HAL
open science

Mesures de perturbations sur le réacteur CALIBAN : interprétation en terme de qualification des données nucléaires

Benoit Richard

To cite this version:

Benoit Richard. Mesures de perturbations sur le réacteur CALIBAN : interprétation en terme de qualification des données nucléaires. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2012. Français. NNT : 2012PA112390 . tel-00786105

HAL Id: tel-00786105

https://theses.hal.science/tel-00786105v1

Submitted on 7 Feb 2013

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

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

UNIVERSITE PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE : **MIPEGE**
Centre CEA de Valduc

DISCIPLINE : Physique

THÈSE DE DOCTORAT

soutenue le 19/12/2012

par

Benoît RICHARD

Mesures de Perturbations sur le Réacteur CALIBAN

Interprétation en terme de qualification des données nucléaires

Directeur de thèse :	Cheikh M'Backé DIOP	Professeur, INSTN
Co-directeur de thèse :	Eric BAUGE	Chercheur, CEA

Composition du jury :

Président du jury :	Bernard BERTHIER	Directeur de Recherche, CNRS
Rapporteurs :	Paul REUSS	Professeur émérite, INSTN
	Alain SANTAMARINA	Directeur de Recherche, CEA
Examinateurs :	Annick BILLEBAUD	Directrice de Recherche, CNRS
	Tatiana IVANOVA	Chercheur, IRSN
Membres invités :	Sylvain DAVID	Chercheur, CNRS

Résumé

La bonne connaissance des données nucléaires de base, grandeurs d'entrée pour les codes de calcul neutronique, constitue l'un des piliers fondamentaux de la réussite des grands programmes de l'industrie nucléaire. Ce travail a pour vocation d'apporter des informations nécessaires à la démarche de validation intégrale des données nucléaires. Des expériences de perturbations ont été effectuées auprès du réacteur Caliban, elles concernent quatre matériaux d'intérêt pour l'industrie nucléaire : or, lutécium, plutonium et uranium 238. D'autres expériences visant à caractériser le réacteur Caliban sont également présentées et discutées, ces dernières sont essentielles à la bonne interprétation des expériences de perturbations. Après définition des protocoles expérimentaux et des incertitudes associées, les résultats de mesures sont présentés et confrontés avec des résultats de calculs. La méthodologie utilisée dans les calculs numériques est décrite précisément, notamment la génération de données multigroupes pour les codes déterministes. La manière dont les expériences ont été modélisées est également présentée avec les incertitudes associées. Cette comparaison a permis d'aboutir à une interprétation en terme de qualification des bibliothèques de données nucléaires. Les écarts observés sont discutés et justifient la poursuite de telles expériences.

Mots clés : expériences intégrales, données nucléaires, caliban, mesures de perturbations

Abstract

The good knowledge of nuclear data, input parameters for the neutron transport calculation codes, is necessary to support the advances of the nuclear industry. The purpose of this work is to bring pertinent information regarding the nuclear data integral validation process. Reactivity worth measurements have been performed on the Caliban reactor, they concern four materials of interest for the nuclear industry : gold, lutetium, plutonium and uranium 238. Experiments which have been conducted in order to improve the characterization of the core are also described and discussed, the latter are necessary to the good interpretation of reactivity worth measurements. The experimental procedures are described with their associated uncertainties, measurements are then compared to numerical results. The methods used in numerical calculations are reported, especially the multigroup cross sections generation for deterministic codes. The modeling of the experiments is presented along with the associated uncertainties. This comparison led to an interpretation concerning the qualification of nuclear data libraries. Discrepancies are reported, discussed and justify the need of such experiments.

Keywords : integral experiments, nuclear data, caliban, perturbation measurements

Remerciements

Je tiens en premier lieu à remercier MM. Jean-Marie Fontaine et Philippe Baclet, respectivement Chef du Département de Recherches sur les Matériaux Nucléaires et Chef du Département Matériaux Alpha pour m'avoir accueilli au sein de leur effectif. Je remercie également M. Hervé Glandais, Mme Nathalie Baclet et M. Hervé Chateauvieux, Chefs successifs du Service de Recherche en Neutronique et Criticité puis du Service Mesure, Neutronique et Criticité pour m'avoir intégré efficacement à leur unité.

Je remercie très chaleureusement MM. Nicolas Authier et Pierre Casoli pour le temps et l'énergie qu'ils ont toujours fournis dans l'encadrement de cette thèse, leur investissement continu constitue à n'en pas douter la clé de voûte de ce travail. Mes remerciements vont aussi tout naturellement à l'attention de MM. Cheikh M. Diop et Eric Bauge, directeurs de thèse, pour le suivi efficace qu'ils ont fourni tout au long de la thèse.

Je souhaite exprimer ma plus profonde gratitude à MM. Paul Reuss et Alain Santamarina pour m'avoir fait l'honneur d'être rapporteurs de ma thèse, leurs observations pertinentes ont été un vecteur efficace d'amélioration du manuscrit. Je remercie M. Bernard Berthier d'avoir accepté de présider le jury, ainsi que Mmes Annick Billebaud, Tatiana Ivanova et M. Sylvain David pour leur participation au jury, témoignant ainsi de leur intérêt pour le sujet.

Je remercie les différents collaborateurs qui ont participé activement au bon déroulement de la thèse, notamment M. Pascal Grivot dont l'aide s'est révélée très précieuse dans la bonne mise en oeuvre des codes de calcul déployés. J'adresse des remerciements tout particulier au personnel qui oeuvre à l'exploitation du réacteur CALIBAN avec professionnalisme et bonne humeur : MM. Yves Leo, Hugues Lereuil, Didier "TESSA" Chanussot, Gaëtan Gevrey, Fabrice Jacquot ainsi que Frédérique Guilbert, pour avoir enduré les séances interminables de mesures en cellule (non le plafond n'a pas bougé en quatre ans). L'équipe CALIBAN ne serait pas complète sans Dominique, qui fait respecter la loi dans le bâtiment. Leur implication a été déterminante pour la bonne qualité des expériences effectuées.

Merci au LV Amaury Chapelle, doctorant au sein du service, pour tous les échanges fructueux que nous avons pu entretenir et qui ne manqueront pas de se poursuivre ainsi que pour sa sympathie.

Je remercie également M. Xavier Jacquet pour son aide précieuse dans la mise en oeuvre des acquisitions et pour avoir notamment partagé les doses avec moi ainsi que MM. Guillaume Rousseau et Laurent Chambru, pour la gestion des sources radioactives et des matières nécessaires aux expériences.

Je suis particulièrement reconnaissant à MM. Jérôme Serp et Benoît Claux pour m'avoir initié à certains procédés électrochimiques, je remercie également MM. Philippe Almecija, Grégory Pernot, Patrice Gaillard et Philippe Bugeon pour leur aide précieuse sur les aspects "sûreté" relatifs aux expériences effectuées.

Je remercie les personnels du Service de Protection contre les Rayonnements impliqués dans les expériences pour m'avoir protégé avec zèle contre les rayonnements ionisants.

J'exprime ma plus profonde gratitude à l'ensemble du personnel du Service Mesure, Neutronique et Criticité pour m'avoir accueilli chaleureusement au sein du groupe et pour m'avoir permis de m'épanouir avec eux.

L'organisation de la soutenance n'aurait pas été possible sans la diligence de Mme Françoise Raoult, qu'elle trouve ici l'expression de ma plus profonde sympathie.

Je tiens à remercier les évaluateurs du Service de Physique Nucléaire de Bruyères le Châtel : MM. Benjamin Morillon, Pascal Romain et Helder Duarte pour m'avoir initié à l'évaluation des données nucléaires et pour toutes les discussions intéressantes que nous avons pu échanger. Je remercie également MM. Philippe Humbert, Michel Caillaud, Frédéric Chappert et Mme Marie Ducauze-Philippe pour leur aide dans la bonne interprétation des expériences.

La bonne compréhension du fonctionnement de TRIPOLI-4 et des codes Monte Carlo en général doit beaucoup au temps et à l'énergie que les équipes du SERMA (CEA Saclay) ont bien voulu me consacrer. Je remercie tout particulièrement MM. Jean-Christophe Trama et François-Xavier Hugot pour leur accueil et leurs enseignements.

Je remercie M. Brad Rearden ainsi que l'ensemble du staff "SCALE" du Laboratoire National d'Oak Ridge pour m'avoir accueilli au sein de leur équipe. La bonne utilisation des modules de SCALE n'aurait pas été possible sans le support de MM. Thomas Miller et Matthew Jessee. Merci également à MM. Robert "Rob" et Jordan Lefebvre, développeurs pour m'avoir "fait rentrer" dans le code. Je remercie Mme Dorothea Wiarda pour son aide précieuse concernant l'utilisation des modules d'AMPX ainsi que MM. Mark Williams et Lester Petrie pour leurs conseils avisés en matière de calcul des perturbations.

Je remercie enfin toutes les personnes, membres de ma famille et amis, pour le soutien indéfectible qu'ils m'ont apporté au cours de ces quelques années.

Table des matières

Introduction générale **11**

I Eléments de physique nucléaire et de neutronique **15**

1 Eléments de physique nucléaire **17**
1.1 Introduction . . . 18
1.2 L'interaction neutron-noyau . . . 18
1.2.1 Réactions induites par les neutrons sur les noyaux . . . 18
1.2.2 La notion de section efficace . . . 19
1.3 Le phénomène de résonance . . . 20
1.4 La fission nucléaire et ses produits . . . 21
1.4.1 Description du processus . . . 21
1.4.2 Les produits de la fission . . . 22
1.5 Evaluation des données nucléaires . . . 24
1.5.1 Les expériences différentielles . . . 24
1.5.2 Les expériences intégrales . . . 25
1.5.3 Les bibliothèques évaluées de données nucléaires . . . 26
1.6 L'amélioration des bibliothèques de données nucléaires . . . 26
1.6.1 Contexte et enjeux . . . 27
1.6.2 La réponse à ces besoins . . . 29

2 Eléments de neutronique **31**
2.1 Index des notations . . . 32
2.2 L'équation du transport . . . 33
2.2.1 Introduction . . . 33
2.2.2 Le transport spatial (streaming) . . . 33
2.2.3 Les disparitions . . . 34
2.2.4 La source de diffusion . . . 34
2.2.5 La source de fission . . . 34
2.2.6 Les autres sources . . . 35
2.2.7 Formulation de l'équation du transport . . . 35
2.3 Les solutions stationnaires de l'équation du transport . . . 36
2.3.1 Le problème critique sans source . . . 37
2.3.2 Le problème à source fixe . . . 38
2.4 Théorie des perturbations . . . 38
2.5 Les équations de la cinétique ponctuelle . . . 40
2.5.1 Formulation générale . . . 40
2.5.2 Le modèle du réacteur point . . . 44
2.5.3 Une autre écriture des équations de la cinétique . . . 44

3 La mesure de la réactivité **47**
3.1 Introduction . . . 48
3.2 Généralités sur la mesure en physique des réacteurs . . . 49
3.3 Mesure de la période asymptotique de divergence . . . 50
3.3.1 L'équation de Nordheim . . . 50
3.3.2 La période asymptotique . . . 51
3.3.3 Erreurs et incertitudes liées à la méthode . . . 56
3.4 Aperçu sur les expériences de chute de barre (rod-drop) . . . 60
3.4.1 La méthode du saut prompt . . . 60
3.4.2 La méthode des comptages intégrés . . . 61
3.4.3 La méthode d'inversion des équations de la cinétique . . . 62
3.5 La méthode d'ajustement des comptages . . . 63
3.5.1 Présentation de la méthode . . . 63
3.5.2 Description de la méthodologie retenue . . . 64
3.5.3 Choix de la plage d'ajustement . . . 64
3.5.4 Erreurs et incertitudes liées à la méthode . . . 65
3.6 Mesures de substitution . . . 78
3.6.1 Présentation de la méthode . . . 78
3.6.2 Erreurs et incertitudes liées à la méthode . . . 81

II Expériences de perturbation sur le réacteur Caliban **91**

4 Le Réacteur Caliban **93**
4.1 Présentation générale . . . 94
4.2 Déplacement et positionnement des éléments mobiles du coeur . . . 98
4.2.1 Le bloc de sécurité . . . 98
4.2.2 Les barres de contrôle . . . 100
4.3 Fonctionnement du réacteur . . . 100
4.4 L'instrumentation autour du réacteur Caliban . . . 102
4.4.1 Introduction . . . 102
4.4.2 Présentation de l'instrumentation déployée autour de Caliban . . . 103
4.4.3 Etalonnage de l'instrumentation additionnelle . . . 105
4.4.4 Le temps mort de l'instrumentation . . . 109

5 Caractérisation du réacteur Caliban **113**
5.1 Introduction . . . 114
5.2 Les données de précurseurs . . . 114
5.2.1 L'importance des données de précurseurs . . . 114
5.2.2 La description des populations de précurseurs : état de l'art . . . 115
5.2.3 Choix d'un jeu de données adapté à Caliban . . . 120
5.3 Etalonnage des éléments de pilotage . . . 122
5.3.1 Introduction . . . 122
5.3.2 Mode opératoire . . . 122
5.3.3 Résultats . . . 123
5.4 L'efficacité différentielle du bloc de sécurité . . . 124
5.4.1 Estimation par calcul . . . 125
5.4.2 Mesure expérimentale . . . 125
5.5 Les effets de température . . . 126
5.6 Les paramètres cinétiques . . . 128
5.6.1 Index des notations . . . 128
5.6.2 La mesure des grandeurs cinétiques . . . 128
5.7 Description de la chute de la barre de contrôle BC3 . . . 132

6 Présentation des expériences et résultats obtenus **137**
6.1 Introduction . . . 138
6.2 Définition de l'impact en réactivité . . . 138
6.3 Présentation des expériences . . . 138
6.3.1 La définition du coeur de référence . . . 139
6.3.2 Positionnement de l'échantillon à l'intérieur de la cavité centrale . . . 139
6.3.3 Variation de la hauteur critique d'une barre de contrôle . . . 142
6.3.4 Mesure de l'impact en réactivité dans un coeur légèrement surcritique . . . 144
6.4 Traitement des incertitudes et correction des biais . . . 145
6.4.1 Les variations de température . . . 145
6.4.2 Les incertitudes dans le positionnement du bloc de sécurité . . . 146
6.4.3 Les incertitudes dans le positionnement des barres de contrôle . . . 147
6.4.4 Les incertitudes dans le positionnement de l'échantillon . . . 147
6.5 Présentation et discussion des résultats . . . 148
6.5.1 Les échantillons d'or . . . 149
6.5.2 Les échantillons de lutécium . . . 150
6.5.3 L'échantillon de plutonium 239 . . . 151
6.5.4 L'échantillon d'uranium appauvri . . . 153
6.5.5 Discussion des résultats . . . 154

III Le calcul numérique de l'impact en réactivité **157**

7 La résolution numérique de l'équation du transport **159**
7.1 Introduction . . . 160
7.2 Les codes déterministes . . . 160
7.2.1 Le traitement de la variable énergétique . . . 160
7.2.2 Le traitement des résonances . . . 161
7.2.3 Les deux approches déterministes pour la résolution de l'équation de Boltzmann . . . 164
7.2.4 La méthode des harmoniques sphériques . . . 165
7.2.5 La méthode des ordonnées discrètes . . . 167
7.2.6 Le traitement de la variable spatiale . . . 169
7.3 Les codes Monte-Carlo . . . 170
7.3.1 Principe des méthodes Monte-Carlo . . . 170
7.3.2 Formulation intégrale de l'équation de Boltzmann . . . 170
7.3.3 Développement de Ψ en série de Neumann . . . 172
7.3.4 Simulation du cheminement d'un neutron . . . 173
7.3.5 Calcul à source fixe et calcul de criticité . . . 175
7.3.6 Les principaux estimateurs dans les codes Monte Carlo . . . 176

8 Les méthodes de calcul des perturbations **179**
8.1 Introduction . . . 180
8.2 Calcul de la différence entre deux réactivités . . . 180
8.2.1 Présentation . . . 180
8.2.2 Limites de la méthode . . . 181
8.3 Calcul du poids spécifique en réactivité par ajustement . . . 181
8.3.1 Le poids spécifique en réactivité . . . 181
8.3.2 Calcul du poids spécifique en réactivité . . . 183
8.3.3 Erreurs, incertitudes et limites de cette méthode . . . 186
8.4 La méthode des échantillons corrélés . . . 187
8.4.1 Présentation de la méthode . . . 188
8.4.2 Limites de la méthode . . . 190
8.4.3 Calcul du poids spécifique en réactivité . . . 191

8.5 Calcul à partir de la théorie des perturbations . . . 191
8.5.1 Présentation . . . 191
8.5.2 Le calcul du flux adjoint . . . 192

9 Description des calculs et résultats obtenus 193
9.1 Introduction . . . 194
9.2 Présentation des codes de calculs . . . 194
9.2.1 PARTISN . . . 194
9.2.2 MCNP . . . 195
9.2.3 TRIPOLI . . . 195
9.2.4 SCALE . . . 195
9.3 Génération des sections efficaces multigroupes . . . 196
9.3.1 Les bibliothèques distribuées avec SCALE . . . 196
9.3.2 Le traitement des sections efficaces . . . 197
9.3.3 Génération de la bibliothèque JEFF 3.1 au format AMPX . . . 200
9.3.4 Génération de jeux de sections efficaces pour PARTISN . . . 201
9.3.5 L'importance de l'autoprotection des résonances . . . 203
9.4 Modélisation du coeur . . . 205
9.4.1 Le benchmark du réacteur CALIBAN . . . 205
9.4.2 Un modèle 2D du réacteur CALIBAN . . . 209
9.4.3 Modélisation des expériences . . . 214
9.5 Présentation des résultats . . . 216
9.5.1 Les méthodes utilisées . . . 217
9.5.2 Comparaison des différents codes de calculs en l'absence d'échantillons . . . 221
9.5.3 L'échantillon d'or . . . 222
9.5.4 L'échantillon de lutécium . . . 222
9.5.5 L'échantillon de plutonium 239 . . . 222
9.5.6 L'échantillon d'uranium appauvri . . . 223
9.6 Comparaison expérience-calcul et interprétation associée . . . 224
9.6.1 Les modalités de la confrontation expérience-calcul . . . 225
9.6.2 Une interprétation absolue . . . 227

Conclusion générale 237

IV Bibliographie et annexes 249

10 Bibliographie thématique 251
10.1 Ouvrages de référence . . . 253
10.1.1 Physique des réacteurs . . . 253
10.1.2 Cinétique des réacteurs . . . 253
10.2 Physique nucléaire . . . 253
10.2.1 Données nucléaires : mesures, évaluations et besoins . . . 253
10.2.2 Mesures des multiplicités de fission . . . 254
10.2.3 Données de précurseurs . . . 254
10.3 Mesures de la réactivité . . . 255
10.3.1 Mesures de substitution . . . 255
10.3.2 Expériences de chute de barre . . . 255
10.3.3 Mesures sous-critiques . . . 255
10.4 Installations expérimentales . . . 256
10.4.1 Réacteurs pulsés . . . 256
10.4.2 Le réacteur CALIBAN . . . 256
10.5 Mesures et calculs de β_{eff} . . . 256
10.6 Neutronique aléatoire et mesures de bruit neutronique . . . 257

10.7 Mesures de Perturbations . . . 257
10.8 Erreurs et analyses d'incertitudes . . . 257
10.9 Codes de calculs neutronique . . . 258
10.9.1 Traitement et format des fichiers de sections efficaces . . . 258
10.9.2 Codes et méthodes déterministes . . . 258
10.9.3 Codes et méthodes Monte Carlo . . . 258

A Définition et propriétés des opérateurs adjoints 261

B Flux adjoint et notion d'importance neutronique 263

C Les harmoniques promptes 265
C.1 Définitions . . . 265
C.2 Calculs analytiques dans le cadre de la théorie de la diffusion monocinétique . . . 266

D Schémas des éléments mobiles autour du réacteur Caliban 269

E Etalonnage des barres de contrôle 271

F Détail des résultats expérimentaux 275
F.1 L'échantillon d'or . . . 275
F.1.1 Variation de la hauteur critique de la barre BC3 . . . 275
F.1.2 Divergences . . . 276
F.2 L'échantillon de plutonium 239 . . . 276
F.2.1 Variation de la hauteur critique de la barre BC3 . . . 276
F.2.2 Divergences . . . 276
F.3 L'échantillon de lutécium . . . 279
F.3.1 Variation de la hauteur critique de la barre BC3 . . . 279
F.3.2 Divergences . . . 279
F.4 L'échantillon d'uranium appauvri . . . 281
F.4.1 Variation de la cote critique . . . 281
F.4.2 Divergences . . . 281

G Plan détaillé du conteneur de l'échantillon de plutonium 283

H Opérateurs invariants par rotation, harmoniques sphériques et polynômes de Legendre 285
H.1 Rotations et opérateurs invariants par rotation . . . 285
H.1.1 Quelques définitions . . . 285
H.1.2 Opérateurs invariants par rotation . . . 285
H.2 Les polynômes de Legendre . . . 286
H.3 Les harmoniques sphériques . . . 287

I Illustrations des maillages énergétiques utilisés au cours des calculs 291

Introduction générale

L'énergie nucléaire occupe une place prépondérante dans l'économie et le paysage politique français. Les années 1950-1960 ont vu l'émergence de notre industrie nucléaire civile par le déploiement des six premiers réacteurs EDF (Chinon A1, A2 et A3, Saint-Laurent A1 et A2 et Bugey 1), ces premières installations furent les prémices d'un parc électronucléaire qui deviendra de plus en plus fiable et sûr au fil des années. Aujourd'hui, 58 tranches nucléaires délivrent 80 % des besoins en électricité du pays, nous permettant d'atteindre un taux d'indépendance énergétique proche de 50 % et nous assurant l'accès à une énergie compétitive sur le plan économique.

Parallèlement à l'émergence des applications nucléaires civiles, le développement des programmes militaires a permis à la France de se doter d'une force de dissuasion confortant sa politique d'indépendance nationale. Depuis que la France a fait le choix d'arrêter ses essais nucléaires, la continuité de notre capacité de dissuasion sur le long terme repose sur le programme Simulation. Ce dernier consiste à se doter des outils nécessaires à la reproduction par le calcul des différentes phases de fonctionnement d'une arme.

Les outils de simulation constituent le fer de lance des développements actuels portant sur l'évolution et l'amélioration des applications de l'énergie nucléaire. C'est notamment par le biais de la simulation numérique que sont garanties aujourd'hui la fiabilité et la sûreté des têtes nucléaires de notre force de dissuasion. On peut également mentionner les études sur les concepts de réacteurs innovants (Génération IV), destinées à fournir des éléments de décisions qui seront primordiaux lors de la transition vers cette nouvelle génération. Ces études exigent des résultats de simulation robustes et prédictifs ainsi qu'une maîtrise des incertitudes associées.

Les outils de simulation sont constitués de codes de calculs utilisant comme paramètres d'entrée les données physiques caractéristiques des phénomènes étudiés. Les codes chargés de la résolution de l'équation du transport neutronique ont par exemple besoin d'informations relatives aux interactions se produisant entre les neutrons et les noyaux atomiques présents dans la matière. Ces informations sont incluses dans un ensemble plus général appelé "données nucléaires" et dont le périmètre s'étend aux réactions induites par des photons ou des particules chargées.

L'élaboration des données nucléaires résulte de la synergie entre des modèles théoriques d'une part et des expériences différentielles de l'autre. Les données qui en découlent sont synthétisées dans des fichiers normalisés et regroupés en bibliothèques : ce sont les bibliothèques de données évaluées.

Les données nucléaires ainsi compilées, vouées à être utilisées dans les codes de calculs, doivent être en mesure de restituer convenablement des systèmes analogues aux applications pour lesquelles elles sont dédiées. C'est le principe de la validation intégrale des données nucléaires, illustré sur la figure 1. Dans le cas où une bibliothèque de données évaluées ne parviendrait pas à reproduire une expérience de référence, des ajustements sur les évaluations doivent être opérés et ce, jusqu'au moment où la restitution sera jugée satisfaisante.

Le CEA exploite actuellement des installations permettant de réaliser ce type d'études, trois d'entre elles sont implantées sur le site de Cadarache : Eole, Minerve et Masurca. L'installation Minerve est plus particulièrement dédiée à la qualification des données nucléaires d'isotopes présents dans les réacteurs à eau, elle délivre un spectre neutronique thermalisé caractéristique de ce type de réacteurs. Notons que des programmes furent réalisés par le passé auprès de cette installation avec un coeur délivrant un spectre de neutrons rapides. Cette configuration, dénommée Ermine, n'est toutefois plus mise en oeuvre aujourd'hui.

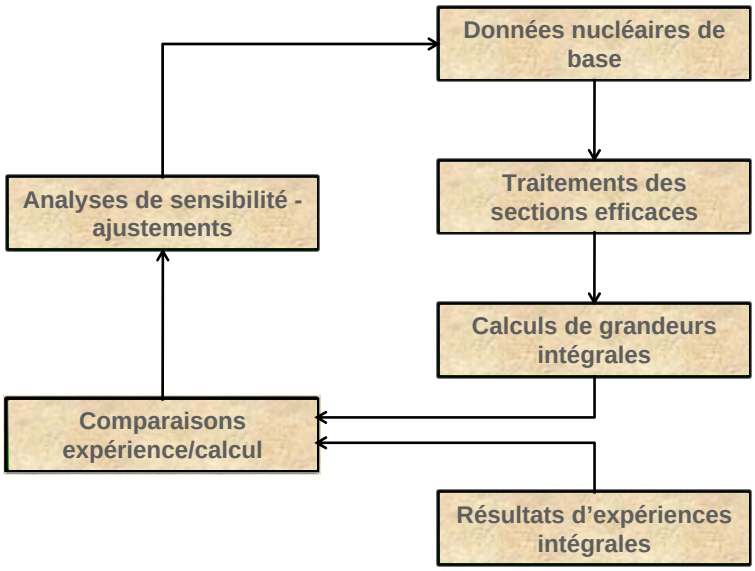


FIGURE 1 – **Validation des données nucléaires par le biais d'expériences intégrales**

Trois installations en mesure d'effectuer ces études sont également implantées sur le site CEA de VALDUC : CALIBAN, PROSPERO et SAMES. CALIBAN et PROSPERO sont deux réacteurs métalliques composés d'un alliage ultra-enrichi en uranium 235 (>90 % en masse) et délivrant un spectre de neutrons rapides, SAMES est un accélérateur délivrant des neutrons de fusion. Notons que le réacteur CALIBAN a fait l'objet d'un benchmark publié par l'ICSBEP.

Ce document est dédié aux expériences de perturbation effectuées auprès du réacteur CALIBAN et plus particulièrement aux mesures d'impacts en réactivité d'échantillons de petites tailles. Cette quantité est une grandeur intégrale dans la mesure où celle-ci s'exprime à partir de taux de réactions intégrés sur l'énergie. Ces expériences intégrales ont pour vocation d'apporter des informations pertinentes, aptes à initier une réflexion sur la qualité des bibliothèques de données nucléaires évaluées.

Le travail qui fait l'objet de ce mémoire a été initié dans l'optique de remplir un triple objectif :

1. Définir un protocole expérimental permettant de réaliser des mesures d'impacts en réactivité appliquées à des échantillons induisant de faibles perturbations avec l'évaluation des incertitudes associées ;
2. Mettre en oeuvre de telles expériences avec des isotopes interessant les programmes du CEA, en particulier un échantillon d'américium 241 ;
3. Déployer des schémas de calculs qui soient en mesure de confronter les résultats expérimentaux avec les résultats de simulation pour un panel de codes de calculs utilisant les bibliothèques de données nucléaires récentes.

Ce travail s'appuie sur un socle constitué de travaux réalisés par le passé. Des expériences de perturbation appliquées à des échantillons de matériaux fissiles ayant un fort impact en réactivité ont notamment été effectuées auprès du réacteur CALIBAN il y a une vingtaine d'années. Citons également des travaux consacrés à la restitution numérique de telles expériences à partir de codes Monte-Carlo [86] et de codes déterministes [77]. Des expériences dédiées à la caractérisation du réacteur CALIBAN, lesquelles sont nécessaires à l'interprétation des expériences de perturbation, ont également été réalisées depuis la mise en service du réacteur en 1971. Notons que ces expériences de caractérisation sont indispensables à l'exploitation du réacteur.

La fabrication de l'échantillon d'américium 241, initiée dès le début du travail de thèse, a été divisée en deux grandes étapes. La première consistait à mettre au point le procédé électrochimique qui devait permettre d'extraire l'américium 241 d'un alliage constitué de plusieurs actinides. La seconde devait comprendre la fabrication proprement dite de l'échantillon et son utilisation auprès du réacteur CALIBAN. Pour des raisons de sûreté, seule la première étape a pu être réalisée. En effet, la fabrication de l'échantillon a très rapidement soulevé des problèmes inhérents au respect des référentiels de sûreté des installations concernées. En conséquence, il a été choisi de ne pas procéder à l'élaboration de cet échantillon et de se concentrer sur d'autres isotopes d'intérêt afin de ne pas mettre en péril le bon déroulement du travail de thèse.

La première partie du document a pour vocation de présenter les notions fondamentales qui seront exploitées dans la suite du mémoire. La validation des données nucléaires constitue le cadre général dans lequel s'inscrit ce travail, aussi nous est-il apparu nécessaire de fournir quelques éléments de physique nucléaire au sein d'un premier chapitre. Il y sera notamment décrit les principales interactions susceptibles se produire entre la population de neutrons et les noyaux présents dans la matière. Un bref aperçu du processus d'évaluation des données nucléaires sera ensuite fourni avant que l'on s'attarde plus longuement sur le contexte, les enjeux et les besoins qui motivent aujourd'hui une démarche d'amélioration de ces données.

Le chapitre n° 2 a pour objectif de présenter les éléments de neutronique nécessaires à la bonne compréhension des développements qui seront présentés ultérieurement. L'équation du transport décrivant le comportement de la population de neutrons y sera établie avec une brève discussion sur la nature de certaines de ses solutions particulières. La formule des perturbations, très largement utilisée dans les calculs effectués, sera ensuite présentée. Les équations de la cinétique, permettant de décrire les transitoires observés auprès de CALIBAN, seront enfin explicitées.

Les techniques expérimentales permettant de déduire l'impact en réactivité d'un échantillon reposent sur la détermination d'une grandeur appelée réactivité. Les méthodes qui ont été déployées à cette fin seront décrits au sein du chapitre n° 3. Après un bref rappel des principes fondamentaux de la mesure en physique des réacteurs, nous nous attarderons sur les différents types de mesures qui ont été effectuées auprès de CALIBAN

La seconde partie du document est dédiée à la description des expériences de perturbations effectuées auprès de CALIBAN. Le chapitre n° 4 contient une description de cette installation expérimentale ainsi qu'une présentation des dispositifs de détection déployés pour le suivi des expériences. Les incertitudes liées à leur mise en oeuvre seront exposées et les méthodes utilisées pour leur étalonnage seront décrites.

Les chapitres n° 5 et n° 6 sont dédiés à la description des expériences effectuées au cours de ce travail. Le premier concerne les travaux ayant trait à la caractérisation du réacteur, laquelle est nécessaire à la bonne interprétation des expériences de perturbation décrites dans le second. On s'attachera à présenter dans ce dernier le principe et le déroulement pratique des mesures effectuées, avec leurs incertitudes et les traitements associés.

La troisième partie du document traite du calcul numérique de l'impact en réactivité des échantillons qui ont fait l'objet de nos expériences. Le chapitre n° 7 passe en revue les diverses méthodes numériques utilisées pour résoudre l'équation du transport neutronique. Ces méthodes, utilisées par les codes de calculs actuels, permettent d'obtenir par la simulation les grandeurs intégrales caractéristiques des systèmes nucléaires.

Nous exposerons dans le chapitre n° 8 les techniques qui permettent d'obtenir par calcul l'impact en réactivité d'un échantillon. De par la nature variée des codes déployés, les méthodes peuvent être très différentes les unes des autres. Les spécificités de chacune d'elles seront identifiées avec leurs incertitudes.

Le chapitre n° 9 est quant à lui dédié à la description des calculs effectués et des résultats obtenus. Les codes utilisés seront présentés avec leurs spécificités. Nous nous attarderons ensuite sur la génération et les traitements des sections efficaces multigroupes, lesquels sont nécessaires à la mise en oeuvre de certains codes utilisés. L'élaboration d'un modèle simplifié du coeur sera ensuite exposée avant la présentation et la discussion des résultats obtenus.

Première partie

Eléments de physique nucléaire et de neutronique

Chapitre 1

Eléments de physique nucléaire

Sommaire

1.1 Introduction **18**
1.2 L'interaction neutron-noyau **18**
1.2.1 Réactions induites par les neutrons sur les noyaux 18
1.2.2 La notion de section efficace 19
1.3 Le phénomène de résonance **20**
1.4 La fission nucléaire et ses produits **21**
1.4.1 Description du processus 21
1.4.2 Les produits de la fission 22
1.5 Evaluation des données nucléaires **24**
1.5.1 Les expériences différentielles 24
1.5.2 Les expériences intégrales 25
1.5.3 Les bibliothèques évaluées de données nucléaires 26
1.6 L'amélioration des bibliothèques de données nucléaires **26**
1.6.1 Contexte et enjeux 27
1.6.2 La réponse à ces besoins 29

1.1 Introduction

Ce chapitre a pour vocation de présenter brièvement les notions de physique nucléaire essentielles aux études de neutronique. Les principes de l'interaction neutron-noyau seront décrits en premier lieu, ceux-ci étant à la base de l'étude du transport des neutrons dans un matériau. Un éclairage succint sur l'évaluation des données nucléaires sera ensuite apporté avant de s'attarder plus longuement sur la construction des bibliothèques de sections efficaces qui sont utilisées par les codes de calcul neutronique.

1.2 L'interaction neutron-noyau

La densité des neutrons au sein d'un réacteur nucléaire est significativement plus faible que celle des noyaux présents dans les matériaux le constituant. Les interactions neutrons-neutrons sont donc complètement négligées.

Il en est de même pour les interactions neutrons-électrons, leur probabilité d'intéragir est infime et si réaction il y a, le rapport des masses est tel que la collision avec un électron ne modifierait la trajectoire du neutron que de manière insensible.

Nous ne considérerons donc que les interactions neutrons-noyaux par la suite. La conséquence directe de cette observation est cruciale puisque l'équation décrivant le transport neutronique sera linéaire. Son traitement en sera d'autant plus facilité.

1.2.1 Réactions induites par les neutrons sur les noyaux

Les réactions pouvant se produire entre un neutron et un noyau se divisent en deux catégories :

1. les diffusions potentielles,
2. les réactions qui conduisent à la formation d'un noyau composé.

Les diffusions potentielles ne font pas intervenir la formation d'un noyau composé puisqu'il n'y a pas de contact entre le neutron et le noyau. Le neutron est seulement diffusé sous l'action du champ nucléaire produit par le noyau. Le "choc" se produit de manière élastique, avec conservation de l'impulsion et de l'énergie cinétique du système {neutron,noyau}.

A l'inverse, pour le second type de réaction, il y a mise en jeu des forces nucléaires lorsque le neutron pénètre le noyau. Le neutron apporte alors au noyau son énergie cinétique plus son énergie de liaison et il y a formation d'un noyau composé. Le noyau composé excité va alors se désintégrer par un processus radioactif, plusieurs voies de sorties sont possibles en fonction de l'énergie apportée par le neutron. Les principales réactions sont listées ci-dessous.

La diffusion élastique (n, n)

L'énergie apportée par le neutron est intégralement restituée par le noyau pour sa réémission. Une partie de cette énergie va servir à briser la liaison, le complément sera fourni en énergie cinétique. Le noyau retrouve son état fondamental à la fin du processus, c'est une réaction sans seuil donc toujours possible, quelle que soit l'énergie du neutron incident.

La diffusion inélastique (n, n')

Le neutron est réémis mais une partie de son énergie est conservée dans le noyau. Celui-ci est dans un état excité à la fin du processus, il sera le siège d'une désintégration gamma. C'est une réaction à seuil, le neutron incident doit apporter une énergie supérieure au premier niveau d'excitation du noyau.

La capture radiative (n, γ)

L'énergie d'excitation du noyau est intégralement libérée sous forme d'un ou plusieurs photons. Le noyau ainsi formé revient à un état fondamental à la fin du processus, c'est une réaction sans seuil toujours possible quelque soit l'énergie du neutron incident.

La fission

Pour les noyaux les plus lourds, le neutron peut induire une scission de celui-ci en deux fragments plus légers, c'est la réaction de fission. Ce processus s'accompagne de l'émission d'un nombre variable de neutrons (de zéro à sept) et d'un dégagement d'énergie. En fonction des caractéristiques du noyau fissionnant, la fission peut être à seuil ou non. Cette réaction sera détaillée au paragraphe 1.4.

La réaction (n, xn)

Cette réaction ne peut se produire que si l'énergie du neutron incident est supérieure à l'énergie de séparation d'un neutron dans le noyau cible. Le noyau composé ainsi formé peut éventuellement libérer deux neutrons. Si l'énergie du neutron incident le permet, il peut y avoir émission de trois neutrons (réaction $(n, 3n)$) ou plus.

La réaction (n, α)

L'interaction entre un neutron et un noyau peut aussi conduire à l'émission de particules chargées. La plus importante en physique des réacteurs est la réaction (n, α) qui produit un noyau d'hélium 4. Cette réaction est en effet à la base de bon nombre de dispositifs de détection, la particule α étant fortement ionisante, celle-ci produit des charges qui sont collectées, lesquelles génèrent alors un signal électrique (cf paragraphe 3.2). Il existe d'autres réactions qui conduisent à la formation de particules chargées, citons par exemple la réaction (n, p) qui émet un proton. Ces réactions peuvent être avec ou sans seuil.

