

PHYSIQUE DU RÉACTEUR

INTRODUCTION AU COURS

Ce manuel de formation est destiné à des lecteurs qui ont une connaissance approfondie de la théorie nucléaire. Les connaissances sont appliquées à la physique du réacteur et particulièrement adaptées aux réacteurs CANDU.

Le cours débute avec les principes généraux de la configuration des réacteurs requise pour permettre une réaction en chaîne auto-entretenu. Il est ensuite question de la dynamique du réacteur (coeur critique et coeur sous-critique), des effets de rétroaction de la réactivité (effets de la température, empoisonnement par les produits de fission, et taux de combustion du combustible) et, enfin, des considérations opérationnelles (à faible puissance et à puissance élevée).

Le document porte sur quatre grands domaines, subdivisés en huit sections, comme suit :

- Réacteur critique à puissance de production électrique stable (Section 1)
- Réacteur dynamique (Sections 2 et 3)
- Effets de rétroaction de la réactivité (Sections 4, 5 et 6)
- Fonctionnement du réacteur (Sections 7 et 8)

TABLE DES MATIÈRES

	Page
Objectifs	1
Section 1 – Réacteur critique à puissance de production électrique stable	
1.0 Introduction	10
1.1 Fission	11
1.2 Contrôle de la fission	16
1.3 Mouvements des neutrons dans le réseau CANDU	20
1.4 Le réacteur fini	29
Section 2 – Réponse du réacteur critique à un changement de réactivité	
2.0 Introduction	34
2.1 Accroissement de puissance exponentiel	35
2.2 Corrections apportées à la réponse exponentielle du réacteur	37
2.3 Effet des neutrons retardés	40
2.4 Criticité instantanée	46
2.5 Décélération de puissance : chute instantanée	47
Section 3 – Réponse du réacteur sous-critique	
3.0 Introduction	50
3.1 Flux neutronique dans un réacteur « mis à l'arrêt »	50
3.2 Dynamique du cœur sous-critique	56
3.3 Exemples	63
Section 4 – Effets de la température et de l'expulsion du caloporteur sur la réactivité du cœur	
4.0 Introduction	68
4.1 Rétroaction – Effets de la température	68
4.2 Bases physiques des coefficients de température	71
4.3 Coefficients de température	81
4.4 Variation de la réactivité en fonction de la température	86
4.5 Réactivité cavitaire	89
Section 5 – Effets des produits de fission sur la réactivité du cœur	
5.0 Introduction	94
5.1 Accumulation de xénon et d'iode	95
5.2 Comportement du xénon transitoire	103
5.3 Oscillations du xénon	116
5.4 Samarium 149	119
Section 6 – Effets de l'irradiation du combustible et du chargement de combustible en régime de puissance sur la réactivité du cœur	
6.0 Introduction	124

6.1	Chargement de combustible en régime de puissance	124
6.2	Combustion – Généralités	125
6.3	Changements de réactivité transitoires	129
6.4	Effets à long terme sur la réactivité	129
Section 7 – Fonctionnement du réacteur à faible puissance		
7.0	Introduction	140
7.1	Puissance thermique, puissance neutronique et puissance de fission	140
7.2	Réduction de la puissance du réacteur	141
7.3	État d'arrêt	149
7.4	Approche de l'état critique	151
7.5	Fonctionnement à faible puissance suite à un démarrage	160
Section 8 – Fonctionnement du réacteur à puissance élevée		
8.0	Introduction	164
8.1	Aplatissement du flux	165
8.2	Détails de la forme du flux	170
8.3	Protection contre les puissances élevées	184

OBJECTIFS

Aux termes de la formation, le participant aura une connaissance plus approfondie des notions suivantes :

Réacteur critique à puissance de production électrique stable

- Énumérer les produits de la réaction de fission et décrire l'importance de chacun dans l'exploitation d'un réacteur CANDU.
- Décrire les caractéristiques des produits de fission, c'est-à-dire leur rendement, leur stabilité, le danger d'irradiation qu'ils présentent, la production de neutrons retardés, et leur capacité à absorber des neutrons.
- Identifier les différentes contributions d'énergie qui totalisent environ 200 MeV par fission déposée dans le réacteur.
- Définir les termes suivants :
 - facteur de multiplication des cellules unitaires
 - facteur de multiplication effectif des neutrons.
- Décrire le cycle de vie des neutrons pour les processus suivants :
 - fission rapide de l'uranium 238
 - absorption par résonance dans l'uranium 238
 - absorption dans les matériaux du coeur autre que le combustible
 - fission thermique suite à l'absorption dans le combustible
 - fuite de neutrons.
- Définir la réactivité et préciser l'unité de mesure.
- Définir les termes suivants :
 - valeur de réactivité
 - excédent de réactivité du coeur
 - coeur nominal
 - réactivité de réglage.

Réponse du réacteur critique à un changement de réactivité

- Définir le taux-log et la période et préciser le rapport qui existe entre eux.
- Décrire la réponse d'un réacteur CANDU à faible puissance face à un faible apport de réactivité positive par paliers.

- Expliquer l'effet des neutrons retardés sur la régulation du réacteur.
- Définir les termes suivants et préciser dans quel contexte on les rencontre :
 - saut instantané
 - chute instantanée.
- Décrire le changement de puissance du réacteur suite à une insertion de réactivité positive suffisamment grande pour causer un saut instantané, et expliquer pourquoi la puissance subit une augmentation rapide puis diminue plus lentement.
- Décrire le changement de puissance du réacteur suite à une insertion de réactivité négative importante, et expliquer pourquoi la puissance chute d'abord rapidement, puis diminue plus lentement.
- Définir la criticité instantanée, expliquer comment elle survient et préciser l'insertion de réactivité approximative requise pour la causer.

Réponse du réacteur sous-critique

- Définir le facteur de multiplication sous-critique.
- Expliquer comment la multiplication sous-critique d'une source de neutrons dans un coeur sous-critique cause :
 - un niveau de puissance stable observable qui est supérieur à la source
 - un changement du niveau de puissance après un changement de réactivité qui laisse le coeur sous-critique.
- Décrire le taux de réponse à un changement de réactivité dans un coeur sous-critique.
- Indiquer comment et pourquoi la réponse dynamique change entre un état de réacteur fortement sous-critique et un état de réacteur presque critique.

Effets de la température et de l'expulsion du caloporteur sur la réactivité du coeur

- Définir les coefficients de température pour :
 - le combustible
 - le modérateur
 - le caloporteur.
- Donner les températures d'exploitation courantes pour le combustible, le modérateur et le caloporteur et la plage approximative des températures observées entre l'arrêt froid et la pleine puissance.

- Expliquer comment la dilatation thermique du modérateur agit sur :
 - la longueur de trajectoire des neutrons dans le modérateur
 - la fuite hors du coeur.
- Expliquer comment la vitesse moléculaire causée par le chauffage agit sur :
 - l'absorption par résonance dans l'uranium 238 (élargissement Doppler et auto-blindage)
 - le spectre des neutrons thermiques
 - la longueur de trajectoire des neutrons thermiques.
- Décrire comment les changements qui surviennent dans la température des neutrons thermiques influent sur l'absorption par :
 - l'uranium 235
 - le plutonium 239.
- Expliquer l'effet sur la réactivité causé par un changement de la température du :
 - combustible
 - modérateur
 - caloporteur.
- D'après les valeurs courantes des coefficients de réactivité du modérateur, du caloporteur et du combustible, calculer le changement de réactivité pour des opérations courantes, incluant :
 - un réchauffement du circuit caloporteur de l'état froid à la puissance zéro chaude
 - l'augmentation de la puissance unitaire de la puissance zéro à la pleine puissance
 - la diminution de la puissance unitaire de la pleine puissance à la puissance zéro.
- Définir le coefficient de puissance.
- Comparer l'importance des changements de réactivité dus au modérateur, au caloporteur et au combustible pour un changement donné dans la puissance du réacteur en faisant référence :
 - au coefficient de température
 - au changement de température
 - au temps qui s'écoule avant que l'effet se manifeste.
- Décrire l'effet du coefficient de puissance CANDU courant sur :
 - la régulation normale

- le transitoire de puissance suite à une fluctuation.
- Définir le terme « réactivité cavitaire ».
- Expliquer comment l'expulsion du caloporteur augmente le facteur de fission rapide et diminue simultanément la capture par résonance.
- Décrire comment la température des neutrons thermiques change lors de l'expulsion du caloporteur et expliquer les effets de ce changement sur le taux de fission.
- Expliquer comment la réactivité cavitaire mène à un abaissement de la limite des isotopes présents dans le modérateur.
- Expliquer la nécessité d'une limite supérieure pour la teneur en isotopes du caloporteur.

Effets des produits de fission sur la réactivité du coeur

- Définir le terme produit de fission agissant comme poison.
- Donner les caractéristiques du xénon 135 qui en font un produit de fission important pour le fonctionnement du réacteur.
- Décrire les processus nucléaires dans le combustible qui permettent :
 - de produire de l'iode 135 et du xénon 135
 - d'enlever l'iode 135 et le xénon 135.
- Définir la charge de xénon et la charge d'iode.
- Expliquer les formes de flux données pour :
 - la charge d'iode en fonction du temps
 - la charge de xénon en fonction du temps
 - lors d'un démarrage après un arrêt prolongé.
- Décrire l'accumulation de xénon après un arrêt brusque du réacteur.
- Préciser les problèmes opérationnels que cause le xénon lorsque le réacteur s'arrête brusquement.
- Expliquer les termes suivants :
 - empoisonnement
 - opération de prévention de l'empoisonnement
 - capacité de dépassement de l'empoisonnement
 - durée du dépassement de l'empoisonnement
 - décision et temps d'intervention.

- Expliquer les caractéristiques suivantes du changement de réactivité suite à un arrêt brusque du réacteur alors qu'il était exploité à pleine puissance :
 - taux initial d'accumulation du xénon
 - pointe
 - diminution éventuelle de la concentration de xénon.
- Préciser le temps approximatif que met le xénon à atteindre un maximum et la valeur de réactivité approximative du xénon à son maximum en cas d'arrêt brusque du réacteur à la pleine puissance avec le combustible à l'équilibre.
- Comparer l'importance des pointes du transitoire suite à un arrêt brusque du réacteur dans des conditions d'équilibre pour un arrêt à la pleine puissance et un arrêt à un faible niveau de puissance.
- Expliquer le transitoire de puissance qui suit un changement dans la puissance du réacteur pour un intervalle de puissance élevée.
- Décrire comment le transitoire de réactivité est contrebalancé après un retour à la puissance :
 - avant un empoisonnement
 - après un empoisonnement.
- Définir les termes suivants :
 - oscillation du xénon
 - inclinaison du flux.
- Expliquer pourquoi les grandes oscillations sont inacceptables.
- Décrire comment les oscillations sont contrôlées dans les réacteurs CANDU.
- Expliquer comment un petit changement de réactivité locale peut causer une forte inclinaison du flux dans un réacteur exploité à puissance élevée sans contrôle spatial adéquat.
- Décrire comment l'inclinaison du flux change en fonction du temps si le phénomène n'est pas contrôlé.
- Expliquer pourquoi une oscillation non contrôlée peut se poursuivre indéfiniment.
- Donner les caractéristiques du samarium 149 qui en font un produit de fission agissant comme poison.
- Décrire comment les processus nucléaires dans le combustible :
 - produisent du Pm 149 et du Sm 149
 - éliminent le Pm 149 et le Sm 149.

- Comparer les effets opérationnels du samarium avec ceux du xénon pour ce qui est :
 - de l'accumulation initiale
 - du transitoire suite à un arrêt brusque ou une mise à l'arrêt du réacteur
 - du retour à l'équilibre suite à un redémarrage
 - des transitoires aux changements de puissance.

Effets de l'irradiation du combustible et du chargement de combustible en régime de puissance sur la réactivité du coeur

- Donner les principales caractéristiques du chargement de combustible en régime de puissance dans le but de maintenir la réactivité du coeur.
- Définir les termes suivants :
 - combustible neuf
 - combustion
 - réacteur alimenté à l'équilibre.
- Préciser et expliquer les unités de la combustion.
- Décrire le changement transitoire dans le Pu 239 suite à un arrêt à puissance élevée, et suite au retour à la puissance élevée après une mise à l'arrêt.
- Définir les termes « produits de fission de saturation » et « produits de fission de non-saturation » et comparer leurs effets à long terme sur la valeur de réactivité d'une grappe de combustible.
- Décrire les changements qui surviennent dans la composition d'une grappe de combustible lorsqu'elle est exposée à un flux neutronique dans le coeur.
- Dans un graphique représentant le changement de réactivité d'une grappe de combustible en fonction de l'irradiation, expliquer l'allure du graphique en faisant référence à :
 - la combustion de l'uranium 235 et à la croissance du plutonium 239
 - l'accumulation de plutonium 240 et de plutonium 241
 - l'augmentation des produits de fission.

Fonctionnement du réacteur à faible puissance

- Préciser et expliquer les raisons de la non-linéarité entre les changements dans la puissance neutronique et les changements dans la puissance thermique du réacteur.

- Expliquer l'ampleur et la durée de la chute instantanée d'après une courbe illustrant la diminution du flux neutronique suite à un arrêt brusque du réacteur.
- Décrire comment les neutrons instantanés, les neutrons retardés, les photoneutrons et les neutrons de fission spontanés influent sur l'allure de la courbe de décélération.
- Expliquer les différences suivantes entre les courbes de la puissance thermique et de la décélération de la puissance neutronique suite à un arrêt brusque du réacteur :
 - taux de chute initiale
 - durée
 - exigences relatives au refroidissement.
- Donner la valeur approximative de la chaleur de désintégration à la pleine puissance, à 3 minutes et à 60 minutes après un arrêt brusque du réacteur à pleine puissance.
- Identifier les changements de réactivité qui surviennent dans un réacteur après une mise à l'arrêt prolongée en régime de puissance et, pour chaque changement, indiquer :
 - le signe
 - l'ampleur approximative
 - l'échelle de temps.
- Décrire la variation dans le flux neutronique lorsque le réacteur est à l'arrêt depuis une longue période de temps.
- Énumérer les paramètres liés à la criticité qui sont surveillés et contrôlés durant l'approche de l'état critique.
- Énumérer les mécanismes de contrôle de la réactivité requis durant l'approche de la criticité.
- Expliquer (pour des augmentations de la réactivité par paliers) les changements observés dans :
 - le taux de comptage stable
 - le temps de réponse des détecteurs de fluxlorsque le coeur passe d'un état fortement sous-critique à un état presque critique.
- Prévoir le niveau de puissance suite à un changement spécifique de la concentration du poison, à l'aide de la formule de multiplication sous-critique, de la puissance mesurée et de la concentration de poison relative à cette criticité.

- Expliquer pourquoi les procédures de démarrage nécessitent une surveillance du flux neutronique durant le démarrage et pourquoi elles ne dépendent pas uniquement des prévisions de la criticité.
- Énumérer les paramètres qui devraient être surveillés et contrôlés au moment d'atteindre la criticité.
- Expliquer de façon générale comment un réacteur, critique à faible puissance, pourrait devenir sous-critique :
 - s'il était maintenu dans un état « critique à faible puissance » pendant une longue période
 - suite à des manoeuvres de puissance effectuées à faible puissance.
- Décrire la réponse de puissance d'un réacteur légèrement surcritique à faible puissance.
- Expliquer les changements dans la réponse de puissance à mesure que la puissance s'approche de la dernière décade de puissance du réacteur.
- Décrire comment la puissance du réacteur augmente jusqu'à la puissance nominale à partir de l'arrêt chaud.
- Énumérer les effets de la réactivité qui se produisent lorsque la puissance augmente et expliquer comment ils devraient changer à mesure que la puissance augmente.

Fonctionnement du réacteur à puissance élevée

- Expliquer comment l'aplatissement du flux permet une puissance de production électrique accrue du réacteur sans qu'il y ait d'augmentation non sécuritaire de la puissance de grappe ou de la puissance de canal maximale.
- Décrire et expliquer comment l'aplatissement du flux est obtenu, en faisant référence à :
 - la forme globale du flux
 - la forme du flux relative d'une zone à l'autre
 - le contrôle des pointes du flux local.
- Expliquer comment un changement dans la configuration des dispositifs de réglage de la réactivité peut causer des pointes de flux dans le coeur et expliquer comment cela influe sur la puissance de grappe et la puissance de canal.
- Définir les termes suivants :
 - efficacité du dispositif de réglage de la réactivité
 - efficacité du dispositif de réglage de la réactivité différentielle.
- Expliquer la variation dans le taux d'insertion de réactivité pour une courbe donnée de l'efficacité des barres de compensation en fonction de leur position.

- Décrire la réponse des zones liquides lorsque les barres de compensation qui étaient entièrement à l'intérieur sont entièrement sorties.
- Décrire l'effet du remplacement du combustible épuisé à un fort taux de combustion sur la forme du flux avec du combustible neuf pendant l'exploitation en régime de puissance.
- Expliquer comment le chargement du combustible pourrait mener à une répartition spatiale du flux inacceptable au redémarrage.
- Décrire l'expression « Forme du flux de référence » et expliquer pourquoi la forme du flux dans un réacteur CANDU en exploitation diffère de la forme du flux de référence.
- Définir les termes suivants tels qu'applicables à un réacteur CANDU en exploitation :
 - ondulations lors du chargement de combustible
 - facteur de forme de la puissance de canal (FFPC).
- Dire pourquoi la puissance globale est limitée lorsque le réacteur est exploité avec des barres de compensation hors du cœur.
- Dire comment le réacteur est protégé contre une puissance excessivement élevée lorsqu'il est exploité avec une forme de flux non analysée.
- Donner les niveaux de puissance approximatifs au-delà desquels le fonctionnement du réacteur est affecté par :
 - le xénon transitoire
 - les oscillations du xénon.

RÉACTEUR CRITIQUE À PUISSANCE DE PRODUCTION ÉLECTRIQUE STABLE

1.0 INTRODUCTION

La caractéristique principale d'un réacteur nucléaire est la réaction en chaîne (fission). Lorsqu'un atome, par exemple un atome d'uranium, subit la fission (se scinde en fragments), il dégage de l'énergie, et la quantité dégagee par chaque réaction est énorme comparativement à celle d'une réaction chimique. Cela en fait donc une source d'énergie dont le coût en combustible est relativement peu élevé. Une caractéristique particulière de la réaction de fission est qu'elle génère des neutrons qui peuvent à leur tour causer la fission. Lorsque au moins un neutron par fission survit et cause à son tour des fissions, la réaction en chaîne se perpétue sans l'aide d'une source extérieure de neutrons; nous sommes alors en présence d'une réaction en chaîne auto-entretenu.

Le réacteur nucléaire comprend du combustible nucléaire, un modérateur, un caloporteur et des matériaux structuraux disposés suivant une configuration suffisamment grande pour laisser place à une réaction en chaîne auto-entretenu contrôlable, qui dégage une énergie utile. La réaction de fission produit également des rayonnements et des sous-produits radioactifs qui présentent un danger d'irradiation. Les caractéristiques de conception et d'exploitation des réacteurs tiennent compte de ces facteurs de risque.

L'uranium naturel UO_2 (combustible) et l'eau lourde D_2O (modérateur) sont des composantes que l'on trouve dans les réacteurs CANDU (l'acronyme CANDU a été constitué à partir des termes Canada, deutérium et uranium). Les exigences relatives à ces choix de conception ont mené à l'élaboration d'un réacteur à tubes de force et à chargement de combustible en régime de puissance : le réacteur utilise efficacement les neutrons (en gaspille très peu) et offre un spectre neutronique bien thermalisé. Dans la présente section, nous examinerons le processus de fission et l'équilibre entre la production et la perte de neutrons dans le coeur du réacteur, ce qui permet un taux de fission constant. Nous verrons ensuite comment les caractéristiques du CANDU affectent les neutrons lorsqu'ils se déplacent dans le réseau du réacteur CANDU; les paramètres expliquant ces caractéristiques d'exploitation quotidienne sont décrits dans d'autres sections.

Pour discuter des processus nucléaires qui surviennent dans un réacteur, le stagiaire doit être familier avec les notions fondamentales de la théorie nucléaire et doit connaître la structure du noyau atomique et les principes

qui régissent le dégagement et le dépôt d'énergie dans certains processus nucléaires, comme la radioactivité et la fission. Le présent document présuppose que le stagiaire maîtrise déjà certaines notions de base, notamment la description des atomes, des noyaux, des particules atomiques, l'équivalence masse-énergie et les interactions entre le rayonnement et la matière.

1.1 FISSION

La production d'énergie nucléaire provient du dégagement d'énergie (environ 200 MeV par fission) généré par la fragmentation de certains noyaux; en effet, lorsque ces noyaux se scindent en fragments plus denses, une certaine proportion de la masse nucléaire se convertit en énergie.

Chaque watt de puissance nécessite environ $3,1 \times 10^{10}$ fissions/s. Pour un réacteur CANDU de 2250 MW, le taux de fission requis est uniforme :

$$2250 \times 10^6 \times 3,1 \times 10^{10} = 7 \times 10^{19} \text{ fissions/s}$$

La fission produit le nombre de neutrons requis pour que la réaction se perpétue. Chaque fission dégage, en moyenne, environ 2,5 neutrons. Un taux de fission uniforme exige que les pertes de neutrons par capture (capture radiative dans le combustible ou dans d'autres matières) ou par fuite (hors du réacteur) ne dépasse pas environ 1,5 neutron par fission.

Produits de la réaction de fission

Le mode particulier de fission illustré à la figure 1.1 est l'un des nombreux moyens selon lequel le noyau se scinde. Le xénon 140 et le strontium 96 sont des fragments de fission; on dénombre environ 300 nucléides produits par la fission.

Au début, les fragments de fission sont très excités et libèrent de l'énergie en émettant des neutrons et des rayons gamma. La majeure partie des neutrons de fission sont émis presque immédiatement ($\sim 10^{-17}$ s) après que la fission s'est produite; on les appelle neutrons de fission instantanés, alors que les rayons gamma sont appelés gamma instantanés.

Suite à la désexcitation, le noyau nouvellement formé par la fission ne possède pas suffisamment d'énergie d'excitation pour émettre d'autres neutrons. Il se désintègre par émission bêta. La figure 1.1 montre un exemple de chaîne de désintégration. Il arrive parfois que le noyau d'un produit de filiation créé par désintégration bêta possède suffisamment d'énergie pour émettre un neutron. En raison de ce processus, environ 0,5 % des neutrons de fission ne sont générés que beaucoup plus tard après la fission. Ces neutrons portent le nom de neutrons de fission retardés.

	Énergie dégagee	Énergie déposée dans le coeur	
Source d'énergie	Énergie (MeV)	Énergie (MeV)	Énergie (%)
Énergie cinétique des fragments de fission plus légers	100 MeV	100 MeV	50 %
Énergie cinétique des fragments de fission plus lourds	67 MeV	67 MeV	33,5 %
Énergie cinétique des neutrons de fission	5 MeV	5 MeV	2,5 %
Énergie des rayons gamma instantanés	6 MeV	6 MeV	3 %
Capture radiative des neutrons de fission en excès	—	8 MeV	4 %
Énergie des particules bêta libérées graduellement par les produits de fission	22 MeV (répartis en particules β , rayons gamma et neutrinos)	8 MeV	4 %
Énergie gamma dégagee graduellement par les produits de fission		6 MeV	3 %
Neutrinos		—	—
Total	200 MeV	200 MeV	100 %

Tableau 1.1
Répartition approximative de l'énergie générée par une fission type de U 235

Le nombre de neutrons émis lors de la fission est variable, mais le rendement le plus probable est généralement de deux ou trois neutrons par fission. Le nombre moyen de neutrons émis par la fission thermique est une quantité importante en physique du réacteur. Il est habituellement représenté par la lettre grecque ν (prononcé « nu »). Le tableau 1.2 résume les valeurs de ν pour les isotopes fissiles. La fission rapide produit un peu plus de neutrons de fission que la fission thermique. Dans le présent document, on suppose que le nombre moyen de neutrons par fission thermique dans un réacteur alimenté à l'équilibre est $\nu = 2,5$.

Noyaux fissiles	ν
U 235	2,43
Pu 239	2,89
Pu 241	2,93
Combustible à l'équilibre	~ 2,5

Notes

Tableau 1.2
Valeur de ν pour les fissions thermiques

Fragments et produits de fission

Le terme « produits de fission » s'applique à tous les éléments de la chaîne de désintégration, y compris les fragments de fission originaux. Le terme fragment décrit les morceaux du noyau éjectés qui se désexcitent avant de se stabiliser comme produits de fission. La majorité des produits de fission ont des périodes qui vont de quelques fractions de seconde à environ 30 ans.

L'énergie cinétique des fragments de fission représente la majeure partie de l'énergie dégagée dans la réaction de fission. Les fragments énergétiques ralentissent et finissent par s'arrêter après environ 10^{-13} s, (après s'être déplacés sur environ 10^{-3} mm), chauffant le combustible en transmettant leur énergie aux atomes du combustible environnant.

Chaque produit de fission comporte une portion importante du noyau original. Il est probable que son nombre de masse se situe entre 70 et 160, et un nombre de masse se situant entre 95 et 140 est le plus probable. La fission symétrique (fragments égaux) est rare.

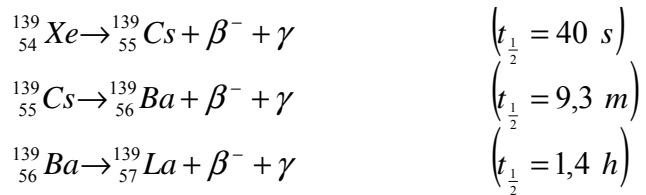
Les produits de fission peuvent présenter un risque radiologique. Ils absorbent également des neutrons qui autrement auraient causé la fission, ce qui limite le rendement énergétique à long terme du combustible. Ils ont un effet utile important; la régulation du réacteur ne serait pas possible sans les neutrons retardés issus de la désintégration des produits de fission. Les paragraphes qui suivent examinent une à une ces caractéristiques.

Risques radiologiques propres aux produits de fission

Les fragments de fission sont presque toujours instables (radioactifs). La raison en est que le rapport neutron/proton des fragments est à peu près le même que celui du noyau fissionné, et il est trop élevé pour qu'on obtienne un noyau stable pour un nombre de masse moyen. La notation de

la désintégration bêta standard inclut les désintégrations bêta subséquentes.

Par exemple, si l'on suit une chaîne de désintégration de la figure 1.1 :



Le UO_2 (céramique) et la gaine du combustible doivent contenir les produits de fission afin d'éviter qu'ils n'entrent dans le circuit caloporteur et qu'ils ne quittent le coeur du réacteur. (Il y a également d'autres barrières en place dans le but de limiter les rejets en cas de bris des conduites.) Tant que les produits de fission demeurent dans le combustible et que le combustible est adéquatement blindé, il n'y a aucun risque biologique. Les produits de fission dans le circuit caloporteur (ou ailleurs à l'extérieur du coeur) présentent un danger d'irradiation et c'est pourquoi l'accès à l'équipement doit être restreint même lorsque le réacteur est mis à l'arrêt.

Un blindage efficace est requis autour du réacteur en vue d'assurer une protection contre le rayonnement instantané (neutrons et rayons gamma) durant l'exploitation. Ce blindage limite également l'exposition aux rayons gamma qui continuent à être émis par les produits de fission après la mise à l'arrêt.

Le combustible doit être remplacé à distance et des précautions spéciales doivent être prises pour la manutention et le stockage du combustible irradié.

Absorption de neutrons par les produits de fission

Certains produits de fission possèdent une section efficace d'absorption de neutrons élevée et, par conséquent, empoisonnent le réacteur. Un pourcentage relativement élevé des fissions produit les deux poisons les plus importants, soient le xénon 135 et le samarium 149, et ces produits de fission capturent un nombre important de neutrons. La section 5 examine les effets des produits de fission qui agissent comme poisons.

Neutrons retardés et photoneutrons issus de la désintégration des produits de fission

La désintégration des produits de fission produit parfois des précurseurs de neutrons retardés, qui se désintègrent en produisant une petite fraction des neutrons dans le coeur du réacteur. Les rayons gamma énergétiques provenant des produits de fission qui se désintègrent peuvent parfois produire des photoneutrons. Les neutrons de fission permettent une réaction en chaîne auto-entretenu, dans laquelle les neutrons de fission d'une génération de fission particulière produisent la génération de fission suivante. Les neutrons retardés rendent possible la régulation du réacteur (voir section 2). Les photoneutrons ont une incidence sur l'exploitation à faible puissance (voir section 3).

Le tableau des nucléides permet d'identifier près de 100 précurseurs de neutrons retardés. Pour la fission thermique de l'uranium 235, les neutrons retardés représentent seulement 0,70 % de tous les neutrons de fission. Cette proportion, représentée par le symbole β , porte le nom de fraction des neutrons retardés. Pour le plutonium 239, la fraction des neutrons retardés est plus petite, soit $\beta = 0,23$ %.

Pour un combustible CANDU à l'équilibre, la fraction moyenne efficace des neutrons retardés est de près de $\beta \sim 0,50$ %. Le combustible à l'équilibre tient compte des fissions de tous les isotopes fissiles dans le coeur, ainsi que de la fission rapide de l'uranium 238. La moyenne pondérée dépend du mélange particulier d'isotopes dans le réacteur, mélange qui change avec le taux de combustion du combustible.

Un ensemble de six précurseurs de neutrons retardés artificiels illustrent avec précision le comportement de tous les neutrons retardés. Le présent document simplifie cette hypothèse d'un groupe unique de neutrons retardés avec $\beta = 0,5$ % pour le combustible à l'équilibre, et un temps moyen $t_m = 12,5$ s (équivalent à $t_{1/2} = 8,7$ s et $\lambda = 0,08$ s⁻¹).

1.2 CONTRÔLE DE LA FISSION

Une seule réaction de fission dégage environ 40 millions de fois plus d'énergie qu'une réaction chimique équivalant à la combustion d'un seul atome de carbone. Cependant, l'assemblage adéquat des matériaux du réacteur de manière à permettre une extraction continue et contrôlable de l'énergie nécessite une conception minutieuse. Les neutrons issus de la fission sont essentiels pour maintenir une réaction en chaîne et pour assurer une production de puissance stable dans le coeur. Pour $\nu = 2,5$, la conception du réacteur doit limiter les pertes de neutrons à 1,5 neutron par fission. L'absorption qui ne cause pas la fission et les neutrons qui fuient dans le blindage rendent difficile la survie d'au moins un neutron par réaction de fission.

Par exemple, examinons la possibilité d'une réaction en chaîne auto-entretenu dans un grand bloc d'uranium naturel. La probabilité que les neutrons thermiques absorbés dans un bloc d'uranium naturel causent la fission est d'environ 55 %. (Le rapport de la fission aux sections efficaces microscopiques d'absorption de l'uranium naturel est de $4,18 \text{ b}/7,58 \text{ b} = 0,55$.) Comme la fission produit presque 2,5 nouveaux neutrons, cela semble permettre une réaction en chaîne continue. Toutefois, les neutrons rapides produits par la fission risquent moins de causer la fission que les neutrons thermiques. (Dans l'uranium 235, la section efficace de fission pour les neutrons thermiques est de 580 barns, comparativement à un ou deux barns pour la fission rapide.)

Examinons maintenant ce qui se produit lorsqu'un neutron rapide est ralenti par des diffusions successives dans le bloc d'uranium. La perte d'énergie par collision est très petite, parce que les noyaux d'uranium sont très lourds. Avant que son énergie cinétique réduise l'énergie thermique, le neutron atteindra une plage d'énergie où la section efficace d'absorption de l'uranium 238 est très élevée et il sera absorbé tout simplement. Si l'on ne tient pas compte des fuites ou de l'absorption des neutrons dans les impuretés (incluant l'absorption dans les produits de fission issue des fissions qui surviennent), la perte imputable à la capture par résonance fait en sorte qu'il est impossible de produire une réaction en chaîne dans l'uranium naturel pur.

L'une des solutions consiste à mélanger le combustible avec un modérateur qui ralentit rapidement les neutrons dans la plage d'énergie de résonance, sans les absorber une fois qu'ils sont thermalisés. Pour un réacteur à l'uranium naturel qui utilise du dioxyde d'uranium, seule l'eau lourde constitue un modérateur adéquat. Le choix des volumes relatifs de combustible et de modérateur ainsi que leur configuration géométrique déterminent l'efficacité neutronique.

Pour suivre un neutron qui se déplace au hasard dans les différents matériaux du réacteur, nous avons besoin d'une comparaison quantitative des réactions possibles. L'idéal est une comparaison des taux de réaction, qui dépendent de la section efficace nucléaire et du flux neutronique, quantités que nous allons vous présenter.

Section efficace macroscopique

La vitesse d'une réaction dans des matériaux en vrac dépend non seulement de la probabilité de la réaction avec un noyau particulier (représentée par la section efficace microscopique) mais également du nombre de noyaux cibles présents. Pour les représenter, nous allons utiliser une quantité connue sous le nom de section macroscopique (Σ -sigma en majuscule) qui conjugue la section efficace microscopique

(σ) d'un noyau individuel d'une matière donnée avec la densité N (qui est le nombre d'atomes par cm^3) de la matière dans la zone considérée.

La section efficace macroscopique est donnée par :

$$\Sigma = N\sigma$$

L'unité de Σ est $\text{cm}^2/\text{cm}^3 = \text{cm}^{-1}$ (si l'on exprime N en cm^{-3} et σ en cm^2). Il est plus difficile de visualiser l'importance physique de la section efficace macroscopique à cause de ces unités peu courantes, comparativement à la section efficace microscopique, qui est tout simplement une aire (bien qu'elle soit quelque peu artificielle). On peut décrire la section efficace macroscopique comme étant l'aire apparente totale de toutes les cibles nucléaires dans 1 cm^3 de matière. (Plus il y a d'oiseaux dans le ciel, moins la distance que prendra une balle de fusil à atteindre l'un d'eux est grande.)

L'inverse de la section efficace macroscopique pour une matière donnée, qui a les dimensions d'une distance, n'est pas facile à visualiser. Par exemple, la quantité $1/\Sigma_a$ est égale à la distance moyenne parcourue par un neutron avant d'être absorbé par la matière, et est connue sous le nom de libre parcours moyen (lpm) avant l'absorption. De même, l'inverse de la section efficace de diffusion macroscopique, $1/\Sigma_s$, est égal à la distance moyenne parcourue par un neutron entre des collisions élastiques.

Flux neutronique

Le flux neutronique (ϕ) est une mesure de la densité des neutrons qui traversent 1 cm^3 de matière. Il est représenté par :

$$\phi = nv$$

où n est la densité des neutrons (le nombre de neutrons par cm^3) et v est la vitesse des neutrons. Les unités du flux sont :

$$\frac{\text{neutrons}}{\text{cm}^3} \times \frac{\text{cm}}{\text{s}} \quad \text{ou} \quad \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$$

Contrairement à un fusil de chasse, qui génère une « impulsion » unique et dont les balles décrivent une trajectoire plus ou moins droite en suivant des lignes parallèles, les neutrons se propagent continuellement à travers un volume de 1 cm^3 dans des directions aléatoires. La probabilité qu'un neutron soit frappé dépend des facteurs n et v . Si l'on accroît le nombre de neutrons dans un volume de 1 cm^3 , il est plus probable que l'un d'eux frappe une cible. Si l'on augmente la vitesse des neutrons, le nombre de passages dans le volume de 1 cm^3 chaque seconde sera plus grand.

En termes physiques, la quantité ϕ est la distance totale parcourue en une seconde par tous les neutrons dans le volume de 1 cm^3 , puisque cette quantité est obtenue en multipliant le nombre de neutrons dans ce volume de 1 cm^3 par la vitesse de chacun des neutrons. Cela équivaut à la longueur totale de toutes les trajectoires de neutrons parcourues dans 1 cm^3 en une seconde. Vous pouvez imaginer cela comme étant l'exposition au fil du temps de feux arrière de voiture photographiés durant la nuit; chaque feu est représenté par une ligne.

L'expression du flux neutronique s'applique à toutes les énergies de neutrons. Lorsqu'on l'applique aux neutrons thermiques, le produit porte le nom de flux de neutrons thermiques.

Taux de réaction

Le taux de réaction, R , est le nombre de réactions par seconde par centimètre cube de matière. Considérons, par exemple, la réaction d'absorption d'un neutron thermique ayant une section efficace d'absorption microscopique σ_a représentant la surface d'absorption apparente de chaque noyau cible. La section efficace macroscopique ($\Sigma_a = N\sigma_a$) est la surface plane apparente des cibles qu'un neutron « voit » à mesure qu'il s'approche d'un volume de 1 cm^3 . Le libre parcours moyen avant l'absorption est $l_{pm} = \Sigma^{-1}$. Le flux (ϕ) est la longueur de trajectoire totale du neutron en une seconde dans 1 cm^3 , alors il suffit de diviser le flux par la longueur de trajectoire requise (en moyenne) pour une absorption, pour obtenir le nombre total d'absorptions, qui est :

$$R_a = \frac{\text{longueur de trajectoire totale (par s par cm}^3\text{)}}{\text{longueur de trajectoire moyenne du neutron avant l'absorption}}$$

$$\text{ainsi, } R_a = \frac{\phi}{mfp} \quad \text{ou} \quad R_a = \phi \Sigma_a$$

Avec ϕ en $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et Σ_a en cm^{-1} , R possède les unités $\text{cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$.

Bien que nous utilisons la réaction d'absorption des neutrons thermiques à titre d'exemple, le résultat est généralement le suivant, pour toutes les réactions et pour les neutrons de toutes énergies :

$$R = \phi \Sigma$$

Dans le coeur d'un réacteur CANDU, la majorité des neutrons sont des neutrons thermiques, et les taux de réaction induits par ces neutrons sont directement proportionnels au flux de neutrons thermiques et à la section efficace macroscopique de la réaction. Les valeurs établies pour la section efficace ou le flux sont toujours précisées pour des neutrons thermiques, à moins d'indication contraire.

Les tableaux des sections efficaces microscopiques donnent habituellement des valeurs qui se rapportent aux neutrons qui se déplacent à 2 200 m/s, c'est-à-dire qui ont une énergie cinétique ($\frac{1}{2} mv^2$) de 0,0253 eV. C'est la vitesse la plus probable des neutrons thermalisés à 20 °C. Supposer que les températures de toutes les composantes CANDU sont à 20 °C n'est pas physiquement réaliste. Il faut apporter des corrections au taux de réaction pour obtenir des températures de neutrons réalistes et cela revêt une importance particulière lorsqu'il est question des effets de la température, tel qu'indiqué à la section 4. Comme nous le verrons plus loin, la température des neutrons n'a pas d'incidences importantes sur les taux de réaction dans la plupart des matériaux constituant le réacteur. Les taux de réaction dans les isotopes fissiles sont une exception notable.

1.3 MOUVEMENTS DES NEUTRONS DANS LE RÉSEAU CANDU

La figure 1.2 montre un neutron suivant une trajectoire en zigzag à mesure que sa direction de propagation change de manière aléatoire après chaque collision élastique. Les portions droites de la trajectoire entre deux collisions élastiques ont habituellement une longueur comprise entre 1 et 3 cm environ dans la plupart des matériaux. À titre de référence, le pas du réseau CANDU (distance centre à centre des canaux voisins les plus rapprochés) est de 28,6 cm. Le diamètre d'une grappe de combustible (ou diamètre intérieur du tube de force) est d'environ 10 cm, et la longueur de la grappe est de près de 0,5 mètre.

La durée de vie d'un neutron dépend des probabilités relatives des réactions de diffusion et d'absorption pour les divers noyaux qu'il croise à mesure qu'il se déplace dans le réseau CANDU. Ces probabilités dépendent de l'abondance relative des différents noyaux et des sections efficaces des réactions particulières.

Le combustible CANDU original est composé de dioxyde d'uranium composé à 99,28 % d'uranium 238 et à 0,72 % d'uranium 235 (abondance naturelle). Ce combustible porte le nom de combustible neuf. Un réacteur alimenté à l'équilibre, dans lequel l'exploitation quotidienne comprend le remplacement courant du combustible « irradié » par du combustible neuf, contient à la fois de l'uranium et du plutonium. Le combustible composé d'un mélange d'isotopes comparable à la moyenne du coeur alimenté à l'équilibre est appelé combustible d'équilibre.

À l'équilibre, le combustible subira des fissions thermiques (fissions induites par des neutrons thermiques) dans l'uranium 235, le plutonium 239 et le plutonium 241, ainsi que des fissions rapides (fissions induites par les neutrons rapides) dans l'uranium 238. Le coeur contient beaucoup d'uranium 238 (plus de 100 tonnes dans un grand CANDU comparativement à moins de 1 tonne d'isotopes fissiles) mais

l'uranium 238 ne peut se scinder que si l'énergie cinétique des neutrons est supérieure à environ 1,2 MeV (seuil d'énergie pour que la réaction ait lieu). Il y a beaucoup moins de neutrons rapides que de neutrons thermiques, alors on observe peu de fissions rapides (la fission rapide de l'uranium 238 représente moins de 3 % de la production d'énergie CANDU).

Les neutrons de toutes énergies peuvent provoquer la fission dans les isotopes fissiles (c'est ce que le terme « fissile » signifie - il n'y a pas de seuil d'énergie pour que la fission survienne dans l'uranium 235, le plutonium 239 ou le plutonium 241), mais le flux neutronique et les sections efficaces sont trop petits pour les neutrons de haute énergie. Nous pouvons ignorer les fissions qui surviennent dans le coeur du réacteur, autres que la fission thermique de l'uranium 235, du plutonium 239 et du plutonium 241, ou que la fission rapide de l'uranium 238.

Le modérateur du CANDU est une eau lourde à forte teneur en isotopes, contenant habituellement 99,8 % au plus de D₂O, avec 0,2 % ou moins d'impuretés H₂O. De même, la teneur en isotopes de l'eau lourde utilisée comme caloporteur qui entoure les éléments de combustible dans les canaux est de près de 99,8 % (teneur isotopique), mais elle contient un peu moins d'impuretés (eau ordinaire) que le modérateur.

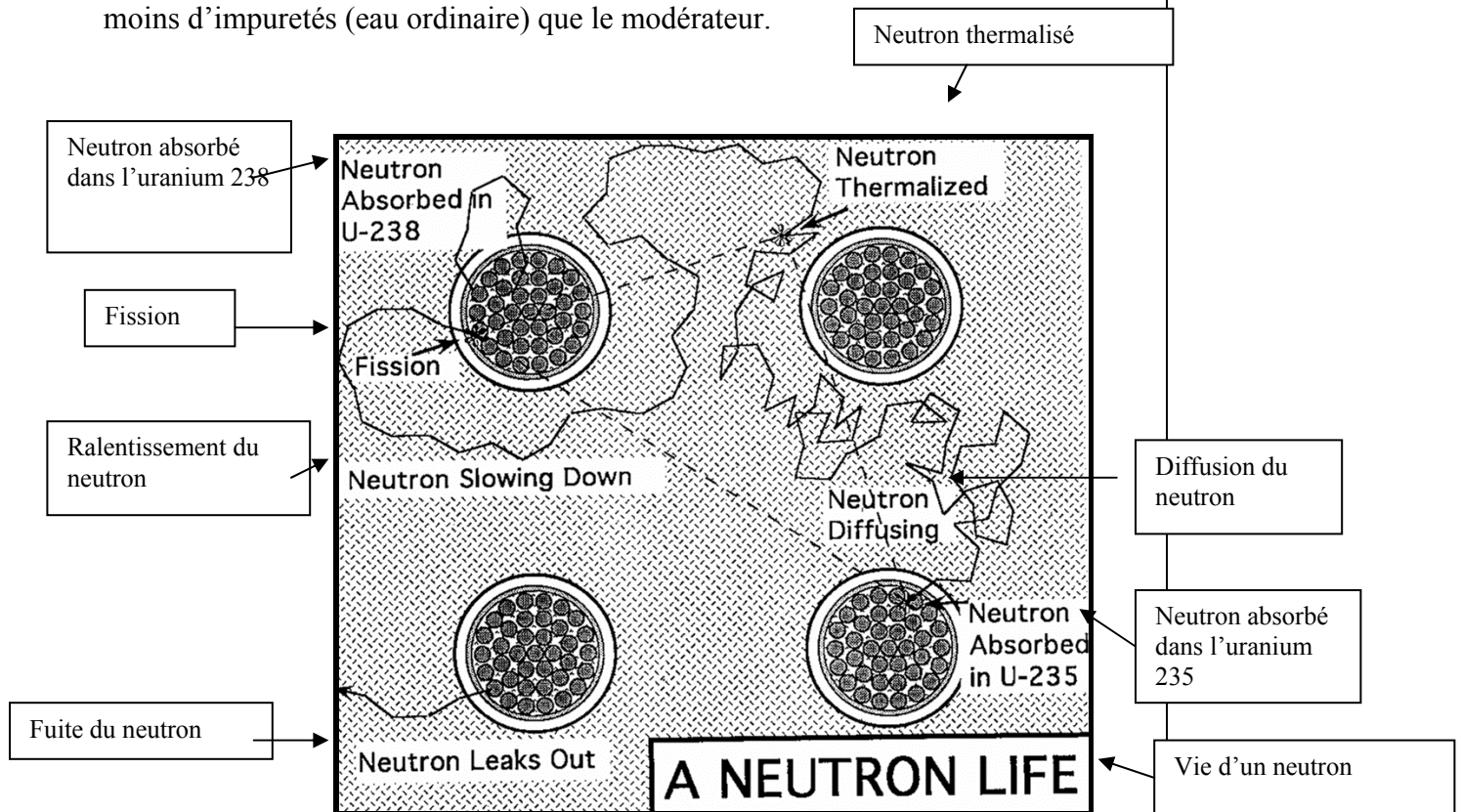


Figure 1.2
Parcours type d'un neutron, de la naissance à l'absorption

À la figure 1.2, les collisions élastiques avec le noyau dans le modérateur ralentissent le neutron né au point appelé « fission » jusqu'à ce qu'il atteigne l'énergie thermique au point appelé « neutron thermalisé ». Dans un réacteur CANDU, la distance moyenne entre ces points est d'environ 25 cm et le temps requis pour effectuer ce parcours est de quelques microsecondes.

Lorsqu'un neutron rapide frappe un noyau, la fraction de l'énergie cinétique du neutron transférée au noyau cible dépend de la masse du noyau cible et de l'angle d'incidence. L'énergie moyenne transférée lors de chaque collision dans le modérateur est une fraction fixe de l'énergie cinétique du neutron. Lorsqu'une collision élastique survient entre un neutron et un noyau d'eau lourde, le neutron transfère 40 % de son énergie, en moyenne, au noyau cible. Les collisions élastiques conservent l'énergie cinétique, alors le neutron ressort de chaque collision « moyenne » avec 60 % de l'énergie qu'il avait au départ. Pour évaluer le nombre de collisions qui thermaliseront un neutron de fission, on suppose que le neutron de fission débute avec une énergie cinétique de 2 MeV, perd 60 % de son énergie lors de chaque collision, et devient « thermique » lorsque son énergie cinétique atteint 0,025 eV. Cela prend environ 36 collisions pour thermaliser un neutron rapide [$0,6^{36} \times (2 \times 10^6) \sim 0,025$].

Après la thermalisation, le neutron est diffusé comme un neutron thermique jusqu'à ce qu'il soit absorbé par une matière, qui est habituellement le combustible (à moins qu'il n'atteigne le bord du réacteur et qu'il pénètre dans le blindage). Le temps qui s'écoule entre la thermalisation et l'absorption représente la majeure partie de la vie du neutron, soit environ 1 milliseconde (10^{-3} s). Le libre parcours moyen entre la naissance et l'absorption indiqué à la figure 1.2 est de presque 40 cm (ce qui est proche de la distance diagonale dans le réseau CANDU).

Les valeurs établies sont des distances « en ligne droite » - les parcours effectués par les neutrons sont beaucoup plus longs. Par exemple, un neutron thermique qui se déplace à 2 200 m/s parcourt une distance en zigzag de 220 cm en 10^{-3} s. Pour un libre parcours moyen de 2,9 cm, cela signifie environ 75 collisions élastiques avec diffusion à titre de neutron thermique (220 cm/2,9 cm).

La figure 1.3 est un schéma de la figure 1.2 dans laquelle 4 intervalles d'énergie sont présentés pour le cycle de vie d'un neutron. Les boîtes indiquent la réaction nucléaire dominante dans chaque intervalle. Dans un réacteur critique, seul un neutron par fission complète le cycle, ce qui maintient le nombre de neutrons constant.

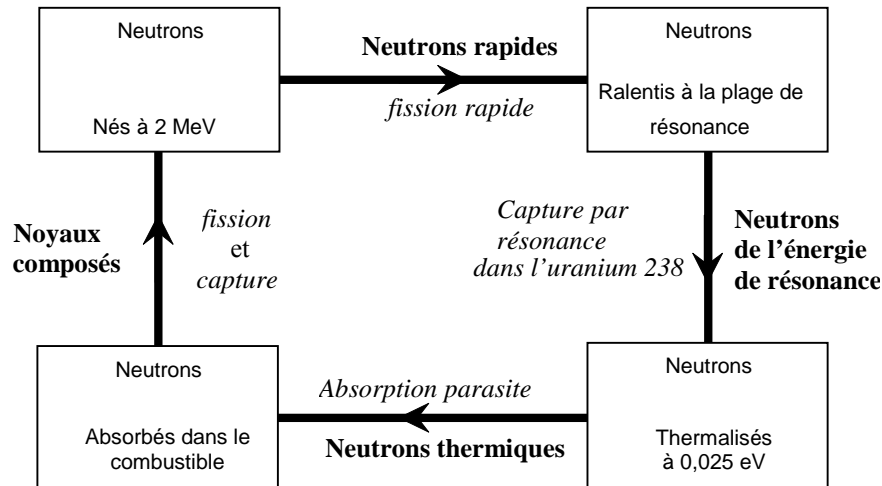


Figure 1.3
Aperçu du cycle de vie d'un neutron

Bien noter l'importance relative des mécanismes de perte à mesure que le neutron se déplace dans le réseau :

- la capture par résonance dans l'uranium 238 représente environ la moitié des pertes;
- l'absorption des neutrons thermiques dans les matériaux autres que le combustible représente plus du tiers des pertes;
- la fuite (non indiquée sur la figure) représente le reste des pertes.

Le choix éclairé des matériaux et leur configuration maintient la perte nette de neutrons (rapides, intermédiaires et thermiques) par fuite et capture à environ 20 % de tous les neutrons produits par la fission. Le 80 % qui reste est absorbé dans le combustible sous forme de neutrons thermiques. Pour ce type de combustible, seulement environ la moitié des neutrons causent la fission, soit juste assez pour retourner au même nombre qu'au début du cycle ($2,5 \text{ neutrons/fission} \times 40 \% = 100 \%$).

Le paramètre « k » (facteur de multiplication des neutrons) caractérise la réaction en chaîne. La valeur $k = 1$ décrit un réacteur dans lequel exactement un neutron issu de chaque fission (valeur moyenne) cause une autre fission. Un tel réacteur entretient un taux de fission uniforme et on le dit critique. Dans la présente section, nous allons élaborer une expression utile pour k en suivant un groupe de neutrons dans le schéma ci-après et en examinant les mécanismes de production et de perte dans chaque plage d'énergie. À des fins de simplification, nous allons d'abord traiter du cas d'un réacteur de très grande taille (réacteur « infini ») de sorte que nous

pourrions ignorer les effets dus à la fuite. Le réacteur comprend un grand nombre de cellules, dont chacune contient exactement le même mélange de combustible, de caloporteur, de modérateur et d'autres matières. En précisant que les cellules d'un réacteur infini sont identiques, nous pouvons supposer qu'il n'y a aucun transfert net de neutrons entre les cellules, ce qui ramène la description à une seule cellule unité : c'est-à-dire un quadrant de la figure 1.2.

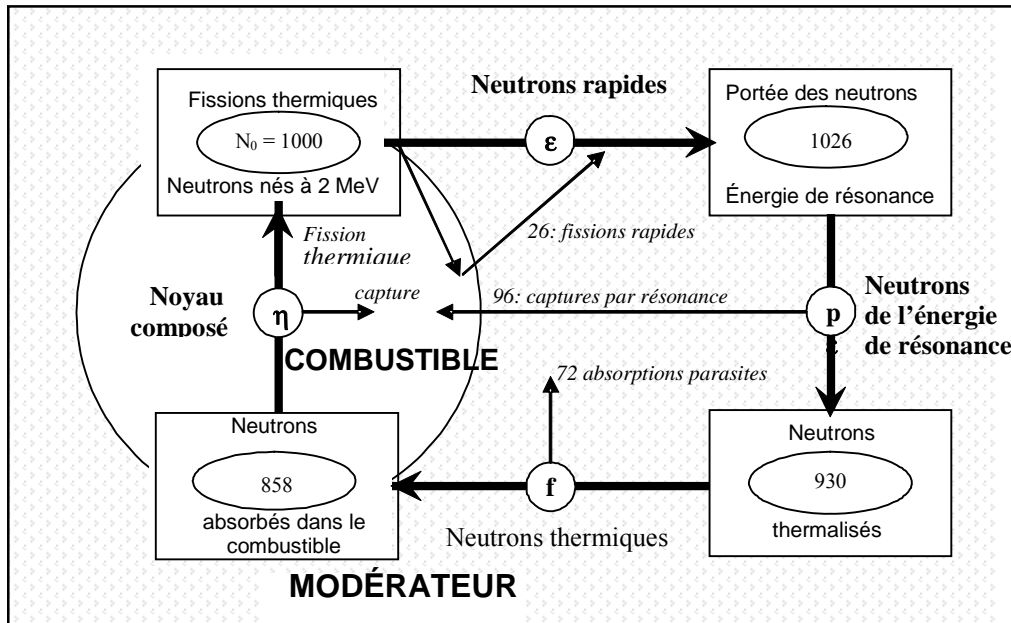


Figure 1.4
Cycle de vie des neutrons dans une cellule unité
(Les nombres se rapportent à un réacteur infini critique, $k_{\infty} = 1$)

Nous allons suivre un groupe de neutrons à mesure qu'ils se diffusent dans le réseau CANDU, c'est-à-dire que nous allons observer les interactions des neutrons avec des noyaux dans la cellule unité. Commençons dans la boîte en haut à gauche, à la figure 1.4. Le nombre initial de neutrons est $N_0 = 1\ 000$ neutrons rapides issus de la fission thermique. Suivons les flèches les plus larges autour de la boucle fermée pendant la lecture des sous-sections suivantes.