1.2.2 La notion de section efficace

La probabilité d'interaction d'un neutron avec un noyau est formalisée par le biais d'une grandeur appelée section efficace microscopique $\sigma(\vec{r}, E)$. Le taux de réactions R (nombre d'interactions par seconde par unité de volume) produit par un flux de neutrons $\phi(\vec{r}, E)$ d'énergie E traversant un matériau de densité atomique $N(\vec{r})$ au point $\vec{r}$ est donné par :

$$R = N(\vec{r})\sigma(\vec{r}, E)\phi(\vec{r}, E) \tag{1.1}$$

La section efficace est usuellement exprimée en barn (b), une unité adaptée aux échelles des dimensions nucléaires :

$$1\text{b} = 10^{-24}\,\text{cm}^2 \tag{1.2}$$

On peut généraliser la notion de section efficace aux réactions qui modifient l'énergie et la direction du neutron incident à partir des sections efficaces différentielles. En ce qui concerne la réaction de diffusion, le nombre de particules incidentes d'énergie E et de direction $\vec{\Omega}$ diffusées dans la direction $\vec{\Omega}'$ à l'énergie E' au point $\vec{r}$ sera donné par une section efficace doublement différentielle en angle et en énergie :

$$\sigma_s(\vec{r}, E \to E', \vec{\Omega} \to \vec{\Omega}') \tag{1.3}$$

Cette section efficace s'exprime en barn.MeV^{-1}.strd^{-1}, le stéradian (strd) étant l'unité d'angle solide.

Les matériaux constitutifs d'un coeur nucléaire ayant généralement une densité uniforme, il est plus courant d'utiliser en physique des réacteurs la section efficace macroscopique $\Sigma(\vec{r}, E)$ définie comme le produit entre la section efficace microscopique et la densité $N(\vec{r})$:

$$\Sigma(\vec{r}, E) = N(\vec{r})\sigma(\vec{r}, E) \tag{1.4}$$

La section efficace macroscopique est caractéristique d'un matériau, cette grandeur est exprimée en barn.cm^{-3} et elle est homogène à l'inverse d'une longueur. La probabilité d'interaction d'un neutron d'énergie E le long d'un parcours infinitésimal $\mathrm{d}x$ au sein d'un matériau de section efficace macroscopique $\Sigma(E)$ est égale à $\Sigma(E)\mathrm{d}x$. On peut ainsi montrer que le libre parcours moyen pour un neutron d'énergie E, définit comme la valeur moyenne de la distance à laquelle se produit la première collision, est égal à $1/\Sigma(E)$.

Il a été mentionné au paragraphe précédent un certain nombre de réactions susceptibles de se produire lorsque des neutrons cheminent au sein d'un matériau. On est ainsi amené à définir pour chaque réaction possible une section efficace dite partielle qui va décrire la probabilité d'occurence de la réaction en question.

Les sections efficaces sont des grandeurs additives, soient σ_1 et σ_2 les sections efficaces partielles de deux réactions, la probabilité qu'un neutron intéragisse suivant l'une ou l'autre des deux réactions sera décrite par la section $\sigma = \sigma_1 + \sigma_2$.

Les réactions de diffusions élastiques et inélastiques seront regroupées sous une section efficace de diffusion doublement différentielle notée $\sigma_s(\vec{r}, E \to E', \vec{\Omega} \to \vec{\Omega}')$. Les réactions (n, xn) sont généralement incluses dans ce terme, leur contribution étant multipliée par x pour la description de la source de diffusion. En intégrant la section efficace de diffusion doublement différentielle sur les variables d'angle et d'énergie, on obtient la section efficace de diffusion qui décrit la probabilité qu'a un neutron d'énergie E d'être diffusé, quelque soient la direction et l'énergie de sortie :

$$\sigma_s(\vec{r}, E) = \int_{E'} \int_{\vec{\Omega}\cdot\vec{\Omega}'} \sigma_s(\vec{r}, E \to E', \vec{\Omega} \to \vec{\Omega}')\, \mathrm{d}(\vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}')\, \mathrm{d}E' \tag{1.5}$$

Les fissions et les réactions de captures (capture radiative, émission de particules chargées) sont regoupées sous une section efficace d'absorption notée $\sigma_a(\vec{r}, E)$

La section efficace totale $\sigma_t(\vec{r}, E)$ décrivant la probabilité d'interaction d'un neutron au point $\vec{r}$ à l'énergie E, quelle que soit la réaction, est la somme des sections efficaces d'absorption et de diffusion :

$$\sigma_t(\vec{r}, E) = \sigma_a(\vec{r}, E) + \sigma_s(\vec{r}, E) \tag{1.6}$$

1.3 Le phénomène de résonance

Le noyau composé résultant de l'absorption du neutron incident possède un certain nombre d'états excités qui se répartissent par niveau. Lorsque l'énergie apportée par le neutron, somme de son énergie cinétique et de son énergie de liaison, est voisine de l'énergie d'un niveau d'excitation, la réaction sera grandement favorisée. On observe alors une augmentation significative de la section efficace pour un ensemble discret d'énergies qui correspondent aux niveaux d'excitations du noyau composé. Cette augmentation peut être de l'ordre de plusieurs décades au voisinage immédiat de l'énergie considérée. On donne une illustration de ce phénomène sur la figure 1.1 sur laquelle est représentée la section efficace totale de l'uranium 238.

Pour les plus faibles énergies, les niveaux d'excitation sont nettement séparés et il est possible de distinguer chacune des résonances, c'est le domaine des résonances résolues. Les formalismes de Breit et Wigner "simple niveau" et "multi niveau" permettent une description des résonances dans ce domaine.

A plus haute énergie, les résonances ne peuvent plus être distinguées entre elles par les mesures, c'est le domaine des résonances non résolues ou domaine statistique. Dans ce domaine, la largeur des résonances est supérieure à leur espacement, celles-ci sont alors décrites de manière statistique.

Enfin, pour des énergies encore supérieures, le recouvrement mutuel des résonances induit une variation régulière de la section efficace, c'est le continuum.

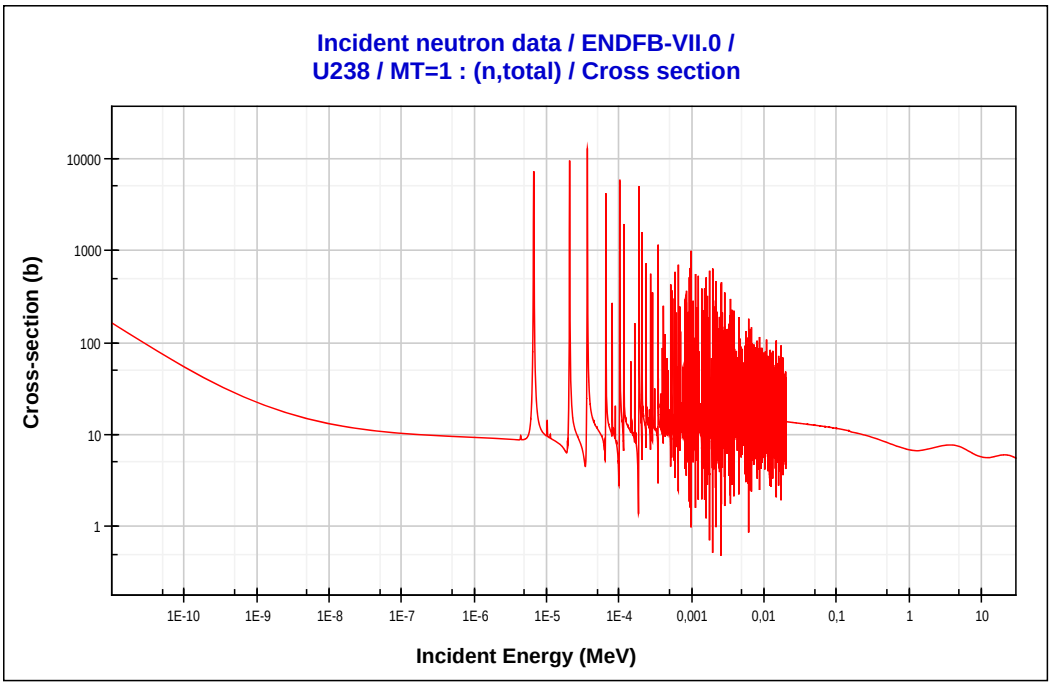


FIGURE 1.1 – **Les résonances de l'^{238}U**

Le traitement des résonances est d'une grande importance dans la génération des sections efficaces multigroupes pour les codes de calculs utilisés en neutronique. Celui-ci est bien souvent source d'erreurs et doit être traité avec attention. Ce point sera détaillé dans le chapitre consacré aux codes de calculs, au paragraphe 7.2.2.

1.4 La fission nucléaire et ses produits

La cohésion des nucléons au sein d'un noyau résulte de la compétition entre deux interactions antagonistes.

1. L'interaction coulombienne qui s'exerce entre les protons du noyau, celle-ci est répulsive et s'exerce à longue portée.
2. L'interaction nucléaire forte, de courte portée, qui lie les nucléons entre eux par l'intermédiaire des quarks les constituant.

L'énergie résultante de ces forces de liaison est gigantesque en comparaison des énergies de liaison chimiques qui s'exercent à l'échelle des molécules. L'énergie de liaison par nucléon est reportée sur la figure 1.2. Celle-ci est plus faible pour les noyaux lourds que pour les noyaux intermédiaires puisque la répulsion coulombienne est proportionnelle au carré du nombre de protons.

Les noyaux chercheront donc dans la mesure du possible à augmenter leur énergie de liaison par nucléon. Pour les noyaux lourds, cela revient à se scinder en deux fragments plus légers, c'est le phénomène de fission. L'augmentation correspondante de l'énergie de liaison est libérée sous forme d'énergie cinétique et radiative.

1.4.1 Description du processus

La fission est donc un processus exo-énergétique, elle libère environ 200 MeV principalement sous forme d'énergie cinétique. Bien que ce processus soit exo-énergétique, la fission ne se produit en général pas spontanément. Cela vient du fait qu'un apport préalable d'énergie est nécessaire

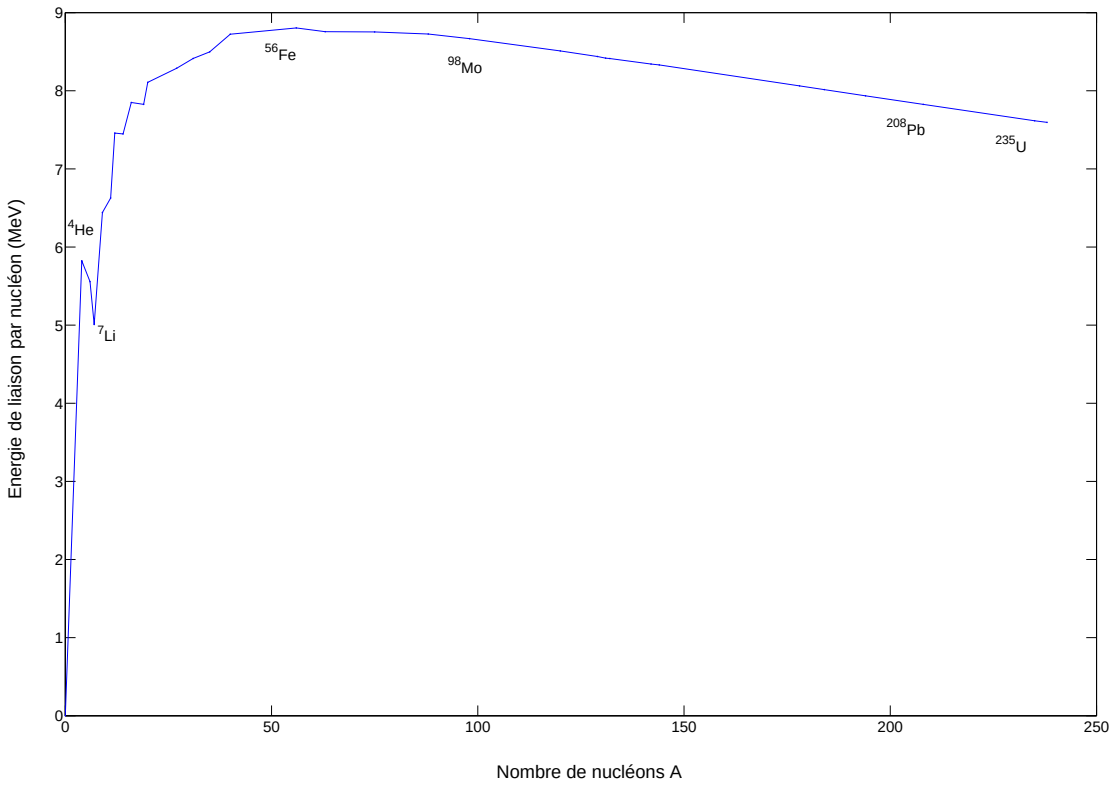


FIGURE 1.2 – **Description de l'énergie de liaison par nucléon selon le modèle de Bethe-Weizsäcker**

pour que se produise une déformation suffisante à l'initiation du processus de fission. Si l'on se réfère au modèle phénoménologique de la goutte liquide, la déformation doit conduire à une augmentation suffisante de la surface (donc une diminution de l'énergie de liaison) pour que la répulsion coulombienne puisse provoquer la scission du noyau ainsi déformé en deux fragments.

Bien que les noyaux lourds puissent fissionner de manière spontanée, ce sont les fissions induites par des neutrons qui sont largement majoritaires dans un réacteur nucléaire.

1.4.2 Les produits de la fission

La proportion observée entre les quantités de neutrons et de protons au sein d'un noyau résulte de la meilleure configuration possible en terme de stabilité. Pour les noyaux les plus légers, le rapport neutrons/protons est proche de 1. Ce rapport augmente progressivement jusqu'à environ 1,5 pour les noyaux les plus lourds.

Ainsi, lorsqu'un noyau lourd fissionne en deux noyaux intermédiaires, on observe un excédent de neutrons vis à vis de la quantité de protons. Une certaine quantité de neutrons sera alors émise instantanément par évaporation dès la scission du noyau. Cette quantité est variable, de zéro à sept neutrons, les neutrons émis ainsi sont appelés neutrons prompts. Leur distribution énergétique est usuellement décrite par un spectre de Maxwell :

$$\chi(E) = \frac{2\pi}{(\pi T)^{3/2}} \sqrt{E} \exp\left(-\frac{E}{T}\right) \tag{1.7}$$

Concernant la fission de l'uranium 235, T est environ égal à 1,33 MeV. L'énergie moyenne d'émission est égale à $3T/2$ soit environ 2 MeV, l'énergie la plus probable est égale à $T/2$ soit environ 0,66 MeV. La figure 1.3 représente le spectre d'émission de l'^{235}U selon cette distribution. Le

nombre moyen de neutrons émis par fission est d'environ 2,55 pour le réacteur CALIBAN, cette valeur a été obtenue à partir de la distribution de Terrel.

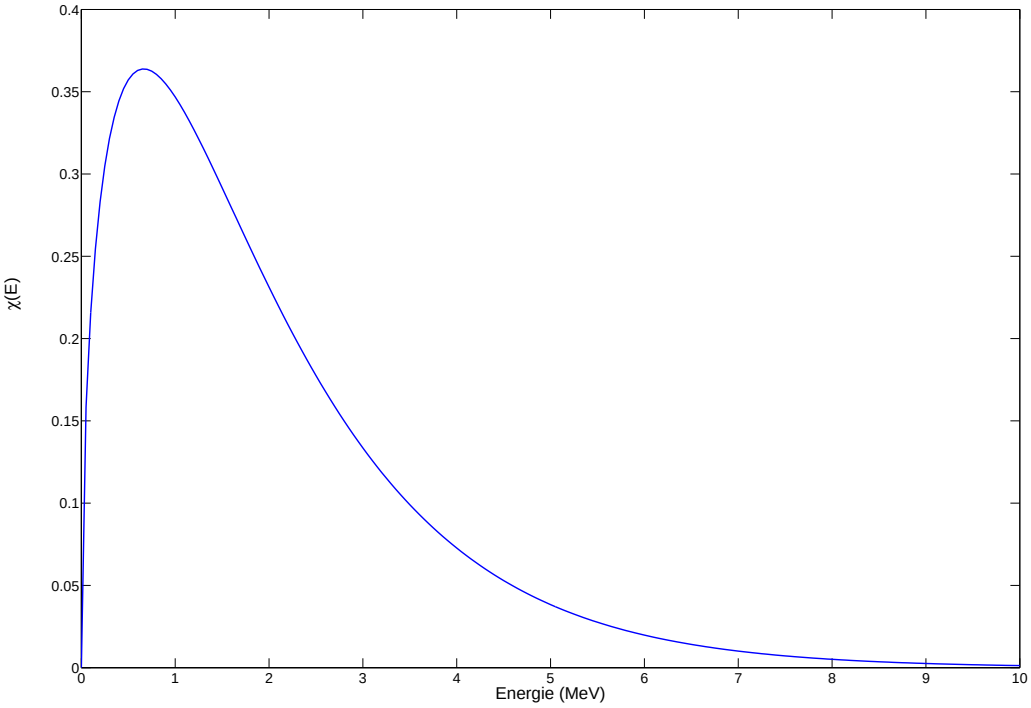


FIGURE 1.3 – **Le spectre de Maxwell pour la fission de l'^{235}U**

La fission s'accompagne presque toujours de la production de deux fragments de fissions, les rares exceptions étant les cas de fissions ternaires, lesquelles produisent en plus un noyau léger. La répartition en masse des produits de fission est dissymétrique, l'un des produits étant généralement plus lourd que l'autre. Les fragments de fission sont presque tous radioactifs bêta-moins puisqu'ils se retrouvent avec un surplus de neutrons. Après la décroissance bêta-moins, si le noyau a encore une énergie d'excitation supérieure à l'énergie de séparation d'un neutron, on peut observer l'émission d'un neutron.

Les neutrons émis de cette manière sont appelés neutrons retardés puisqu'ils n'apparaissent que tardivement, quelques dizaines de secondes après la fission (temps caractéristique de la décroissance β^-). Leur processus d'émission est synthétisé sur la figure 1.4. On appelle précurseurs les noyaux qui sont à l'origine de leur émission. La proportion de neutrons émise de manière retardée est très faible, de l'ordre de 660 pcm pour la fission rapide de l'^{235}U. Néanmoins, cette population joue un rôle primordial dans la cinétique des réacteurs placés à faible réactivité. Nous verrons notamment dans un chapitre ultérieur 3 que l'exploitation des transitoires de puissance est très sensible aux périodes de décroissances des populations de précurseurs.

Les neutrons émis de manière retardée ont généralement une énergie plus faible que les neutrons prompts, celle-ci est en moyenne égale à 0,5 MeV.

L'émission de neutrons lors de la fission est à la base du principe de réaction en chaîne mis en pratique dans les réacteurs nucléaires. Les neutrons émis peuvent à leur tour provoquer des fissions qui donneront naissance à la prochaine génération de neutrons, etc.

L'énergie libérée à chaque fission se trouve presque intégralement sous forme d'énergie cinétique communiquée aux fragments de fission et aux neutrons. Une quantité plus minime est libérée sous forme de rayonnements gamma et bêta (électrons et antineutrinos).

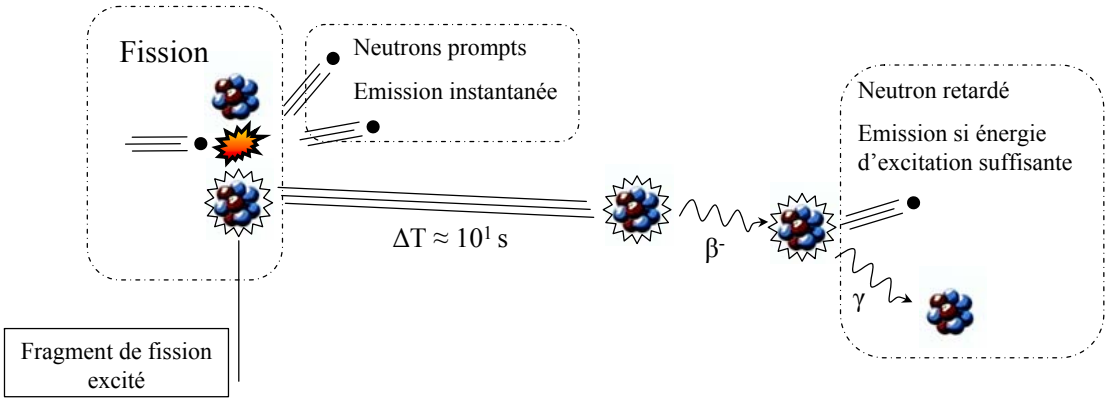


FIGURE 1.4 – **Processus d'émission des neutrons retardés**

1.5 Evaluation des données nucléaires

Dans le cadre de ce mémoire, on regroupera sous le terme "données nucléaires" l'ensemble des informations qui permettent de décrire les interactions entre le flux neutronique et les noyaux présents dans le système. Les données nucléaires comprennent ainsi les sections efficaces, les nombres et spectres des neutrons de fissions, la distribution des renvois angulaires, ... Cette définition est très restrictive puisque de manière générale, un certain nombre de réactions sont induites par des photons (photofissions ...) ou des particules chargées. Toutefois, pour ce qui concerne les travaux présentés dans ce document, seules les réactions induites par des neutrons seront considérées.

Le travail d'évaluation des données nucléaires passe par une analyse poussée des mesures des données de base. Les données expérimentales doivent en effet être discriminées, pondérées ou ajustées de manière à reproduire le plus fidèlement possible le comportement d'un assemblage nucléaire. Par ailleurs, l'utilisation de modèles nucléaires est nécessaire pour compléter les informations manquantes. La validation et la calibration des modèles ainsi mis en jeu s'effectue par le biais d'expériences dites de "métrologie".

L'évaluation doit donc déployer un ensemble de synergies entre les théories nucléaires les plus fondamentales, les mesures différentielles et les mesures intégrales sur réacteurs (décrites ci-après) pour pouvoir être menée à bien. On comprend ainsi que ce travail est long et très délicat à effectuer.

1.5.1 Les expériences différentielles

Les expériences différentielles permettent la mesure des données nucléaires en isolant un par un chaque paramètre d'entrée (énergie du neutron incident, angle de diffusion, ...). Il est ainsi possible de cette manière de déterminer les valeurs des sections efficaces partielles pour chaque réaction à une énergie bien précise.

Pour mener à bien ce genre de mesures, il est nécessaire d'avoir à disposition une source de neutrons bien calibrée et si possible mono-énergétique. En règle générale, cette source est fournie par un accélérateur pouvant fonctionner en continu ou en mode pulsé. Dans le cas d'un fonctionnement pulsé, l'énergie des neutrons peut être contrôlée par des mesures de temps de vol.

La mesure de la section efficace totale d'un matériau est relativement aisée puisqu'elle est donnée directement par le coefficient de transmission au travers d'une cible composée du matériau à étudier. Il suffit pour cela d'effectuer le rapport entre les comptages avec et sans présence de la cible au travers du faisceau neutronique. Ce rapport est fonction de la densité de noyaux et des dimensions de la cible, ainsi que de la section efficace recherchée.

La mesure des sections efficaces partielles de réactions passe quant à elle par la détection des produits de ces réactions. Elles sont en cela parfois délicates à effectuer puisqu'il est alors nécessaire de déployer une quantité importante de dispositifs de détection. Il est en effet primordial

de minimiser la perte de ces produits (neutrons, photons, produits de fission...) en déployant des détecteurs sur l'ensemble des angles solides autour de la cible (4π dans le cas d'une cible ponctuelle). Une photo du détecteur DANCE exploité au LANSCE (Los Alamos National Laboratory) est donnée en illustration sur la figure 1.5, il s'agit d'un des détecteurs gamma les plus efficaces au monde.

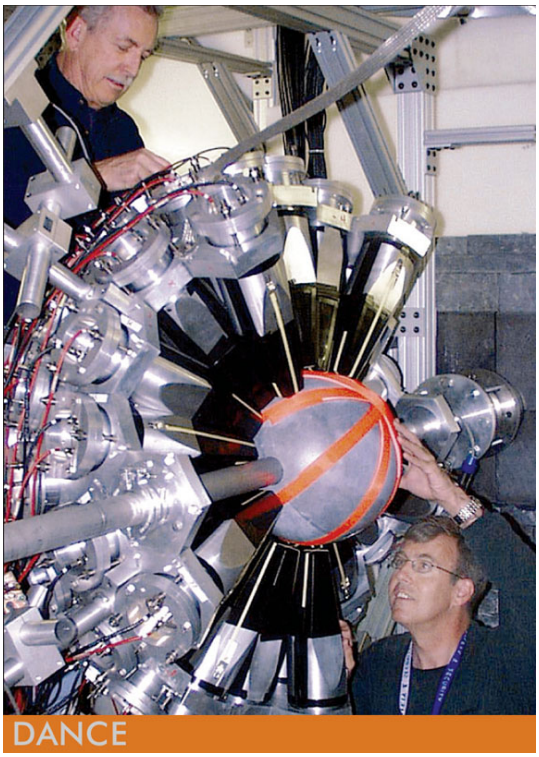


FIGURE 1.5 – **Une demi-hémisphère du détecteur DANCE, © DOE/Office of Science**

Pour ce qui est des mesures des distributions de renvois angulaires, les détecteurs sont placés à différents angles solides autour de la cible. La mesure est alors qualifiée de doublement différentielle lorsque les variables angulaires et énergétiques sont identifiées et indépendantes.

Lorsque la source de neutrons ne peut pas être calibrée avec précision, le nombre de neutrons incidents n'est pas connu et la mesure absolue de la section efficace est alors hors d'atteinte. Le problème peut être résolu à partir de mesures dites relatives, exécutées avec un échantillon de référence (étalon) bien connu. La grandeur d'intérêt est déduite dans ce cas à partir du rapport entre deux mesures : l'une avec le matériau à mesurer, l'autre avec l'échantillon de référence.

1.5.2 Les expériences intégrales

Les mesures intégrales permettent de confronter directement bibliothèques de données évaluées et expériences. Leur intérêt réside principalement dans le fait qu'elles offrent un moyen de tester les données nucléaires dans des configurations proches de leurs applications directes. La représentativité accessible tant en terme de spectre énergétique qu'en terme de composition a fait des expériences de type "maquette" une phase incontournable de la conception des coeurs nucléaires à l'époque où les codes de calculs n'étaient pas ausssi performants qu'aujourd'hui.

De nos jours, les expériences intégrales permettent la qualification des données nucléaires issues des bibliothèques de données évaluées. A l'inverse des expériences différentielles, dans lesquelles la distribution énergétique des neutrons est concentrée autour d'une valeur précise, les mesures intégrales permettent de travailler avec des spectres énergétiques plus étendus et caractéristiques

d'un réacteur. Elles sont dénommées ainsi puisqu'elles permettent d'avoir accès à des grandeurs qui s'expriment à partir de sections efficaces intégrées (facteur de multiplication effectif, impact en réactivité, taux de réaction, ...).

On appelle "benchmark" une expérience de référence dont les caractéristiques et les incertitudes associées sont déterminées avec la meilleure précision possible. La simulation de ces expériences avec des codes adaptés permet de tester les données et les méthodes de calculs tout en permettant de les jauger à l'aune des erreurs liées à la modélisation de l'expérience (géométrie, composition des milieux,...). Les benchmarks de sûreté-criticité distribués par l'ICSBEP [19] permettent de tester une large gamme de configurations faisant intervenir nombre de matériaux dans des spectres énergétiques divers.

Bien que l'information que l'on peut tirer de ces expériences intégrales ne soit pas directement liée aux sections efficaces, la grande précision de ce genre de mesures permet d'apporter un ensemble de données pertinentes aux évaluateurs, notamment pour la recherche de tendances. Les résultats des calculs de benchmarks sont d'ailleurs en mesure de contraindre plus précisément certaines sections efficaces.

1.5.3 Les bibliothèques évaluées de données nucléaires

L'ensemble des données nucléaires nécessaires au fonctionnement des codes de calculs est contenue dans des fichiers évalués. Ces fichiers sont structurés sous une forme standardisée, le format ENDF-6 [18] est à ce titre l'un des plus utilisés aujourd'hui. Les informations contenues dans ces fichiers évalués sont les suivantes :

- les sections efficaces microscopiques de réactions, sous forme intégrée, simplement différentielle en énergie ou en angle ou doublement différentielle ;
- les multiplicités de neutrons (prompts et retardés) ;
- les paramètres de résonances ;
- les schémas de décroissance radioactive ;
- les incertitudes associées à ces quantités et les matrices de covariance pour certains isotopes.

Les fichiers évalués sont compilés sous forme de bibliothèques pouvant être lues et utilisées par un certain nombre de codes. Il existe plusieurs bibliothèques de données évaluées, les principales utilisées aujourd'hui par les physiciens des réacteurs (hors applications de fusion) sont les suivantes :

- ENDF/B (Evaluated Nuclear Data File, USA), la dernière version étant ENDF/B-VII.0 (2006) ;
- JEFF (Joint Evaluated Fission & Fusion File, Europe), la dernière version étant JEFF-3.1.1 (2009) ;
- JENDL (Japanese Evaluated Nuclear Data Library, Japon), la dernière version étant JENDL-4.0 (2010) ;
- CENDL (Chinese Evaluated Nuclear Data Library, Chine), la dernière version étant CENDL-3.1 (2009) ;
- RUSFOND (Russian File of Evaluated Neutron Data, Russie), la dernière version étant RUSFOND-2010 (2010).

L'ensemble de ces bibliothèques contient des fichiers évalués structurés au format ENDF-6 [18].

Ces bibliothèques regoupent les paramètres qui permettent de traiter les sections efficaces dites ponctuelles afin de générer des données qui pourront ensuite être utilisées directement par les codes résolvant l'équation du transport neutronique. NJOY [100] et AMPX [95] sont deux codes qui permettent d'effectuer ce traitement, le premier est développé par les équipes du Los Alamos National Laboratory, le second est issu du Oak Ridge National Laboratory.

1.6 L'amélioration des bibliothèques de données nucléaires

On serait tenter de croire qu'après une soixantaine d'années d'utilisation des technologies nucléaires, l'ensemble des données nucléaires d'intérêt est parfaitement connu. On est en réalité

très loin de cette situation. Un nombre significatif de réactions ne sont décrites qu'à partir de données lacunaires, voire même inexistantes pour certaines. D'autres sont assorties de données pouvant être contradictoires, ou mal raccordées entre les différents domaines énergétiques. On présente en illustration sur la figure 1.6 les sections efficaces de fission du curium 242 pour deux bibliothèques récentes. On observe en particulier que les données ne sont pas définies sur un intervalle d'énergie épithermique pour la bibliothèque ENDF/B-VII.0. En outre, des désaccords significatifs sont à déplorer entre les deux librairies sur d'autres domaines énergétiques.

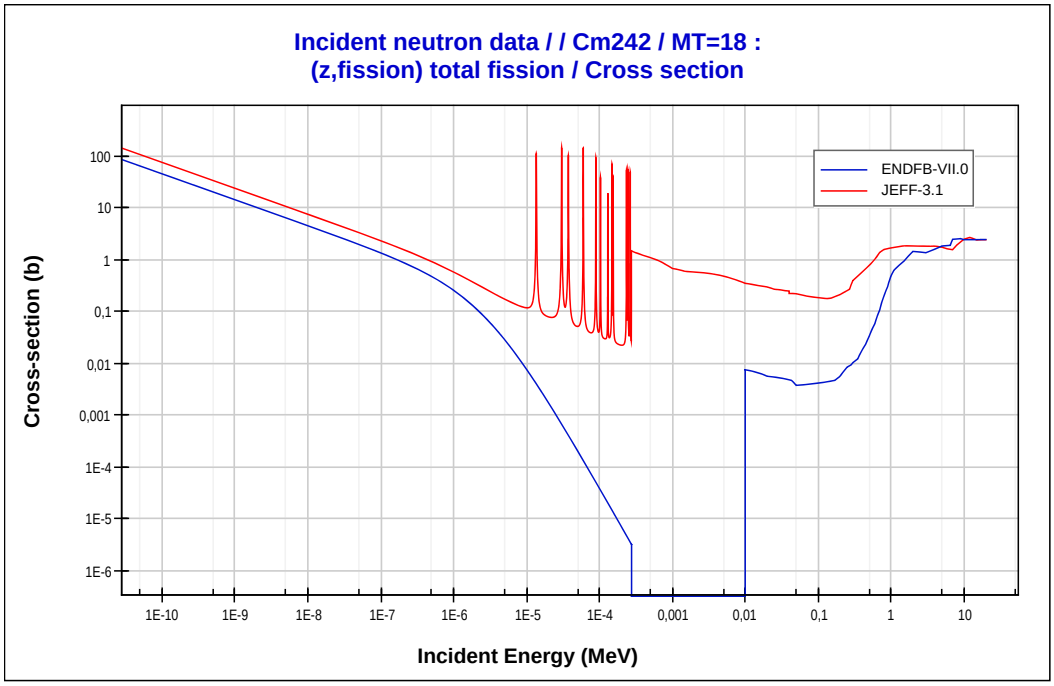


FIGURE 1.6 – **Section efficace de fission induite par neutrons du** ^{242}Cm

De manière plus pragmatique, on constate également que certaines évaluations ne parviennent pas à reproduire les benchmarks. Il est dans ce cas nécessaire d'ajuster les données pour y remédier, tout en respectant les lois physiques à la base des mécanismes de réactions nucléaires. La figure 1.7 illustre les écarts observés au cours de la restitution numérique de trois benchmarks "de référence". Les deux premiers concernent un coeur compact métallique en uranium fortement enrichi et le dernier est un assemblage réfléchi par une grande masse d'uranium appauvri.

Les efforts pour construire ou améliorer ces évaluations sont donc toujours d'actualité, d'autant plus que la réussite future des grands programmes de l'industrie nucléaire y sera étroitement liée.

1.6.1 Contexte et enjeux

Il sera exposé dans ce paragraphe le contexte dans lequel s'inscrivent ces travaux, et les enjeux qui y sont liés.

Le programme SIMULATION

La France a fait le choix d'arrêter en 1996 ses essais nucléaires. La continuité de notre capacité de dissuasion sur le long terme, dans un contexte international en perpétuelle évolution, repose désormais sur le programme SIMULATION [1]. D'un point de vue technique, l'objectif du programme SIMULATION consiste à se doter des outils nécessaires à la reproduction par le calcul des différentes phases de fonctionnement d'une arme. Il s'appuie sur l'ensemble des résultats expérimentaux

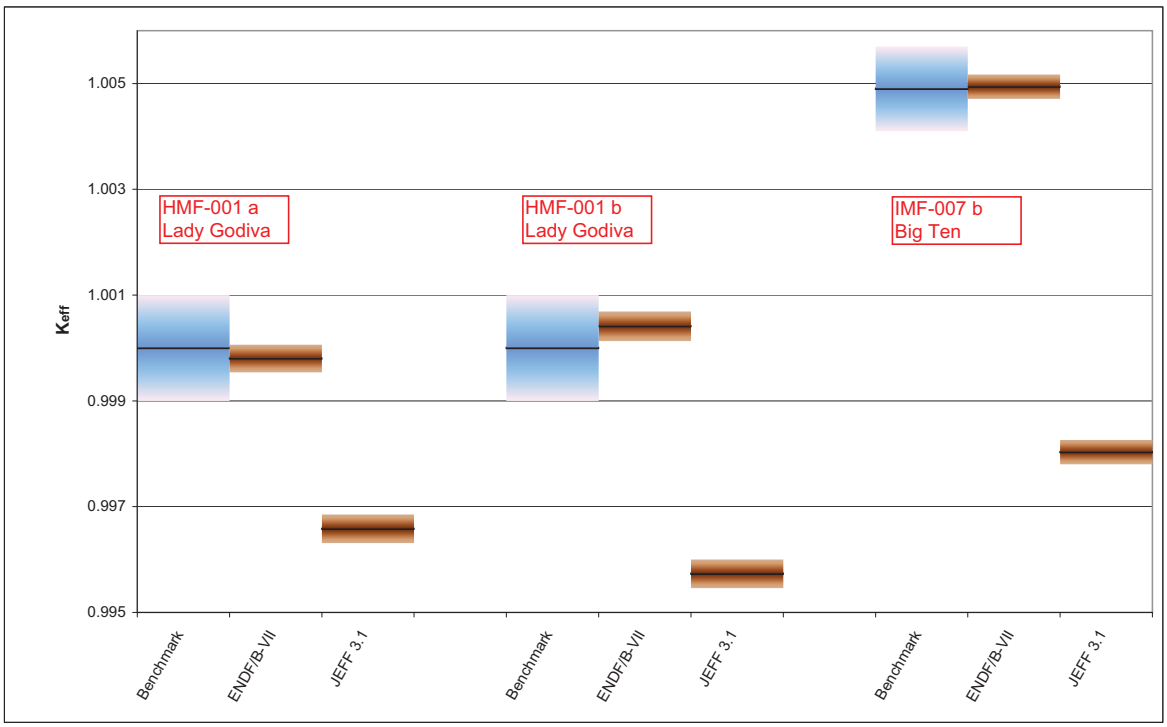


FIGURE 1.7 – **Restitution numérique de trois benchmarks**

disponibles, ceux issus des essais passés et ceux obtenus à partir d'expériences en laboratoire. C'est aujourd'hui par la simulation numérique que sont garanties la fiabilité et la sûreté des têtes nucléaires de notre force de dissuasion.

L'un des volets majeurs de ce programme est consacré à l'établissement de modèles permettant de reproduire l'ensemble des phénomènes physiques mis en jeu. Les données nucléaires faisant partie des paramètres d'entrée de la simulation, les travaux menés au CEA-DAM pour l'amélioration de ces données font l'objet d'efforts soutenus.

La quatrième génération de réacteurs

Le Forum International Génération IV, créé à l'initiative du DOE américain, a retenu six concepts sur lesquels devront s'engager des efforts internationaux coordonnés pour le développement des systèmes nucléaires de nouvelle génération. Les objectifs fixés sont les suivants :

- améliorer la sûreté et la résistance à la prolifération ;
- optimiser l'utilisation du combustible et minimiser la production de déchets ;
- diminuer les coûts de construction et d'exploitation des réacteurs.