Fission rapide

Nous débutons avec N_0 neutrons de fission, et la première chose qui se produit est que nous gagnons quelques neutrons, parce que les neutrons de fission qui quittent le canal de combustible sont suffisamment énergétiques pour que certains d'entre eux provoquent la fission rapide dans le U 238. La section efficace de la fission rapide du U 238 est d'environ un demi-barn pour les neutrons entre 2 et 5 MeV. Une ou deux collisions avec les molécules du caloporteur réduisent l'énergie d'un

neutron de fission en deçà du seuil de la fission rapide (1,2 MeV). Les concepteurs calculent que 1 000 neutrons rapides qui s'échappent du canal de combustible génèrent 26 neutrons additionnels lors de la fission rapide.

La définition du facteur de fission rapide, représentée par le symbole ϵ (epsilon), est la suivante :

$$\epsilon = 1 + \frac{\text{nombre de neutrons issus de la fission rapide}}{\text{nombre de neutrons issus de la fission thermique}}$$

Pour les valeurs nominales à la figure 1.4,

$$\epsilon = 1 + 26/1000 = 1,026$$

Le nombre de neutrons rapides produits par toutes les fissions (rapides et thermiques) dans la cellule unité, si l'on débute avec N_0 neutrons rapides issus de la fission thermique, est ϵN_0 (= 1026 dans notre exemple).

Le facteur de fission rapide (ϵ) dépend essentiellement de la quantité relative de combustible et d'eau lourde dans le canal de combustible. L'expulsion du caloporteur, qui retarde la thermalisation jusqu'à ce que les neutrons aient quitté le canal, est le seul événement opérationnel qui a une incidence importante sur la fission rapide. La section 4 porte sur les effets de l'expulsion du caloporteur.

Capture par résonance dans l'uranium 238

La capture de neutrons dans les pics de résonance de l'uranium 238 représente les plus grandes pertes de neutrons. Les collisions avec les noyaux du caloporteur peuvent ralentir certains neutrons rapides à la plage d'énergie de résonance avant que les neutrons quittent le canal. Les neutrons rapides qui s'échappent dans le modérateur ne sont pas protégés contre la capture par résonance. Des collisions aléatoires dans le modérateur retourneront certains neutrons à leur canal d'origine ou les amèneront à des canaux voisins avant que la thermalisation soit complète. Il est presque sûr qu'un neutron résonant qui pénètre dans le combustible sera capturé.

Le facteur qui représente la capture par résonance est le facteur antitrappe (p). C'est la probabilité qu'un neutron ne soit pas capturé par résonance dans l'uranium 238 lorsqu'il sera ralenti.

$$p = 1 - \frac{\text{neutrons capturés dans les résonances de } U_{92}^{238}}{\text{neutrons qui atteignent l'énergie de résonance}}$$

Pour les nombres de la figure 1.4 :

$$p = 1 - 96/1026 = 0,906$$

Le nombre de neutrons qui atteignent l'énergie thermique dans la cellule unité, en débutant avec ϵN_0 neutrons rapides, est $p\epsilon N_0$ (= 930 dans notre exemple).

Une méthode à deux composantes limite les pertes de capture par résonance :

- le modérateur ralentit rapidement les neutrons dans la plage de l'énergie de résonance, ce qui permet de réduire la probabilité d'une interaction;
- le combustible est « concentré » en vue de blinder l'intérieur contre les neutrons résonants (phénomène portant le nom de « auto-blindage »).

En effet, le ralentissement rapide des neutrons limite le flux de neutrons dans la plage de l'énergie de résonance; l'auto-blindage (mentionné à la section 4) limite le nombre de cibles d'uranium 238. L'effet combiné consiste à limiter le taux de capture par résonance, ce qui rend la criticité possible même avec de l'uranium naturel comme combustible.

La section 4 examine 3 cas qui ont une incidence importante sur le facteur antitrappe :

- l'augmentation de la température du combustible, telle qu'elle se produit durant une augmentation de puissance, augmente rapidement et de manière importante la capture par résonance;
- l'augmentation de la température du modérateur diminue la densité du modérateur. Davantage de neutrons atteignent les canaux voisins alors qu'ils sont toujours dans la plage de l'énergie de résonance, ce qui fait augmenter le nombre de captures par résonance;
- l'expulsion du caloporteur réduit le nombre de neutrons résonants qui sont disponibles pour la capture, alors la capture par résonance diminue.

Absorption parasite (autre que dans le combustible)

Les neutrons thermiques dans la cellule unité sont absorbés soit par le combustible ou par une autre matière du coeur. Le facteur d'utilisation thermique (f) est le facteur qui tient compte de l'absorption des neutrons

thermiques ailleurs que dans le combustible. C'est la fraction des neutrons thermiques absorbés par le combustible par rapport à l'ensemble des neutrons thermiques absorbés dans la cellule.

$$f = \frac{\phi(\text{combustible})\Sigma_a(\text{combustible})}{\phi(\text{combustible})\Sigma_a(\text{combustible}) + \phi(\text{autre que le combustible})\Sigma_a(\text{autre que le combustible})}$$

$\phi(\text{combustible})$ et $\phi(\text{autre que le combustible})$ sont, respectivement, les flux de neutrons thermiques moyen dans le combustible et ailleurs. Pour une analyse précise, on doit tenir compte de la variation du flux de part et d'autre de la cellule unité.

Une formule simplifiée qui suppose que le flux est le même partout s'énonce comme suit :

$$f = \frac{\Sigma_a(\text{combustible})}{\Sigma_a(\text{combustible}) + \Sigma_a(\text{autre que le combustible})}$$

En intégrant dans l'équation le nombre de neutrons absorbés dans le combustible et le nombre de neutrons absorbés ailleurs, qui sont indiqués à la figure 1.4, nous obtenons :

$$f = 858/930 = 0,923$$

Si l'on débute par $p\epsilon N_0$ neutrons thermiques, le nombre de neutrons thermiques absorbés dans le combustible est $f p\epsilon N_0$ (= 858 dans notre exemple).

L'absorption parasite est le deuxième mécanisme de perte en importance (après la capture par résonance). Les concepteurs maintiennent l'absorption de neutrons thermiques ailleurs que dans le combustible à un niveau minimum en choisissant des matériaux à faible absorption pour le modérateur, les tubes de force et les autres composantes du coeur. Le pas du réseau est suffisamment petit pour que la diffusion des neutrons thermiques ne soit pas trop longue, ce qui augmenterait la probabilité qu'ils soient absorbés dans le modérateur.

L'utilisation thermique est également le facteur le plus simple pour régler le contrôle à court terme du taux de fission. Les concepteurs ont prévu un réseau de dispositifs absorbeurs de neutrons qui sont insérés ou retirés au besoin du réacteur pour contrôler l'absorption des neutrons.

Les températures de fonctionnement et l'expulsion du caloporteur ont une incidence sur f . À la section 4, on examine ces effets.

Absorption dans le combustible : fission et capture

Tous les neutrons qui subsistent dans la cellule unité sont maintenant absorbés dans le combustible. Le terme « combustible » tel qu'employé dans le présent texte comprend tout le contenu de la grappe de combustible (matière fissile, U 238, produits de fission, Pu 240, etc.). Ce ne sont pas tous les neutrons absorbés dans le combustible qui causent la fission. Pour chaque neutron absorbé dans le combustible à l'équilibre, la fission produit 1,2 neutron, qui est la valeur du facteur de reproduction représentée par le symbole η (êta). À noter qu'il faut établir une distinction claire entre η , le nombre de neutrons de fission thermique absorbés dans le combustible et ν , le nombre de neutrons produits par fission.

$$\eta = \nu \times \frac{\Sigma_f(\text{combustible})}{\Sigma_a(\text{combustible})} = \frac{\nu \Sigma_f(\text{combustible})}{\Sigma_f(\text{combustible}) + \Sigma_\gamma(\text{combustible})}$$

La définition de η comprend les neutrons de fission, les neutrons instantanés et les neutrons retardés. Les sections efficaces du combustible sont des moyennes efficaces calculées pour l'ensemble du contenu du combustible. Le nombre de neutrons par fission (ν) est une moyenne efficace pour tous les isotopes fissiles.

Si l'on commence avec $f p \epsilon N_0$ neutrons thermiques, le nombre de neutrons utilisables pour débiter le cycle suivant est $N = \eta f p \epsilon N_0$ (= 1000 dans notre exemple).

Pour le cycle de la figure 1.4 :

$$\eta = 1000/858 = 1,166$$

La valeur de η requise pour la criticité dans un réacteur fini est supérieure à la valeur que nous venons de donner, afin de compenser les fuites de neutrons. Dans un réacteur, le remplacement du combustible maintient l'inventaire d'uranium 235 à un niveau plus élevé et l'inventaire des produits de fission à un niveau moins élevé, de manière à conserver η près de 1,2.

Le facteur de reproduction dépend de la composition du combustible. La composition de chaque grappe de combustible change pendant son exposition au flux neutronique, mais le remplacement continu des grappes irradiées à un taux élevé de combustion par des grappes neuves (rechargement de combustible en régime de puissance) assure quotidiennement le maintien de la même composition moyenne du coeur.

Dans les faits, le taux de remplacement du combustible, les variations de la température du combustible et l'expulsion du caloporteur ont tous une incidence sur η . La section 5 porte sur les effets de la combustion du combustible et sur le rechargement de combustible en régime de puissance. À la section 4, on examine les effets de la température et de l'expulsion.

Facteur de multiplication infini

Si l'on résume les résultats obtenus précédemment, nous avons débuté le cycle avec N_0 neutrons et nous le terminons avec un nombre de neutrons utilisables de $N = \eta f p \epsilon N_0$. Soit k_∞ , (k infini, facteur de multiplication infini), tel que $N = k_\infty N_0$ pour le réseau infini sans aucune fuite. On obtient :

$$k_\infty = \eta f p \epsilon$$

lorsque l'équilibre en régime permanent entre la production de neutrons et la perte de neutrons dans le réseau infini est parfait, c'est-à-dire $k_\infty = 1$. Cet équilibre se produit dans chaque plage d'énergie. La production de neutrons rapides (par la fission thermique et la fission rapide) équilibre parfaitement la perte de neutrons rapides (en ralentissant les neutrons rapides de plus faible énergie). La production de neutrons résonants (par le ralentissement de neutrons rapides) équilibre parfaitement les pertes de neutrons résonants (par capture par résonance et par thermalisation). La production de neutrons thermiques (par thermalisation) équilibre parfaitement la perte de neutrons thermiques (par absorption dans le combustible ou dans d'autres matières du coeur du réacteur). La criticité nécessite ce genre d'équilibre détaillé.

Les spécialistes du réacteur peuvent calculer chacun des quatre facteurs s'ils connaissent la composition et la géométrie du coeur. Cela leur permet de comparer et d'optimiser les configurations et les matériaux. L'exemple numérique dont nous nous sommes servis jusqu'à présent utilise des valeurs nominales des facteurs pour un réseau infini critique, mais les formules techniques visant à calculer les facteurs ne posent aucune hypothèse préalable concernant la criticité. Les quatre facteurs et k_∞ peuvent être évalués pour tout agencement de matériaux, pas seulement pour $k_\infty = 1$.

1.4 LE RÉACTEUR FINI

Nous allons maintenant adapter la notion d'équilibre neutronique dans un coeur fini, où chaque cellule possède une composition et un flux différents. Dans le réacteur, les déplacements aléatoires des neutrons donnent lieu à un mouvement global de neutrons d'une région où la densité neutronique est élevée vers une région où la densité est plus faible.

(Dans le jargon technique, le transfert net de neutrons dépend du gradient de flux.) Dans le réacteur fini, l'équilibre neutronique dans chaque cellule de réacteur inclut le neutron qui traverse les limites de cellules. Par exemple, la production de neutrons thermiques dans une cellule inclurait la production par thermalisation, comme nous l'avons vu précédemment. Elle comprendrait également le transfert des neutrons thermiques dans une cellule en provenance d'une cellule voisine. De même, les pertes de la cellule, en plus de celles examinées pour le réacteur fini, comprendraient le transfert des neutrons vers l'extérieur de la cellule.

Le principe de criticité est le même; on obtient un coeur critique en régime permanent lorsque la production de neutrons correspond à la perte de neutrons dans chacune des cellules pour les neutrons dans chaque plage d'énergie. Dans le réacteur fini, la composition de chaque cellule diffère dans les grappes de combustible. Certaines cellules sont également plus absorbantes parce que certaines composantes du matériel du réacteur (barres de compensation, instruments de mesure, etc.) laissent passer les neutrons. Dans certaines cellules du réflecteur, il n'y a aucune production de neutron par fission, et les neutrons sont produits seulement par transfert des neutrons en provenance des cellules voisines. Aux limites, le transfert des neutrons dans le blindage se produit, mais nous supposons qu'aucun neutron ne revient.

Dans le cas du coeur fini, chaque cellule est liée aux cellules voisines (et indirectement à chacune des autres cellules du réacteur) parce que les neutrons perdus par une cellule (dans n'importe quelle plage d'énergie) deviennent une production de neutrons dans une cellule voisine. Le transfert net en provenance d'une cellule porte le nom de fuite hors cellule. Elle peut être positive (transfert hors de la cellule), ou négative (transfert vers l'intérieur de la cellule). Pour obtenir l'équilibre neutronique dans une cellule, on doit équilibrer le nombre de neutrons dans toutes les cellules. Chaque facteur qui a une incidence sur une cellule a inévitablement une incidence sur toutes les autres cellules, dans une certaine mesure.

Le facteur de multiplication effectif (k) représente le déséquilibre net possible caractérisant l'ensemble du coeur fini.) De toute évidence, nous ne pouvons concocter un mélange arbitraire de combustible, modérateur, matériel du réacteur, etc. et s'attendre à ce que la perte et la production soient égales. Lorsque la production est supérieure à la perte, $k > 1$ (le coeur est surcritique) et lorsque la production est inférieure aux pertes, $k < 1$ (le coeur est sous-critique).

La criticité survient pour une valeur de $k = 1$ dans l'ensemble du coeur. Cela correspond à amener les neutrons de chaque groupe d'énergie à l'équilibre en tout point du réacteur simultanément. Dans le cas d'un équilibre parfait (réacteur critique en régime permanent), les

mathématiciens sont en mesure de déterminer les flux de neutrons rapides et les flux de neutrons thermiques en régime permanent en résolvant un ensemble d'équations complexes interreliées. La section 8 examine la forme du flux.

Il n'existe aucune solution en régime permanent pour le flux lorsque $k \neq 1$. Lorsque $k > 1$, le flux augmente. Lorsque $k < 1$, le flux diminue - s'il n'y a aucune source de neutron présente. La section 2 explique le changement de puissance dans un coeur surcritique et la section 3 porte sur le comportement du coeur sous-critique.

Formules des six facteurs

La composition de chaque cellule dans le réacteur fini détermine les quatre facteurs de k_{∞} pour chaque cellule. C'est-à-dire que, pour une composition de cellules données, ce sont les valeurs que prendraient les quatre facteurs dans un réacteur infini. En utilisant les facteurs moyens effectifs dans l'ensemble du coeur, nous obtenons le facteur de multiplication effectif suivant :

$$k = \eta f p \epsilon \Lambda_t \Lambda_f$$

Le facteur Λ_t (lambda t) représente le transfert des neutrons thermiques à l'extérieur des cellules aux limites du réacteur. C'est la probabilité qu'un neutron thermique ne fuie pas hors du réacteur, d'où son nom de probabilité de non-fuite.

La probabilité de non-fuite rapide représentée par Λ_f (lambda f) est le facteur qui représente le transfert des neutrons rapides hors des cellules aux limites du réacteur. C'est la probabilité qu'un neutron rapide ne fuie pas hors du réacteur.

Les probabilités de non-fuite rapide et thermique dépendent :

- de la distance à laquelle le neutron est diffusé (c'est-à-dire du nombre de collisions et de la longueur de trajectoire);
- de la forme et de la taille du réacteur;
- du réflecteur.

Les deux premiers sont liés. Dans un coeur de petite taille, un nombre de neutrons trop élevé atteignent les limites et fuient. Il est impossible d'atteindre la criticité en deçà d'une taille particulière, connue sous le nom de *taille critique*. Le réflecteur retourne certains des neutrons de fuite vers le coeur, ce qui rend la criticité possible dans un coeur de petite taille.

Réactivité

Lorsque $k = 1$, le flux de neutron et le niveau de puissance demeurent constants.¹ Il est très important de noter que la criticité dépend de l'équilibre neutronique, et non du niveau de puissance; dire qu'un réacteur est critique ne signifie pas qu'il est exploité à puissance élevée.

Dans des conditions d'exploitation normale, le réacteur fonctionne près de la criticité (c'est-à-dire que k est presque égal à un). Il est plus pratique de dire dans quelles mesures k diffère de un, plutôt que d'établir différentes valeurs de k .

Le facteur de multiplication effectif est défini par l'équilibre neutronique détaillé dans l'ensemble du coeur :

$$(\text{perte de neutrons}) = \frac{1}{k} (\text{production de neutrons})$$

L'équilibre existe lorsque $k = 1$. Le rapport de $1/k$ définit la réactivité.

$$\text{Réactivité} = 1 - \frac{1}{k} = \frac{k-1}{k}$$

La réactivité est la mesure du déséquilibre entre la production et la perte de neutrons dans l'ensemble du coeur.

Comme la valeur de k est habituellement proche de un, l'expression ci-dessus est presque égale à $k-1$ et en voici une approximation satisfaisante :

$$\text{Réactivité} \approx k - 1 = \Delta k$$

Dans le présent cours, nous considérons cette différence absolue entre k et un comme étant la réactivité.

La régulation du réacteur se fait au moyen de très petites insertions de réactivité, alors les valeurs numériques de la réactivité sont habituellement données en mk (en utilisant le préfixe « milli »). L'exemple suivant illustre l'utilisation du mk pour exprimer la réactivité = à Δk :

$$\begin{array}{l} \text{Soit} \quad k = 1,002 \\ \text{alors} \quad \Delta k = k-1 = 1,002 - 1 \quad = 0,002 \end{array}$$

¹ La puissance stable survient lorsque $k < 1$ en présence de sources. Il n'est pas tenu compte des sources dans la présente section.

Dans ce cas, Δk est égal à 2 millièmes, que nous écrivons 2 mk :

$$\Delta k = 2 \text{ mk} \quad (\text{à noter que } \Delta k/k = 1,996 \text{ mk})$$

Inversement, pour $\Delta k = -1 \text{ mk}$, $k = 0,999$.

La notation Δk pour la réactivité est utilisée à outrance. La notation « Δ » est généralement utilisée pour décrire la différence entre deux valeurs d'un paramètre, mais dans l'équation de la réactivité, il s'agit de l'écart par rapport à un point de référence fixe, le coeur critique. (C'est $k - 1$, et non $k_2 - k_1$.)

L'expression « valeur de réactivité » exprime la différence entre deux réactivités différentes, et l'expression « réactivité en excès du coeur » décrit un changement dans la réactivité du coeur par rapport à une configuration définie. Voici quelques expressions courantes associées à la réactivité.

La valeur de réactivité décrit le changement de réactivité imputable à la présence d'un dispositif dans le coeur, que ce dernier soit critique ou non. Par exemple, la valeur de réactivité des zones liquides entre le moment où elles sont pleines et le moment où elles sont vides est d'environ 6 mk.

La réactivité en excès est la différence de réactivité entre le coeur réel et le coeur nominal. Le coeur nominal est une configuration du coeur définie pour chaque centrale, dans laquelle chacun des dispositifs de réglage de la réactivité se trouve dans son état de fonctionnement « normal ». Dans le coeur nominal, les barres de compensation sont habituellement entièrement insérées, les absorbeurs de contrôle et les barres de sécurité sont habituellement à l'équilibre, les compartiments de zones liquides sont pleins à 40 %, le modérateur (et le caloporteur) sont de qualité réacteur, le coeur est exempt de poisons dissous, et les températures des circuits sont normales.

La réactivité de réglage est la valeur de réactivité totale des dispositifs de contrôle comparativement à la configuration nominale. Pour maintenir le coeur à l'état critique, la réactivité de réglage et la réactivité en excès du coeur doivent être égales et opposées.

Par exemple, supposons que le coeur est critique ($k = 1$, $\Delta k = 0$) dans la configuration nominale et que le taux de chargement de combustible augmente afin de pouvoir retirer les machines de chargement du combustible en vue de procéder à leur entretien. Le système de régulation maintient la puissance en augmentant les niveaux des zones liquides de manière à ce que $k = 1$ durant le chargement de combustible. Après le chargement, le coeur a un excès de réactivité, bien que $\Delta k = 0$. La différence dans le niveau de zone par rapport au 40 % nominal permet de

mesurer la réactivité de contrôle, qui compense exactement la réactivité en excès du coeur.

Notes

CETTE PAGE EST LAISSÉE INTENTIONNELLEMENT EN BLANC.

Notes

RÉPONSE DU RÉACTEUR CRITIQUE À UN CHANGEMENT DE RÉACTIVITÉ

Notes

2.0 INTRODUCTION

La présente section traite d'un sujet ayant une importance directe sur le plan opérationnel - la manière dont le réacteur répond à un changement imposé du facteur de multiplication effectif, c'est-à-dire un changement de la réactivité du coeur, qui dénote la différence entre un coeur critique ($k = 1$) et un coeur où la production et la perte des neutrons ne sont pas à l'équilibre.

Le flux neutronique augmente exponentiellement lorsque le réacteur est exploité avec une réactivité positive ($k > 1$). La période du réacteur, qui régit ce taux d'accroissement, dépend de la réactivité et de la durée de vie des neutrons dans le système. La longue durée de vie des neutrons retardés revêt une importance considérable pour ce qui est de limiter le taux d'accroissement de la puissance, mais son effet est moins important à mesure que l'insertion de réactivité s'accroît.

- Pour une petite insertion de réactivité dans le coeur d'un réacteur, du type employé dans la régulation normale, l'accroissement exponentiel est bien contrôlé.
- La puissance du réacteur augmente très rapidement pendant une fraction de seconde à la suite d'une grande insertion de réactivité. Après ce saut instantané, les neutrons retardés contrôlent une augmentation de puissance stable plus lente.
- Des insertions de réactivité plus grandes rendent le réacteur critique instantané, ce qui cause une augmentation rapide incontrôlable du genre de celle qui s'est produite à Tchernobyl.

Le réacteur subit une transition graduelle et uniforme entre les différents régimes d'exploitation, mais la description exacte de la réponse du réacteur devient plus compliquée lorsque les insertions de réactivité sont plus grandes. Par conséquent, dans la présente section, nous allons examiner différents modèles afin de tenir compte du comportement du réacteur.

La réduction de puissance (chute instantanée suivie d'une diminution graduelle de puissance) fait partie d'un fonctionnement normal, mais les employés de la centrale ne devraient jamais assister à un saut instantané (ou criticité instantanée). Les insertions de réactivité doivent être limitées pour ce qui est de leur importance (elles doivent être limitées par la conception et par l'exploitation) afin de limiter l'augmentation de puissance du réacteur. Les employés de centrale doivent s'assurer que les

changements apportés aux circuits ou que les pratiques d'exploitation respectent les contraintes nominales.

2.1 ACCROISSEMENT DE PUISSANCE EXPONENTIELLE

Le 2 décembre 1942 eut lieu la première réaction en chaîne auto-entretenu contrôlée. Enrico Fermi était à la tête des travaux. Voici le témoignage d'une personne qui y était présente :

« Soudainement, un large sourire a éclairé son visage ». « La réaction est auto-entretenu », annonça-t-il calmement, avec joie. « La courbe est exponentielle. »

L'augmentation de puissance exponentielle caractérise le réacteur nucléaire surcritique; l'augmentation de puissance est la suivante :

$$P(t) = P_0 e^{\frac{t}{\tau}}$$

où P_0 est la puissance au temps $t = 0$, et la puissance dans cette équation (ainsi que dans l'ensemble de la section) est la puissance neutronique; elle ne tient pas compte de la chaleur de désintégration. À la section 7, nous établirons une distinction entre la puissance neutronique et la puissance thermique du réacteur.

Le paramètre qui caractérise le taux d'accroissement de la puissance est la période du réacteur, τ (tau). La période du réacteur, par définition, est le temps requis pour augmenter la puissance d'un facteur e , la base des logarithmes naturels ($e \approx 2,718\dots$). Une longue période de réacteur correspond à un lent accroissement de la puissance, et une courte période correspond à un accroissement de puissance rapide.

Si l'on divise la relation exponentielle par P_0 et que l'on utilise le logarithme naturel, on obtient la relation équivalente suivante :

$$\ln\left(\frac{P}{P_0}\right) = t / \tau$$

La figure 2.1 illustre cet accroissement de puissance linéaire en fonction du temps. Nous pouvons également décrire ce comportement en disant que le taux de variation de la puissance logarithmique (le taux-log en jargon de centrale) est constant.

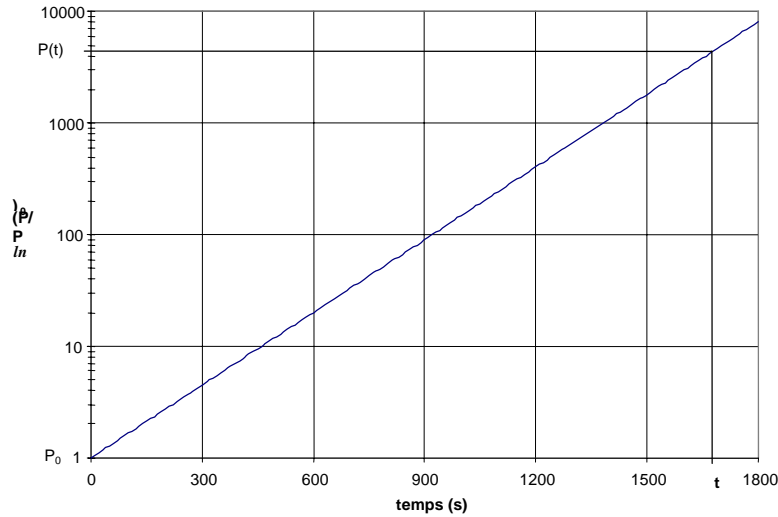


Figure 2.1
Accroissement de puissance logarithmique pour un accroissement de puissance exponentiel

Taux-log

À l'aide de l'expression précédente, le taux moyen de changement du logarithme de puissance en fonction de l'intervalle de temps t est :

$$\text{taux - log} = \frac{\Delta \ln P}{\Delta t} = \frac{\ln(P) - \ln(P_0)}{t} = \frac{1}{\tau}$$

En utilisant l'équation exponentielle, la relation suivante permet d'obtenir le taux de changement instantané² :

$$\text{taux - log} = \frac{d \ln P}{dt} = \frac{1}{P} \frac{dP}{dt} = \frac{1}{\tau}$$

Par l'une ou l'autre des méthodes, nous pouvons conclure que

$$\text{taux-log} = 1/\tau$$

Lorsque le taux de changement temporel du logarithme d'une certaine variable est égal à une constante (ou, que le taux de changement temporel

² la relation $\frac{d \ln P}{dt} = \frac{1}{P} \frac{dP}{dt}$ est une identité en calcul.

de la variable est proportionnel à la variable), l'intégration de l'équation démontre une dépendance exponentielle en fonction du temps.

Le taux-log représente une augmentation fractionnaire par seconde. Le taux-log est mesuré par des instruments dans la salle de commande CANDU qui donnent le taux-log en unités de pourcentage de puissance présente par seconde (% P.P. s^{-1}).

2.2 CORRECTIONS APPORTÉES À LA RÉPONSE EXPONENTIELLE DU RÉACTEUR

Le comportement exponentiel simple décrit dans la section précédente s'applique seulement à un réacteur légèrement surcritique à faible puissance. Lorsque le réacteur est exploité à puissance élevée, les effets de rétroaction compliquent la réponse à une réactivité imposée. Par exemple, si le système de régulation augmente la réactivité, la puissance commence à augmenter, ce qui cause des changements dans la température des différentes composantes du réacteur. Cela a une incidence sur la réactivité du réacteur. Dans la présente section, nous supposons que le système de régulation insère une réactivité Δk , et que rien ne change cette valeur originale. Il s'agit exactement là du type de comportement observé durant l'exploitation à faible puissance où les effets de la réactivité de rétroaction ne se produisent pas, ou sont suffisamment faibles pour que nous n'en tenions pas compte. Les sections à venir expliqueront le phénomène de rétroaction.

Le deuxième écart par rapport à un comportement exponentiel simple est la réponse du réacteur à une insertion rapide de réactivité plus grande. Dans la pratique, une caractéristique importante de l'exploitation CANDU est que durant l'exploitation normale, le système de régulation automatique ajuste la réactivité. Un logiciel informatique suit une séquence de tâches, et une fois par cycle, au besoin, il amorce un petit changement de réactivité par palier pour faire passer le niveau de puissance mesuré au niveau de puissance requis. L'écart probable dans la réactivité est un changement constitué d'une séquence de très petits changements par palier. Cependant, nous illustrerons la réponse du réacteur à l'aide d'un seul changement par palier, car cela est plus facile que d'examiner une séquence de paliers.

Approximation du saut instantané

On illustre souvent la dynamique nucléaire à l'aide d'un modèle qui comporte un ensemble d'équations différentielles accompagné d'une solution analytique. En dépit de sa simplicité, le modèle représente avec exactitude une modélisation plus détaillée. La dynamique du réacteur « à deux groupes » illustre la population de neutrons comme comportant deux groupes, c'est-à-dire un grand groupe de neutrons instantanés, et un petit

groupe de neutrons retardés. Dans le cas du réacteur *critique* dont la puissance initiale *en régime permanent* est P_0 , la puissance en fonction du temps, $P(t)$, après une addition de réactivité par palier amenant $k > 1$, est la suivante :

$$\frac{P(t)}{P_0} = \frac{\left\{ e^{\frac{t}{\tau}} - \left(\frac{\rho}{\beta} \right) e^{-\frac{t}{\tau_C}} \right\}}{\left[1 - \frac{\rho}{\beta} \right]}$$

où $\rho = \frac{k-1}{k} = 1 - \frac{1}{k}$ est la réactivité du coeur

et $\tau = \frac{1 - \left(\frac{\rho}{\beta} \right)}{\lambda \left(\frac{\rho}{\beta} \right)}$ est la période du réacteur.

$$\tau_C = \frac{\left(\frac{\ell}{\beta} \right)}{\left(1 - \frac{\rho}{\beta} \right)}, \text{ où } \ell \approx 10^{-3} \text{ s est le temps requis pour un}$$

cycle de neutron instantané.

La « constante de temps du transitoire » (τ_C), est beaucoup plus petite que la période du réacteur, sauf lorsque $\rho \approx \beta$; cependant, l'équation n'est pas valide pour $\rho \approx \beta$ de toute façon. Cette équation est une bonne approximation si la réactivité finale (ρ), est éloignée de la valeur de β . Pour de petites insertions de réactivité $k \approx 1$, comme celles nécessaires au contrôle d'un coeur critique, alors $\rho \approx \Delta k$.

Dans la première des formules ci-dessus, le terme final entre accolades est un terme transitoire qui indique la dépendance temporelle de l'accroissement de puissance initiale durant la première fraction de seconde. Si l'on ne tient pas compte de la variation temporelle dans la première fraction de seconde et que l'on remplace la réactivité par Δk , on obtient l'approximation de saut instantané suivante :

$$P(t) = \left[\frac{\beta}{\beta - \Delta k} \right] P_0 e^{\frac{t}{\tau}}$$

La période du réacteur est donnée par

$$\tau = \left(\frac{\beta - \Delta k}{\lambda \Delta k} \right)$$

La figure 2.2 illustre cet accroissement de puissance pour une insertion de réactivité de $\Delta k = 0,5$ mk. Plus loin dans la présente section, nous utiliserons un modèle numérique afin d'illustrer pourquoi le réacteur se comporte de cette manière.

L'accroissement de puissance à long terme à la figure 2.2 est généralement semblable à ce que nous avons vu à la section 2.1. Cependant, lorsqu'on insère un palier $\Delta k = 0,5$ mk au temps $t = 0$, la première chose que l'on constate est une augmentation rapide de la puissance - un peu plus de 10 % (dans ce cas particulier).

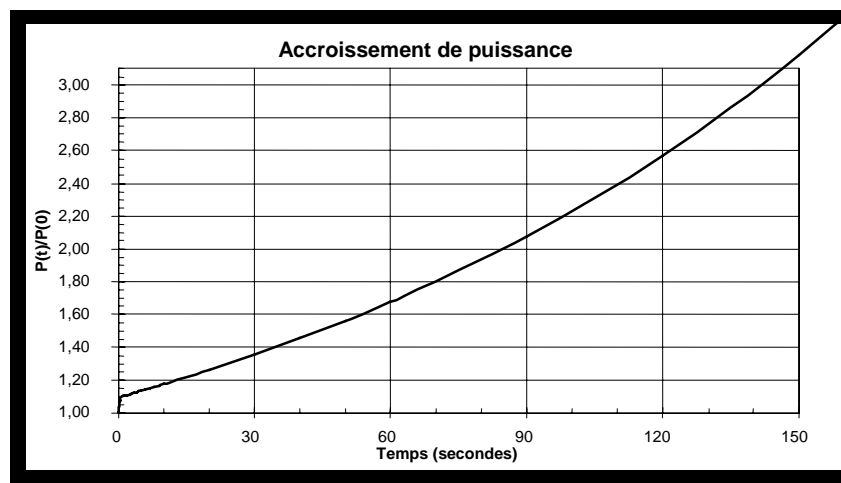


Figure 2.2
Augmentation de puissance après une insertion de réactivité modérée ($\Delta k = 0,5$ mk)

Cette augmentation rapide initiale porte le nom de saut instantané, notion nouvelle. L'augmentation exponentielle plus graduelle qui suit le saut instantané, l'augmentation stable, est presque la même que l'augmentation exponentielle expliquée à la section 2.1.

Dans la figure, l'ampleur du saut instantané est :

$$\left[\frac{\beta}{\beta - \Delta k} \right] = \frac{0,0050}{0,0050 - 0,0005} = 1,11$$

L'ampleur du saut instantané dépend de l'importance de l'insertion de réactivité (ou, plus précisément, du rapport $\Delta k/\beta$). À noter que le saut instantané est négligeable lorsque $\Delta k \ll \beta$.

parce que $\left[\frac{\beta}{\beta - \Delta k} \right] \rightarrow 1$ pour $\Delta k \ll \beta$

Dans la figure, la période du réacteur est :

$$\tau = \left(\frac{\beta - \Delta k}{\lambda \Delta k} \right) = \frac{0,0050 - 0,0005}{0,08 \times 0,0005} = 112,5 \text{ s}$$

La période du réacteur se simplifie également pour un Δk faible.

$$\tau = \left(\frac{\beta - \Delta k}{\lambda \Delta k} \right) \rightarrow \frac{\beta}{\lambda \Delta k} \text{ pour } \Delta k \ll \beta$$

En d'autres mots, lorsque la réactivité (Δk) est une très petite fraction de la fraction de neutrons retardés (β), les formules du saut instantané se traduisent par une simple augmentation exponentielle. L'augmentation de puissance exponentielle calculée à l'aide de ces formules pour τ est conforme à l'augmentation de puissance réelle pour de petites additions de réactivité, comme celles utilisées par le système de régulation CANDU ($\Delta k < 0,1 \text{ mk}$). Elle est moins précise pour les additions par palier un peu plus grandes. L'approximation du saut instantané convient aux grandes additions ainsi qu'aux petites additions de réactivité.

2.3 EFFET DES NEUTRONS RETARDÉS

La période du réacteur, qui régit le taux d'augmentation stable, est proportionnelle à la durée de vie des neutrons retardés ($1/\lambda$), et dépend également du rapport de la réactivité à la fraction de neutrons retardés ($\Delta k/\beta$). Les dispositifs de réglage de la réactivité permettent d'ajuster la réactivité. Les paramètres β et λ changent avec la composition du combustible, mais sont presque constants dans un CANDU alimenté à l'équilibre. Les raisons pour lesquelles la commande du réacteur dépend surtout des neutrons retardés sont expliquées ci-après.

Modèle de durée de vie moyenne

Le modèle le plus simple expliquant le comportement du réacteur (modèle de durée de vie moyenne) ne tient pas compte des grandes différences entre la durée de vie des neutrons instantanés et celle des neutrons retardés. Il suppose un temps de génération des neutrons (temps qui s'écoule entre deux fissions) qui est une moyenne pondérée des durées de vie des neutrons instantanés et des neutrons retardés. Pour un combustible CANDU à l'équilibre, le temps de génération est approximativement de :

$$99,5 \% \times 10^{-3} \text{ s} + 0,5 \% \times 12,5 \text{ s} = 0,000995 \text{ s} + 0,0625 \text{ s} = 0,063 \text{ s}$$

Les neutrons instantanés ont une courte durée de vie comparativement aux neutrons retardés, et la différence est telle que le temps de génération est calculé avec précision dans le modèle brut comme étant le produit de la fraction des neutrons retardés (β) et de la durée de vie moyenne des neutrons retardés ($1/\lambda$).

Temps de génération $\approx \beta/\lambda \approx 0,06$ s

Dans ce modèle, lorsque $k > 1$, les accroissements de puissance d'une génération à l'autre et le temps de génération régissent le taux d'accroissement. Pour un court temps de génération des neutrons, l'augmentation se produit plusieurs fois par seconde. Pour un temps de génération plus long, on dénombre moins de cycles par seconde et le taux d'accroissement de puissance est plus faible. Si tous les neutrons étaient des neutrons de fission instantanés, le temps de génération serait très court ($\ell \approx 10^{-3}$ s) et le taux d'accroissement serait excessivement rapide et incontrôlable.

L'accroissement de puissance durant une génération (ΔP) est

$$\Delta P = kP - P = P(k-1) = P\Delta k.$$

Le temps requis pour cette augmentation de puissance est le temps de génération moyen, β/λ , alors le taux moyen de changement durant un cycle est :

$$\frac{\Delta P}{\Delta t} = \frac{P\Delta k}{(\beta/\lambda)} = \frac{\lambda\Delta k}{\beta} P$$

Si l'on établit une équivalence entre cette augmentation moyenne dans une génération et le taux de changement instantané, dP/dt , on obtient l'équation suivante :

$$\frac{1}{P} \frac{dP}{dt} = \text{taux} - \log = \frac{\lambda\Delta k}{\beta} = \frac{1}{\tau} \quad \text{alors} \quad \tau = \frac{\beta}{\lambda\Delta k}$$

Ce taux-log constant confirme un accroissement de puissance exponentiel qui dépend du temps de génération, qui est déterminé presque entièrement par les neutrons retardés. Pour ce modèle, l'effet des neutrons retardés consiste à rendre le temps de génération (et la période du réacteur) plus long qu'il ne le serait s'il n'y avait que des neutrons instantanés.

Modèle à deux groupes

La différence la plus importante entre l'approximation du saut instantané et l'approximation de la durée de vie moyenne des neutrons est le saut

instantané. Traiter tous les neutrons de la même manière est une simplification à outrance qui ne permet pas de prévoir le changement de puissance immédiatement après un changement de réactivité. L'accroissement de la puissance instantanée est la réponse immédiate de 99,5 % des neutrons avec des durées de vie de une milliseconde. L'accroissement de la puissance instantanée se termine rapidement et un accroissement exponentiel plus lent se poursuit, contrôlé par les neutrons retardés.

Pour comprendre ce comportement, nous devons ignorer le modèle non réaliste de la génération de neutrons fondé sur une durée de vie moyenne des neutrons, et considérer le comportement temporel des neutrons instantanés et des neutrons retardés séparément. La figure 2.3 illustre comment procéder et présente la notation.

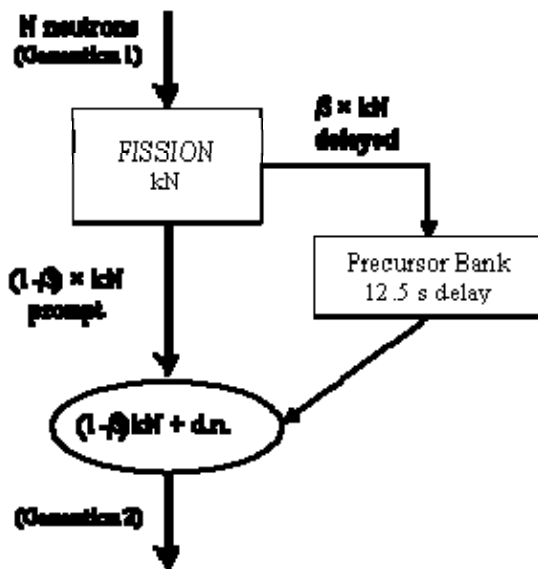


Figure 2.3
Modèle établissant une distinction entre les neutrons instantanés et les neutrons retardés

Generation	Génération
Prompt	Instantané
d.n.	n.r.
delayed	Retardés
Precursor Bank	Banque de précurseurs

12.5 s delay	retard de 12,5 s
--------------	------------------

Notes

La figure illustre un cycle de neutrons instantanés ($\ell = 1$ ms). Le facteur de multiplication est k , alors N neutrons d'une « génération » donne naissance à un total de kN dans la « génération » suivante. La majorité des neutrons sont des neutrons instantanés, alors la fraction instantanée $(1 - \beta) \times kN$ neutrons, apparaît immédiatement. La fraction retardée, $\beta \times kN$, est ajoutée à une « banque » de précurseurs de neutrons retardés, qui seront rejetés un peu plus tard. Les neutrons retardés alimentent le cycle rapide à un taux contrôlé par la durée de vie des neutrons retardés et par la taille de la banque.

Dans le cas d'un réacteur critique en régime permanent, la banque de précurseurs se trouve à une concentration d'équilibre où la désintégration des produits de la banque est égale à l'entrée. À chaque augmentation par palier de réactivité, la population de neutrons instantanés augmente rapidement à cause de l'augmentation de $(1 - \beta)k$. La contribution des neutrons retardés augmente lentement, parce qu'elle dépend de la banque de précurseurs.

On peut choisir d'illustrer ce comportement à l'aide d'un exemple numérique. Soit $N = 1\,000$ initialement et, pour rendre les calculs plus faciles, utilisons une fraction de neutrons retardés exagérément grande, $\beta = 10\%$ plutôt que $0,5\%$, et une insertion de réactivité $\Delta k = 0,050$ (en d'autres mots, k passe de $1,000$ à $1,050$). Ceci permet de simplifier l'arithmétique, car il y a un changement important entre deux cycles instantanés, mais n'altère d'aucune façon l'aspect qualitatif.

Avant l'insertion de réactivité, $N = 1\,000$ et dans chaque cycle 100 neutrons sont stockés dans la banque de précurseurs, puis ceux-ci sont exactement compensés par 100 neutrons qui entrent dans le cycle par désintégration des précurseurs. Maintenant, comme k est supérieur à un, le nombre total de neutrons produits par la fission est porté à $kN = 1050$. Dix pour cent de ces neutrons se présentent sous la forme de précurseurs de neutrons retardés, alors 105 neutrons sont « stockés » dans la banque de précurseurs, et seront rejetés ultérieurement. Le nombre de neutrons instantanés s'élève à 945 , auxquels nous ajoutons 100 neutrons issus de la banque de précurseurs (stockés antérieurement).

Cela donne au total $1\,045$ dans la deuxième génération.

Si l'on répète ce calcul pour plusieurs autres cycles, on peut observer deux choses :

Bien que l'entrée dans la banque de précurseurs continue d'augmenter, la sortie demeure constante parce que les neutrons qui en arrivent reflètent une concentration de précurseurs accumulée avant le changement de

réactivité. (Chaque cycle ne dure que 1 ms comparativement au « temps de retard » qui est de 12,5 secondes.)

Bien que la densité neutronique augmente rapidement, le taux d'accroissement diminue (à 45, à 42 et à 40 dans des générations successives). La raison de cette diminution est que, à chaque génération, la banque de précurseurs stocke progressivement davantage de neutrons de fission plutôt que de les rejeter immédiatement dans la réaction en chaîne.

Si l'on poursuit, disons jusqu'à 50 cycles (0,05 seconde après l'insertion de réactivité) on pourra constater que l'augmentation d'un cycle au cycle suivant est assez petite, et que le nombre de neutrons potentiels qui s'ajoute à la banque de précurseurs à chaque cycle est plutôt élevé.

Le taux d'accroissement de la densité neutronique diminue jusqu'à zéro après une centaine de générations. Si l'on suppose qu'il n'y a aucune augmentation de la sortie de la banque de précurseurs, la situation sera stable après 1 000 générations (1 s), tel qu'indiqué à la figure 2.4.

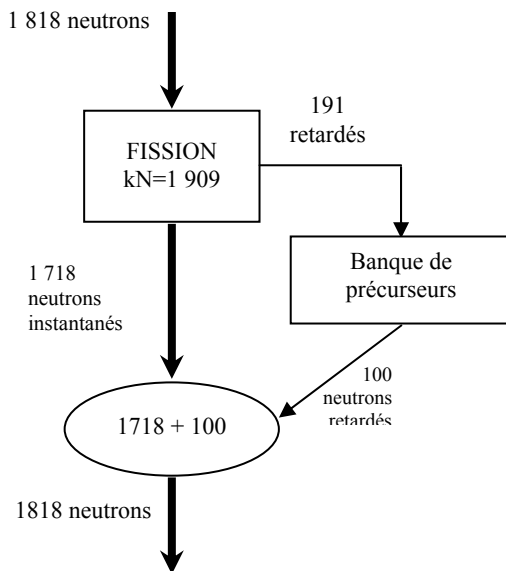


Figure 2.4.
Fin du saut instantané (avec $k = 1,05$ et $\beta = 1,10$)

Jusqu'à présent, la banque de précurseurs a augmenté de manière importante et le nombre de désintégrations dans chaque cycle augmentera graduellement à partir du 100 initial jusqu'à 101, puis 102, etc. L'arrivée de ces neutrons retardés maintient l'accroissement de puissance.

En résumé, une augmentation par palier de Δk fait en sorte que $k > 1$, mais $(1-\beta) \times k < 1$. (Si aucun neutron ne sortait de la banque de précurseurs, le réacteur serait sous-critique.) La multiplication instantanée fait augmenter rapidement la population de neutrons, mais seulement parce que la banque de neutrons continue à « suppléer » la population de neutrons au même taux qu'avant l'addition de réactivité. Les désintégrations additionnelles des précurseurs suite à l'accumulation dans la banque de précurseurs régissent l'augmentation stable qui suit le saut instantané.

Exemple :

Quelques secondes après l'insertion de 0,5 mk de réactivité positive (c.-à-d. $\Delta k = 0,0005$), on observe un accroissement de puissance du réacteur de 100 (p. ex. de 10^{-4} P.P. à 10^{-2} P.P.). Comparer la durée des augmentations de puissance :

- a) pour un réacteur réel sans neutron retardé,
- b) si tous les neutrons sont instantanés.

Dans chacun des cas, l'accroissement de puissance est exponentiel et est donné par l'équation suivante :

$$P(t) = P_0 e^{\frac{t}{\tau}}$$

- a) La période d'un réacteur réel est :
 $\tau = (\beta - \Delta k) / \lambda \Delta k = (0,0050 - 0,0005) / (0,08 \text{ s}^{-1} \times 0,0005) = 112,5 \text{ s}$

Ce qui donne $t = \tau \times \ln(P/P_0)$
 $= 112,5 \text{ s} \times \ln(100) = 518 \text{ s} \approx 8\frac{1}{2} \text{ minutes.}$

- b) Si tous les neutrons étaient instantanés, la période serait :
 $\tau = \ell / \Delta k = 0,001 \text{ s} / 0,0005 = 2 \text{ s}$

Ce qui donne $t = \tau \times \ln(P/P_0)$
 $= 2 \text{ s} \times \ln(100) \approx 10 \text{ s.}$

Ce taux est presque soixante fois plus rapide que le taux réel. Comparons les taux d'accroissement de puissance :

- a) Taux-log = $1/\tau = 1/112,5 \approx 0,9 \text{ \% P.P./s}$
- b) Taux-log = $1/\tau = 1/2 = 50 \text{ \% P.P./s}$

Un taux de $0,9 \text{ \% P.P. s}^{-1}$ est un taux de manoeuvre de puissance rapide, qui n'est utilisé qu'à faible puissance. Une augmentation de 50 \% s^{-1} est beaucoup trop rapide pour qu'on puisse la contrôler.

2.4 CRITICITÉ INSTANTANÉE

Jusqu'à présent, nous avons limité l'addition de réactivité Δk à la plage $\Delta k \ll \beta$, ou au moins à des valeurs qui ne sont pas très proches de β . Que se produirait-il si l'on insérait un changement de réactivité positif par palier important, supérieur à β ? Retournons à notre exemple, où $\beta = 0,1$, et insérons un palier de réactivité où $\Delta k = +0,15$ ($k = 1,150$).

La figure 2.5 illustre que si nous débutons avec 1 000 neutrons à la génération 1, le nombre de neutrons de fission instantanés à la génération 2 sera de 1 035.

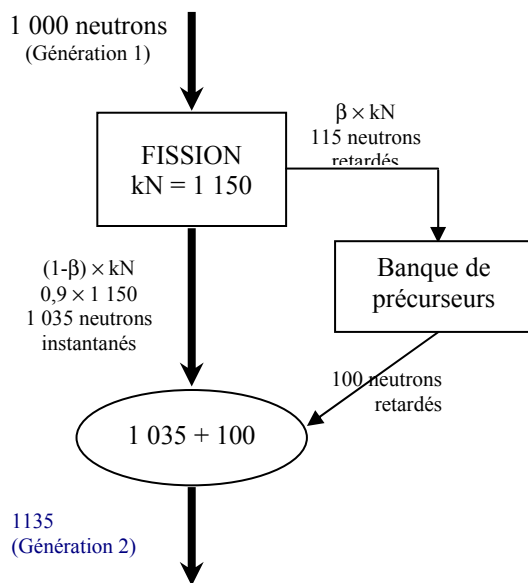


Figure 2.5
Surcritique instantané

Le réacteur devient surcritique à cause des neutrons instantanés seulement, sans avoir à attendre les neutrons retardés. Un réacteur dont le facteur de multiplication effectif est suffisamment grand pour faire augmenter la fraction de neutrons instantanés en vue de rendre le réacteur critique sans attendre les neutrons instantanés est critique instantanée.

La condition nécessaire pour la criticité instantanée est $(1-\beta) \times kN = N$

Si l'on divise par kN et que l'on isole β d'un côté de l'équation, on obtient :

$$\beta = 1 - 1/k = (k-1)/k \quad (= \text{réactivité})$$

ou $\Delta k \approx \beta$

Dans le cas d'un coeur à l'équilibre, la valeur de β est approximativement de 0,005, alors la criticité instantanée survient à $\Delta k \approx 5$ mk. Dans de telles circonstances, l'accroissement de puissance exponentielle à cause des neutrons rapides seulement est semblable à celui de l'exemple où l'on supposait que tous les neutrons étaient instantanés. Aucune de nos formules n'est valide pour $\Delta k \approx \beta$, mais une analyse numérique précise montre que la période du réacteur est légèrement inférieure à 1 seconde pour un réacteur CANDU critique instantané, ce qui fait que le taux d'accroissement de la puissance (taux-log = 1/taux) est supérieur à 100 % P.P./s.

Il n'y a pas de changement brusque dans le comportement du réacteur à mesure que nous approchons de l'état critique instantané. À mesure que $\Delta k \rightarrow \beta$, le réacteur devient de moins en moins dépendant de la quantité de neutrons retardés, de sorte que la période du réacteur (τ) diminue graduellement à des valeurs de plus en plus faibles.

Le taux d'accroissement de la puissance du réacteur est inacceptable pour les insertions de réactivité de beaucoup inférieures à $\Delta k = \beta$.

La mise à l'arrêt automatique du réacteur survient lorsque les instruments détectent un taux élevé d'accroissement de puissance; en cas de recul rapide de puissance du réacteur, des barres de compensation sont descendues dans le coeur, le système d'arrêt d'urgence un (SAU#1) fait descendre des barres de compensation dans le coeur, ou le système d'arrêt d'urgence deux (SAU#2) injecte des poisons absorbeurs de neutrons dans le modérateur. Ces systèmes sont déclenchés à des taux qui correspondent aux périodes de réacteur suivantes :

$\tau = 12,5$ s (taux-log de 8 % P.P. s^{-1}) pour le recul rapide de puissance

$\tau = 10$ s (taux-log = 10 % P.P. s^{-1}) pour SAU#1

$\tau = 6,7$ s (taux-log = 15 % P.P. s^{-1}) pour SAU#2

2.5 DÉCÉLÉRATION DE PUISSANCE : CHUTE INSTANTANÉE

Nous pouvons utiliser les équations décrivant le saut instantané pour estimer la diminution de puissance suite à une grande insertion de réactivité négative. Dans ce cas, on observe une chute instantanée à mesure que la population de neutrons instantanés diminue, qui est suivie d'une période négative stable. Lors d'une insertion de réactivité négative, le facteur de multiplication de la population de neutrons instantanés $(1 - \beta) k$ est de beaucoup inférieur à 1, alors la population de neutrons instantanés diminue. La banque de précurseurs se désintègre

Notes

graduellement car il n'y a plus suffisamment de produits de fission pour l'alimenter.

L'approximation du « saut » instantané donne le rapport de la puissance P immédiatement après l'insertion de réactivité par palier au niveau original P_0 , mais dans ce cas, Δk est négatif. Par exemple, un recul rapide de puissance peut introduire une réactivité négative d'environ 15 mk. Si $\Delta k = -15$ mk est injecté dans un réacteur critique, la puissance immédiatement après le changement de palier est :

$$P = P_0 \frac{\beta}{\beta - \Delta k} = P_0 \frac{0,005}{0,005 - (-0,015)} = 0,25 P_0$$

Suite à la chute instantanée, la puissance se stabilise à une période négative. L'équation de la période du réacteur s'applique également à la réactivité négative. Pour $\Delta k = -15$ mk

$$\tau = \frac{\beta - \Delta k}{\lambda \Delta k} \quad \text{donne}$$

$$\tau = \frac{0,005 - (-0,015)}{0,08 \times (-0,015)} = -17 \text{ s}$$

Cela représente une diminution exponentielle qui ressemble à une désintégration. La puissance continue à diminuer avec une constante de désintégration d'environ $1/17 = 0,06 \text{ s}^{-1}$.

Si $|\Delta k|$ est $\gg \beta$, la période devient approximativement :

$$\tau = \frac{\beta - \Delta k}{\lambda \Delta k} \rightarrow -\frac{1}{\lambda}$$

Ainsi, la constante de désintégration des précurseurs détermine la période stable pour une grande insertion de réactivité négative. Dans ce cas, la puissance diminue suite à la chute instantanée avec une constante de désintégration d'environ $1/12,5 = 0,08 \text{ s}^{-1}$.

Pour un grand Δk négatif, l'approximation devient inexacte parce qu'elle modélise tous les neutrons retardés bien qu'ils possèdent la même constante de désintégration. On dénombre six groupes de précurseurs, et la période la plus élevée dans ce groupe est de 54 s. La puissance, après la désintégration des groupes à courte période, diminuera avec une période (τ) d'environ 80 s ($\tau = 1/\lambda$ et $\lambda = 0,693/t_{1/2}$).

Tel qu'indiqué à la section 7, le taux de diminution de puissance continue de baisser en raison de la présence de photoneutrons, dont la période est plus longue que celle des neutrons retardés.

Remarque finale : La présente section ne porte que sur la puissance neutronique. Suite à un arrêt d'urgence du réacteur à pleine puissance, la puissance thermique n'est pas du tout proportionnelle au flux neutronique, à cause de la chaleur fournie par les produits de fission accumulés.

Notes

CETTE PAGE EST LAISSÉE INTENTIONNELLEMENT EN BLANC.

Notes

RÉPONSE DU RÉACTEUR SOUS-CRITIQUE

Notes

3.0 INTRODUCTION

Les réacteurs CANDU possèdent deux sources de neutrons (si l'on exclut les neutrons provenant de la fission induite). Ce sont les photoneutrons et les neutrons issus de la fission spontanée. Dans la présente section, nous allons montrer que la fission multiplie les neutrons sources par un facteur qui est inversement proportionnel à la réactivité (facteur de multiplication sous-critique).

Certains instruments permettent de mesurer le flux observable dans un coeur sous-critique, même lorsque la source est très petite, parce qu'il y a une multiplication sous-critique des neutrons sources. Le flux observé augmente à mesure que k augmente dans le coeur sous-critique, parce que la multiplication de la source est inversement proportionnelle à la réactivité. Lorsque le réacteur est fortement sous-critique, de très grands changements dans la réactivité produisent peu de changement dans le flux. Par contre, un réacteur presque critique se comporte, à toutes fins pratiques, presque comme un réacteur critique. La différence essentielle est que pour $k > 1$, la puissance continue d'augmenter; pour une augmentation de la réactivité qui amène $k < 1$, la puissance cesse d'augmenter à un niveau qui dépend de la réactivité.

La présente section porte également sur le temps de stabilisation, temps requis pour que le niveau de puissance s'établisse à une nouvelle valeur après un changement de palier de réactivité. Le temps de stabilisation est plus long si le réacteur est proche de la criticité.

Sur le plan opérationnel, nous pouvons déterminer la réactivité du réacteur mis à l'arrêt en insérant ou en retirant une valeur de réactivité connue, et en mesurant le changement correspondant dans la puissance indiquée. Plus particulièrement, un doublement de la puissance survient dans un réacteur sous-critique lorsque l'on réduit la réactivité de mise à l'arrêt de moitié. On utilise ce comportement pour approcher la criticité de manière prudente durant le démarrage, et pour vérifier si le réacteur à faible puissance est critique ou non.

3.1 FLUX NEUTRONIQUE DANS UN RÉACTEUR « MIS À L'ARRÊT »

La puissance neutronique observée (flux) dans un réacteur sous-critique en présence de sources ne diminue pas rapidement à zéro. La puissance neutronique observée est beaucoup plus élevée que ce que peut laisser présumer l'importance de la source de neutrons. Pour expliquer ce phénomène, supposons un réacteur maintenu à l'état fortement sous-

critique par des poisons absorbeurs de neutrons dissous dans le modérateur. Supposons maintenant que nous injectons des neutrons sous la forme d'un seul jet dans le coeur. La majorité des neutrons sont absorbés sans causer de fission mais, inévitablement, certains neutrons finissent par provoquer la fission et génèrent des neutrons additionnels. (Le facteur de multiplication effectif du réacteur « mis à l'arrêt » est de beaucoup inférieur à un, mais est différent de zéro.)

L'introduction d'une impulsion de neutrons ne provoque pas de réaction en chaîne auto-entretenu (moins de un neutron par fission survit). Cependant, si une source de neutrons injecte un mince filet continu de neutrons, les instruments enregistrent davantage de flux que le flux de la source seulement. De plus, à mesure que k s'approche de $k = 1$, un plus grand nombre de neutrons survivent à chaque fission qui se produit et le flux augmente. Le flux diminue rapidement à zéro en l'absence de neutrons sources dans le réacteur, mais lorsqu'il y a une source, il y a toujours davantage de neutrons que les neutrons issus de la source seulement.

Les deux prochaines sous-sections portent respectivement sur les sources naturelles de neutrons dans le réacteur CANDU, et sur l'effet d'amplification due au réacteur.

Sources de neutrons

L'expression « neutrons de la source » désigne les neutrons autres que les neutrons instantanés ou que les neutrons de fission retardés. Une source de neutrons injecte un flux continu de neutrons, peu importe le niveau de puissance, la température, ou toute autre paramètre contrôlable. Le CANDU possède deux sources de neutrons « intrinsèques » l'une est imputable à la nature du combustible, et l'autre se présente sous forme d'eau lourde.

1. Neutrons de fission spontanée

Les neutrons issus de la fission spontanée viennent principalement du U 238, qui constitue la majeure partie du combustible. La contribution des fissions causées par les neutrons de fission spontanée à la puissance du réacteur est constante, et représente environ 10^{12} % de la pleine puissance. Cette source de neutrons de faible niveau est importante seulement lors du premier démarrage (ou après une mise à l'arrêt prolongée) lorsqu'il n'y a pratiquement pas d'autres neutrons.

2. Photoneutrons

Les rayons gamma de haute énergie ($> 2,2$ MeV) émis durant la désintégration des produits de fission génèrent des photoneutrons suite aux interactions avec les noyaux de deutérium. L'intensité de la source de

photoneutrons dépend de la présence de rayons gamma énergétiques, qui à son tour dépend de la durée d'exploitation du réacteur. Suite à une exploitation prolongée à des niveaux de puissance importants (>10 % pleine puissance), le flux gamma de désintégration est proportionnel à la puissance. La source de photoneutrons est habituellement égale à environ 0,03 % du niveau de puissance - soit moins de 10 % de la fraction des neutrons retardés. Cette source devient importante suite à la disparition des neutrons retardés après une mise à l'arrêt.

Neutrons	Contribution
Neutrons instantanés	99 470 000 000 000
Neutrons retardés	500 000 000 000
Photoneutrons	30 000 000 000
Fission spontanée	1
Total (10^{14} n cm ⁻² s ⁻¹)	100 000 000 000 000

Tableau 3.1
Proportion relative des neutrons

Le tableau 3.1 illustre l'importance relative des neutrons sources en indiquant leur répartition dans le flux à la pleine puissance.

Dépendance temporelle des neutrons sources

La fission spontanée produit un approvisionnement faible et constant en neutrons (environ 130 neutrons par seconde par grappe CANDU).

Suite à une mise à l'arrêt, la source de photoneutrons diminue avec la désintégration des produits de fission générant des rayons gamma de haute énergie. La puissance imputable aux fissions causées par les photoneutrons est habituellement proche de 5×10^{-5} % une journée après la mise à l'arrêt. (La valeur précise dépend de la puissance de fonctionnement durant les semaines précédant la mise à l'arrêt.)

Après la chute rapide initiale, la source de photoneutrons diminue lentement et graduellement un peu chaque jour. Le produit de fission dont la période est la plus longue avec une énergie gamma supérieure au seuil est le Ba-140, dont la période est de 12,75 jours; ainsi, la source de photoneutrons subsiste pendant plusieurs semaines après la mise à l'arrêt.

Le présent cours suit la convention courante qui consiste à traiter les neutrons issus des précurseurs de neutrons retardés comme des neutrons de fission retardée, et les neutrons issus de la photodésintégration du

deutérium comme des neutrons sources. La distinction repose sur les effets opérationnels pratiques qui résultent des différentes périodes de ces différents types de neutrons.

Le précurseur de neutrons retardés dont la période est la plus longue a une période de 54 secondes. Lorsque le taux de fission change, cela prend quelques minutes à la banque de précurseurs de neutrons retardés pour qu'elle revienne à l'équilibre. Ce changement lent contrôle le taux de changement (à la fois dans le coeur sous-critique et dans le coeur critique) du taux de fission actuel. Le taux de fission actuel détermine l'importance de la banque de précurseurs à l'équilibre.

Par contre, les photoneutrons ont des durées de vie de précurseurs beaucoup plus longues. Des semaines après la mise à l'arrêt, les produits de fission issus de l'exploitation durant la semaine précédant la mise à l'arrêt continuent à générer des photoneutrons. Suite à un changement de puissance, la fraction de photoneutrons met plusieurs semaines à atteindre un nouvel équilibre.

Pour obtenir un équilibre des neutrons dans un coeur critique en régime permanent (section 1), il est pratique de concentrer les photoneutrons avec les neutrons retardés - ils agissent comme les neutrons retardés possédant de longues durées de vie. Le comportement dynamique du réacteur (section 2) dépend du « réservoir de désactivation » - une source de neutrons qui change lentement (sur plusieurs cycles de neutrons instantanés) à la suite d'une insertion de réactivité. La distinction entre les neutrons sources et les neutrons de fission retardée est établie selon le fait que l'approvisionnement en neutrons est presque constant ou non pendant l'intervalle de temps considéré. Sur le plan opérationnel, des phénomènes comme les rampes de puissance durent quelques minutes ou quelques heures. D'un point de vue opérationnel, cela génère des neutrons issus des précurseurs de neutrons retardés des neutrons de fission retardée, alors que les photoneutrons sont des neutrons sources.

Multiplication de la source dans un réacteur sous-critique

La section précédente indique que la contribution à la puissance du réacteur des fissions causées par les neutrons de fission spontanée est d'environ 10^{-12} % de la pleine puissance, et que la contribution des photoneutrons est de 0,3 % de la pleine puissance. Ces valeurs sont représentatives des fissions causées directement par les neutrons sources eux-mêmes; en fait, il n'est pas tenu compte du fait que ces fissions donnent naissance à des neutrons de fission additionnels qui, à leur tour, peuvent causer d'autres fissions. Le réacteur sous-critique agit comme un multiplicateur de neutrons sources, ce qui fait que la puissance réelle générée à cause de la présence d'une source est beaucoup plus grande que la puissance qui aurait été générée par les neutrons sources seulement.

L'amplification de la source dans le réacteur sous-critique dépend de sa réactivité, tel qu'indiqué ci-après.

Supposons qu'une source de neutrons insère S_0 neutrons à chaque génération dans un réacteur sous-critique dont le facteur de multiplication effectif, k , est inférieur à un. Imaginons que nous étiquetons les neutrons de manière à pouvoir identifier l'origine de chaque neutron dans le réacteur. Dans la population de neutrons présente dans le coeur, il y a S_0 neutrons émis par la source durant la génération actuelle.

Durant la génération qui précède immédiatement, la source a émis S_0 neutrons et certains de ces neutrons sources ont causé la fission, ajoutant une contribution de kS_0 neutrons à la population présente.

Le nombre total de neutrons dans la population de neutrons suite à ce phénomène et dans la génération qui précède immédiatement est donc le suivant :

$$S_0 + kS_0 \text{ (} kS_0 \text{ est plus petit que } S_0 \text{)}.$$

De même, une génération plus tôt, la source a émis S_0 neutrons, produisant kS_0 neutrons dans la génération précédant immédiatement celle-ci, ce qui a résulté en k^2S_0 neutrons dans la génération présente. Ainsi, la contribution des trois générations de neutrons sources et les fissions qu'ils ont causé donnent :

$$S_0 + kS_0 + k^2S_0$$

Si nous appliquons cette hypothèse indéfiniment (en retournant dans le temps pour un grand nombre de générations), nous constatons que la population totale de neutrons (S_∞) est définie par la notation suivante :

$$\begin{aligned} S_\infty &= S_0 + kS_0 + k^2S_0 + k^3S_0 + \dots \\ &= (1 + k + k^2 + k^3 + \dots) S_0 \end{aligned}$$

La série entre parenthèses comporte un nombre infini de termes, mais nous obtenons une somme finie. Pour $k < 1$

$$S_\infty = \left[\frac{1}{1-k} \right] \times S_0$$

Le taux de fission dans le réacteur sous-critique est proportionnel à la population de neutrons, alors nous pouvons écrire ces équations en terme de puissance neutronique plutôt qu'en terme de population de neutrons. Ainsi, le niveau de puissance observé dans le réacteur est :

$$P_{\text{obs}} = \left[\frac{1}{1-k} \right] \times P_{\text{source}}$$

où P_{source} est la puissance qui serait générée par les neutrons sources seulement en l'absence de toute multiplication par un processus de fission (en fait, si ν était égal à zéro). P_{obs} est le niveau de puissance (réel) mesuré.

Variation de la multiplication de la source

Le facteur $[1/(1-k)]$ porte le nom de facteur de multiplication sous-critique. On peut remarquer son effet sur une source. Même dans un réacteur qui est bien en deçà de l'état critique, disons $\Delta k = -100$ mk, ($k = 0,9$), le niveau de puissance observé à l'équilibre ($P_{\text{observé}}$) est 10 fois plus grand que la puissance de la source de photoneutrons réelle :

$$P_{\text{obs}} = \left[\frac{1}{1-0,9} \right] \cdot P_{\text{source}} = 10P_{\text{source}}$$

Dans cet exemple, le facteur de multiplication est de 10. Cela signifie que la fission produit la grande majorité des neutrons dans le système et non à cause de la source directement.

L'importance de la multiplication sous-critique dépend seulement de la valeur de k . Par exemple, si les absorbeurs de contrôle étaient descendus dans le coeur et que les zones étaient remplies, l'insertion de réactivité serait d'environ -20 mk, ce qui donnerait un facteur de multiplication sous-critique de 50.

$$P_{\text{obs}} = \left[\frac{1}{1-0,980} \right] \cdot P_{\text{source}} = 50P_{\text{source}}$$

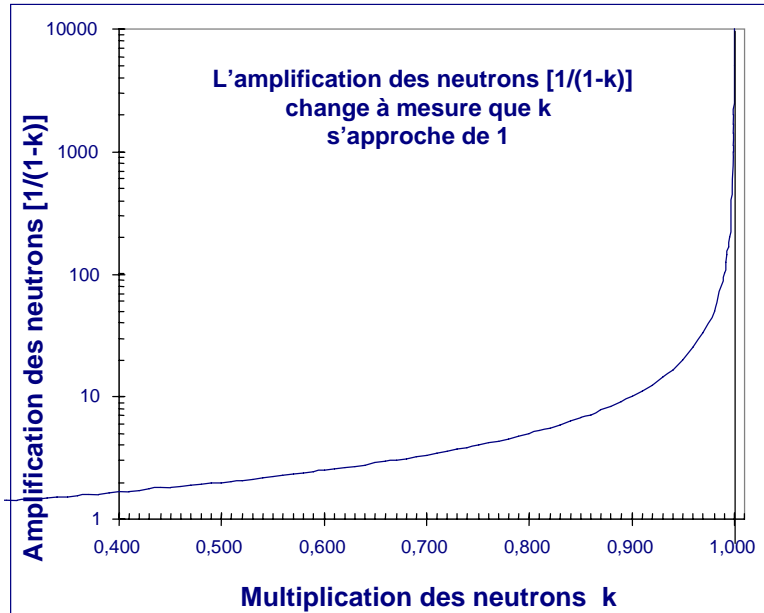


Figure 3.1
Facteur de multiplication sous-critique

La figure 3.1 illustre la variation du facteur de multiplication sous-critique à mesure que k change. En présence d'une source, la plupart des neutrons dans le réacteur (au moins pour $k > 0,5$) ne proviennent pas de la source, mais des neutrons qui sont générés par les fissions produites à cause des neutrons sources. Si l'on jette un coup d'oeil à la figure, on constate qu'ajouter 100 mk à un réacteur ayant $k = 0,400$ a moins d'effet qu'ajouter, disons, 20 mk à un réacteur ayant $k = 0,950$.

3.2 DYNAMIQUE DU COEUR SOUS-CRITIQUE

Une insertion de réactivité positive dans un réacteur sous-critique porte la puissance à un nouvel équilibre. L'importance de l'augmentation et le temps que met la puissance à se stabiliser à cette nouvelle valeur dépend de la réactivité insérée et de la valeur finale de k . Plus k est près de un, plus l'augmentation de puissance est grande pour une insertion de réactivité donnée, et plus elle met de temps à se stabiliser.

La figure 3.2 illustre l'importance de l'augmentation et le temps de stabilisation pour des insertions de réactivité par palier qui rendent le coeur de plus en plus près de l'état critique. Le niveau de puissance débute à $1 \times 10^{-5} \%$ avec $k = 0,900$. (Le coeur est sous-critique de 100 mk.) La figure illustre neuf insertions de réactivité par palier de +10 mk chacune, avec un temps donné P de stabilisation après chaque addition de réactivité. (Les nombres ne sont choisis qu'à titre d'exemple; il serait presque impossible en pratique de faire des insertions par palier de 10 mk.)

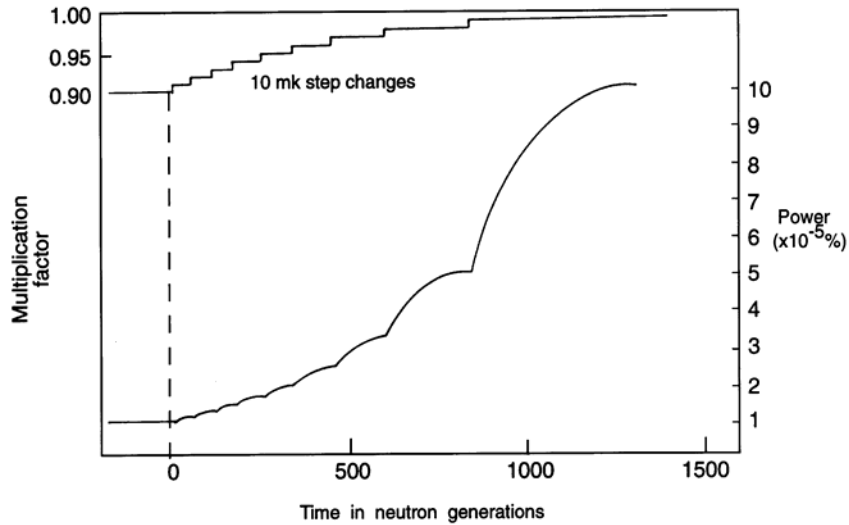


Figure 3.2
Temps de stabilisation après un changement du facteur de multiplication

Multiplication factor	Facteur de multiplication
10 mk step changes	Palier de 10 mk
Time in neutron generations	Temps en générations de neutrons
Power	Puissance

Exemple :

Dans l'exemple suivant, on calcule les changements de puissance à la figure 3.2 pour deux paliers de réactivité de +10 mk alors que k s'approche de 1 :

k passe de 0,900 à 0,910 :

$$\text{La puissance à } k = 0,90 \text{ est } P_{0,90} = \frac{P_{source}}{0,10} = 10P_{source}$$

$$\text{La puissance à } k = 0,91 \text{ est } P_{0,91} = \frac{P_{source}}{0,09} = 11,1P_{source}$$

Ainsi, $P_{0,91}/P_{0,90} = 1,11$; la puissance augmente de 11 %

k passe de 0,980 à 0,990 :

La puissance à $k = 0,98$ est $P_{0,98} = \frac{P_{source}}{0,02} = 50P_{source}$

La puissance à $k = 0,99$ est $P_{0,99} = \frac{P_{source}}{0,01} = 100P_{source}$

Alors $P_{0,99}/P_{0,98} = 2$; la puissance double.

Il est clair dans cet exemple que le changement de puissance pour une addition de réactivité donnée augmente à mesure que k s'approche de un.

Le fait que le temps de stabilisation est plus long à mesure que k s'approche de un est plus subtil.

Durant le fonctionnement du réacteur sous-critique normal, les poisons du modérateur maintiennent le coeur à l'état sous-critique. Le taux d'addition de réactivité par l'enlèvement des poisons est lent, alors il n'est plus nécessaire d'utiliser les équations de la cinématique « à deux groupes ». Nous allons plutôt discuter de la dépendance temporelle dans le coeur sous-critique à l'aide du modèle du temps de génération moyen des neutrons. Bien que le calcul ne soit qu'approximatif, il explique pourquoi le temps de stabilisation est plus long à mesure que le coeur sous-critique s'approche de l'état critique.

Tel qu'indiqué précédemment, la somme d'une série infinie donne la population de neutrons totale et stable en provenance d'une source. La notation de la série est la suivante :

$$1 + k + k^2 + \dots + k^{n-1} + k^n + k^{n+1} + k^{n+2} + \dots = \frac{1}{1-k}$$

Nous avons une somme parce que k est inférieur à un, et chaque terme est plus petit que le précédent. Pour des raisons pratiques, la série se termine après n générations si la valeur de k^n est devenue très petite comparativement au premier terme (qui est égale à un).

Plus précisément, si nous choisissons une valeur de n pour laquelle $k^n = 0,01$, alors la somme de la série entière vient à 99 % des termes avant le n^e terme, et à 1 % du k^n qui suit. [Si l'on utilise la notation suivante :

$1 + k + k^2 + \dots + k^{n-1} + k^n(1 + k + k^2 + \dots)$, nous constatons que la série à partir du n^e terme équivaut seulement à 0,01 de la somme entière.]

Nous pouvons calculer le nombre de générations (n) requis pour que la puissance se stabilise suite à un changement de k (qui est atteint à moins de 1 % de la valeur d'équilibre) à l'aide de l'équation suivante :

$$k^n = 0,01$$

où k est la nouvelle valeur de k après une insertion de réactivité par palier.

$$n \log k = \log(0,01) = -2, \text{ ou}$$

$$n = \frac{\log(0,01)}{\log(k)} = \frac{-2}{\log(k)}$$

(Nota : Pour des considérations pratiques, utiliser le log en base 10.)

Le tableau 3.2 illustre le nombre de générations requis pour obtenir une stabilisation à quatre valeurs de k choisies. Pour déterminer le temps de stabilisation approximatif, il suffit de prendre le temps requis pour une génération comme étant le temps de génération des neutrons moyens ($\approx 0,07$ s).

k	Nombre de générations $n = -2/\log(k)$	temps de stabilisation
0,800	21	1 s
0,900	44	3 s
0,990	458	30 s
0,999	4603	5 min

Table 3.2
Temps de stabilisation

À mesure que $k \rightarrow 1$, les générations de neutrons sont plus nombreuses avant que la puissance se stabilise, et le temps de stabilisation est plus long.

Il existe des formules permettant de calculer la réponse d'un réacteur sous-critique aux insertions de réactivité avec plus de précision. Comparons les figures 3.3 et 3.4. Chaque figure illustre une augmentation de la puissance sous-critique d'environ 25 %, c'est-à-dire, environ 0,1 décade ($10^{0,1} \approx 1,25$).

L'augmentation de réactivité par palier de 60 mk dans un coeur fortement sous-critique produit un changement de puissance en beaucoup moins de temps que ne le ferait un dispositif de réglage de la réactivité. À la figure 3.4, l'augmentation de puissance est d'environ 5 minutes pour une petite insertion de réactivité (plus 0,3 mk, ce qui donne $k = 0,9988$) dans un réacteur presque critique. Il convient de noter que la figure 3.4 illustre avec plus de précision un saut instantané, suivi d'une augmentation graduelle. À noter également que le temps de stabilisation est comparable à l'estimation du tableau 3.2.

Notes

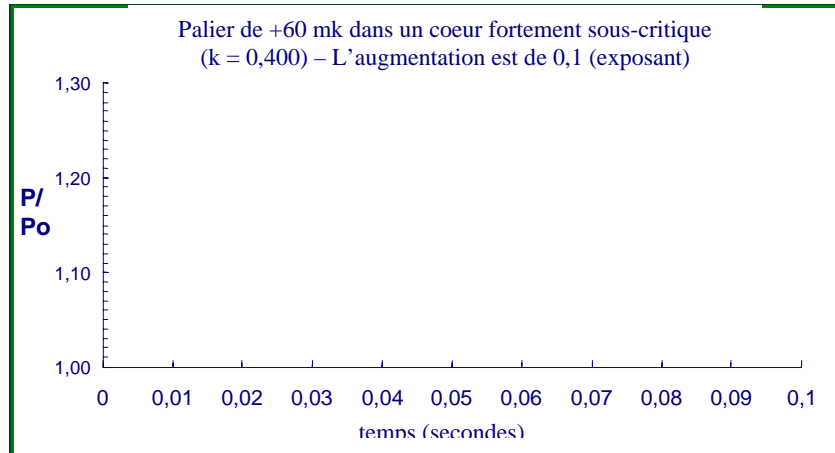


Figure 3.3
Grande insertion de réactivité dans un coeur fortement sous-critique

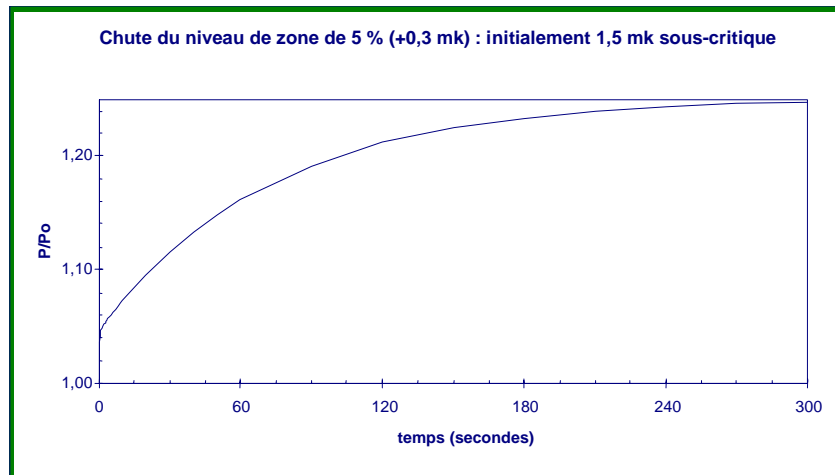


Figure 3.4
Petite insertion de réactivité dans un coeur presque critique

À mesure que le réacteur s'approche de la criticité, chaque insertion de réactivité successive produit une plus grande augmentation de puissance, et le temps requis pour qu'elle se stabilise est plus long. Ceci produit une transition uniforme entre l'état sous-critique et l'état critique. Lorsque le coeur est à l'état fortement sous-critique, il est très léthargique; même une augmentation de réactivité importante pourrait passer inaperçue. Le réacteur presque critique se comporte essentiellement comme un réacteur critique. La figure 3.5 illustre ce phénomène.

La première minute de l'accroissement de puissance est très semblable dans les deux graphiques de la figure 3.5. Cependant, la puissance continue d'augmenter dans le coeur critique. La puissance atteint un

équilibre et s'arrête dans le coeur sous-critique, lorsqu'il y a un niveau de puissance unique pour chaque $-\Delta k$, donné par $P_{\text{obs}} = [1/(1-k)] P_{\text{source}}$.

Notes

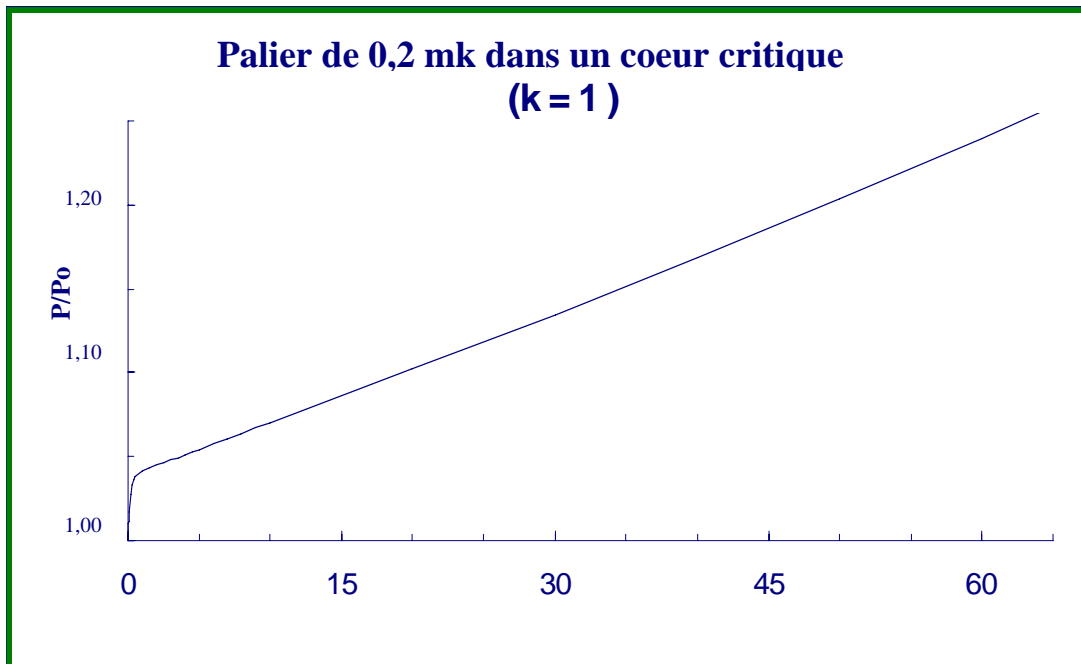
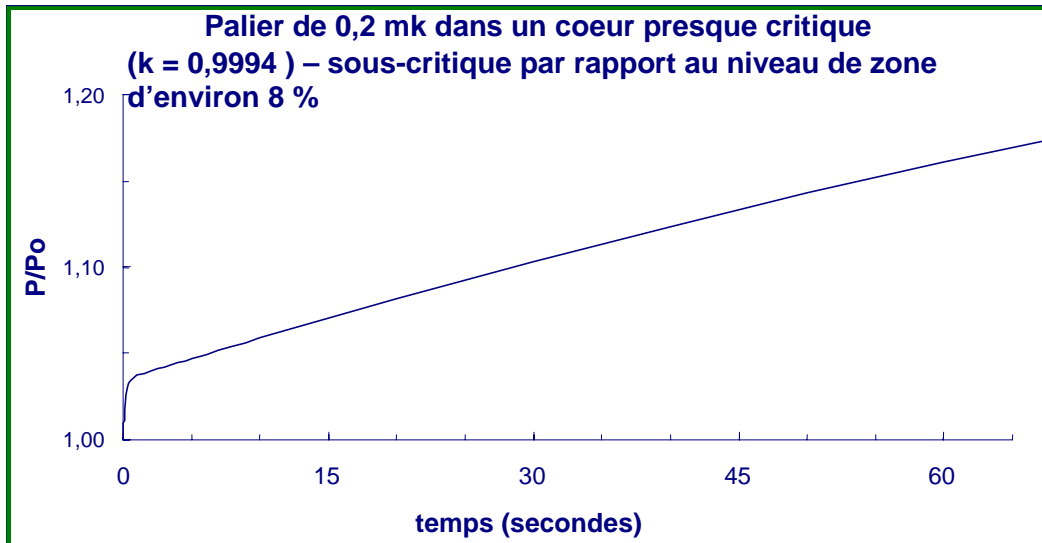


Figure 3.5
Comparaison d'un coeur critique et d'un coeur presque critique

3.3 EXEMPLES

Détermination de la réactivité du coeur

Notes

Nous pouvons utiliser l'équation de multiplication sous-critique pour calculer la réactivité du coeur en observant la puissance avant et après un changement de réactivité connu. Habituellement, on ne connaît pas l'intensité de la source, mais nous savons qu'elle est constante à court terme. Nous pouvons donc formuler l'équation pour chaque niveau de puissance observé et éliminer l'intensité de la source qui est inconnue.

Réciproquement, une fois que k a été déterminé, on peut trouver la valeur de réactivité d'un dispositif en observant le niveau de puissance avant et après son insertion.

Supposons qu'un réacteur est mis à l'arrêt à une puissance constante indiquée de $2 \times 10^{-5} \%$. L'opérateur insère +1 mk en retirant une barre de compensation et la puissance se stabilise à $3 \times 10^{-5} \%$. Trouver la valeur originale de k .

$$P_{obs} = \left[\frac{1}{1 - k_i} \right] P_{source}$$

(k_i = facteur de multiplication initial)

Avant l'addition de réactivité :

$$2 \times 10^{-5} \% = \left[\frac{1}{1 - k_i} \right] P_{source}$$

Après l'addition de réactivité :

$$3 \times 10^{-5} \% = \left[\frac{1}{1 - (k_i + 0,001)} \right] P_{source}$$

L'intensité de la source est la même dans les deux cas :

$$P_{source} = (1 - k_i) \times 2 \times 10^{-5} \%, \text{ et}$$

$$P_{source} = [1 - (k_i + 0,001)] \times 3 \times 10^{-5} \%$$

Donc, établissons l'équivalence pour éliminer P_{source}

$$\begin{aligned} 2(1 - k_i) &= 3(0,999 - k_i) \\ 2 - 2k_i &= 2,997 - 3k_i \\ k_i &= 0,997 \end{aligned}$$

(Maintenant, on peut substituer et déterminer que le facteur de multiplication sous-critique était initialement de 333, et que l'intensité de la source est de 6×10^{-8} %.)

Doublement de la puissance

L'une des règles ayant des applications pratiques dans le fonctionnement d'un réacteur est la règle de doublement de la puissance, énoncée comme suit :

Lorsqu'une certaine addition de réactivité fait doubler la puissance dans un réacteur sous-critique, une autre addition de cette même quantité de réactivité rendrait le réacteur critique.

Pour le démontrer, supposons que nous avons un réacteur qui est sous-critique avec un facteur de multiplication effectif de k_i ($i = \text{initial}$).

Le niveau de puissance (P_i), dans le réacteur est obtenu en multipliant la puissance de la source par le facteur de multiplication sous-critique :

$$P_i = \left[\frac{1}{1 - k_i} \right] \cdot P_{\text{source}} = \frac{P_{\text{source}}}{-\Delta k_i}$$

où $(k_i - 1) = \Delta k_i$ est la quantité à laquelle le facteur de multiplication ne répond plus à la criticité.

Supposons maintenant que nous insérons une réactivité positive de $\frac{1}{2} \Delta k_i$, de sorte que la réactivité finale soit $\Delta k_f = \frac{1}{2} \Delta k_i$. La figure 3.6 illustre les réactivités. L'équation du niveau de puissance finale, P_f , est :

$$P_f = \frac{P_{\text{source}}}{-\Delta k_f} = \frac{P_{\text{source}}}{-\frac{1}{2} \Delta k_i} = 2 \cdot \frac{P_{\text{source}}}{-\Delta k_i} = 2P_i$$

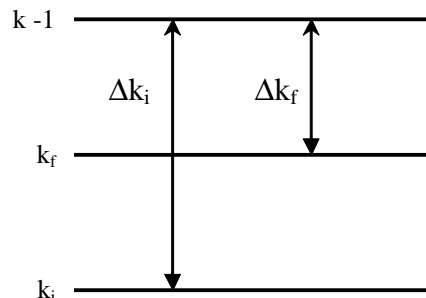


Figure 3.6
Changement de réactivité pour un doublement de la puissance

Enlever la moitié de la réactivité négative fait doubler la puissance. Autrement dit, lorsque nous observons un doublement de la puissance dans un réacteur sous-critique, la quantité à laquelle le réacteur était sous-critique a été coupée de moitié.

Approche de la criticité par un doublement de puissance

Le tableau 3.3 montre comment, en principe, une série de doublements de puissance permettent à un réacteur fortement sous-critique de s'approcher de la criticité. Examinons la première entrée du tableau. Le réacteur est sous-critique et initialement $k = 0,680$ ($\Delta k = -320$ mk). La puissance mesurée est de $1,25 \times 10^{-6}$ de la pleine puissance ($10^{-5,9}$ décade).

	$-\Delta k$ (mk)	puissance % P.P.	puissance (décades)
0	320	$1,25 \times 10^{-4}$	$10^{-3,9}$
1 ^{er}	160	$2,5 \times 10^{-4}$	$10^{-3,6}$
2 ^e	80	5×10^{-4}	$10^{-3,3}$
3 ^e	40	1×10^{-3}	$10^{-3,0}$
4 ^e	20	2×10^{-3}	$10^{-2,7}$
5 ^e	10	4×10^{-3}	$10^{-2,4}$
6 ^e	5	8×10^{-3}	$10^{-2,1}$
7 ^e	2,5	$1,6 \times 10^{-2}$	$10^{-1,8}$
8 ^e	1,25	$3,2 \times 10^{-2}$	$10^{-1,5}$
9 ^e	0,6125	$6,4 \times 10^{-2}$	$10^{-1,2}$
10 ^e	0,31	0,128	$10^{-0,9}$

Tableau 3.3
Séries de doublements de la puissance

Dix doublements successifs augmentent la puissance de trois ordres de grandeur ($2^{10} = 1024 \approx 10^3$). Chaque doublement laisse la moitié de la réactivité négative dans le coeur, de sorte que le réacteur n'est pas encore critique. Cependant, il se trouve à quelques dixièmes de mk de l'état critique (soit l'équivalent d'un niveau de zone d'environ 5 %). Le système de régulation pourrait répondre à une demande d'accroissement de la puissance et régler la puissance au taux exigé.

Chaque fois que la puissance double dans le coeur sous-critique, le changement de réactivité qui a causé le doublement est, en fait, une mesure de k.

La figure 3.7 illustre le principe du doublement de la puissance. Le graphique suppose que les instruments du démarrage surveillent le taux de

comptage (qui est proportionnel à la puissance neutronique). Le graphique est une ligne droite, parce que la formule de multiplication sous-critique est la suivante :

$$P_{\text{obs}} \propto \frac{1}{\Delta k} \quad ; \text{ donc } \left[\frac{1}{\text{CR}} \right] \propto \Delta k$$

Le point auquel la ligne extrapolée croise l'axe représente la criticité (lorsque $\Delta k = 0, 1/\text{CR} = 0$). Le graphique démontre visuellement qu'amener le réacteur à l'état critique par un doublement de puissance (c'est-à-dire en coupant de moitié $[1/\text{CR}]$), est une manière prudente d'approcher la criticité.

Tant que la puissance double, le réacteur s'approche de plus en plus près de l'état critique sans toutefois l'atteindre. En représentant graphiquement les données, ou en suivant les changements de réactivité qui doublent la puissance, l'opérateur peut prévoir la valeur de réactivité des dispositifs de réglage de la réactivité à la criticité.

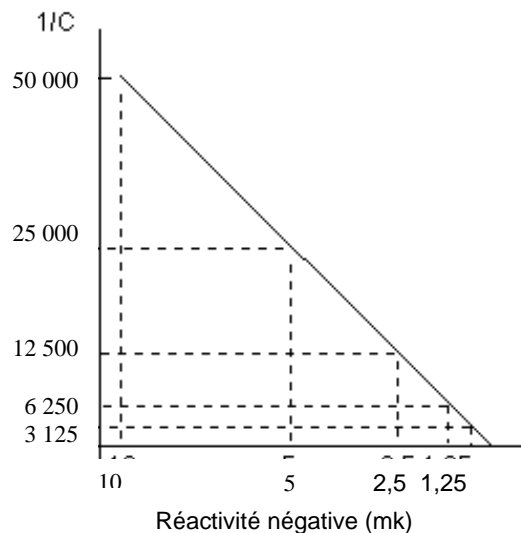


Figure 3.7
Approche de l'état critique par doublement de la puissance

Enfin, la section 7 examine un test de criticité couramment employé qui applique le principe du doublement de la puissance. Lorsque le réacteur fonctionne à faible puissance, il est difficile de dire si le système de régulation maintient la puissance constante avec $k \approx 1$, ou si le réacteur est sous-critique avec un niveau de puissance observé correspondant à un $-\Delta k$ particulier.

L'opérateur applique le test, habituellement une fois par quart à faible puissance, en demandant au système de régulation de doubler la puissance. Si les zones liquides changent excessivement lorsqu'on tente de doubler la puissance, le réacteur est de toute évidence sous-critique. Si un léger mouvement du niveau des zones produit un doublement de la puissance, l'opérateur sait que le système de régulation peut manoeuvrer la puissance à n'importe quel niveau au taux exigé, et par conséquent, qu'il est en effet « critique ».

Notes

EFFETS DE LA TEMPÉRATURE ET DE L'EXPULSION DU CALOPORTEUR SUR LA RÉACTIVITÉ DU COEUR

4.0 INTRODUCTION

Un changement de puissance effectué dans un réacteur exploité à puissance élevée modifie généralement les températures du combustible, du modérateur et du caloporteur. Un changement dans la température de l'une ou l'autre de ces composantes cause un changement de réactivité qui, à son tour, a une incidence sur le fonctionnement du réacteur (effet de rétroaction). Les coefficients de température (changement de réactivité par changement unitaire de température) déterminent l'importance et la direction du changement de réactivité.

La présente section examine les mécanismes physiques principaux qui donnent naissance aux coefficients de température. Ce sont :

- l'élargissement Doppler des résonances de l'uranium 238;
- les changements dans le spectre d'énergie des neutrons thermiques;
- les changements de densité du caloporteur et du modérateur.

Les changements de chacun des facteurs dans la formule à six facteurs pour k peuvent contribuer au coefficient de température d'une composante de réacteur donné (par exemple, le combustible). Nous décrirons comment les mécanismes physiques précités déterminent le signe de chaque contribution importante à la fois pour le coefficient de température du combustible et le coefficient de température du modérateur.

La présente section portera également sur certains aspects opérationnels des coefficients de température, incluant les changements de réactivité qui surviennent au démarrage et à la mise à l'arrêt, et sur l'importance de l'effet Doppler dans la rétroaction négative afin de simplifier la régulation normale et de limiter les transitoires de puissance positifs.

Enfin, les effets de la formation de vides sont une source importante de rétroaction dans les transitoires de puissance. L'expulsion du caloporteur (eau lourde) des canaux de combustible produit une réactivité positive. C'est pourquoi il est nécessaire que le caloporteur ait une teneur élevée en isotopes.

4.1 RÉTROACTION – EFFETS DE LA TEMPÉRATURE

À faible puissance, lorsque le taux de fission est trop faible pour générer une quantité importante de chaleur, l'addition d'une réactivité positive produit un accroissement exponentiel (c'est-à-dire une augmentation

constante du taux-log). À de faibles niveaux de puissance, lorsque le chauffage est suffisant, les changements de température du combustible, du modérateur et du caloporteur modifient la réactivité - un effet qui se produit très rapidement. La description suivante illustre cet effet de rétroaction de la réactivité.

En 1949, une expérience contrôlée réalisée par EACL à Chalk River avait pour objet d'observer « l'emballement » du réacteur NRX. Le réacteur NRX est un réacteur à l'eau lourde dont la régulation est assurée par des barres de contrôle. Le niveau d'eau lourde a été établi à une hauteur légèrement supérieure à celle où le réacteur est critique, à faible puissance, et les barres ont été retirées. On a laissé augmenter la puissance du réacteur dans le réacteur surcritique au niveau « non contrôlé ».

Le changement de puissance n'a pas été celui que l'on aurait prévu à partir de la section 2. À faible puissance, la puissance s'est accrue exponentiellement avec un taux-log de $3 \% \text{ P.P. s}^{-1}$ ($\tau \approx 33 \text{ s}$, $\Delta k \approx +1,6 \text{ mk}$). Cependant, à mesure que la température du combustible augmentait, la réactivité a diminué et a entraîné un ralentissement du taux d'accroissement de la puissance (voir figure 4.1). Par la suite, la réactivité a continué de diminuer, à mesure que l'eau lourde se réchauffait. La diminution totale de réactivité a été suffisante, dans ce cas, pour rendre le réacteur sous-critique, et la puissance a atteint un maximum avant de commencer à chuter.

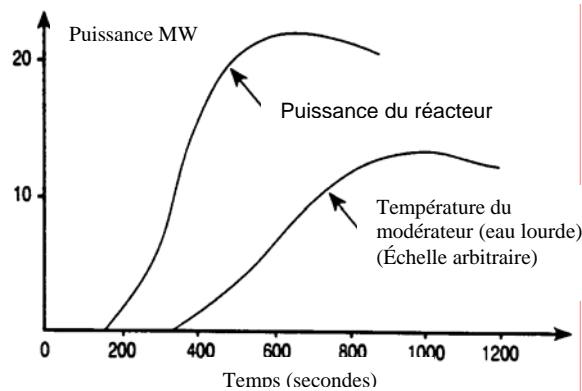


Figure 4.1
Caractéristiques d'auto-régulation du réacteur NRX

Le comportement du réacteur a été une auto-régulation, parce que les changements de température induits par l'accroissement de puissance ont réduit la réactivité et ont ainsi empêché la puissance d'augmenter indéfiniment. Bien sûr, la réactivité initiale en excès lors de cette expérience était très petite; si elle avait été plus grande, la puissance aurait probablement continué d'augmenter.

L'expérience du NRX démontre l'effet d'un coefficient de température négatif. Par définition, le coefficient de température est le changement de réactivité par accroissement unitaire de température. Ses unités sont le $\text{mk}/^\circ\text{C}$ ou $\mu\text{k}/^\circ\text{C}$ ($1 \mu\text{k} = 10^{-3} \text{mk}$). Le coefficient de température peut être positif ou négatif, mais dans notre exemple, l'élévation de température a causé une perte de réactivité, alors le coefficient est négatif. Les changements de température surviennent dans le combustible, dans le caloporteur et dans le modérateur plus ou moins indépendamment, alors il y a un coefficient de température associé à chacun d'eux.

Il est souhaitable que le coefficient de température global du réacteur soit négatif afin d'assurer l'auto-régulation illustrée par le NRX. Cela est particulièrement utile si le coefficient de température du combustible est négatif, parce que dans un transitoire, le combustible chauffe plus rapidement que les autres composantes du coeur.

L'effet de réactivité d'un changement de température est le produit du coefficient de température par le changement de température. Il est très utile de connaître les températures courantes du modérateur et du caloporteur pour différents états de fonctionnement.

Le tableau 4.1 illustre les températures moyennes efficaces du combustible, du caloporteur et du modérateur supposées dans les présentes notes. Les températures dans certaines centrales peuvent différer quelque peu de ces valeurs.

Composante	Arrêt froid	Arrêt chaud	Pleine puissance
Combustible	25	290	790
Caloporteur	25	265	290
Modérateur	25	66	69

Tableau 4.1
Températures courantes des composantes du réacteur ($^\circ\text{C}$)

Comme nous l'avons vu plus tôt, le coefficient de température est le changement de réactivité par changement unitaire ($^\circ\text{C}$) de température. Le coefficient de température global est la pente du graphique de la réactivité ($\Delta k/k$) en fonction de la température au point de fonctionnement normal. Nous allons présenter ces graphiques plus tard dans la section pour le modérateur, le caloporteur et le combustible.

Soit $\frac{1}{k} \frac{dk}{dT} = \frac{d(\ln k)}{dT}$ pour la pente, où $k = \eta f p \varepsilon \Lambda_f \Lambda_t$, ce qui nous permet d'écrire le coefficient de température sous la forme suivante :

$$\frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dT} + \frac{1}{p} \frac{dp}{dT} + \frac{1}{f} \frac{df}{dT} + \frac{1}{\eta} \frac{d\eta}{dT} + \frac{1}{\Lambda_f} \frac{d\Lambda_f}{dT} + \frac{1}{\Lambda_t} \frac{d\Lambda_t}{dT}$$

Pour observer comment les effets physiques d'un changement de température influent sur le coefficient de température, nous allons rappeler certains éléments de la vie des neutrons dans le réacteur et déterminer l'effet du changement de température sur les facteurs de la formule à six facteurs.

4.2 BASES PHYSIQUES DES COEFFICIENTS DE TEMPÉRATURE

Plus tard dans la présente section, nous allons étudier les coefficients de température individuels du combustible, du modérateur et du caloporteur et décrire les effets de chaque changement de température sur chacun des facteurs de la formule à six facteurs. Avant cela, nous allons examiner comment la température influe globalement sur ces facteurs. Trois processus physiques produisent les effets observés.

Une augmentation de la température dans une substance accroît l'agitation des atomes et des molécules. Cela cause « habituellement » une dilatation thermique. Chacun de ces effets influe sur les facteurs de l'équation du taux de réaction (R).

$$R = \phi \Sigma = N \sigma \phi$$

où σ est la section efficace de fission, d'absorption ou de diffusion, selon le cas.

Les trois effets les plus importants, en ordre d'importance, sont les suivants :

- La dilatation thermique augmente la masse volumique et a une incidence directe sur N, le nombre volumique des nucléides présents dans le réacteur. Une sous-section traite de cet effet de manière approfondie.
- Les températures élevées dans l'environnement des neutrons modifient le spectre des neutrons thermiques. Ces températures ont une incidence sur les sections efficaces des neutrons thermiques dans divers processus de diffusion, d'absorption et de fission. Une des sous-sections qui suit explique ces effets en détails.
- L'agitation moléculaire plus grande de l'uranium 238 accroît la capture par résonance des neutrons. Le mouvement augmente la

largeur apparente de la résonance dans les sections efficaces microscopiques, phénomène connu sous le nom d'élargissement Doppler. Une des sous-sections suivantes explique l'élargissement Doppler et ses effets.

Changements de masse volumique

La dilatation thermique du modérateur diminue sa masse volumique à mesure que sa température augmente. Comme le nombre d'atomes par volume unitaire (N) diminue, les neutrons parcourent de plus grandes distances entre les interactions, et se diffusent donc sur une plus grande distance, tout en se thermalisant, comme des neutrons thermiques.

Le changement de masse volumique du combustible n'a pas d'effet important. Les grappes de combustible permettent la dilatation des pastilles de combustible, alors un changement dans la masse volumique du combustible peut faire diminuer le taux de réaction par centimètre cube de combustible, sans faire diminuer le taux pour l'ensemble du coeur. Par ailleurs, la dilatation thermique de l'eau lourde la fait se déplacer hors du coeur, alors la quantité d'eau lourde entre les canaux de combustible diminue.

L'effet des longueurs de trajectoire plus grandes dans le modérateur et le caloporteur, qui donne lieu à une augmentation de la portée globale des neutrons, entraîne une probabilité plus grande de fuite des neutrons hors du réacteur. Les probabilités de non-fuite de neutrons rapides et thermiques diminuent, ce qui tend à faire baisser la réactivité, mais l'effet n'est pas important.

Un effet plus important de la longueur de trajectoire plus grande dans le modérateur est que les neutrons risquent davantage d'atteindre un canal voisin avant d'avoir été thermalisés par le modérateur. La capture par résonance augmente, alors le facteur antitrappe diminue.

D'un autre côté, la réduction de la densité atomique diminue les sections efficaces d'absorption macroscopique dans le modérateur ou le caloporteur, ce qui augmente le facteur d'utilisation thermique (f) et fait augmenter la réactivité. L'effet de la réduction de la densité atomique sur f est particulièrement important dans le modérateur si ce dernier contient une quantité appréciable de poison.

Spectre d'énergie des neutrons

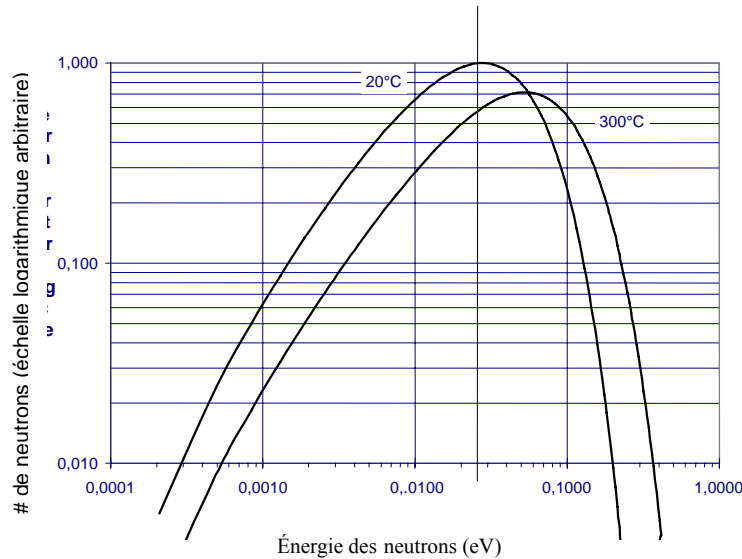
Nous supposons habituellement que tous les neutrons thermiques ont une énergie de 0,025 eV et qu'ils se propagent à 2 200 m/s. En fait, les

neutrons thermiques, à cause des collisions élastiques, ont une plage d'énergie beaucoup plus étendue. En général, les neutrons partagent l'énergie cinétique des atomes et des molécules avec lesquels ils interagissent, mais toute collision élastique particulière peut augmenter ou diminuer l'énergie cinétique des neutrons. Une expression mathématique plutôt complexe, connue sous le nom de spectre des neutrons thermiques, montre la variation de la densité des neutrons en fonction de l'énergie des neutrons thermiques. On associe une température de neutrons avec chacune de ces distributions; la température dépend de la température des environs.

Le changement de température d'une des composantes du réacteur a une incidence sur le spectre neutronique. Cela change la fission et les taux d'absorption dans le combustible, ainsi que les taux d'absorption dans l'ensemble du réacteur, parce que les sections efficaces varient en fonction de l'énergie des neutrons. Les sous-sections suivantes fournissent un guide étape par étape relatif aux effets des changements du spectre sur la réactivité.

Spectre des neutrons thermiques

La figure 4.2 illustre les spectres des neutrons thermiques pour 20° C et 300° C. Les neutrons thermiques dans un coeur CANDU ont toujours un spectre qui se situe entre les distributions indiquées. (À la pleine puissance, la température des neutrons thermiques qui interagissent avec le combustible CANDU est d'environ 200° C. Lorsque le réacteur est mis à l'arrêt, la température des neutrons devient supérieure à 20° C.) La figure 4.2 est une distribution de Maxwell des vitesses neutroniques, représentées graphiquement en fonction de l'énergie des neutrons, avec une échelle logarithmique qui permet de comparer aisément les graphes des sections efficaces.



Décalage de l'énergie des neutrons en fonction du changement de température

À la température ambiante, la valeur de l'énergie des neutrons thermiques la plus probable (sommet de la courbe) est de 0,0253 eV, ce qui correspond à une vitesse de 2 200 m/s. L'énergie moyenne des neutrons est proportionnelle à la température *absolue*, alors le décalage dans le spectre pour un changement de température de 20 °C à 300 °C (293 K à 573 K) multiplie l'énergie par le double ou presque au sommet, à la figure 4.2. Le décalage du spectre neutronique vers des températures plus élevées a surtout une incidence sur le facteur de reproduction (η), tel que discuté ci-après, parce que l'effet principal du changement du spectre neutronique est de modifier les taux d'absorption des neutrons thermiques dans les isotopes fissiles.