Des six concepts éligibles, trois sont des réacteurs à neutrons rapides. Ces trois concepts de RNR (**R**éacteur à **N**eutrons **R**apides) se différencient par la nature de leur caloporteur :

1. le RNR-Na, dont le caloporteur est du sodium liquide ;
2. le RNR-gaz, qui met en oeuvre de l'hélium gazeux ;
3. le RNR-Pb, qui peut utiliser soit du plomb métal liquide, soit un eutéctique plomb/bismuth comme caloporteur.

Le RNR-Na est la filière de référence française, vers laquelle se porte la majorité des efforts au CEA, en support notamment au projet ASTRID.

Il est nécessaire aujourd'hui de disposer de données nucléaires et de moyens de simulation adaptés pour pouvoir assurer la transition vers cette nouvelle génération de réacteurs. Dans ce

contexte, il apparaît que les incertitudes requises pour les RNR sont bien inférieures aux incertitudes actuelles [20]. Une meilleure maîtrise de ces incertitudes permet notamment d'accéder à des performances accrues tout en améliorant l'optimisation du combustible, induisant par là-même un gain économique significatif.

Le tableau 1.1 illustre les besoins en terme de diminution des incertitudes qu'il est nécessaire de satisfaire. Ces critères permettront de disposer d'une précision suffisante sur les grandeurs intégrales pour pouvoir remplir les objectifs énoncés ci-dessus. Ces données sont extraites de la référence [13]. Les incertitudes cibles sont données par section efficace, pour chaque isotope et dans un domaine d'énergie identifié pour la filière RNR-Na.

Isotope	Section efficace	Domaine d'énergie	Incertitude actuelle (%)	Incertitude requise (%)
U238	σ_{inel}	6,07 - 19,6 MeV	29,3	20,1
		2,23 - 6,07 MeV	19,8	4,6
		1,35 - 2,23 MeV	20,6	4,5
		0,498 - 1,35 MeV	11,6	5,5
Pu241	σ_{fission}	2,23 - 6,07 MeV	14,2	6,5
		1,35 - 2,23 MeV	21,3	5,8
		0,498 - 1,35 MeV	16,6	3,4
		183 - 498 keV	13,5	2,6
Pu239	σ_{capture}	0,498 - 1,35 MeV	18,2	10,1
		183 - 498 keV	11,6	6,5
		67,4 - 183 keV	9,0	5,6

TABLE 1.1 – **Critères de réductions des incertitudes pour les RNR-Na**

Nous n'avons présenté dans ce tableau que les améliorations relatives à quelques actinides, les matériaux constitutifs des éléments de structures ainsi que les réactions se produisant au sein du caloporteur sodium doivent également faire l'objet d'améliorations significatives.

1.6.2 La réponse à ces besoins

En ce qui concerne les mesures différentielles, l'installation N-TOF (neutron time of flight facility) implantée au CERN permet d'effectuer des mesures sur les sections efficaces. Les mesures effectuées depuis 2001 concernent des isotopes radioactifs, notamment des actinides mineurs, sur des plages d'énergie s'étendant de quelques eV jusqu'à des centaines de MeV. La particularité de cette installation est d'opérer avec une excellente résolution en énergie [17].

Nous pouvons également mentionner l'accélérateur linéaire d'électrons GELINA du Laboratoire de Geel en Belgique, qui est en mesure de fournir des flux intenses de neutrons dont l'énergie est déterminée avec une grande précision.

En complément des mesures différentielles, il apparaît nécessaire aujourd'hui de poursuivre les efforts sur les mesures intégrales. La France dispose pour cela de plusieurs maquettes critiques : les installations EOLE, MINERVE et MASURCA, exploitées au CEA-CADARACHE ainsi que de deux réacteurs expérimentaux : CALIBAN et PROSPERO, tous deux exploités au CEA-VALDUC.

Un effort doit également être apporté aux études de sensibilité afin de pouvoir mieux évaluer les incertitudes cibles. L'amélioration des coefficients de sensibilité permet également d'affiner l'interprétation des résultats d'expériences intégrales dans la procédure d'ajustement des données nucléaires.

Soulignons enfin l'importance des matrices de covariances, dont les corrélations entre les données permettraient de conduire à des exigences de précision sur celles-ci moins draconiennes.

Chapitre 2

Eléments de neutronique

Sommaire

2.1 Index des notations **32**
2.2 L'équation du transport **33**
2.2.1 Introduction 33
2.2.2 Le transport spatial (streaming) 33
2.2.3 Les disparitions 34
2.2.4 La source de diffusion 34
2.2.5 La source de fission 34
2.2.6 Les autres sources 35
2.2.7 Formulation de l'équation du transport 35
2.3 Les solutions stationnaires de l'équation du transport **36**
2.3.1 Le problème critique sans source 37
2.3.2 Le problème à source fixe 38
2.4 Théorie des perturbations **38**
2.5 Les équations de la cinétique ponctuelle **40**
2.5.1 Formulation générale 40
2.5.2 Le modèle du réacteur point 44
2.5.3 Une autre écriture des équations de la cinétique 44

2.1 Index des notations

La table suivante regroupe l'ensemble des notations qui seront utilisées dans ce chapitre.

$\vec{r}$	Vecteur à 3 composantes indiquant la position
E	Variable énergie
$\vec{\Omega}$	Vecteur à 2 composantes, de norme 1, indiquant la direction
$n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$	Densité neutronique angulaire
$\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$	Flux neutronique angulaire
$\vec{J}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$	Courant neutronique
$\phi(\vec{r}, E, t)$	Flux neutronique scalaire (intégré sur la variable angulaire) $\phi(\vec{r}, E, t) = \int_{4\pi} \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)\, \mathrm{d}\vec{\Omega}$
$\Sigma_t(\vec{r}, E)$	Section efficace totale de réaction à l'énergie E
$\Sigma_s(\vec{r}, E' \to E, \vec{\Omega}' \to \vec{\Omega})$	Section efficace de diffusion de l'énergie E' et de la direction $\vec{\Omega}'$ vers l'énergie E et la direction $\vec{\Omega}$
$\Sigma_f(\vec{r}, E)$	Section efficace de fission à l'énergie E
$\nu(E)$	Nombre moyen de neutrons émis par fission (prompts et retardés) pour un neutron incident d'énergie E
$\nu_p(E)$	Nombre moyen de neutrons prompts émis par fission
$\nu_d(E)$	Nombre moyen de neutrons retardés émis par fission
$\chi_p(E)$	Spectre de fission prompte
$\chi_{d,i}(E)$	Spectre d'émission des neutrons retardés pour le groupe de précurseurs i
$\chi(E)$	Spectre de fission total (prompte et retardée)
β	Proportion de neutrons retardés
β_i	Proportion de neutrons retardés issus du groupe i $\sum_i \beta_i = \beta$
$c_i(\vec{r})$	Densité de précurseurs du groupe i au point $\vec{r}$
λ_i	Constante de désintégration du groupe de précurseurs i
$S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$	Somme des sources externes, indépendantes du flux
k_{eff}	Facteur de multiplication effectif
k_p	Facteur de multiplication prompt

2.2 L'équation du transport

2.2.1 Introduction

La bonne connaissance de la distribution spatiale, énergétique et angulaire de la population neutronique au sein d'un réacteur est fondamentale pour sa conception et son exploitation. L'évolution de cette population est régie par l'équation du transport de Boltzmann. Les différents termes de cette équation sont exprimés à partir des caractéristiques de l'interaction neutron-noyau (sections efficaces, ...), ils seront détaillés un par un dans cette section.

La densité neutronique $n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ décrit la population de neutrons en un point $\vec{r}$, ayant une énergie E, dont le déplacement se fait dans la direction $\vec{\Omega}$ à l'instant t. $\vec{r}$ est un vecteur de l'espace à trois composantes, $\vec{\Omega}$ est un vecteur de norme 1 à deux composantes traduisant une direction.

Les développements présents dans ce mémoire seront effectués dans le cadre de la neutronique déterministe. Dans ce cadre, la population neutronique est suffisamment importante pour pouvoir être décrite par la seule fonction densité n. Cela revient à postuler que les moments d'ordres supérieurs de la distribution des probabilités de présence des neutrons sont nuls. Les fluctuations neutroniques associées à ces moments sont à prendre en compte lorsqu'il y a peu de neutrons dans le système, on parle alors de neutronique aléatoire. Les expériences décrites dans ce document sont faites dans le cadre d'un régime déterministe. Une seule exception sera faite dans le document pour une expérience bien spécifique (paragraphe 5.6), celle-ci sera traitée à partir d'un cadre adéquat.

Le flux neutronique $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ s'exprime simplement à partir de la densité n par simple multiplication par la vitesse v, directement liée à l'énergie E considérée.

$$\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = v\, n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \tag{2.1}$$

L'équation du transport s'obtient en faisant un bilan de la variation du nombre de neutrons $n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ durant un intervalle de temps $\mathrm{d}t$, dans un élément de volume $\mathrm{d}r$, pour un intervalle d'énergie $\mathrm{d}E$ et un angle solide $\mathrm{d}\vec{\Omega}$. Cette variation est la somme de plusieurs contributions qui seront détaillées dans les paragraphes suivants. De par la nature des expériences qui sont présentées dans ce document (taux de combustion négligeables), les sections efficaces macroscopiques de réactions sont considérées comme constantes dans le temps.

2.2.2 Le transport spatial (streaming)

L'expression du terme de bilan entrées-sorties de neutrons à l'interface d'un volume $\mathrm{d}V = \mathrm{d}^3\vec{r}$ délimité par une surface S peut se faire grâce au vecteur $\vec{J}$ de courant neutronique.

$$\vec{J}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \cdot \vec{\Omega} \tag{2.2}$$

En notant $\vec{n}$ la normale à la surface sortante du volume élémentaire considéré, la variation du nombre de neutrons par transport spatial s'exprime de la manière suivante :

$$(\mathrm{d}n)_{\mathrm{stream}}\, \mathrm{d}V = -\oiint_S \vec{J}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \cdot \vec{n}\, \mathrm{d}S\, \mathrm{d}t \tag{2.3}$$

Ce terme peut être exprimé par une intégrale sur le volume élémentaire $\mathrm{d}V$ via le théorème d'Ostrogradsky :

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{\mathrm{stream}} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{J}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \tag{2.4}$$

Il est d'usage d'écrire ce terme à partir du gradient du flux $\vec{\nabla}\phi$, l'expression devient alors :

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{\mathrm{stream}} = -\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla}\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \tag{2.5}$$

2.2.3 Les disparitions

Les neutrons contenu dans ce volume élémentaire à l'énergie E peuvent disparaître par une réaction nucléaire. Cette réaction peut être une absorption, ou une réaction de diffusion qui modifie l'énergie et la direction du neutron incident. Dans les problèmes de neutronique, les matériaux ont généralement la propriété d'être isotropes, cela signifie que la section efficace de réaction ne dépend pas de la direction du neutron incident. Cette contribution s'écrit donc à partir d'une section efficace totale Σ_t qui ne dépend que de l'énergie du neutron incident :

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{\text{dis}} = -\Sigma_t(\vec{r}, E)\,\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \tag{2.6}$$

2.2.4 La source de diffusion

Ce terme prend en compte l'arrivée de neutrons à l'énergie E dans la direction $\vec{\Omega}$ après une réaction de diffusion. Généralement, les neutrons ralentissent au gré des chocs qu'ils subissent vis à vis des noyaux qu'ils viennent à rencontrer dans le combustible ou dans un matériau modérateur. Dans le cas où les neutrons sont en équilibre thermique avec le matériau environnant, de l'énergie peut leur être apportée, on parle alors d'up-scattering. Il est d'usage d'inclure dans cette contribution les productions de neutrons par réaction (n, xn) $(x > 1)$, la section efficace est alors multipliée par x.

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{\text{sct}} = \int_0^\infty \int_{4\pi} \Sigma_s(\vec{r}, E' \to E, \vec{\Omega}' \to \vec{\Omega})\,\phi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t)\,\mathrm{d}\vec{\Omega}'\,\mathrm{d}E' \tag{2.7}$$

2.2.5 La source de fission

Ce terme contient l'ensemble des neutrons issus des fissions induites. Cette contribution se divise en deux, en fonction du processus d'émission considéré : prompt ou retardé.

Les neutrons prompts

Les neutrons prompts sont émis de manière instantanée dès la réaction de fission. Leur répartition en énergie est dictée par le spectre d'émission prompt du noyau fissionnant qui leur a donné naissance χ_p. Sur les ν neutrons émis en moyenne par un noyau, $\nu(1-\beta)$ sont des neutrons prompts. La fission étant un processus isotrope, la distribution angulaire des neutrons émis est uniforme sur l'ensemble des directions possibles, elle vaut donc $1/4\pi$.

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{\text{prompt}} = \frac{1}{4\pi}\,(1-\beta)\,\chi_p(E) \int_0^\infty \int_{4\pi} \nu(E')\,\Sigma_f(\vec{r}, E')\,\phi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t)\,\mathrm{d}\vec{\Omega}'\,\mathrm{d}E' \tag{2.8}$$

Les neutrons retardés

Les neutrons retardés sont émis suite à la désexcitation d'un produit de fission instable, appelé précurseur. Le processus fait intervenir une décroissance radioactive β^- suivie d'une émission neutronique (si l'énergie d'excitation du noyau fils est supérieure à l'énergie de séparation d'un neutron). Etant donné que l'émission neutronique est quasiment instantanée ($10^{-15}\,s$), le délai entre la fission et l'émission du neutron correspond à celui de la décroissance radioactive (de l'ordre de la seconde).

On dénombre environ 270 précurseurs, chacun d'eux est bien identifié et caractérisé par une constante de décroissance, une probabilité d'émission neutronique et un rendement de fission cumulé. Historiquement, afin de diminuer les temps de calcul et pour pallier un manque de connaissance sur l'inventaire des précurseurs, ces derniers sont regroupés en un certain nombre de groupes.

Chaque groupe est caractérisé par une proportion β_i, une constante de décroissance λ_i et un spectre d'émission $\chi_{d,i}$. A partir des densités de précurseurs (c_i), la source de neutrons retardés s'écrit :

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{\text{delay}} = \frac{1}{4\pi}\sum_i \chi_{d,i}(E)\,\lambda_i\,c_i(\vec{r},t) \tag{2.9}$$

L'évolution de la concentration de chaque groupe de précurseurs c_i est réglée par une équation différentielle qui introduit un couplage avec la population de neutrons n.

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} = \beta_i \int_0^\infty \int_{4\pi} \nu(E')\,\Sigma_f(\vec{r},E')\,\phi(\vec{r},E',\vec{\Omega}',t)\,\mathrm{d}\vec{\Omega}'\,\mathrm{d}E' - \lambda_i\,c_i(\vec{r},t) \tag{2.10}$$

2.2.6 Les autres sources

Est inclu dans ce terme l'ensemble des sources de neutrons qui ne dépendent pas du flux neutronique. C'est le cas par exemple des sources neutroniques de type (α, n) ou de fissions spontanées, qu'elles soient intrinsèques (réactions dans le combustible) ou extérieures (source de démarrage). La source de spallation pour l'étude d'un système ADS fait également partie de cette catégorie.

La somme de ces contributions est désignée par un terme S :

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{\text{ext}} = S(\vec{r},E,\vec{\Omega},t) \tag{2.11}$$

2.2.7 Formulation de l'équation du transport

L'équation du transport sous sa forme la plus générale s'exprime par un système d'équations couplées. L'une régit l'évolution de la population neutronique, les autres gouvernent l'évolution des populations de précurseurs. Il y a une équation d'évolution pour chaque groupe de précurseur.

Le bilan neutronique s'obtient en considérant la somme des contributions qui ont été détaillées précédemment (éq.(2.5) + éq.(2.6) + éq.(2.7) + éq.(2.8) + éq.(2.9) + éq.(2.11)). Puisque le flux neutronique apparaît de manière naturelle dans les termes des diverses contributions, il est plus judicieux d'écrire le bilan variationnel pour la fonction flux. Une notation plus compacte sans retranscription des intégrations évidentes (variable angulaire) et de l'intégralité des arguments de fonctions sera désormais adoptée afin de clarifier le propos.

$$\begin{aligned}
\frac{1}{v}\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\partial n}{\partial t} \quad = \quad & -\vec{\Omega}\cdot\vec{\nabla}\phi - \Sigma_t\,\phi \\
& + \int_0^\infty \int_{4\pi} \Sigma_s(\vec{r},E'\to E,\vec{\Omega}'\to\vec{\Omega})\,\phi(\vec{r},E',\vec{\Omega}',t)\,\mathrm{d}\vec{\Omega}'\,\mathrm{d}E' \\
& + \frac{1}{4\pi}(1-\beta)\,\chi_p(E)\int_0^\infty \nu(E')\,\Sigma_f(\vec{r},E')\,\phi(\vec{r},E',t)\,\mathrm{d}E' \\
& + \frac{1}{4\pi}\sum_i \chi_{d,i}(E)\,\lambda_i\,c_i(\vec{r},t) \\
& + S(\vec{r},E,\vec{\Omega},t)
\end{aligned} \tag{2.12}$$

Les équations d'évolution des populations de précurseurs sont données par l'équation 2.10. Sous forme réduite, ces équations s'écrivent :

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} = \beta_i \int_0^\infty \nu(E')\,\Sigma_f(\vec{r},E')\,\phi(\vec{r},E',t)\,\mathrm{d}E' - \lambda_i\,c_i(\vec{r},t) \tag{2.13}$$

L'équation du transport telle que formulée ici est une équation intégro-différentielle. Elle est différentielle en temps et en espace et intégrale en angle et en énergie. Par conséquent, sa résolution nécessite de fixer des conditions initiales et des conditions limites aux frontières spatiales.

2.3 Les solutions stationnaires de l'équation du transport

L'équilibre neutronique dans un massif fissile est régi par le système d'équations 2.12 et 2.13. Nous allons dans cette section nous intéresser aux conditions nécessaires à l'existence d'une solution indépendante du temps. Le concept de criticité en découlera naturellement, ainsi que les notions de facteur de multiplication effectif et de réactivité statique.

Dans le but de clarifier le propos, une notation compacte de l'équation 2.12 sera désormais adoptée :

$$\frac{1}{v}\frac{\partial \phi}{\partial t} = F_p\phi + S_d + S - L\phi \tag{2.14}$$

Les opérateurs introduits sont définis comme suit :

- la production de neutrons prompts par fission :

$$F_p\phi = \frac{1}{4\pi}\,(1-\beta)\,\chi_p(E)\int_0^\infty \nu(E')\,\Sigma_f(\vec{r},E')\,\phi(\vec{r},E',t)\,\mathrm{d}E'$$

- la production de neutron retardés par décroissance des précurseurs :

$$S_d(\vec{r},E,t) = \frac{1}{4\pi}\sum_i \chi_{d,i}(E)\,\lambda_i\,c_i(\vec{r})$$

- la source externe S déjà définie (2.11),
- l'opérateur de perte qui comprend les termes de fuite, de disparition par réaction et duquel est retranché formellement le terme source des réactions de diffusions :

$$L\phi = \vec{\Omega}\cdot\vec{\nabla}\phi + \Sigma_t\,\phi - \int_0^\infty\int_{4\pi} \Sigma_s(\vec{r},E'\to E,\vec{\Omega}'\to\vec{\Omega})\,\phi(\vec{r},E',\vec{\Omega}',t)\,\mathrm{d}\vec{\Omega}'\,\mathrm{d}E'$$

Un état stationnaire ne peut exister que si le taux de production neutronique (prompt, retardé et venant de la source externe) compense exactement le taux de perte en tout point du réacteur. Le flux ϕ et les concentrations de précurseurs c_i sont alors indépendants du temps :

$$\begin{aligned}\phi(\vec{r},E,\vec{\Omega},t) &= \phi_0(\vec{r},E,\vec{\Omega})\\ c_i(\vec{r},t) &= c_{i0}(\vec{r})\end{aligned}$$

Dans ces conditions, la source de neutrons retardés peut être exprimée directement à partir du flux neutronique en fixant la dérivée à zéro dans l'équation 2.13 :

$$S_d(\vec{r},E) = F_d\phi_0 = \frac{1}{4\pi}\sum_i \beta_i\,\chi_{d,i}(E)\int_0^\infty \nu(E')\,\Sigma_f(\vec{r},E')\,\phi_0(\vec{r},E')\,\mathrm{d}E' \tag{2.15}$$

Les opérateurs de productions prompts et retardés peuvent alors être rassemblés en un seul terme $F\phi_0$:

$$F\phi_0 = F_p\phi_0 + S_d = F_p\phi_0 + F_d\phi_0 = \frac{1}{4\pi}\,\chi(E)\int_0^\infty \nu(E')\,\Sigma_f(\vec{r},E')\,\phi_0(\vec{r},E')\,\mathrm{d}E' \tag{2.16}$$

Le spectre total χ étant défini par la somme pondérée des spectres prompts et retardés :

$$\chi(E) = (1-\beta)\chi_p(E) + \sum_i \beta_i\chi_{d,i}(E) \tag{2.17}$$

2.3.1 Le problème critique sans source

Considérons dans un premier temps un système sans source externe : $S = 0$. L'équation du transport stationnaire s'écrit alors :

$$F\phi_0 = L\phi_0 \tag{2.18}$$

Ainsi, pour qu'une solution stationnaire non nulle puisse exister, il faut que le nombre de neutrons produit soit égal au nombre de neutrons disparaissant en chaque point de l'espace. Un réacteur dans cette configuration est dit critique. L'équation homogène 2.18 fait intervenir des opérateurs linéaires, donc toute combinaison linéaire de solutions est elle même solution de cette équation. Par ailleurs, en l'absence de normalisation, la solution est définie à une constante multiplicative près.

En pratique, lorsque l'on recherche une solution de 2.18, rien ne dit que le réacteur est critique. Si tel n'est pas le cas, la seule solution possible sera un flux uniformément nul. Afin de pouvoir obtenir une solution non triviale au problème, il est nécessaire d'ajuster artificiellement le taux de production (ou le taux de disparition) par une constante λ_0. Cette constante est choisie de manière à ce que le taux de production corrigé par λ_0 soit égal au taux de disparition, rendant le système critique. On peut alors, pour n'importe quel réacteur, associer un réacteur critique équivalent qui sera caractérisé par la constante λ_0 et pour lequel il existe une solution positive non uniformément nulle qui vérifie :

$$L\phi_0 = \lambda_0 F\phi_0 \tag{2.19}$$

Il existe un certain nombre de doublets $(\lambda_k, \phi_k)_k$ solutions de l'équation 2.19, qui peuvent être hiérarchisés de la manière suivante :

$$\lambda_0 < \lambda_1 < \lambda_2 < \cdots \tag{2.20}$$

La seule solution positive sur tout l'espace est ϕ_0, c'est le mode fondamental qui est le seul mode persistant. Les modes d'ordres supérieurs sont appelés harmoniques.

La valeur propre λ_0 possède une signification physique importante, son inverse est le facteur de multiplication effectif k_{eff}. k_{eff} peut être vu comme le ratio entre le nombre de neutrons présents dans une génération par rapport à celui de la génération précédente, la réaction de fission marquant le passage d'une génération à une autre. L'équation 2.19 se résoud généralement par itération, la valeur de la solution λ_0 caractéristique du système étudié permet de dégager trois cas de figures :

- si $\lambda_0 > 1$ ou $k_{\text{eff}} < 1$, le réacteur est dit sous-critique,
- si $\lambda_0 = 1$ ou $k_{\text{eff}} = 1$, le réacteur est dit critique,
- si $\lambda_0 < 1$ ou $k_{\text{eff}} > 1$, le réacteur est dit surcritique.

L'écart entre λ_0 et 1 correspond à une mesure des ajustements qu'il serait nécessaire d'appliquer pour rendre un réacteur critique, cet écart est appelé réactivité statique :

$$\rho_s = 1 - \lambda_0 = \frac{k_{\text{eff}} - 1}{k_{\text{eff}}} \tag{2.21}$$

Au problème direct enoncé ci-dessus nous pouvons associer le problème adjoint, obtenu en considérant les opérateurs adjoints de production et de disparition F^+ et L^+ (cf Annexe A). Cette équation s'exprime comme suit :

$$L^+\phi_0^+ = \lambda_0 F^+\phi_0^+ \tag{2.22}$$

La valeur propre du problème adjoint est égale à celle du problème direct (cf Annexe A). Le flux adjoint ϕ_0^+ défini de cette manière est une grandeur fondamentale qui sera largement utilisée dans les développements ultérieurs. Ce flux peut être interprété comme étant une fonction d'importance, mesurant la contribution d'un neutron situé en un point $\vec{r}$, avec une énergie E et une direction $\vec{\Omega}$ vis à vis de la réaction en chaîne. En particulier, il sera démontré en Annexe B que le flux adjoint $\phi_0^+(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ est proportionnel à la puissance asymptotique résultante de l'introduction d'un neutron en $(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ dans le réacteur critique associé. A titre d'illustration, il est évident qu'un neutron placé au centre d'un réacteur a une importance plus grande que s'il était placé à la frontière du domaine avec une direction sortante, sa fuite directe rendant sa contribution nulle.

Ce flux adjoint sera donc naturellement utilisé comme fonction de pondération neutronique, les opérateurs ainsi pondérés tiendront ainsi compte de la filiation neutronique en plus du bilan "comptable" des neutrons à l'instant considéré.

2.3.2 Le problème à source fixe

Considérons maintenant une situation dans laquelle une source neutronique externe S est présente dans le système. L'équation du transport stationnaire s'écrit dans cette situation :

$$L\phi_s = F\phi_s + S \tag{2.23}$$

Pour qu'une telle solution puisse exister, il est nécessaire que la différence $L\phi_s - F\phi_s$ soit positive, ie que le réacteur soit sous-critique. Contrairement à l'équation critique 2.18, l'équation d'équilibre avec la source n'est pas homogène. En conséquence, le flux ϕ_s solution est fixé, son intensité et sa distribution sont dictés par celles de la source.

Il existe un flux ϕ_0 solution du problème critique homogénéisé 2.19 par retrait du terme source :

$$L\phi_0 = \lambda_0 \, F\phi_0 \tag{2.24}$$

avec

$$\lambda_0 > 1$$

L'équation adjointe du problème homogène s'écrit de la même manière :

$$L^+\phi_0^+ = \lambda_0 \, F^+\phi_0^+ \tag{2.25}$$

Le flux ϕ_0 est différent de ϕ_s, seul ce dernier a une signification pratique concrète. ϕ_0 est le flux stationnaire que l'on obtiendrait sans la source dans le réacteur critique associé.

2.4 Théorie des perturbations

L'étude de sensibilité est une phase incontournable dans la conception d'un coeur nucléaire. Celle-ci consiste à calculer, à partir d'un réacteur de référence connu, les variations de k_{eff} vis à vis de petites perturbations (variations des sections efficaces, déplacement d'un élément mobile,...). Cette étude permet d'estimer, entre autres, l'impact des incertitudes sur les sections efficaces vis à vis du fonctionnement du coeur. Etant donné le nombre important de paramètres à faire varier, il serait extrêmement long et coûteux d'effectuer un calcul de criticité à la précision requise pour chaque variation élémentaire.

La théorie des perturbations a été historiquement développée pour pallier cette difficulté. Dans la plupart des cas, la perturbation est suffisamment minime de sorte que le flux n'est modifié que très faiblement. La théorie des perturbations permet alors de calculer la variation de réactivité à partir de la seule connaissance des flux directs et adjoints du système de référence et de la variation des sections efficaces.

La possibilité d'effectuer les études de sensibilité à partir de la seule résolution du problème critique pour le réacteur de référence a rendu cette méthode très populaire dans l'industrie nucléaire. La formule des perturbations présentée dans ce paragraphe sera utilisée de manière récurrente dans le chapitre 8. Par ailleurs, la méthodologie présentée dans ce paragraphe sera réutilisée dans les sections suivantes pour la définition des paramètres cinétiques.

Considérons un système de référence caractérisé par les opérateurs F_0 et L_0 de production et de perte neutronique. La valeur propre λ_0 et les flux directs et adjoints du réacteur critique associé ϕ_0 et ϕ_0^+ sont supposés acquis par la résolution des équations :

$$\lambda_0 \, F_0\phi_0 - L_0\phi_0 = 0 \tag{2.26}$$

$$\lambda_0 \, F_0^+\phi_0^+ - L_0^+\phi_0^+ = 0 \tag{2.27}$$

Une perturbation est maintenant appliquée à ce système de référence, la valeur propre λ_0 est ainsi modifiée d'une quantité $\Delta\lambda$ que l'on cherchera à calculer. Les opérateurs du système perturbé s'écrivent de la manière suivante :

$$F = F_0 + \Delta F \tag{2.28}$$

$$L = L_0 + \Delta L \tag{2.29}$$

La valeur propre du système perturbé est donné par la résolution du problème critique énoncé comme suit :

$$\lambda\, F\phi - L\phi = 0 \tag{2.30}$$

En multipliant l'équation adjointe du réacteur de référence 2.27 par ϕ et l'équation directe du réacteur perturbé 2.30 par ϕ_0^+, on obtient à partir de la soustraction des deux équations et de leur intégration sur $(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ l'égalité suivante :

$$\Delta\lambda\langle\phi_0^+, F\phi\rangle + \langle\phi_0^+, (\lambda_0\,\Delta F - \Delta L)\,\phi\rangle = 0 \tag{2.31}$$

Le symbole $\langle f, g\rangle$ désigne l'intégration sur l'ensemble des variables $(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ du produit des fonctions $f\,g$:

$$\langle f, g\rangle = \int\limits_{\text{coeur}} \int\limits_{0}^{\infty} \int_{4\pi} f(\vec{r}, E, \vec{\Omega})\, g(\vec{r}, E, \vec{\Omega})\, \mathrm{d}\vec{\Omega}\, \mathrm{d}E\, \mathrm{d}\vec{r} \tag{2.32}$$

On obtient directement à partir de l'équation 2.31 la formule exacte des perturbations :

$$\Delta\lambda^{\text{exact}} = -\frac{\langle\phi_0^+, (\lambda_0\,\Delta F - \Delta L)\,\phi\rangle}{\langle\phi_0^+, F\phi\rangle} \tag{2.33}$$

Pour pouvoir calculer $\Delta\lambda$, il est nécessaire de connaître le flux du réacteur perturbé, donc de résoudre l'équation 2.30. Cette méthode a toutefois un avantage par rapport au simple calcul de la différence $\lambda - \lambda_0$ puisque le calcul des produits bilinéaires du flux adjoint ϕ_0^+ est peu sensible aux erreurs commises sur l'évaluation du flux ϕ. Elle est donc un peu plus précise.

L'équation des perturbations au premier ordre s'obtient en négligeant les termes du second et du troisième ordre en $\Delta\phi$:

$$\begin{cases} \Delta\lambda\langle\phi_0^+, F\phi\rangle = \Delta\lambda\langle\phi_0^+, F_0\phi_0\rangle + \mathcal{O}(\Delta\phi)^2 \\ \langle\phi_0^+, (\lambda_0\,\Delta F - \Delta L)\,\phi\rangle = \langle\phi_0^+, (\lambda_0\,\Delta F - \Delta L)\,\phi_0\rangle + \mathcal{O}(\Delta\phi)^2 \end{cases} \tag{2.34}$$

La variation $\Delta\lambda$ s'écrit alors :

$$\Delta\lambda \simeq -\frac{\langle\phi_0^+, (\lambda_0\,\Delta F - \Delta L)\,\phi_0\rangle}{\langle\phi_0^+, F_0\phi_0\rangle} \tag{2.35}$$

L'erreur commise sur $\Delta\lambda$ en utilisant cette formule est du même ordre de grandeurs que $(\Delta\phi)^2$. A partir de la définition de la réactivité statique donnée par l'équation 2.21, on déduit aisémment les variations exacte et au premier ordre de la réactivité à partir des formules 2.33 et 2.35 :

$$\Delta\rho_s^{\text{exact}} = \frac{\langle\phi_0^+, (\lambda_0\,\Delta F - \Delta L)\,\phi\rangle}{\langle\phi_0^+, F\phi\rangle} \tag{2.36}$$

$$\Delta\rho_s \simeq \frac{\langle\phi_0^+, (\lambda_0\,\Delta F - \Delta L)\,\phi_0\rangle}{\langle\phi_0^+, F_0\phi_0\rangle} \tag{2.37}$$

2.5 Les équations de la cinétique ponctuelle

Il a été démontré dans une section précédente que l'état stationnaire au sein d'un réacteur nucléaire n'est possible que dans deux situations :

- le réacteur est critique en l'absence de source externe,
- le réacteur est sous-critique en présence d'une source externe.

Lorsqu'une perturbation est appliquée à un réacteur placé en équilibre dans l'une des deux configurations citées ci-dessus, l'état stationnaire n'est plus maintenu. Il est alors nécessaire de résoudre l'équation du transport dépendante du temps (2.12 et 2.13) pour connaître l'évolution du flux neutronique.

Par ailleurs, un certain nombre de mesures en physique des réacteurs passent par des méthodes dynamiques qui s'appuient sur l'analyse de transitoires afin d'en dégager les grandeurs d'intérêt. Il est donc important de pouvoir décrire l'évolution spatiale et temporelle de la solution de l'équation du transport pour un réacteur en dehors de l'état stationnaire.

La méthode générale de résolution d'un tel problème passe par l'approximation de la cinétique ponctuelle. Cette méthode consiste à factoriser le flux afin de découpler l'évolution spatiale et énergétique d'un côté et l'évolution temporelle du flux de l'autre.

Les équations de la cinétique ponctuelle seront présentées dans un premier temps sous leur forme générale. Il s'en suivra une description du modèle dit "réacteur point", qui introduit des hypothèses supplémentaires.

2.5.1 Formulation générale

Rappelons l'expression générale de l'équation du transport, à l'aide des opérateurs introduits dans la section 2.3, pour la population de neutrons :

$$\frac{1}{v}\frac{\partial \phi}{\partial t} = F\phi - L\phi - F_d\phi + S_d + S \tag{2.38}$$

F_d est défini comme la différence entre l'opérateur de production de neutrons par fissions et l'opérateur de production de neutrons prompts :

$$F_d\phi = F\phi - F_p\phi = \frac{1}{4\pi}\sum_i \beta_i\,\chi_{d,i}(E)\int_0^\infty \nu(E')\,\Sigma_f(\vec{r},E')\,\phi(\vec{r},E',t)\,\mathrm{d}E' \tag{2.39}$$

Il est important de préciser que F_d n'est pas l'opérateur de production de neutrons retardés à l'instant t, ceci n'est vrai que pour un état stationnaire, pour lequel les populations de précurseurs sont en équilibre. Concernant l'équation d'évolution des précurseurs, l'équation 2.13 est reprise multipliée par $\frac{\chi_{d,i}}{4\pi}$ par souci d'homogénéité avec l'équation d'évolution des neutrons :

$$\frac{\chi_{d,i}}{4\pi}\frac{\partial c_i}{\partial t} = F_{d,i}\phi - S_{d,i} \tag{2.40}$$

$F_{d,i}$ est défini par :

$$F_{d,i}\phi = \frac{1}{4\pi}\beta_i\,\chi_{d,i}(E)\int_0^\infty \nu(E')\,\Sigma_f(\vec{r},E')\,\phi(\vec{r},E',t)\,\mathrm{d}E' \tag{2.41}$$

$S_{d,i}$ est défini quant à lui de la manière suivante :

$$S_{d,i} = \frac{1}{4\pi}\chi_{d,i}(E)\,\lambda_i\,c_i(\vec{r},t) \tag{2.42}$$

Partant d'un réacteur de référence placé dans un état stationnaire, le problème décrit par les équations 2.38 et 2.40 peut être interprété comme conséquence d'une perturbation appliquée

au réacteur de référence. Cette perturbation entraîne la sortie de l'état stationnaire vers un état transitoire décrit par le problème que l'on cherche à résoudre.

Le réacteur de référence stationnaire peut être critique sans source ou sous-critique avec source. Les deux possibilités seront envisagées pour gagner en généralité. Les équations critiques décrivant le-dit réacteur s'écrivent de la manière suivante, avec $\lambda_0 \geq 1$:

$$\lambda_0 \, F_0\phi_0 - L_0\phi_0 = 0 \tag{2.43}$$

$$\lambda_0 \, F_0^+\phi_0^+ - L_0^+\phi_0^+ = 0 \tag{2.44}$$

Nous noterons ΔF et ΔL les variations des opérateurs de production et de disparition entre le système perturbé et de référence :

$$\begin{cases} \Delta F\phi = F\phi - F_0\phi \\ \Delta L\phi = L\phi - L_0\phi \end{cases} \tag{2.45}$$

Les opérations suivantes seront ensuite effectuées :

- l'équation 2.38 est multipliée par ϕ_0^+, solution de l'équation adjointe du réacteur de référence 2.44 ;
- l'équation 2.44 est multipliée par ϕ solution du problème recherché 2.38 ;
- les deux équations sont soustraites et intégrées sur $(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$;

A noter que ce sont les même opérations qui avaient été effectuées pour la dérivation de la formule des perturbations. En utilisant les relations de commutation direct/adjoint, nous obtenons l'équation suivante :

$$\left\langle \phi_0^+, \frac{1}{v}\frac{\partial\phi}{\partial t} \right\rangle = (1-\lambda_0)\left\langle \phi_0^+, F\phi \right\rangle + \left\langle \phi_0^+, (\lambda_0\,\Delta F - \Delta L)\,\phi \right\rangle - \left\langle \phi_0^+, F_d\phi \right\rangle + \left\langle \phi_0^+, S_d \right\rangle + \left\langle \phi_0^+, S \right\rangle \tag{2.46}$$

Dans la majorité des cas, les transitoires étudiés en physique des réacteurs sont tels que la distribution spatiale du flux varie plus lentement que son amplitude. Il est donc judicieux de factoriser le flux en conséquence :

$$\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = P(t)\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \tag{2.47}$$

$P(t)$, le terme d'amplitude, contient l'essentiel de la dépendance temporelle et ψ, appelé facteur de forme, décrit la distribution spatiale, énergétique et angulaire du flux. La séparation des variables n'est pas complète puisque ψ peut varier dans le temps, cette factorisation est donc très générale. La dépendance temporelle de ψ étant moins marquée que celle de $P(t)$, écrire le flux sous cette forme permet néanmoins un découplage partiel des variables temporelles vis à vis des autres variables. Les méthodes quasi-statiques utilisées pour la résolution des problèmes couplés espace-temps reposent sur cette forme factorisée du flux [12].

A ce stade, le choix des fonctions P et ψ est arbitraire puisque la dépendance temporelle a été conservée pour toutes deux. Néanmoins, afin de limiter la variation temporelle de ψ et de transférer au maximum cette dépendance sur la fonction P, la condition de normalisation suivante est adoptée :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left\langle \phi_0^+, \frac{1}{v}\psi \right\rangle = 0 \tag{2.48}$$

Cela revient à fixer le produit intégré $\langle \phi_0^+, v^{-1}\psi \rangle$ égal à une constante. Par ailleurs, la fonction $P(t)$ peut être normalisée indépendamment, en fixant par exemple $P(t_0)$ égal à la puissance ou au nombre total de neutrons dans le réacteur à t_0. Dans ces conditions, si le facteur de forme ψ n'a pas varié significativement entre t_0 et t, $P(t)$ sera égal à la puissance ou au nombre total de neutrons à l'instant t.

Cette condition de normalisation permet d'écrire la variation temporelle dans le terme de gauche de l'équation 2.46 de la manière suivante :

$$\left\langle \phi_0^+, \frac{1}{v}\frac{\partial\phi}{\partial t} \right\rangle = \frac{\partial P}{\partial t}\left\langle \phi_0^+, \frac{1}{v}\psi \right\rangle \tag{2.49}$$

En substituant la forme factorisée du flux 2.47 dans l'équation générale 2.46, l'équation d'évolution de la fonction d'amplitude est ainsi déduite :

$$\left\langle \phi_0^+, \frac{1}{v}\psi \right\rangle \frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}t} = \left(1 - \lambda_0 + \frac{\langle \phi_0^+, (\lambda_0 \Delta F - \Delta L)\,\psi\rangle}{\langle \phi_0^+, F\psi\rangle} - \frac{\langle \phi_0^+, F_d\psi\rangle}{\langle \phi_0^+, F\psi\rangle}\right) \langle \phi_0^+, F\psi\rangle P(t) + \langle \phi_0^+, S_d\rangle + \langle \phi_0^+, S\rangle \tag{2.50}$$

L'équation de la cinétique ponctuelle ainsi obtenue s'écrit généralement sous la forme suivante :

$$\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}t} = \frac{\rho(t) - \beta_{\mathrm{eff}}(t)}{\Lambda(t)} P(t) + \sum_i \lambda_i C_{i,\mathrm{eff}}(t) + S_{\mathrm{eff}}(t) \tag{2.51}$$

Cette équation est couplée à l'équation d'évolution des précurseurs, obtenue à partir de l'équation 2.40 multipliée par le flux adjoint du réacteur de référence ϕ_0^+ et intégrée sur $(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$.

$$\frac{\mathrm{d}C_{i,\mathrm{eff}}}{\mathrm{d}t} = \frac{\beta_{i,\mathrm{eff}}(t)}{\Lambda(t)} P(t) - \lambda_i C_{i,\mathrm{eff}}(t) \tag{2.52}$$

L'équation vérifiée par le facteur de forme ψ s'obtient quant à elle en insérant la forme factorisée du flux dans l'équation du transport générale 2.38 et en divisant de part et d'autre par l'amplitude $P(t)$:

$$\frac{1}{v}\left[\frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{1}{P}\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}t}\psi\right] = [F - F_d - L]\,\psi + \frac{S_d}{P} + \frac{S}{P} \tag{2.53}$$

Les paramètres qui apparaissent naturellement dans ces équations (éq.(2.51) + éq.(2.52) + éq.(2.53)) sont détaillés un par un ci-après.

La réactivité dynamique $\rho(t)$

$$\begin{aligned} \rho(t) &= 1 - \lambda_0 + \Delta\rho(t) \\ &= 1 - \lambda_0 + \frac{\langle \phi_0^+, (\lambda_0 \Delta F - \Delta L)\,\psi\rangle}{\langle \phi_0^+, F\psi\rangle} \end{aligned} \tag{2.54}$$

Ce terme s'écrit comme la somme de la réactivité statique du réacteur de référence : $\rho_{s,0} = 1 - \lambda_0$ d'une part et la variation de réactivité induite par la perturbation : $\Delta\rho(t)$ d'autre part. L'expression de $\Delta\rho(t)$ est similaire à celle de la formule de perturbation exacte dérivée précédemment (équation 2.36).

Contrairement à la réactivité statique qui est calculée à l'état stationnaire, la réactivité dynamique $\rho(t)$ varie dans le temps. Cette variation dépend d'une part de l'évolution de la perturbation, par exemple le retrait ou l'insertion d'un élément de commande faisant varier ΔF ou ΔL. Elle dépend d'autre part de l'évolution temporelle du facteur de forme ψ. Ainsi, la réactivité dynamique est calculée à partir des taux de production et de disparition neutronique instantanés au sein du réacteur.

Si ψ avait la même dépendance en $(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ que la solution du problème critique homogène (sans source) du réacteur perturbé (équation 2.30), $\rho(t)$ serait alors constant et strictement égal à la réactivité statique du réacteur perturbé (équation 2.36).

La fraction effective de neutrons retardés $\beta_{\mathrm{eff}}(t)$

$$\beta_{\mathrm{eff}}(t) = \frac{\langle \phi_0^+, F_d\psi\rangle}{\langle \phi_0^+, F\psi\rangle} \tag{2.55}$$

$\beta_{\mathrm{eff}}(t)$ est le rapport entre le taux de production de neutrons retardés sur le taux de production total (prompts et retardés), les taux étant pondérés par la fonction d'importance. C'est une grandeur effective liée à la proportion de neutrons retardés émis par fission β, qui dépend elle-même des

isotopes fissiles présents dans le système. Son qualificatif d'"effectif" provient de la pondération par la fonction d'importance qui intervient dans son expression. En effet, un neutron retardé n'est pas émis avec la même énergie qu'un neutron prompt, il ne va donc pas avoir la même contribution à la réaction en chaîne qu'un neutron prompt. En conséquence, la fraction absolue de neutrons retardés β n'a que peu d'intérêts dans l'étude de la cinétique d'un réacteur puisque cette grandeur ne prend pas en compte l'importance relative des neutrons retardés vis à vis des neutrons prompts.

A l'inverse, la fraction pondérée par l'importance $\beta_{\text{eff}}(t)$ joue un rôle majeur dans la conduite d'un réacteur. Cette grandeur dépend du temps puisqu'elle est exprimée à partir du taux de fission instantané dans le coeur. La fraction effective $\beta_{\text{eff}}(t)$ peut-être décomposée sur l'ensemble des groupes de précurseurs : $\beta_{\text{eff}}(t) = \sum \beta_{i,\text{eff}}(t)$, la fraction $\beta_{i,\text{eff}}$ est alors définie comme la fraction effective du groupe de précurseurs i.

$$\beta_{i,\text{eff}}(t) = \frac{\langle \phi_0^+, F_{d,i}\psi \rangle}{\langle \phi_0^+, F\psi \rangle} \tag{2.56}$$

Le temps de génération effectif des neutrons $\Lambda(t)$

$$\Lambda(t) = \frac{\langle \phi_0^+, v^{-1}\psi \rangle}{\langle \phi_0^+, F\psi \rangle} \tag{2.57}$$

$\Lambda(t)$ est défini comme le rapport entre le nombre de neutrons pondéré par l'importance sur le taux de production neutronique également pondéré par l'importance. Dans la description élémentaire de la réaction en chaîne par générations successives de neutrons, cette grandeur correspond à l'intervalle de temps nécessaire pour qu'un neutron donne naissance aux k_{eff} neutrons de la génération suivante. D'où la dénomination de "temps de génération".

Cette grandeur est à distinguer du temps de vie moyen effectif des neutrons $\tau(t)$ qui est le temps moyen entre la naissance d'un neutron et sa disparition par n'importe quel moyen (fuite, absorption,...). Les deux grandeurs sont distinctes d'un facteur k_{eff}. Le temps de vie moyen effectif $\tau(t)$ est ainsi défini comme le rapport entre le nombre de neutrons sur le taux de disparition, chacun étant pondéré par la fonction d'importance :

$$\tau(t) = \frac{\langle \phi_0^+, v^{-1}\psi \rangle}{\langle \phi_0^+, L\psi \rangle} \tag{2.58}$$

La concentration effective des précurseurs $C_{i,\text{eff}}(t)$

$$C_{i,\text{eff}}(t) = \frac{\left\langle \phi_0^+, \frac{\chi_{d,i}}{4\pi} c_i \right\rangle}{\langle \phi_0^+, v^{-1}\psi \rangle} \tag{2.59}$$

$C_{i,\text{eff}}(t)$ est la concentration effective de précurseurs du groupe i dans le système. Si la fonction $P(t)$ était normalisée de manière à ce qu'elle représente le nombre de neutrons présents dans le système, alors $C_{i,\text{eff}}(t)$ serait le nombre de précurseurs du groupe i pondéré par l'importance. Si $P(t)$ représentait la puissance instantanée du réacteur, alors $C_{i,\text{eff}}(t)$ serait le nombre de précurseurs du groupe i multiplié par le taux de production d'énergie par neutron et par unité de temps.

La source externe effective S_{eff}

$$S_{\text{eff}} = \frac{\langle \phi_0^+, S \rangle}{\langle \phi_0^+, v^{-1}\psi \rangle} \tag{2.60}$$

S_{eff} est l'intensité effective de l'ensemble des sources neutroniques externes, indépendantes du flux. De la même manière que $C_{i,\text{eff}}(t)$, sa signification physique dépend de la normalisation adoptée pour $P(t)$.

2.5.2 Le modèle du réacteur point

Le modèle dit du "réacteur point" introduit de nouvelles hypothèses, lesquelles sont énoncées ci-après.

- Le facteur de forme $\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ est pris constant et égal à sa valeur initiale (avant perturbation) :

$$\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \simeq \psi_0(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \frac{\phi_0(\vec{r}, E, \vec{\Omega})}{P(0)} \tag{2.61}$$

  Dans le cas d'un réacteur de référence critique, ϕ_0 est la solution du problème critique homogène (équation 2.18). Si le réacteur de référence est sous-critique en présence d'une source, ϕ_0 est la solution du problème non-homogène à source fixe (équation 2.23).
- Le taux de production pondéré par la fonction d'importance $\langle \phi_0^+, F\psi \rangle$ est pris constant et égal à sa valeur initiale dans le réacteur de référence :

$$\langle \phi_0^+, F\psi \rangle \simeq \langle \phi_0^+, F_0\psi_0 \rangle \tag{2.62}$$

- Le terme $\langle \phi_0^+, F_d\psi \rangle$ est pris constant égal à sa valeur initiale dans le réacteur de référence :

$$\langle \phi_0^+, F_d\psi \rangle \simeq \langle \phi_0^+, F_{d,0}\psi_0 \rangle \tag{2.63}$$

Ces hypothèses ont pour conséquence de rendre la réactivité dynamique uniquement dépendante des variations dans les opérateurs de production et de disparition neutronique (déplacement d'éléments de contrôle,...) :

$$\rho(t) = 1 - \lambda_0 + \frac{\langle \phi_0^+, (\lambda_0 \, \Delta F - \Delta L) \, \psi_0 \rangle}{\langle \phi_0^+, F_0\psi_0 \rangle} \tag{2.64}$$

Dans le cas d'un réacteur de référence critique, on retrouve pour la réactivité la formule des perturbations au premier ordre (équation 2.37).

Par ailleurs, ces hypothèses rendent la fraction effective de neutrons retardés $\beta_{\text{eff}}(t)$ et le temps de génération effectif $\Lambda(t)$ indépendants du temps. Les équations de la cinétique ponctuelle 2.51 et 2.52 s'écrivent alors :

$$\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}t} = \frac{\rho(t) - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda} P(t) + \sum_i \lambda_i C_{i,\text{eff}}(t) + S_{\text{eff}}(t) \tag{2.65}$$

$$\frac{\mathrm{d}C_{i,\text{eff}}}{\mathrm{d}t} = \frac{\beta_{i,\text{eff}}}{\Lambda} P(t) - \lambda_i C_{i,\text{eff}}(t) \tag{2.66}$$

2.5.3 Une autre écriture des équations de la cinétique

Le premier terme dans le membre de droite de l'équation 2.65 de la cinétique "point" peut s'écrire d'une manière différente. En notant k_p le facteur de multiplication prompt, définit comme le ratio entre les populations de neutrons prompts entre deux générations successives :

$$k_p = k_{\text{eff}}(1 - \beta_{\text{eff}}) \tag{2.67}$$

k_p est l'équivalent du facteur k_{eff} pour la population prompte. Lorsque $k_p = 1$, le nombre de neutrons prompts reste constant entre les générations, le système est dit critique en neutrons prompts. L'équation 2.65 peut ainsi s'écrire en faisant apparaître le facteur k_p avec le temps de vie moyen effectif des neutrons τ défini précédemment (équation 2.58) :

$$\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}t} = \frac{k_p - 1}{\tau} P(t) + \sum_i \lambda_i C_{i,\text{eff}}(t) + S_{\text{eff}}(t) \tag{2.68}$$

Cette nouvelle forme de l'équation d'évolution fait clairement apparaître la contribution des neutrons prompts à la variation de la fonction P. Pour un système surcritique en neutrons prompts :

$k_p > 1$ ou de manière strictement équivalente $\rho > \beta_{\text{eff}}$, le premier terme $(k_p - 1)/\tau$ est largement prépondérant vis à vis des autres termes étant donné que τ est très court (de l'ordre de la nanoseconde pour CALIBAN). Dans cette situation, c'est l'évolution de la population en neutrons prompts qui régit l'évolution de la puissance. A l'inverse, pour les systèmes sous-critiques en neutrons prompts, ce premier terme est très largement négatif et c'est l'évolution de la population de précurseurs qui régit alors le système.

Chapitre 3

La mesure de la réactivité

Sommaire

3.1 Introduction **48**
3.2 Généralités sur la mesure en physique des réacteurs **49**
3.3 Mesure de la période asymptotique de divergence **50**
3.3.1 L'équation de Nordheim 50
3.3.2 La période asymptotique 51
3.3.3 Erreurs et incertitudes liées à la méthode 56
3.4 Aperçu sur les expériences de chute de barre (rod-drop) **60**
3.4.1 La méthode du saut prompt 60
3.4.2 La méthode des comptages intégrés 61
3.4.3 La méthode d'inversion des équations de la cinétique 62
3.5 La méthode d'ajustement des comptages **63**
3.5.1 Présentation de la méthode 63
3.5.2 Description de la méthodologie retenue 64
3.5.3 Choix de la plage d'ajustement 64
3.5.4 Erreurs et incertitudes liées à la méthode 65
3.6 Mesures de substitution **78**
3.6.1 Présentation de la méthode 78
3.6.2 Erreurs et incertitudes liées à la méthode 81

3.1 Introduction

La réactivité d'un assemblage $\rho(t)$ est l'un des paramètres les plus importants en physique des réacteurs puisque l'évolution de la population neutronique et de la puissance y est directement reliée. Son expression fait intervenir directement les opérateurs de production et de perte neutronique (équation 2.54). En conséquence, le déplacement d'un élément de commande (barre de contrôle) et plus généralement toute perturbation se produisant au sein des matériaux constitutifs du coeur agissent directement sur cette grandeur. Les transitoires observés en physique des réacteurs sont donc généralement causés par des variations de réactivité. En ce qui concerne les mesures de perturbations qui seront décrites dans ce document, c'est la variation de réactivité consécutive à l'insertion d'un échantillon de matériau qui nous permettra d'obtenir des informations sur le-dit matériau.

La mesure précise de ce paramètre a donc fait l'objet de toutes les attentions depuis les prémices de l'industrie nucléaire jusqu'aux développements les plus récents. Les techniques employées à cette fin peuvent être divisées en deux grandes familles :

1. les mesures *statiques*,
2. les mesures *dynamiques*.

Les mesures statiques

Les mesures statiques sont effectuées à l'état stationnaire, elles font intervenir des grandeurs indépendantes du temps. Les mesures de multiplication font notamment partie de cette famille.

On peut également placer dans cette catégorie les mesures de substitutions. A partir d'un état stationnaire critique, ces techniques consistent à compenser une variation de réactivité par un élément de commande indépendant, l'objectif étant de maintenir l'état critique. Cette compensation peut être effectuée par exemple au moyen de l'insertion ou du retrait d'une barre de contrôle, ou encore par l'ajustement de la concentration d'une solution de poison neutronique dans un réacteur solution [37]. L'effet en réactivité de la compensation doit être parfaitement connu, soit par calcul numérique soit par le biais d'une autre technique expérimentale.

Les mesures dynamiques

Les mesures dynamiques permettent d'avoir accès à la réactivité par l'étude des transitoires associés à une perturbation ou par le biais de grandeurs cinétiques : constante de décroissance des neutrons prompts, période, ... Une liste non exhaustive de ces méthodes est fournie ci-après.

- La technique de la période asymptotique consiste à déduire la réactivité d'une mesure de la période asymptotique de divergence ou de convergence.
- L'exploitation des transitoires obtenus par la chute d'une barre de contrôle (*rod drop*) ou par le retrait de la source (*source jerk*) permet la mesure des réactivités négatives de fortes amplitudes.
- Les méthodes de bruit neutronique, dont les plus connues dans le domaine temporel sont les techniques Rossi-α et Feynman-α, permettent de déduire la réactivité de la constante de décroissance des neutrons prompts α.
- Citons enfin les techniques mettant en oeuvre des sources pulsées (*pulsed neutron sources*), la méthode des aires est l'une d'entre elles.

Les techniques de bruit neutronique consistent à analyser les corrélations entre les comptages issus d'un ou plusieurs détecteurs. Ce sont des méthodes statistiques, elles nécessitent donc des temps d'acquisition relativement importants pour pouvoir fournir une mesure précise de la réactivité. Elles n'ont donc pas été retenues pour les mesures d'impact en réactivité dans le cadre de cette étude.

La méthode de la source pulsée nécessite quant à elle un dispositif spécifique qui n'a pu être mis en oeuvre sur le réacteur CALIBAN.

L'application de la méthode du retrait de la source est limitée par des contraintes opérationnelles difficiles, elle a donc également été mise de côté dans le cadre de ce travail.

Après un bref aperçu de la mise en oeuvre des moyens de mesures en physique des réacteurs, une description plus détaillée des méthodes retenues dans le cadre de ces travaux sera fournie. Ces méthodes sont les suivantes :
- la mesure de la période asymptotique ;
- la méthode de la chute d'une barre de contrôle ;
- les mesures de substitution ;

3.2 Généralités sur la mesure en physique des réacteurs

La mesure en physique des réacteurs est essentielle, que ce soit pour l'exploitation directe du réacteur (contrôle à chaque instant de la population neutronique, de la puissance,...) ou pour la mesure de grandeurs cinétiques. Cette mesure s'effectue à partir de l'interaction entre un système appelé "détecteur" et le flux neutronique en son sein. Cette interaction est traduite en termes d'impulsions électriques qui devront être exploitées de manière adéquate par la chaîne d'acquisition en aval du dispositif de détection.

Les chambres à ionisation sont utilisées à cette fin de manière quasiment universelle. Dans un tel dispositif, les produits de l'interaction entre le détecteur et le flux neutronique ionisent le milieu et les charges sont ensuite collectées pour créer un signal électrique.

On rencontre plusieurs types de chambres à ionisation.
- Les chambres à fissions sont constituées d'un dépôt de matière fissile, le flux neutronique incident va alors induire des fissions dont les produits sont ionisants.
- Les détecteurs au trifluorure de bore (BF_3) ou à l'hélium 3 (^3He) fonctionnent à partir d'une réaction de capture (n, α), les particules α émises étant ionisantes.

L'interaction de ces détecteurs avec le flux neutronique peut alors être décrite à l'aide d'une section efficace de détection $\Sigma_d(E)$ qui dépend de l'énergie E du neutron incident. Le taux de comptage $C(t)$ à l'instant t s'exprime à partir de l'intégrale du taux de détection sur le détecteur :

$$C(t) = \int\limits_{\text{détecteur}} \int_E \Sigma_d(E)\phi(\vec{r}, E, t)\,\mathrm{d}E\,\mathrm{d}r \tag{3.1}$$

Nous allons désormais adopter la forme factorisée du flux en une fonction d'amplitude $P(t)$ et un facteur de forme ψ, introduite dans une section précedente (2.5). Le taux de comptage C peut s'exprimer sous la forme du produit entre une efficacité de détection $\epsilon_d(t)$ et la fonction d'amplitude dont l'évolution est régie par les équations de la cinétique ponctuelle 2.51 et 2.52 :

$$C(t) = \epsilon_d(t)\,P(t) \tag{3.2}$$

avec

$$\epsilon_d(t) = \int\limits_{\text{détecteur}} \int_E \Sigma_d(E)\psi(\vec{r}, E, t)\,\mathrm{d}E\,\mathrm{d}r \tag{3.3}$$

Dans le cadre du modèle "réacteur point", la fonction ψ est indépendante du temps (cf paragraphe 2.5.2), l'efficacité ϵ_d est alors constante et le taux de comptage suit exactement les mêmes variations que $P(t)$. C'est le cas idéal qui n'est en pratique respecté que si le détecteur est placé suffisamment loin de la perturbation qui engendre le transitoire (barre de contrôle,...).

Dans le cas contraire, l'efficacité de détection varie dans le temps et l'erreur commise en utilisant les équations de la cinétique ponctuelle pour l'évolution du taux de comptage sera fonction de plusieurs paramètres :
- la position du détecteur vis à vis de la perturbation qui a engendré le transitoire : plus le détecteur sera près et plus l'erreur sera importante ;
- l'amplitude de la perturbation : plus celle-ci sera importante et plus l'erreur sera conséquente ;
- la gamme de détection du dispositif, ie les énergies pour lesquelles la section de réaction $\Sigma_d(E)$ est plus importante. En effet, plus la perturbation engendre une déformation de la distribution énergétique du flux dans la gamme de détection, et plus l'erreur commise sera importante.

Certaines méthodologies ont été développées pour prendre en compte ces phénomènes, citons en particulier la méthode de Carpenter [63].

Dans ces conditions, le résultat d'une mesure sera dépendant de l'emplacement du détecteur et de sa réponse en énergie puisque la déformation de la distribution spatiale et énergétique du flux par la perturbation sera différente en chaque point et pour chaque énergie.

3.3 Mesure de la période asymptotique de divergence

La mesure de la période asymptotique est l'une des méthodes les plus directes pour avoir accès à la réactivité d'un réacteur. Celle-ci est déduite à partir de la constante de temps qui caractérise l'évolution de la population neutronique lorsque le coeur est surcritique ou sous-critique.

Les développements effectués dans ce paragraphe seront exécutés dans le cadre de la cinétique ponctuelle de manière à ce que le taux de comptage soit strictement proportionnel à la fonction d'amplitude $P(t)$. L'utilisation de ce modèle pour l'exploitation des expériences effectuées sur CALIBAN se justifie par le fait que les détecteurs mis en oeuvre sont placés à une distance relativement importante du réacteur. Par ailleurs, les réactivités mesurées étant relativement faibles ($<$ 200 pcm), les transitoires sont suffisamment lents vis à vis des temps d'acquisitions pour pouvoir négliger la variation temporelle du facteur de forme.

3.3.1 L'équation de Nordheim

Nous allons considérer dans ce paragraphe le cas le plus simple d'un réacteur sans source externe et placé à une réactivité constante dans le temps.

Les équations de la cinétique ponctuelle sont dans ce cas un système d'équations différentielles linéaire au premier ordre de dimension $N_g + 1$ et à coefficients constants. N_g étant le nombre de groupes de précurseurs, la dimension du problème correspond au nombre d'équations libres, il y en a ici N_g+1 (1 équation pour les neutrons plus N_g équations pour tous les groupes de précurseurs).

La solution du problème est donc une combinaison linéaire de $N_g + 1$ fonctions exponentielles $e^{\omega_g t}$. Les constantes de temps ω_g sont les solutions de l'équation caractéristique obtenue en substituant les inconnues $P(t)$ et $C_{i,\text{eff}}(t)$ par les expressions suivantes :

$$\begin{cases} P(t) = a\, e^{\omega t} \\ C_{i,\text{eff}}(t) = b_i\, e^{\omega t} \end{cases} \tag{3.4}$$

avec a et b_i des constantes.

Après calculs et simplifications, on obtient l'équation caractéristique suivante, qui admet N_g+1 racines ω_g pour une réactivité fixée ρ :

$$\rho = \omega \left(\Lambda + \sum_{g=1}^{N_g} \frac{\beta_{g,\text{eff}}}{\omega + \lambda_g} \right) \tag{3.5}$$

Cette équation est appelée **équation de Nordheim** ou "inhour equation" dans les pays anglo-saxons puisque la pulsation ω s'exprime en heure^{-1}. Sous cette forme, la connaissance des proportions effectives de chaque groupe de neutrons retardés $\beta_{g,\text{eff}}$ est obligatoire. Cela implique l'utilisation de codes de calculs pour la détermination numérique des flux directs et adjoints qui interviennent dans la définition de $\beta_{g,\text{eff}}$ (équation 2.56).

Il est possible de s'affranchir de cette problématique en divisant l'équation 3.5 de part et d'autre du signe égal par β_{eff}.

$$\rho_\$ = \omega \left(\frac{\Lambda}{\beta_{\text{eff}}} + \sum_{g=1}^{N_g} \frac{a_{g,\text{eff}}}{\omega + \lambda_g} \right) \tag{3.6}$$

Cette nouvelle équation fait intervenir à gauche du signe égal la réactivité divisée par β_{eff}, c'est la réactivité exprimée en dollars :

$$\rho_{\$} = \frac{\rho}{\beta_{\text{eff}}} \tag{3.7}$$

En lieu et place des proportions effectives de chaque groupe de neutrons retardés $\beta_{g,\text{eff}}$ apparaît désormais $a_{g,\text{eff}} = \beta_{g,\text{eff}}/\beta_{\text{eff}}$, l'abondance effective de chaque groupe de précurseurs. Nous allons maintenant faire l'hypothèse que l'importance des neutrons retardés est la même pour tous les groupes de précurseurs, ce qui revient à adopter une seule et même distribution spatiale et énergétique pour chaque groupe.

Sous cette hypothèse, les abondances effectives $a_{g,\text{eff}}$ deviennent des abondances absolues a_g.

$$a_g = \frac{\beta_g}{\beta} \tag{3.8}$$

L'abondance a_g correspond à la proportion de neutrons retardés qui est issue du groupe de précurseurs g, sans notion d'importance et sans pondération par le flux adjoint. Divers travaux expérimentaux ont permis une séparation des précurseurs en plusieurs groupes [11], à chaque groupe est associé une abondance relative a_g et une constante de décroissance λ_g. Une description plus détaillée de la procédure ayant abouti au choix d'un jeu de données pour la mise en groupes des précurseurs sera fournie dans la partie consacrée à la caractérisation de CALIBAN (section 5.2).

Enfin, le rapport $\Lambda/\beta_{\text{eff}}$ peut être exprimé à partir de k_{eff} et de la constante de décroissance des neutrons prompts à la criticité retardé α_{dc} (cf section 5.6). La grandeur α_{dc} est relativement facile à mesurer sur un réacteur tel que CALIBAN à partir d'une mesure de bruit neutronique, elle a été évaluée à environ $-6,5 \times 10^5$ s^{-1} [71].

On obtient alors une nouvelle forme de l'équation de Nordheim qui permet l'évaluation de la réactivité en dollars sans avoir besoin de connaître au préalable β_{eff}.

$$\rho_{\$} = \omega \left(-\frac{1}{k_{\text{eff}}\alpha_{\text{dc}}} + \sum_{g=1}^{N_g} \frac{a_g}{\omega + \lambda_g} \right) \tag{3.9}$$

La formulation de cette équation se prête bien à une représentation graphique. En tracant l'expression du membre de droite de l'équation 3.9 en fonction de ω, les N_g+1 pulsations solutions s'obtiennent à partir de l'intersection entre cette courbe et une droite horizontale correspondant à la réactivité considérée. Dans le cas de l'uranium 235, en adoptant le découpage en six groupes de précurseurs de Keepin [11], la figure 3.1 est ainsi obtenue.

3.3.2 La période asymptotique

Suite aux développements présentés au paragraphe précedent, les solutions des équations de la cinétique ponctuelle s'écrivent sous la forme suivante :

$$P(t) = \sum_{g=0}^{N_g} a_g \, e^{\omega_g t} \tag{3.10}$$

$$C_{i,\text{eff}}(t) = \sum_{g=0}^{N_g} b_{i,g} \, e^{\omega_g t} \tag{3.11}$$

les coefficients a_g et $b_{i,g}$ s'obtiennent par intégration à partir des conditions initiales.

La première racine ω_0 est la plus grande, son signe est le même que celui de la réactivité. Les N_g racines suivantes $(\omega_1, \cdots, \omega_{N_g})$ sont toutes négatives et inférieures à ω_0. La vitesse de décroissance d'une composante exponentielle est d'autant plus rapide que sa pulsation négative est faible. En conséquence, après une période transitoire qui va dépendre de la constante de décroissance du groupe de précurseurs le plus long λ_1, l'évolution des fonctions $P(t)$ et $C_{i,\text{eff}}(t)$ ne sera régit que

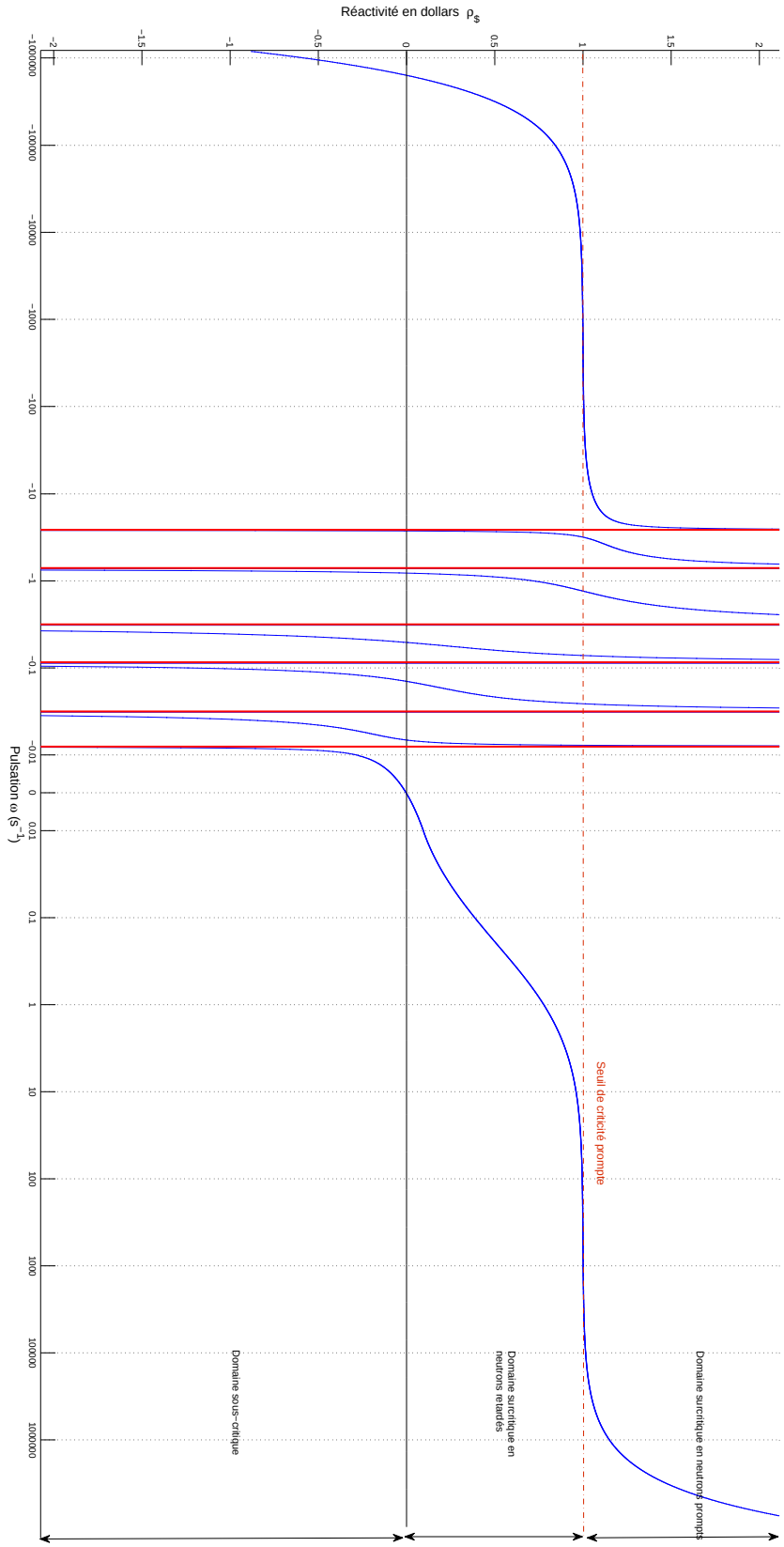


FIGURE 3.1 – **Représentation de la courbe de Nordheim pour l'U^{235} et un découpage en six groupes de précurseurs : $N_g = 6$**

par la plus grande racine ω_0. C'est le régime asymptotique, pendant lequel tous les transitoires d'ordres supérieurs sont considérés comme éteints :

$$[P(t)]_{\text{asymp}} \simeq a_0\, e^{\omega_0 t} \tag{3.12}$$

$$[C_{i,\text{eff}}(t)]_{\text{asymp}} \simeq b_{i,0}\, e^{\omega_0 t} \tag{3.13}$$

Une illustration de ce phénomène transitoire est donnée sur la figure 3.2. Les deux graphes qui y sont inclus représentent respectivement l'évolution du comptage neutronique et l'évolution de la période instantanée lors d'un transitoire induit par une insertion de réactivité. Nous avons modélisé un ajout de réactivité instantané ρ de 20 ¢ se produisant à l'instant $t = 0$, le réacteur étant au préalable stabilisé à l'état critique. β_{eff} a été fixé à 659 pcm, le temps de génération Λ à 12 ns et le découpage en six groupes de précurseurs de Keepin [11] pour l'uranium 235 a été adopté pour le modèle.

Dès l'insertion de réactivité, on observe une augmentation quasi-instantanée de la puissance d'un facteur $\beta_{\text{eff}}/(\beta_{\text{eff}} - \rho)$. Ce saut appelé "prompt jump" traduit l'augmentation de la population en neutrons prompts et s'effectue selon les temps caractéristiques de la multiplication prompte ; autant dire de manière instantanée en pratique. Pour une réactivité inférieure à 1 \$, ce saut correspond au mode exponentiel associé à la plus petite racine ω_{N_g}, fortement négative. On observe ensuite l'évolution des N_g modes exponentiels principaux. Après un certain temps (60 secondes environ sur cet exemple), il ne subsiste plus que le mode fondamental associé à la plus grande racine ω_0, c'est le régime asymptotique.

La période transitoire sera d'autant plus courte que l'écart entre les deux premières racines ω_0 et ω_1 est important. On définit la période asymptotique T comme l'inverse de la pulsation ω_0 caractéristique du régime asymptotique.

$$T = \frac{1}{\omega_0} \tag{3.14}$$

La période asymptotique est ainsi obtenue à partir de l'évolution du taux de comptage lors du régime asymptotique. La réactivité en dollars correspondante est alors obtenue à partir de l'équation de Nordheim (équation 3.9) modifiée pour faire intervenir le paramètre T :

$$\rho_{\$} = -\frac{1}{k_{\text{eff}}\alpha_{\text{dc}}T} + \sum_{g=1}^{N_g} \frac{a_g}{1 + \lambda_g T} \tag{3.15}$$

Il est très important de noter que pour les faibles réactivités qui seront mesurées dans le cadre de ce travail, les périodes correspondantes seront comprises entre 30 et 500 secondes. Le premier terme du membre de droite dans l'équation de Nordheim $1/(k_{\text{eff}}\alpha_{\text{dc}}T)$ sera alors négligeable vis à vis du second terme ($\alpha_{dc} \simeq -6,5 \times 10^5\ s^{-1}$). Cela est dû au fait que pour ces régimes, c'est l'évolution de la population de précurseurs qui régit principalement le transitoire et non la population de neutrons prompts. La réactivité est alors déduite de la période asymptotique à partir de l'équation approchée suivante :

$$\rho_{\$} \simeq \sum_{g=1}^{N_g} \frac{a_g}{1 + \lambda_g T} \tag{3.16}$$

indépendante de la valeur de α_{dc}.