Taux de réaction dans les isotopes fissiles

De nombreux matériaux dans le coeur ont des sections efficaces d'absorption qui sont indirectement proportionnelles à la vitesse des neutrons. À mesure que la vitesse des neutrons augmente, le nombre de neutrons thermiques qui traversent une région à chaque seconde augmente ($\phi = nv$), mais la vitesse des neutrons plus grande réduit la taille de la cible ($\sigma_a \propto 1/v$). Cela signifie que le taux d'absorption, $R_a = N\sigma_a\phi$, ne change pas pour des sections efficaces de $1/v$.

Si tous les matériaux possèdent la même dépendance $1/v$ par rapport à la vitesse des neutrons, les changements dans la température des neutrons n'auront aucune incidence sur les taux de réaction et il n'y aura aucun

effet important sur la réactivité. Cependant, les sections efficaces d'absorption des isotopes fissiles diffèrent considérablement du comportement $1/v$.

La figure 4.3 illustre ce phénomène à l'aide d'un graphique des sections efficaces d'absorption du U 235 et du Pu 239 par rapport à celle du U 238. La section efficace du U 238 est très proche de $1/v$, alors le taux d'absorption dans le U 238, pour tous les absorbeurs $1/v$, change à peine à mesure que la température des neutrons thermiques change. Les rapports représentés graphiquement indiquent comment les taux d'absorption dans le U 235 et le Pu 239 changent en fonction de la température.

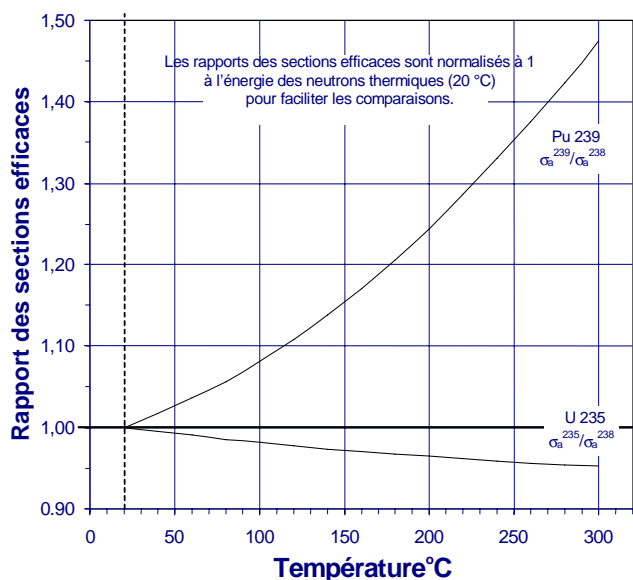


Figure 4.3
Écart des sections efficaces d'absorption
du Pu 239 et du U 235 par rapport à $1/v$

La figure 4.3 montre que, en comparaison avec le U 238, le taux d'absorption des neutrons thermiques dans le U 235 diminue un peu lorsque la température des neutrons augmente. Si l'on regarde $R = N\sigma\phi$, la section efficace d'absorption du U 235 diminue un peu plus rapidement que $1/v$, alors que l'augmentation dans le flux thermique est proportionnelle à v ($\phi = nv$).

Dans le cas du PU 239, par ailleurs, l'augmentation de la température des neutrons cause une augmentation très élevée du taux d'absorption dans le Pu 239. Bien que la section efficace d'absorption baisse (voir figure 4.4), elle ne diminue pas jusqu'à $1/v$.

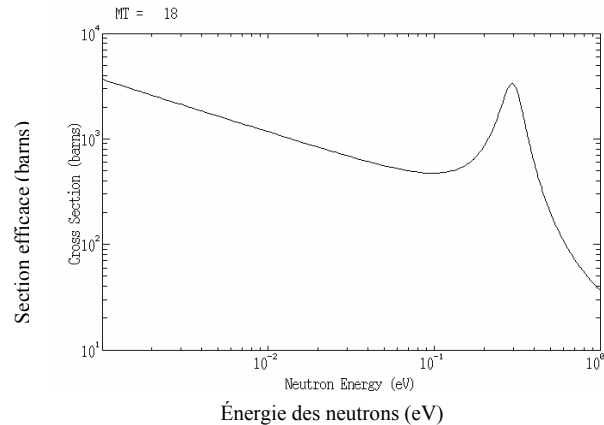


Figure 4.4
Section efficace de fission du Pu 239

Dans le cas du Pu 239, le taux d'absorption dans un CANDU diminue en fonction de la température des neutrons principalement parce que la section efficace ne diminue pas assez dans la plage d'énergie thermique. (La majorité des neutrons thermiques ont une énergie qui est inférieure à environ 0,1 eV.) La résonance importante centrée à 0,3 eV améliore le taux d'absorption, parce qu'un faible pourcentage des neutrons à l'extrémité élevée du spectre thermique se déplace dans la zone de résonance à mesure que la température augmente.

En résumé, à mesure que les neutrons deviennent plus chauds, le taux d'absorption, les taux d'absorption de fission et de capture augmentent fortement dans le Pu 239 et diminuent un peu dans le U 235.

Variation de η en fonction de l'énergie des neutrons

Malheureusement, le fait de savoir comment les taux d'absorption pour les isotopes fissiles changent en fonction de la température des neutrons ne nous dit pas directement comment η (rapport des sections efficaces) change pour le combustible CANDU à l'équilibre, constitué d'un mélange d'isotopes.

Le facteur de reproduction du combustible CANDU est le rapport de la moyenne pondérée du flux efficace à tout le contenu du combustible :

$$\eta = \nu \frac{\Sigma_f(\text{combustible})}{\Sigma_a(\text{combustible})}$$

Les sections efficaces du U 235 et du Pu 239 ont une incidence sur le numérateur et sur le dénominateur. Chacune d'elles change différemment en fonction de la température des neutrons, alors il faut réécrire cette expression pour qu'elle soit représentative des contributions de chaque

nucléide fissile. Le facteur de reproduction du combustible CANDU est une moyenne pondérée des facteurs de reproduction du U 235 et du Pu 239, comme suit :

$$\eta = \frac{\eta_5 \Sigma_a^5 + \eta_9 \Sigma_a^9}{\Sigma_a (\text{combustible})}$$

où les nombres 5 et 9 représentent le U 235 et le Pu 239 respectivement. (Nous n'avons pas tenu compte du Pu 241.)

Les facteurs de reproduction η_5 et η_9 sont pour les isotopes purs - $v \times (\sigma_f / \sigma_a)$. Les sections efficaces microscopiques qui dépendent de la température et les facteurs de reproduction des isotopes purs sont des valeurs bien connues et précisées dans de nombreux manuels. La figure 4.5 illustre comment η_5 et η_9 changent en fonction de la température. La ligne supérieure dans la figure est une ligne horizontale, ce qui démontre que η_5 diminue un peu en fonction de la température. Le facteur de reproduction du Pu 239 diminue encore plus que η_5 , mais même pour le Pu 239, η diminue seulement de 7 % environ entre 20 °C et 300 °C.

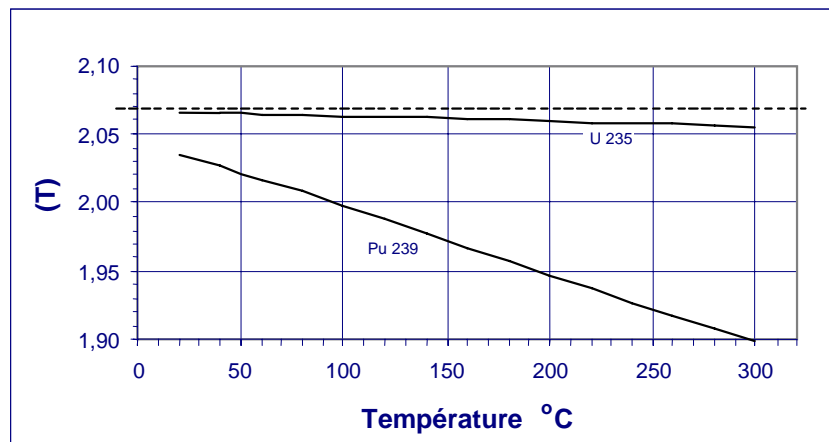


Figure 4.5
Facteurs de reproduction du U 235 (η_5) et du Pu 239 (η_9)

On peut maintenant démontrer comment η varie en fonction de l'augmentation de la température des neutrons, pour le combustible CANDU. Pour les grappes de combustible neuf, où il n'y a que du U 235 dans le combustible, la situation est claire. À mesure que la température des neutrons thermiques augmente, on observe une diminution du taux d'absorption des neutrons dans le U 235 (figure 4.4) et du nombre de neutrons retournés par absorption dans le U 235 (η_5 , figure 4.5). Aucun de

ces écarts n'est très prononcé. Il est clair que la contribution du U 235 au coefficient de température est négative, mais elle n'est pas très importante.

Dans le cas du combustible qui contient un peu de Pu 239, une augmentation de la température des neutrons augmente considérablement le taux d'absorption dans le Pu 239. Cela compense la faible diminution dans η_9 qui se produit au même moment. La contribution du Pu 239 au coefficient de température globale est très positive. L'effet est si important que pour un réacteur alimenté à l'équilibre, il domine facilement la contribution négative du U 235, alors :

$\frac{1}{\eta} \frac{d\eta}{dT}$ est positive pour un combustible CANDU à l'équilibre.

Effets des autres spectres

Les seuls facteurs autres que η qui risquent d'être affectés directement par le spectre des neutrons thermiques sont le facteur d'utilisation thermique (f) et le facteur de probabilité de non-fuite thermique Λ_t . (D'autres facteurs dans la formule à six facteurs décrivent les neutrons rapides et les neutrons à énergie intermédiaire.)

La section 1 donne le facteur d'utilisation thermique comme suit :

$$f = \frac{\Sigma_a(\text{combustible})}{\Sigma_a(\text{combustible}) + \Sigma_a(\text{autres que le combustible})}$$

Comme nous l'avons vu, la teneur en PU 239 du combustible à l'équilibre cause une forte augmentation de l'absorption des neutrons à mesure que la température des neutrons augmente. L'absorption ailleurs que dans le combustible est presque indépendante de la température, alors la contribution de l'utilisation thermique à la réactivité est positive pour le combustible CANDU à l'équilibre. L'importance de cette augmentation de la réactivité n'est pas aussi grande que la contribution de η .

La fuite de neutron thermique augmente un peu pour les neutrons thermiques plus chauds. Toutes les sections efficaces d'absorption diminuent à mesure que l'énergie des neutrons augmente (que la diminution varie ou non comme $1/v$). Par conséquent, le libre parcours moyen avant l'absorption augmente, dans le cas des neutrons thermiques (comme l'effet d'une diminution de la masse volumique, mais limitée aux neutrons thermiques). Ils se déplacent un peu plus loin par rapport au point de départ et il est un peu plus probable qu'ils fuient.

Élargissement Doppler dans le combustible

- L'effet Doppler est causé directement par un changement de température dans le combustible. La capture par résonance dans le U 238 augmente à mesure que le combustible se réchauffe pour la raison suivante. La section efficace d'absorption du U 238 dans la zone de résonance comprend un ensemble de pics pointus du type indiqué à la figure 4.13. Dans la zone de résonance, la probabilité qu'un noyau de U 238 stationnaire absorbe un neutron dépend du fait que l'énergie cinétique du neutron est ou non identique à l'énergie d'une résonance. Le noyau et le neutron se déplacent, alors la variable la plus importante dans la détermination de la probabilité d'absorption est la vitesse du neutron par rapport au noyau de U 238. Le chauffage du combustible cause une agitation plus grande des atomes de U 238, alors les vitesses relatives des neutrons et des noyaux de U 238 changent.

Pour illustrer cet effet, examinons le noyau stationnaire dessiné à gauche de la figure 4.6. La probabilité qu'un neutron ayant une vitesse correspondant au pic de résonance soit absorbé est élevée, alors qu'il est peu probable qu'un noyau stationnaire capture un neutron qui se propage légèrement plus lentement ou plus rapidement que cette vitesse.

Examinons maintenant ce qui se produit lorsque le combustible est chauffé et que les noyaux de U 238 sont fortement agités. Un neutron dont la vitesse est telle qu'il était assez éloigné du pic peut frapper un noyau de U 238 qui se déplace à cet instant de telle manière que la vitesse du neutron par rapport à celle du noyau coïncide avec le pic.

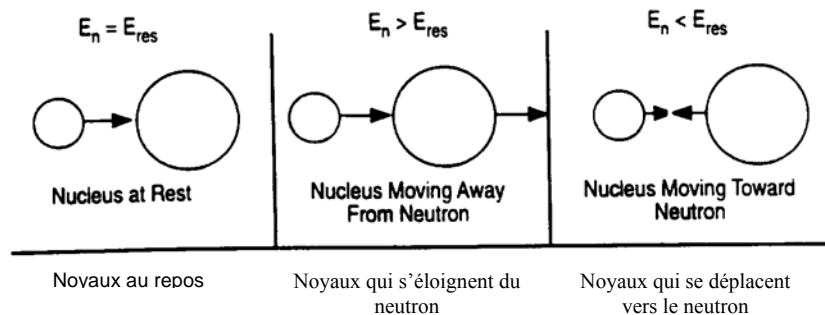


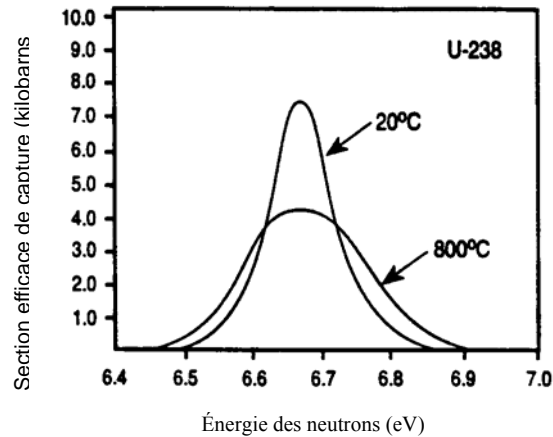
Figure 4.6
Mécanisme d'élargissement Doppler

Ici, E_n représente l'énergie cinétique du neutron et E_{res} est l'énergie au pic de résonance. Les trois neutrons semblent avoir la même énergie de résonance pour le noyau.

Le diagramme du centre de la figure 4.6 illustre un neutron dont la vitesse est plus élevée que celle du diagramme de gauche. Cependant, le neutron frappe un noyau qui se déplace à une vitesse qui fait en sorte que la vitesse d'approche du neutron est la même que dans le premier diagramme. Pour le noyau, ce neutron semble se trouver dans l'énergie du pic de résonance. La même chose se produit pour un neutron dont la vitesse est inférieure au pic d'un noyau au repos, mais qui frappe un noyau d'uranium « chaud » qui se déplace vers lui exactement à la vitesse indiquée dans le diagramme de droite.

Le chauffage du combustible « élargit » réellement les résonances tel qu'indiqué à la figure 4.7. Au même moment, le mouvement accru des atomes de U 238 réduit la hauteur du pic parce que les neutrons qui se déplacent exactement à la vitesse correcte à l'origine ne se déplacent plus à cette vitesse par rapport aux noyaux en mouvement. L'absorption globale risque de ne pas changer beaucoup si le taux d'absorption réduit au pic devait compenser l'absorption accrue loin du pic.

Cependant, la section efficace du U 238 est tellement élevée dans tous les cas qu'un neutron se trouvant dans la zone globale des pics sera presque certainement absorbé (bien qu'il soit probable qu'il se déplace d'abord plus avant dans le combustible).



Notes

Figure 4.7
Élargissement Doppler de la résonance du U 238

Autrement dit, les pics sont plus pointus lorsque le combustible n'est pas aussi chaud. Lorsque le pic est pointu, les neutrons résonants sont absorbés près de la surface du combustible ($l_{pm} \approx 0,05$ mm dans UO_2) et les neutrons qui se trouvent loin de l'énergie du pic risquent de traverser le combustible et de continuer jusqu'à ce qu'ils soient ralentis dans le modérateur. (L'absorption en surface sert d'auto-blindage pour la majeure partie du combustible à cause des neutrons résonants.) Le combustible plus chaud expose un grand volume de U 238 aux neutrons dont l'énergie diffère légèrement du pic de résonance, et bon nombre d'entre eux sont absorbés en plus de l'absorption des neutrons résonants.

L'effet net du chauffage consiste à élargir la plage d'énergie des neutrons (c.-à-d. le nombre de neutrons) pour lesquels la capture par résonance est hautement probable. Le facteur antitrappe (p) réduit donne lieu à une réactivité moins grande.

4.3 COEFFICIENTS DE TEMPÉRATURE

Nous avons présenté les effets physiques nécessaires à la compréhension de chacun des coefficients de réactivité.

Coefficient de température du modérateur

La figure 4.8 illustre le changement de réactivité du coeur à mesure que la température du modérateur change. (Les courbes illustrées sont valables pour un grand éventail de conditions du combustible à l'équilibre. La

section 6 explique l'unité de combustion, n/kb.) Le changement de réactivité qui survient lors du passage de 25 °C à la température de fonctionnement de 75 °C est d'environ 4 mk, pour un coefficient de température moyen de $4 \text{ mk} / 50 \text{ °C} = +80 \text{ } \mu\text{k} / \text{°C}$.

La pente près de la température de fonctionnement normale est légèrement inférieure à la valeur moyenne, soit environ $75 \text{ } \mu\text{k} / \text{°C}$.

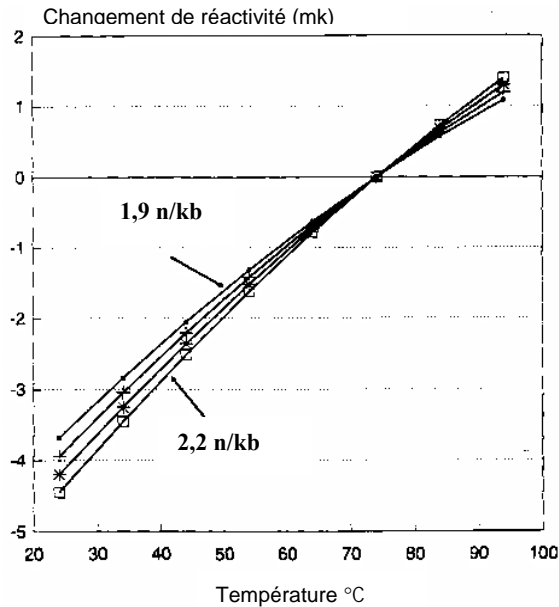


Figure 4.8
Changement de réactivité en fonction
de la température du modérateur

L'un des effets pratiques du coefficient de température du modérateur positif est la possibilité d'augmenter la réactivité en ajustant le seuil de la température du modérateur, de manière à ce que le programme de contrôle de température du modérateur fasse monter la température. Par exemple, supposons que la température du modérateur est normalement de 60 °C et qu'elle est portée à 65 °C. Pour un coefficient de température de $75 \text{ } \mu\text{k} / \text{°C}$, cela produit une augmentation de réactivité de 0,38 mk ($5 \text{ °C} \times 75 \text{ } \mu\text{k} / \text{°C} = 0,38 \text{ mk}$). Cette quantité de réactivité positive équivaut à une journée d'alimentation en combustible ou à peu près, et constitue une réponse possible à la non-disponibilité des machines de chargement de combustible imprévue.

Dans certains cas, il est possible d'obtenir un meilleur gain, car la température du modérateur est limitée, habituellement à moins de 70 °C environ (tel que mesuré à la sortie) pour des raisons de sûreté. L'analyse

de la sûreté crédite le modérateur comme étant une source froide « de dernier recours » - l'évacuation du modérateur limiterait la défaillance du combustible en cas d'accident lorsqu'il n'y a aucune autre possibilité de refroidissement. L'analyse nécessite une limite supérieure pour ce qui est de la température du modérateur, de manière à ce que le refroidissement soit efficace.

L'explication de cette augmentation de réactivité en fonction de la température du modérateur est la suivante. Le chauffage du modérateur produit deux effets physiques importants : (a) une diminution de la masse volumique du modérateur et (b) une augmentation de l'énergie moyenne des neutrons.

La température du modérateur a des effets importants sur la température des neutrons, alors on doit s'attendre à ce que le facteur de reproduction (η) domine le coefficient de température du modérateur. Nous avons vu que le facteur de reproduction contribue positivement à la réactivité à mesure que la température des neutrons augmente.

Lorsque la masse volumique du modérateur diminue, le facteur antitrappe (p) diminue. L'augmentation de la distance entre les atomes du modérateur augmente la distance parcourue par un neutron tout en le ralentissant; ainsi, davantage de neutrons atteignent les canaux voisins avant que le modérateur les ait complètement thermalisés. (Les longueurs de trajectoires plus grandes augmentent également la fuite rapide et la fuite thermique, mais la diminution des probabilités de non-fuite est très petite.)

Lorsque la masse volumique du modérateur est plus faible, l'absorption des neutrons thermiques dans le modérateur s'en trouve diminuée. Ce phénomène donne lieu à une contribution à la réactivité positive grâce à f . Les changements qui surviennent dans f et p ont tendance à s'annuler l'un l'autre, mais on observe une nette augmentation de réactivité qui s'ajoute à l'augmentation de réactivité imputable à η . La raison pour laquelle l'augmentation de f compense la diminution de p est que les réacteurs CANDU sont surmodérés. La thermalisation adéquate se produit même lorsque le nombre d'atomes du modérateur est moins élevé entre les canaux de combustible, alors l'effet principal de la réduction de la quantité de modérateur est une probabilité moins grande d'absorption.

La réduction de l'absorption dans le modérateur est particulièrement prononcée lorsque des poisons de contrôle sont présents. Dans ce cas, le changement de réactivité est beaucoup plus grand en fonction de la température que ne l'indique la figure 4.8.

Coefficient de température du caloporteur

La figure 4.9 illustre l'effet d'un changement de la température du caloporteur. Pour un combustible à l'équilibre, le coefficient est positif dans l'ensemble de la plage de température. Sa valeur près de la température de fonctionnement normal (la pente de la courbe à ce point) se situe habituellement à environ $40 \mu\text{k}/^\circ\text{C}$. Le système de contrôle n'ajuste pas la température du caloporteur indépendamment de la puissance du réacteur, mais la température du caloporteur change un peu à mesure que la température du combustible change.

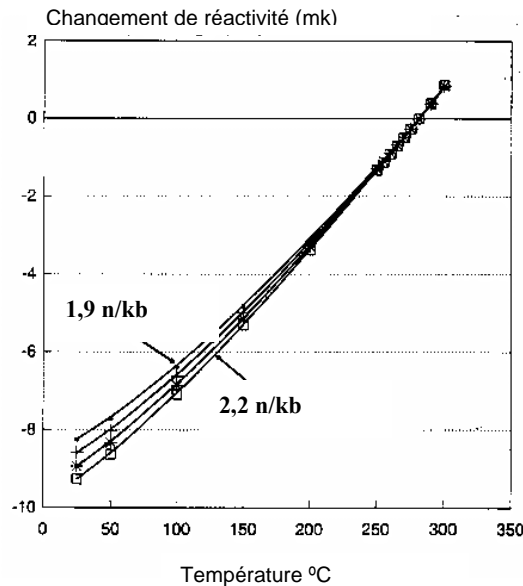


Figure 4.9
Changement de réactivité en fonction
de la température du caloporteur

Pour les neutrons, le caloporteur n'est autre chose qu'un simple modérateur. (Le tube de force et les tubes de calandre laissent pratiquement passer les neutrons.) Les effets de réactivité qui se produisent dans le modérateur sont du même type que ceux qui surviennent dans le caloporteur. L'importance des différentes contributions diffère des contributions du modérateur à cause du volume de caloporteur qui est beaucoup moins important, de la géométrie (caloporteur près du combustible) et de la température de fonctionnement élevée.

Coefficient de température du combustible

La figure 4.10 illustre l'effet du changement de la température du combustible, qui se produit lors de toute manoeuvre de puissance. La

valeur moyenne du coefficient de température du combustible entre l'arrêt chaud et la pleine puissance est d'environ $-8 \mu\text{k}/^\circ\text{C}$. Près de la température de fonctionnement normale, la pente du graphique est d'environ $-4 \mu\text{k}/^\circ\text{C}$.

Le coefficient de température du combustible dépend principalement de deux facteurs : l'un d'eux est l'effet Doppler et l'autre est l'effet du spectre neutronique. L'effet Doppler réduit le facteur antitrappe et son effet sur la réactivité est beaucoup plus grand que tous les autres effets sur la réactivité dans le combustible. Le spectre neutronique subit un décalage à une température élevée parce que le combustible est plus chaud, alors pour le combustible à l'équilibre, le coefficient η positif compense partiellement la contribution Doppler fortement négative.

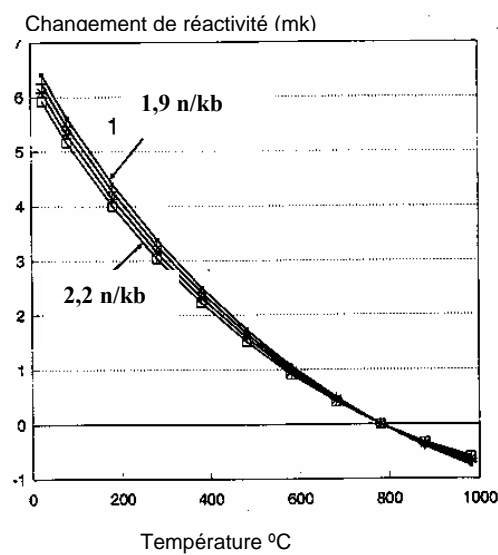


Figure 4.10
Changement de réactivité en fonction
de la température du combustible

4.4 VARIATION DE LA RÉACTIVITÉ EN FONCTION DE LA TEMPÉRATURE

Notes

La figure 4.11 illustre les variations de la réactivité globale dans un CANDU 600 à mesure que la puissance change au passage de l'arrêt froid à la pleine puissance. (La figure donne les courbes pour le combustible neuf et le combustible à l'équilibre.) Avec le combustible à l'équilibre, le changement de réactivité net entre l'arrêt froid et la pleine puissance est inférieur à +2 mk.

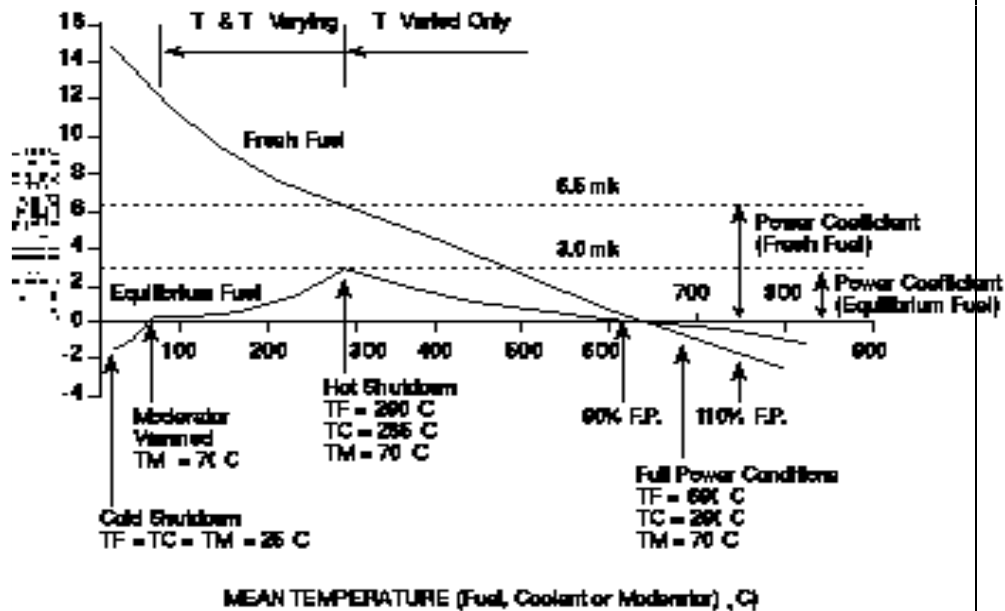


Figure 4.11
Changement de réactivité en fonction de la température des
composantes du réacteur

T & T Varying	T et T varient
T Varied Only	T seulement varie
Fresh Fuel	Combustible neuf
Equilibrium Fuel	Combustible à l'équilibre
Moderator	Modérateur variable
Cold Shutdown	Arrêt froid
Hot Shutdown	Arrêt chaud
F.P.	P.P.
Full Power conditions	Conditions à la pleine puissance
Power Coefficient (Fresh Fuel)	Coefficient de puissance (combustible neuf)
Power Coefficient (Equilibrium Fuel)	Coefficient de puissance (combustible à l'équilibre)

Mean Temperature (Fuel,)	Température moyenne (combustible, caloporteur ou modérateur)
-------------------------------	--

Notes

Coefficient de puissance

L'élément qui présente un intérêt particulier dans la figure 4.11 est la perte de réactivité d'environ 3 mk dans le passage de l'arrêt chaud à la pleine puissance. Le changement de réactivité entre l'arrêt chaud et la puissance à 100 % est connu sous le nom de coefficient de puissance. Ce « coefficient » est le changement de réactivité total entre les deux états plutôt que le changement de réactivité par degré celsius, comme c'était le cas pour les coefficients précédents. Le coefficient de puissance CANDU est habituellement de -2 mk à -4 mk environ pour le combustible à l'équilibre.

Pour accroître la puissance entre l'arrêt chaud et la pleine puissance, le système de régulation, en plus de fournir une réactivité positive afin d'augmenter la puissance, doit augmenter la réactivité de +3 mk afin de compenser la perte due au chauffage. Le système de régulation doit insérer de plus petites quantités à intervalles réguliers pour obtenir une rampe de puissance. À mesure que la puissance augmente, la perte de réactivité imputable au chauffage a tendance à compenser l'insertion de réactivité. Une insertion de réactivité suffisamment grande pour débiter l'accroissement de puissance est rapidement surmontée par le coefficient de puissance négatif, alors pour un taux d'accroissement de puissance modérée, le système de régulation tente continuellement de « niveler » afin de maintenir l'accroissement de puissance au taux exigé. Il y a peu de risque de dépassement de la puissance cible, et le système de régulation permet un contrôle continu sans circuit de rétroaction complexe.

Inversement, de petites insertions de réactivité négative ne mettent pas le réacteur à l'arrêt. Supposons qu'une barre tombe accidentellement dans le coeur, insérant 1 mk de réactivité négative. Si l'on ne tient pas compte de la réponse du système de régulation à cet accident, la perte de 1 mk « utilise » environ 1/3 du coefficient de puissance, alors la puissance diminuera et s'arrêtera quelque part en deçà de 70 % de la pleine puissance, laissant le réacteur critique.

Exemple :

Nous pouvons calculer le changement de réactivité global lorsque le réacteur passe d'un état à un autre, si l'on connaît les coefficients de température et les changements de température pour chaque composante. Nous allons tenter d'estimer la perte de réactivité entre l'arrêt chaud et la pleine puissance (le coefficient de puissance). Les valeurs des coefficients de température en cause, dont la moyenne est établie dans la plage de température appropriée sont :

Coefficient du combustible : $-8 \mu\text{k}/^\circ\text{C}$

Coefficient du caloporteur : $+40 \mu\text{k}/^\circ\text{C}$

Coefficient du modérateur : $+80 \mu\text{k}/^\circ\text{C}$

À l'aide des valeurs de température du tableau 4.1, nous nous attendons à ce que la température du combustible moyenne efficace augmente d'environ 500°C entre l'arrêt chaud et la pleine puissance. La température du caloporteur peut augmenter d'environ 25°C (sauf dans le cas des réacteurs de Pickering, qui font diminuer la pression des générateurs à mesure que la puissance augmente, afin de maintenir la température moyenne du caloporteur presque constante). Le contrôle de la température du modérateur maintient la température presque constante.

(Habituellement, le contrôle de la température du modérateur permet de maintenir constante la température de sortie, mais la température globale augmente un peu.) Tout changement dans la température du modérateur sera relativement lent en raison de la masse importante de modérateur.

Le changement de réactivité prévu au cours du passage de l'arrêt chaud à la pleine puissance est la somme des contributions du combustible, du modérateur et du caloporteur.

$$\text{Combustible} : -8 \mu\text{k}/^\circ\text{C} \times 500^\circ\text{C} = -4 \text{ mk}$$

$$\text{Caloporteur} : +40 \mu\text{k}/^\circ\text{C} \times 25^\circ\text{C} = +1,0 \text{ mk}$$

$$\text{Modérateur total} : +80 \mu\text{k}/^\circ\text{C} \times 0^\circ\text{C} = 0 \text{ mk}$$

$$\text{TOTAL} \quad -3 \text{ mk}$$

Auto-régulation

Pour déterminer si les coefficients de température du combustible, du modérateur et du caloporteur mis ensemble fournissent le type d'« auto-régulation » décrit à la section 4.1, nous devons considérer :

- L'importance des trois coefficients de température;
- L'importance de chaque changement de température en cas de changement de puissance;
- Le temps que met chacune des composantes à chauffer.

Dans un transitoire de puissance rapide, la température du combustible augmente de manière beaucoup plus importante et cela se produit plus rapidement que n'importe quelle augmentation de la température du

caloporteur. La température du caloporteur accusera probablement un retard de quelques secondes par rapport à la température du combustible. Par conséquent, le coefficient de température négatif du combustible permet d'obtenir l'auto-régulation souhaitable dans une certaine mesure. Cela se produit parce que l'élargissement Doppler des résonances du U 238 se produit dans le combustible lorsque le combustible est chauffé.

Si l'on ne tient pas compte de la réponse des systèmes de régulation et de sûreté, après une perturbation qui insère une petite quantité de réactivité positive dans un coeur critique à faible puissance, la puissance n'augmentera pas indéfiniment. Pour une perturbation de réactivité importante, la puissance pourrait continuer à augmenter au-delà de la pleine puissance, mais le coefficient de puissance réduit le taux d'accroissement, ce qui laisse le temps au système de sûreté automatique de réagir.

4.5 RÉACTIVITÉ CAVITAIRE

Des vides se forment si le modérateur ou le circuit caloporteur se met à bouillir. La formation de vides risque davantage de se produire dans le caloporteur pressurisé plutôt que dans le modérateur, alors nous ne discuterons que des effets de la perte de caloporteur.

L'augmentation de la réactivité avec perte de caloporteur (eau lourde) produit une impulsion de puissance juste au moment où la capacité d'évacuation de la chaleur se détériore. Les grands APFC (accidents dus à la perte de fluide caloporteur) définissent bon nombre des exigences des systèmes de sûreté d'urgence.

L'effet de l'expulsion du caloporteur sur la réactivité globale est l'insertion de réactivité positive. Le changement de réactivité total en cas de vidage complet du coeur se situe habituellement entre +7 et +13 mk, selon le modèle de CANDU. À noter que l'importance de cette réactivité se rapporte à la criticité instantanée.

Heureusement, le caloporteur met du temps à passer à l'état vapeur suite à une rupture; suffisamment de temps pour permettre aux instruments d'arrêt d'urgence de détecter l'accroissement de puissance et de déclencher un arrêt brusque du réacteur. Le taux-log élevé, mesuré par les chambres d'ionisation des systèmes d'arrêt d'urgence, ou la puissance élevée du réacteur, mesurée par les détecteurs installés dans le coeur, sont les causes les plus probables des arrêts.

Les causes possibles d'ébullition du caloporteur sont :

- Faible pression (rupture d'une conduite, défaillance du système de pressurisation);
- Faible débit (blocage, rupture d'une conduite, défaillance des pompes);
- Puissance en excès (distorsion du flux, défaillance du système de régulation).

Dans ces circonstances, la vapeur remplace graduellement le caloporteur liquide et éventuellement, le canal s'appauvrit considérablement en liquide.

Le vidage des canaux de combustible a une incidence importante sur :

- Le facteur de fission rapide (ϵ);
- Le facteur antitrappe (p);
- Le facteur de reproduction (η);
- Le facteur d'utilisation thermique (f).

De ces facteurs, les deux premiers sont les principaux éléments qui contribuent à une réactivité cavitaire positive.

Le vidage cause une diminution de la modération des neutrons dans le voisinage immédiat des éléments de combustible. Si l'on examine la figure 4.12, on peut constater qu'un neutron né dans un élément de combustible (par exemple, l'élément A) passe habituellement à travers une certaine quantité de caloporteur avant d'atteindre l'élément de combustible suivant (élément B); les molécules du caloporteur commencent habituellement à subir le processus de modération. La première collision élastique d'un neutron de fission avec un noyau de deutérium réduit l'énergie du neutron à une valeur inférieure au seuil de fission rapide. Quelques collisions réduiront l'énergie dans la plage de l'énergie de résonance. (La figure 4.13 illustre la capture radiative et les sections efficaces de fission du U 238.) En l'absence de caloporteur, les neutrons présents dans le canal de combustible auront probablement une énergie supérieure à 1,2 MeV et il est moins probable qu'ils soient en-dessous de 10 keV que si il y a du caloporteur.

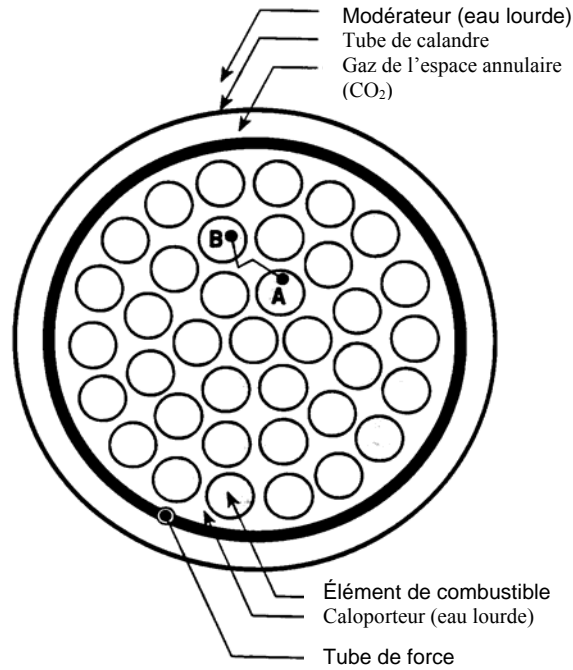


Figure 4.12
Répartition du modérateur et du caloporteur
autour de la grappe de combustible

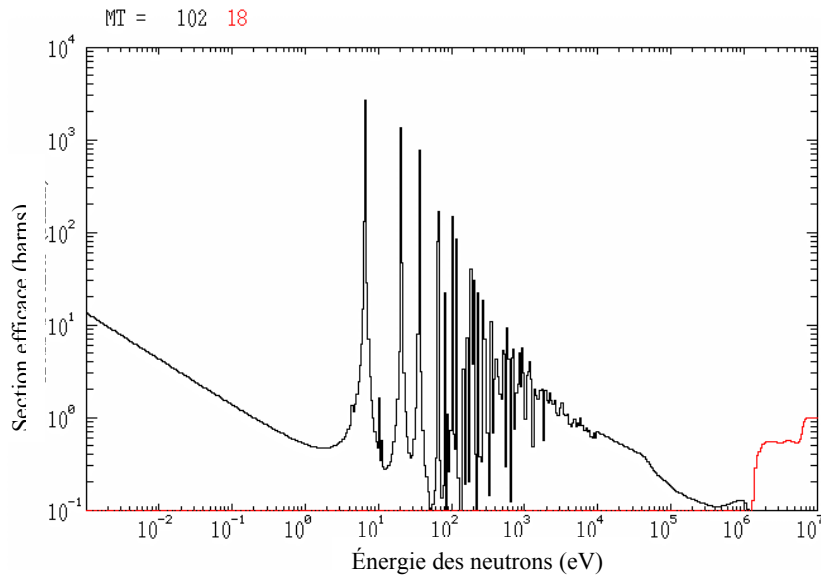


Figure 4.13
Capture et sections efficaces de fission du U 238

L'enlèvement du caloporteur produit les effets suivants :

- Une augmentation du facteur de fission rapide (ϵ), puisque davantage de neutrons de fission ont la possibilité d'interagir avec des noyaux de U 238 tout en demeurant au-dessus du seuil d'énergie de la fission;
- Une augmentation du facteur antitrappe (p), étant donné qu'un nombre moins élevé de neutrons de fission atteignent l'énergie de résonance avant de s'échapper du canal de combustible.

Habituellement, des neutrons thermiques qui reviennent dans le canal de combustible en provenance du modérateur interagissent souvent avec des molécules du caloporteur avant d'être absorbés dans le combustible. Ce « réchauffement » des neutrons par le caloporteur modifie le spectre. Le vidage permet d'expulser le caloporteur chaud des canaux et cela diminue la température des neutrons thermiques. En l'absence de caloporteur, les neutrons thermiques absorbés par le combustible sont des neutrons « frais » provenant du modérateur, et qui n'ont pas été « réchauffés » par des interactions avec le caloporteur. Ce changement du spectre des neutrons thermiques entraîne un changement dans η qui n'est pas aussi grand que l'effet de réactivité imputable à ϵ ou à p .

- Dans ce cas, comme nous traitons avec une diminution de la température des neutrons, le facteur de reproduction (η) diminue avec le vidage, pour un combustible à l'équilibre.
- L'expulsion du caloporteur diminue la quantité de matière absorbante dans le réacteur [principalement l'eau ordinaire (impureté) dans le caloporteur], ce qui augmente le facteur d'utilisation thermique (f). Le fait de maintenir une teneur en isotopes élevée dans le caloporteur permet de limiter l'augmentation de f lors du vidage.

Limites autorisées de la teneur en isotopes

L'abaissement de la teneur en isotopes du modérateur [ce qui augmente la proportion d'impuretés (eau ordinaire)] cause rapidement un état sous-critique du réacteur, en raison de l'absorption élevée des neutrons. Une faible teneur en isotopes du caloporteur n'empêche pas physiquement le fonctionnement du réacteur, parce que le nombre de collisions de neutrons est beaucoup moins important dans le caloporteur. Par conséquent, des procédures administratives permettent de limiter la teneur en isotopes du caloporteur à une valeur plus faible, imposée par le permis d'exploitation. La limite est habituellement de l'ordre de 97,5 %. Si la teneur en isotopes s'approche de la limite indiquée dans le permis, l'importance de la contribution de f à la réactivité cavitaire est comparable aux autres contributions. Si la teneur en isotopes diminue en deçà de la limite permise, f peut rapidement devenir le plus grand facteur de contribution à un coefficient de vide positif et inacceptable car trop élevé.

Une réactivité cavitaire positive excessivement grande cause une grande saute de puissance durant la formation de vides. Cela risque de causer de graves dommages au réacteur si les systèmes de protection ne répondent pas adéquatement. Les seuils de déclenchement, la quantité de réactivité négative et le taux d'insertion sont des paramètres des systèmes d'arrêt de sûreté conçus pour accommoder les pires scénarios d'accident; l'analyse de tels accidents détermine les limites opérationnelles de certains paramètres, comme la teneur en isotopes du caloporteur.

Il convient maintenant de mentionner la limite supérieure de la teneur en isotopes du caloporteur. L'analyse d'accidents démontre l'efficacité des paramètres d'arrêt de secours pour chaque accident analysé. L'un des accidents analysé est la rupture d'un tube de force, qui cause une défaillance du tube de calandre de telle sorte que le caloporteur (à haute pression) déplace le modérateur. Si cela se produit durant le démarrage avec une charge de poisons lourds dans le modérateur, le déplacement de modérateur absorbeur de neutrons par un caloporteur propre cause une grande augmentation de la réactivité. Cela donne lieu à un arrêt brusque pendant un accroissement de puissance à taux élevé. Il est également nécessaire de s'assurer que le système de secours est déclenché en temps opportun. En maintenant la teneur en isotopes du caloporteur à une valeur plus faible que celle du modérateur (ou en précisant une limite supérieure pour la teneur en isotopes du caloporteur), le taux d'addition de réactivité positive diminue légèrement lors de l'accident qui vient d'être décrit, ce qui laisse le temps nécessaire pour arrêter le processus.

L'augmentation de la teneur en isotopes du modérateur et de l'eau lourde (caloporteur) favorise l'augmentation de la teneur en isotopes du modérateur, simplement parce que les coûts de combustible économisés sont supérieurs pour le modérateur amélioré. Même durant les jours avant l'établissement d'une limite supérieure pour la teneur en isotopes du caloporteur, la teneur en isotopes du modérateur était habituellement plus élevée que celle du caloporteur. Pour une teneur en isotopes du caloporteur inférieure à la teneur en isotopes du modérateur, l'effet de réactivité qui consiste à déplacer le modérateur empoisonné, toujours élevé, n'est pas aussi important. L'analyse de l'accident crédite cette légère réduction de la réactivité en démontrant que le déclenchement de secours se produit en temps opportun, alors les lignes directrices et conduites opérationnelles comportent une exigence visant à maintenir la teneur en isotopes du caloporteur à un niveau inférieur à la teneur en isotopes du modérateur (ou encore, elle précise une limite supérieure pour la teneur en isotopes du caloporteur).

EFFETS DES PRODUITS DE FISSION SUR LA RÉACTIVITÉ DU COEUR

5.0 INTRODUCTION

Notes

Tous les produits de fission absorbent des neutrons dans une certaine mesure, et portent le nom de poisons du réacteur. La plupart des poisons des produits de fission s'accumulent lentement simplement pendant la combustion et contribuent à la réactivité à long terme. Les produits de fission absorbeurs de neutrons, soit le xénon 135 et le samarium 149, revêtent une importance particulière sur le plan opérationnel. Leur concentration peut changer rapidement, ce qui produit des changements importants dans l'absorption des neutrons sur une échelle de temps relativement courte. Chacun d'eux provient de la désintégration d'un produit de fission précurseur, qui contrôle son taux de production, mais comme leur section efficace d'absorption est grande, leur élimination change rapidement avec les changements de flux.

Nous allons débiter en examinant les mécanismes de création et de destruction du xénon et de son précurseur, l'iode 135. Cela nous permettra de dériver les expressions des concentrations en régime permanent de l'iode 135 et du xénon 135. Cela nous permettra également d'analyser la séquence d'événements suite à une mise à l'arrêt après une exploitation prolongée, et de comprendre pourquoi on en arrive à une augmentation rapide de la concentration de xénon 135.

Toute manoeuvre de puissance produit un changement transitoire dans la concentration de xénon. Les changements de réactivité causés par les changements de concentration du xénon ne sont pas aussi immédiats que les changements de réactivité causés par un changement de la température du combustible, mais l'effet peut être beaucoup plus important. Contrairement à la rétroaction de température, la rétroaction du xénon est positive. Par exemple, une augmentation de puissance cause une augmentation de la réactivité qui entraîne un accroissement de puissance. Cela est important parce que l'effet de réactivité peut dépasser la capacité du système de contrôle automatique à le compenser.

- Une autre conséquence importante de la présence de Xe 135 dans un réacteur CANDU est qu'il y a une possibilité d'oscillation du xénon. Ces oscillations peuvent causer un accroissement suivi d'une baisse de la puissance du réacteur durant une période de 15 à 30 heures, accompagné d'une possibilité de surcalibrage du combustible. Nous allons décrire le processus par lequel surviennent les oscillations du xénon, et nous verrons pourquoi il nécessite une surveillance continue du flux à un certain nombre de points dans le réacteur.

-

Enfin, nous allons examiner les effets du Sm 149. Bien que ces effets ne soient pas aussi importants que ceux du Xe 135, ils contribuent à une réactivité importante à l'équilibre et s'accumulent en charges importantes

après la mise à l'arrêt. Contrairement à la réactivité du xénon, ils ne disparaissent pas par la suite, parce que le Sm 149 est un isotope stable.

5.1 ACCUMULATION DE XÉNON ET D'IODE

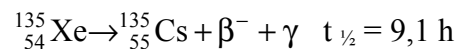
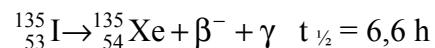
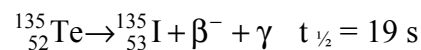
Le xénon 135 (souvent appelé simplement xénon) est le poison le plus important. Sa section efficace d'absorption est très grande et son taux de production est très élevé.

La fission produit du Xe 135 de deux manières :

Directement à partir de la fission - environ 0,6 % de toutes les fissions dans un combustible CANDU à l'équilibre produisent du Xe 135.

Indirectement de la désintégration de l'iode 135 - la fission produit de l'iode 135 directement, ou comme produit de filiation du tellurium 135. Environ 6,4 % de toutes les fissions dans le combustible CANDU produisent soit du I 135 ou du Te 135.

La chaîne de désintégration complète est la suivante :



En raison de la courte période du Te 135, nous allons supposer que le rendement de fission de 6,4 % est entièrement constitué de I 135.

La désintégration de l'iode 135 en xénon 135 est, dans la pratique, la seule manière par laquelle l'iode se perd. (L'enlèvement de l'iode 135 par capture radiative est négligeable comparativement à sa désintégration parce que l'iode 135 a une très petite section efficace d'absorption.)

On dénombre deux mécanismes de perte pour le xénon : la combustion et la désintégration sont d'importants processus d'élimination. À puissance élevée, la capture de neutrons élimine beaucoup plus de xénon que la désintégration bêta. Un point important est que la combustion change immédiatement lorsque le flux change, alors la période de désintégration bêta de 9,1 heures régit le taux de désintégration.

Effet de réactivité du xénon

Le xénon est un grand absorbeur de neutrons, alors sa présence dans le combustible crée une grande réactivité négative dans le cœur. La valeur de réactivité du Xe 135 est connue sous le nom de charge de xénon. À la

pleine puissance, la valeur de réactivité du xénon à l'équilibre dans un grand CANDU est d'environ -28 mk. Cette réactivité ne représente que quelques mk au-dessus de 50 % de la pleine puissance.

Il est également courant d'exprimer la concentration d'iode comme étant la charge d'iode (en mk). Il est important de constater que l'iode à lui seul n'est pas un poison important; aucune réactivité appréciable n'est associée à l'iode.

La définition de la charge d'iode est la réactivité qui serait insérée dans le réacteur si tout l'iode présent se transformait soudainement en xénon. Il est très important de noter que nous ne parlons pas ici d'une réactivité réelle présente dans le système, mais d'une banque de réserve de réactivité potentielle qui sera graduellement et inévitablement transformée en xénon 135 absorbeur de neutrons. Pour un grand CANDU, la charge d'iode à l'équilibre à la pleine puissance (inventaire d'iode, ou « banque » de réserve) est d'environ -320 mk. La valeur pour un réacteur particulier dépend du flux à la pleine puissance.

Équilibre entre la production et la perte de xénon et d'iode

Nous allons maintenant examiner les processus de production et de perte qui déterminent l'accumulation d'iode 135 et de xénon 135 lorsque la puissance du réacteur augmente. La figure 5.1 illustre les taux de production et de perte des deux isotopes.

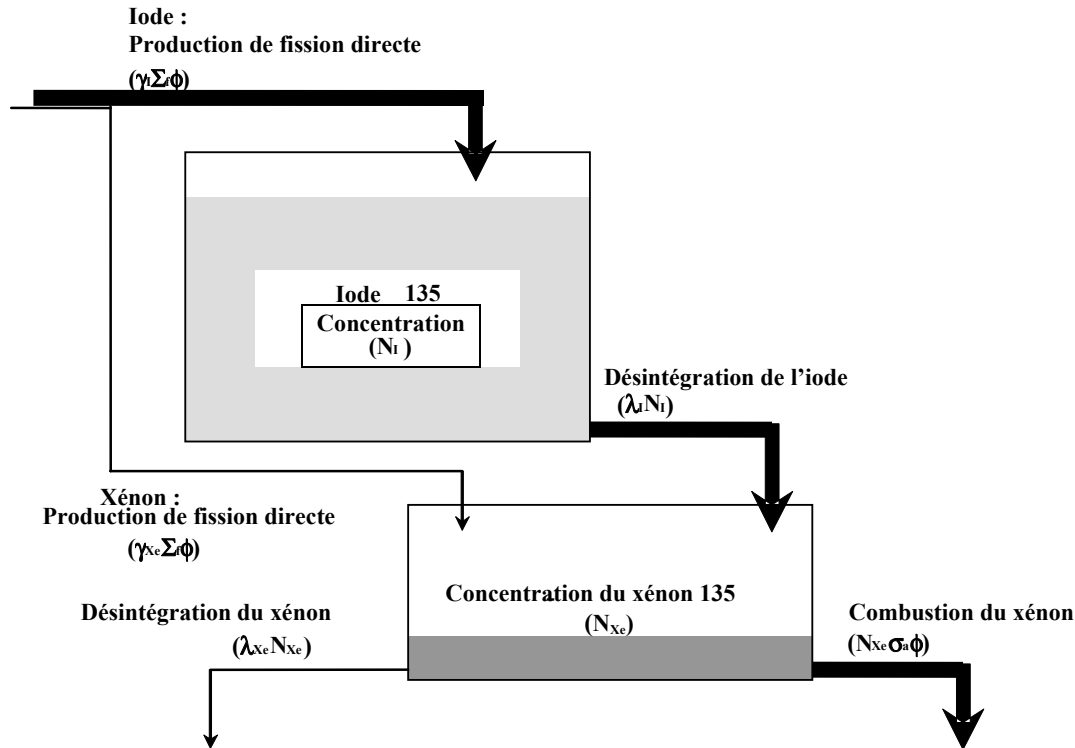


Figure 5.1
Mécanismes de production et de perte d'iode 135
et de xénon 135

Les taux de production dépendent du taux de fission par volume unitaire :

$$R_f = \phi \Sigma_f$$

où ϕ est le flux de neutron thermique moyen dans le combustible et Σ_f est la section efficace de fission macroscopique. Les valeurs courantes du flux et de la section efficace de fission macroscopique dans la zone centrale d'un grand CANDU à puissance élevée sont $\phi \approx 10^{14} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et $\Sigma_f \approx 0,1 \text{ cm}^{-1}$.

Le tableau 5.1 illustre les sections efficaces microscopiques, les rendements, et les périodes du xénon et de l'iode.

Le taux de production par volume unitaire d'iode 135 imputable à la fission $R_f(I-135) = \gamma_I \Sigma_f \phi$, où γ_I est le rendement de produit de fission de l'iode 135 (c.-à-d., la fraction de fission qui donne naissance à l'iode 135).

L'appauvrissement en iode 135 est produit par la désintégration en xénon 135. Le taux de désintégration = $\lambda_I N_I$, où λ_I est la constante de désintégration de l'iode 135 et N_I est sa concentration en atome par cm^3 .