A l'inverse, pour les régimes surcritiques en neutrons prompts, c'est le second terme qui sera négligeable vis à vis du premier. Dans ces conditions, c'est la population prompte qui régit la cinétique du réacteur et l'équation de Nordheim se réduit simplement à :

$$\omega \simeq \frac{\rho - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda} \tag{3.17}$$

Suivant que le coeur est dans un état surcritique ou sous-critique, la période asymptotique est soit positive soit négative. Lorsque celui-ci est surcritique, la population neutronique (et donc la

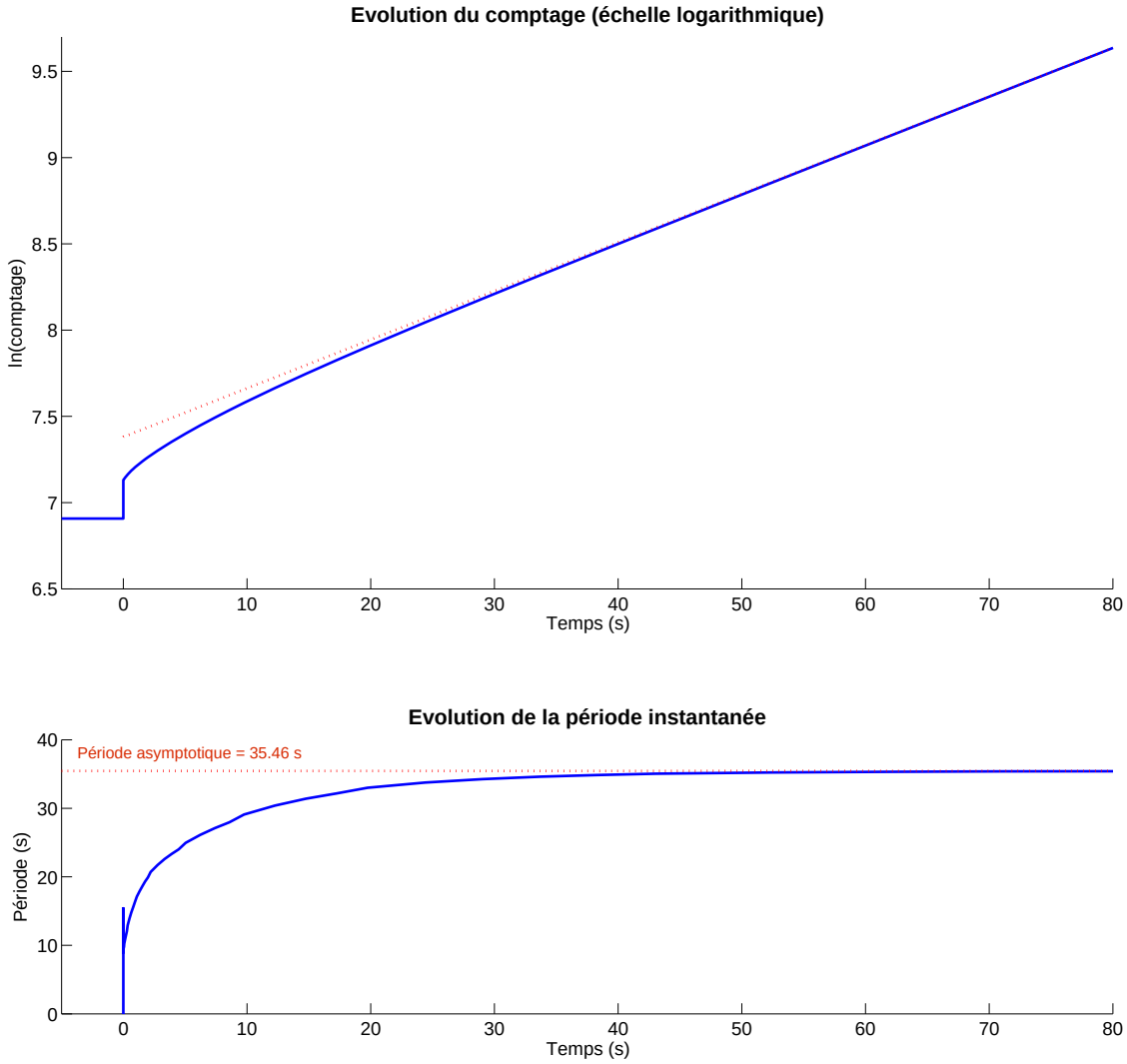


FIGURE 3.2 – **Evolution du comptage et de la période instantanée pour un transitoire simulé correspondant à un ajout de réactivité de 20¢ à partir d'un réacteur critique stabilisé**

puissance) croît en régime asymptotique de manière exponentielle. La période correspondante est donc positive, on parle alors de *période de divergence*. A l'inverse, lorsque le réacteur est sous-critique, la population neutronique décroît asymptotiquement selon une loi exponentielle. Nous nous sommes placés dans ce paragraphe dans le cadre d'un réacteur qui évolue en l'absence de source neutronique extérieure, la population de neutrons tend ainsi vers zéro. La constante de temps qui caractérise cette décroissance est appelée *période de convergence*.

La méthode pour mesurer la période asymptotique, qu'elle soit positive ou négative, est strictement la même. Il est nécessaire dans un premier temps d'observer un temps d'attente suffisamment long pour que le transitoire soit le plus proche possible (de manière raisonnable) de son régime asymptotique. Une fois ce régime atteint, une simple régression exponentielle permet de dégager la période d'évolution afférente.

A titre d'illustration, il est reporté sur les figures 3.3 et 3.4 les courbes représentant les temps d'attentes avant observation du régime asymptotique pour des réactivités positives et négatives.

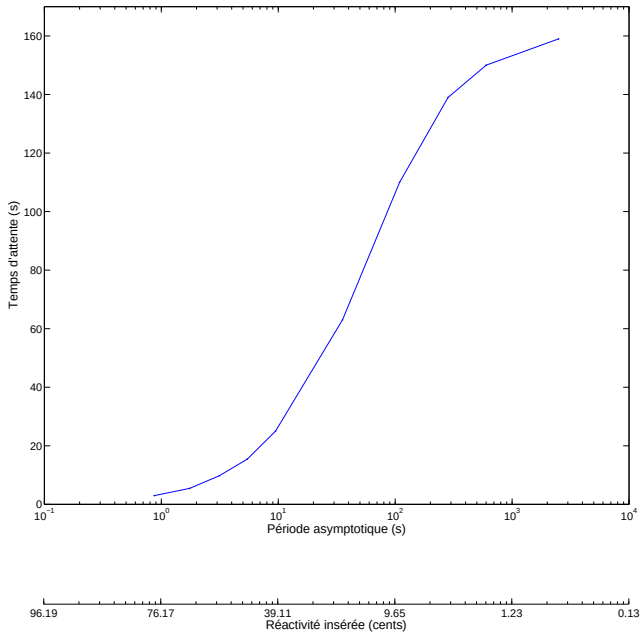


FIGURE 3.3 – **Temps d'attente avant régime asymptotique pour un transitoire de réactivité positive (divergence)**

Ces courbes ont été obtenues avec le découpage en six groupes de précurseurs pour la fission rapide de l'uranium 235 fournit par Keepin [11]. β_{eff} a été fixé à 659 pcm et le temps de génération Λ à 12 ns. Les transitoires simulés pour l'obtention de ces courbes sont issus d'un ajout ou d'un retrait de réactivité instantané à partir d'un réacteur stabilisé à l'état critique sans source externe. Le régime asymptotique est supposé atteint dès lors que l'écart entre la période instantanée et la période asymptotique est et reste inférieur à 0,35 %.

On observe sur ces courbes que les temps d'attente sont significativement plus courts pour les divergences que pour les convergences. Cette propriété déjà énoncée dans les références [11] et [88] provient du fait que les contributions relatives des modes exponentiels d'ordres supérieurs est d'autant plus faible que l'écart entre les pulsations correspondantes et la pulsation fondamentale ω_0 est important. En pratique, il est suffisant de considérer l'écart $\omega_1 - \omega_0$ entre la pulsation fondamentale ω_0 du mode persistant et la pulsation ω_1 de la première harmonique, les harmoniques d'ordres supérieurs disparaissant beaucoup plus rapidement que cette dernière.

En pratique, un réacteur est toujours soumis à une source neutronique extérieure, celle-ci peut provenir des fissions spontanées de noyaux lourds ou des réactions (α, n) se produisant au sein des matériaux constitutifs du coeur. Cette contribution gênante peut être négligée dès lors que la puissance est suffisamment importante. Dans le cas d'une divergence, la puissance augmente et il suffit de se placer à une puissance adéquate pour l'observation du transitoire. Le problème se pose pour les transitoires de réactivités négatives puisque la population neutronique convergera alors vers une valeur strictement positive (multiplication sous-critique de la source). L'évolution n'est donc pas une exponentielle pure dans ce cas puisqu'un terme constant vient s'ajouter à son expression. Deux méthodes peuvent être appliquées pour outrepasser ce problème.

1. Si la multiplication de la source externe peut être mesurée ou calculée, il suffit de soustraire cette contribution du comptage neutronique pour se ramener à une évolution exponentielle pure.
2. Dans le cas contraire, l'observation du transitoire doit être effectuée à une puissance telle que la contribution de la source externe puisse être négligée. En pratique, cela se traduit par un intervalle d'observation borné par un temps limite supérieur, en plus de la borne inférieure

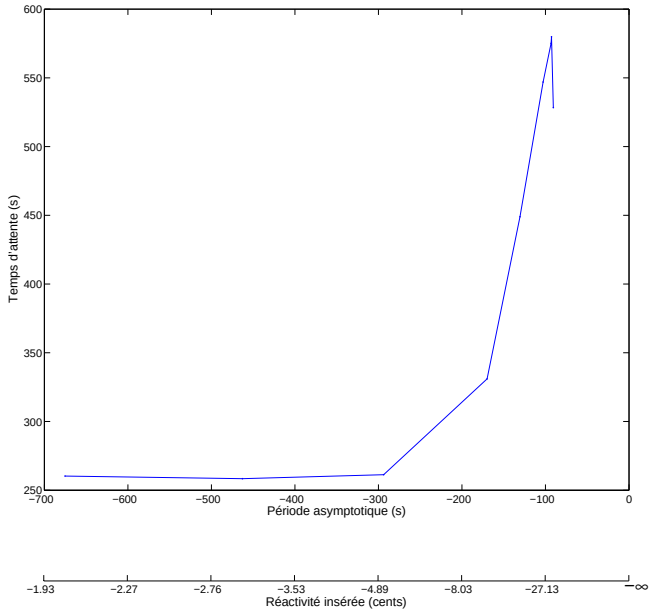


FIGURE 3.4 – **Temps d'attente avant régime asymptotique pour un transitoire de réactivité négative (convergence)**

liée à l'établissement du régime asymptotique.

Pour les raisons énoncées ci-dessus, il est en général plus aisé d'effectuer des mesures de période de divergence que de période de convergence.

3.3.3 Erreurs et incertitudes liées à la méthode

Il sera exposé dans ce paragraphe l'ensemble des paramètres susceptibles d'induire un biais ou des incertitudes lors de la mise en oeuvre de cette méthode. Les difficultés associées à la mise en oeuvre de l'instrumentation nucléaire (temps mort, étalonnage des chaînes d'acquisition, etc) seront traitées dans un chapitre ultérieur (section 4.4).

Dérive du régime asymptotique

Les développements précédents ont justifié la nécessité d'observer un temps d'attente avant la mesure de la période. Si cette condition n'est pas respectée, l'influence des modes transitoires est susceptible d'entâcher significativement la mesure de la période asymptotique. La figure 3.5 illustre l'importance de cette condition en présentant les périodes mesurées en fonction des temps d'attente après application d'un transitoire de réactivité. Le transitoire en question a été initié auprès du réacteur CALIBAN à partir d'un réacteur stabilisé à l'état critique, l'acquisition a été effectuée avec une chambre à fission. Les réactivités en dollars reportées ont été obtenues avec l'équation de Nordheim à partir des données caractéristiques issues de Keepin [29] pour les populations de précurseurs. La borne supérieure des plages temporelles utilisées pour les ajustements a été fixée à la même valeur pour l'ensemble des résultats présentés. La démarcation notifiant le début du régime asymptotique correspond à l'instant calculé au delà duquel l'écart entre la période instantanée et la période asymptotique est inférieur à 0,35 %.

La présence d'une source neutronique peut également induire un biais significatif : en pratique, il suffit de se placer à une puissance suffisamment élevée pour pouvoir négliger sa contribution.

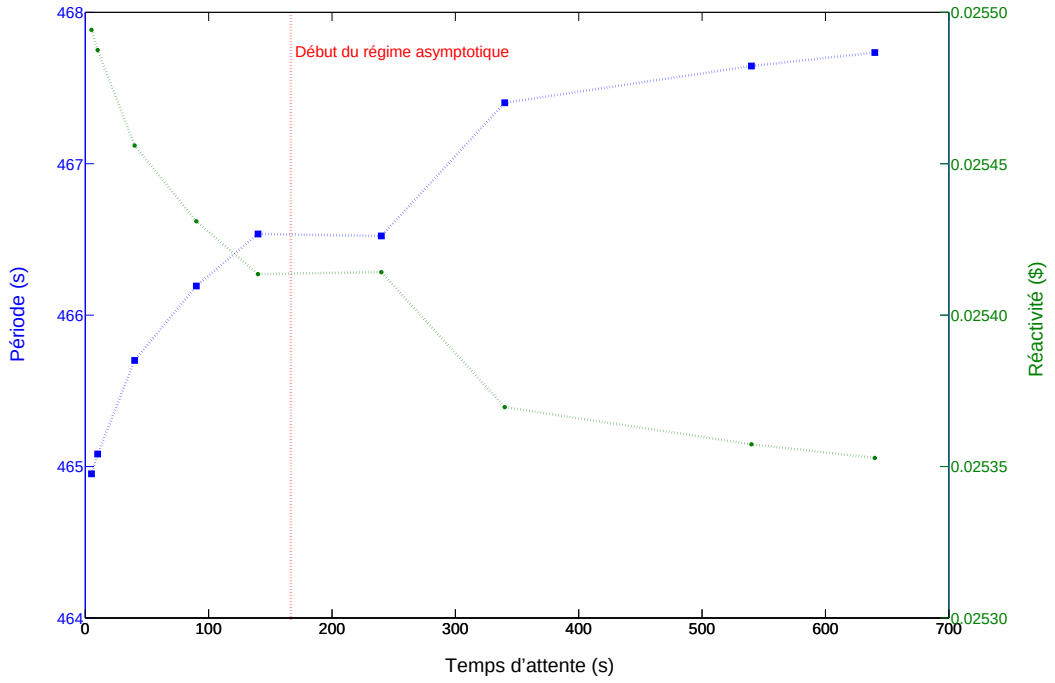


FIGURE 3.5 – **Périodes et réactivités mesurées auprès du réacteur CALIBAN en fonction du temps d'attente observé après un transitoire de réactivité positive $\Delta\rho = 2,54$ ¢**

Incertitudes statistiques

La restitution d'un transitoire en physique des réacteurs est invariablement soumise à l'incertitude statistique liée aux comptages neutroniques. L'efficacité de détection du compteur utilisé et sa localisation sont à ce titre déterminantes. Néanmoins, dans le cadre d'expériences en divergence, cette incertitude tend à diminuer au fur et à mesure que la puissance augmente, et donc que l'évolution converge vers le régime asymptotique. Il suffit donc dans ce cas de se placer à une puissance suffisamment élevée pour que les comptages soient rendus avec une incertitude statistique acceptable. A titre d'illustration, la figure 3.6 présente l'intensité et la distribution des résidus de l'ajustement exponentiel lors du régime asymptotique d'un transitoire de divergence.

Le problème se pose en revanche pour les expériences en convergence. En effet, cette incertitude augmentera alors au fur et à mesure de la convergence vers le régime asymptotique. En outre, si le système évolue en présence d'une source neutronique, la plage temporelle pour la mesure de la période est par ailleurs soumise à une borne supérieure qui limite encore plus l'intervalle d'acquisition.

De manière plus anecdotique, les fluctuations neutroniques peuvent également contribuer à cette incertitude lors des mesures à très faibles puissances. En pratique, dès lors que le seuil de puissance pour la mesure du comptage neutronique est respecté, la population de neutrons suit un régime qui peut être traité de manière déterministe. Le traitement stochastique de la population de neutrons par les équations de la neutronique aléatoire n'a plus lieu d'être dès lors qu'il y a plus de 10^5 neutrons dans l'assemblage [78].

Les effets de températures

Dans le cadre d'une mesure de la réactivité, il est évident que cette dernière ne doit pas varier au cours de la plage temporelle utilisée pour l'évaluation de la période asymptotique. Dans le cas d'un coeur métallique tel que celui de CALIBAN, il est donc nécessaire de prêter attention aux variations de températures susceptibles de se produire au cours du transitoire. En effet, les

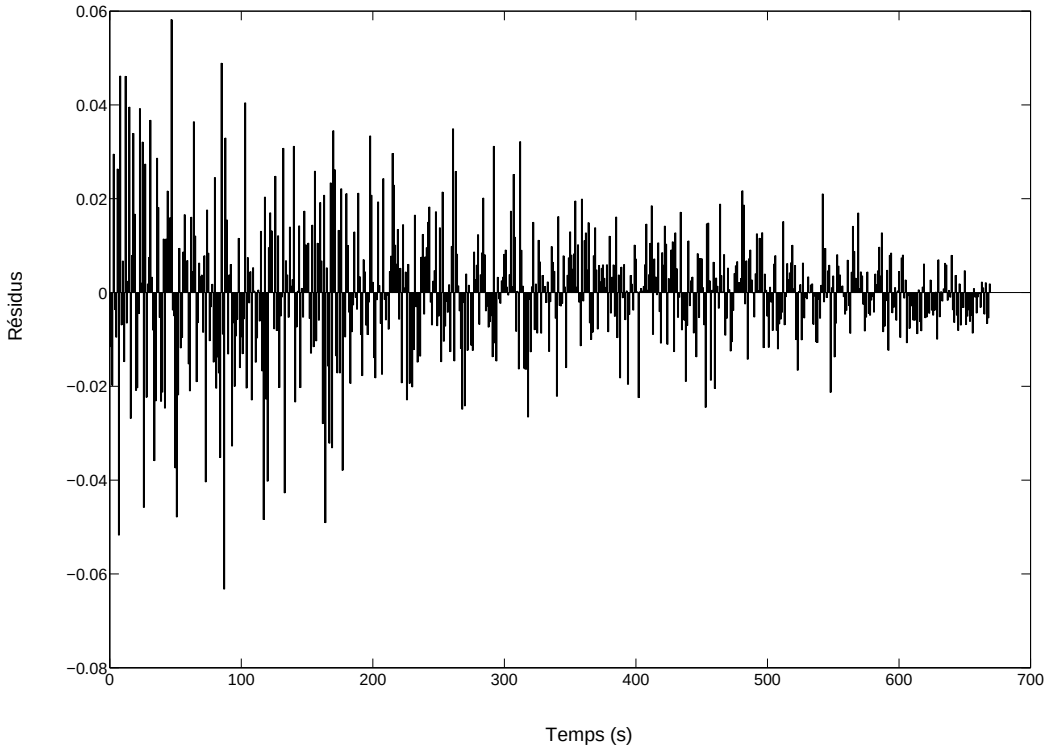


FIGURE 3.6 – **Evolution des résidus lors d'un transitoire de divergence**

variations de température produisent une dilatation ou une compression des matériaux constitutifs du coeur, lesquelles induisent une variation de réactivité par modification de sa géométrie. De manière similaire, dans les réacteurs ou la population neutronique est sensible aux phénomènes de résonances, une variation de réactivité peut être induite par effet Doppler.

En pratique, pour des expériences en divergence, la mesure doit s'achever avant que l'augmentation de puissance afférente n'induise d'augmentation significative de la température du coeur.

Les effets spatiaux

Comme dans toutes mesures dynamiques faisant intervenir un transitoire de réactivité, l'utilisation des équations de la cinétique "point" pour décrire l'évolution du taux de comptage est susceptible d'induire des erreurs (cf paragraphe 3.2). Ces erreurs proviennent du fait que considérer le taux de comptage comme proportionnel à la fonction d'amplitude $P(t)$ nécessite de postuler que le facteur de forme $\psi(\vec{r}, E, t)$ au sein du détecteur est indépendant du temps. Cela revient à admettre qu'il est possible de découpler totalement les variables d'espace et d'énergie d'un côté et la variable temporelle de l'autre.

En pratique, l'application d'une perturbation au sein d'un réacteur par insertion d'une certaine longueur de barre de contrôle ou introduction d'un échantillon modifie la répartition spatiale et énergétique du flux. Cette modification du facteur de forme est d'autant plus importante que l'on se situe près de la perturbation en question. L'efficacité de détection dans ce cas varie en fonction du temps et ce de manière plus ou moins significative suivant la position du détecteur. L'utilisation de la cinétique "point" conduit alors à des résultats différents selon la localisation du détecteur, on parle *d'effets spatiaux*.

La mesure de la période asymptotique s'effectue alors que le régime asymptotique est correctement établi. Elle se produit donc de facto un certain temps (de une à plusieurs minutes) après l'application de la perturbation, laquelle constitue le moment le plus défavorable pour les effets spa-

tiaux. Par ailleurs, pour les transitoires étudiés au cours de ce travail, nous nous sommes cantonnés à de faibles variations de réactivité ($<$ 200 pcm). Dans cette situation, l'évolution asymptotique du flux neutronique est suffisamment lente pour pouvoir négliger la variation temporelle du facteur de forme au niveau des détecteurs. En pratique, aucun effet spatial n'a pu être décelé dans le cadre des mesures de périodes asymptotiques sur CALIBAN. Afin d'illustrer ce propos, les réactivités mesurées avec deux détecteurs différents positionnés à deux endroits distincts sont retranscrites sur le tableau 3.1 pour un ensemble de trois divergences.

Détecteur Distance au coeur	CAF 20 cm	CPNB n° 1 5,5 m
1	6,75 ¢	6,76 ¢
2	6,74 ¢	6,76 ¢
3	13,69 ¢	13,69 ¢

TABLE 3.1 – **Mesures de réactivités avec deux détecteurs pour un ensemble de trois divergences**

La différence minime entre les deux détecteurs est imputée ici aux incertitudes statistiques. On observe aucune tendance susceptible de trahir la présence d'effets spatiaux.

Les données de précurseurs

Les données de précurseurs jouent un rôle déterminant dans l'utilisation de cette méthode puisqu'elles permettent de déduire la réactivité recherchée à partir de la période asymptotique mesurée (équation 3.16). Ces données sont constituées des abondances relatives $(a_g)_{g=1\cdots N_g}$ et des constantes de décroissance de chaque groupe de précurseurs $(\lambda_g)_{g=1\cdots N_g}$.

La réactivité calculée à partir de l'équation de Nordheim est très sensible à ces données. A titre d'illustration, le tableau 3.2 présente les réactivités obtenues à partir de deux jeux différents de données de précurseurs pour un ensemble de cinq divergences.

Divergence	Keepin [29]	Loaiza [31]
1	6,91	7,38
2	10,38	11,08
3	13,81	14,71
4	17,26	18,35
5	20,74	22,01

TABLE 3.2 – **Réactivités en ¢ calculées pour deux jeux de données**

Historiquement, les précurseurs ont été combinés en un nombre restreint de groupes pour pallier un manque de connaissances sur l'inventaire de ces noyaux. Cette condensation des données en quelques groupes dominants est apparue naturellement suite aux expériences d'irradations qui ont eu lieu sur les premiers réacteurs pulsés [29]. La décroissance des populations de précurseurs au sein d'un échantillon de matériau fissile soumis à une irradation pouvait en effet être ajustée correctement à partir d'une combinaison de N_g exponentielles. Cette description en N_g groupes de précurseurs était essentielle pour les études de cinétiques compte-tenu du manque d'information sur la nature et les caractéristiques de chaque noyau précurseur.

Depuis, la connaissance de ces données a progressé, on dénombre environ 270 précurseurs dont les caractéristiques (constante de décroissance, probabilité d'émission neutronique et rendement de fission cumulé) sont connues. Il apparaît que l'incertitude que génèrent ces données provient majoritairement de cette mise en forme en un nombre restreint de groupes. Nous exposerons dans un chapitre ultérieur (paragraphe 5.2) la manière avec laquelle nous avons traité ces données pour l'interprétation des mesures qui seront décrites dans ce document.

3.4 Aperçu sur les expériences de chute de barre (rod-drop)

Il existe deux grandes classes de méthodes dynamiques pour mesurer les réactivités négatives de forte amplitude : l'analyse du transitoire consécutif à la chute d'une barre (rod-drop) ou au retrait de la source (source-jerk). En raison des contraintes opérationelles qui assujetissent l'exploitation du réacteur CALIBAN, les expériences de retrait de la source n'ont pu être mises en oeuvre de manière optimale au cours de ce travail.

A l'inverse, les expériences de chute de barre peuvent être exécutées de manière beaucoup plus systématique, en particulier à la fin d'une mesure de substitution. Ces méthodes consistent à introduire une certaine quantité d'antiréactivité dans le coeur à partir d'un niveau de réactivité connu. Cette variation de réactivité doit s'effectuer dans un intervalle de temps très court vis à vis des temps de décroissance des précurseurs. Elle est généralement exécutée par la chute d'une barre de contrôle absorbante dans le coeur. En ce qui concerne les expériences sur CALIBAN, le transitoire est obtenu en éjectant une barre de contrôle à l'extérieur du coeur, les barres de contrôle du réacteur étant composées d'un matériau fissile.

La grandeur mesurée dans ces expériences est la variation de réactivité produite par ce retrait. Il existe différentes méthodes pour analyser le transitoire en question, nous passerons succintement en revue les plus couramment utilisées avant d'exposer plus en détail dans la section suivante la méthodologie qui a été mise en oeuvre au cours de ce travail. Les développements exposés dans ce paragraphe sont effectués dans le cadre d'un réacteur évoluant en l'absence de source neutronique extérieure, ce qui sera en pratique toujours le cas pour les expériences sur CALIBAN.

3.4.1 La méthode du saut prompt

La méthode du saut prompt [11] consiste à estimer la variation négative de réactivité à partir de la chute quasi-instantanée de la population prompte qui accompagne le transitoire. Cette chute est strictement similaire au phénomène de saut prompt ("prompt jump") qui a été mis en évidence au paragraphe précédent (3.3) pour les insertions positives de réactivité.

Placons nous dans le cas d'un réacteur initialement stabilisé à l'état critique en neutrons retardés, la densité neutronique initiale n_0 s'écrit à partir des équations de la cinétique ponctuelle comme :

$$n_0 = \frac{\tau \sum_i \lambda_i C_{i,0}}{1 - k_{p,0}} = \frac{\tau \sum_i \lambda_i C_{i,0}}{\beta_{\text{eff}}} \tag{3.18}$$

A partir de cet état initial, on applique une variation instantanée et négative de réactivité. Après un bref délai de l'ordre du temps de vie des neutrons prompts, la population prompte s'ajuste à un niveau plus bas correspondant à la réactivité du système après perturbation. On observe ainsi pendant un bref instant un palier dans la courbe d'évolution du comptage neutronique avant la décroissance des groupes de précurseurs les plus rapides. Durant cette courte phase de stabilisation prompte, la concentration des précurseurs n'a pas encore eu le temps de varier et celle-ci est égale à leur niveau antérieur au transitoire, on peut donc écrire la densité neutronique n_1 après perturbation de la manière suivante :

$$n_1 = \frac{\tau \sum_i \lambda_i C_{i,0}}{1 - k_{p,1}} \tag{3.19}$$

$k_{p,1}$ étant le facteur de multiplication prompt après la perturbation. Si le détecteur est placé à un endroit où le facteur de forme ψ ne varie pas pendant la durée du transitoire (ce qui revient à dire que l'efficacité de détection est constante), la variation négative de réactivité exprimée en dollars $\Delta\rho_\$$ peut se déduire du rapport entre les comptages neutroniques avant et après perturbation :

$$\Delta\rho_\$ = 1 - \frac{n_0}{n_1} \tag{3.20}$$

Dans le cas d'un réacteur placé dans une configuration sous-critique avec source à l'état initial, les équations doivent prendre en compte la multiplication de la source à l'état final après stabilisation des populations de précurseurs [42, 46].

En pratique, le transitoire à l'origine de la perturbation ne s'effectue jamais de manière instantanée. Le temps de chute d'une barre de contrôle par gravité induit un biais qu'il convient de considérer puisque les concentrations des précurseurs aux temps de décroissances les plus rapides commencent à varier avant que la barre n'atteigne son point le plus bas. Usuellement, on corrige ce biais en extrapolant la courbe de décroissance des précurseurs jusqu'à l'instant de début de chute comme expliqué dans la référence [42].

Cette méthode présente l'avantage d'être indépendante des données de précurseurs. La plus grande source d'erreurs provient de la forte variation du facteur de forme ψ pendant le transitoire, variation d'autant plus forte que l'on est proche de la perturbation [44]. Ce problème est commun aux expériences dynamiques faisant intervenir de larges perturbations, le modèle du réacteur "point" n'est plus valide et l'efficacité du détecteur varie alors dans le temps. On pourrait s'affranchir de ce problème en placant le détecteur loin de la perturbation, mais la perte d'efficacité associée induirait de fortes incertitudes sur les taux de comptages mesurés. Les harmoniques promptes sont les principales contributrices à ces effets spatiaux, qui rendent l'estimation de la réactivité fortement dépendante de la position du détecteur.

3.4.2 La méthode des comptages intégrés

Pour pallier cette forte dépendance spatiale, Hogan a proposé la méthode des comptages intégrés [45]. L'estimation de la variation de réactivité par cette méthode repose sur la mesure de l'intégrale du taux de comptage depuis l'instant d'application du transitoire jusqu'à la stabilisation de la puissance. Cette méthode prend ainsi en compte l'intégralité de la décroissance des populations de précurseurs. La contribution du saut prompt à l'intégrale calculée étant négligeable, la dépendance spatiale mise en évidence au paragraphe précédent s'en trouve fortement amoindrie. En effet, l'évolution lente de la population de neutrons retardés n'induit que très peu d'effets spatiaux.

Dans le cadre d'un réacteur opérant sans source neutronique extérieure, la réactivité en dollars de la perturbation est déduite à partir de l'expression suivante [11] :

$$\rho_{\$} = \frac{n_0 \sum_i a_i/\lambda_i}{\int\limits_0^\infty n(t)\,\mathrm{d}t} \tag{3.21}$$

n_0 est le taux de comptage initial avant perturbation, (a_i, λ_i) sont respectivement les abondances relatives et les constantes de décroissance pour chaque groupe de précurseurs. $\int\limits_0^\infty n(t)\,\mathrm{d}t$ est l'intégrale du taux de comptage depuis l'instant $t = 0$ où l'on applique le transitoire jusqu'à la stabilisation complète des populations de précurseurs.

En utilisant le découpage en six groupes de précurseurs pour la fission rapide de l'uranium 235 [11], on obtient la formule suivante d'application immédiate :

$$\rho_{\$} = \frac{12,75 \times n_0}{\int\limits_0^\infty n(t)\,\mathrm{d}t} \tag{3.22}$$

A l'inverse de la méthode du saut prompt, cette méthode dépend directement des données associées aux précurseurs, sa sensibilité aux incertitudes sur ces données sera donc importante. La durée non nulle du transitoire introduit par ailleurs un biais important, qu'il est néanmoins possible de corriger en partie à partir d'un modèle d'évolution quadratique de la réactivité durant la perturbation [41]. En outre, le calcul de l'intégrale à partir de comptages obtenus sur une discrétisation temporelle trop large peut induire une erreur importante. En effet, l'instant de début de chute ne coïncide jamais en pratique avec l'ouverture d'une fenêtre de comptage. Ainsi, l'instant de début de calcul de l'intégrale est soumis à une incertitude d'autant plus importante que le pas temporel d'acquisition est élevé. Etant donné que les premiers instants de la décroissance

contribuent significativement au calcul de l'intégrale, l'estimation de la réactivité par cette méthode y est fortement sensible.

Cette méthode a néanmoins été utilisée au cours de ce travail pour des premières estimations rapides qui ne nécessitaient pas de grandes précisions.

3.4.3 La méthode d'inversion des équations de la cinétique

La méthode d'inversion des équations de la cinétique est une technique très utilisée en physique des réacteurs. Son cadre d'utilisation le plus courant concerne le suivi en ligne de la réactivité d'un réacteur en puissance. Cette méthode est notamment à la base du fonctionnement des réactimètres.

L'utilisation de cette technique dans le cadre de l'analyse des transitoires de puissance a connu un certain succès, notamment pour ce qui concerne les expériences de chute de barre ([49, 50]). Cette méthode repose sur la formulation intégro-différentielle de la réactivité à partir de la densité neutronique. Cette formulation s'obtient dans un premier temps "en inversant" les équations de la cinétique ponctuelle (équations 2.65 et 2.66) de manière à écrire ρ en fonction de n :

$$\frac{\rho(t)}{\beta_{\text{eff}}} = 1 + \frac{1}{n(t)}\left[\frac{\Lambda}{\beta_{\text{eff}}}\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} - \frac{\Lambda}{\beta_{\text{eff}}}\sum_i \lambda_i C_{i,\text{eff}}(t)\right] \tag{3.23}$$

L'écriture intégro-différentielle s'obtient ensuite en explicitant la concentration effective de chaque groupe de précurseurs $C_{i,\text{eff}}$ à partir de l'intégration de leur équation d'évolution (équation 2.66). Afin de pouvoir intégrer cette équation, on utilise la méthode de variation de la constante qui consiste à rechercher une solution $C_{i,\text{eff}}$ de la forme suivante :

$$C_{i,\text{eff}}(t) = A_i(t)e^{-\lambda_i t} \tag{3.24}$$

En reportant cette expression dans l'équation 2.66 et en intégrant l'équation obtenue entre un instant initial $t = 0$ et l'instant t, on obtient l'expression de $A_i(t)$:

$$A_i(t) = A_i(0) + \frac{\beta_{i,\text{eff}}}{\Lambda}\int_0^t n(t')e^{\lambda_i t'}\,\mathrm{d}t' \tag{3.25}$$

Ce qui donne pour l'expression de $C_{i,\text{eff}}$:

$$C_{i,\text{eff}}(t) = \left(C_{i,\text{eff}}(0) + \frac{\beta_{i,\text{eff}}}{\Lambda}\int_0^t n(t')e^{\lambda_i t'}\,\mathrm{d}t'\right)e^{-\lambda_i t} \tag{3.26}$$

La concentration effective $C_{i,\text{eff}}(0)$ à l'état initial peut être exprimée à partir de la densité neutronique initiale n_0 à partir des équations de la cinétique ponctuelle en fixant les dérivées de n et de $C_{i,\text{eff}}$ à zéro. L'état initial avant perturbation est en effet stabilisé, les dérivées temporelles sont donc nulles. On obtient ainsi :

$$C_{i,\text{eff}}(0) = \frac{\beta_{i,\text{eff}}}{\lambda_i \Lambda}n(0) \tag{3.27}$$

En reportant les équations 3.26 et 3.27 dans l'expression 3.23, on obtient la formulation intégro-différentielle de l'équation inverse de la cinétique :

$$\rho_{\$} = 1 + \frac{1}{n(t)}\left[\frac{\Lambda}{\beta_{\text{eff}}}\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} - \sum_i a_i e^{-\lambda_i t}\left(n(0) + \lambda_i\int_0^t n(t')e^{\lambda_i t'}\,\mathrm{d}t'\right)\right] \tag{3.28}$$

On fait apparaître dans cette équation l'abondance relative de chaque groupe de précurseur $a_i = \beta_{i,\text{eff}}/\beta_{\text{eff}}$.

L'intégration par pas successifs de la mesure du taux de comptage permet ainsi de déduire par itération la réactivité en dollars du système après la perturbation [49]. De la même manière que

pour la méthode du saut prompt, le taux de comptage a été considéré comme proportionnel à la densité neutronique n, hypothèse qui n'est valable que pour le modèle du réacteur "point". En pratique, une perturbation importante du facteur de forme ψ est susceptible de se produire au moment de la chute de la barre, laquelle induit des effets spatiaux dont il a déjà été fait mention précédemment.

Afin de pallier cette difficulté, Kussmaul a proposé une méthode pour corriger la réactivité obtenue dans le cadre de cette technique [47]. Celle-ci consiste à introduire un facteur correctif qui ajuste la réactivité à partir du rapport entre deux taux de comptages pris à deux instants dans la phase de décroissance des précurseurs. Cette correction se base sur le fait que les effets spatiaux ne sont causés que par l'unique présence des harmoniques promptes au moment du saut prompt.

Dans le cadre des expériences effectuées sur CALIBAN, les transitoires observés ne font pas intervenir de source neutronique extérieure de sorte que les comptages intégrés convergent très rapidement vers une valeur très faible (environ 1 coup par seconde). La difficulté réside ici dans le fait que l'équation 3.28 n'est pas définie pour $n = 0$. L'application de cette méthode nécessite donc d'éliminer tous les comptages nuls, ce qui conduit à un biais important étant donné leur nombre. De manière générale, il a été montré que cette méthode était inadaptée aux transitoires qui s'achèvent par des taux de comptage très faibles [43], cette méthode a donc été écartée pour l'analyse des expériences de chute de barre sur CALIBAN.

3.5 La méthode d'ajustement des comptages

3.5.1 Présentation de la méthode

La méthode d'ajustement des comptages repose sur l'ajustement entre d'une part un transitoire modélisé numériquement et d'autre part la courbe expérimentale obtenue. Le transitoire modélisé admet entre autres comme donnée d'entrée la variation de réactivité qui est ici la grandeur à évaluer. Le principe de la méthode consiste à minimiser l'écart entre les transitoires simulés et mesurés, la variation de réactivité recherchée est celle qui permet la meilleure adéquation entre la simulation et l'expérience.

Cette méthode présente l'avantage d'offrir une très grande flexibilité quant au modèle choisi pour la simulation. Elle présente en outre l'intérêt de fournir un estimateur de variance minimum lorsque les hypothèses statistiques contraignant la minimisation sont respectées (distribution normale des résidus).

Le modèle admet un ensemble de paramètres d'entrée :

1. la densité neutronique initiale n_0 ;
2. le profil de variation de la réactivité induit par la chute de la barre ;
3. l'instant de début de la chute t_0 ;
4. la durée de la chute ;
5. la variation de réactivité $\Delta\rho$ qui est le paramètre à optimiser ;
6. les données nucléaires qui permettent de décrire le transitoire (données de précurseurs) ;
7. les paramètres cinétiques, β_{eff} et Λ.

Les équations de la cinétique ponctuelle sont généralement utilisées pour la modélisation du transitoire. Il est possible cependant de corriger les effets spatiaux en considérant une variation (en escalier) de l'efficacité du détecteur pendant le transitoire. Cette correction est mise en oeuvre dans la méthode de Carpenter [38, 39]. De manière plus générale, la méthode de Carpenter introduit une variation instantanée pour les paramètres susceptibles de varier pendant le transitoire : l'efficacité de détection ϵ, β_{eff} et Λ. En lieu et place de la réactivité, cette méthode passe par l'ajustement de trois paramètres reliés à la variation de réactivité recherchée et aux rapports des valeurs prises par ces grandeurs avant et après perturbation.

3.5.2 Description de la méthodologie retenue

L'utilisation de cette méthode avec les équations de la cinétique ponctuelle dans le cadre du modèle du réacteur "point" a été retenue pour l'analyse des transitoires réalisés auprès du réacteur CALIBAN. L'acquisition des transitoires s'effectue avec différentes chaînes de détection, les comptages mesurés sont obtenus avec des pas de temps allant de 10 ms jusqu'à la seconde en fonction des expériences.