Si l'on soustrait le taux de perte de l'iode 135 de son taux de production, on obtient le taux net de changement de la concentration d'iode à tout moment. Par conséquent, nous obtenons (voir le bloc supérieur de la figure 5.1) :

$$\frac{d}{dt}(N_I) = \gamma_I \Sigma_f \phi - \lambda_I N_I$$

Dans le cas du xénon 135, l'équation est un peu plus complexe. Nous avons deux termes de production, parce que la fission produit directement du xénon et des produits de filiation. Il y a également deux mécanismes de perte; la combustion et la désintégration sont des processus d'élimination importants du xénon.

Les taux de production du xénon 135 (par volume unitaire) pour chaque méthode de production sont :

Production de fission directe

$R_f(\text{Xe-135}) = \gamma_{\text{Xe}} \Sigma_f \phi$, où γ_{Xe} est le rendement de produits de fission du xénon 135.

Désintégration de l'iode = $\lambda_I N_I$.

Les taux d'élimination du xénon 135 (par volume unitaire) pour chaque mécanisme de perte sont :

Combustion

$$R_a(\text{Xe-135}) = \sigma_a^{\text{Xe}} \phi N_{\text{Xe}}$$

Désintégration du xénon = $\lambda_{\text{Xe}} N_{\text{Xe}}$

où N_{Xe} est la concentration de xénon 135 en atomes par cm^3 , λ_{Xe} est la constante de désintégration et σ_a^{Xe} est la section efficace d'absorption microscopique.

	Iode 135	Xénon 135
σ_a (barns)	négligeable	$3,5 \times 10^6$
rendement de fission	6,4 %	0,6 %
$t_{1/2}$ (heures)	6,6	9,1
λ (s^{-1})	$2,93 \times 10^{-5}$	$2,1 \times 10^{-5}$

Notes

Notes :

Tableau 5.1
Propriétés de l'iode et du xénon

Ni le Xe 136, formé lorsque le Xe 135 capture un neutron, ni le Cs 135, issu de la désintégration du Xe 135, ne sont d'importants absorbeurs de neutrons, alors l'élimination du xénon réduit l'absorption des neutrons dans le combustible.

Si l'on enlève le taux d'élimination du Xe 135 du taux de production, on obtient le taux net de changement de la concentration de xénon à tout moment. Par conséquent, nous obtenons (voir le bloc inférieur de la figure 5.1) :

$$\frac{d}{dt}(N_{Xe}) = [\gamma_{Xe} \Sigma_f \phi + \lambda_I N_I] - [\sigma_a^{Xe} \phi N_{Xe} + \lambda_{Xe} N_{Xe}]$$

Iode et xénon : accumulation à l'équilibre

Si l'on examine l'équation de l'iode 135, on peut constater que si l'on démarre un réacteur (en portant le flux à une valeur constante élevée) en l'absence d'iode 135 dans le combustible, le second terme du membre de droite sera initialement de 0. Il demeurera négligeable comparativement au taux de production constant tant que la concentration d'iode 135 sera faible. Ainsi, l'iode 135 s'accumule rapidement au début puis, à mesure que N_I diminue graduellement (et que $\lambda_I N_I$ augmente), le taux net de croissance de l'iode diminue (voir figure 5.2).

Plus tard, N_I augmente à une valeur suffisamment élevée pour que le taux de désintégration soit aussi élevé que le taux de production de fission stable, et que le taux net de croissance devienne nul. L'iode 135 a donc atteint sa concentration d'équilibre. À la figure 5.1, la sortie de la boîte supérieure correspond à l'apport.

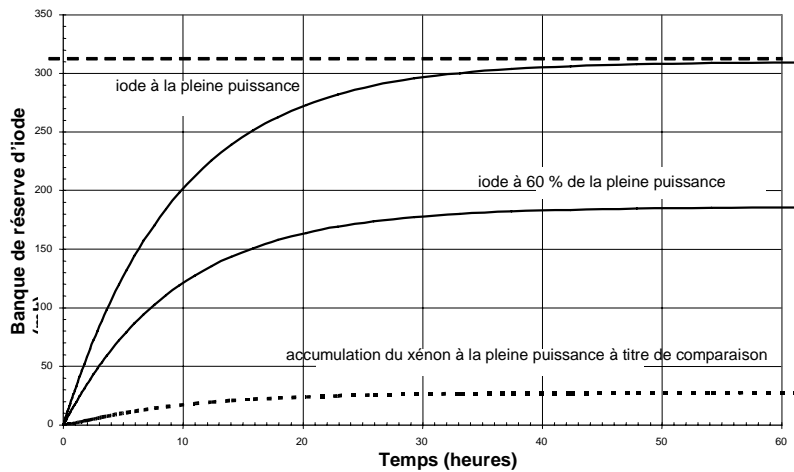


Figure 5.2
Accumulation d'iode 135 jusqu'à la concentration d'équilibre

Dans ces conditions, l'équation de l'iode devient : $0 = \gamma_I \Sigma_f \phi - \lambda_I N_I(\text{éq})$
où $N_I(\text{éq})$ est la concentration d'équilibre de l'iode 135. Ainsi :

$$N_I(\text{éq}) = \frac{\gamma_I \Sigma_f}{\lambda_I} \phi$$

Cette équation donne la concentration d'iode dans le combustible en atomes/cm³. Il est un peu plus facile de comprendre cette expression si on la convertit en charge d'iode (en mk). Pour un grand CANDU, l'équation devient : $N_I(\text{éq}) = -320 \text{ mk} \times P$ où P, la puissance neutronique, varie entre 0 et 1. La concentration d'équilibre est proportionnelle au flux (ou puissance) alors, par exemple, la charge d'iode à l'équilibre est de -320 mk à la pleine puissance; à 50 % de la pleine puissance, la charge d'iode à l'équilibre pour le même réacteur serait de -160 mk.

La figure 5.2 illustre la méthode permettant d'obtenir la valeur d'équilibre après un démarrage du réacteur. La concentration atteint 2 % de sa valeur d'équilibre après 40 heures de fonctionnement du réacteur. À noter que le niveau d'équilibre de l'iode 135 est directement proportionnel au flux de neutrons thermiques ϕ .

L'équation de l'accumulation de l'iode 135 en fonction du temps est bien connue :

$$N_I(t) = N_I(\text{éq}) \cdot (1 - e^{-\lambda_I t})$$

Comme le terme exponentiel de cette équation est $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{4}$, etc. pour des périodes successives de l'iode, l'accumulation atteint la moitié de l'équilibre en une période d'iode, $\frac{3}{4}$ de l'équilibre en deux périodes, $\frac{7}{8}$ de l'équilibre en trois périodes, etc.

Concentrons maintenant notre attention sur l'accumulation du xénon, qui est beaucoup plus complexe que l'accumulation d'iode. Le taux de production initial du xénon, directement imputable à la fission, est faible. Dès qu'il y a une quantité appréciable d'iode, la désintégration de l'iode augmente le taux de production, puis l'accumulation du xénon régit l'accumulation d'iode jusqu'à l'équilibre. Le court retard initial dans l'accumulation du xénon est connu sous le nom de « rétention ».

À l'équilibre, la production de xénon est égale à la perte (la sortie correspond à l'apport dans la boîte inférieure de la figure 5.1), alors la condition pour l'équilibre est :

$$0 = [\gamma_{Xe} \Sigma_f \phi + \lambda_I N_I] - [\sigma_a^{Xe} \phi + \lambda_{Xe}] N_{Xe} \quad (\text{éq})$$

où $N_{Xe}(\text{éq})$ est la concentration d'équilibre du xénon 135.

Le xénon, principalement produit par la désintégration de l'iode 135, ne peut atteindre la concentration d'équilibre lorsque le taux de production net d'iode 135 change. Comme l'iode atteint l'équilibre le premier, nous pouvons substituer la concentration d'équilibre de l'iode 135 dans l'équation d'équilibre du xénon. Après avoir substitué, nous obtenons :

$$0 = [\gamma_{Xe} + \gamma_I] \Sigma_f \phi - [\sigma_a^{Xe} \phi + \lambda_{Xe}] N_{Xe} \quad (\text{éq})$$

Puis,

$$N_{Xe}(\text{éq}) = \frac{(\gamma_{Xe} + \gamma_I) \Sigma_f \phi}{\sigma_a^{Xe} \phi + \lambda_{Xe}}$$

Encore, nous pouvons convertir cette équation en charge de xénon (en mk) :

$$N_{Xe}(\text{éq}) = \frac{-28 \text{ mk} \times P}{0,94P + 0,06}$$

La figure 5.3 illustre l'accumulation de xénon 135 jusqu'à la valeur d'équilibre de -28 mk sur environ 40 heures; la courbe supérieure représente l'accumulation à la pleine puissance ($P = 1$), la courbe inférieure représente l'accumulation à 60 % de la pleine puissance

($P = 0,6$). Comme dans le cas de l'iode 135, le xénon 135 atteint près de 2 % de sa valeur d'équilibre après 40 heures de fonctionnement du réacteur.

La concentration d'équilibre du xénon 135 indiquée à la figure 5.3 est presque la même à 60 % et à 100 % de la pleine puissance. Cela est très différent de ce que nous avons noté précédemment pour la concentration d'équilibre de l'iode 135, qui est directement proportionnelle au niveau de puissance. La figure 5.4 illustre la dépendance du xénon à l'équilibre par rapport à la puissance du réacteur.

Notes

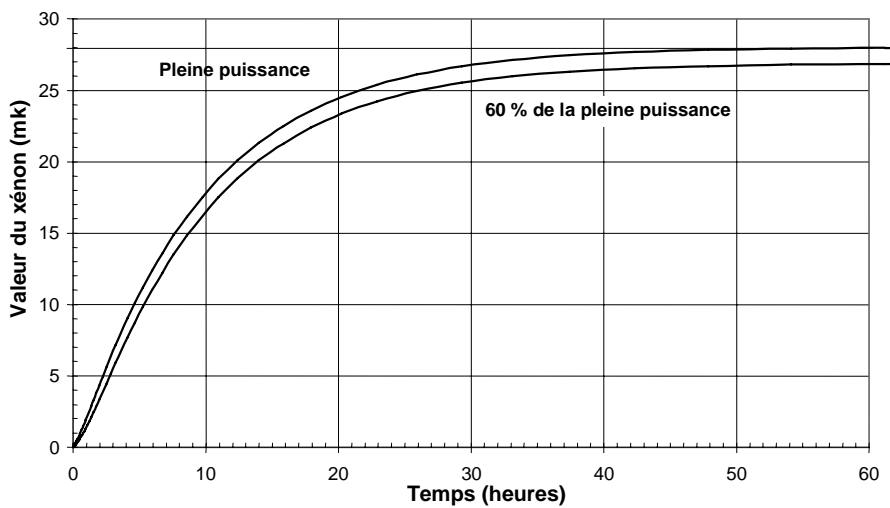


Figure 5.3
Accumulation de xénon 135 à la concentration d'équilibre

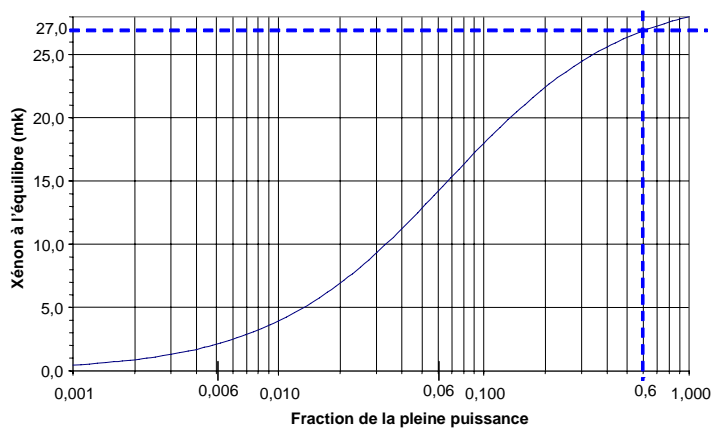


Figure 5.4
Charge de xénon à l'équilibre en fonction
de la puissance du réacteur

Notes

Nous pouvons voir pourquoi le xénon à l'équilibre est presque indépendant du flux pour un flux élevé en examinant l'équation de N_{Xe} (éq). Si l'on porte le flux pleine puissance d'un réacteur CANDU de grande taille à environ $\phi = 10^{14} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, la valeur des deux termes dans l'expression est :

$$\sigma_a^{Xe} \phi = 3,5 \times 10^6 \times 10^{-24} \times 10^{14} = 35 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1} \quad \text{et} \quad \lambda_{Xe} = 2,12 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$$

Pour un flux élevé, où le taux d'absorption est beaucoup plus grand que le taux de désintégration, nous pouvons ignorer le deuxième terme et ne retenir que le premier. Si nous enlevons la constante de désintégration du dénominateur de N_{Xe} (éq), le flux s'annule et l'équation devient indépendante du flux.

Cette condition s'applique dans l'intervalle de 60 % à 100 % de la pleine puissance environ (voir figure 5.4).

Simulation du xénon

La conception du réacteur prévoit suffisamment de réactivité positive en excès pour surmonter la réactivité négative imputable au xénon à l'équilibre. Cela signifie qu'il pourrait y avoir une réactivité positive en excès importante dans le système en l'absence de xénon, ce qui sera le cas avant que le réacteur ait commencé à fonctionner, ou au redémarrage après une longue mise à l'arrêt - lorsque le xénon s'est désintégré. On doit pouvoir compenser cet excès de réactivité. La manière habituelle de compenser la réactivité en excès consiste à dissoudre un poison absorbeur de neutrons (bore ou gadolinium) dans le modérateur et à l'enlever à mesure que le xénon s'accumule. L'ajout de poison au modérateur pour compenser le xénon « qui manque » porte le nom de simulation du xénon.

5.2 COMPORTEMENT DU XÉNON TRANSITOIRE

Bien que le réacteur ait une réactivité en excès suffisante pour compenser le xénon à l'équilibre, un problème survient suite à une mise à l'arrêt après l'exploitation en régime de puissance. La réactivité du xénon augmente rapidement, et atteint un sommet après environ 10 heures. Cela prend presque 2 jours pour que le xénon se désintègre et que l'on revienne à la charge de xénon près de la valeur d'équilibre pleine puissance. Pendant ce temps, il n'y a pas assez de réactivité en excès disponible pour rendre le réacteur critique, alors il demeure à l'arrêt.

Ce phénomène n'est pas très difficile à expliquer. Juste avant la mise à l'arrêt, l'élimination du xénon (principalement par l'absorption de neutrons) correspond à la production de xénon (provenant principalement de la désintégration de l'iode). Le grand réservoir d'iode continue à se désintégrer après l'arrêt, mais l'élimination du xénon s'arrête pratiquement. Ce déséquilibre produit du xénon en excès.

Pour examiner de manière approfondie ce qui se produit, examinons l'équation du xénon. Nous avons indiqué sous chaque terme la proportion relative de chacun d'eux dans un réacteur CANDU qui a fonctionné à pleine puissance en continu assez longtemps pour établir des conditions d'équilibre (voir figure 5.1).

$$\frac{d}{dt}(N_{Xe}) = [\lambda_I N_I + \gamma_{Xe} \Sigma_f \phi] - [\sigma_a^{Xe} \phi N_{Xe} + \lambda_{Xe} N_{Xe}]$$

90 %
10 %
90 %
10 %

À l'équilibre, le taux de production du xénon suite à la désintégration de l'iode ($\lambda_I N_I = \gamma_I \Sigma_f \phi$) est beaucoup plus élevé que le taux de production directement sous forme de produit de fission ($\gamma_{Xe} \Sigma_f \phi$). À l'équilibre, le rapport entre la production imputable à la désintégration de l'iode et la production totale – qui annule $\Sigma_f \phi$ – est seulement $\gamma_I / (\gamma_{Xe} + \gamma_I) = 0,064 / 0,070 = 0,91$, d'où le rapport de production (approximatif) de 90 % à 10 %.

Examinons la perte de xénon. L'élimination par combustion dépend de la valeur du flux de la pleine puissance, qui diffère quelque peu d'un réacteur CANDU à l'autre. Nous avons déjà établi que dans des conditions d'équilibre pleine puissance pour un grand CANDU, le terme $\lambda_{Xe} N_{Xe}$ est inférieur à un dixième du terme $\sigma_a^{Xe} \phi N_{Xe}$ ($\sigma_a^{Xe} \phi N_{Xe} \approx 10 \times \lambda_{Xe} N_{Xe}$ for $\phi = 0,6$ du flux de la pleine puissance). Par conséquent, la combustion par capture neutronique représente, très approximativement, 90 % de la perte de xénon, alors que sa propre désintégration radioactive représente seulement environ 10 % des pertes.

Examinons ce qui se produit suite à un arrêt du réacteur après une longue période d'exploitation à pleine puissance. Le flux ϕ diminue à une valeur proche de 0 en moins d'une minute ou à peu près, ce qui élimine la production de xénon directe presque immédiatement, mais la production de xénon par désintégration de l'iode se poursuit. La production nette demeure à près de 90 % de la valeur d'équilibre. Du côté des pertes, nous perdons 90 % de l'élimination du xénon, à mesure que la combustion descend à 0, ne laissant que la désintégration radioactive. Le résultat est

que la concentration de xénon commence à augmenter très rapidement, alimentée par la désintégration de l'iode, tel qu'indiqué à la figure 5.5.

Cela ne peut continuer indéfiniment, parce qu'il y a une quantité limitée d'iode dans le cœur et que la production d'iode par fission s'arrête suite à une mise à l'arrêt du réacteur. L'iode se désintègre en suivant sa période caractéristique; la moitié de la charge d'iode se désintègre dans la première moitié de la période (6,7 heures), et la moitié du reste au cours des 6,7 heures qui suivent, etc.

Notes

Cela génère une grande quantité de xénon immédiatement après l'arrêt brusque, mais une quantité moindre au fil du temps (voir figure 5.5). Par conséquent, le xénon atteint une valeur maximale (environ 10 heures après la mise à l'arrêt). Par la suite, la charge de xénon diminue graduellement, parce que le taux réduit de désintégration de l'iode ne peut maintenir le rythme de la désintégration du xénon.

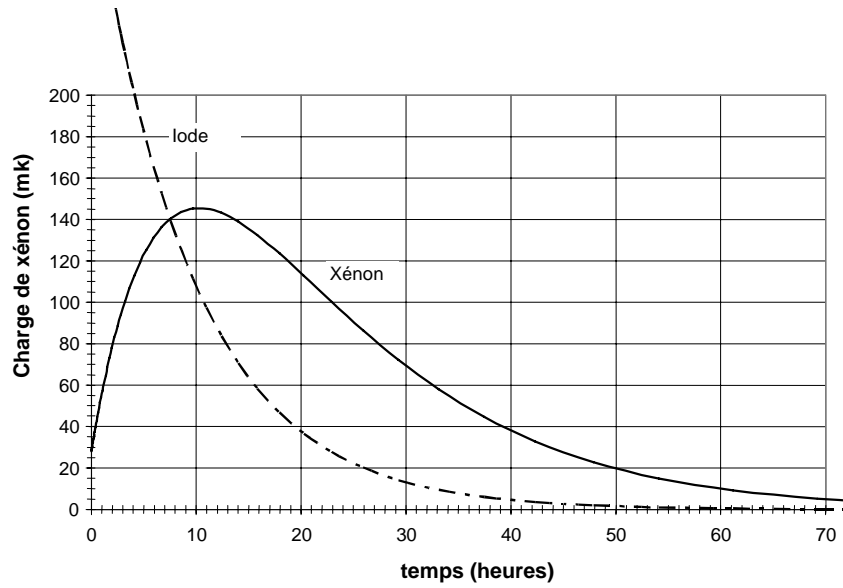


Figure 5.5
Changement des concentrations d'iode et de xénon suite à un arrêt brusque à la pleine puissance

Évitement et dépassement de l'empoisonnement

Avant d'examiner les transitoires qui sont plus complexes qu'une mise à l'arrêt complète dans des conditions d'équilibre pleine puissance, nous allons expliquer la terminologie indiquée à la figure 5.6.

Une des fonctions des barres de compensation consiste à assurer une réactivité en excès pour dépasser les transitoires du xénon. Le fait de retirer les barres de compensation du coeur du réacteur contribue à une réactivité positive, jusqu'à un maximum de 15 ou 20 mk selon le réacteur. Si la réactivité négative due au xénon dépasse la valeur de réactivité des barres de compensation, le réacteur est sous-critique et il n'y a aucun moyen de le redémarrer. Nous disons qu'il est empoisonné. La figure 5.6 montre que lors d'un arrêt à la pleine puissance, un réacteur qui est empoisonné ne peut être redémarré à moins de 35 ou 40 heures après l'arrêt brusque, lorsque le xénon s'est désintégré à près de -28 mk du niveau d'équilibre.

Le fait de maintenir la puissance du réacteur à près de 60 % (ou plus) permet une combustion suffisante du xénon pour éviter l'empoisonnement (tel qu'indiqué à la figure 5.8). Il est important de se rendre compte que lors de l'arrêt d'une turbine, il est économique de maintenir le fonctionnement du réacteur et d'évacuer la vapeur vers un condenseur (ou dans l'atmosphère). Nous appelons ce mode de fonctionnement évitement de l'empoisonnement.

Trente minutes ou à peu près après un arrêt brusque du réacteur, la réactivité négative due au xénon dépasse la valeur de réactivité des barres de compensation (capacité de dépassement de l'empoisonnement). (Voir figure 5.6.) Le fait de redémarrer le réacteur et de le ramener à une puissance élevée au cours des 30 minutes suivant le dépassement de l'empoisonnement (temps qui s'écoule entre l'arrêt brusque et l'empoisonnement) assure la combustion rapide du xénon et permet d'éviter un empoisonnement.

Les barres de compensation sont retirées lentement, un groupe après l'autre, de manière à éviter l'empoisonnement, et les opérateurs doivent prendre la décision de redémarrer et de commencer le retrait des barres de compensation dans les 20 minutes qui suivent l'arrêt brusque (décision et temps d'intervention).

Le dépassement de l'empoisonnement est possible en principe et fait partie de la conception du réacteur, mais souvent n'est pas pratique. Avant de redémarrer le réacteur suite à un arrêt brusque, il est important de déterminer la cause de l'arrêt et d'éliminer la défaillance. Les opérateurs doivent effectuer un certain nombre de vérifications avant de classer l'arrêt comme étant « intempestif » (en fait, un arrêt qui se produit sans défaillance réelle). Les vérifications suite à un arrêt (ou des réparations) prennent habituellement plus de temps que le temps de décision et d'intervention, alors les procédures d'opération ne permettent pas généralement aux opérateurs de « tuer l'empoisonnement », et la tentation est moins grande de suivre un raccourci.

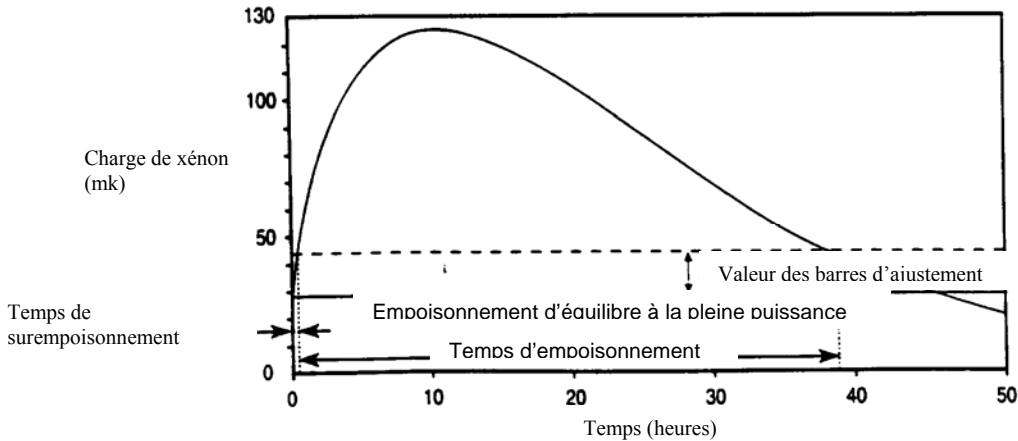


Figure 5.5
Transitoire de réactivité du xénon pour un CANDU 600

Le taux d'accroissement de la charge de xénon après un arrêt dépend des conditions d'équilibre avant le déclenchement. Dans les réacteurs CANDU, la charge de xénon augmente à environ 0,5 mk par minute suite à un arrêt à la pleine puissance. Ce nombre, ainsi que la réactivité disponible pour le surempoisonnement, déterminent le temps de surempoisonnement. Par exemple, si un réacteur possède une réactivité disponible maximale de 16 mk, il doit être ramené à une puissance élevée $(16 \text{ mk}) / (0,5 \text{ mk/min}) = 32 \text{ minutes}$.

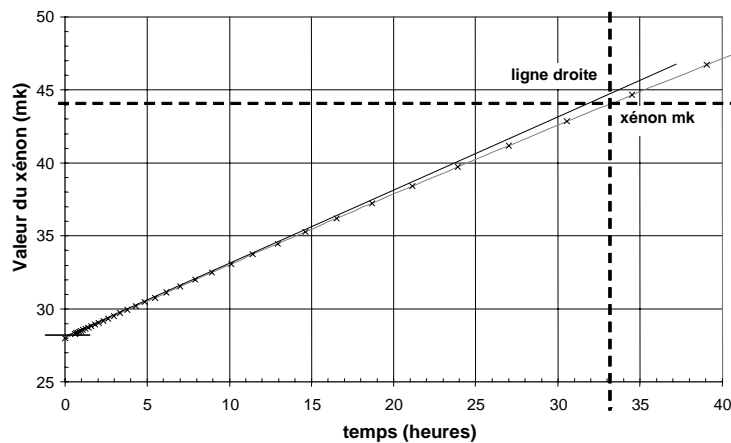


Figure 5.6
Augmentation initiale de la charge de xénon suite à un arrêt

Exemple : Estimation du taux d'accroissement de la charge de xénon suite à un arrêt pour un réacteur ayant une charge d'iode à l'équilibre de 300 mk.

Le taux net de production de xénon immédiatement après l'arrêt est :

$$\lambda_I N_I(\text{éq}) - \lambda_{Xe} N_{Xe}(\text{éq})$$

Si l'on substitue les valeurs de 300 mk et de 28 mk pour l'iode à l'équilibre et la concentration de xénon, on obtient :

$$\begin{aligned} & 2,93 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1} \times 300 \text{ mk} - 2,12 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1} \times 28 \text{ mk} \\ & = 8,79 \times 10^{-3} - 0,59 \times 10^{-3} = 8,2 \times 10^{-3} \text{ mk/s} \\ & = 0,5 \text{ mk/minute} \end{aligned}$$

Inévitablement, ce taux initial diminue, parce que l'augmentation de la charge de xénon augmente le produit $\lambda_{Xe} N_{Xe}(\text{éq})$, alors que l'appauvrissement de la charge d'iode diminue $\lambda_I N_I(\text{éq})$. La figure 5.6 illustre les 40 premières minutes de l'accroissement de la charge de xénon suite à un arrêt pour démontrer que, durant le temps de surempoisonnement, le taux d'accroissement est presque constant.

Arrêt à faible puissance

La figure 5.7 montre des arrêts à divers niveaux de puissance comparativement à un arrêt à la pleine puissance. Dans tous les cas, nous supposons que les charges de xénon et d'iode sont à l'équilibre avant l'arrêt. Le pic du xénon suite à un arrêt est presque proportionnel à la charge d'iode avant l'arrêt, la concentration d'iode à l'équilibre, tel qu'indiqué précédemment, est proportionnelle au flux avant l'arrêt, alors le pic de la charge de xénon dépend fortement du niveau de flux avant l'arrêt.

Ainsi, pour un arrêt à la pleine puissance, les réacteurs de Pickering ont un pic de xénon d'environ 80 mk au-dessus du niveau de xénon à l'équilibre, alors que les réacteurs de Bruce et de Darlington ont un pic de 115 mk ou à peu près au-dessus du xénon à l'équilibre. (Tous les réacteurs CANDU ont à peu près la même valeur de xénon à l'équilibre, soit -28 mk.)

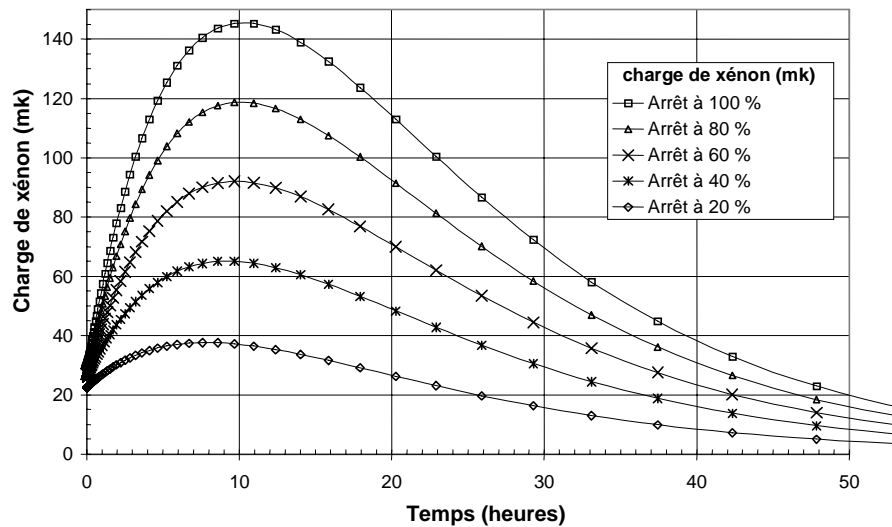


Figure 5.7
Transitoire du xénon après un arrêt à divers niveaux de puissance à l'équilibre

Le temps du pic du xénon est d'environ 10 heures pour tous les arrêts à haute puissance, c'est-à-dire que les arrêts surviennent avec le xénon à l'équilibre initial près de 28 mk. Les pics qui suivent les arrêts à faible puissance surviennent plus tôt.

Après le pic, le taux de désintégration du xénon domine de plus en plus la diminution du xénon. (Vingt heures après l'arrêt - environ 3 périodes d'iode - la banque d'iode a baissé d'environ un huitième par rapport à sa valeur avant l'arrêt.) À mesure que l'iode diminue à des niveaux négligeables, le xénon se désintègre en suivant sa période ($t_{1/2} = 9,1$ heures).

Comme on peut s'y attendre, la figure 5.7 illustre une charge d'iode initiale plus petite qui fait durer davantage le surempoisonnement et qui rend plus courte la durée de l'empoisonnement pour des arrêts à une puissance inférieure à la pleine puissance.

Transitoires du xénon suite à des changements de puissance

Jusqu'ici, nous avons discuté des transitoires du xénon qui surviennent après un arrêt. Le flux diminue rapidement à zéro et seules la désintégration de l'iode et la désintégration du xénon demeurent sous forme de production et de perte de xénon. Concrètement, dans le fonctionnement du réacteur, nous nous intéressons également aux transitoires après une réduction par palier ou une augmentation par palier

de la puissance. Résoudre les équations du xénon correspondantes est fastidieux et on utilise habituellement des programmes informatiques.

Néanmoins, on peut expliquer la forme générale des courbes en comparant la production et la perte du xénon, comme nous l'avons fait pour un arrêt à la pleine puissance. Tout changement dans la puissance du réacteur par rapport aux conditions d'équilibre en régime permanent produit un changement de transitoire de la charge de xénon à cause de l'absence temporaire de correspondance entre la perte de xénon et la production de xénon. On peut visualiser les changements de concentration comme étant des changements du « niveau du réservoir » lorsque les « débits » en régime permanent sont modifiés à la figure 5.1.

Les figures 5.8 à 5.11 illustrent les résultats des simulations informatiques du xénon pour un grand réacteur CANDU suite à divers changements par palier de la puissance du réacteur.

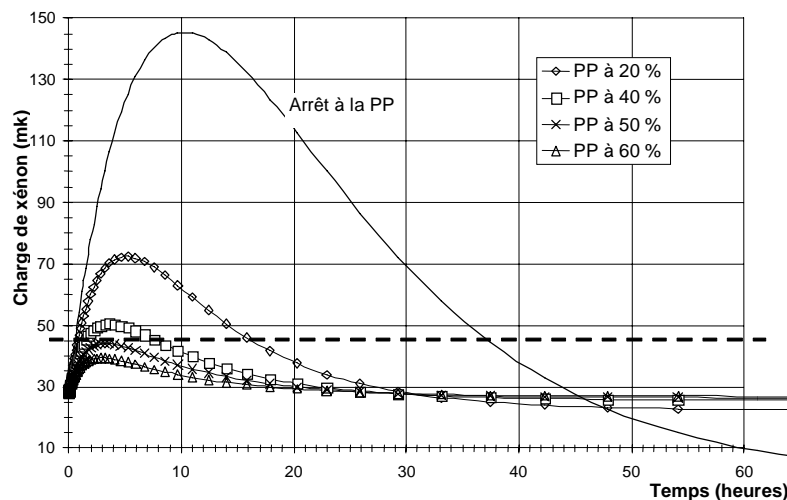


Figure 5.8

Transitoires du xénon suite à une réduction de puissance par palier par rapport à la pleine puissance d'équilibre

La figure 5.8 illustre les transitoires pour des réductions de puissance de 40, 50, 60, 80 et 100 % par rapport à la pleine puissance initiale. Pour une réduction de, disons, 40 % (c'est-à-dire par rapport à la pleine puissance de 60 % PP) l'élimination du xénon par capture neutronique diminue également de 40 % par rapport à sa valeur à la pleine puissance, mais comme le xénon est toujours éliminé par combustion, le transitoire n'atteindra pas le pic d'arrêt. Si l'on examine la figure, on constate que pour une réduction de 60 % PP, une réactivité en excès disponible d'environ 15 mk serait amplement suffisante pour causer un surempoisonnement du transitoire.

Ultimement, l'iode atteint un nouvel équilibre à 60 % de sa valeur à la pleine puissance et le xénon atteint un équilibre avec une charge de xénon légèrement inférieure à -28 mk.

La figure 5.8 illustre également que le taux d'accumulation du xénon est inférieur pour une réduction de 60 % (à 40 % de la PP) à celle d'un arrêt brusque du réacteur. La réactivité atteint un maximum à un niveau de puissance plus faible un peu plus tôt, et le temps de surempoisonnement est plus long.

La figure 5.9 illustre ce phénomène de manière plus approfondie. Pour une quantité fixe de réactivité en excès, le temps de surempoisonnement dépend de l'ampleur de la réduction de puissance. Par exemple, la courbe indique que le réacteur s'empoisonnera en 50 minutes suite à une réduction de puissance à 30 % de la pleine puissance, alors que le temps de surempoisonnement à 40 % de la pleine puissance est de plus d'une heure.

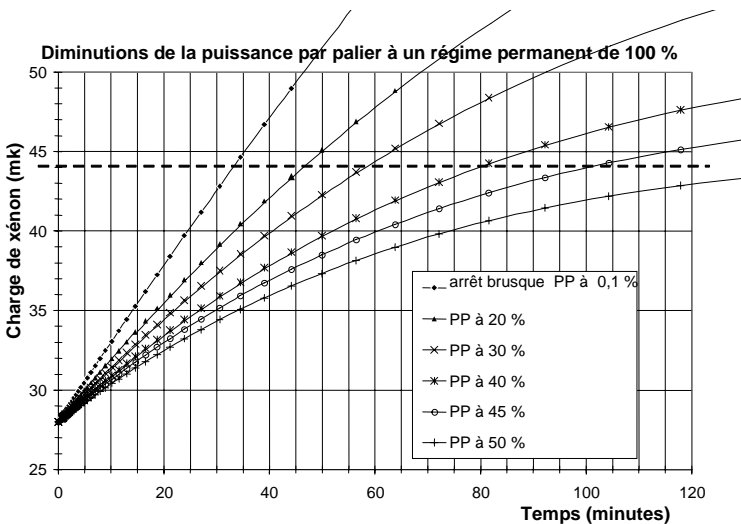


Figure 5.9
Temps d'empoisonnement en fonction de l'ampleur de la réduction par palier à la pleine puissance

L'inverse de ces courbes s'applique également. La figure 5.10 compare le changement dans la réactivité du xénon lorsque la puissance passe de 60 % PP à 80 % PP. Par exemple, si le réacteur fonctionne à 60 % PP (à l'équilibre) et qu'il est porté à 80 % PP, l'effet immédiat est un gain de réactivité dû à une augmentation de l'accumulation du xénon. Au même moment, le taux de fission plus élevé produit davantage d'iode, mais cela n'augmente pas la production de xénon avant un certain temps. Par conséquent, la courbe du xénon passe par un minimum, puis la production de xénon augmente à cause de la présence accrue d'iode en désintégration.

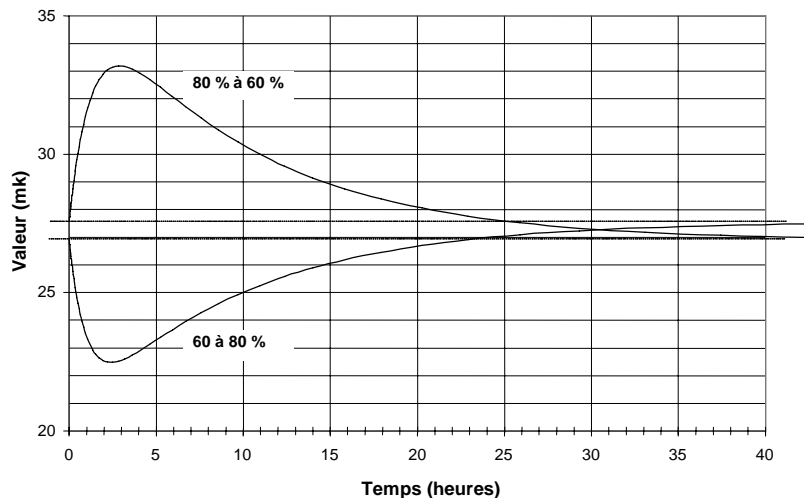


Figure 5.10
Charge de xénon suite à une augmentation de puissance à 80 % PP à partir de 60 % PP et suite à une diminution de 80 % PP à 60 % PP

Le xénon se stabilise à une charge d'équilibre de 80 % après que l'iode a atteint l'équilibre. L'iode atteint une valeur proche de sa valeur d'équilibre de 80 % par rapport à la valeur initiale de 60 % dans son processus normal de désintégration. Il atteint la valeur à mi-chemin de 70 % en une période, $\frac{3}{4}$ de cette valeur (75 %) en deux périodes. Après quatre périodes, il a atteint presque 79 %. La banque d'iode se constitue toujours lentement de cette manière, jusqu'à atteindre la nouvelle valeur d'équilibre. La charge de xénon atteint sa nouvelle valeur d'équilibre seulement après un changement transitoire dans la direction opposée. Cela s'explique par le fait qu'il y a un changement immédiat dans l'enlèvement par combustion du xénon, en plus du changement retardé dans la production.

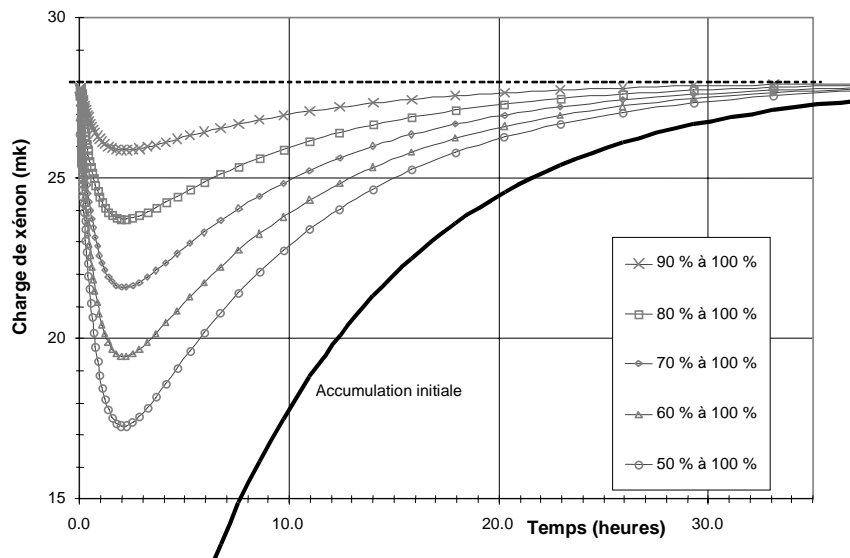


Figure 5.11
Variation de la charge du xénon suite à une augmentation de puissance à 100 % PP

La figure 5.11 illustre le changement dans la réactivité du xénon suite à une augmentation de la puissance à 100 % à partir de l'équilibre de fonctionnement pour différentes puissances plus faibles. Habituellement, les transitoires du xénon lors d'augmentations de puissance ne présentent pas de problème opérationnel particulier, car la simulation du xénon avec le poison du modérateur compense la réactivité en excès.

Redémarrage du réacteur en présence de xénon

Si, à la suite d'un arrêt brusque, la puissance du réacteur augmente pendant le temps de surempoisonnement (enlèvement des barres de compensation) la combustion du xénon augmente immédiatement. Par conséquent, l'enlèvement dépasse la production et la charge de xénon atteint un maximum lorsque la puissance augmente puis redescend. Il convient de rappeler que le taux de désintégration de l'iode dépasse le taux de désintégration du xénon d'environ 0,5 mk/minute durant le temps de surempoisonnement. La combustion conjuguée à la désintégration du xénon ramène le xénon près de l'équilibre rapidement. Le taux de combustion à pleine puissance est, comme nous l'avons vu plus tôt, plus de dix fois supérieur au taux de désintégration, alors la « moitié de la durée » de la combustion est inférieure à une heure.

La figure 5.12 illustre le retour à l'équilibre suite à un redémarrage durant le temps de surempoisonnement. La courbe suppose un retour instantané à la puissance, ce qui rend le pic très pointu. À mesure que le xénon subit la

combustion jusqu'à la charge normale de -28 mk, le système de régulation mettra en marche une réinsertion des barres de compensation, une banque à la fois, dès que les zones atteignent un niveau élevé.

Notes

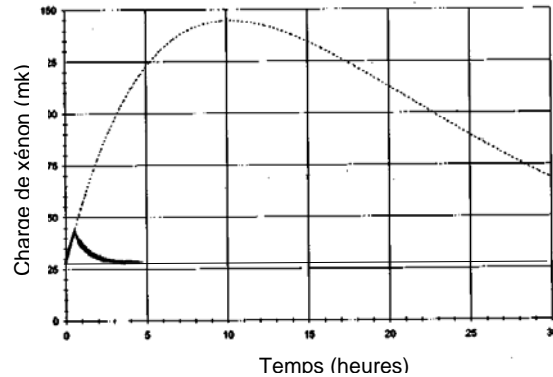


Figure 5.12
Redémarrage durant le temps d'empoisonnement

Le retour à la puissance suite à un empoisonnement (figure 5.13) est un cas plus courant. Le redémarrage du réacteur après que la charge de xénon est revenue à environ -28 mk, mais après que tout l'iode ou presque est éliminé, produit un taux d'enlèvement du xénon (par désintégration et combustion) qui dépasse de loin le taux de production presque nul.

La simulation du xénon compense la réactivité en excès qui résulte de la diminution rapide de la charge de xénon. La réactivité positive du transitoire ressemble aux courbes de la figure 5.11 suite à une augmentation de la puissance, où le xénon retourne à l'équilibre après que l'iode soit retourné à l'équilibre.

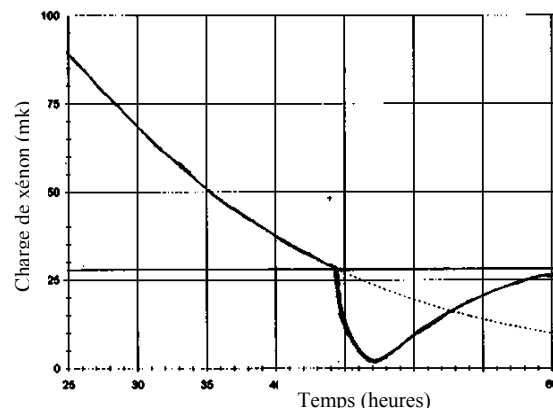


Figure 5.13
Redémarrage après un empoisonnement

5.3 OSCILLATIONS DU XÉNON

Notes

Les changements qui surviennent dans le flux local causent un changement rapide dans la charge de xénon, alors que le changement correspondant dans la production de xénon est retardé par l'accumulation et la désintégration de l'iode. Cela peut causer des oscillations périodiques (répétitives) dans le niveau de flux. Un système de contrôle adéquat permet de limiter l'ampleur des pointes de flux résultantes et de stabiliser le flux.

Pour le moment, ne tenons pas compte de la rétroaction de réactivité de la température dans le réacteur et examinons le xénon seulement. Soit un petit réacteur exploité à pleine puissance qui subit une petite fluctuation de puissance ayant pour effet d'augmenter légèrement le flux dans le système. Comme le flux augmente, la combustion du xénon augmente et cela augmente la réactivité du coeur, ce qui produit une augmentation du flux. Il y a donc un effet de rétroaction positif qui fait monter et encore monter la puissance jusqu'à ce qu'une mesure compensatoire réduise la réactivité afin de diminuer l'augmentation de réactivité.

Dans la pratique, le système de contrôle permet d'éviter cet accroissement continu. Même si le système de contrôle n'est pas entièrement efficace, cette augmentation cesserait éventuellement parce que la charge d'iode augmente graduellement, ce qui produit davantage de xénon et par la suite, une diminution de la réactivité. Cela réduirait le flux et, par conséquent, la combustion du xénon, amplifiant la réactivité négative. Le flux commencerait alors à baisser et ne pourrait se stabiliser que lorsque la production réduite d'iode à plus faible puissance aura donné lieu à un apport plus faible en xénon. De cette manière, l'amplitude de la puissance du réacteur continuerait d'osciller suivant une période de plusieurs heures entre les pointes. Un système de contrôle qui réagit rapidement aux changements de puissance et qui la maintient à un niveau plus ou moins constant permet d'éviter ce genre d'oscillation de puissance globale. La rétroaction de réactivité négative de température permet d'atténuer les petites fluctuations.

Pour un petit réacteur, la surveillance de la puissance globale du réacteur permet d'assurer une meilleure régulation de puissance du réacteur et d'éviter les oscillations. Cependant, pour un grand réacteur comme le CANDU, la surveillance de la puissance globale est inadéquate, parce que les oscillations du xénon locales peuvent faire augmenter la puissance dans une zone du réacteur et la faire baisser dans une autre zone, même lorsque la puissance totale demeure constante.

Examinons comment se produisent les oscillations locales. Supposons que le réacteur fonctionne à puissance élevée suivant une distribution uniforme de puissance, mais que les zones liquides au sommet du réacteur sont un

peu au-dessus de leur niveau nominal, alors que les zones du bas sont un peu en dessous de leur niveau nominal. Bien que le système de contrôle fonctionne comme prévu pour maintenir une distribution du flux plane, cet écart de la configuration spatiale par rapport à la configuration nominale souhaitable est parfois appelé inclinaison. Elle peut se produire, par exemple, après le rechargement en combustible de quelques canaux au sommet sans recharger en combustible le même nombre de canaux en bas.

Maintenant, supposons que le système de régulation continue à maintenir la puissance de production électrique totale du réacteur constante, mais que le contrôle spatial est perdu et que les zones retournent à leur niveau nominal. Le flux augmente un peu en haut du coeur où les niveaux de zones ont baissé, et diminue simultanément en bas. Cet écart de la forme du flux par rapport à la distribution du flux normale est appelé inclinaison du flux. (Dans cet exemple précis, il s'agit d'une inclinaison du flux de bas en haut.) Dans la zone de flux accru, le xénon subit une combustion plus rapide qu'avant le changement et sa concentration diminue. La diminution de la concentration du xénon donne lieu à un flux plus élevé, qui donne lieu à son tour à une combustion du xénon local accru, ce qui augmente la réactivité locale, qui à son tour augmente le flux et ainsi de suite.

Pendant ce temps, dans la zone où le flux a diminué, la concentration de xénon augmente à cause de sa combustion réduite et à cause de la désintégration continue de l'iode existant produit dans le flux original plus élevé. Cette augmentation de la concentration de xénon diminue la réactivité dans cette zone, qui réduit le flux, qui à son tour augmente la concentration de xénon et ainsi de suite. Le flux thermique et la densité de puissance diminuent dans cette zone et augmentent dans l'autre, alors que la puissance totale du réacteur demeure constante.

Ces excursions de puissance locale ne se poursuivront pas indéfiniment. Au moment où le flux accru cause une augmentation du taux de combustion du xénon dans la zone à flux élevé, le flux cause également une augmentation de la production d'iode. La désintégration de cette banque d'iode plus importante mène éventuellement à une augmentation de la concentration de xénon, ce qui réduit la réactivité ainsi que le flux et la puissance dans cette zone. De la même manière, dans la zone à flux réduit, la production plus faible d'iode combinée à la désintégration du xénon accumulé augmente la réactivité locale et inverse le transitoire de flux et de puissance dans cette zone.

Ainsi, à moins que le système de régulation agisse pour les contrôler, le flux et la puissance peuvent osciller entre différentes zones (du haut vers le bas, d'une extrémité à l'autre, ou d'un côté à l'autre) indéfiniment. Les calculs indiquent que les *oscillations spatiales du xénon* présentent des

cycles de pic à pic d'environ 15 à 30 heures, et que la hauteur des pics peut augmenter d'un cycle à l'autre.

Sur le plan opérationnel, il est important de reconnaître qu'entre les pics et les creux, il y a un point du cycle où la forme du flux est normale. Même lorsque la réactivité du xénon est (temporairement) la même dans les deux zones, l'oscillation n'est pas sous contrôle. Dans la zone où la puissance baisse, la charge d'iode est presque à son pic et continue à faire baisser la puissance. Par contre, dans la zone où la puissance augmente, la charge d'iode est à son plus bas, alors la puissance continue d'augmenter.

Conditions des oscillations spatiales

Ce type d'oscillations du xénon localisées peut prendre place dans un grand réacteur, un réacteur dont les dimensions spatiales sont grandes comparativement à la longueur de diffusion des neutrons. Dans un petit coeur, une perturbation qui a commencé dans une zone affecte les autres régions parce que les neutrons de la zone touchée étendent la perturbation dans l'ensemble du coeur. Comme nous l'avons mentionné plus tôt, un système de régulation qui contrôle la puissance globale adéquatement permet d'éviter les oscillations dans un petit réacteur.

Lorsque les dimensions du réacteur dépassent de beaucoup la distance parcourue par les neutrons thermiques durant leur durée de vie (ce qui est le cas dans un grand CANDU), une perturbation qui commence à un endroit ne s'étend pas loin dans le coeur, alors les différentes régions agissent plus indépendamment. Ainsi, si une augmentation du flux se produit dans une zone à cause d'un changement de combustible, par exemple, un système de contrôle basé sur le maintien constant de la puissance globale réduira le flux un peu dans l'ensemble du coeur afin de compenser cet effet. Cela pourrait causer une oscillation du xénon dans la deuxième zone exactement déphasée avec l'oscillation dans la première région.

L'autre condition nécessaire à l'oscillation du xénon spatiale est que le réacteur doit fonctionner à puissance élevée. Lorsque le flux augmente à un certain endroit dans le réacteur, l'augmentation immédiate de la combustion du xénon amorce l'oscillation. Pour un changement marqué dans la concentration de xénon, la combustion du xénon doit prédominer sur la désintégration du xénon. Nous avons déjà vu que cela est le cas pour un grand CANDU, où la combustion du xénon à pleine puissance est supérieure d'un facteur d'au moins 10 à la désintégration du xénon. Habituellement, une perturbation spatiale ne peut pas se transformer en oscillation dans un CANDU à moins que la puissance soit au-dessus de 25 % PP.

Notes

Le CANDU, comme plusieurs autres types de réacteur de puissance, regroupe les deux conditions requises pour que les oscillations du xénon spatiales se produisent. Les oscillations peuvent se produire lorsque la puissance du réacteur (globale) est constante, alors elles peuvent continuer sans être remarquées à moins que des instruments surveillent le flux et la puissance en plusieurs points dans l'ensemble du réacteur, et que des absorbeurs localisés ajustent la réactivité locale afin de contrecarrer les inclinaisons du flux.

Limitations des oscillations spatiales

La centrale de Douglas Point à 200 MW(e) a été le premier CANDU à posséder des absorbeurs régionaux dans le but de contrôler les oscillations du xénon; il a été équipé de quatre absorbeurs, qui contrôlent quatre zones du réacteur.

Pickering A à 540 MW(e) est beaucoup plus grand et est divisé en quatorze zones, chacune possédant son propre compartiment de contrôle de zones liquides ainsi qu'une paire de détecteurs de flux dans le coeur. Le système de régulation utilise la sortie du détecteur pour ajuster l'écoulement d'eau ordinaire dans les compartiments de zones. Toutes les conceptions CANDU ultérieures (Bruce, Darlington et Pickering B ainsi que CANDU 600) continuent à utiliser quatorze paires de détecteurs dans le coeur couplés à quatorze compartiments de zones liquides.

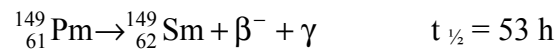
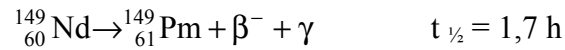
Même avec un système de contrôle de zones, une grave oscillation du xénon risque d'endommager considérablement le combustible. L'importance de l'inclinaison du flux dépend de l'ampleur de la perturbation de réactivité qui amorce l'oscillation et de la quantité de réactivité compensatoire fournie par le système de contrôle de zones. Une grande oscillation pourrait amener une ou plusieurs zones liquides à leur limite de fonctionnement et le contrôle spatial serait perdu dans ces zones. L'exploitation continue avec une oscillation du flux d'une telle ampleur risque de causer, à tout le moins, un arrêt brusque du réacteur ou, ce qui est plus grave, une augmentation locale dangereusement élevée du combustible ou même une fusion du combustible. Même dans de tels cas, les oscillations du xénon imposent sur les matériaux du coeur des cycles de température inutiles qui risquent de causer des défaillances prématurées des matériaux.

5.4 SAMARIUM 149

Le samarium 149 (appelé plus simplement samarium) possède une section efficace d'absorption assez grande (42 000 barns) ainsi qu'un taux de production élevé (rendement de fission total de 1,2 %). Ni la section efficace ni le rendement de ce nucléide ne sont aussi élevés que ceux du

xénon 135, alors l'effet de réactivité du samarium est beaucoup plus faible.

La fission ne produit pas directement de Sm 149. Le Sm 149 est un produit de filiation issu de la fission du néodyme 149 et du prométhium 149. La séquence de désintégration est la suivante :



À cause de la courte période du Nd 149 (comparativement à la période du Pm 149), nous allons présumer que la totalité du rendement de produits de fission de 1,2 % est constituée de prométhium.

Comme le I 135, le Pm 149 n'absorbe pas de neutrons, seule la désintégration peut l'éliminer. Une différence importante entre le Xe 135 et le Sm 149 est que le samarium 149 est un isotope stable, et qu'il demeure par conséquent dans le coeur après la mise à l'arrêt. Comme il est stable, seul le processus de capture neutronique peut l'éliminer, le réacteur étant exploité en régime de puissance.

Accumulation de Pm 149 et de Sm 149

Les relations du taux de changement des concentrations de Pm 149 et de Sm 149 ressemblent à celles du I 135 et du Xe 135. Vous pouvez facilement modifier la figure 5.1 pour l'appliquer au prométhium et au samarium.

Tout comme le I 135, la fission produit du Pm 149 et la désintégration l'élimine. La section efficace d'absorption du Pm 149 est suffisamment faible, de sorte que son taux de combustion (comme le I 135) est négligeable comparativement à son taux de perte par désintégration. Par conséquent, la boîte supérieure de la figure 5.1 après changement approprié (I → Pm) s'applique au Pm 149 et l'équation du taux net de changement du Pm 149 est identique à celle du I 135.

Par conséquent, l'accumulation de prométhium est semblable à l'accumulation d'iode (1/2 pour atteindre l'équilibre dans une période, 3/4 en deux périodes, etc.). En raison de sa longue période, le prométhium met environ 300 heures à atteindre l'équilibre, comparativement à 40 heures pour le I 135. Comme dans le cas de l'iode, la concentration d'équilibre du prométhium est proportionnelle au flux.

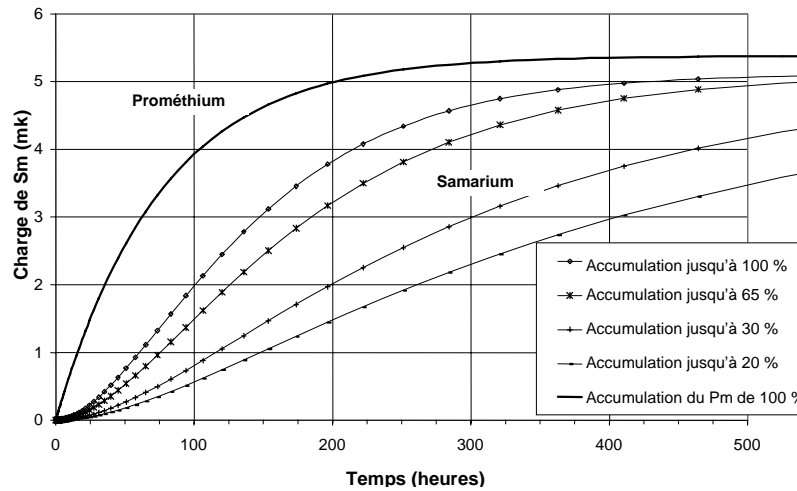


Figure 5.14
Accumulation de Pm 149 et de Sm 149 dans le combustible neuf suite au démarrage

L'expression de l'accumulation du Sm 149 est plus simple que celle du Xe 135, parce qu'il n'y a pas de production directe de samarium suite à la fission et qu'il n'y a aucune perte par désintégration. Lors du remplacement des radionucléides dans la boîte inférieure de la figure 5.1 en vue de l'appliquer au samarium, on doit laisser tomber les deux lignes fines qui représentent la production directe et la désintégration.

La figure 5.14 illustre l'accumulation à l'équilibre de samarium et de prométhium dans un réacteur CANDU à flux élevé. La courbe supérieure est celle du prométhium, qui s'accumule jusqu'à une charge d'équilibre (inventaire de réserve) d'environ 5,5 mk.

La rétention du samarium est beaucoup plus élevée que celle que nous avons observée à la figure 3 pour le xénon, et cette rétention est plus importante à faible puissance. À puissance élevée, le samarium suit l'accumulation de prométhium, et atteint presque sa charge d'équilibre d'environ 5 mk en environ 300 heures d'exploitation.

Contrairement au xénon, le temps requis pour atteindre l'équilibre est fonction du niveau de flux, mais la concentration à l'équilibre du samarium est indépendante du flux (pour tous les niveaux de puissance). Une autre différence importante entre le xénon et le samarium est que le samarium ne se désintègre pas après la mise à l'arrêt, alors les courbes d'accumulation du samarium (figure 5.14), sans samarium initial, ne s'appliquent qu'au combustible neuf inséré dans le réacteur.

Charge de samarium après la mise à l'arrêt

On observe une augmentation transitoire de la concentration de samarium après une mise à l'arrêt parce que la désintégration du prométhium se poursuit, mais la combustion par capture neutronique cesse lorsque le flux disparaît. La charge maximale de samarium après la mise à l'arrêt dépend de la charge de prométhium avant l'arrêt, qui dépend du flux du réacteur. Dans le cas des réacteurs CANDU, la charge maximale de samarium après une mise à l'arrêt se situe entre 9 mk et 12 mk. La figure 5.15 illustre l'accumulation. À noter que l'axe vertical débute à la charge de samarium à l'équilibre.

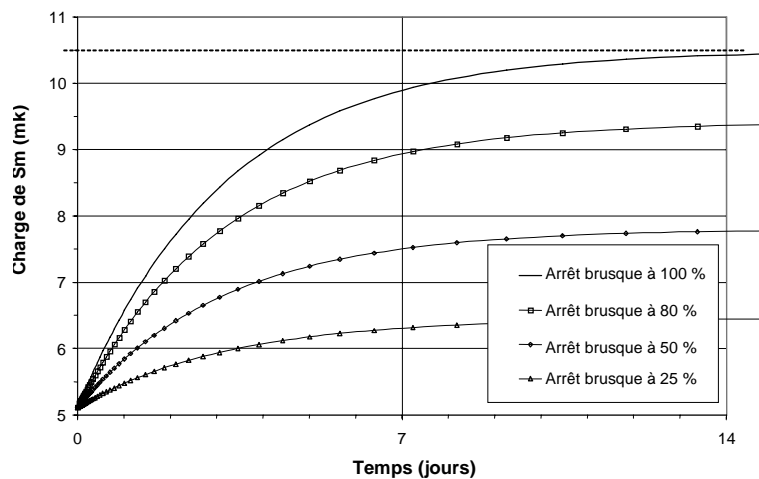


Figure 5.15
Augmentation de la charge de samarium
après une mise à l'arrêt

Bien que les conceptions du réacteur doivent permettre que la charge de samarium atteigne l'équilibre, la charge de mise à l'arrêt ne doit pas causer de problème opérationnel, pour les deux raisons suivantes :

Si l'on examine l'échelle de temps de la figure 5.15, on s'aperçoit que la charge de samarium maximale apparaît longtemps après les désintégrations des pics de xénon. Il y aura beaucoup de réactivité disponible pour traiter l'accumulation de samarium lorsqu'elle se produit. L'augmentation du transitoire dans le samarium est négligeable pendant la durée du surempoisonnement par le xénon, et cela ne pose pas problème.

En plus de la réactivité en excès disponible suite à la désintégration du xénon, on observe une accumulation du transitoire du plutonium 239 qui augmente la réactivité d'une quantité semblable et à peu près au même rythme que le samarium la diminue. Le taux de formation du samarium après la mise à l'arrêt est régi par la période du Pm 149 qui est de

53 heures et qui, incidemment, est presque la même que la période du Np 239 (56 heures). Le Np 239 est le parent du Pu 239 qui ajoute de la réactivité à mesure qu'il s'accumule dans le combustible. Après la mise à l'arrêt, le Pu 239 commence à augmenter au-dessus de sa valeur avant la mise à l'arrêt parce que le Np 239 continue à se désintégrer, mais la combustion du Pu 239 cesse.

Ainsi, l'augmentation de réactivité imputable à l'accumulation de Pu 239 compense largement la perte de réactivité due à l'augmentation du Sm 149. Le résultat net peut être un petit gain de réactivité de quelques mk.

Charge de samarium au retour de puissance

Bien que le samarium ne se désintègre pas durant la mise à l'arrêt, il retournera à sa valeur d'équilibre suite à un retour de puissance. Au redémarrage, la charge de prométhium s'accumule jusqu'à l'équilibre pendant 300 heures comme nous l'avons décrit précédemment. Le taux de combustion du samarium est beaucoup plus rapide que cela. Il est également plus rapide que la réduction du Pu 239 en excès à l'équilibre.

L'effet net est que, après que le xénon est retourné à l'équilibre, on observe une réactivité en excès de plusieurs mk qui disparaît en quelques jours. Cela ne cause pas de problème opérationnel, à moins que le chargement normal de combustible ne soit arrêté (si l'on croit qu'il y a suffisamment de réactivité en excès). Si cela se produit, le coeur aura besoin d'un rechargement de combustible rapide lorsque la réactivité en excès disparaîtra avec le plutonium en excès.

De même, les changements transitoires du samarium lors des changements de niveau de puissance sont très faibles comparativement à ceux du xénon, et ils changent très lentement sur une période d'une semaine ou à peu près. Dans chacun des cas, le niveau de samarium retourne à la même valeur d'équilibre et les zones liquides corrigent facilement les petits écarts par rapport à cette valeur.

EFFETS DE L'IRRADIATION DU COMBUSTIBLE ET DU CHARGEMENT DE COMBUSTIBLE EN RÉGIME DE PUISSANCE SUR LA RÉACTIVITÉ DU COEUR

6.0 INTRODUCTION

Durant le fonctionnement du réacteur, les réactions des neutrons modifient continuellement la composition du combustible. Le U 235 subit la combustion, le Pu 239 fissile et le Pu 241 sont produits (et utilisés) alors que le Pu 240 absorbeur de neutrons et les poisons des produits de fission s'accumulent. Dans les réacteurs CANDU, le chargement de combustible en régime de puissance compense la diminution graduelle de réactivité nette qui survient lorsque le combustible est exposé au flux de neutron.

La présente section examine les principaux changements qui surviennent dans le combustible et examine leur importance et leur échelle de temps. D'abord, nous allons donner un aperçu de certaines caractéristiques du chargement de combustible en régime de puissance. Puis, nous allons définir une unité qui décrit le degré de combustion du combustible - le neutron par kilobarn. Nous allons ensuite examiner les taux d'utilisation du U 235 et l'accumulation du Pu 239 à pleine puissance. Ces études nous permettront d'examiner comment le changement de composition d'une grappe de combustible a une incidence sur la contribution de cette dernière à la réactivité globale à mesure que l'irradiation se produit. Cela détermine le taux de chargement de combustible qui maintient le coeur à l'état critique.

6.1 CHARGEMENT DE COMBUSTIBLE EN RÉGIME DE PUISSANCE

Les réacteurs CANDU utilisent le chargement en régime de puissance pour maintenir une réactivité adéquate à long terme. Cela permet de garder presque constante la quantité de matière fissile en remplaçant le combustible irradié par du combustible neuf de façon plus ou moins continue. Même s'il y a des coûts associés au chargement de combustible en régime de puissance (coût en capital et coût d'entretien des machines de chargement de combustible), ce système présente plusieurs avantages distincts par rapport au rechargement de combustible par lots.

- Aucun temps d'arrêt pour le rechargement de combustible;
- Enlèvement facile du combustible défectueux, sans mise à l'arrêt;
- Meilleur taux de combustion du combustible;
- Forme du flux plus optimale;

- Cela permet d'éviter les très grandes quantités de poisons requises lorsqu'on a recours au rechargement de combustible par lots.

Notes

Dans un réacteur CANDU alimenté à l'équilibre, on observe de petites variations locales du flux (pics et creux) associées à l'état de combustion locale du combustible, mais, contrairement au système utilisant le rechargement de combustible par lot, la réactivité globale du coeur change très peu d'un jour à l'autre et d'un mois à l'autre. L'emplacement des pics et des creux change graduellement lors du chargement quotidien de combustible, mais les propriétés globales du coeur demeurent les mêmes. La section 8 décrit comment le chargement de combustible systématique permet de contrôler les pics de flux locaux.

6.2 COMBUSTION - GÉNÉRALITÉS

La charge de combustible initiale d'un réacteur neuf est entièrement composée de combustible neuf, c'est-à-dire de combustible dans lequel il n'y a pas de plutonium ni aucun produit de fission. Le poison contenu dans le modérateur compense la réactivité en excès de ce combustible au cours des premiers mois d'exploitation. L'exposition au flux neutronique change graduellement la composition du combustible, processus connu sous le nom de combustion. Après 4 à 6 mois d'exploitation à puissance élevée, la réactivité du coeur baisse à un niveau où le poison n'est plus requis et le remplacement courant du combustible devient nécessaire pour maintenir la réactivité du coeur. Le réacteur est alors décrit comme étant alimenté à l'équilibre. Le combustible est remplacé quotidiennement (entre 8 et 18 grappes par jour) afin d'ajouter la réactivité à un taux égal au taux de perte par combustion.

Les présentes notes ne décrivent pas le fonctionnement du réacteur ni les caractéristiques du coeur alimenté par du combustible neuf durant les premiers mois d'exploitation. Cependant, nous allons examiner comment la composition des différentes grappes de combustible change durant leur passage dans le coeur.

Dans une grappe de combustible neuve, la seule matière fissile est du U 235, qui constitue 0,72 % de l'uranium naturel. L'exposition au flux neutronique appauvrit graduellement le U 235, ce qui diminue la réactivité. L'accumulation de produits de fission, particulièrement ceux dont les sections efficaces d'absorption sont importantes pour les neutrons thermiques réduisent également la réactivité. Ces pertes ne sont que partiellement compensées par l'accumulation de Pu 239 fissile suite à une capture radiative de neutrons dans le U 238 (qui produit du U 239, qui se désintègre par la suite en Np 239, suivi d'une deuxième désintégration bêta en Pu 239). De même, l'effet net de l'accumulation Pu 240 et de Pu 241 est une perte nette de réactivité. Par la suite, le changement graduel dans la composition du combustible nécessite le remplacement du

combustible irradié par du combustible neuf pour maintenir le coeur à l'état critique.

Avant d'examiner les effets produits par la combustion, nous allons examiner comment suivre la contribution de réactivité d'une grappe individuelle, et comment spécifier le degré de combustion du combustible. Les deux sous-sections suivantes expliquent ces notions.

Unités de la combustion

On utilise trois unités différentes pour décrire l'état du combustible. Voici ces unités.

Jours équivalents pleine puissance (JEPP)

La façon la plus simple de préciser la combustion d'une grappe de combustible donnée est d'indiquer le nombre de jours équivalents pleine puissance (JEPP) qu'elle a passé dans le coeur. Il s'agit du nombre de jours d'exposition au flux pleine puissance (une grappe exposée à un flux de 50 % pleine puissance pendant 2 jours aurait une combustion de 1 JEPP). Les documents destinés au grand public, comme les publications des relations publiques et les notes de service de la direction, utilisent souvent cette mesure.

Énergie extraite par masse unitaire (MWh/kgU)

Chaque watt de puissance produit nécessite environ $3,1 \times 10^{10}$ fissions par seconde (voir section 1.1). Un mégawatt-jour de production d'énergie thermique nécessite que les neutrons fissionnent environ un gramme de matière fissile. Une manière de quantifier la combustion est d'indiquer l'énergie thermique cumulative totale extraite du combustible. L'unité est le mégawatt-heure par kilogramme d'uranium (MWh/kgU). Les comptables ou les personnes qui participent à l'achat de combustible utilisent pour la plupart cette mesure. À noter que le MWh ici représente une énergie thermique et non une énergie électrique.

Exposition totale aux neutrons (n/kb)

Comme le taux de réaction est donné par le produit $R = \phi \Sigma$ (section 1.2), le *taux* de combustion est proportionnel au flux neutronique. La combustion cumulative sur une période de temps (t) spécifique est donc proportionnelle au produit du flux et du temps (ϕt). Ce produit est connu sous le nom d'exposition totale du combustible aux neutrons; c'est une mesure de la combustion privilégiée par les spécialistes de la physique du réacteur, les ingénieurs spécialisés dans le chargement de combustible et d'autres spécialistes. Les unités de l'exposition aux neutrons sont :

$$\phi t \rightarrow \frac{\text{neutrons}}{\text{cm}^2 \text{s}} \times \text{s} = \text{neutrons/cm}^2$$

Les expositions totales aux neutrons dans ces unités sont des nombres très grands, alors on transforme couramment l'unité « neutron/cm² » en « neutron par kilobarn », où l'on change l'unité de surface pour la mettre en kilobarn :

$$1 \text{ kb} = 10^3 \text{ b} = 10^3 \times 10^{-24} \text{ cm}^2 = 10^{-21} \text{ cm}^2$$

La relation entre n/kb et n/cm² devient :

$$1 \text{ n/kb} = \frac{1 \text{ neutron}}{10^{-21} \text{ cm}^2} = 10^{21} \text{ neutrons/cm}^2$$

La moyenne courante de combustion des grappes de combustible déchargées d'un réacteur CANDU est d'environ 1,8 n/kb. Les grappes individuelles dans le coeur en tout temps ont des expositions qui vont de 0 à 2 n/kb environ.

Une façon d'examiner cette unité d'exposition est de dire que 1 n/kb est équivalent à 10²¹ n-cm par cm³, c'est-à-dire que l'exposition au flux mesure la longueur de trajectoire cumulative de tous les neutrons qui ont traversé un volume unitaire de combustible durant son séjour dans le coeur.

La relation approximative entre les unités de combustion est :

$$100 \text{ MWh/kgU} \approx 1 \text{ n/kb} = 10^{21} \text{ n/cm}^2 \approx 115 \text{ JEPP}$$

Les unités de l'énergie extraite ne sont pas exactement proportionnelles aux unités de l'exposition aux neutrons, car l'énergie extraite par une exposition donnée du combustible diffère légèrement pour le combustible neuf et pour le combustible fortement irradié. La conversion entre JEPP et les autres unités de combustion suppose un réacteur CANDU dont le flux moyen à pleine puissance est de 10¹⁴ n cm⁻²s⁻¹.

Suivi de la combustion

Une fois que le réacteur fonctionne depuis un certain temps, on peut observer de grands écarts dans la composition des grappes de combustible, puisque chacune d'elles possède un degré de combustion du U 235 différent et l'on observe une accumulation des isotopes du plutonium et des poisons de fission. L'ingénieur spécialisé dans le chargement de combustible surveille les changements dans chacune des grappes au

moyen d'une simulation informatique qui calcule $k_{\infty} = \eta f p \epsilon$ pour chaque grappe de combustible.

La réactivité des grappes de combustible est une différence $(1 - 1/k_{\infty})$. Il s'agit en fait de la réactivité d'un réacteur infini dans lequel chacune des cellules unités contient une grappe dont la composition est la même que la grappe suivie.

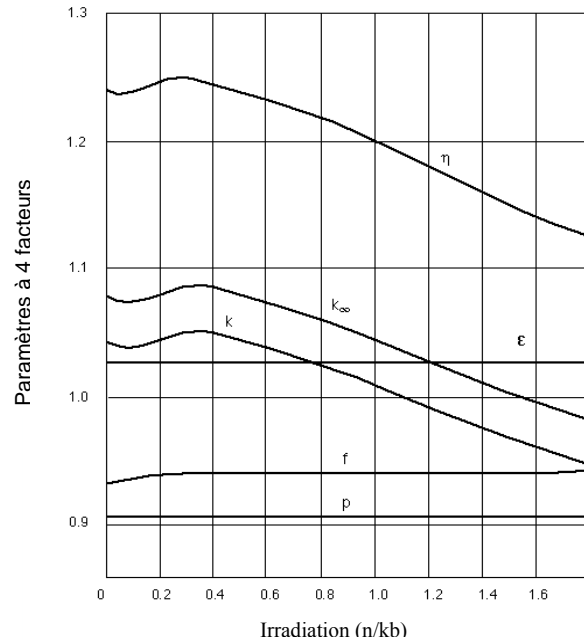


Figure 6.1
Variation des paramètres à quatre facteurs, de k_{∞} et de k en fonction de la combustion

Les facteurs de fuite (Λ_t et Λ_f) dépendent de la taille et de la forme du réacteur fini. La relation entre k_{∞} et le facteur de multiplication effectif k , est la suivante :

$$k = k_{\infty} \Lambda_f \Lambda_t$$

La valeur de k dans la figure 6.1 est d'environ 30 mk sous k_{∞} , ce qui indique une valeur de $\Lambda_f \Lambda_t = 0,97$.

Le coeur critique alimenté à l'équilibre avec $k = 1$ comporte un grand nombre de grappes dont les valeurs de k_{∞} diffèrent et qui sont déterminées par leur degré de combustion individuelle. Les valeurs k_{∞} plus faibles des grappes les plus fortement irradiées sont compensées par les valeurs k_{∞} plus élevées des grappes moins irradiées. Chacune des grappes possède sa

propre valeur k_{∞} et sa propre réactivité de grappe de combustible, c.-à-d. sa réactivité de cellule de réseau.

6.3 CHANGEMENTS DE RÉACTIVITÉ TRANSITOIRES

Les concentrations de Pu 239 et de son précurseur Np 239 changent lors des arrêts et des redémarrages (voir section 5.5). L'exploitation continue produit un inventaire à l'équilibre du précurseur Np 239, qui continue à se désintégrer suite à la mise à l'arrêt. La désintégration du Pu 239 durant une période de 56 heures augmente la réactivité attribuable au Pu 239 d'une valeur de 12 mk sur environ 300 heures. Au redémarrage, le Pu 239 en excès subit la combustion et revient à sa valeur d'équilibre pendant que le Np 239 remonte à sa valeur d'équilibre.

La présente section ne tient pas compte de tous les effets transitoires associés aux changements de puissance ou aux mises à l'arrêt. On suppose qu'une fois que les machines de chargement du combustible insèrent une grappe de combustible neuf dans le coeur, le flux irradie continuellement la grappe à un niveau de puissance élevé et uniforme. Les effets transitoires apparaîtraient « en plus » des changements continus à long terme de la composition du combustible décrits précédemment.

La présente section décrit la combustion initiale des isotopes du plutonium et des produits de fission dans le combustible, sauf l'accumulation initiale de xénon, qui n'est pas examinée ici. La période initiale d'accumulation du xénon de 40 heures produit une baisse de 28 mk de la réactivité durant les premiers 0,01 n/kb d'exposition au flux.

6.4 EFFETS À LONG TERME SUR LA RÉACTIVITÉ

Les sous-sections suivantes examinent le taux de combustion du U 235, le taux d'accumulation du Pu 239, la production de Pu 240 et de Pu 241, l'accumulation de produits de fission absorbeurs de neutrons et le taux global de changement de réactivité dans le réacteur, imputable au changement de composition du combustible.

Taux de combustion du U 235

Le combustible perd un atome de U 235 chaque fois qu'un noyau de U 235 absorbe un neutron. Le taux d'absorption diminue à mesure que la concentration de U 235 baisse et cela produit une baisse exponentielle caractéristique de l'uranium 235, tel qu'indiqué à la figure 6.2. Le taux d'élimination (pente de la courbe) est plus élevé lorsqu'il y a beaucoup de U 235, et diminue à mesure que le U 235 diminue.

Notes

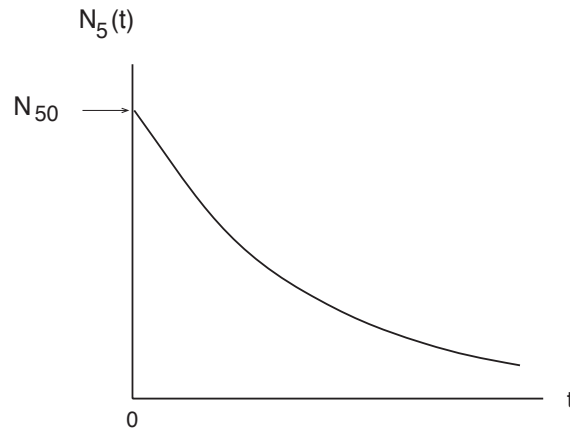


Figure 6.2
Diminution exponentielle de la concentration de U 235

Examinons le processus d'élimination. L'absorption des neutrons élimine le U 235 du combustible au taux suivant :

$$R_a = \phi \Sigma_a^5 = \phi N_5 \sigma_a^5 \quad \text{que nous écrivons comme suit :}$$

$$\frac{dN_5}{dt} = -(\sigma_a^5 \phi) N_5$$

N_5 est le nombre de noyaux de U 235 par cm^3 ,

σ_a^5 est la section efficace d'absorption microscopique du U 235 (en cm^2),

ϕ est le flux neutronique en $\text{n}/\text{cm}^2 \text{ s}$.

Le signe négatif du membre de droite de l'équation indique que N_5 diminue.

Cette équation est de la même forme que l'équation de la désintégration radioactive :

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N$$

où le produit $(\sigma_a^5 \phi)$ dans l'équation de la combustion est équivalent à la constante de désintégration λ dans l'équation de désintégration, à condition que ϕ soit constant. La concentration de U 235 diminue donc de manière exponentielle, tel que l'indique la figure 6.2. Elle baisse habituellement à environ $\frac{1}{4}$ de sa valeur initiale de 0,72 % jusqu'au moment où le combustible est retiré.

L'équation de la concentration de U 235 est :

$$N_5(t) = N_{50} e^{-(\sigma_a^5 \phi) t}$$

où N_{50} est la valeur de N_5 au temps $t = 0$.

Taux d'accumulation du Pu 239

Chaque capture de neutron dans un noyau de U 238 produit rapidement un noyau de Pu 239. Le changement de pourcentage de U 238 est très faible (il représente environ 99 % du combustible peu importe s'il a été irradié ou non). La perte d'une petite quantité de U 238 n'a aucun effet notable sur la réactivité, mais par contre, la production d'une petite quantité de Pu 239 fissile a de grands effets sur la réactivité.

L'accumulation de Pu 239, qui débute avec l'apport de combustible neuf, est très semblable à l'accumulation d'iode. La figure 6.3 illustre que celle-ci approche une valeur d'équilibre, atteignant la moitié de l'équilibre dans un certain intervalle, puis $\frac{3}{4}$, dans le même intervalle, etc. Nous pouvons constater que ce processus est un processus de production et d'enlèvement.

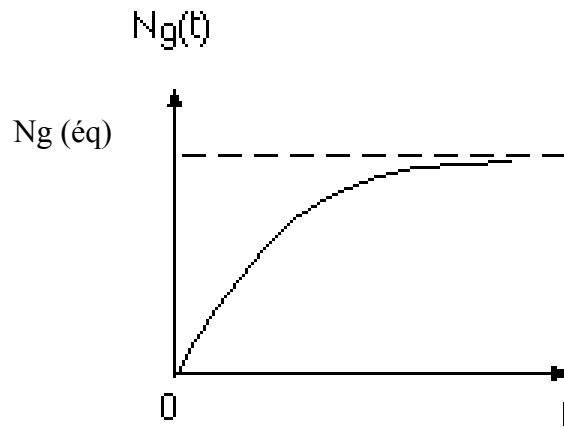


Figure 6.3
Accumulation de Pu 239

Le taux uniforme auquel le Pu 239 se forme (si l'on ignore la rétention - temps requis pour que les deux précurseurs se désintègrent) est égal au taux de capture dans le U 238; ou

$$R_a = \Sigma_a^8 \phi$$

où $\Sigma_a^8 = N_8 \sigma_a^8$ est la section efficace d'absorption macroscopique du U 238. La concentration de U 238 diminue seulement légèrement durant

l'irradiation, alors la section efficace d'absorption macroscopique est presque constante. (La section efficace d'absorption des neutrons thermiques σ_a^8 de 2,7 b cause un faible taux de combustion. La capture par résonance est limitée par l'auto-blindage.)

L'absorption des neutrons détruit le Pu 239, ce qui donne lieu soit à une fission du Pu 239 ou à une capture produisant du Pu 240. Nous pouvons ignorer l'enlèvement du Pu 239 par désintégration alpha parce que sa période est très longue (plus de 24 000 ans). Le taux de perte du Pu 239 est alors égal à :

$$R_a = (\sigma_a^9 \phi) N_9$$

Le changement net de la concentration de Pu 239 cm^3 par seconde est :

$$\frac{dN_9}{dt} = (\Sigma_a^8 \phi) - (\sigma_a^9 \phi) N_9$$

Cette équation est de la même forme que l'équation d'accumulation de l'iode, présentée à la section 5. Au départ, lorsqu'il n'y a pas de Pu 239, le taux de production est constant. Une fois que nous sommes en présence de Pu 239, le taux de production net diminue, en raison de la combustion du Pu 239.

L'équation d'accumulation du Pu 239 est : $N_9(t) = N_9(\text{éq}) [1 - e^{-(\sigma_a^9 \phi)t}]$

Après un certain temps, le Pu 239 s'accumulera jusqu'à une concentration d'équilibre.

$$0 = (\Sigma_a^8 \phi) - (\sigma_a^9 \phi) N_9(\text{éq})$$

Nous pouvons calculer cette valeur d'équilibre comme étant une fraction de la teneur en U 238 si nous remplaçons Σ_a^8 par $N_8 \sigma_a^8$, ce qui donne :

$$\frac{N_9(\text{éq})}{N_8} = \frac{\sigma_a^8}{\sigma_a^9}$$

Si l'on remplace $\sigma_a^8 = 2,7$ b et $\sigma_a^9 = 1\,013$ b, on obtient

$N_{9(\text{éq})}/N_8 = 0,27$ %, ce qui correspond assez bien aux données présentées dans le tableau 6.1. Cette concordance est meilleure que ce à quoi on pourrait s'attendre, car nous n'avons pas tenu compte de la production de Pu 239 par capture par résonance dans le U 238 et n'avons pas tenu compte non plus de la forte dépendance à la température de l'absorption des neutrons thermiques dans le Pu 239.

En pratique, à cause de la perte globale de réactivité imputable à la combustion, il est nécessaire de commencer à remplacer le combustible dans le coeur bien avant que le Pu 239 ait atteint l'équilibre.

Accumulation de Pu 240 et de Pu 241

Comme nous l'avons vu précédemment, certaines absorptions de neutrons dans le Pu 239 (environ 27 %) produisent du Pu 240, qui est non fissile et qui possède une grande section efficace d'absorption des neutrons thermiques (290 barns). Comme des quantités importantes de Pu 239 commencent à s'accumuler dans le combustible, le Pu 240 commence également à apparaître. En principe, le Pu 240 finit éventuellement par atteindre une valeur d'équilibre, mais les temps d'irradiation du combustible réels sont beaucoup trop courts pour que cela se produise. En fait, le Pu 240 est un poison qui augmente à un taux presque uniforme à mesure que le combustible s'épuise.

Le Pu 240 possède une caractéristique utile; la capture des neutrons dans le Pu 240 donne naissance à du Pu 241 fissile, qui possède des propriétés semblables à celles du Pu 239. Cela ne constitue qu'une compensation inadéquate pour la perte de réactivité globale parce que seule une petite quantité de Pu 241 est produite durant le temps d'irradiation du combustible.

Accumulation des produits de fission

Le taux d'accumulation des produits de fission dépend de l'importance de la section efficace d'absorption. À l'instar du Pu 239, nous pouvons démontrer que chaque produit de fission s'approche d'une concentration d'équilibre à un taux qui dépend de sa section efficace d'absorption.

Les produits de fission à section efficace élevée s'approchent d'une valeur d'équilibre assez rapidement. Ils sont connus sous le nom de produits de fission de saturation. Les deux produits de fission de saturation les plus importants sont le Xe 135 et le Sm 149. La conception du réacteur doit prévoir suffisamment de réactivité en excès pour permettre le fonctionnement en présence de produits de fission de saturation. Les absorbeurs plus faibles, les produits de fission de non-saturation s'accumulent graduellement sur de longues périodes. Leur capacité d'absorption de neutrons a une incidence importante sur la nécessité de remplacer le combustible fortement irradié alors qu'il contient encore des quantités importantes de matières fissiles.

Changements de réactivité en fonction de la combustion

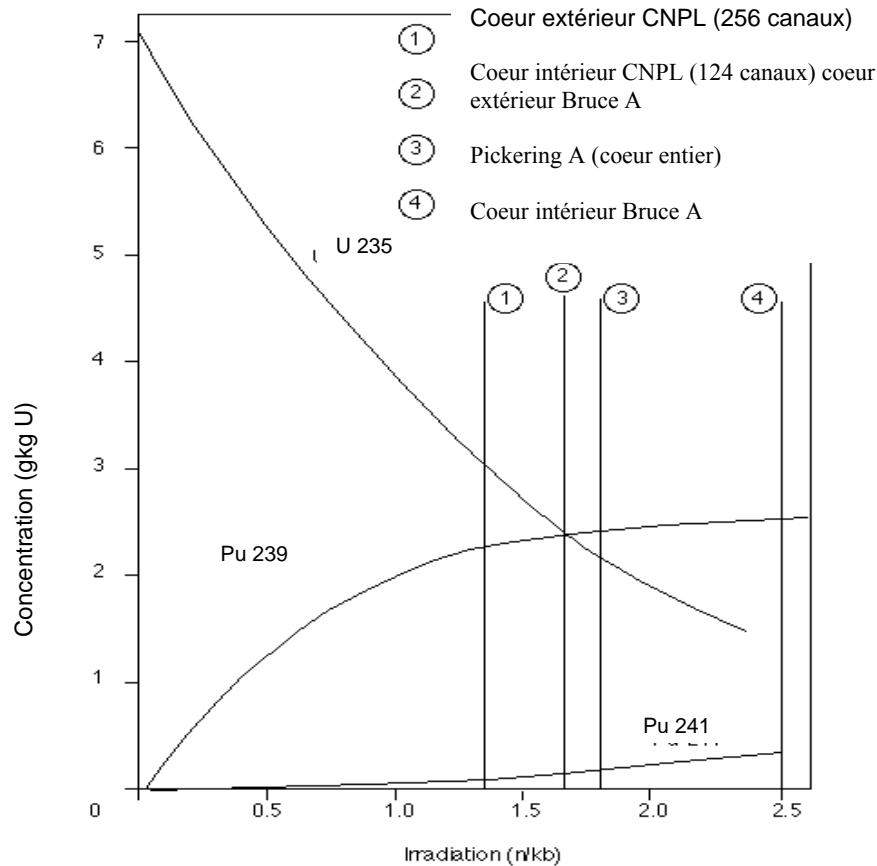
Le tableau 6.1 donne la liste des concentrations des isotopes fissiles U 235, Pu 239 et Pu 241 en fonction de la combustion. La figure 6.4 illustre ces concentrations en fonction de la combustion. La figure indique

l'irradiation de sortie approximative à Point Lepreau, Pickering A, et Bruce A. La combustion plus élevée dans le réacteur de Bruce A s'explique par le fait qu'il n'y a pas de barres de compensation dans le coeur.

Notes

Combustion		Concentrations (g/kgU)		
N/kb	MWh/kgU	U 235	Pu 239	Pu 241
0	0	7,20	0	0
0,2	19	6,37	0,60	0,002
0,4	39	5,62	1,10	0,009
0,6	59	4,90	1,48	0,025
0,8	79	4,30	1,77	0,049
1,0	100	3,76	1,98	0,078
1,2	120	3,32	2,14	0,107
1,4	140	2,90	2,25	0,145
1,6	159	2,56	2,33	0,177
1,8	179	2,26	2,39	0,211
2,0	198	1,98	2,43	0,245
2,2	216	1,74	2,46	0,278
2,4	235	1,54	2,48	0,309
2,6	253	1,35	2,49	0,338
2,8	271	1,18	2,50	0,366
3,0	289	1,03	2,50	0,393
* Les valeurs suivantes s'appliquent seulement au réacteur de Pickering, mais seront corrigées à plus ou moins 1 % pour les réacteurs à l'uranium naturel modéré à l'eau lourde (D ₂ eau).				

Tableau 6.1
Données relatives à la combustion *



Notes

Figure 6.4
Concentrations des isotopes fissiles en fonction de la combustion

La figure 6.5 illustre les composantes importantes du changement de réactivité des grappes de combustible (en fait, la réactivité de la cellule unité) en fonction de l'irradiation. Chaque grappe de combustible subit des changements de composition associés aux changements de concentration indiqués à la figure 6.4. Au départ, tel qu'indiqué par la courbe combinée (U 235 + Pu 239), la contribution de réactivité positive du Pu 239 surpasse la contribution négative due à la combustion de U 235, alors l'effet net est une augmentation de la réactivité. Au début, seulement 8 atomes de Pu 239 sont produits pour chaque tranche de 10 atomes de U 235 détruits, mais la section efficace de fission plus élevée du Pu 239 (742 b comparativement à 580 b pour le U 235) compense largement ce rapport inférieur à 1.

Par la suite, le taux d'accumulation du Pu 239 ralentit. La diminution de production nette de Pu 239 signifie que, même si sa concentration continue à augmenter, il ne peut plus compenser la combustion continue de U 235.

La création de Pu 240 produit une diminution uniforme de réactivité, indiquée dans la figure. L'accumulation du Pu 241 fissile compense partiellement cette perte de réactivité.

L'effet combiné est une diminution relativement uniforme de la réactivité. Les produits de fission absorbeurs de neutrons causent une réactivité négative qui s'accumule de manière continue à mesure que l'irradiation se poursuit. La partie initiale abrupte de la courbe des « produits de fission » à la figure 6.5 s'explique par la présence de ces produits et particulièrement par celle du Sm 149. À noter que l'effet du produit de fission xénon 135 à forte absorption *n'est pas* inclus dans la figure 6.5.

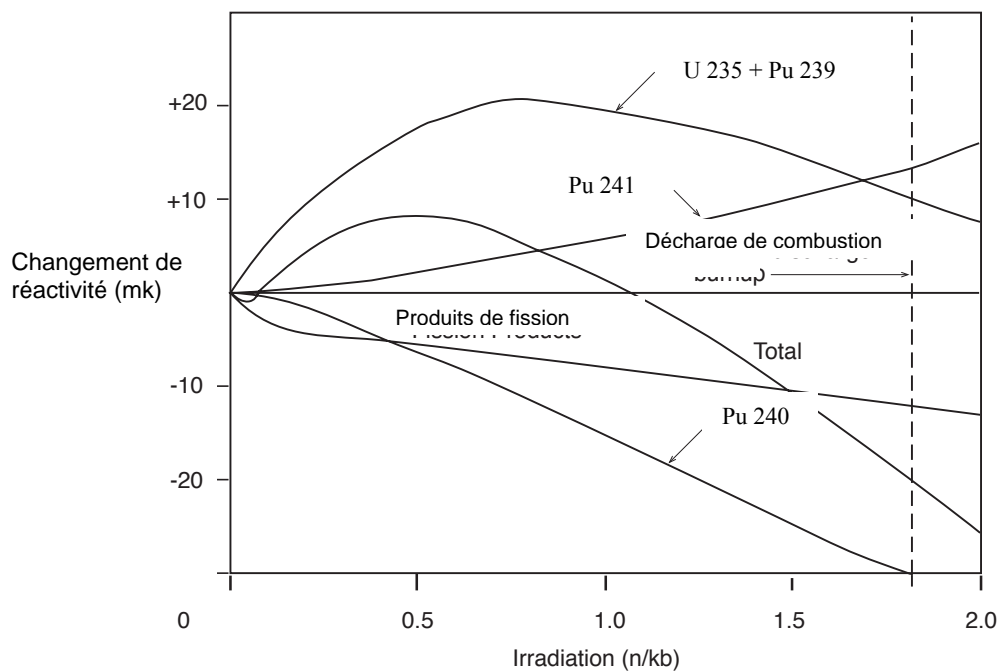


Figure 6.5
Composantes du changement de réactivité
en fonction de la combustion

L'effet net de toutes ces contributions est indiqué par la courbe « total » de la figure 6.5. Si l'on compare avec la figure 6.1, on observe qu'elle est essentiellement la même que la courbe de k_{∞} . Le facteur qui décrit les changements observés dans k_{∞} est le facteur de reproduction (η). Nous avons déjà vu, à la section 1.4 que :

$$\eta = \nu \frac{\Sigma_f(\text{combustible})}{\Sigma_a(\text{combustible})}$$

Le changement de « réactivité des grappes de combustible » (qui désigne la réactivité d'une cellule unité contenant ce genre de grappes), est déterminé par la manière dont les sections efficaces d'absorption et de fission dans le combustible changent à cause des changements de concentration des isotopes fissiles et des produits de fission.

La baisse initiale rapide de réactivité s'explique par l'accumulation du produit de fission de saturation Sm 149, qui s'accumule jusqu'à une valeur près de sa valeur d'équilibre au cours de la première semaine de fonctionnement ou à peu près. Le Sm 149, avec sa section efficace de neutrons thermiques élevée, augmente la section efficace d'absorption de manière importante sans avoir d'effet sur la section efficace de fission. Une fois qu'il a atteint l'équilibre, l'accumulation initiale de Pu 239 compense largement la combustion de U 235.

La réactivité augmente parce que le changement de concentration des matières fissiles affecte davantage le numérateur de η que le dénominateur. La contribution positive nette à la réactivité des grappes de combustible se poursuit jusqu'à ce que le taux de croissance du Pu 239 baisse à mesure qu'il s'approche de la valeur d'équilibre, et ne compense plus pour la combustion de U 235 continue. Le pic de la courbe de réactivité totale (à une irradiation près de 0,5 n/kb) est connu sous le nom de pic de plutonium.

L'accumulation uniforme de produits de fission de non-saturation et de Pu 240 dans le combustible rend la diminution de réactivité plus abrupte. L'accumulation de Pu 241 réduit le taux de perte de réactivité quelque peu, mais ne peut la renverser. L'accumulation uniforme de Pu 240/Pu 241 et de produits de fission de non-saturation se combine pour augmenter le dénominateur de η , avec seulement une faible augmentation du numérateur à cause du Pu 241.

Par conséquent, à un certain moment il devient nécessaire de commencer à enlever partiellement le combustible irradié, et de le remplacer par du combustible neuf bien avant que la teneur en matière fissile soit utilisée. La section 8 examine les aspects pratiques du choix des canaux pour le rechargement de combustible.

La courbe de réactivité totale croise l'axe (réactivité = 0) près de un n/kb. Le coeur alimenté à l'équilibre contient un mélange de grappes dont les valeurs de réactivité (k_{∞}) sont au-dessus et en dessous de cette irradiation. Dans le coeur alimenté à l'équilibre, la réactivité baisse uniformément avec l'irradiation. Le CANDU 600, par exemple, consomme environ 0,4 mk par jour (la valeur de réactivité du combustible diminue à ce taux). La pente de la courbe près de $k = 1$ à la figure 6.1 détermine le taux de perte de réactivité, qui détermine le taux de rechargement de combustible. Pour restaurer 0,4 mk de réactivité chaque jour en rechargeant le

combustible, il faut remplacer une certaine quantité de combustible dans chacun des deux ou trois canaux de combustible chaque jour.

La combustion moyenne du combustible déchargé du réacteur est supérieure à ce que l'on pourrait présumer d'après les graphiques, qui indiquent que $k = 1$ pour une irradiation de 1,1 n/kb. Les figures supposent un coeur de réacteur dont la combustion est uniforme, alors que le réacteur alimenté à l'équilibre contient un mélange de grappes de combustible dont le degré d'irradiation varie. Certaines de ces grappes (celles qui se trouvent près de la décharge) ont une irradiation de beaucoup supérieure à 1,1 n/kb, mais les grappes neuves, dont l'irradiation est inférieure à 1,1 n/kb, compensent pour le « déficit » de réactivité des grappes à forte combustion. L'efficacité de l'utilisation des matières fissiles dans le combustible est généralement obtenue en évaluant la combustion de décharge (parfois appelée combustion de sortie) dont la moyenne est d'environ 1,8 n/kb ou plus.

Si les machines de rechargement de combustible ne sont pas disponibles pour une raison ou une autre, le réacteur peut continuer à fonctionner pendant une durée limitée seulement. Par exemple, si les compartiments de zones liquides étaient tous pleins à 50 %, environ 2 mk de la réactivité en excès seraient disponibles. Cela permettrait au réacteur de fonctionner presque 5 jours en réduisant graduellement les niveaux des zones liquides.

Notes

FONCTIONNEMENT DU RÉACTEUR À FAIBLE PUISSANCE

7.0 INTRODUCTION

La présente section traite de la dynamique du réacteur, dont il a été question précédemment, pendant le fonctionnement à faible puissance. Nous allons débiter par quelques définitions de la puissance, puis décrire la réduction de puissance d'un réacteur CANDU alimenté à l'équilibre qui a fonctionné à pleine puissance en régime permanent. Nous allons décrire la réduction de puissance neutronique et sa dépendance aux neutrons instantanés, aux neutrons retardés et aux photoneutrons et comparer la réduction de la puissance neutronique à la diminution beaucoup plus lente de la puissance thermique causée par la chaleur de désintégration des produits de fission. Nous allons examiner l'état d'arrêt ainsi que les procédures visant à approcher l'état critique. Enfin, nous allons étudier un réacteur qui fonctionne à faible puissance à l'état (presque) critique et les effets de rétroaction qui surviennent lorsque la puissance augmente jusqu'à la dernière décade des valeurs de fonctionnement du réacteur.

7.1 PUISSANCE THERMIQUE, PUISSANCE NEUTRONIQUE ET PUISSANCE DE FISSION

La puissance dont il est le plus souvent question dans le présent cours est la puissance neutronique, qui est essentiellement le taux de fission multiplié par le dégagement d'énergie instantané par fission. On ne peut la mesurer directement, mais on surveille le flux, et le flux de neutrons moyen dans le coeur est proportionnel au taux de fission global.

La puissance thermique du réacteur (souvent appelée puissance thermique) est le taux de production d'énergie thermique du réacteur. La puissance thermique représente la chaleur de désintégration et la chaleur classique (chaleur des pompes et perte de chaleur dans l'environnement).

La puissance de fission est le nom donné à la chaleur générée par les processus nucléaires dans le combustible. Elle comprend les pertes de chaleur, telles que celles générées par le modérateur et le blindage. Elle ne comprend pas la chaleur classique. Le permis d'exploitation impose une limite supérieure à la puissance de fission, qui est renforcée par la régulation de la puissance thermique du réacteur.

La figure 7 illustre la relation entre ces différentes puissances pour un CANDU 600. Les nombres diffèrent d'un réacteur à l'autre, mais les valeurs des pourcentages sont sensiblement les mêmes.

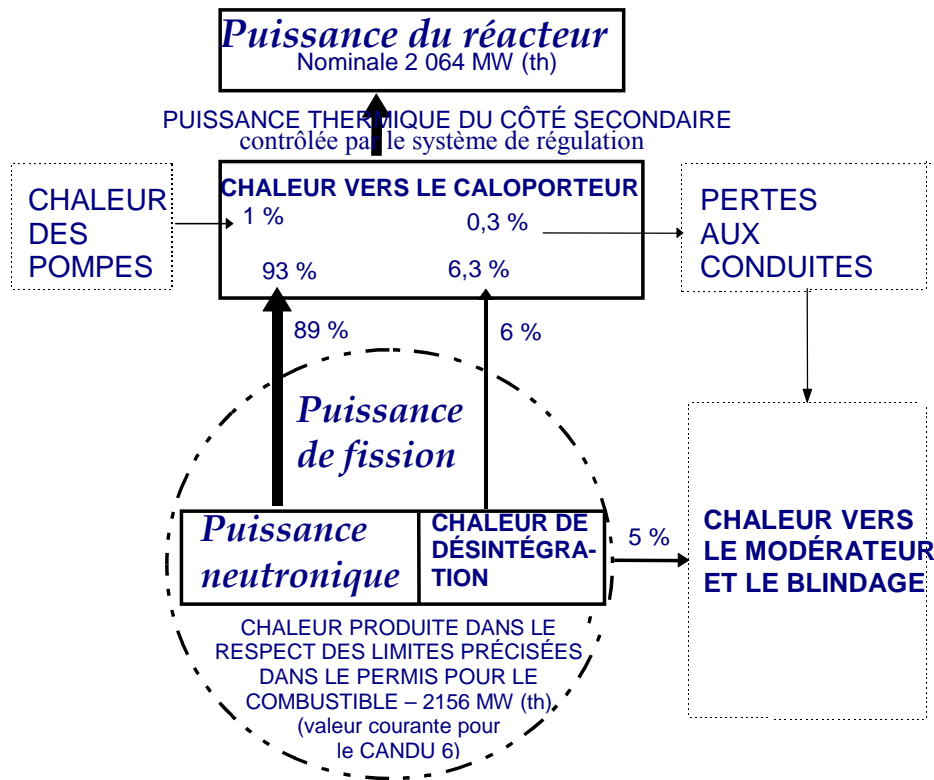


Figure 7.1
Bilan thermique approximatif pour un CANDU 600 illustrant la puissance de fission, la puissance thermique et la puissance neutronique

7.2 RÉDUCTION DE LA PUISSANCE DU RÉACTEUR

La réaction de fission est à l'origine de la puissance générée dans un réacteur nucléaire et le taux de fission est proportionnel au flux neutronique, alors on peut s'attendre à ce que la puissance de production d'énergie thermique soit proportionnelle à la puissance neutronique. Cependant, la relation entre le flux et la puissance thermique n'est pas linéaire. Par exemple, si la puissance neutronique passe de 100 % à 10 %, selon l'indication des instruments de mesure du flux, la puissance thermique ne baisse pas à 10 % de sa valeur à la pleine puissance. Même si la puissance neutronique a diminué d'un facteur de 10, les contributions de la chaleur de désintégration, de la chaleur des pompes et des pertes ambiantes à la puissance thermique ne changent pas, ou ne changent que très lentement. Ces trois sources de non-linéarité se comportent de la manière suivante :

La chaleur produite par la désintégration radioactive des produits de fission dans le coeur (chaleur de désintégration des produits de fission) change lentement suite à un changement de puissance. Après une durée de fonctionnement du réacteur suffisamment longue, 6 % à 7 % de la chaleur générée en régime permanent provient de l'inventaire des produits de fission. La chaleur provient de la désintégration bêta et de la désintégration gamma de ces produits et non pas directement du processus de fission lui-même. Ainsi, si le réacteur a fonctionné à une puissance de 100 % pendant une longue période et qu'il est mis à l'arrêt, même si le processus de fission s'arrête plus ou moins instantanément, la sortie thermique immédiatement après l'arrêt est toujours de 7 % de la valeur de la pleine puissance et diminuera lentement à mesure que les produits de fission se désintègrent.

La figure 7.2 illustre comment la puissance thermique du réacteur et la puissance neutronique diminuent après un arrêt. À noter qu'environ une minute après l'arrêt, la puissance neutronique ne contribue à la puissance totale générée dans le coeur que dans une faible proportion.

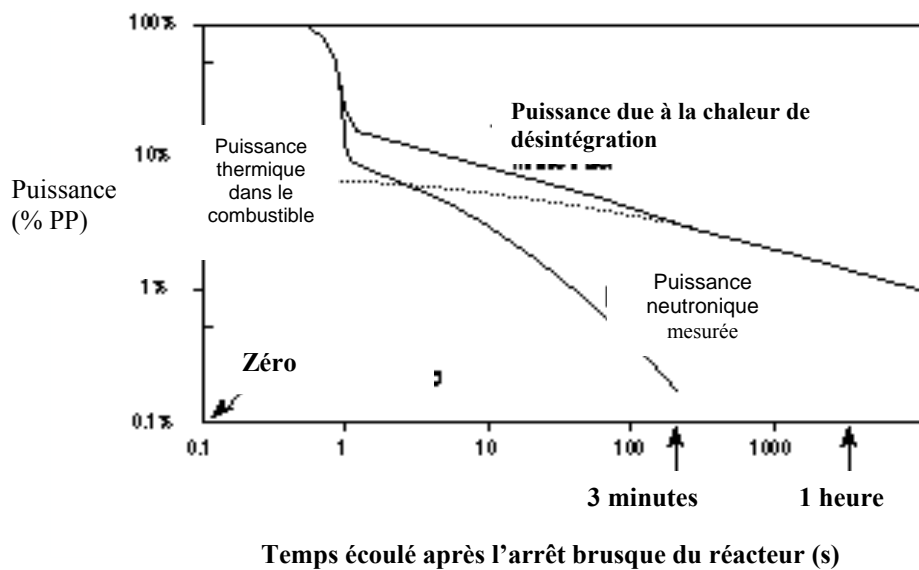


Figure 7.2
Diminution de la puissance neutronique et de la puissance thermique après une mise à l'arrêt

La même chose se produit dans une moindre mesure lorsqu'il y a un changement d'un niveau de puissance à un autre pendant le fonctionnement en régime permanent. Lorsque le réacteur passe de 50 % à 100 % de la pleine puissance, le rapport de la chaleur de désintégration à la puissance neutronique baisse de près de la moitié puis s'accumule lentement à mesure que l'inventaire des produits de fission s'ajuste à la nouvelle puissance.

Une autre source de non-linéarité est la chaleur générée par le frottement des fluides sur les parois. Environ les deux tiers de la chute de pression dans le circuit caloporteur se produit dans l'écoulement turbulent des canaux de refroidissement. Cela signifie qu'environ deux tiers de l'entrée de chaleur des pompes du circuit caloporteur se présente sous forme de chaleur dans les canaux de refroidissement [environ 13 MW(t) à Bruce A]. Cette entrée dépend exclusivement du débit du caloporteur, alors elle ne dépend pas du niveau de puissance du réacteur. Cette chaleur, connue sous le nom de chaleur des pompes, continue à être générée aussi longtemps que les pompes principales fonctionnent.

Une troisième source de non-linéarité est la chaleur perdue par les canaux de combustible principalement vers le modérateur (environ 4 MW(t) à Bruce A, par exemple). La quantité de chaleur perdue dépend de la différence de température entre le caloporteur et le modérateur, qui change très peu sur un grand intervalle de puissance du réacteur.

Nous allons maintenant examiner de manière plus approfondie la diminution de la puissance neutronique après une mise à l'arrêt. La section se termine avec une description quantitative de la réduction de puissance thermique qui est beaucoup plus lente.

Réduction de la puissance neutronique

Concrètement, supposons qu'un réacteur alimenté à l'équilibre est exploité à pleine puissance et qu'il subit un arrêt brusque qui insère une réactivité négative de -100 mk , ce qui rend $k = 0,90$. Les figures 7.3 et 7.4 illustrent la variation temporelle de la puissance neutronique suite à une mise à l'arrêt.