Le profil de variation temporelle de la réactivité pendant la chute de la barre a été modélisé à partir d'une fonction cosinus. Des détails supplémentaires quant au choix de cette fonction sont fournis dans le paragraphe dédié à la caractérisation de la chute de la barre (paragraphe 5.7). La durée de chute de cette barre sur CALIBAN est de l'ordre de 200 ms.

La résolution numérique des équations de la cinétique est effectuée à partir d'une méthode de Runge-Kutta explicite : la paire de Dormand-Prince [40]. Les taux de comptages ainsi obtenus sont intégrés sur les pas de temps correspondants à l'expérience afin de permettre une comparaison directe entre la modélisation et l'acquisition.

Le meilleur ajustement est obtenu par la minimisation non contrainte de l'écart entre les données simulées et les données expérimentales. La fonction "coût" Q a été définie comme la somme des carrés des résidus :

$$Q = \sum_{i=1}^{N} (\hat{Y}_i - Y_i)^2 \tag{3.29}$$

$(\hat{Y}_i)_{i=1\cdots N}$ et $(Y_i)_{i=1\cdots N}$ sont respectivement les N points de la modélisation et de l'expérience. La minimisation est effectuée à partir de l'algorithme du simplexe de Lagarias [48].

La densité neutronique initiale n_0 est fixée dans le modèle à partir de la mesure du taux de comptage sur un intervalle adéquat avant chute de la barre. On procède ensuite de manière itérative pour déterminer le couple $(t_0, \Delta\rho)$. L'acquisition des mesures s'effectue sur un pas de temps relativement large (allant jusqu'à une seconde), il n'est ainsi pas possible de déduire précisément de manière visuelle l'instant de début de la chute.

A partir d'une estimation grossière de $\Delta\rho$ obtenue avec la méthode des comptages intégrés (formule 3.22), on ajuste l'instant d'initiation de la chute de manière à ce que le premier point de la décroissance simulée soit en accord avec celui de la décroissance expérimentale. On obtient de cette manière une première estimation de t_0 à la milliseconde près. La figure 3.7 illustre la sensibilité de la valeur du premier point simulé à l'instant de début de chute, la variation de réactivité finale $\Delta\rho$ a été utilisée pour générer ces courbes.

A partir de cette première valeur t_0, on détermine la variation de réactivité $\Delta\rho$ par ajustement avec la courbe expérimentale. Cette nouvelle valeur de $\Delta\rho$ nous permet de redéduire un nouvel instant de début de chute t_0 qui permet un nouveau calcul de $\Delta\rho$, et ainsi de suite jusqu'à la convergence des deux valeurs. Cette procédure est schématisée sur le graphe 3.8. En pratique, deux itérations suffisent pour obtenir une convergence au centième de cent sur $\Delta\rho$.

La figure 3.9 présente un exemple d'ajustement obtenu à partir de cette procédure, les résidus associés (non normalisés) sont donnés sur la figure 3.10.

3.5.3 Choix de la plage d'ajustement

L'essentiel de l'information utile pour l'ajustement se situe dans les premières centaines de secondes du transitoire. La figure 3.11 illustre la variation du résultat obtenu en fonction de la plage temporelle choisie pour l'ajustement. Ces données proviennent de l'analyse d'un transitoire de réactivité d'amplitude $\Delta\rho = -1,20$ \$ effectué auprès de CALIBAN. On a placé en abscisse la durée des plages considérées, l'instant de départ ayant été fixé quelques secondes avant le début du transitoire. Les courbes représentent les variations de réactivité $\Delta\rho$ obtenues pour chacune des plages temporelles, normalisées vis à vis du résultat ajusté sur la plage temporelle la plus étendue de 800 secondes. Les résultats ainsi présentés ont été obtenus par le biais de quatre détecteurs de natures différentes placés à des endroits distincts. Le pas d'acquisition temporelle a été fixé à 1 s pour l'ensemble de ces chaînes de comptages.

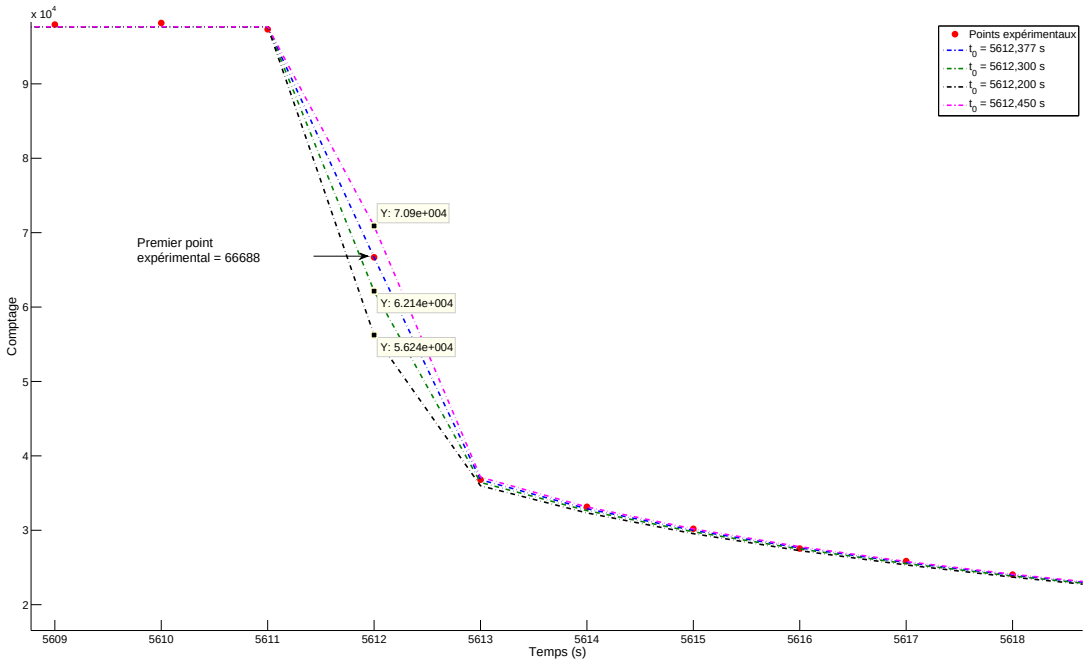


FIGURE 3.7 – **Valeurs du premier point de la décroissance pour différents instants t_0**

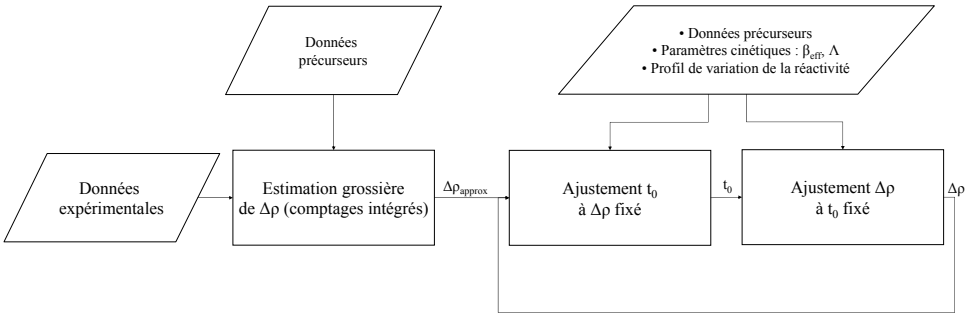


FIGURE 3.8 – **Description de la procédure d'ajustement**

Les résultats obtenus avec ces quatre détecteurs convergent de manières différentes. Cette distinction provient essentiellement de l'emplacement affecté à chaque détecteur, lequel influe directement sur les premiers instants du transitoire. Cette influence des effets spatiaux fera l'objet d'un paragraphe ultérieur. Néanmoins, on constate une convergence de l'ensemble de ces résultats à partir d'une plage d'environ 300 secondes. Etant donné que les transitoires traités au cours de ce travail sont tous d'amplitudes similaires (à une vingtaine de cents près), une plage d'ajustement d'une durée de **300 secondes** a été conservée pour l'ensemble des analyses effectuées et ce, quels que soient les détecteurs et leur emplacement.

3.5.4 Erreurs et incertitudes liées à la méthode

Les différents paramètres susceptibles d'induire erreurs et incertitudes dans l'utilisation de cette méthode d'ajustement seront passés en revue et discutés dans ce paragraphe. Il ne sera pas fait mention ici des problématiques associées à la mise en oeuvre de l'instrumentation nucléaire,

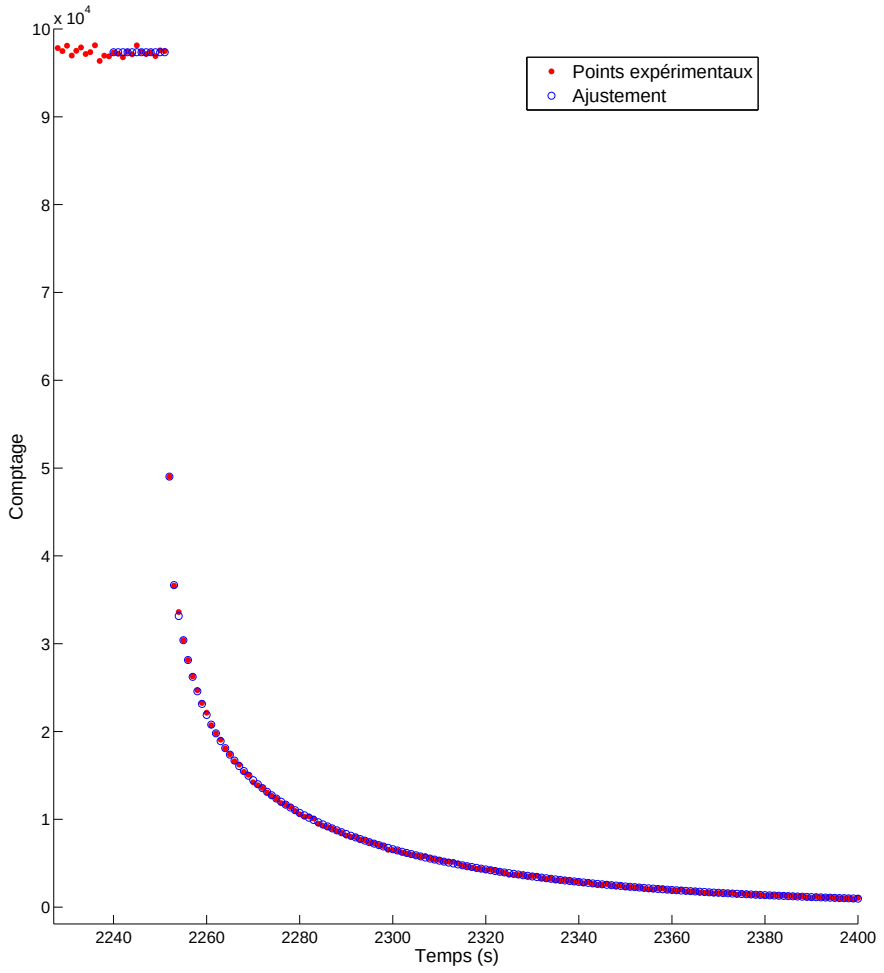


FIGURE 3.9 – **Ajustement entre un transitoire simulé et l'expérience**

celles-ci seront exposées dans une section ultérieure (paragraphe 4.4).

Incertitude statistique sur les comptages

Un premier type d'incertitude est lié à la restitution expérimentale même du transitoire à partir de compteurs. Chaque comptage est en effet soumis à une incertitude statistique, laquelle dépend du pas de temps utilisé pour l'acquisition. Plus le pas est étendu et plus l'incertitude est faible, au détriment de la finesse de restitution de l'évolution du transitoire. Un équilibre est donc à faire entre l'incertitude de chaque point expérimental et le biais induit par un maillage temporel trop large. En pratique, le pas d'acquisition a été fixé à 1 seconde pour les expériences standard. Cette valeur a été choisie car elle permet d'effectuer des comparaisons directes avec les résultats obtenus par le biais des chaînes d'acquisition associées au contrôle commande du réacteur, lesquelles sont réglées avec un pas de 1 seconde. Il va sans dire que les paramètres d'acquisition de ces chaînes, en tant qu'éléments de sûreté, ne sont pas modifiables. Toutefois, dans le cadre d'expériences spécifiques visant à étudier l'évolution des comptages dès les premiers instants du transitoire, ce pas temporel a été diminué jusqu'à la dizaine de millisecondes pour l'instrumentation additionnelle (spécifique à ces expériences).

Cette incertitude statistique dépend directement de l'efficacité de détection de l'instrumentation utilisée et de sa localisation vis à vis du réacteur. Afin de mieux la quantifier, une comparaison

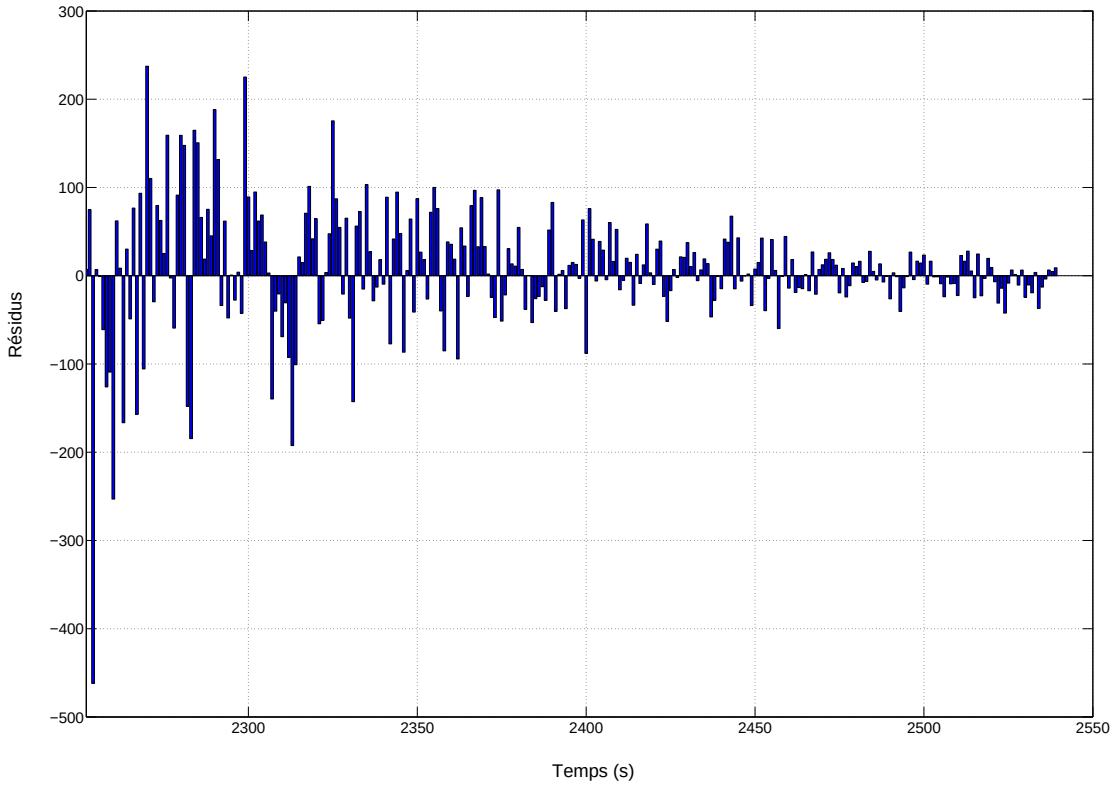


FIGURE 3.10 – **Résidus associés à l'ajustement, non normalisés**

a été effectuée entre les résultats obtenus avec deux compteurs identiques placés côte à côte pour un ensemble de quatre transitoires. Les données proviennent des deux compteurs à dépôt de bore (notés "CPNB" 1 et 2) associés au contrôle commande du réacteur, ils sont situés à environ 5,5 mètres du coeur. Les résultats sont présentés dans le tableau 3.3.

Transitoire	CPNB n° 1 $\Delta\rho$ en \$	CPNB n° 2 $\Delta\rho$ en \$
1	1,19615	1,19774
2	1,27696	1,26190
3	1,35121	1,34099
4	1,42377	1,40178

TABLE 3.3 – **Comparaison des résultats obtenus avec les deux compteurs CPNB pour quatre transitoires**

La méthodologie et les paramètres utilisés pour l'analyse de ces quatre transitoires étant strictement similaires, la différence de résultats entre les deux compteurs identiques ne peut être imputée qu'à l'incertitude statistique associée aux comptages neutroniques. Il est important de noter que les deux détecteurs utilisés pour cette comparaison ont une efficacité relativement faible compte tenu de leur éloignement, ce point étant très préjudiciable vis à vis de l'incertitude du résultat obtenu par leur utilisation. En ce qui concerne les mesures qui ont été exploitées de manière effective et qui seront présentées dans la suite de ce document, nous avons fait usage de détecteurs beaucoup plus sensibles et donc moins sujets à ce type d'incertitudes.

Par ailleurs, il a été montré qu'un biais d'origine statistique est susceptible d'apparaître lorsque des comptages inférieurs à environ 20 coups sont inclus dans la plage d'ajustement [42]. En effet,

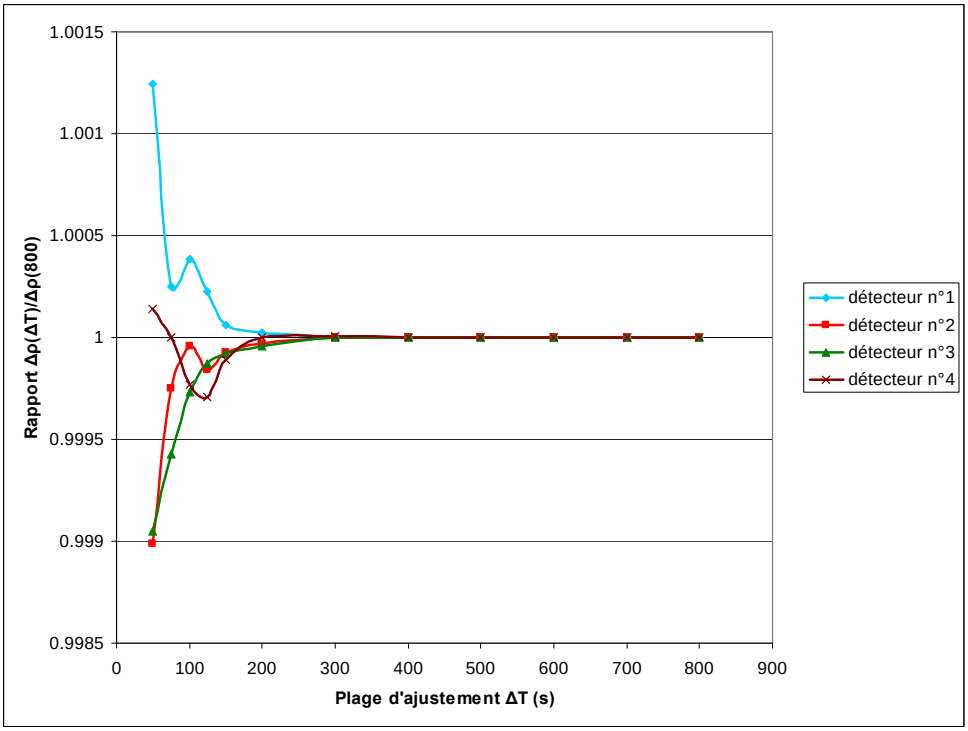


FIGURE 3.11 – **Influence de la durée de la plage d'ajustement sur le résultat recherché pour quatre détecteurs**

l'hypothèse de normalité des résidus n'est plus respectée dans cette situation. Il est donc important d'exclure de la plage d'ajustement les comptages les plus faibles obtenus dans la phase terminale du transitoire.

Le profil de variation de la réactivité pendant la chute

La méthode d'ajustement des comptages offre une très grande flexibilité dans la simulation du transitoire et notamment en ce qui concerne la description temporelle de l'évolution de la réactivité pendant la chute de la barre. La qualité de l'ajustement des premiers points y est en particulier très sensible, surtout pour les expériences dont l'acquisition s'est faite avec un pas temporel fin en comparaison de la durée de chute (environ 200 ms).

Afin de mieux cerner cette influence, trois profils de variation de la réactivité ont été testés. Ces trois profils s'expriment aisément et de manière explicite en fonction de l'écart de réactivité $\Delta\rho$. Ce point est crucial étant donné que $\Delta\rho$ est le paramètre à ajuster : avoir une expression explicite de la réactivité en fonction du temps permet ainsi d'alléger la résolution numérique des équations de la cinétique et donc de raccourcir le temps de calcul de la routine d'optimisation.

Les trois profils traités sont les suivants :

1. le créneau de réactivité, c'est la modélisation la plus simple dans laquelle la variation de réactivité s'effectue de manière instantanée ;
2. le profil de variation linéaire, pour lequel la variation de réactivité est décrite par une fonction linéaire du temps pendant la chute ;
3. le profil en cosinus, qui fait intervenir une fonction trigonométrique dans son expression.

Ces trois profils sont représentés graphiquement sur la figure 3.12, celle-ci présente l'évolution de la réactivité en fonction du temps pour un instant de début de chute fixé à $t = 0$. La durée de chute a été prise à 170 ms pour les deux profils qui ne sont pas instantanés.

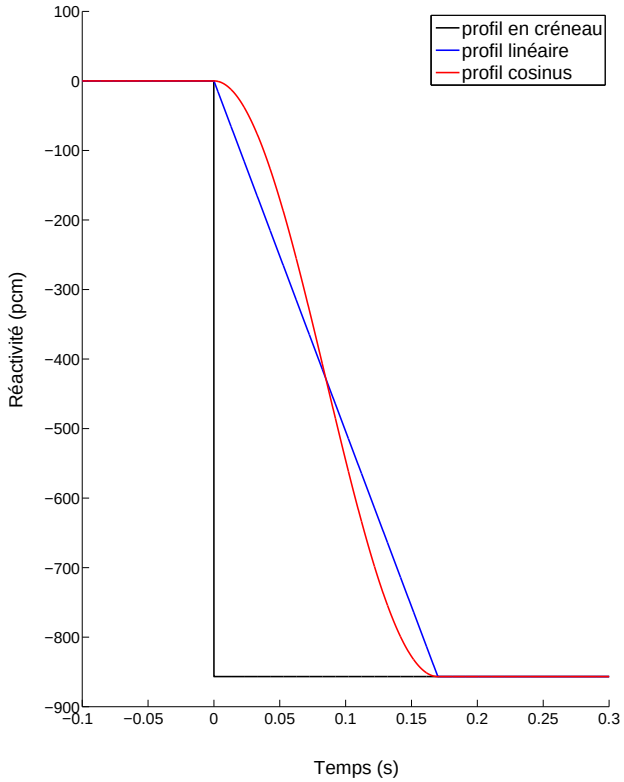


FIGURE 3.12 – **Les trois profils explicites de variation de la réactivité**

Ces trois profils ont été mis à l'épreuve sur l'analyse d'un transitoire expérimental obtenu à partir d'une chambre à ionisation au trifluorure de bore BF_3. Le pas d'acquisition a été réglé à 1 seconde et la durée de chute a été fixée à 170 ms. Les paramètres cinétiques ont été considérés comme constants durant le transitoire, ils ont été définis comme suit : $\beta_{\text{eff}} = 659\,\text{pcm}$ et $\Lambda = 12\,\text{ns}$. Les données à 6 groupes de précurseurs de Keepin [29] ont été utilisées.

Deux séries de calculs ont été effectuées, dans un premier temps, nous avons procédé à l'ajustement du couple de valeurs $(t_0, \Delta\rho)$ comme expliqué sur la figure 3.8 et ce, pour les trois profils. Dans un second temps, nous avons fixé t_0 à sa valeur obtenue à partir du profil en cosinus (valeur qui est censée être la plus réaliste) et nous avons procédé à l'ajustement de la variation de réactivité seule $\Delta\rho$. Les résultats obtenus sont compilés dans les tableaux 3.4 et 3.5. Les distributions des résidus obtenues pour l'ensemble de ces ajustements sont présentées sur la figure 3.13.

Profil	t_0 (s)	$\Delta\rho$ en \$
créneau	5612,446	1,23704
linéaire	5612,383	1,23702
cosinus	5612,377	1,23693

TABLE 3.4 – **Comparaison des couples $(t_0, \Delta\rho)$ obtenus pour différents profils de variation de la réactivité**

Les résultats obtenus dans la première série d'analyses (tableau 3.4) sont très similaires pour les trois profils. Etant donné que l'ajustement porte essentiellement sur la décroissance des populations de précurseurs et non sur les quelques points qui suivent immédiatement le début du transitoire, le profil de variation de la réactivité en lui-même n'influe pas significativement sur le résultat de l'ajustement de $\Delta\rho$, la grandeur d'intérêt majeur étant ici la réactivité finale après application du

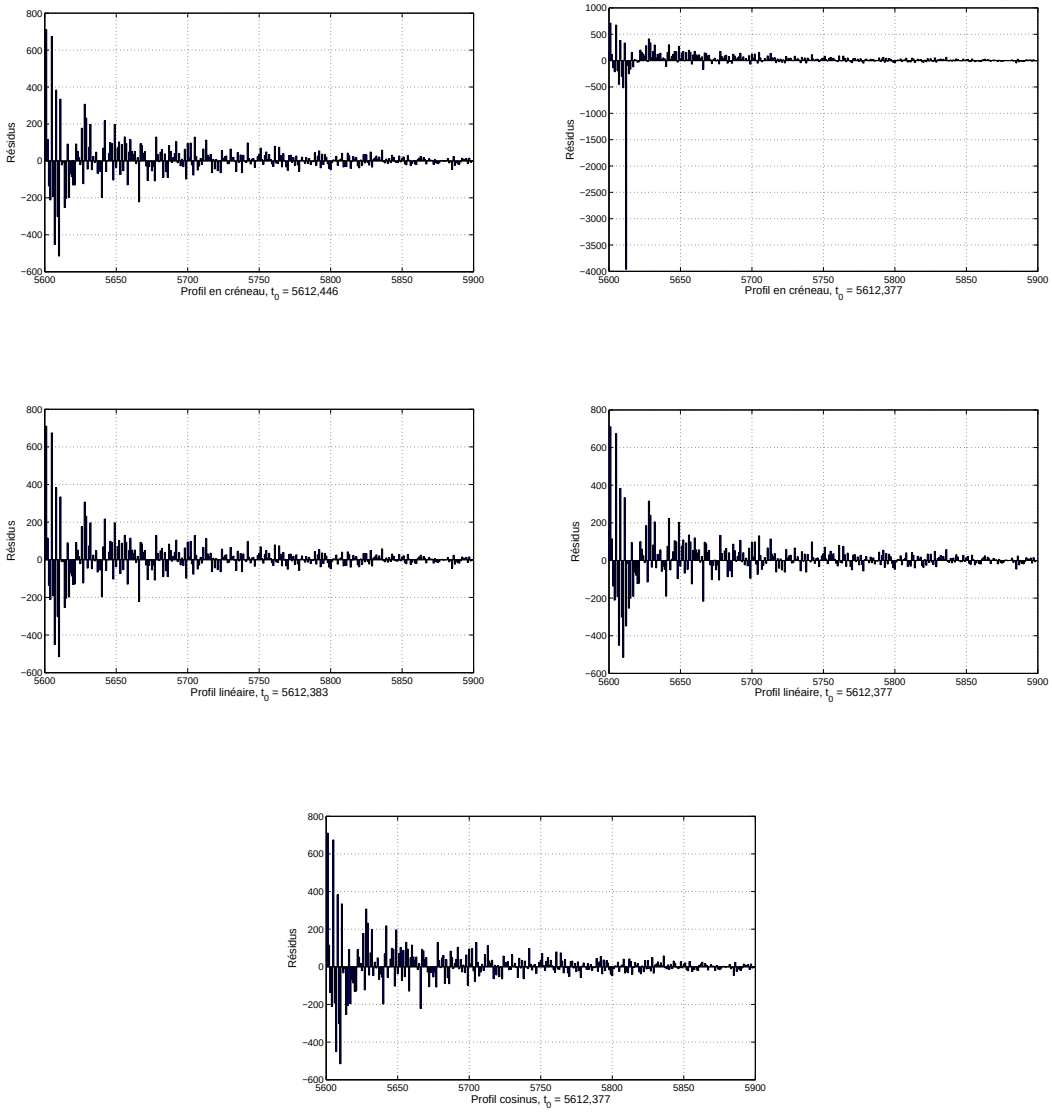


FIGURE 3.13 – **Distribution des résidus associés aux ajustements obtenus avec différents profils de variation de la réactivité**

Profil	$\Delta\rho$ en \$
créneau	1,22440
linéaire	1,23595
cosinus	1,23693

TABLE 3.5 – **Comparaison des valeurs $\Delta\rho$ obtenus pour différents profils de variation de la réactivité à t_0 fixé, $t_0 = 5612,377\,s$**

transitoire. Plus que le profil de variation, c'est ici son adéquation avec l'instant de début de chute t_0 qui a une influence sur la qualité de l'ajustement. L'ajustement de t_0 à partir du premier point de la chute comme décrit sur la figure 3.7 induit de facto une bonne restitution du début de la chute et une distribution des résidus optimale (loi normale centrée). En conséquence, l'ajustement est de bonne qualité dans ces conditions.

Il est important de noter que cette constatation n'est valable que si le pas d'acquisition temporelle est plus important que la durée du transitoire en réactivité. Dans le cas inverse, plusieurs comptages neutroniques sont acquis durant la phase de chute de la barre, un profil de variation de réactivité réaliste pendant cette phase doit être adopté sous peine d'observer une déviation significative entre l'ajustement et les points expérimentaux sur les premiers instants de la chute. Une telle déviation conduirait à un biais significatif sur la variation de réactivité mesurée.

C'est cette déviation qui est d'ailleurs à l'origine des résultats plus disparates obtenus sur la seconde série d'analyses (tableau 3.5). En fixant t_0 à sa valeur obtenue à partir d'un profil en cosinus, il apparaît que l'utilisation d'un profil différent (en créneau ou linéaire) pour l'ajustement de $\Delta\rho$ conduit à une mauvaise restitution des premiers instants de la chute. Cette déviation est d'autant plus importante pour le profil en créneau, qui est le plus éloigné de la réalité expérimentale. La condition de normalité des résidus n'est plus respectée est le résultat est alors entâché d'un biais significatif. Pour le profil linéaire, plus proche du profil cosinus, ce phénomène est naturellement moins marqué.

En conclusion, la connaissance précise de l'instant de début de chute t_0 ainsi qu'une description réaliste du profil de variation de la réactivité durant celle-ci n'est pas fondamentalement obligatoire pour l'analyse du transitoire associé. Un profil approximatif suffit à son analyse pourvu que la valeur de t_0 permette une bonne restitution des premiers instants du transitoire. C'est ensuite l'ajustement de la décroissance des populations de précurseurs qui est déterminante pour la détermination du saut en réactivité. La tâche est d'autant plus aisée dans les situations où le pas d'acquisition temporel est grand devant la durée de la chute. Dans le cas contraire, il sera d'autant plus difficle d'ajuster les premiers points de la chute que le profil sera éloigné de la réalité.

Il est une donnée d'entrée que nous n'avons pas traitée dans ce paragraphe : la durée de la chute. Les observations effectuées précédemment s'appliquent également à ce paramètre, c'est à dire qu'il est suffisant de le fixer à une valeur qui permette la bonne restitution des premiers instants du transitoire, condition sine qua non à un ajustement de bonne qualité. Néanmoins, nous verrons dans un chapitre ultérieur (paragraphe 5.7) qu'une bonne estimation de sa valeur est nécessaire pour le respect de cette condition. Une estimation plus précise de ce temps de chute sera alors présentée dans ce même paragraphe.

Les effets spatiaux

Les mesures de chute de barre font intervenir un transitoire de réactivité obtenu à partir d'une perturbation significative et très rapide de la configuration du coeur. Celle-ci induit inévitablement une variation dans le temps du facteur de forme Ψ susceptible de remettre en cause la validité des équations de la cinétique du modèle "réacteur point", lesquelles sont utilisées dans la simulation du transitoire. Comme évoqué dans des sections précédentes, cette variation est d'autant plus importante que l'on se situe proche de la perturbation. Des effets spatiaux font leur apparition dans la mesure où le résultat obtenu avec un détecteur sera alors fonction de son emplacement.

Les harmoniques promptes

La majeure partie de ces effets spatiaux est induite par la présence des harmoniques promptes [44]. L'étude de ces harmoniques s'effectue à partir d'une analyse des éléments propres de l'opérateur de transport de Boltzmann H pour les neutrons prompts :

$$H\phi_p = \alpha_p \phi_p \tag{3.30}$$

La valeur propre fondamentale α_0 correspond à la constante de décroissance des neutrons prompts :

$$\alpha_0 = \frac{k_p - 1}{\tau} \tag{3.31}$$

Les éléments propres d'ordres supérieurs ($p \geq 1$) sont caractéristiques des harmoniques promptes. Les harmoniques sont classées en fonction de la valeur de α_p de telle sorte que l'amplitude et la durée de vie d'une harmonique est d'autant plus faible que p est grand.

Suite à une perturbation du système, qui peut être engendrée par une modification du terme source ou une variation de réactivité, la population de neutrons prompts évolue pendant un bref instant, de l'ordre du temps de vie τ. C'est cette évolution qui est notamment mise à profit dans les mesures de bruit neutronique [71] ou dans la méthode du saut prompt (voir paragraphe 3.4.1). Cette évolution s'écrit sous la forme d'une somme d'exponentielles dont les constantes de temps sont les valeurs propres α_p. Chaque terme exponentiel est pondéré par la valeur prise par la fonction propre ϕ_p à l'emplacement du détecteur [84].

De manière générale, l'étude de ces transitoires s'effectue en négligeant purement et simplement la contribution des harmoniques promptes. Cela revient à décrire l'évolution de la population prompte comme une simple exponentielle de constante α_0 : le mode fondamental.

Une étude analytique a été effectuée afin d'évaluer la contribution de ces harmoniques promptes à la réponse globale analysée lors d'une mesure de bruit neutronique [84], cette étude est retranscrite en partie dans l'annexe C. Les calculs présentés ont été effectuées dans le cadre de la théorie de la diffusion monocinétique avec une représentation simplifiée du coeur CALIBAN.

Il ressort de cette étude que l'influence des harmoniques d'ordres supérieurs dépend fortement de la localisation du détecteur. En particulier, il existe certains emplacements au niveau desquels la première harmonique ϕ_1 s'annule, c'est le cas par exemple dans le plan médian du coeur. Ce plan est perpendiculaire à l'axe du réacteur et intersecte celui-ci à mi-hauteur.

Un détecteur placé dans ce plan médian n'est donc soumis qu'aux harmoniques d'ordres deux ou supérieurs, il s'agit donc d'une position privilégiée. Par ailleurs, l'amplitude sommée de ces harmoniques est d'autant plus faible que le détecteur est placé loin du coeur. L'influence de ces harmoniques dépend donc de l'éloignement du détecteur mais aussi de sa position dans l'espace qui est en mesure de favoriser ou d'annuler certaines harmoniques.

Influence des effets spatiaux sur les mesures de chute de barre

Une illustration de ces effets est fournie dans le tableau 3.6, il y est compilé l'ensemble des résultats, fruits de l'analyse de quatre transitoires obtenus avec quatres détecteurs différents situés à des emplacements distincts :

- une chambre à fission "CAF" placée à environ 20 centimètres du coeur dans le plan médian ;
- un compteur au trifluorure de bore "BF_3" placé à environ 3 mètres du coeur dans le plan médian ;
- les deux compteurs à dépôt de bore "CPNB" (n° 1 et n° 2) associés au contrôle commande du réacteur, placés côte à côte à environ 5,5 mètres du coeur, mais déportés en hauteur à environ 1 mètre du plan médian.

Un schéma de la configuration expérimentale décrite ci-dessus est présenté sur la figure 3.14.

Les quatre transitoires correspondent à des chutes de la barre de contrôle à partir de quatre hauteurs différentes : 125, 130, 135 et 140 mm. Les résultats reportés dans le tableau 3.6 sont présentés sur la figure 3.15.