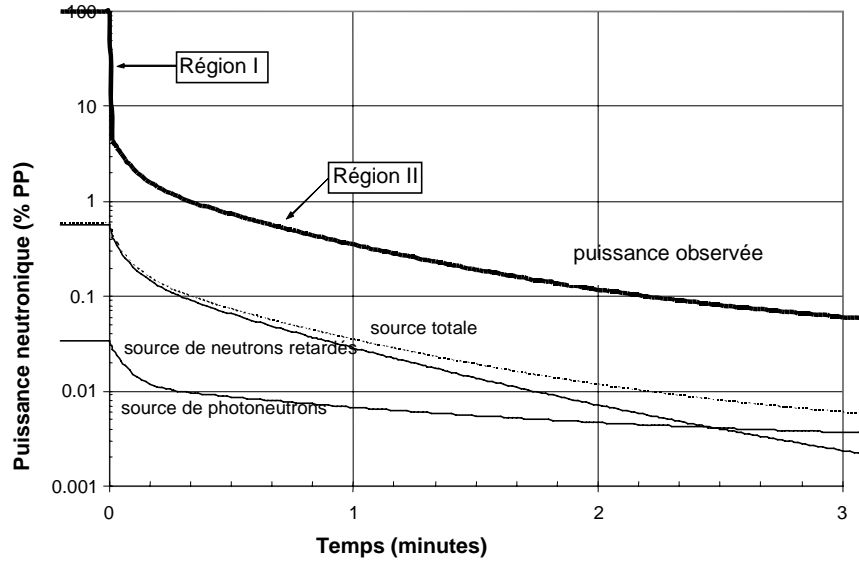


Figure 7.3
Puissance neutronique après un arrêt (3 premières minutes)

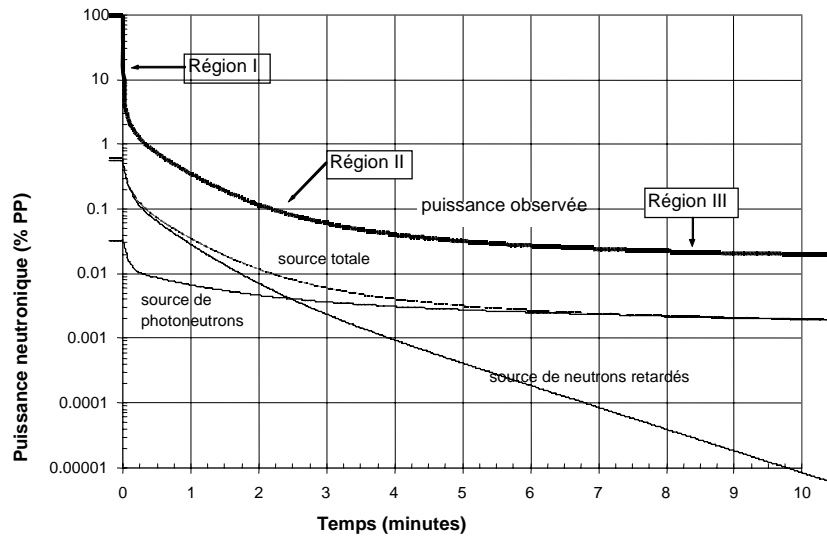


Figure 7.4
Puissance neutronique après un arrêt (10 minutes)

Il est pratique de diviser la courbe de la réduction de la puissance neutronique en trois régions et de les expliquer une à une dans les sous-sections suivantes.

Région I – Effondrement instantané

Pour $k = 0,90$, la population de neutrons instantanés initiale diminue d'un facteur de 0,90 à chaque génération. Par exemple, dans l'espace de 0,5 seconde on peut dénombrer 500 durées de vie de neutrons instantanés de 0,001 s chacune. La puissance neutronique baissera à $(0,90)^{500} \approx 10^{-23}$ de la pleine puissance, si aucun précurseur de neutrons retardés ne continue à produire des neutrons. Cela correspond à la chute initiale très rapide illustrée à la figure 7.3. L'effondrement de la population instantanée dans la région I est tellement rapide que, dans la pratique, elle s'effondre au taux auquel la réactivité négative est insérée dans le coeur.

Région II – Rétention des neutrons retardés

Comme nous l'avons vu à la section 3, la population de neutrons ne continue pas à baisser à ce taux rapide, mais se stabilise temporairement à un niveau déterminé par la multiplication sous-critique des neutrons retardés dans le réacteur. Il existe deux façons d'estimer le moment où la chute instantanée « prend fin ».

Dans la première méthode, nous utilisons simplement la formule du saut instantané de la section 2. La puissance, immédiatement après la chute, est :

$$P = \frac{\beta}{\beta - \Delta k} P_0$$

qui, pour une injection de -100 mk dans un coeur alimenté à l'équilibre ($\beta = 0,005$), donne :

$$P = \frac{0,005}{0,005 + 0,100} P_0 = 0,048 P_0$$

c'est-à-dire que l'insertion de -100 mk de réactivité fait baisser immédiatement la puissance neutronique à environ 5 % de sa valeur originale.

Par ailleurs, il convient de remarquer que lorsque le réacteur est critique au niveau de puissance stable, la population de neutrons thermiques provient des neutrons instantanés et des neutrons retardés, dans une proportion de 0,995 neutron instantané et de 0,005 neutron retardé. La fraction instantanée disparaît très rapidement lors de la mise à l'arrêt, avant que les précurseurs de neutrons retardés aient eu le temps de se désintégrer. La puissance baissera à $0,005 P_0$ (0,5 % de la pleine puissance) sans multiplication sous-critique. Cependant, les précurseurs de neutrons retardés qui se désintègrent dans le réacteur maintenant sous-

critique peuvent être considérés comme une source dont l'intensité de source initiale est $P_{\text{source}} = 0,005 P_0$.

À cause du facteur de multiplication sous-critique $1/(1-k) = 1/0,100 = 10$, le niveau de puissance réel immédiatement après la disparition de la population de neutrons instantanés est :

$$P = \frac{1}{1-k} P_{\text{source}} = 10 \times (0,005 P_0) = 0,05 P_0$$

ce qui concorde avec la valeur calculée d'après la formule du saut instantané. Chacune des méthodes est une approximation acceptable.

La « puissance de la source de neutrons retardés » (puissance qui serait produite par la source de neutrons retardés à elle seule, en l'absence de multiplication sous-critique) s'atténue, tel qu'indiqué à la figure 7.4. Initialement, la chute est rapide lorsque les précurseurs à plus courte période se désintègrent, puis elle ralentit jusqu'à ce que la diminution soit régie par le groupe de précurseurs à période plus longue. La puissance de la source de neutrons retardés est négligeable (comparativement à la source de photoneutrons) moins de dix minutes après l'arrêt.

Région III – Rétention des photoneutrons

Dans le réacteur critique, la source de photoneutrons est considérablement plus faible que la source de neutrons retardés. Cependant, les périodes des produits de fission dont les rayons gamma produisent des photoneutrons sont généralement plus longues que les périodes des produits de fission qui génèrent les neutrons retardés. Après un arrêt brusque, les photoneutrons deviennent la source de neutrons dominante dans le réacteur en moins de deux à trois minutes (voir figure 7.4).

Le tableau 7.1 montre neuf groupes de photoneutrons avec leur intensité initiale et leur période. Pour le combustible à l'équilibre, la fraction des photoneutrons est d'environ 0,033 %.

Groupe	Fraction de 0,033 %	t _½
9	0,646	2,5 s
8	0,203	41,0 s
7	0,070	2,4 min
6	0,033	7,7 min
5	0,021	27,0 min
4	0,023	1,65 h
3	0,003	4,4 h
2	0,001	53,0 h
1	0,0005	12,8 j

Tableau 7.1
Données relatives aux photoneutrons

La figure 7.5 illustre l'atténuation graduelle de l'intensité des photoneutrons après un arrêt. Dans l'espace d'une semaine environ, la seule source d'importance pour les photoneutrons est celle du groupe 1. Cette source de photoneutrons a une période de 12,8 jours et maintient les mesures de puissance du réacteur à l'échelle pendant plusieurs semaines après l'arrêt.

Par la suite (après un an ou plus), l'intensité de la source de photoneutrons diminue jusqu'à devenir comparable à l'intensité de la source de fission spontanée ($\approx 10^{-14}$ PP). L'intensité de la source de photoneutrons continue à diminuer, mais la source de fission spontanée demeure constante, alors la puissance cessera de diminuer à une valeur d'environ $(1 - k)^{-1} \times 10^{-14}$ PP.

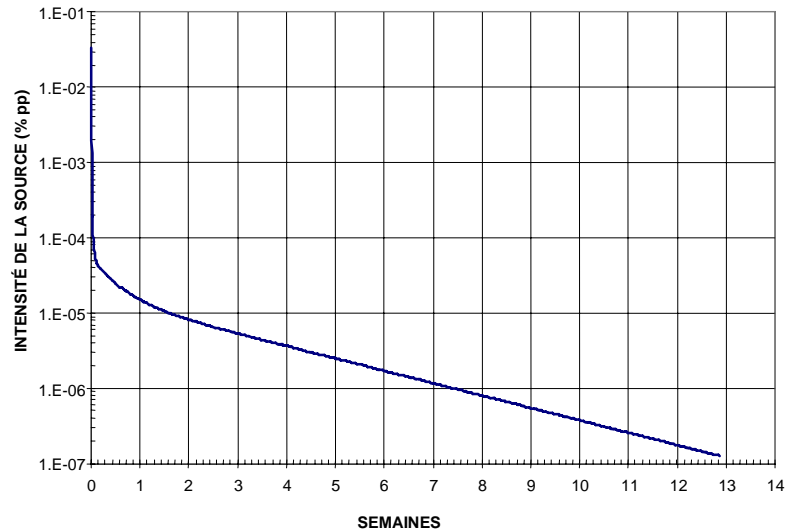


Figure 7.5
Intensité de la source de photoneutrons après un arrêt

Deux éléments doivent être expliqués concernant la diminution de la puissance neutronique :

D'abord, nous avons divisé la réduction de puissance en trois régions distinctes, et dans la pratique, la transition entre les régions II et III est arbitraire. Dans la région II, les neutrons retardés et les photoneutrons contribuent à la source, mais l'équilibre entre les deux se déplace de façon régulière vers les photoneutrons au fil du temps.

Ensuite, durant la réduction de puissance, la grande majorité des neutrons qui apparaissent dans le réacteur sont des neutrons de fission instantanée en provenance du combustible. Bien que la fission ne se produise pas dans le réacteur sous-critique en l'absence d'une source quelconque, ce n'est pas la source, mais l'assemblage lui-même qui produit la plupart des neutrons à cause de sa multiplication sous-critique. Dans le cas illustré, où $k = 0,90$, chaque rayon gamma qui génère un photoneutron donne naissance à 10 neutrons en moyenne $[1/(1-k) = 1/0,1]$ à cause de la multiplication sous-critique.

Réduction de la puissance thermique

Suite à un arrêt, la puissance thermique du réacteur diminue beaucoup plus lentement que la puissance neutronique, principalement à cause de la chaleur de désintégration associée aux produits de fission dans le combustible. La chaleur de désintégration produit presque 7 % de la puissance thermique en régime permanent. Bien que le taux de fission s'atténue rapidement, la chaleur de désintégration peut seulement

s'atténuer au taux de désintégration des produits de fission qui l'ont générée.

Les produits de fission ont des périodes qui vont d'une fraction de seconde à des milliers d'années. L'atténuation à plus long terme dans la puissance thermique est donc très lente.

Habituellement, la puissance thermique diminue à environ 3 % de la pleine puissance en environ 3 minutes (ce qui explique notamment pourquoi 3 % est la capacité choisie pour la pompe d'alimentation du circuit auxiliaire), jusqu'à environ la moitié de cette valeur (1,5 %) en une heure, et moins de 1 % sur une période de huit heures.

D'un point de vue pratique, nous devons noter un autre facteur qui ralentit le taux de désintégration de la *puissance thermique* générée dans le cœur. Les pompes de caloportage génèrent une chaleur au taux de presque 1 % de la pleine puissance. Cette source de chaleur persiste jusqu'à ce qu'il soit possible de mettre en marche les pompes du système de refroidissement à l'arrêt qui sont beaucoup plus petites.

7.3 ÉTAT D'ARRÊT

Durant l'exploitation, un réacteur est toujours critique ou fortement sous-critique à l'état d'arrêt garanti (EAG), ou en transition active entre ces états. La puissance en régime permanent observée dans un réacteur sous-critique est toujours donnée par la formule de multiplication sous-critique suivante :

$$P_{\text{obs}} = \left[\frac{1}{1-k} \right] \cdot P_{\text{source}}$$

Après la mise en EAG du réacteur, suite à un fonctionnement prolongé à haute puissance, le niveau de puissance observé change parce que k et P_{source} changent. Bien que la concentration de poison ne change pas pendant que le réacteur est en EAG, les changements de température et la désintégration des produits de fission ont tous deux une incidence sur la réactivité du cœur. La désintégration des précurseurs de photoneutrons change graduellement la source de neutrons.

Changements de réactivité

Un certain nombre de changements de réactivité inhérents au cœur du réacteur suivent l'arrêt après un fonctionnement à puissance élevée prolongé. L'effet du coefficient de puissance est le plus immédiat. Ensuite, après le transitoire du xénon et la désintégration de ce dernier, d'autres effets moins marqués apparaissent. Le tableau 7.2 donne la liste des effets ainsi que des valeurs courantes CANDU pour chacun d'eux et indique le

temps des changements de réactivité. La plage des valeurs dans le tableau vise à tenir compte des variations réelles dans les différents types de réacteurs et des incertitudes de certains paramètres.

L'effet net de ces changements est que lorsque le réacteur retourne à l'arrêt chaud pour un redémarrage, la réactivité du coeur est de +30 à +32 mk supérieure à ce qu'elle était avant la mise à l'arrêt. Le poison du modérateur maintient le réacteur à l'état fortement sous-critique. Au redémarrage, le poison en excès est éliminé et la concentration de poison à la criticité est exactement celle requise pour compenser l'augmentation de réactivité qui s'est produite durant l'arrêt.

Par exemple, si la réactivité du coeur augmente de 31 mk, la concentration de poison à l'état critique est équivalente à environ 1,1 ppm Gd ($1,1 \text{ ppm} \times 28 \text{ mk/ppm} = 31 \text{ mk}$). L'augmentation de réactivité doit tenir compte de tout chargement de combustible pendant l'arrêt, de tout changement dans la configuration des dispositifs de contrôle de la réactivité, ou de toute différence de température ainsi que les effets du tableau 7.2.

Les calculs hors ligne visant à prévoir ces changements de réactivité peuvent difficilement être plus précis que $\pm 0,3 \text{ mk}$ (1 % de 30 mk). Dans la pratique, les prévisions de la concentration de poison critique sont souvent approximées à $\pm 1 \text{ mk}$, ce qui équivaut à un niveau de zone de ± 15 ou $\pm 0,4 \text{ ppm Gd}$. En réalité, il est impossible de connaître la concentration exacte de poison à la criticité à l'avance. (Le problème de la précision des mesures de concentration du poison donne lieu à des incertitudes.)

Notes

	Effets de réactivité (mk)	Échelle de temps
Effets de la température		
Pleine puissance chaude à arrêt chaud	+3	secondes à minutes
Arrêt chaud à arrêt froid	-4 à -6	minutes à heures
Désintégration des produits de fission ou des précurseurs		
Désintégration du xénon	+28	80 heures et plus
Désintégration du Np 239	+9 à +12	2 semaines
Désintégration du Pm 149	-8 à -11	2 semaines
Désintégration des autres PF de saturation	-0,5 à -1	5 à 10 jours

Tableau 7.2
Changements de réactivité suite à un arrêt

Changements du niveau de puissance dans un réacteur à l'arrêt

Une fois que le réacteur est refroidi, qu'il a été mis à l'EAG, et que le xénon s'est désintégré (après 3 jours environ), il n'y a que peu de changements de réactivité dans le coeur à l'arrêt. La puissance observée a tendance à diminuer avec la baisse graduelle de l'intensité de la source.

À l'aide d'une bonne estimation de la réactivité du coeur, nous pouvons déterminer l'intensité de la source à partir de la puissance mesurée. Supposons, par exemple, que le réacteur est sous-critique de 400 mk ($k = 0,6$). Le facteur de multiplication sous-critique est 2,5 ($1/0,4 = 2,5$), alors le niveau de puissance observé est 2,5 multipliés par l'intensité de la source. La figure 7.5 montre la tendance de la source neutronique vers le bas durant les trois premiers mois suivant un arrêt. (Les estimations de l'intensité de la source au-delà de 3 mois ne sont pas fiables.)

7.4 APPROCHE DE L'ÉTAT CRITIQUE

Nous allons examiner deux approches différentes de l'état critique à partir de l'état d'arrêt garanti (EAG) :

- Démarrage avec les instruments de régulation du réacteur initialement hors échelle.
- Démarrage avec les instruments de régulation du réacteur à l'échelle.

Nous n'allons pas examiner le démarrage initial après un arrêt très long (environ 1 an ou plus) dans lequel les neutrons de fission spontanés sont les neutrons sources. Ce sont des événements « qui n'arrivent que très rarement » et pour lesquels une formation est donnée au besoin.

Les instruments de surveillance de la puissance du réacteur sont hors échelle (bas) quelque temps après la mise à l'arrêt. Cette période de temps, habituellement de quelques semaines, dépend du type de réacteur, de ces antécédents de fonctionnement et de l'importance de l'EAG.

Exemple :

Supposons que votre réacteur est sous-critique de 250 mk dans l'état d'arrêt garanti et que les instruments SRR deviennent hors échelle (bas) à un niveau de puissance observé de 4×10^{-6} PP. Le facteur de multiplication sous-critique est $1/0,25 = 4$, alors les instruments sont hors échelle lorsque la puissance de la source est de 10^{-6} PP. D'après la figure 7.5, cela se produit environ 7 semaines après l'arrêt.

Si l'on répète ces calculs pour un réacteur qui est sous-critique de 667 mk dans l'EAG, et dont les instruments SRR sont hors échelle à 9×10^{-6} PP, nous observons que les instruments deviennent hors échelle (bas) environ trois semaines après la mise à l'arrêt.

Tout redémarrage à partir de l'EAG nécessite un fonctionnement manuel du système de purification pour éliminer le poison du modérateur. Les instruments de surveillance diffèrent selon la durée de l'arrêt. Dans le cas des redémarrages dans les semaines qui suivent l'arrêt, les instruments SRR surveillent le démarrage; dans le cas des redémarrages après une panne prolongée, des instruments spéciaux de démarrage surveillent les étapes initiales du démarrage, puis transfèrent la surveillance aux instruments SRR après qu'ils soient revenus à l'échelle.

Avant d'examiner ces deux types de démarrage, nous allons étudier certains principes qui sont communs aux deux. D'abord, nous allons discuter de la notion de criticité. Nous allons ensuite examiner les changements de sensibilité du coeur entre l'état fortement sous-critique EAG et l'état presque critique.

Criticité

En présence d'une source de neutrons, il y a toujours un niveau de puissance sous-critique en régime permanent associé à chacune des valeurs de la constante de multiplication effective pour $k < 1$. Par exemple, si le réacteur est sous-critique de 1 mk, le facteur de multiplication effectif est égal à 1 000.

On peut dresser une courbe parallèle à la figure 7.5 qui est supérieure de trois décades à l'intensité de la source indiquée et constater que chaque fois que la puissance observée tombe en dessous de cette courbe, le réacteur est sous-critique de plus de 1 mk (en supposant que l'intensité de source prévue est exacte pour ce réacteur en particulier).

On dit que le réacteur est critique lorsque techniquement, il n'est pas tout à fait critique. Le critère est que le système de régulation a la capacité de rendre le réacteur légèrement sur-critique (d'imposer des manoeuvres de puissance au taux exigé) sans drainer excessivement les zones. Lorsque cette condition est respectée, on dit que le réacteur est sous le contrôle direct du système de régulation, ou qu'il est critique sur le plan opérationnel. Les procédures peuvent différer d'une centrale à une autre, mais la norme courante consiste à déclarer que le réacteur est « critique » (ou sous contrôle indirect du système de régulation) lorsqu'une diminution de 10 % dans les niveaux de zone (ou moins) permet d'obtenir un doublement de la puissance sous-critique.

Exemple :

À la section 3, nous avons dit que la puissance double lorsque la réactivité sous-critique est réduite de moitié. Si une baisse du niveau de zone de 10 % correspond à ajouter environ 0,6 mk, alors par cette mesure, le réacteur est considéré comme étant critique lorsque $\Delta k = -1,2$ mk ($k = 0,9988$). Après le doublement de puissance observé, il est sous-critique de 0,6 mk.

Accroissement de puissance dans le coeur sous-critique durant le démarrage

Nous pouvons estimer le changement de puissance qui survient lorsque la réactivité passe de l'état fortement sous-critique à l'état presque critique sans connaître l'intensité de la source. Par exemple, si l'on applique la formule de multiplication sous-critique aux états initiaux et finaux, le rapport de la puissance observée pour k presque égal à un et à l'EAG est :

$$\frac{P_{\text{obs}}(\text{« critique »})}{P_{\text{obs}}(\text{EAG})} = \frac{1 - k_{\text{EAG}}}{1 - k_{\text{« critique »}}}$$

Supposons que le réacteur est sous-critique d'environ 600 mk dans l'EAG. (Cela comprend la valeur en mk du poison ajouté suite à l'arrêt, et les changements sous-jacents dans la réactivité du coeur discutés à la section 7.3.) Supposons que le réacteur est considéré critique lorsque $\Delta k = -0,6$ mk. Alors :

$$\frac{P_{\text{obs}}(\text{« critique »})}{P_{\text{obs}}(\text{EAG})} = \frac{0,600}{0,0006} = 1\,000$$

Pour ce réacteur, la puissance augmentera de trois ordres de grandeur durant le démarrage.

À noter que le niveau de puissance auquel le réacteur devient « critique » va probablement différer d'un démarrage à l'autre. Il dépend du niveau de puissance observé avant le démarrage, qui dépend de l'intensité de la source. D'après la figure 7.5, nous pouvons observer qu'après une courte période d'arrêt (moins de une semaine) le réacteur atteint la criticité au-dessus de 10^{-4} PP. Après une longue mise à l'arrêt de, disons douze ou treize semaines, la puissance à l'état critique sera légèrement supérieure à 10^{-6} PP.

La réponse d'un coeur sous-critique dépend du fait que le réacteur est près ou non de l'état critique et non du niveau de puissance. Une addition de réactivité a des effets beaucoup plus grands si le réacteur est proche de l'état critique que s'il est à l'état fortement sous-critique (voir section 3). Le rapport de la puissance observée (taux de comptage pour les instruments au démarrage) avant et après l'addition est :

$$\frac{P_{obs}(\text{finale})}{P_{obs}(\text{initiale})} = \frac{1 - k_i}{1 - k_f}$$

Supposons que le réacteur est sous-critique de 500 mk ($1 - k_i = 0,5$) et que nous ajoutons +100 mk de réactivité, alors ($1 - k_f = 0,4$). La puissance augmenterait de 25 % ($0,5/0,4 = 1,25$). Par contre, si l'on ajoute seulement +1 mk au réacteur qui est sous-critique de 2 mk, la puissance est doublée. [Dans ce cas, ($1 - k_i = 0,002$ mk et ($1 - k_f = 0,001$ mk.)]

Il est clair que la sensibilité du coeur face aux insertions de réactivité change considérablement lorsque le réacteur s'approche de l'état critique. La réponse dynamique est également très différente.

Une augmentation de la réactivité par palier lorsque le réacteur est fortement sous-critique produit un changement immédiat de la puissance sous-critique. Le changement de puissance observé maintient les changements de réactivité durant l'enlèvement continu du poison. Lorsque l'enlèvement du poison est terminé, l'accroissement de puissance s'arrête. Par contre, lorsque le réacteur est presque critique, cela prend plusieurs minutes pour que la puissance atteigne le nouveau niveau de puissance à l'équilibre suite à chaque enlèvement de réactivité par palier. Durant l'enlèvement continu du poison, l'accroissement de puissance accuse un retard par rapport au changement de réactivité. Même si l'enlèvement de poison s'arrête, la puissance continue d'augmenter pendant un certain temps. Le tableau 7.3 indique le temps de stabilisation pour différentes réactivités du coeur.

Réactivité du coeur (mk)	Temps de stabilisation ³ (3 × τ)
-100	35 s
-10	50 s
-4	1 ¼ min
-2	2 min
-1	3 ½ min
-0,5	6 min
-0,25	12 min
-0,1	30 min

Tableau 7.3
Stabilisation suite à une insertion de réactivité par palier
(coeur sous-critique)

Approche initiale de l'état critique après une panne prolongée

Durant les longs arrêts, lorsque la puissance diminue à un faible niveau, les lectures normales des instruments ne sont pas fiables parce que les rayons gamma les modifient. Les instruments installés sont considérés comme étant « hors échelle » quelque part entre 10^{-6} et 10^{-7} de la pleine puissance. Les lectures en deçà de ce niveau ne sont pas proportionnelles au flux. Des « instruments de démarrage » additionnels (compteur BF₃ — compteur He 3 dans certaines centrales) sont installés avant que cela ne se produise, et les étapes initiales dans l'approche ultérieure de l'état critique utiliseront ces compteurs.

L'approche initiale de l'état critique suite à un enlèvement de l'EAG utilise le système de purification pour accroître la réactivité, et les instruments de démarrage pour surveiller le taux de comptage. Comme il n'y a aucune régulation automatique, le personnel doit lui-même faire fonctionner le système automatique. Cela signifie qu'on doit observer le niveau de puissance, s'assurer que les changements de puissance demeurent dans la plage prévue et que l'on ajuste le débit de purification adéquatement. La surveillance comprend habituellement la représentation graphique de 1/CR en fonction de la réactivité (ou en fonction de la concentration de poison), tel que décrit vers la fin de la section 3.

Certaines centrales utilisent un apport de poison continu et représentent graphiquement 1/CR en fonction du temps. Les colonnes échangeuses

³ Basé sur la constante de désintégration pour le deuxième groupe de neutrons retardés ayant la plus longue période.

d'ions disposent d'une demi-durée pour l'enlèvement du gadolinium. Cela signifie qu'elles doivent enlever la moitié du poison dans le modérateur en un certain nombre d'heures, la moitié encore pendant le même nombre d'heures, etc. En d'autres mots, l'enlèvement du poison ralentit à mesure que la concentration de poison diminue, alors le graphique de $1/CR$ en fonction du temps n'est pas linéaire.

Pour un graphique linéaire ou non linéaire, il est important de connaître la tendance prévue et de surveiller de manière courante afin de vérifier si la tendance réelle correspond à la tendance prévue. À un certain moment de ce processus, les instruments normaux reviennent à l'échelle. L'opérateur utilise alors les chambres d'ionisation SRR, le système de contrôle de zones liquides et le système de purification pour rendre le réacteur critique.

Approche de l'état critique à l'aide du SRR

Avec les chambres d'ionisation du SRR normal, le système de régulation répond, mais le réacteur n'est pas suffisamment proche de l'état critique pour dire que le système de régulation est en contrôle. L'effet recherché lors de la purification des valves consiste à élever les niveaux de zone pendant que le système de régulation maintient la puissance, tout en laissant la réactivité nette du coeur inchangée. Lorsque les vannes sont purgées, la réactivité augmente lorsqu'une demande d'accroissement de la puissance diminue les niveaux de zone. Les procédures diffèrent d'une centrale à une autre, mais habituellement ces deux processus alternent. Cela permet d'éviter la complication d'avoir plusieurs opérations simultanées qui changent la réactivité du coeur.

L'exemple suivant illustre les principes communs à toutes les procédures. D'abord, nous décrivons le démarrage; puis nous expliquons comment il marche et qu'est-ce qu'il permet d'obtenir. Nous allons débiter notre description du processus lorsque le réacteur est considérablement sous-critique. L'enlèvement du poison est arrêté. Le système de régulation fonctionne et l'opérateur entre directement les demandes de puissance dans le SRR (SRR est le mode d'attaque du réacteur).

L'opérateur note le niveau de puissance et demande un doublement de la puissance (qui est 0,3 décade plus élevé). Le SRR réduit les niveaux de zone afin d'accroître la réactivité. L'opérateur surveille et, lorsque les zones s'abaissent à un niveau d'environ 20 %, il fait cesser le drainage en demandant au système de régulation de maintenir la puissance (au niveau actuel).

Maintenant, l'enlèvement du poison recommence *avec* un maintien de la puissance par le SRR. À mesure que la concentration de poison diminue, le SRR augmente les niveaux de zone pour compenser, ce qui maintient

constante la réactivité du coeur. L'opérateur surveille et fait cesser l'enlèvement du poison lorsque les zones sont élevées.

Ces deux étapes, soit la réponse du SRR à une demande de doublement de la puissance actuelle avec arrêt de la purification, suivie d'un enlèvement du poison alors que le SRR maintient la puissance, sont répétées jusqu'à ce que le SRR atteigne un doublement de la puissance lorsque l'opérateur le demande. Le processus est alors répété deux ou trois fois, de manière à obtenir en tout trois (ou quatre) doublements de la puissance.

Pourquoi l'opérateur demande de doubler la puissance? Pourquoi l'opérateur cherche-t-il à obtenir *trois* doublements de la puissance? Est-ce que le réacteur est critique?

Examinons le processus de démarrage de manière plus approfondie, en débutant avec l'itération juste avant le premier doublement de la puissance. À titre d'exemple, nous allons supposer que la valeur de réactivité du système de contrôle de zone se situe dans la plage de fonctionnement habituelle (entre 20 % et 80 % de la pleine puissance) et est d'environ 4 mk. (Cela correspond à 6,67 mk de 0 % à 100 % de la pleine puissance.)

Supposons que l'opérateur amène les niveaux de zone un peu au-dessus de 65 % en enlevant le poison alors que le SRR maintient la puissance, puis qu'il fait cesser l'enlèvement de poison. Suite à une demande de doublement de la puissance observée, le SRR abaisse les zones afin d'éliminer l'erreur de puissance. La puissance augmente, mais à mesure que les zones s'approchent de 20 %, il devient clair que la puissance ne doublera pas, alors l'opérateur met fin au processus.

Qu'en est-il jusqu'à présent?

D'abord, en passant de 65 % à 20 %, les zones insèrent environ 3 mk ($0,45 \times 6,67 \text{ mk} = 3 \text{ mk}$). La puissance n'a pas doublé, alors le réacteur a été initialement sous-critique d'environ 6 mk.

Maintenant, l'opérateur enlève le poison et ramène les zones à 60 %. Il n'y a aucun changement de réactivité. Supposons que cette fois-ci, lorsqu'une demande de doublement est faite, la puissance double lorsque les zones descendent à près de 20 %. Les zones ont ajouté presque 40 % de leur valeur totale, soit environ $+2\frac{1}{2}$ mk. Comme la puissance a doublé, nous pouvons conclure que le réacteur a été sous-critique d'environ 5 mk et qu'il est maintenant sous-critique d'environ $2\frac{1}{2}$ mk.

Maintenant, l'opérateur amène le poison tout en demandant au SRR de maintenir la puissance et amène les zones à environ 55 %, fait cesser

l'enlèvement de poison et demande un deuxième doublement de la puissance.

Nous savons qu'un doublement de la puissance se situe dans la plage des zones, si l'estimation de $2\frac{1}{2}$ mk sous-critique est exacte, le prochain doublement se produira avec une insertion de +1,25 mk. On doit s'attendre à ce que les zones descendent d'environ 55 % à près de 35 % (20 % de 6,67 mk = 1,3 mk).

Encore une fois, l'opérateur maintient la puissance, enlève le poison jusqu'à ce que les zones atteignent presque 50 % et demande un troisième doublement de la puissance. Cette fois-ci, les zones baissent d'un peu plus de 9 % et ajoutent un peu plus de 0,6 mk tout en doublant la puissance encore une fois. Le niveau moyen des zones est à peine supérieur à 40 % et le réacteur est sous-critique d'environ 0,6 mk.

Voici certaines caractéristiques de cette procédure :

- Trois doublements permettent à l'opérateur d'ajuster le niveau final des zones, mais ce n'est pas la principale raison des trois doublements.
- Trois doublements des niveaux de zone amènent toujours le réacteur près de l'état critique.

Dans notre exemple, le réacteur est juste assez près de l'état critique pour satisfaire l'exigence d'un contrôle direct du système de régulation. Si le premier doublement dans cet exemple s'était produit avec une baisse du niveau de zone de, disons, 44 % (par exemple de 65 % à 21 %), le deuxième doublement aurait nécessité une baisse de 22 %, et le troisième une baisse de 11 %. Cela ne satisferait pas notre critère voulant que le SRR est en contrôle (bien qu'un quatrième doublement conviendrait certainement).

L'une des caractéristiques intéressantes de cette procédure est que le réacteur ne peut pas atteindre l'état critique! Il s'agit d'une procédure permettant d'approcher de l'état critique, prudemment, tout en s'assurant que le réacteur demeure nécessairement sous-critique. Tant que le réacteur est sous-critique et que l'opérateur demande un doublement de la puissance, le SRR ajoute seulement la moitié de la réactivité requise pour atteindre l'état critique.

La clé de cette démarche prudente est que lorsque le réacteur est presque critique, la puissance est accrue en ajustant le niveau de puissance, et non en manipulant directement les dispositifs de réglage de la réactivité. L'opérateur ne peut pas initialement savoir exactement dans quelle mesure le réacteur est sous-critique. L'insertion de réactivité positive dans un réacteur sous-critique en enlevant une quantité prédéterminée de poison,

ou en procédant à la purification pendant une durée calculée, mènerait le réacteur à l'état critique avant le moment prévu. Pour cette raison, le SRR doit agir automatiquement et prendre le relais. Si le SRR connaît une défaillance, seuls les systèmes d'arrêt de secours permettront d'éviter une excursion de puissance.

Par ailleurs, si l'on surveille la puissance du réacteur et que l'on cherche à obtenir un doublement de puissance, le réacteur n'atteindra pas l'état critique. L'augmentation peut être obtenue dans un réacteur sous-critique en ajustant k de manière à s'approcher de $k = 1$.

Redémarrage lorsque le réacteur n'est pas dans l'EAG

Le réacteur n'est pas dans l'état d'arrêt garanti avant le redémarrage dans deux cas. Le premier cas est celui d'un dépassement de l'empoisonnement (redémarrage environ 30 minutes ou à peu près après l'arrêt) et le deuxième est celui de la récupération immédiate après un empoisonnement (environ 35 à 40 heures après un arrêt).

Dans chacun des cas, le redémarrage utilise le système de régulation, mais le changement rapide de la concentration de xénon complique la situation (voir section 5.3.4).

Dépassement de l'empoisonnement

La récupération immédiate après un arrêt brusque est possible, seulement après un déclenchement du SAU#1. Le redémarrage est permis seulement après la remise en place du système d'arrêt de secours et pour le SAU#2, cela peut prendre presque le temps d'empoisonnement.

Si l'on suppose que le redémarrage est une option suite à un déclenchement du SAU#1, les barres d'arrêt doivent d'abord être retirées avant la remise en place du SAU#1. Le réacteur demeure sous-critique à cause de l'accumulation du xénon et à cause que les zones se remplissent et que les absorbeurs de contrôle sont abaissés dans le coeur lors d'un arrêt. Les absorbeurs de contrôle doivent également être retirés (en groupe), suite à un enlèvement des barres de compensation, un groupe à la fois, jusqu'à ce qu'il y ait suffisamment de réactivité pour surmonter l'accumulation de xénon. Supposons que la criticité est atteinte (par une diminution des niveaux de zone) suite à un enlèvement du dernier groupe de barres de compensation. Une demande d'accroissement de la puissance débutera le processus de combustion du xénon. Les niveaux de zone augmentent encore à mesure que la charge de xénon diminue, et le système de régulation demandera un entraînement des barres de compensation (un groupe) chaque fois que le niveau de zone atteint 80 %.

Récupération après un empoisonnement

Au redémarrage après un empoisonnement, la désintégration du xénon, qui n'est pas sous le contrôle de l'opérateur, détermine le taux d'addition de réactivité. Le personnel d'exploitation doit être prêt à la criticité, et une surveillance minutieuse est requise, car les prévisions du temps d'empoisonnement pourraient ne pas être exactes.

Durant une panne d'empoisonnement, lorsque le xénon se désintègre dans le réacteur, les signaux de la chambre d'ionisation augmentent jusqu'à ce que la puissance du réacteur atteigne un seuil. À ce moment, le SRR répond aux mesures de la puissance du réacteur. Comme la désintégration du xénon se poursuit, les zones liquides commencent à se remplir afin de maintenir l'équilibre de réactivité. Une fois que les zones liquides ont atteint leur limite de contrôle et que la désintégration du xénon se poursuit, la puissance du réacteur pourrait augmenter en l'absence de mesure de contrôle. L'addition de poison ou l'entraînement des barres de compensation (si les barres sont hors du coeur) sont requis pour maintenir les zones liquides dans la plage de contrôle.

Une fois que le réacteur est ramené en régime de puissance, la combustion du xénon est rapide et la simulation du xénon par le poison du réacteur est requise (voir section 5). Ce phénomène se produit directement suite à un redémarrage après un déclenchement du SAU#2, car le coeur est fortement empoisonné. L'enlèvement du poison commence après la remise en place du SAU#2, mais il y aura du poison en excès dans le coeur à la criticité. La combustion du poison correspond à peu près à l'accumulation de xénon, alors on peut faire cesser la purification lorsque la puissance est augmentée.

Une complication intéressante est un déclenchement du SAU#1 immédiatement après la récupération suite à un empoisonnement. Dans ce cas, il n'y a pas d'accumulation de xénon et il faut prendre des mesures de précaution pour s'assurer que le réacteur n'atteint pas l'état critique au moment du retrait des barres.

7.5 FONCTIONNEMENT À FAIBLE PUISSANCE SUITE À UN DÉMARRAGE

Habituellement, suite à l'atteinte de l'état critique, on observe une rampe de puissance dans la plage de puissance élevée afin de permettre la production d'énergie électrique. Cependant, parfois, l'exploitation prolongée à faible puissance critique peut être nécessaire. Nous allons discuter des caractéristiques de cet état de fonctionnement avant de parler de l'exploitation à puissance élevée.

Comme nous l'avons vu plus tôt, le réacteur critique à faible puissance constante est nécessairement légèrement sous-critique à cause de la source de photoneutrons. La procédure de démarrage aura permis de vérifier que le réacteur se situe à près de 10 % du niveau de zone critique, prêt à être rendu surcritique et à subir des rampes de puissance jusqu'à la puissance élevée au besoin. L'opérateur surveille le niveau de puissance, que le système de régulation devrait maintenir constant, ainsi que le niveau de zone qui devrait évoluer très lentement avec les changements d'intensité de la source de photoneutrons.

L'explication des mouvements graduels des zones nécessite un examen plus approfondi de la source de photoneutrons.

Au retour en régime de puissance, les photoneutrons s'accumulent jusqu'à la valeur d'équilibre, ceux à plus courte période s'accumulant d'abord, et les autres par la suite. Après le redémarrage, les produits de fission qui produisent des rayons gamma énergétiques générant des photoneutrons sont un mélange d'isotopes, dont certains s'accumulent à partir des fissions, alors que d'autres étaient déjà présents lors de l'exploitation à haute puissance précédente.

Par exemple, supposons que le réacteur est devenu critique à 10^{-5} de la pleine puissance, et qu'il y a eu des rampes de puissance jusqu'à 10^{-3} ; la puissance a ensuite été maintenue après une longue panne. La source qui subsiste de l'exploitation précédente à haute puissance est petite, et s'est désintégrée durant la panne. Les produits de fission à plus courte période émettant des rayons gamma énergétiques qui produisent des photoneutrons s'accumulent, mais pas jusqu'à 100 % de la pleine puissance; ils atteignent plutôt un niveau à peu près égal à ce qui reste de la source de l'exploitation précédente. À mesure que l'intensité de la source augmente, le système de régulation devra réduire k pour maintenir la puissance constante. Le réacteur pourrait devenir sous-critique.

Par contre, les groupes de photoneutrons à courte période ne s'accumulent pas autant si la puissance du réacteur demeure à 10^{-5} de la pleine puissance. La source sera principalement constituée de ce qui restait de l'exploitation à haute puissance antérieure. Comme cette source diminue graduellement (avec une période de 12,8 jours), le système de régulation diminuera graduellement les niveaux de zone pour maintenir le réacteur en régime de puissance. Si la puissance observée est maintenue constante et si la source diminue, la formule de multiplication sous-critique indique que k s'approche plus près de $k = 1$.

S'il y a des rampes de puissance, disons jusqu'à 10^{-3} de la pleine puissance et que la puissance est maintenue à ce niveau pendant quelques heures, les groupes de photoneutrons à courte période s'accumuleront jusqu'à un niveau comparable à la source qui subsiste. Maintenant, au retour à 10^{-5} de

la pleine puissance, la source est beaucoup plus grande et la formule de multiplication sous-critique indique que le système de régulation doit diminuer k en deçà de sa valeur précédente afin de maintenir la puissance.

Il est fort possible qu'un réacteur qui a été rendu critique devienne sous-critique à son retour à la puissance initiale après des manoeuvres de puissance (durant lesquelles il a été clairement surcritique). Le système de contrôle des zones liquides pourrait ne pas apporter suffisamment de réactivité pour accroître la puissance.

Essai de criticité

L'exploitation n'est pas permise lorsque le réacteur est fortement sous-critique, sauf dans les cas de transition vers l'état d'arrêt garanti ou en provenance de celui-ci. Il s'agit d'éviter les longues périodes d'exploitation durant lesquelles le système de régulation risque de ne pas être en mesure de contrôler efficacement la puissance du réacteur. (Les longues périodes de temps dans l'EAG ne constituent pas un problème car il n'y a pas de défaillance de l'équipement ou de combinaison de défaillance qui risquerait de rendre le coeur critique.) Le démarrage, transition entre l'EAG et l'état critique, nécessite toute l'attention du personnel de la salle de commandes qui doit suivre les procédures approuvées.

Pour éviter les situations dans lesquelles le réacteur devient sous-critique, il existe un essai visant à déterminer si le réacteur à faible puissance est suffisamment près de la condition $k = 1$ pour être considéré « critique » (c'est-à-dire que le système de régulation peut contrôler la puissance). L'essai répète les étapes finales qui amènent le réacteur à l'état critique. L'opérateur demande un doublement de la puissance et si cela se produit, avec un changement du niveau de zone liquide très faible (par exemple, diminution de moins de 10 % ou Δk d'environ 0,6 mk), le réacteur demeure critique. Il peut être nécessaire de vérifier cela à intervalles réguliers si le réacteur est exploité à un très faible niveau de puissance pendant une longue période.

Accroissement de puissance

La section 2 décrit et explique les accroissements de puissance suite à de petites additions de réactivité à faible puissance lorsqu'il n'y a aucun effet de rétroaction. La puissance augmente initialement rapidement pendant moins de $\frac{1}{2}$ seconde (saut instantané), mais seulement de 1 % environ pour une petite insertion de réactivité par palier. Ensuite, il y a une augmentation stable à un taux-log de puissance, qui est un accroissement de puissance fractionnaire constant (pourcentage de la puissance actuelle par seconde = $1/\tau$).

Pour accroître la puissance, l'opérateur demande un accroissement de puissance en indiquant dans l'ordinateur de commandes un seuil de puissance préétabli et choisit un taux d'accroissement approprié. Les formules de la section 2 modélisent la réponse du coeur assez bien. Une insertion de réactivité de 0,2 mk environ, obtenue grâce à une chute du niveau de zone de 3 à 5 %, produit un accroissement stable à un taux près de 0,5 % PP/s ($\tau \approx 200$ s). Ce taux, plus rapide que les manoeuvres dans la plage de puissance élevée, fera passer la puissance de 10^{-4} de la pleine puissance à une valeur entre 1 % et 10 % PP, en à peu près 10 minutes.

À mesure que la puissance s'accroît dans la plage de 1 % à 10 %, le xénon commence à s'accumuler et le chauffage du combustible commence à être important. L'accumulation du xénon est lente; ses effets sont importants quelques heures plus tard. Avant que la puissance atteigne 10 % de la pleine puissance, les augmentations de température du combustible et du caloporteur auront fait baisser de quelques dizaines de mk la réactivité. Sans la réponse active du système de régulation, l'accroissement de puissance s'arrêterait.

Pour poursuivre les rampes de puissance, le système de régulation devra continuer à diminuer les niveaux de zone pour compenser les effets de la température. Pour maintenir un taux près du taux original de 0,5 % PP/s, la réactivité nette (différence entre la réactivité insérée par les zones liquides et la réactivité enlevée par l'augmentation de température) doit demeurer constante à 0,2 mk environ.

Dans la plage de puissance allant de moins de 10 % PP à 100 % PP, des changements actifs des dispositifs de contrôle de la réactivité sont requis pour changer la puissance, ou pour maintenir la puissance après un changement (comme les changements dans la concentration du xénon). Ces insertions de réactivité visent à compenser les effets de rétroaction de la réactivité. Le système de régulation n'a jamais besoin de plus d'environ 0,1 mk d'insertion de réactivité nette pour accroître la puissance à un taux acceptable dans la zone de puissance élevée.

Le coefficient de puissance résulte principalement du coefficient de température du combustible. Son effet est approximativement linéaire, d'environ $-0,3$ mk pour chaque accroissement de puissance de 10 % de la pleine puissance.

La charge de xénon à l'équilibre s'accumule lentement jusqu'à une concentration d'équilibre faible entre quelques pour cents de la pleine puissance, et augmente fortement dans la plage de 10 % à 60 % de la pleine puissance. Au-delà de cet intervalle, le xénon à l'équilibre est toujours d'environ 1 mk de sa valeur d'équilibre à la pleine puissance (voir section 5).

FONCTIONNEMENT DU RÉACTEUR À PUISSANCE ÉLEVÉE

Notes

8. INTRODUCTION

Pour le fonctionnement qui produit une puissance de production électrique nominale, il est important de limiter la puissance des canaux individuels ou des grappes à des niveaux sûrs. Nous allons examiner quatre manières différentes d'aplatir la forme du flux global : l'ajout d'un réflecteur, l'utilisation des barres de compensation, le rechargement de combustible bidirectionnel et la combustion différentielle.

Nous allons également décrire le rôle du système de contrôle des zones liquides dans le maintien d'un équilibre du flux d'une zone à l'autre, ce qui limitera le flux élevé dans les zones qui pourrait donner lieu à des inclinaisons et à des oscillations du flux. En outre, nous allons examiner certains aspects pratiques de la gestion du combustible qui limitent les pointes locales (« points chauds »). La configuration des dispositifs de contrôle de la réactivité a également des effets sur les pics locaux, alors nous allons examiner les effets de réactivité des dispositifs d'insertion des barres.

Le système de protection régionale contre les surpressions (PRS) protège le réacteur contre la puissance globale élevée et la puissance locale élevée. Nous allons présenter les principes qui régissent ce système.

L'une de nos principales préoccupations est l'exploitation d'un réacteur de puissance dans le but de s'assurer que les grappes de combustible ne sont pas utilisées au-delà de leur valeur nominale, ce qui pourrait causer des dommages au combustible. Comme le taux de fission, et par conséquent la génération de puissance dans une grappe, est proportionnel au flux de neutrons thermiques à la position de la grappe, nous avons une certaine idée de la manière dont le flux varie d'une partie du réacteur à une autre.

La résolution des équations couplées décrite à la section 1 pour un réacteur homogène fini (réacteur ayant un mélange uniforme de combustible et de modérateur) donne des formes du flux lisses qui varient légèrement d'un pic central jusqu'à 0 (à la limite). Le réacteur CANDU est un système hétérogène, où le combustible est concentré en grappes afin de réduire l'absorption par résonance de l'uranium 238. Comme les neutrons thermiques sont fortement absorbés dans les régions où le combustible est concentré, le flux thermique est beaucoup moins marqué dans le combustible lui-même que dans le modérateur.

La forme globale du flux dans le coeur CANDU est généralement élevée au milieu et atténuée sur les côtés, mais les techniques visant à le décrire ici étendent le flux élevé sur une région beaucoup plus grande du coeur, tout en supprimant le pic central. Des « pics et creux » locaux sont superposés sur cette forme globale.

8.1 APLATISSEMENT DU FLUX

Il est possible de calculer le rapport du flux thermique moyen dans le coeur au flux thermique maximal pour le coeur homogène, à l'aide de la variation du flux calculé dans un réacteur cylindrique. Le rapport est le suivant :

$$\frac{\phi_{AV}}{\phi_{MAX}} = 0,275$$

Cette faible valeur pour le rapport du flux moyen au flux maximum soulève quelques problèmes. La puissance de sortie totale du réacteur est proportionnelle au flux moyen, alors il est avantageux qu'elle soit la plus élevée possible. Toutefois, une puissance thermique maximale (afin d'éviter d'endommager le combustible) impose une limite supérieure au flux. Cette limite s'applique également au combustible au centre du coeur d'un réacteur homogène, où le flux atteint sa valeur maximale. Avec, ϕ_{MAX} réglé pour des considérations de sûreté et ϕ_{AV} égal à seulement à 27,5 % de ϕ_{MAX} , le combustible qui se trouve loin du pic central contribue dans une moindre mesure à sa part de puissance potentielle.

La solution consiste à augmenter le rapport de ϕ_{AV} à ϕ_{MAX} . L'aplatissement du flux est le nom donné à l'amélioration de ce rapport. Dans le reste de la présente section, nous allons examiner quatre moyens d'aplatir le flux de neutrons thermiques dans les directions radiales et axiales. Ce sont :

- ajout d'un réflecteur (pour l'aplatissement radial)
- barres de compensation (pour l'aplatissement axial et radial)
- rechargement de combustible bidirectionnel (pour l'aplatissement axial)
- combustion différentielle (pour l'aplatissement radial).

La conception du réacteur intègre ces deux premiers moyens; le chargement de combustible assure les deux derniers. Le résultat net est une augmentation du flux moyen de 27,5 % à environ 55 % du maximum, soit à peu près le double de la puissance thermique du réacteur sans augmenter la puissance de canal ou de grappe au-dessus de la valeur de crête admissible.

Le réflecteur

Chaque réacteur CANDU possède un réflecteur radial qui est un prolongement du modérateur assurant une couche d'environ 70 cm d'eau lourde. Cette couche d'eau lourde entoure le réacteur et réfléchit un grand nombre de neutrons de fuite et les retourne dans le coeur. Il produit les effets suivants : réduction de la fuite et augmentation du flux près de la limite du coeur (aplatissement du flux).

La figure 8.1 illustre l'effet du réflecteur sur l'aplatissement du flux thermique dans la direction radiale. La forme du flux théorique pour un coeur sans réflecteur est appelée « flux sans réflecteur ». La forme du flux plus basse avec le réflecteur en place est normalisée de manière à atteindre la même puissance de production électrique totale que pour un flux du coeur sans réflecteur. La forme du flux supérieur avec le réflecteur en place indique que la puissance est augmentée de manière à ce que le flux maximum dans le coeur soit le même que s'il était dans un coeur sans réflecteur.

Les neutrons rapides qui sont thermalisés dans le réflecteur sont représentés ici par des bosses. Ils « s'accumulent » dans le réflecteur car ce dernier est moins susceptible de les absorber que le coeur.

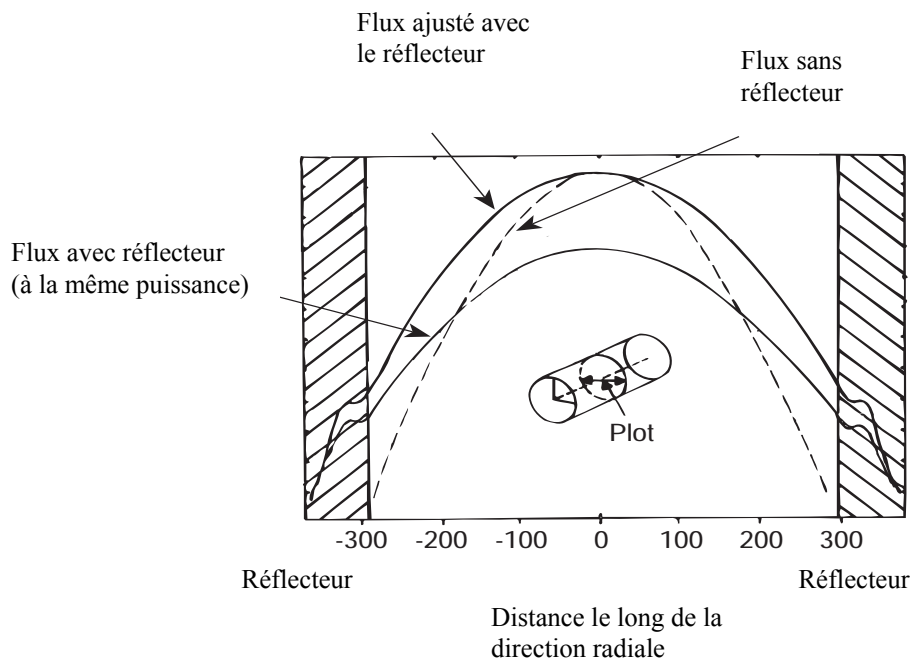


Figure 8.1
Effets du réflecteur sur la forme du flux radial

Barres de compensation

Les barres de compensation sont des barres constituées d'un matériau qui absorbe les neutrons, et sont habituellement insérées dans la région centrale du réacteur. Elles ont pour fonction d'aplatir le flux (axialement et radicalement) et de fournir la réactivité en excès au besoin. Le nom « barres de compensation » vient du fait qu'elles jouent un rôle compensatoire dans l'aplatissement du flux.

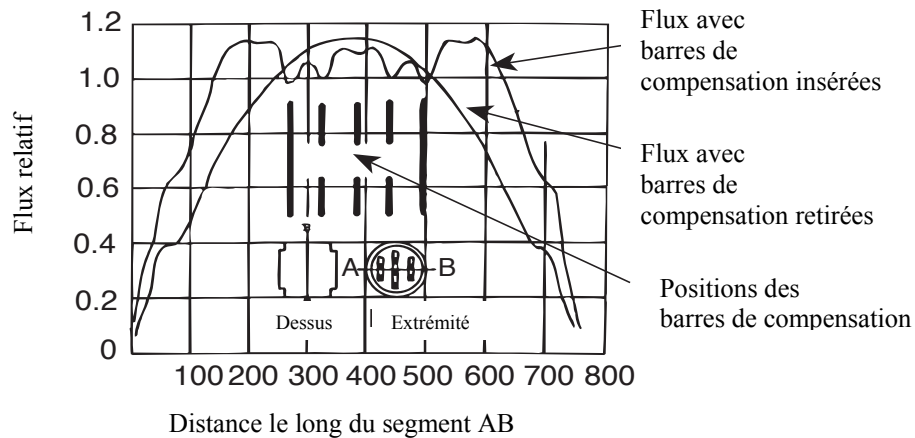


Figure 8.2
Apatissement du flux produit par les barres de compensation

La figure 8.2 illustre l'aplatissement du flux dans la direction radiale par les barres de compensation. La figure montre également la forme du flux une fois que les barres de compensation ont été retirées. Les courbes du flux avec et sans barre de compensation montrent le même pic de flux, car celui-ci est imposé par la limite dans le but d'éviter d'endommager le combustible.