Les résultats obtenus avec le détecteur BF_3 se démarquent significativement des autres. Ce biais est suffisamment important pour pouvoir mettre hors de cause les incertitudes statistiques

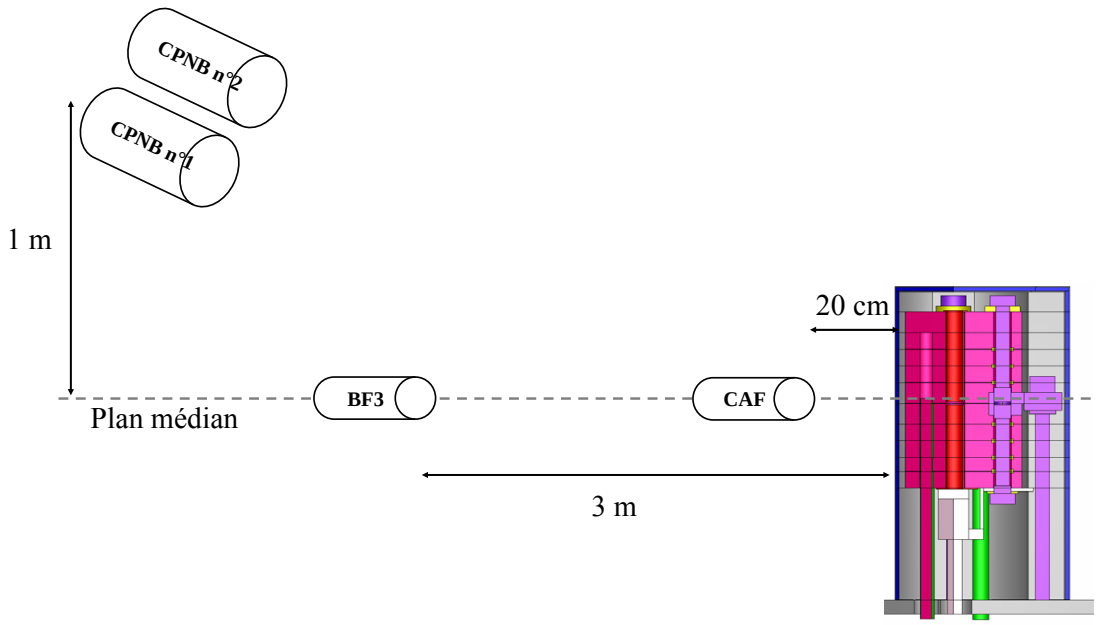


FIGURE 3.14 – **Emplacement des dispositifs de détection pour l'acquisition des quatre transitoires**

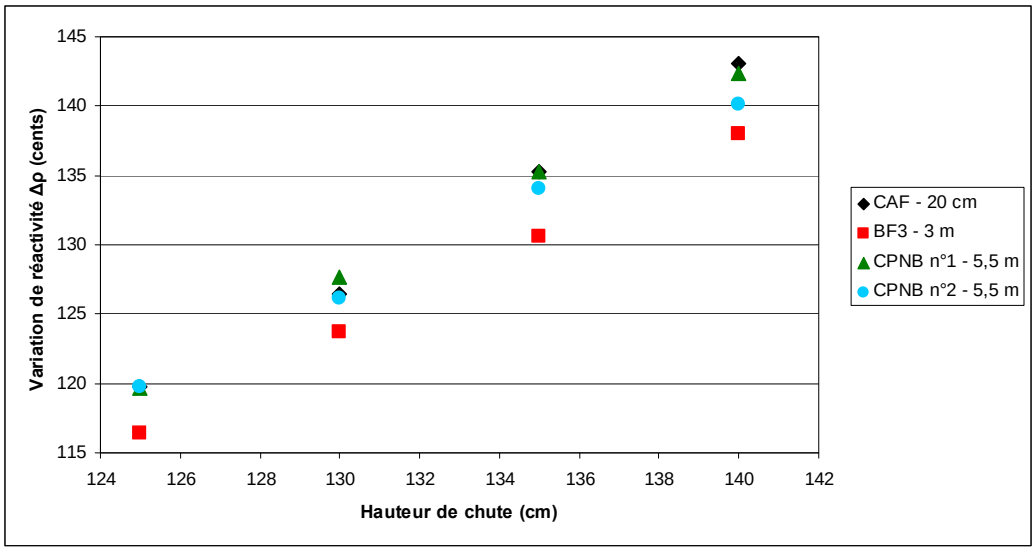


FIGURE 3.15 – **Variation de réactivité en fonction de la hauteur de chute**

Transitoire	CAF 20 cm	BF_3 3 m	CPNB n° 1 5,5 m	CPNB n° 2 5,5 m
1	1,19756	1,16370	1,19615	1,19774
2	1,26458	1,23693	1,27696	1,26190
3	1,35279	1,30602	1,35308	1,34099
4	1,43036	1,38018	1,42377	1,40178

TABLE 3.6 – **Réactivités en dollars obtenues pour les quatre transitoires**

et incriminer les effets spatiaux. Seul le détecteur BF_3 est dans une position privilégiée, dans le plan médian et relativement loin du coeur. La chambre à fission est très proche du coeur et les deux détecteurs CPNB n° 1 et CPNB n° 2 sont en dehors du plan médian, c'est à dire soumis à la contribution de la première harmonique prompte. Cette première harmonique apporte sa contribution en sus du mode fondamental pendant le saut prompt, modéliser ce saut à partir d'une exponentielle pure induit un biais sur l'ajustement des premiers points du transitoire. C'est cette erreur qui est commise par l'utilisation des équations de la cinétique "point" dans la simulation du transitoire.

S'il existe bien un biais induit par des effets spatiaux, il semble néanmoins constant pour l'ensemble des quatre transitoires. On présente dans le tableau 3.7 les valeurs d'efficacités différentielles de la barre de contrôle en "**¢/ mm**" obtenues à partir des quatre transitoires faisant l'objet du paragraphe ci-dessus. Ces efficacités sont obtenues à partir des régressions linéaires des courbes présentées sur la figure 3.15, le coefficient de corrélation R^2 est indiqué pour chacune d'elles.

Détecteur	Efficacité différentielle ¢/ mm	R^2
CAF	1,57	0,997
BF_3	1,44	1,000
CPNB n° 1	1,52	0,999
CPNB n° 2	1,38	0,998

TABLE 3.7 – **Efficacités différentielles de la barre de contrôle obtenues à partir des quatre détecteurs**

Le détecteur BF_3 est celui qui est le moins sensible aux incertitudes statistiques, les autres dispositifs sont en effet caractérisés par une efficacité de détection médiocre induite soit par leur éloignement (les détecteurs "CPNB") soit par leur faible sensibilité (chambre à fission). On observe ainsi qu'il est impossible de dégager une quelconque influence des effets spatiaux sur la détermination de l'efficacité différentielle de la barre de contrôle. Cette impossibilité découle des fortes incertitudes statistiques qui entâchent les mesures effectuées avec trois des quatre dispositifs.

Les données de précurseurs

La variation de réactivité obtenue par ajustement d'un transitoire de chute de barre repose essentiellement sur la restitution de la phase de décroissance des précurseurs. Cette méthode est donc de facto très sensible aux données caractéristiques de l'évolution des populations de précurseurs, à savoir l'abondance relative et la période de décroissance de chaque groupe. Les deux jeux de données de Keepin [29] et de Loaiza [31] pour la fission rapide de l'uranium 235 ont été comparés à l'aune des résultats qu'ils fournissent lorsqu'ils sont utilisés pour la simulation des transitoires dans la routine d'ajustement. Les quatre transitoires expérimentaux utilisés précédemment ont été réutilisés pour cette étude. Les résultats des ajustements de $\Delta\rho$ sont compilés dans le tableau 3.8, le tableau 3.9 présente les efficacités différentielles qui en sont déduites.

On observe un écart significatif entre les résultats obtenus à partir de ces deux jeux de données sur les variations de réactivités ajustées. Cet écart est néanmoins moins marqué pour ce qui

Transitoire	Keepin $\Delta\rho$ en \$	Loaiza $\Delta\rho$ en \$	Ecart relatif %
1	1,16370	1,24003	6,6
2	1,23693	1,31669	6,4
3	1,30602	1,38667	6,2
4	1,38018	1,46550	6,2

TABLE 3.8 – **Comparaison des résultats obtenus avec deux jeux de données de précurseurs**

	Keepin	Loaiza
Efficacité différentielle	1,44 ¢/mm	1,49 ¢/mm
R^2	0,9998	0,9995

TABLE 3.9 – **Efficacités différentielles obtenues par ajustement avec deux jeux de données précurseurs**

concerne le calcul de l'efficacité différentielle par régression linéaire. Les distributions de résidus associées aux ajustements de l'un des transitoires analysés à partir de ces données sont présentées sur la figure 3.16.

Cette figure illustre la difficulté qui a été rencontrée lors de l'analyse des transitoires à partir des constantes de Loaiza. Nous avons effectivement noté une convergence laborieuse pour l'ensemble des transitoires lorsque ce jeu de données est intégré dans les équations d'évolution du modèle. Cette difficulté conduit à une distribution des résidus qui ne respecte pas la condition de normalité centrée, gage de la bonne qualité d'un ajustement. L'écueil auquel se heurte la routine d'optimisation avec les données de Loaiza nous porte naturellement à croire que la réactivité obtenue dans ces conditions est entâchée d'une erreur significative.

Nous reviendrons un petit peu plus en détail sur l'influence des différents jeux de données dans le comportement cinétique du réacteur CALIBAN au cours du chapitre dédié à sa caractérisation. Il sera alors exposé de quelle manière et sur la base de quels arguments a été opérée la sélection d'un jeu de données caractéristique des populations de précurseurs. Comme il a été montré au cours de ce paragraphe, ce choix est loin d'être anodin au vu de la forte sensibilité des résultats qui en découlent.

Les paramètres cinétiques

Les paramètres cinétiques β_{eff} et τ, respectivement la proportion effective de neutrons retardés et le temps vie effectif des neutrons, sont parties intégrantes des équations de la cinétique. En tant que données d'entrée des routines mises en oeuvre dans la procédure d'ajustement, leur incertitude est susceptible d'être propagée à la détermination de la variation de réactivité ajustée $\Delta\rho$.

En conséquence, une étude de la sensibilité du résultat aux données cinétiques a été entreprise. Celle-ci est décomposée en deux volets :

1. Nous nous sommes placés dans un premier temps dans le cadre d'étude de la cinétique "point". Les paramètres β_{eff} et τ ont ainsi été considérés comme indépendants du temps. La sensibilité de $\Delta\rho$ vis à vis de la variation de ces deux paramètres, considérés comme indépendants, a été étudiée.
2. Dans un second temps, l'impact d'une variation de β_{eff} lors du transitoire de réactivité a été étudié. Ce deuxième volet a donc pour objet de quantifier l'erreur potentielle introduite par le modèle du "réacteur point" quant au traitement des paramètres cinétiques.

L'ensemble des résultats présentés dans ce paragraphe a été obtenu par l'analyse d'une expérience de chute de barre effectuée sur le réacteur CALIBAN. Les données ont été acquises par le

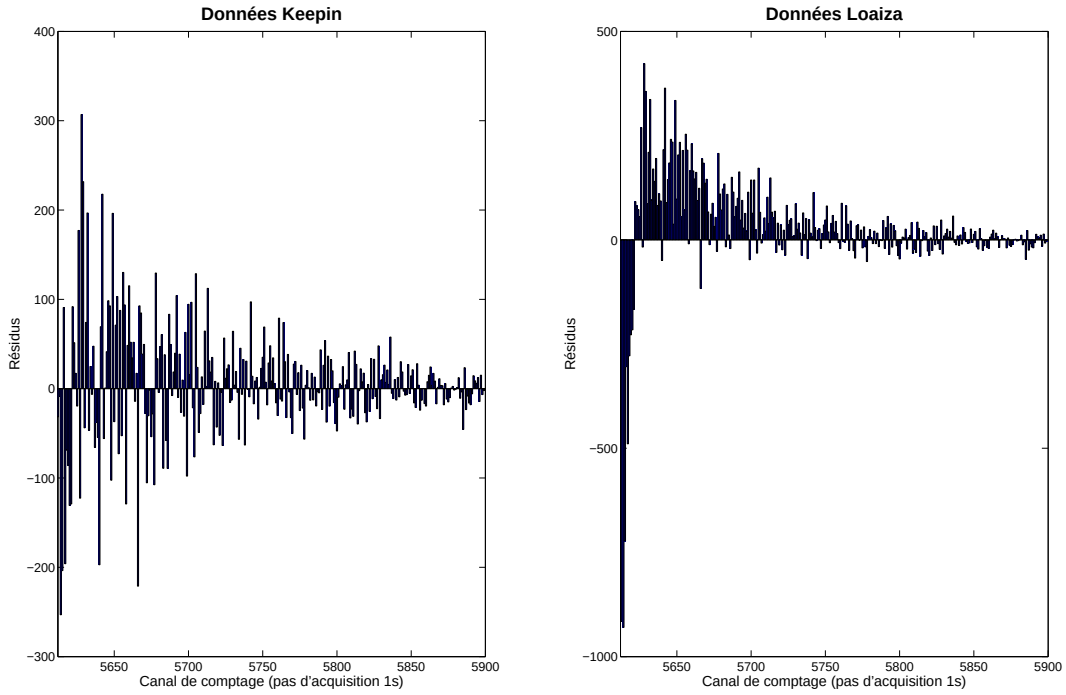


FIGURE 3.16 – **Distribution des résidus pour l'ajustement d'un transitoire traité avec les données de Keepin et de Loaiza**

biais d'un détecteur BF_3, avec un pas temporel d'acquisition de 1 s. Le détecteur a été positionné de telle sorte que sa sensibilité aux effets spatiaux soit la plus atténuée possible.

Les valeurs utilisées comme références pour ces deux paramètres ont été extraites du Rapport de Sûreté du réacteur CALIBAN [62]. Elles sont les suivantes :

$$\beta_{\text{eff}} = 659\,\text{pcm} \tag{3.32}$$

$$\tau = 12\,\text{ns} \tag{3.33}$$

La variation de réactivité ajustée obtenue avec ces deux valeurs est :

$$\boldsymbol{\Delta\rho = 1,24853\,\$}$$

Propagation des incertitudes de τ sur $\Delta\rho$ dans le cadre d'étude de la cinétique "point"

Des variations de τ ont été appliquées pour jauger de la sensibilité du résultat vis à vis de ce paramètre. La plage de variations s'étend sur un intervalle compris entre plus et moins 20 % de la valeur de référence : 12 ns. Les résultats obtenus sont compilés dans le tableau 3.10.

On observe ainsi que l'influence de τ sur le résultat est somme toute très minime. Cette constatation s'explique naturellement par le fait que la valeur de τ est caractéristique des temps d'évolution de la population prompte. Dans le cas d'étude qui fait l'objet de ce paragraphe, la variation induite par τ de la cinétique d'évolution prompte lors des premiers instants du transitoire n'est pas suffisamment significative pour engendrer un effet observable sur l'ajustement.

CALIBAN, en tant que coeur métallique non modéré, présente la particularité d'avoir une vitesse d'évolution de la population prompte très rapide, de l'ordre de la nanoseconde. En conséquence, une variation de quelques dizaines de pourcents du temps de vie τ n'affecte en rien l'analyse du transitoire lorsque l'acquisition de ce dernier est effectuée avec un pas temporel significativement plus large. C'est ici le cas puisqu'un pas de 1 seconde a été utilisé.

Variation τ	t_0 (s)	$\Delta\rho$ (\$)
+20 %	5612,376	1,24854
+10 %	5612,377	1,24853
référence	5612,377	1,24853
−10 %	5612,377	1,24853
−20 %	5612,377	1,24852

TABLE 3.10 – **Valeurs du couple de grandeurs ajustées $(t_0, \Delta\rho)$ en fonction des variations de τ**

Propagation des incertitudes de β_{eff} sur $\Delta\rho$ dans le cadre d'étude de la cinétique "point"

La même procédure été appliquée pour jauger la sensibilité du résultat ajusté vis à vis des petites variations de β_{eff}. L'impact sur le résultat de variations positives et négatives de ce paramètre autour de sa valeur de référence (659 pcm) a été étudié. L'amplitude de ces variations a été limitée en valeur absolue à 20 % de la valeur de référence.

Les résultats de cette étude sont compilés dans le tableau 3.11. On y présente les valeurs du couple $(t_0, \Delta\rho)$ ajusté pour chaque valeur de β_{eff}. Les valeurs de $\Delta\rho$ extraites de ce tableau sont représentées sur la figure 3.17.

Variation β_{eff}	t_0 (s)	$\Delta\rho$ (\$)
+20 %	5612,376	1,25068
+10 %	5612,376	1,24950
référence	5612,377	1,24853
−10 %	5612,377	1,24735
−20 %	5612,377	1,24618

TABLE 3.11 – **Valeurs du couple de grandeurs ajustées $(t_0, \Delta\rho)$ en fonction des variations de β_{eff}**

On remarque que le résultat ajusté $\Delta\rho$ est significativement sensible aux variations de β_{eff}. En outre, l'amplitude de l'impact sur $\Delta\rho$ possède la particularité d'être proportionnelle à la variation de β_{eff} dans le domaine considéré. Le coefficient de sensibilité associé peut donc se déduire de ces données à partir d'une régression linéaire des points reportés sur la figure 3.17. Le résultat de la régression et le coefficient de corrélation afférent sont les suivants :

$$\left[\frac{\partial(\Delta\rho)}{\partial\beta_{\text{eff}}}\right]_{\beta_{\text{eff}}=659\,\text{pcm}} = 1,69 \times 10^{-5}\,\$.\text{pcm}^{-1} \tag{3.34}$$

$$R^2 = 0,999 \tag{3.35}$$

Impact d'une variation potentielle de β_{eff} lors du transitoire sur $\Delta\rho$

Le modèle du réacteur "point" est construit à partir de la formulation générale des équations de la cinétique ponctuelle en imposant à ces dernières de nouvelles hypothèses. L'indépendance du facteur de forme ψ vis à vis de la variable temporelle en fait notamment partie. L'hypothèse des taux de production neutronique constants égaux avant et après perturbation en est une autre (cf paragraphe 2.5.2).

L'utilisation de ce modèle simplifié induit nécessairement des erreurs dont il a déjà été fait mention en partie précédemment. En particulier, la dépendance temporelle du facteur de forme induit des effets spatiaux dont nous avons déjà pu nous rendre compte de l'importance.

La dépendance temporelle des taux de production neutronique se traduit en pratique par une variation temporelle du paramètre β_{eff}/τ. Afin de quantifier l'incertitude induite sur le résultat par une telle variation, un modèle d'évolution linéaire de β_{eff} a été implanté dans la modélisation numérique du transitoire. Le terme τ a été formellement maintenu constant de sorte que l'intégralité

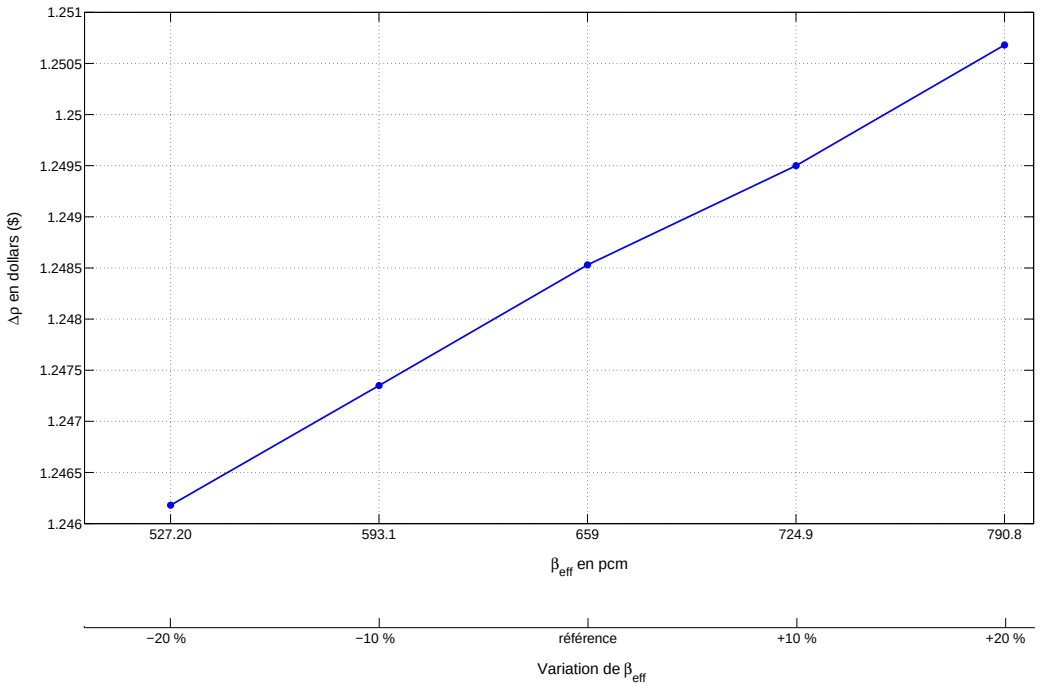


FIGURE 3.17 – **Variation de réactivité obtenue en fonction de la valeur constante de $\beta_{\mathbf{eff}}$**

de la variation temporelle du rapport soit supportée par β_{eff}. L'intervalle temporel d'évolution a été choisi comme coïncidant à l'intervalle de chute de la barre. Le profil correspondant est illustré sur la figure 3.18, t_0 est l'instant de début de chute et t_{chute} est la durée de celle-ci.

La comparaison entre les résultats de l'ajustement a été effectuée pour différentes amplitudes de variation de β_{eff}, depuis une variation minime de 1 % jusqu'à une variation plus importante de 10 %. L'ensemble des résultats obtenus est compilé dans le tableau 3.12.

Amplitude relative de variation	t_0 (s)	$\Delta\rho$ ($)
0 % (référence)	5612,376	1,24853
+ 1 %	5612,378	1,24699
+ 5 %	5612,384	1,24116
+ 10 %	5612,391	1,23478

TABLE 3.12 – **Influence d'une évolution de $\beta_{\mathbf{eff}}$ sur le résultat ajusté**

L'influence d'une variation d'amplitude de 5 % sur la détermination de l'efficacité différentielle de la barre de contrôle est présenté dans le tableau 3.13. Cette comparaison s'appuie sur l'ensemble des quatre transitoires dont il a déjà été question précédemment. La figure 3.19 en fournit une illustration.

3.6 Mesures de substitution

3.6.1 Présentation de la méthode

Les mesures de substitution, ou expériences de remplacement, consistent à mesurer la variation de réactivité consécutive à l'application d'une perturbation au sein d'un système de référence

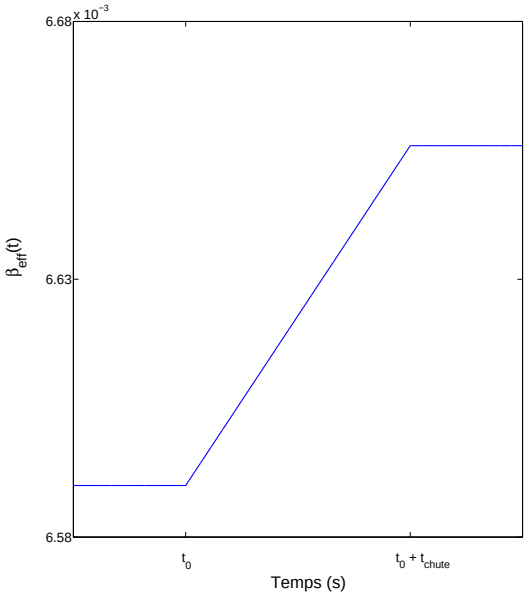


FIGURE 3.18 – **Profil de variation de β_{eff} pendant le transitoire de chute pour une augmentation relative de 1 %**

Transitoire	Calcul de référence	Variation β_{eff} de 5 %	Ecart relatif
1	1,17359 $	1,16732 $	0,5 %
2	1,24853 $	1,24116 $	0,6 %
3	1,31907 $	1,30975 $	0,7 %
4	1,39459 $	1,38563 $	0,6 %
Efficacité différentielle	1,47 ¢/mm	1,45 ¢/mm	1,4 %
R^2	0,9998	0,9997	

TABLE 3.13 – **Influence d'une augmentation de 5 % de β_{eff} sur les réactivités $\Delta\rho$ obtenues pour quatre transitoires**

critique. La mesure se déroule en deux étapes :

1. Dans un premier temps, le réacteur non perturbé est placé dans un un état stationnaire à l'état critique en neutrons retardés. C'est la configuration dite "de référence".
2. Dans un second temps, la perturbation est appliquée. La variation de réactivité associée est alors compensée par un élément de contrôle indépendant, l'objectif étant de ramener le coeur à l'état critique.

L'impact en réactivité de la perturbation est alors déduit de l'intensité de la compensation apportée. Il est donc primordial de disposer d'un élément de contrôle bien calibré et dont l'effet en réactivité de la compensation qu'il apporte est bien connu.

On distingue différents types de méthodes en fonction de l'élément de contrôle qui procède à la compensation, une liste non exhaustive de celles qui sont le plus couramment utilisées est fournie ci-dessous. Il existe en fait autant de méthodes que de moyens d'agir sur la réactivité, le champ des possibilités est donc théoriquement très étendu.

– Dans un réacteur solution, la compensation en réactivité peut être opérée par le biais de l'ajustement de la concentration d'une solution de poison neutronique, c'est la méthode de l'empoisonnement neutronique [37].

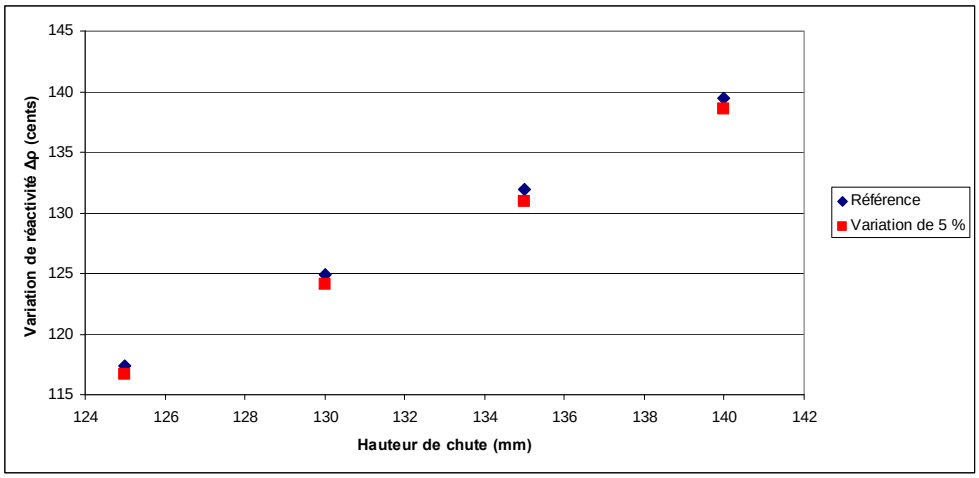


FIGURE 3.19 – **Influence d'une augmentation de 5 % de $\beta_{\mathbf{eff}}$ sur la détermination de l'efficacité différentielle de la barre de contrôle**

- Celle-ci peut également être effectuée par le retrait ou l'insertion d'une certaine longueur de barre de contrôle.
- Une autre méthode consiste à introduire un certain nombre d'échantillons bien calibrés au sein du coeur [87] pour pouvoir se ramener à un état critique. On parle alors plus spécifiquement d'expériences de remplacement.
- Le contrôle de la réactivité peut enfin être assuré par le biais du déplacement d'un élément réflecteur, agissant ainsi sur les fuites neutroniques.

La figure 3.20 illustre le principe d'une mesure de substitution effectuée par le biais du déplacement d'une barre de contrôle.

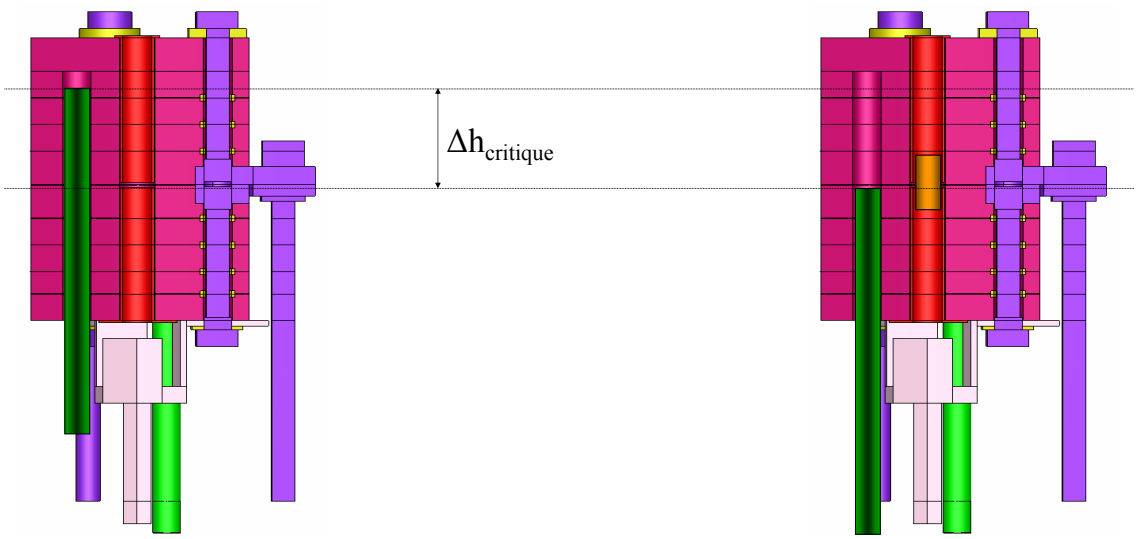


FIGURE 3.20 – **Principe d'une mesure de substitution : variation de la hauteur d'une barre de contrôle induite par la présence d'un échantillon de matériau perturbant au sein du coeur**

Les méthodes énoncées ci-dessus ne peuvent s'appliquer que si le réacteur est effectivement conçu pour opérer à l'état critique. Certains assemblages ne peuvent être placés dans une telle configuration, par choix de conception ou par contraintes de sûreté : ce sont les assemblages sous-critiques. Il est néanmoins possible d'appliquer une procédure tout à fait équivalente auprès de telles installations pourvu que celles-ci soient munies d'un élément de commande en mesure de faire varier la réactivité de l'assemblage. Cet élément de contrôle peut être de différentes natures, citons :

- les coeurs immergés dans un bassin d'eau, dans lesquels la variation de réactivité s'effectue en modifiant le niveau du volume d'eau immergeant le coeur ;
- les dispositifs à rapprochement, dans lesquels la variation de réactivité s'obtient en rapprochant deux ou plusieurs parties de l'assemblage sous-critique.

S'il est impossible d'atteindre effectivement l'état critique auprès de ces installations, il est du moins possible de déterminer pour quelle configuration de l'élément de contrôle l'état critique serait atteint. C'est le principe de l'approche sous-critique. Celle méthode consiste à mesurer les taux de comptages C en présence d'une source neutronique pour différentes réactivités négatives. On procède ainsi par paliers sous-critiques, chaque palier étant caractérisé par une grandeur $h_{\text{contrôle}}$ associée à la configuration de l'élément de contrôle. $h_{\text{contrôle}}$ correspond par exemple à la hauteur du niveau d'eau dans le cas d'un coeur immergé ou à la distance séparant les éléments de l'assemblage dans le cas d'un dispositif à rapprochement.

Lorsque l'assemblage est placé suffisamment près de la criticité, la courbe représentant l'inverse du taux de comptage $1/C$ en fonction de $h_{\text{contrôle}}$ est une droite. Le point d'intersection de cette droite avec l'axe des abscisses permet de déduire la valeur du paramètre de contrôle qui rend l'assemblage critique : h_{critique}. Un taux de comptage infini en approche sous-critique avec source correspond en effet à la configuration critique. Cette procédure est illustrée sur la figure 3.21.

La mesure de l'impact en réactivité d'une perturbation par une approche sous-critique passe ainsi par l'estimation de la variation du paramètre critique h_{critique} entre la configuration de référence et la configuration perturbée.

Comme il a été énoncé précédemment, cet élément de contrôle doit faire l'objet d'un étalonnage, autrement dit, son impact sur la réactivité du coeur doit être connu et calibré. Cette calibration peut s'effectuer par calcul à l'aide d'un code de résolution numérique de l'équation du transport neutronique. Il est dans ce cas nécessaire d'avoir une description la plus fine possible de cet élément de contrôle, et en particulier en ce qui concerne les données nucléaires des matériaux le constituant.

L'étalonnage en réactivité de l'élément de contrôle peut également être effectué expérimentalement, en mettant en oeuvre une autre technique de mesure de la réactivité.

Dans le cas où cet étalonnage ne peut être effectué, il est possible de procéder à une mesure relative. Une mesure de l'effet en réactivité d'une perturbation bien caractérisée est alors opérée. La perturbation induite par un échantillon de matériau "étalon" aux données nucléaires bien connues peut à ce titre faire office de référence. La grandeur d'intérêt dans cette situation est exprimée par le rapport entre l'impact en réactivité de la perturbation que l'on cherche à évaluer d'une part et l'impact en réactivité de la perturbation "étalon" d'autre part.

3.6.2 Erreurs et incertitudes liées à la méthode

Il sera passé en revue dans ce paragraphe l'ensemble des causes susceptibles d'engendrer des erreurs lors de la mise en oeuvre de ce type de mesures. Certaines sont communes aux deux méthodes exposées au paragraphe précédent (expériences critiques et sous-critiques), d'autres sont spécifiques à l'une ou à l'autre de ces techniques, une distinction entre celles-ci sera alors opérée.

Détermination de l'état critique

La mise en oeuvre des deux techniques exposées ci-dessus passent par la détermination de l'état critique, ou plus précisément par l'évaluation de la valeur du paramètre de contrôle qui rend le coeur critique. Cette détermination s'effectue de manière différente selon la méthode employée, une distinction sera ainsi effectuée entre les deux méthodes.

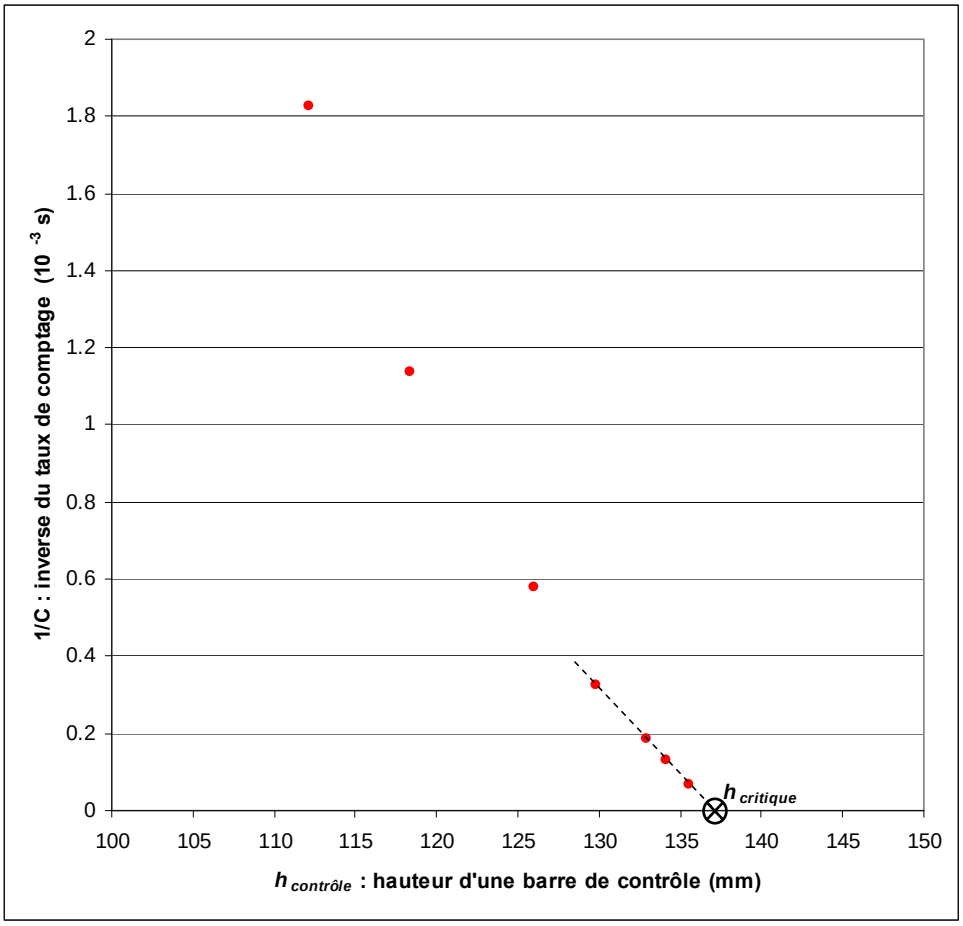


FIGURE 3.21 – **Illustration d'une approche sous critique**

Expérience de substitution au sein d'un réacteur critique

Qualité de la stabilisation à l'état critique

Lorsque le réacteur opère sans source neutronique, la détermination de l'état critique s'obtient à partir de la stabilisation de la population neutronique. Il est donc nécessaire de définir au préalable un critère de stabilisation adéquat. Au sein d'un réacteur expérimental, le suivi de cette évolution s'effectue le plus souvent à partir d'une mesure en ligne du comptage neutronique par le biais de détecteurs pouvant être situés à l'intérieur ou aux abords du coeur.

Le critère de stabilisation porte dans ce cas sur la période d'évolution de la population neutronique. On fixe au préalable une période T_{stab} positive telle que la stabilisation soit considérée comme satisfaisante dès lors que la période d'évolution T reste supérieure à cette limite en valeur absolue. Lorsque ce critère est respecté, l'écart à la criticité du coeur est inférieur à la réactivité correspondante à la période T_{stab} :

$$|T| > T_{\text{stab}} \Rightarrow \rho(T) < \rho(T_{\text{stab}}) \tag{3.36}$$

La détermination de la réactivité en dollars à partir de la période s'effectue d'après l'équation de Nordheim. Rappelons que pour les faibles réactivités, cette équation s'écrit :

$$\rho_{\$} \simeq \sum_{g=1}^{N_g} \frac{a_g}{1+\lambda_g T} \tag{3.37}$$

a_g et λ_g étant respectivement les abondances relatives et les constantes de décroissance de chaque groupe de précurseurs.

Lors de cette phase de stabilisation, la composante asymptotique prédomine largement l'évolution de la population neutronique.

Dans le cas des faibles réactivités mesurées de cette manière, l'influence des données caractéristiques de l'évolution des groupes de précurseurs est très négligeable. A titre d'exemple, on présente sur le tableau 3.14 les réactivités calculées pour différents critères de stabilisation en fonction de deux jeux de données précurseurs couramment utilisés pour la fission rapide de l'^{235}U. L'ensemble des critères de stabilisation présentés sont à la portée de la majorité des réacteurs expérimentaux :

T_{stab} (s)	$\rho(T_{\text{stab}})$ (¢) Keepin [29]	$\rho(T_{\text{stab}})$ (¢) Loaiza [31]
10 000	0,13	0,14
25 000	0,05	0,05
50 000	0,03	0,03
75 000	0,02	0,02

TABLE 3.14 – **Ecarts à la criticité en cents en fonction du critère de stabilisation T_{stab}**

La figure 3.22 illustre une stabilisation à l'état critique effectuée auprès de CALIBAN avec un critère de stabilisation fixé à $T_{\text{stab}} = 10000$ s. On y présente l'évolution des comptages et de la période correspondante lors d'une phase de stabilisation critique à un niveau de puissance de 30 mW. Le pas d'acquisition temporel des comptages a été réglé à 50 secondes, un temps d'attente de 50 secondes entre les canaux de comptage a été respecté. Les marques rouges symbolisent les instants où la barre de commande, qui est l'élément de contrôle de la réactivité sur CALIBAN, a été déplacée.