À mesure que le système de régulation retire les barres de compensation du coeur, il augmente simultanément les niveaux des zones liquides afin de maintenir la puissance de production électrique constante. Cela permet de conserver les aires sous les deux courbes. Pour empêcher le flux maximal d'augmenter, l'opérateur doit réduire la valeur de consigne de la puissance du réacteur *avant* que les barres soient retirées du coeur. Cela réduit la hauteur de la courbe appelée « flux avec barres de compensation insérées ». Le retrait des barres de compensation produit alors la forme de flux au pic le plus prononcé, où la hauteur du pic correspond à la hauteur du pic original. Il est clair qu'un réacteur dont les barres de compensation sont insérées produit une puissance plus élevée pour le même flux maximum.

Rechargement de combustible bidirectionnel

Le chargement de combustible dans un canal consiste à retirer les grappes à fort taux de combustion d'un canal de combustible (habituellement 4 ou 8 grappes) et à les remplacer par du combustible neuf. Le combustible partiellement irradié occupe alors l'une des extrémités du canal, et le combustible neuf l'autre extrémité. Le taux de fission dans le nouveau combustible est supérieur, alors il produit un flux thermique plus élevé à cette extrémité du coeur. Si tout le rechargement de combustible était effectué à la même extrémité du réacteur, cela créerait éventuellement un flux fortement asymétrique avec un pic élevé près de l'extrémité chargée de combustible neuf. Pour éviter cela, le rechargement de combustible est effectué dans des canaux adjacents dans des directions opposées, ce qui permet de maintenir la forme du flux essentiellement symétrique.

La figure 8.3 indique que l'addition de formes de flux asymétrique produites par les canaux rechargés dans des directions opposées génère un flux axial qui est quelque peu aplati. La courbe appelée « forme théorique » dans cette figure suppose que le remplacement de toutes les grappes de combustible a été effectué durant une opération de rechargement de combustible.

Cela produit une forme symétrique, mais la même puissance de production électrique totale n'est obtenue que si le flux maximal est beaucoup plus élevé, tel qu'indiqué.

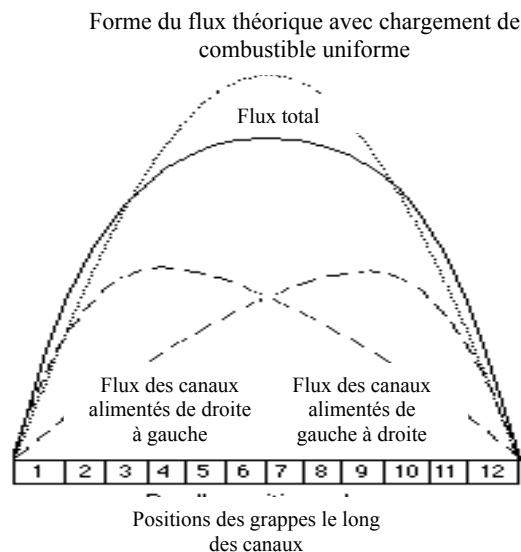


Figure 8.3
Effet du rechargement de combustible bidirectionnel sur l'aplatissement de la forme du flux axial

L'effet d'aplatissement est plus grand dans le cas d'un remplacement de quatre (ou deux) canaux sur douze, mais même dans le remplacement de huit (ou dix) canaux sur douze, on obtient un certain aplatissement du flux.

Combustion différentielle

La combustion différentielle est une méthode d'aplatissement du flux radial produite par une stratégie de chargement de combustible.

L'ingénieur spécialisé en chargement de combustible fait en sorte que le combustible dans la zone interne de la figure 8.4 atteigne un taux de combustion plus élevé que le combustible dans la zone extérieure. Pour maintenir le réacteur critique, le combustible neuf dans le coeur extérieur résiste à la combustion élevée dans le coeur intérieur. Comme l'absorption des matières fissiles et des produits de fission dans la zone interne est moins grande, la distribution du taux de fission est moins marquée, alors la forme de flux est plus basse, tel qu'indiqué à la figure 8.4.

À noter que le temps réel du séjour du combustible dans la zone intérieure est moins long que dans la zone extérieure. Bien que la combustion y soit plus élevée, la combustion élevée se produit plus rapidement dans la région de flux plus élevé.

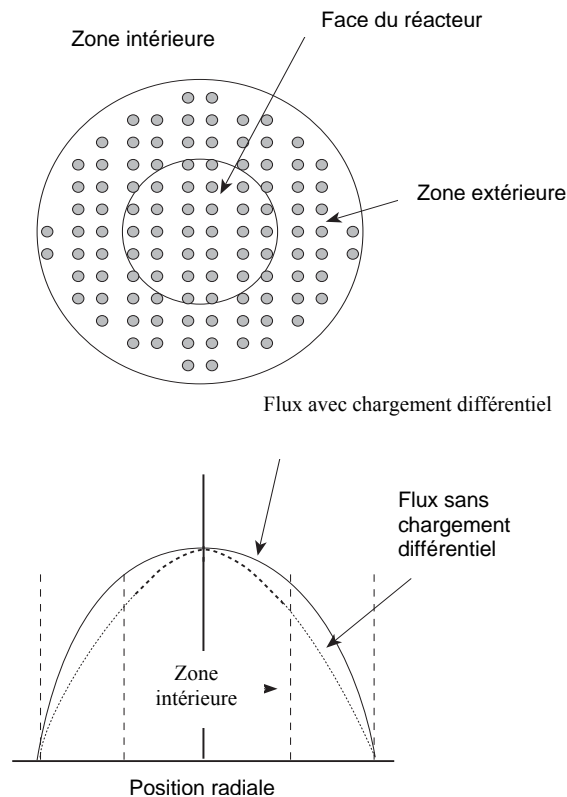


Figure 8.4
Aplatissement du flux produit par le chargement de combustible différentiel

Les réacteurs de la centrale nucléaire de Bruce A ne possèdent pas de barre de compensation, ce qui assure une moins grande souplesse. Toutefois, en éliminant les pertes de combustion causées par la présence des barres de compensation, ces réacteurs réussissent à obtenir un taux élevé de combustion. Le chargement différentiel aplatit le flux dans la direction radiale et deux grappes sont déphasées lors du rechargement de combustible dans la zone intérieure afin de maintenir l'aplatissement du flux sur le plan axial. L'absorption parasite plus élevée dans le coeur intérieur a les mêmes effets que les barres de compensation dans le coeur intérieur.

8.2 DÉTAILS DE LA FORME DU FLUX

La forme réelle du flux dans le coeur du réacteur diffère quelque peu de la forme du flux global lisse que nous venons de décrire. L'absorption des neutrons dans le combustible et dans les dispositifs de réglage de la réactivité cause une distorsion de la forme du flux. Pour un CANDU alimenté à l'équilibre, la forme globale du flux est presque constante durant le fonctionnement, mais on observe des « bosses » et des « creux » locaux qui modifient l'intensité et l'emplacement à cause des changements dans la concentration du xénon, de la combustion et du chargement de combustible en régime de puissance, et à cause des changements dans la configuration des dispositifs de réglage de la réactivité.

Les pics de flux local doivent être contrôlés de manière à ce que les limites d'exploitation sûre pour la puissance de grappe et pour la puissance de canal soient respectées. Les pics peuvent avoir une incidence directe sur la puissance, ou causer une distorsion des mesures de puissance. Dans les opérations de routine, une bonne stratégie de chargement du combustible conjuguée à une régulation efficace de la puissance limite les pics.

Il faut porter une attention particulière à tout ce qui risque de produire un pic local non prévu, comme lorsqu'une barre reste coincée ou qu'une oscillation du xénon non contrôlée se produit.

Dépression du flux autour des barres de compensation

La figure 8.5 illustre la dépression du flux de neutrons thermiques traversant une grappe de combustible CANDU. À noter que le flux réduit s'étend de part et d'autre de la limite de la grappe. Le flux thermique juste à l'extérieur de la grappe est imputable aux mouvements aléatoires des neutrons qui se déplacent dans cette région en provenance de toutes les directions.

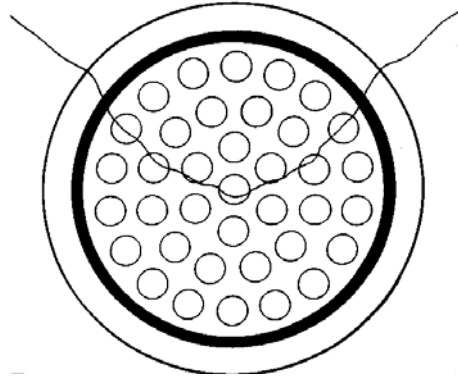


Figure 8.5

Dépression du flux thermique dans une grappe de combustible

La présence de barres de compensation à proximité réduit la source de neutrons en provenance d'une direction particulière, alors le flux est réduit. Cet effet peut être observé pour toute matière absorbante dans le coeur. Le flux est non seulement réduit dans la région où les neutrons sont absorbés, mais il l'est également dans les régions avoisinantes. La dépression du flux est moins marquée plus on s'éloigne de l'absorbeur.

Aplatissement du flux d'une zone à l'autre

Les signaux de la puissance de zone étalonnée représentent la puissance de production électrique moyenne de chaque zone. Le système de régulation augmente ou abaisse les niveaux de zone individuelle afin de maintenir un flux moyen dans chacune des quatorze zones près de la moyenne globale.

Le système de régulation prévoit des corrections spatiales entre 15 % et 25 % de la puissance de zone, alors le contrôle spatial total est possible lorsque la puissance atteint le seuil de départ des oscillations du xénon, environ 25 % de la pleine puissance. Les perturbations dues au xénon en deçà de cette puissance ne causent pas d'oscillation auto-entretenue.

Nous pouvons estimer le niveau de flux en deçà duquel les perturbations dues au xénon ne constituent pas un problème. L'une des exigences pour une oscillation (ou un effet du xénon transitoire) est un taux de combustion du xénon de beaucoup supérieur au taux de désintégration du xénon.

Le flux pour lequel la combustion du xénon est égale à son taux de désintégration est :

$$\sigma_a^{Xe} \phi N_{Xe} = \lambda_{Xe} N_{Xe}; \text{ alors}$$

$$\phi = \frac{\lambda_{Xe}}{\sigma_a^{Xe}} = \frac{2,12 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}}{3,5 \times 10^{-18} \text{ cm}^2} = 6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

Le flux de combustible moyen CANDU à pleine puissance varie entre près de 7 et $9 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, alors il est tout juste inférieur à 10% de la pleine puissance.

Un effet local du xénon à puissance élevée qui n'est pas examiné dans la section 5 est l'effet du chargement de combustible dans un canal à fort taux de combustion. Le combustible neuf (à forte teneur en matière fissile et exempt de produit de fission) cause une augmentation immédiate locale du flux. Le flux local élevé accroît la combustion dans les canaux voisins. Au cours des heures qui suivent, alors que le xénon s'accumule dans le combustible neuf, le flux élevé continue à assurer la combustion du xénon dans les canaux voisins. Cela produit initialement un point chaud local. Les zones liquides, en répondant à un flux moyen augmentent dans la zone, ont un effet limitatif de l'ampleur du pic. Le point chaud est auto-limitatif pendant un certain nombre d'heures. L'accumulation de l'iode dans les canaux voisins donne lieu à une production accrue de xénon et à une plus grande absorption des neutrons, tout comme l'accumulation de xénon dans le combustible neuf.

Habituellement, ces transitoires de chargement ne causent pas de problème particulier, tant que le problème n'est pas compensé par un chargement additionnel inapproprié ou par des mouvements des dispositifs. À puissance élevée, ces problèmes seraient détectés rapidement, et des conseils techniques seraient fournis pour corriger le problème avant de procéder à un autre chargement de combustible, ce qui risquerait d'empirer la situation.

Le chargement de combustible dans le réacteur doit être effectué lorsque le réacteur fonctionne à puissance élevée, de manière à ce que des mesures correctives soient prises au besoin en cas d'effet de réactivité non prévu, comme un canal chaud, ou une inclinaison du flux. Ces anomalies ne peuvent être détectées lorsque le réacteur est à l'arrêt. Une distorsion du flux latent causée par une activité de chargement de combustible à l'arrêt pourrait ne pas être détectée.

Le chargement de combustible à l'arrêt peut être effectué au cas par cas avec l'approbation de la direction, mais lorsque le réacteur est ramené en

régime de puissance, il faut surveiller minutieusement les distorsions du flux à mesure que la puissance augmente.

Pointes de puissance locales

Le système de contrôle des zones liquides, conçu et exploité pour assurer la régulation de la puissance globale ainsi que pour ajuster la puissance de zone *moyenne*, ne peut pas éliminer efficacement un « point chaud » *local* qui se serait développé durant le fonctionnement. Une telle forme de flux détaillée est obtenue de manière courante en choisissant des canaux appropriés pour le chargement de combustible en régime de puissance. La sous-section suivante examine plusieurs considérations dans le choix des canaux incluant la limitation des pointes de puissance locale.

Pour décrire les pics et creux locaux dans la distribution du flux, nous comparons la distribution réelle du flux et la forme de flux de référence. La forme de flux de référence est la forme qui existerait si l'on pouvait faire une moyenne des variations quotidiennes. (Cette forme de flux s'appelle parfois forme de flux à moyenne temporelle ou forme de flux du modèle de chargement continu.) Il n'y a pas de possibilité d'atteindre cette forme théorique, car la combustion et le chargement de combustible dans une exploitation normale produisent des fluctuations locales autour de la moyenne. L'ingénieur spécialisé dans le chargement de combustible consulte une carte de la puissance de canal basée sur la forme de référence à titre de « cible » idéale pour le chargement de combustible.

Les écarts du flux par rapport à la forme de référence sont appelés ondulations dues au chargement de combustible. L'ondulation, définie pour chaque canal, est le rapport de la puissance de canal réelle (mesurée) à la puissance de canal de référence. (Le programme hors ligne de chargement de combustible produit une carte des canaux de combustible du réacteur et précise pour chacun les valeurs d'ondulation.)

Par exemple, si un calcul particulier a une puissance de référence de 6,5 MW (ce qui signifie qu'après plusieurs années d'exploitation à pleine puissance, les analystes s'attendent à ce que la puissance dans ce canal atteigne en moyenne 6,5 MW), et que la puissance réelle est de 6,2 MW avant le chargement de combustible, la valeur de l'ondulation est de $6,2/6,5 = 0,95$ pour ce canal. Si la puissance de canal atteint une valeur uniforme de 6,9 MW après le rechargement de combustible, l'ondulation est donc de $6,9/6,5 = 1,06$. L'ondulation change continuellement en fonction des conditions du coeur.

Parmi les valeurs de l'ondulation pour chaque canal dans le coeur, il y aura une valeur de l'ondulation qui sera plus élevée. Cette valeur est le facteur de forme de la puissance de canal (FFPC). (Certaines centrales peuvent ne pas tenir compte de la valeur d'ondulation élevée dans la

rangée extérieure ou les deux rangées extérieures aux extrémités du coeur au moment de sélectionner le canal FFPC. Ces centrales peuvent augmenter le FFPC « mesuré » afin d'inclure les incertitudes dans leur mesure et leur analyse.)

Tous les canaux et toutes les grappes dans le coeur fonctionnent en deçà de leur limite d'exploitation sûre :

- si la puissance globale est contrôlée
- si la forme du flux global est maintenue suffisamment plane
- si le chargement de combustible permet de maintenir des pics locaux suffisamment bas.

Le système de régulation accomplit les deux premiers éléments, en autant que le personnel de la centrale s'assure que les niveaux de zone se situent dans la plage de fonctionnement normal, et qu'il n'y a pas de distorsion du flux à cause d'une configuration inhabituelle des dispositifs de réactivité. Les systèmes d'arrêt d'urgence agissent comme systèmes de secours pour la régulation normale. Dans une section ultérieure, on examine le système ROP (de l'anglais *Regional Overpower Protection*) – appelé parfois système de protection contre la surpuissance neutronique (NOP, de l'anglais *Neutron Overpower Protection*).

Le troisième élément de la liste dépend du choix et du chargement de combustible dans les canaux adéquats. (Le chargement de combustible a également une incidence sur le deuxième élément de la liste.) La sous-section suivante décrit comment l'ingénieur spécialisé dans le combustible choisit les canaux pour le chargement.

Effets du chargement de combustible

Le chargement de combustible en régime de puissance est utilisé pour la gestion de la réactivité à long terme et pour ajuster la forme du flux dans les réacteurs CANDU. L'ingénieur spécialisé dans le combustible à la centrale a la responsabilité de s'assurer que le cycle de combustible optimal est utilisé. Un programme informatique qui simule le coeur aide au choix des canaux pour le chargement de combustible. Parmi les calculs, la simulation détermine les distributions de puissance axiale et radiale, la combustion de chaque grappe et la réactivité en excès.

Une comparaison des prévisions de la puissance de production électrique avec des mesures de la puissance thermique précises (bilan thermique) permet de vérifier la validité de ce calcul. S'il y a des écarts, le programme est « lissé » par des ajustements appropriés des données de physique en vue d'obtenir une concordance satisfaisante entre le programme informatique et les quantités mesurées.

L'ingénieur spécialisé dans le combustible examine la sortie du programme de chargement de combustible, puis choisit les canaux en fonction des éléments suivants :

- exploitation sûre
- exigences relatives à la réactivité
- contrôle de la forme du flux
- coût du combustible et utilisation efficace de l'équipement de chargement.

La régulation et la protection du coeur dans l'exploitation normale quotidienne dépendent surtout du choix approprié des canaux pour le chargement de combustible.

Voici les principes du chargement de combustible en régime de puissance, ainsi que leur explication :

- Ne pas faire fonctionner le réacteur s'il contient des éléments de combustible défectueux.

Le combustible défectueux libère des produits de fission radioactifs dans le caloporteur. Cela augmente la dose chronique reçue par le personnel de centrale. Les rejets radioactifs augmentent lors des rampes de puissance. Un changement de puissance effectué lorsque le coeur comporte seulement quelques éléments défectueux pourrait donner lieu à des quantités trop grandes d'iode 131 dans le caloporteur — et les limites fondées sur les rejets accidentels possibles vers le public seraient dépassées. La présence d'éléments de combustible défectueux dans le coeur augmente également le rejet de produits de fission radioactifs en provenance du combustible suite à un accident grave. En plus de ces questions de sûreté, la contamination des systèmes de détection du combustible défectueux et des systèmes de localisation les rend moins sensibles aux défaillances ultérieures du combustible.

- Remplacer régulièrement suffisamment de combustible pour maintenir le niveau de zone moyen près du milieu de l'intervalle.

Dans un CANDU exploité à puissance élevée sans chargement de combustible, les zones liquides baissent habituellement d'environ 5 % chaque jour afin de compenser la perte de réactivité imputable à la combustion. Des niveaux de zone moyens élevés ou bas peuvent rendre la régulation de puissance globale difficile.

Il peut ne pas y avoir assez de marge de manoeuvre pour compenser les effets de réactivité et de température du xénon qui surviennent durant une manoeuvre de puissance ou après celle-ci.

- Localiser le combustible neuf de manière à ce que la forme du flux global demeure plane et que les niveaux de zone individuels ne s'écartent pas trop de la moyenne afin de la maintenir plane.

Le chargement de combustible différentiel et le chargement de combustible dans des canaux adjacents dans des directions opposées permettent de maintenir la forme du flux global plane, comme nous l'avons vu plus tôt dans cette section. En outre, le combustible est ajouté préférentiellement dans les zones où le niveau de zone est bas afin de les rapprocher de la moyenne.

Il est parfois impossible de charger le coeur de manière optimale en raison de problèmes techniques. Le système de contrôle de zone liquide permet de maintenir la forme du flux axial plane après un chargement de combustible dans plusieurs canaux consécutifs dans la même direction. De même, après le chargement de combustible dans plusieurs canaux consécutifs dans une même zone, le flux de zone à zone est égalisé par des réglages du niveau de zone liquide. Dans un cas ou dans l'autre, cependant, les niveaux de zone individuels s'écartent considérablement de la moyenne. On doit éviter les niveaux de zone individuels très élevés ou très faibles, sinon on risque de perdre la régulation spatiale. Cela peut causer une puissance de canal ou une puissance de grappe supérieure aux limites précisées dans le permis, provoquer un déclenchement NOP ou une baisse contrôlée de puissance.

- Distribuer le combustible afin de réduire au minimum les ondulations dues au chargement de combustible.

Le chargement de combustible près d'un canal à faible taux de combustion peut donner lieu à une augmentation de la réactivité près du maximum (le pic plutonium) dans les deux canaux en même temps. La simulation informatique permet à l'ingénieur d'anticiper et d'éviter les points chauds, ce qui nécessiterait une réduction de puissance afin de maintenir l'exploitation sûre. Le FFPC pourrait augmenter, ce qui causerait une marge de déclenchement réduite ou, dans un cas extrême, une couverture de déclenchement inadéquate. La puissance de canal ou la puissance de grappe pourrait augmenter jusqu'à la limite précisée dans le permis dans la zone chaude.

- Remplacer le combustible au plus fort taux de combustion.

Sur le plan économique, il est plus avantageux de charger les combustibles de manière à ce que le combustible au plus fort taux de combustion soit déchargé. Habituellement, cela permet un gain de réactivité plus élevé par canal alimenté.

Le gain de réactivité imputable au chargement de combustible est plus élevé dans la région centrale du coeur et s'atténue vers les côtés. Les stratégies habituelles de chargement de combustible insèrent davantage de grappes par visite dans les canaux du coeur extérieur que dans les canaux du coeur intérieur. Cela fait en sorte que les visites de la machine de chargement de combustible sont moins nombreuses vers le coeur extérieur, même si la combustion de décharge moyenne est moins grande dans le coeur extérieur que dans le coeur intérieur. Les visites plus fréquentes vers les canaux du coeur intérieur peuvent être justifiées par les ondulations dues au combustible qui résultent de l'insertion de seulement quelques grappes de combustible neuf.

Le remplacement du combustible à fort taux de combustion réduit le coût du combustible; le gain de réactivité élevé par canal alimenté réduit la fréquence des opérations de chargement de combustible, et ainsi réduit le coût du chargement de combustible.

- Les grappes à fort taux de combustion doivent être distribuées dans le coeur de manière à ne pas être exposées au flux élevé et aux grandes rampes de puissance.

Les anciennes grappes exposées à une puissance relativement élevée présentent des risques de défaillance par fissuration par corrosion sous contrainte si elles sont assujetties à une grande rampe de puissance. Ce genre de rampe pourrait être causé par le mouvement des dispositifs de contrôle de la réactivité ou par le chargement de combustible. Une bonne stratégie globale de chargement de combustible, couplée au séquençage adéquat du retrait des groupes de barres de compensation et l'imposition de limites de puissance globale pour les formes de flux ajustées ont contribué à de bonnes performances du combustible CANDU. Les grappes de combustible CANDU à 37 éléments ne présentent aucune vulnérabilité face aux rampes et les grappes de combustible à 28 éléments ne subissent que rarement des défaillances dans ce contexte.

Un chargement de combustible régulier est requis pour maintenir la réactivité du coeur. Les principes précités guident la stratégie de chargement du combustible, mais peuvent parfois se contredire les uns les autres. Par exemple, le chargement de combustible en vue de remplacer le combustible au plus fort taux de combustion peut augmenter les ondulations; des visites dans le coeur extérieur sont requises pour aplatir le flux global, mais ne permettent pas un gain de réactivité aussi grand que lorsque le chargement est effectué dans le coeur intérieur. Voici une stratégie de chargement de combustible optimale, par ordre prioritaire :

- Enlever le combustible défectueux dès que possible.
- Le combustible doit être chargé en contrôlant les ondulations
 - Maintenir le FFPC à une valeur faible acceptable

- S'assurer que les marges de fonctionnement sont adéquates et qu'elles respectent les limites et les déclenchements prévus dans le permis
- Charger le combustible de manière uniforme dans l'ensemble du coeur :
 - Visiter le coeur intérieur et le coeur extérieur à la fréquence adéquate
 - Alternier la direction de chargement du combustible
 - Éviter de charger le combustible consécutivement dans une même zone
- Alimenter les canaux à fort taux de combustion de décharge et à gain de réactivité élevé.

Toutes les opérations de chargement du combustible sont documentées, alors les changements correspondants dans le coeur du réacteur sont considérés dans le programme de simulation du chargement de combustible, ce qui permet de suivre tous les emplacements des grappes.

Mouvements des dispositifs de contrôle de la réactivité

Les barres de commande ou barres d'arrêt sont habituellement des barres cylindriques constituées d'un matériau possédant une section efficace d'absorption élevée pour les neutrons thermiques, par exemple, du cadmium dans de l'acier inoxydable. La valeur d'une barre est le changement de réactivité qu'elle permet lorsqu'elle est insérée dans le réacteur. Cela dépend du matériau absorbant qui constitue la barre. Cela dépend également de la position de la barre dans le coeur. La même barre aura une valeur de réactivité différente selon l'endroit où elle se trouve.

Il arrive parfois que des barres d'arrêt sont bloquées dans un réacteur à haute puissance, par exemple lors d'un essai de chute partielle des barres visant à vérifier les temps d'insertion rapide. Parfois, on doit insérer un groupe de crayons absorbants dans le coeur pour réduire les niveaux de zone qui sont trop élevés.

Examinons la valeur d'une barre d'arrêt unique insérée dans une région à flux élevé au centre du coeur (figure 8.6). Comme la barre est un absorbeur de neutrons efficaces, le flux thermique dans la région qui l'entoure diminue considérablement. Si le réacteur continue de fonctionner à la même puissance globale une fois que la barre est insérée, le système de régulation doit compenser le flux réduit dans la région centrale en augmentant le flux dans les régions extérieures, tel qu'indiqué à la figure 8.7. Il en résulte un déplacement du flux vers les bords du coeur, ce qui donne lieu à des fuites de neutrons thermiques plus importantes.

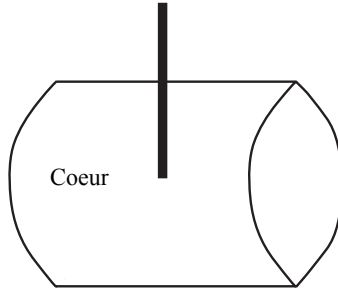


Figure 8.6
Barre de commande insérée dans la région centrale du coeur

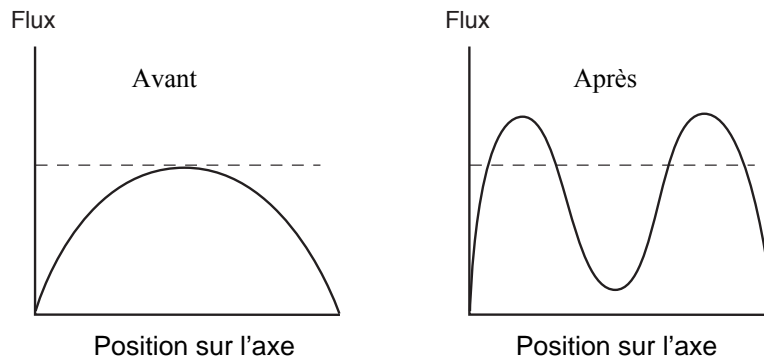


Figure 8.7
Forme du flux thermique avant et après l'insertion d'une barre

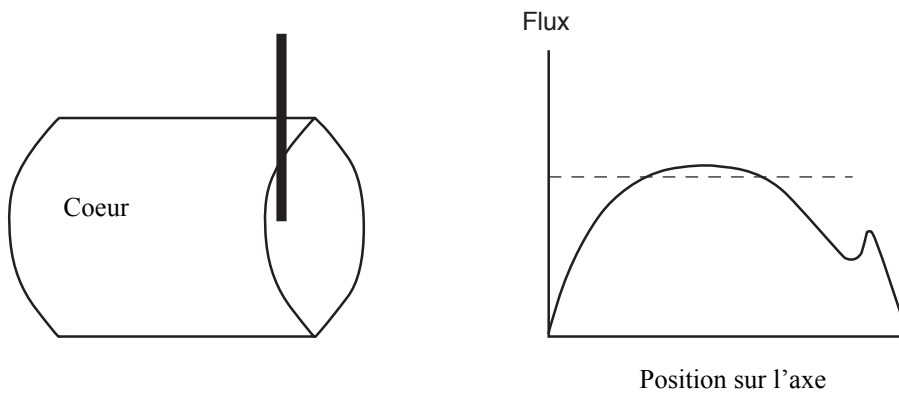


Figure 8.8
Forme du flux thermique lorsque la barre est insérée près du bord du coeur

La valeur d'une barre dépend donc d'une combinaison de deux effets :

- absorption des neutrons accrue dans la région où elle a été insérée,

- fuite accrue causée par la distorsion du flux produite par la barre.

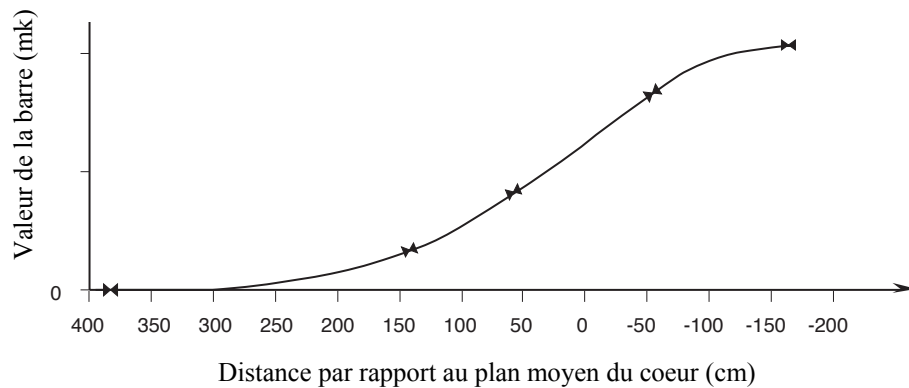
L'importance de cet effet dépend de l'emplacement de la barre dans le coeur. Supposons que l'insertion de la barre se fait près du bord du coeur comme l'indique la figure 8.8. L'effet d'absorption est évidemment inférieur à celui du premier cas parce qu'il y a moins de neutrons à absorber dans cette région à flux moins élevé. Par conséquent, le système de régulation augmente le flux dans le reste du coeur d'une quantité relativement faible afin de maintenir la puissance globale. La distorsion du flux et l'augmentation de la fuite des neutrons seront également inférieures à celles causées lorsque l'insertion de la barre est faite dans une région à flux élevé. L'effet global est que la valeur de la barre sera beaucoup moins grande sur les bords du coeur que dans la région centrale.

Valeur différentielle de la barre

Examinons maintenant comment l'effet de réactivité d'un crayon absorbant ou d'une barre d'arrêt varie à mesure qu'ils sont insérés graduellement dans le réacteur. Nous pouvons décrire ce phénomène quantitativement en introduisant la notion de valeur différentielle de la barre, définie comme étant le changement de la valeur de réactivité en fonction de, disons, chaque millimètre additionnel d'insertion de la barre dans le coeur. La valeur de réactivité totale est la valeur de la barre une fois entièrement insérée.

La figure 8.9 illustre la variation de la valeur de réactivité de la barre en fonction de sa position. La réactivité totale de la barre, entièrement insérée, est d'environ 2 mk. Si l'on débute avec la barre entièrement retirée, le mouvement initial produit un effet relativement faible, parce que la barre entre dans une région où le flux neutronique est faible. À mesure qu'elle progresse dans le coeur, la valeur différentielle (valeur par millimètre) augmente uniformément, jusqu'à atteindre un maximum au moment où l'extrémité insérée atteint le centre du coeur. La pente de la courbe de la figure 8.9 est la valeur différentielle qui, comme vous pouvez le constater, est à son maximum lorsque l'extrémité de la barre atteint le plan moyen du coeur. À mesure que l'extrémité de la barre s'éloigne du coeur, la valeur différentielle diminue encore, jusqu'à atteindre un minimum à la position entièrement insérée.

Notes



Notes

Figure 8.9
Valeur de réactivité d'une barre en fonction de sa position

En d'autres mots, la barre est plus efficace lorsqu'elle atteint la région centrale à flux élevé du coeur. Cela permet d'expliquer la nécessité d'un départ assisté par ressort qui accélère les barres d'arrêt lorsqu'elles chutent. Cela tient également compte de la grande importance de mettre à l'essai les barres d'arrêt afin de vérifier les taux d'insertion.

Il convient également de noter que le mouvement partiel d'une barre ou d'un groupe de barres dans le coeur produit la même distorsion de la forme du flux neutronique que décrite dans la section précédente, mais dans une direction verticale. Le flux dans la partie supérieure du coeur sera réduit par rapport au flux dans la partie inférieure.

À noter que les barres d'arrêt et les crayons absorbants sont rarement dans le coeur à puissance élevée; ils sont habituellement introduits dans le coeur afin de réduire la puissance rapidement jusqu'à un faible niveau. Le système de régulation n'insère pas automatiquement de crayon absorbant pour la régulation du réacteur. L'opérateur peut facilement éviter l'effet de distorsion du flux causé par les crayons absorbants en utilisant le système d'addition de poison afin de réduire les niveaux de zone avant l'insertion des barres. Il arrive rarement que les zones soient drainées lorsqu'un groupe de deux crayons absorbants est inséré, au moment où les absorbeurs de contrôle sont insérés dans le coeur afin de suppléer le système de zone liquide. La manière dont la « limite d'insertion minimale » de la barre change en fonction de la profondeur n'a que peu d'importance sur le plan opérationnel; elle produit seulement une légère variation du taux de diminution du niveau de zone.

Effet d'écran et d'anti-écran

La valeur d'une barre placée à un certain endroit dépend du fait que d'autres barres ont déjà causé une distorsion de la forme du flux global. Pour illustrer ceci, supposons que nous avons inséré une barre unique dans

une région à flux élevé du coeur, tel qu'indiqué dans la partie supérieure de la figure 8.10. Le système de régulation, qui maintient la puissance à la valeur de consigne, compense l'insertion de la barre, en causant une distorsion de la forme du flux, tel qu'indiqué.

Supposons que nous insérons maintenant une deuxième barre identique très proche de la première, tel qu'illustré dans le graphique du milieu de la figure 8.10. Comme celle-ci pénétrera dans une région où la première barre a déjà causé une baisse du flux, elle absorbera moins de neutrons que si l'autre barre n'avait pas été là. En outre, la présence d'une deuxième barre réduit le flux dans le voisinage de la première, ce qui réduit par le fait même sa valeur, comparativement au cas où elle n'aurait été que la seule barre dans le coeur.

Ainsi, si chaque barre avait une valeur de, disons, x mk, la valeur des deux barres conjuguées serait inférieure à $2x$. La réduction de la valeur individuelle de chaque barre à cause du voisinage d'une autre barre s'appelle effet d'écran.

Maintenant, examinons ce qui se serait produit si la deuxième barre avait été insérée dans une région éloignée de la première, par exemple au sommet de la distribution du flux ayant subi une distorsion produite par la première barre, tel qu'indiqué dans l'illustration du bas de la figure 8.10. Comme elle est insérée dans une région où la première barre et le système de régulation ont augmenté le flux neutronique, elle absorbe davantage de neutrons que si elle était la seule barre dans le coeur. Encore ici, l'effet est symétrique et la valeur de la première barre augmente. La valeur combinée des deux barres est alors supérieure à $2x$. Cette augmentation de la valeur de chaque barre due à la présence d'une autre barre porte le nom d'effet anti-écran.

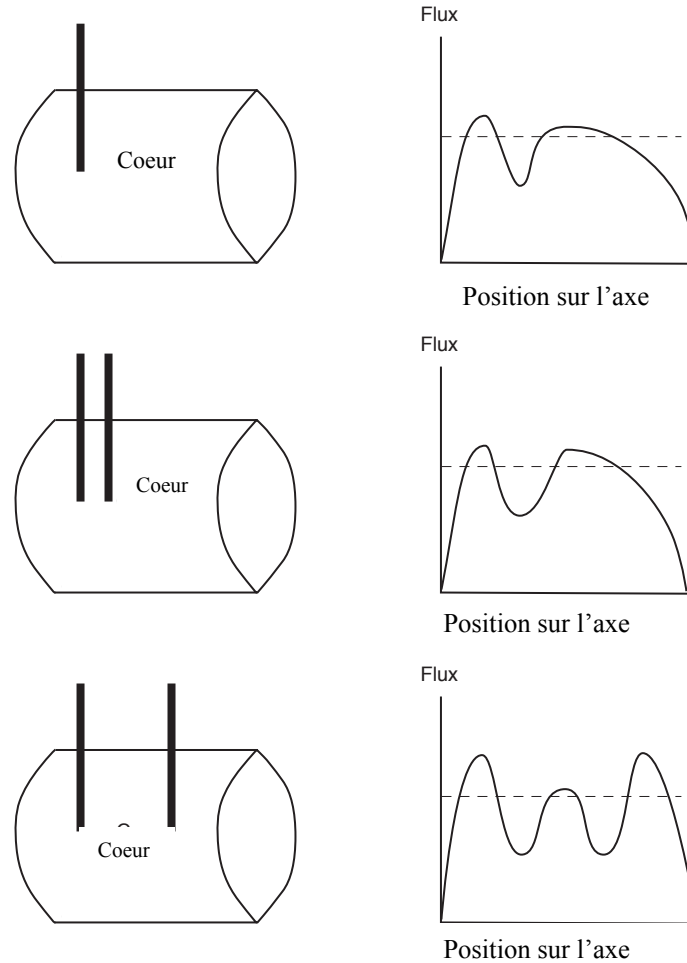


Figure 8.10
Effet écran et effet anti-écran

Dans un CANDU, les effets des barres les uns sur les autres sont beaucoup plus notables pour les barres de compensation. Celles-ci sont habituellement réparties en six ou sept groupes symétriques comportant chacun deux à quatre barres, avec une valeur de réactivité nominale légèrement supérieure à 2 mk par groupe. Les barres de compensation sont constituées de matériaux faiblement absorbants, alors ils ne causent qu'une faible distorsion du flux comparativement aux barres d'arrêt et aux crayons absorbants.

Les barres de compensation sont habituellement retirées du coeur (et retournées) un groupe à la fois dans une séquence approuvée. La séquence approuvée tient compte de l'effet écran et anti-écran des barres, alors les distorsions du flux causées par les interactions entre les barres ne produisent pas de pic inacceptable du flux.

Le retrait des groupes de barres de compensation dans une séquence approuvée génère davantage de pics dans le flux global—l'une des raisons pour lesquelles les barres sont plongées dans le coeur est l'aplatissement du flux. Il y a une limite supérieure de la puissance globale du réacteur pour chacune des configurations permises des barres de compensation, afin de limiter la puissance de grappe et la puissance de canal maximales.

Des problèmes liés à l'équipement peuvent parfois survenir et rendre impossible l'insertion des barres suivant une séquence adéquate, ou faire en sorte que toutes les barres d'un groupe ne seront pas insérées. Une analyse préalable est requise pour déterminer la limite de puissance globale correcte et pour s'assurer que les pics du flux local sont acceptables.

Les pics du flux sont plus marqués lorsque des barres de compensation sont utilisées pour compenser la réactivité (par exemple, s'il est impossible d'effectuer un chargement du combustible) que lorsqu'elles sont utilisées pour le dépassement de l'empoisonnement par le xénon (par exemple, suite à une diminution de puissance). L'augmentation maximale du xénon durant le transitoire se situe dans les régions du coeur où le flux est le plus élevé, là où l'inventaire d'iode a été le plus élevé. C'est là que les barres de compensation sont insérées pour aplatir le flux. L'absorption accrue du xénon dans ces régions à flux élevé permet d'aplatir le flux dans ces régions. Les manuels d'exploitation de certaines centrales comportent des limites de la puissance globale en ce qui concerne le retrait des barres de compensation, selon la manière dont les barres sont utilisées.

Lorsqu'un groupe de barres de compensation est inséré, il continue à se déplacer jusqu'à être entièrement ressorti (ou jusqu'à ce qu'il soit entièrement inséré, s'il était à l'origine hors du coeur). Le système de régulation demande le retrait des barres de compensation lorsque la réactivité en excès n'est pas suffisante, c'est-à-dire lorsque les niveaux de zone sont bas. (Le SRR demande une insertion lorsque les niveaux de zone sont élevés, mais avant que le niveau soit suffisamment élevé pour nécessiter une insertion des crayons absorbants.) L'effet immédiat d'un groupe de barres retiré du coeur est une compensation de l'augmentation du niveau de zone.

8.3 PROTECTION CONTRE LES PUISSANCES ÉLEVÉES

Nous allons examiner la protection contre la puissance élevée dans les deux cas suivants :

- Protection régionale contre la surpuissance (ROP)
- Limites précisées dans le permis pour la puissance de grappe et la puissance de canal

Accroissement de puissance limité par NOP/ROP

Notes

Les systèmes ROP (un pour chaque système d'arrêt) effectuent un déclenchement primaire ou de secours pour divers processus de défaillance qui causent une puissance excessivement élevée. Le système intervient particulièrement lors des accroissements de puissance qui sont trop lents pour produire un déclenchement du taux-log.

Chaque système ROP comprend trois réseaux de détecteurs auto-alimentés dans le coeur afin d'assurer trois chaînes d'arrêt d'urgence. Pour assurer une protection adéquate, au moins un détecteur dans chaque canal doit détecter tout événement qui produit une puissance globale élevée ou une puissance locale élevée. Plus particulièrement, les seuils de déclenchement assurent un arrêt brusque du réacteur avant que la production thermique entraîne une fusion le long de l'axe ou un assèchement du combustible dans le coeur.

La fusion le long de l'axe du coeur se produit lorsque le taux de production thermique dans un élément de combustible dépasse la capacité de la pastille à transférer la chaleur vers la gaine de combustible et vers le caloporteur, ce qui produit une augmentation de la température le long de l'axe de combustible jusqu'à la température de fusion du UO_2 (environ 2750°C). L'assèchement du coeur se produit lorsque la température de la gaine de combustible devient tellement élevée qu'une ébullition excessive du caloporteur à la surface du combustible produit une barrière de vapeur qui limite l'élimination de chaleur par les éléments de combustible.

L'assèchement donne lieu à un réchauffement rapide du combustible suivi d'une fusion le long de l'axe. Habituellement, la fusion le long de l'axe se produit lorsque la puissance de grappe est trop élevée (à cause d'un flux local élevé), et l'assèchement se produit lorsque la puissance de canal est trop élevée (à cause d'une puissance de production électrique totale élevée le long du canal). L'analyse démontre une protection contre ces deux phénomènes.

Les concepteurs du système ne peuvent pas savoir quelle est la puissance initiale dans chaque canal, car celle-ci varie quotidiennement à cause de la combustion et du rechargement de combustible. Le concepteur ne sait pas non plus quelle sera la configuration du réacteur lorsqu'un événement spécifique se produira, nécessitant un déclenchement. Enfin, le concepteur doit assurer une couverture pour un grand éventail d'événements. Dans l'analyse, le déclenchement se produit lorsque la puissance de canal, initialement à la puissance de canal de référence atteint la puissance d'assèchement (ou lorsqu'une grappe subit la fusion le long de l'axe). La protection contre un accroissement de puissance dans un coeur réel (c'est-à-dire dans un réacteur où il y a des ondulations dues au chargement de

combustible) se produit parce que les signaux des détecteurs ROP sont étalonnés à la hausse afin de protéger le canal où l'ondulation est la plus élevée.

Pour expliquer comment les seuils de déclenchement sont déterminés et comment la couverture de déclenchement est effectuée, nous allons examiner les trois éléments suivants :

- Conception de base des formes du flux
- Détermination des déclenchements requis pour la forme de flux de référence
- Considération des ondulations dues au chargement de combustible (FFPC).

Formes de flux de référence

L'analyse de la couverture de déclenchement tient compte d'un très grand nombre d'événements pour différentes configurations du réacteur, c'est-à-dire au moins plusieurs centaines de scénarios. Parmi ces événements, mentionnons la perte de contrôle de la puissance globale, qui produit un accroissement uniforme lent de puissance dans le coeur, ou le drainage d'une zone particulière, causant un accroissement de la puissance globale avec superposition des pics locaux élevés, etc. Ces perturbations ainsi que de nombreux autres événements sont conjugués à différentes distorsions du flux de référence (par exemple, le coeur de référence à puissance élevée en régime permanent, le coeur de référence avec un transitoire du xénon, le coeur de référence dans lequel une barre est coincée, etc.). Le système ROP doit assurer une protection contre la surpuissance pour un grand nombre de formes de flux initial qui pourraient survenir suite au mouvement normal ou anormal des dispositifs de contrôle de la réactivité, avec des changements dans la concentration de xénon. Les formes de flux de référence sont un ensemble exhaustif de formes du flux qui représente toutes les perturbations analysées.

Couverture de déclenchement pour le coeur de référence

Chaque détecteur possède un seuil de déclenchement tel qu'au moins un détecteur dans chaque réseau est déclenché avant l'assèchement dans un canal de combustible, ou avant le commencement d'une fusion le long de l'axe. Sur le plan conceptuel, cela est très simple, une simulation informatique commence avec le réacteur dans la forme de flux de référence et simule chacune des perturbations analysées tour à tour. Elle permet à chaque forme de flux de référence d'être modifiée jusqu'à ce que la puissance de canal la plus élevée atteigne le niveau de puissance correspondant au début de l'assèchement (ou jusqu'à ce que la puissance de grappe la plus élevée corresponde à la température de fusion le long de

l'axe). L'ordinateur note alors le niveau de flux thermique à tous les emplacements des détecteurs dans le coeur.

À mesure que l'ordinateur analyse chacune de ces formes de flux de référence, il trie les lectures des détecteurs et choisit l'ensemble des seuils de déclenchement les moins contraignants (c'est-à-dire ceux qui offrent la marge de déclenchement maximale) qui fournit la couverture de déclenchement nécessaire.

À mesure que des accidents de plus en plus contraignants sont analysés, les seuils de déclenchement pour tous les détecteurs diminuent, peut-être dans la plage de 177 % à 119 %. Lors des premières étapes de conception, des ajustements aux emplacements des détecteurs et à leur distribution dans les réseaux améliorent la couverture de déclenchement tout en optimisant la marge de fonctionnement (marge de déclenchement). Les analystes peuvent apporter des changements même très subtiles à la forme de flux de référence (qui rendent la forme du flux de référence légèrement différente de la forme du flux à moyenne temporelle). À la fin du procédé, chaque système ROP possède un ensemble de seuils de déclenchement qui assure une couverture complète pour tous les incidents de référence, en autant que le chargement de combustible ait produit la forme du flux de référence.

Effet des ondulations dues au chargement de combustible

Les seuils de déclenchement ROP/NOP protègent le coeur de référence idéal, comme nous venons de le mentionner. Dans le coeur réel, les ondulations dues au chargement de combustible peuvent donner lieu à une certaine vulnérabilité des canaux (pour une perturbation particulière) avec une puissance plus élevée que la puissance de référence. La lecture sur le détecteur qui devrait assurer la couverture de déclenchement peut être inférieure à la valeur de référence. À mesure que la puissance s'accroît uniformément, le canal vulnérable atteint l'assèchement (ou la grappe atteint la fusion le long de l'axe) avant que le détecteur n'ait atteint son seuil de déclenchement. Le scénario du pire cas est celui où le canal vulnérable est le canal FFCP (le canal FFCP possède la valeur la plus élevée d'ondulations dans le coeur). On peut résoudre ce problème en reconnaissant que les lectures des détecteurs ne sont pas à considérer, mais que seule la marge d'arrêt importe. Les détecteurs du système de sécurité ROP n'ont pas besoin d'afficher 100 % lorsque le réacteur est à pleine puissance. Plutôt, tous les détecteurs sont ajustés de manière à afficher 100 % x FFCP (si le réacteur est à 100 % de la pleine puissance). Le fait de régler les lectures à 100 % tient compte du fait que les détecteurs affichent une lecture faible à cause des ondulations dues au chargement de combustible. On peut l'augmenter par le FFCP de manière à conserver la marge de déclenchement pour le scénario du pire cas. Les déclenchements se produisent tôt si le canal vulnérable n'est pas le canal FFCP.

Un chargement de combustible inadéquat peut produire un FFCP élevé qui donnera lieu à de petites marges de déclenchement. Lorsque cela se produit, les déclenchements NOP peuvent sembler très contraignants, avec la puissance bien en deçà de toute possibilité d'assèchement ou de fusion le long de l'axe. Il faut garder à l'esprit que dans certains cas d'accidents de perte lente de régulation, il y a un canal qui atteindra l'assèchement juste au moment où le seuil de déclenchement est atteint.

Si les ondulations de canal sont plus élevées que le FFCP à cause d'une distorsion locale du flux résultant d'une configuration des dispositifs imprévus (peut-être compensée par les effets du xénon) et qu'elles sont causées, par exemple, par une barre d'arrêt coincée et partiellement insérée dans le coeur, la couverture de déclenchement peut être inadéquate. La conception peut prévoir certaines des configurations de dispositifs hautement improbables qui donnent des formes de flux extrême. Si ces configurations nécessitent des réglages de déclenchement qui sont trop contraignants dans l'exploitation normale, elles sont protégées par un réglage à main qui réduit les seuils de déclenchement. (L'opérateur doit reconnaître qu'il est dans une configuration anormale, réduire la puissance adéquatement et ajuster à main le commutateur.)

Inévitablement, de nombreuses configurations possibles des dispositifs de réglage de la réactivité ne sont pas incluses dans les configurations de référence. Un autre réglage à main qui réduit les seuils de déclenchement protégera les formes de flux connexes, et les formes de flux non analysées. Les analystes vérifient si le seuil de déclenchement assure une couverture pour un petit ensemble limitatif des formes de flux extrêmes, qui ne sont pas associées à une perturbation particulière.

Nous allons terminer la présente section en formulant un commentaire final concernant la couverture de déclenchement. Les réacteurs CANDU à 37 éléments atteignent des conditions d'assèchement avant que n'importe quelle grappe dans le coeur atteigne la température de fusion le long de l'axe. Plus les éléments de combustible sont minces (comparativement au CANDU à 28 éléments) plus l'aire de surface totale pour le refroidissement est grande, et plus l'épaisseur du dioxyde d'uranium est mince (UO_2 n'est pas un bon conducteur thermique). Il est beaucoup plus probable que les réacteurs CANDU à 28 éléments atteignent les températures de fusion le long de l'axe avant qu'un canal atteigne la puissance d'assèchement. Les réacteurs utilisant des grappes à 37 éléments sont décrits comme étant limités par la puissance de canal, alors que les réacteurs utilisant des grappes à 28 éléments sont décrits comme étant limités par la puissance de grappe.

Limites précisées dans le permis

Notes

Un ajout important aux renseignements contenus dans la section précédente est que les systèmes ROP/NOP ne permettent pas d'empêcher le dépassement des limites précisées dans le permis pour ce qui est de la puissance de grappe et de la puissance de canal. Par exemple, une limite courante de permis pour la puissance de canal des réacteurs à 37 éléments est de 7,1 MW. La puissance de canal qui produit l'assèchement, en supposant des conditions de caloporteur normales, est presque supérieure de 30 % à celle-ci. Il est évident, dans cet exemple, qu'un déclenchement visant à éviter l'assèchement ne permettra pas d'éviter l'accroissement de puissance au-delà de la limite précisée dans le permis.

Le déclenchement ROP/NOP permet d'assurer l'intégrité des canaux de combustible en réduisant la puissance avant qu'il y ait un risque de désassemblage du combustible qui pourrait présenter des problèmes pour le canal. Un circuit caloporteur intact garantit que les produits de fission libérés dans le caloporteur n'atteindront pas le public. Les limites du permis concernant la puissance de grappe et la puissance de canal reposent sur des considérations très différentes. L'analyse de la sûreté démontre qu'un rejet de rayonnement dans le public se produit seulement à l'intérieur de certaines limites précisées, et indiquent la couverture de déclenchement adéquate requise pour le circuit primaire et le circuit de secours pour différentes perturbations. L'analyse dépend de la puissance du combustible avant la perturbation analysée. La couverture de déclenchement adéquate et la protection du public n'ont pas été démontrées pour le fonctionnement à un niveau de puissance de combustible qui dépasse les valeurs présumées dans l'analyse; ces valeurs constituent les limites de permis.

L'exploitation avec une puissance de grappe ou une puissance de canal supérieure aux limites du permis constitue un fonctionnement à puissance excessivement élevée. La mise en application des limites de permis nécessite les efforts conjugués de l'ingénieur spécialisé dans le combustible, de l'équipe de chargement du combustible et du personnel autorisé. L'ingénieur spécialisé dans le chargement de combustible vérifie de manière courante l'évolution lente des puissances de grappe et des puissances de canal en régime permanent à l'aide du programme de chargement de combustible hors ligne. Le programme permet de bien choisir les canaux en vue du rechargement de combustible afin d'assurer une marge adéquate des limites de permis dans l'exploitation normale.

Comment le personnel autorisé détermine-t-il qu'une limite de permis a été dépassée? Il n'existe aucune mesure directe ni aucune indication sur le panneau de commande à cet effet, alors l'opérateur ne le « sait » pas, à moins que l'ingénieur spécialisé dans le chargement de combustible lui ait dit. Toutefois, si la puissance de production d'électricité globale est

inférieure à la limite précisée dans le permis et que le flux est « suffisamment plat », et que l'ingénieur spécialisé dans le chargement de combustible ainsi que l'équipe de chargement ont placé les grappes aux emplacements corrects, alors les puissances de grappe et de canal devraient respecter les limites.

Cela signifie que la surveillance courante des positions des dispositifs et des niveaux de zone fait partie du processus d'application des limites de permis pour ce qui est de la puissance de grappe et de la puissance de canal. Inversement, si la forme du flux n'est pas normalisée (inclinaison inhabituelle — p. ex. avec limitation de zones, ou barres coincées dans le coeur, ou certaines combinaisons de barres donnant lieu à une configuration anormale), alors l'opérateur n'a pas d'autre choix que de supposer que les limites de la puissance de canal (ou que les limites de la puissance de grappe) peuvent être dépassées, à moins d'indication contraire dans l'analyse de cette configuration particulière.

Notes