Sur cet exemple, l'état critique est obtenu avec une erreur inférieure à 0,13 ¢(la réactivité correspondante à une période de 10000 secondes) dès lors que la période oscille entre des valeurs positives et négatives d'amplitudes supérieures à 10 000 secondes en valeur absolue.

La déviation du coeur vis à vis de l'état critique en neutrons retardés peut donc être estimée avec une grande précision à tout instant. Cette déviation dépend directement du critère de stabilisation choisi. L'incertitude statistique sur les comptages neutroniques, propagée sur la mesure de la période d'évolution, peut être diminuée en augmentant le pas d'acquisition temporel de la chaîne de détection.

La période de stabilisation que l'on est en mesure d'atteindre est d'autant plus importante que la puissance du réacteur est élevée. En effet, les phénomènes de transport et de multiplication neutronique sont par essence soumis à des fluctuations aléatoires, lesquelles diminuent avec le nombre de neutrons présents dans le système. Le maintien d'un réacteur à l'état critique avec peu de neutrons engendre des fluctuations susceptibles de mettre hors de portée le respect d'un critère de stabilisation trop exigeant.

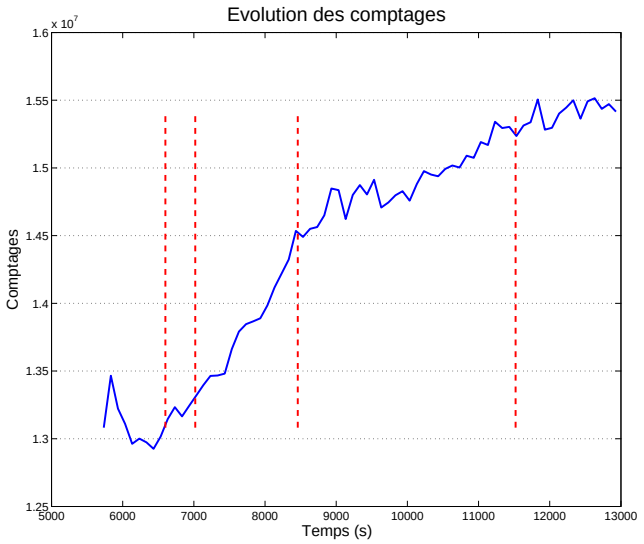
Impact de la présence d'une source neutronique

Lorsque le réacteur opère avec une source neutronique, il est théoriquement impossible de placer le coeur dans un état stabilisé à l'état critique. En pratique, la stabilisation s'effectue donc dans une configuration sous-critique. La puissance à laquelle est placée le coeur dépend ainsi de l'intensité et de la distribution spatiale et énergétique de la source d'une part, et de la réactivité de l'assemblage d'autre part. Cette puissance P s'exprime de la manière suivante :

$$P = \epsilon \frac{g^* S}{\Delta\rho} \tag{3.38}$$

les grandeurs intervenant dans cette équation sont les suivantes :

– S est l'intensité de la source ;



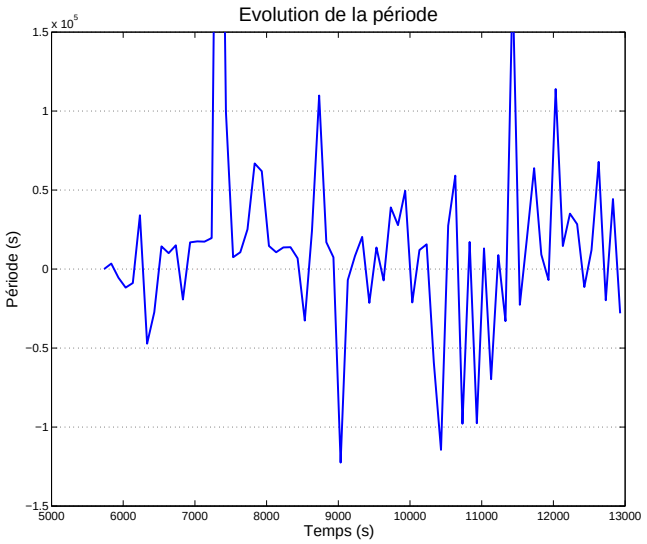


FIGURE 3.22 – **Evolution du comptage neutronique et de la période lors d'une stabilisation critique à 30 mW**

- g^* est un facteur dépendant de la distribution spatiale et énergétique de la source ;
- le produit g^*S est l'intensité de la source équivalente au mode fondamental [51] ;
- ϵ est le facteur de conversion entre le nombre de neutrons présents dans le coeur et sa puissance ;
- $\Delta\rho \simeq 1 - k_{\text{eff}}$ est l'écart à la criticité du coeur sous-critique.

On suppose qu'en dehors de $\Delta\rho$, l'intégralité de ces grandeurs est constante sur la plage de variation potentielle de réactivité.

Afin d'obtenir une valeur de l'élément de contrôle qui soit la plus proche possible de sa valeur

critique, on cherche à stabiliser le coeur à une puissance qui soit la plus élevée possible. La valeur critique de l'élément de contrôle est alors approchée par sa valeur sous-critique obtenue dans ces conditions. Plus la puissance de stabilisation sera élevée et moins l'écart à la criticité sera important, diminuant d'autant le biais lié à cette approximation. Le tableau 3.15 présente les écarts à la criticité obtenus lors de quatre stabilisations sous-critiques effectuées à deux puissances distinctes en présence de la même source. Ces expériences ont été effectuées auprès de CALIBAN, les puissances indiquées sont fournies avec une erreur de plus ou moins 5 %. Les deux couples de stabilisations effectués à la même puissance ont été exécutés avec différents échantillons en cavité, ce qui explique la variation observée entre les écarts à la criticité.

Puissance de la stabilisation (mW)	Ecart à la criticité (¢)
30	1,7
30	1,8
300	1,3
300	1,2

TABLE 3.15 – **Ecarts à la criticité lors de deux stabilisations sous-critiques en présence de la source de démarrage de CALIBAN**

Bien qu'il soit avantageux de se placer à haute puissance pour cette stabilisation sous-critique, d'autres contraintes imposent néanmoins une limitation de cette dernière. En particulier, il est important de s'affranchir des effets de température, susceptibles de faire varier la réactivité par dilatation du combustible lors d'un échauffement du coeur. En pratique, il est donc important de stabiliser le coeur à une puissance telle que l'échauffement associé soit négligeable vis à vis des effets dont on cherche à se prémunir.

Expérience de substitution par approche sous critique

La qualité de l'estimation du paramètre critique à partir d'une approche sous-critique découle du respect de quelques conditions importantes, lesquelles seront détaillées une par une dans les paragraphes suivants.

Incertitude des comptages sous-critiques

La mesure des comptages sous-critiques doit être effectuée avec le plus grand soin possible. En premier lieu, il est nécessaire d'attendre la stabilisation complète de la population de précurseurs avant le démarrage de l'acquisition et ce, pour chaque palier sous-critique. En effet, le principe de l'approche sous-critique repose sur la formule de multiplication de la source exposée précédemment (équation 3.38), laquelle découle des équations de la cinétique ponctuelle en régime stationnaire. Une acquisition initiée trop tôt, alors que le taux de comptage n'est pas encore stabilisé, induit nécessairement un biais sur la mesure du comptage associé au palier sous-critique. Le temps d'attente nécessaire à la stabilisation du taux de comptage neutronique dépend majoritairement des précurseurs ayant les temps de décroissance les plus longs (^{87}Br).

Par ailleurs, ces comptages sous-critiques doivent être obtenus avec une incertitude qui soit la plus minime possible. Un temps d'acquisition d'une durée adaptée doit donc être respecté lors de chaque palier.

Ecart à la criticité

Les paliers de réactivités sous-critiques doivent être choisis suffisamment proche de la criticité, de manière à ce que les comptages neutroniques associés soient effectivement inversement proportionnels à la réactivité. En vertu de l'équation 3.38, cette condition impose notamment que le facteur g^* soit constant sur la plage de réactivité considérée.

Ce facteur peut s'écrire comme le rapport entre l'importance moyenne des neutrons émis par la source $\overline{I_s}$ sur l'importance moyenne des neutrons émis par fission $\overline{I}$ [51] :

$$g^* = \frac{\overline{I_s}}{\overline{I}} \tag{3.39}$$

Les importances moyennes apparaissant dans cette équation sont obtenues par l'intégration respective des distributions spatiales et énergétiques de la source de neutrons et du taux de fissions pondérées par le flux adjoint.

En conséquence, cette grandeur est directement liée à la forme des nappes de flux directes et adjointes au sein du coeur, lesquelles varient avec le niveau de sous-criticité. On présente sur la figure 3.23 la variation du facteur g^* en fonction de la réactivité du coeur. Les données présentées sur cette courbe sont issues de calculs effectués avec une modélisation simplifiée du réacteur CALIBAN en présence d'une source ponctuelle placée au centre géométrique du coeur (TRIPOLI 4).

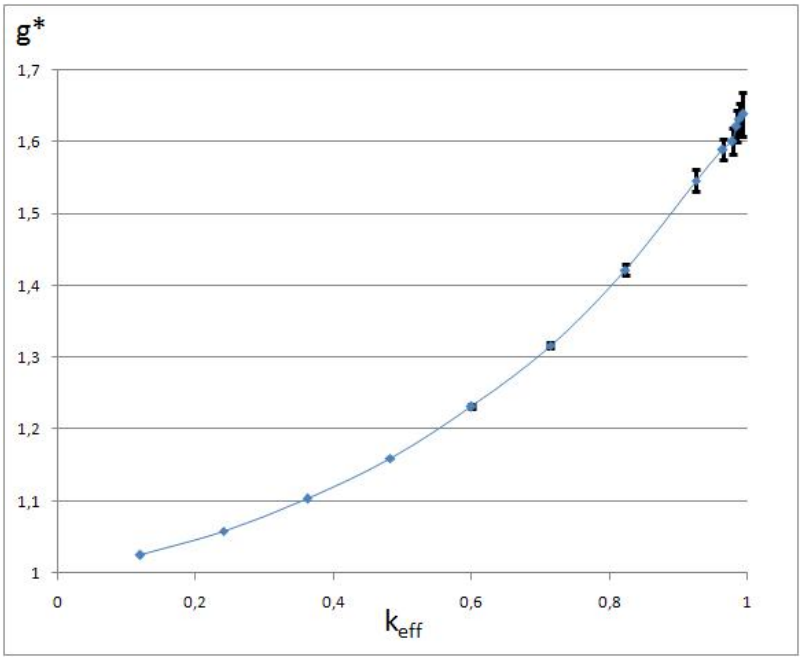


FIGURE 3.23 – **Variation du facteur g^* en fonction de la réactivité du coeur**

La variation du facteur g^* avec la réactivité est très significative au voisinage de la criticité, en particulier pour les coeurs compacts non modérés. C'est pourquoi il est nécessaire de contraindre la réactivité à varier dans un intervalle très restreint au voisinage de zéro. Cette condition est alors susceptible d'induire des incertitudes importantes sur la régression linéaire qui permet de déduire, par prolongement, la valeur du paramètre critique.

La précision de l'élément de contrôle

L'évolution du dispositif de contrôle de la réactivité ne s'effectue généralement pas de manière continue, mais par "pas" discrets. Ce comportement discret peut être imposé par divers éléments :

- le système de commande électro-mécanique dont le fonctionnement impose une variation par pas successifs ;
- le dispositif chargé de son contrôle, dont la mesure est donnée avec une précision qui ne peut être en deçà de sa résolution.

L'amplitude de ce pas, traduite en terme de réactivité, est une mesure de la largeur de l'intervalle dans laquelle est distribuée la réactivité "vraie". En conséquence, cette amplitude fournie une mesure de la précision maximale avec laquelle peut être déterminée une configuration critique.

Auprès du réacteur CALIBAN, le contrôle de la réactivité s'effectue par le biais du déplacement d'une barre de commande insérée dans le coeur. La résolution à l'affichage de la mesure du positionnement de cette barre étant de 10 μm, la hauteur critique ne peut donc être déterminée avec une précision plus fine. L'impact en réactivité associé à ce pas de déplacement est d'environ 0,1 pcm, on doit donc s'attendre à subir une incertitude de cette amplitude sur la détermination de l'état critique. Ce principe, appliqué à la détermination de la cote critique d'une barre de commande auprès de CALIBAN, est illustré sur la figure 3.24.

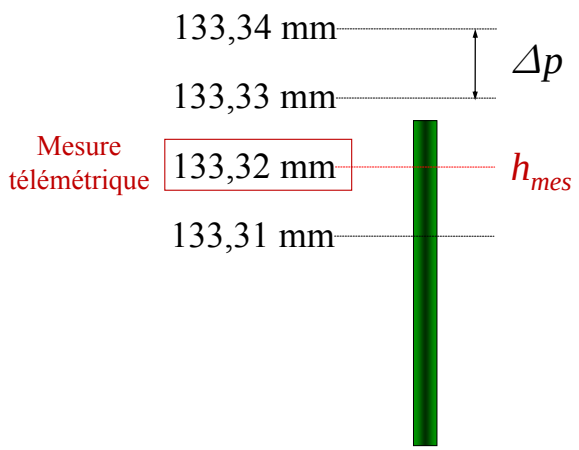


FIGURE 3.24 – **Précision de la détermination de la hauteur d'une barre de commande de CALIBAN**

Lors d'une détermination de l'état critique du réacteur, la cote critique d'une barre de commande peut être décrite à partir d'une variable aléatoire de loi uniforme sur un support de largeur Δp, correspondant à l'amplitude du pas :

$$h_c \in [h_{\text{mes}}, h_{\text{mes}} + \Delta p] \tag{3.40}$$

h_{mes} étant l'indication de mesure renvoyée par le système.

L'espérance $\overline{h_c}$ et l'écart-type σ_{h_c} de cette variable aléatoire sont alors données par les expressions suivantes :

$$\overline{h_c} = h_{\text{mes}} + \frac{\Delta p}{2} \tag{3.41}$$

$$\sigma_{h_c} = \frac{\Delta p}{2\sqrt{3}} \tag{3.42}$$

Sur l'exemple précédemment donné en illustration, la cote critique peut être estimée à $133,325\ mm$ avec un écart-type de $2,89\ \mu m$.

Lors d'une mesure de substitution, la grandeur d'intérêt est déduite de la différence Δh_c entre deux cotes critiques. Par conséquent, en supposant que les mesures de ces dernières sont indépendantes l'une de l'autre, l'écart-type de la différence ainsi calculée s'exprime par :

$$\sigma_{\Delta h_c} = \sqrt{2}\,\sigma_h = \frac{\Delta p}{\sqrt{6}} \tag{3.43}$$

L'application de cette formule au réacteur CALIBAN permet de déduire un écart-type de 4 μm sur la différence des hauteurs critiques mesurées. L'efficacité différentielle de la barre de commande

associée permet de convertir cette valeur en un écart-type sur la compensation en réactivité :

$$\sigma_{\Delta\rho} = 5,6 \times 10^{-3}\ ¢$$

Etalonnage de l'élément de contrôle

L'étalonnage de l'élément de contrôle est primordial dans l'exécution de ce type de mesures puisque la grandeur recherchée est directement obtenue par son biais. Le principe de cet étalonnage consiste à évaluer l'impact en réactivité associé à une modification de la configuration de l'élément de contrôle. C'est en ayant accès à cette information qu'il est possible de traduire l'amplitude de la compensation apportée par l'élément de contrôle en un impact sur la réactivité du coeur.

Cet étalonnage peut être effectué de deux manières différentes : numériquement par la mise en oeuvre d'un code de calcul neutronique ou expérimentalement en appliquant une des autres techniques décrites dans ce chapitre.

L'étalonnage par calcul numérique nécessite de facto une connaissance très précise des caractéristiques de cet élément de contrôle :

- sa géométrie ;
- sa composition ;
- et les données nucléaires des isotopes le constituant.

En outre, le calcul est inévitablement soumis aux incertitudes liées au méthodes numériques déployées pour la détermination de son impact en réactivité.

Si une technique expérimentale est choisie, la qualité de l'étalonnage sera naturellement tributaire des erreurs et des incertitudes liées à la mise en oeuvre de la technique choisie.

L'étalonnage de l'élément de contrôle, qu'il soit exécuté numériquement ou expérimentalement, doit être effectué dans un coeur placé dans une configuration qui soit la plus proche possible de celle de l'expérience de substitution. En effet, l'impact en réactivité de cet élément de commande dépend directement de la distribution spatiale et énergétique des flux directs et adjoints en son sein.

Si la perturbation dont on cherche à mesurer l'effet modifie substantiellement ces nappes de flux à l'emplacement de l'élément de contrôle, son impact en réactivité s'en trouvera modifié et la mesure sera alors faussée.

Il est donc nécessaire, dans la mesure du possible, de prendre en compte cette variation en effectuant un étalonnage de cette barre de contrôle dans une configuration perturbée du coeur. Dans le cas contraire, il convient a minima d'estimer le biais associé à cette perturbation par un code de calcul.

Variations non désirées de la réactivité du coeur

Une expérience de substitution se déroule en deux étapes,

1. une détermination de l'état critique du système de référence non perturbé ;
2. une détermination de l'état critique du système perturbé.

Il est naturellement préférable, dans la mesure du possible, de faire en sorte que la réactivité du coeur ne subisse aucune variation en dehors de la perturbation que l'on cherche à mesurer. Ces variations non désirées de la réactivité du coeur peuvent être de plusieurs natures :

1. les variations de la température du coeur, provoquant une modification de sa géométrie ou de la largeur des résonances par effet Doppler ;
2. le déplacement d'un élément du coeur, impactant sa géométrie ;
3. une évolution du combustible, dans le cas d'expériences impliquant de hauts taux de combustion.

Précisons que les mesures de substitution réalisées au cours de ce travail, pendant lesquelles la puissance ne dépasse pas 1 W, l'ont été sur des laps de temps insuffisamment longs pour pouvoir observer une quelconque évolution du combustible.

Les réacteurs expérimentaux composés d'un assemblage d'éléments mobiles, famille à laquelle appartient entre autres le réacteur CALIBAN, sont particulièrement sensibles au deuxième point énoncé. Pour certaines expériences, il est en effet bien souvent nécessaire de désassembler les différentes parties du réacteur afin d'appliquer la perturbation. La séquence de désassemblage/réassemblage, soumise à d'inévitables jeux mécaniques, induit nécessairement un mauvais repositionnement de ces éléments mobiles.

Deuxième partie

Expériences de perturbation sur le réacteur CALIBAN

Chapitre 4

Le Réacteur CALIBAN

Sommaire

4.1 Présentation générale 94
4.2 Déplacement et positionnement des éléments mobiles du coeur . . 98
4.2.1 Le bloc de sécurité 98
4.2.2 Les barres de contrôle 100
4.3 Fonctionnement du réacteur 100
4.4 L'instrumentation autour du réacteur CALIBAN 102
4.4.1 Introduction 102
4.4.2 Présentation de l'instrumentation déployée autour de CALIBAN 103
4.4.3 Etalonnage de l'instrumentation additionnelle 105
4.4.4 Le temps mort de l'instrumentation 109

4.1 Présentation générale

Le réacteur CALIBAN est un réacteur à coeur métallique en uranium fortement enrichi implanté au centre CEA de Valduc. Il fait partie de la famille des réacteurs pulsés rapides à laquelle appartiennent entre autres les différentes déclinaisons du réacteur GODIVA (Lady GODIVA, GODIVA IV) du Los Alamos National Laboratory et les réacteurs SPR II et SPR III des Sandia National Laboratories [53, 54]. Ce moyen d'essais mis en service en (1970-1971) est désormais exploité par le **S**ervice **M**esure, **N**eutronique et **C**riticité du **D**épartement **M**atériaux **A**lpha.

Le réacteur CALIBAN est conçu pour fonctionner en régime pulsé, au voisinage de l'état critique en neutrons prompts. Il délivre une impulsion intense (20 GW) de neutrons et gammas de fissions dans le but de simuler les effets radiatifs d'une agression nucléaire sur les composants et systèmes électroniques. Ses applications vont du durcissement électronique jusqu'à l'étude des accidents de criticité en milieu métallique en passant par les études de dosimétrie à faible ou haute fluence. Le réacteur peut également fonctionner en mode continu au voisinage de l'état critique en neutrons retardés et en palier de puissance pour les études de neutronique et de physique nucléaire. Il est important de noter que le coeur du réacteur a fait l'objet d'un benchmark pour les codes de calcul numérique [56].

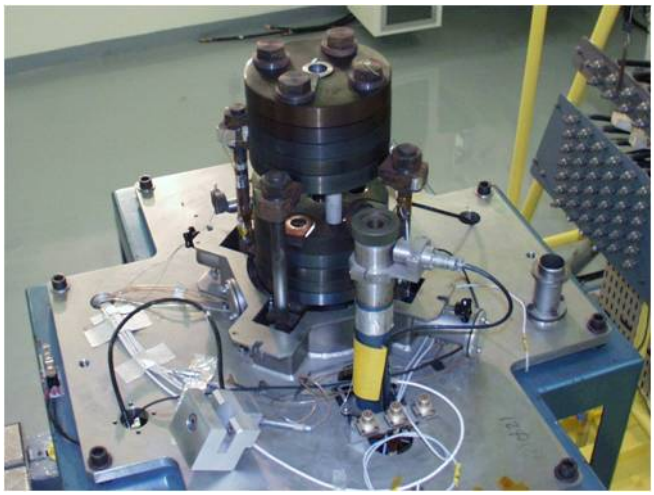


FIGURE 4.1 – **Le réacteur CALIBAN**

CALIBAN est composé d'un ensemble de dix disques combustibles assemblés verticalement en deux blocs de cinq disques chacun. Le bloc supérieur est fixe, le bloc inférieur est quant à lui mobile, celui-ci se déplacant suivant un mouvement de translation vertical. Il est positionné quasiment au contact du bloc fixe lorsque le réacteur est en condition de fonctionnement. Ce bloc mobile est maintenu par un système d'électroaimants de manière à ce que le moindre mouvement anormal de l'ensemble provoque sa chute par gravité, rendant par là même l'ensemble très largement sous critique. C'est pour cette raison que ce bloc est aussi appelé bloc de sécurité.

Les disques composant le coeur ont des hauteurs qui s'échelonnent de 19,67 mm à 29,70 mm, ils sont tous munis d'un alésage central dans lequel est ménagé la cavité centrale du réacteur. Quatre canaux percés dans chacun des disques sont destinés à recevoir des vis de maintien permettant d'assujettir ces derniers cinq par cinq pour former les deux blocs du réacteur. A l'exception du disque placé au sommet de l'assemblage, les neuf autres éléments combustibles sont munis de quatre alésages supplémentaires destinés à recevoir les canaux dans lesquels coulissent les trois barres de contrôles et la barre d'excursion.

Les rayons intérieurs et extérieurs sont identiques pour l'ensemble des disques, ceux-ci ont fait

l'objet de mesures lors de leur fabrication :

$$\begin{cases} r_{\text{int}} = 1,519 \text{ cm} \\ r_{\text{ext}} = 9,743 \text{ cm} \end{cases}$$

La hauteur total des deux blocs assemblés, incluant les plaquettes en nickel intercalées entre les disques et le petit espace vide qui sépare les deux blocs, est de :

$$h = 25,266 \text{ cm}$$

Les disques combustibles sont composés d'un alliage uranium-molybdène, du carbone issu du procédé de fonderie est également présent à l'état de traces. L'uranium utilisé est fortement enrichi en ^{235}U. Les caractéristiques détaillées de l'alliage et la composition isotopique de l'uranium tirées de [56] sont présentées dans le tableau 4.1.

Densité (g/cm^3)	Molybdène (% massique)	Carbone (% massique)
$17,04$	$9,86$	$2,04 \times 10^{-2}$
$\sigma = 0,02$	$\sigma = 0,40$	$\sigma = 0,34 \times 10^{-2}$

^{235}U (% massique)	^{238}U (% massique)	^{234}U (% massique)
$93,417$	$5,279$	$1,296$
$\sigma = 0,016$	$\sigma = 0,05$	$\sigma = 0,06$

TABLE 4.1 – **Composition de l'alliage et isotopie de l'uranium hautement enrichi**

Les isotopes constitutifs des disques combustibles sont le siège de fissions spontanées, le coeur est donc soumis continuellement à une source intrinsèque de neutrons indépendante du flux neutronique. Des travaux antérieurs ont évalué l'intensité intégrée sur tout le volume du coeur de cette source à environ 200 neutrons.s^{-1} [60]. Le chapitre 3 a mis en évidence des difficultés pouvant découler de la présence d'une telle source lors d'une mesure de la réactivité. Cependant, il est relativement aisé dans le cas de CALIBAN de s'affranchir de ces problèmes puisqu'il suffit de placer le coeur à une puissance telle que cette contribution puisse être négligée vis à vis de la source de neutrons de fissions. Compte tenu de la faible intensité de cette source intrinsèque, le respect de cette condition n'impose pas de contraintes draconiennes quant au déroulement des expériences. En effet, ce critère est rempli dès lors que la puissance du réacteur excède la dizaine de mW, ce qui sera en pratique toujours le cas.

Le pilotage du réacteur s'effectue au moyen de trois barres de contrôle composées du même alliage UMo que les disques combustibles. Ces trois barres de contrôle coulissent verticalement à l'intérieur de canaux ménagés dans les deux blocs du coeur. Elles peuvent être positionnées à différentes hauteurs suivant la réactivité recherchée. Une barre d'excursion également composée de l'alliage UMo et actionnée pneumatiquement permet l'ajout rapide de réactivité nécessaire à l'obtention d'une configuration surcritique en neutrons prompts. Cette barre est partiellement insérée dans le coeur (à mi-hauteur environ) et elle est maintenue continuellement dans cette position au moyen d'une cale, quelle que soit l'expérience. La manoeuvre de la barre d'excursion qui consiste en l'insertion complète de celle-ci dans le coeur n'est exécutée que dans le cadre des expériences pulsées.

Le réacteur est en outre pourvu d'un canal central d'un diamètre utile de 24 mm, disposé le long de l'axe, permettant de placer des échantillons ou divers dispositifs expérimentaux à l'intérieur du coeur.

Une vue en coupe du coeur est présentée sur la figure 4.2, cette illustration a été obtenue à partir du benchmark à l'aide du code KENO 3D [56].

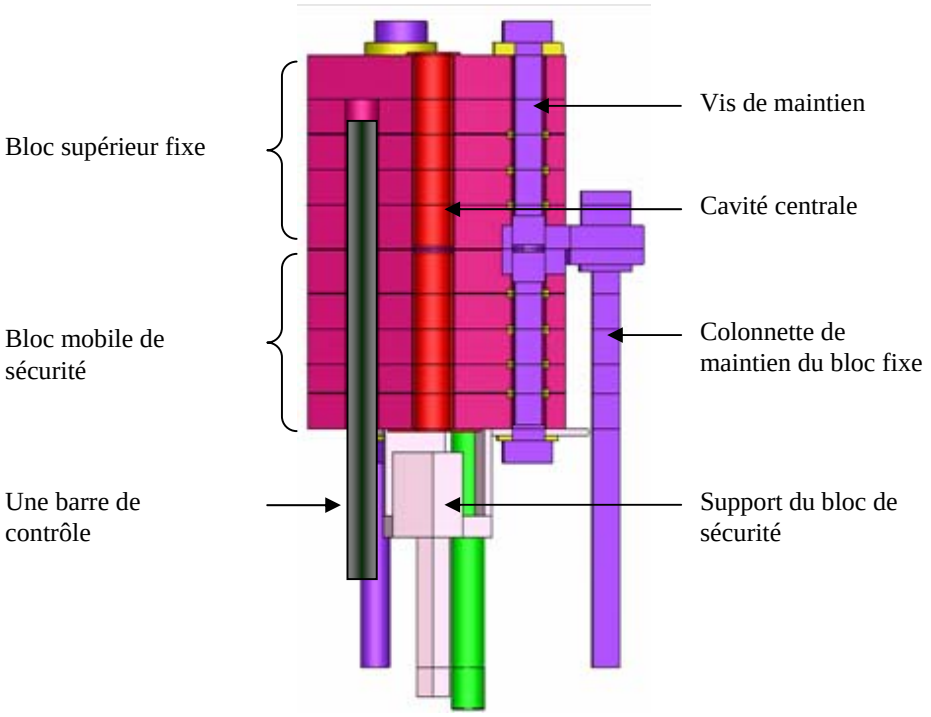


FIGURE 4.2 – **Vue en coupe du coeur de CALIBAN**

Le réacteur est implanté à l'intérieur d'une cellule en béton de grandes dimensions (10 m × 8 m × 5 m). Le coeur est entouré d'un capot constitué d'une double enveloppe en acier inoxydable contenant du carbure de bore à l'état de poudre, lequel empêche la majorité des neutrons réfléchis (et modérés) par les murs de la cellule de revenir dans le coeur.

Le réacteur fonctionne avec une source neutronique de type Pu-Be dopée à l'américium émettant environ 10^6 neutrons par seconde. Cette source est actionnée pneumatiquement le long d'un tube vertical placé à quelques centimètres du capot extérieur.

Le coeur entouré de son capot est installé sur une plateforme mobile se déplacant verticalement (figure 4.3). Cette plateforme doit être placée en positon "haute" avant le démarrage d'une expérience, le centre géométrique du coeur se situe dans ces conditions à une hauteur d'environ deux mètres du sol de la cellule. Le tube vertical destiné à accueillir la source de démarrage est intégré à cette plateforme support. Une fosse ménagée dans le sous-sol de la cellule est destinée à accueillir le réacteur en dehors des phases d'expériences. En outre, une trappe en plomb actionnée mécaniquement permet d'isoler la fosse du reste de la cellule, ce dispositif permet d'intervenir manuellement à l'intérieur de la cellule tout en limitant le débit de dose intégré par le personnel intervenant. Une perche située verticalement au-dessus de l'ensemble réacteur, et sur laquelle il est possible de fixer divers dispositifs expérimentaux, permet l'insertion de ces derniers à l'intérieur de la cavité centrale du réacteur.

Le spectre des neutrons délivrés par le coeur est très proche du spectre de fission de l'^{235}U. Un calcul du spectre neutronique obtenu avec SCALE dans un petit volume de la cavité centrale centré autour du plan médian du réacteur est présenté sur la figure 4.4. La population neutronique est composée de neutrons rapides et de neutrons épithermiques, la proportion de neutrons thermiques dans l'assemblage étant négligeable.

Le réacteur est pourvu d'un certain nombre d'instruments de mesures et de diagnostics permettant son contrôle et auxquels sont asservis plusieurs chaînes de sécurité. La puissance est contrôlée à bas niveau (<1 W) par deux compteurs constitués d'une chambre à dépôt de bore ("CPNB"). Ces

FIGURE 4.3 – **La montée de l'ensemble supportant le réacteur en présence d'un dispositif expérimental**

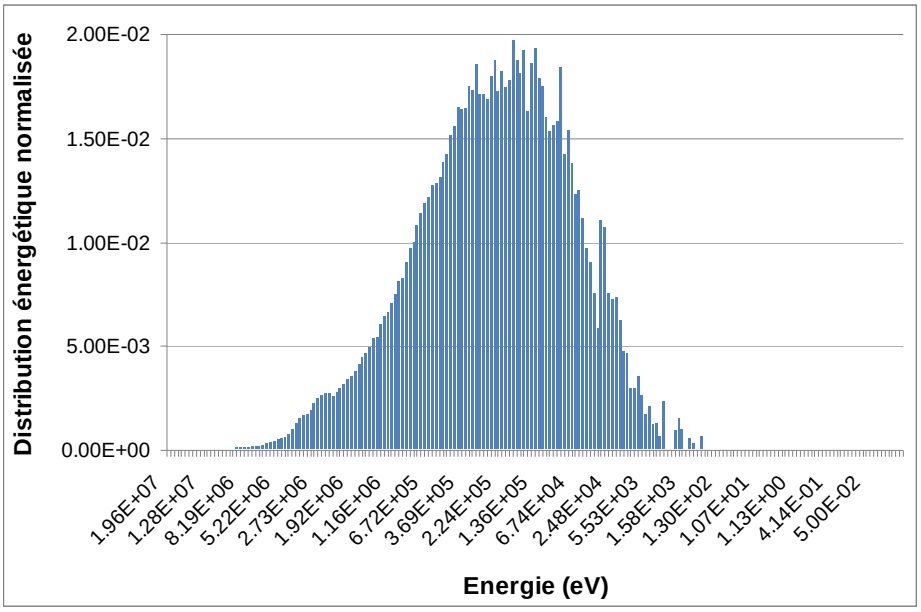


FIGURE 4.4 – **Spectre neutronique au sein du réacteur CALIBAN**

chambres sont placées chacune dans un bloc de polyéthylène afin d'augmenter l'efficacité de détection. Pour les plus hautes puissances (de 1 W à 1 kW), les mesures de la puissance sont effectuées par deux chambres à fission à dépôt ^{235}U. Deux sondes de températures en chromel/alumel placées à l'intérieur du coeur permettent un contrôle à tout instant de la température du combustible.

4.2 Déplacement et positionnement des éléments mobiles du coeur

4.2.1 Le bloc de sécurité

L'entraînement du bloc de sécurité est assuré par un ensemble vis-écrou. L'écrou est rendu solidaire du support du bloc par une bobine électromagnétique lors des déplacements à vitesse normale (approche et retrait). L'éjection du bloc est obtenue par la coupure de l'alimentation de l'électroaimant, le support du bloc est alors propulsé vers le bas sous l'action combinée de la pesanteur et d'un ressort disposé entre l'écrou et le support. Un amortisseur assure le freinage de sa course en position basse.

Un schéma du mécanisme d'entraînement du bloc de sécurité est présenté en Annexe D (figure D.1).

La position du bloc de sécurité est mesurée et reportée au pupitre de commande à tout instant par un système de télémesure à affichage numérique. La résolution à l'affichage de l'indication télémétrique est de 1 μm bien que sa précision soit donnée par le constructeur à $\pm$ 6 μm. Ce dispositif mesure la rotation angulaire de la vis et la traduit en unité de déplacement vertical de l'écrou solidaire du bloc de sécurité.

Un second dispositif permet de mesurer l'écart entre les deux blocs du réacteur, il s'agit d'un capteur micrométrique TESA constitué :

- d'un palpeur inductif de précision, installé sur le bloc fixe ;
- d'un appareil électronique de mesure de longueur à affichage digital.

Contrairement à l'indication télémétrique, cet instrument mesure directement le déplacement en translation verticale du bloc de sécurité. La grandeur affichée est une tension en volts proportionnelle à la hauteur du bloc, la précision de la mesure est de 1 V.

Une correpondance entre les valeurs renvoyées par le capteur TESA et la télémétrie a été effectuée par le passé [57]. Les valeurs obtenues pour une vingtaine de positions différentes du bloc sont représentées sur la figure 4.5.

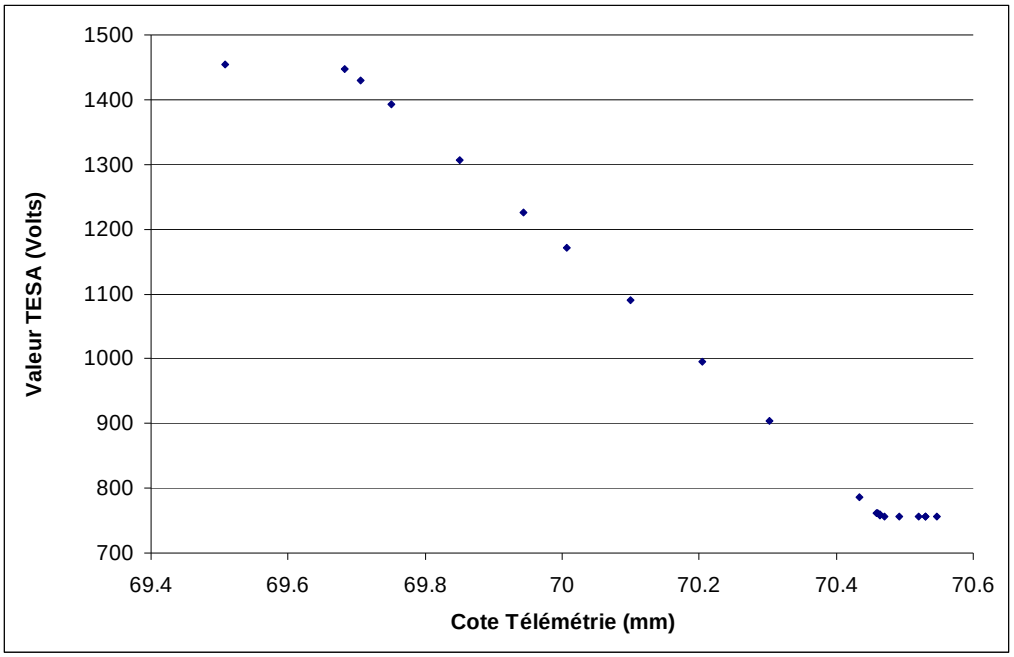


FIGURE 4.5 – **Correspondance TESA-Télémétrie lors de la montée du bloc de sécurité**

Le premier palier correspond au domaine dans lequel la position du bloc de sécurité est trop basse pour pouvoir être suivie par le capteur TESA, lequel fournit alors une mesure constante. A partir d'une cote d'environ 69,7 mm, la valeur mesurée par le capteur TESA est strictement proportionnelle à l'indication télémétrique. Une régression de la courbe dans ce domaine permet de déduire la correspondance entre la mesure TESA et la position verticale du bloc de sécurité, celle-ci est de 0,87 V.μm^{-1}. Dès que le bloc de sécurité rentre en contact avec le bloc fixe, le mouvement de translation verticale est arrêté et le dispositif TESA affiche une valeur constante, correspondante au second palier observé.

La mise en contact des deux blocs ne marque aucunement le terme du déplacement du bloc de sécurité. Bien que le mouvement de translation verticale soit arrêté dès cet instant, un ajustement mécanique à l'échelle micrométrique s'opère entre les éléments de contacts avant l'arrêt complet du déplacement du bloc de sécurité. Compte tenu de la masse importante de matière fissile contenu dans ce dernier, son déplacement, aussi minime soit-il lors de cette phase d'ajustement, induit une variation notable de la réactivité du coeur.

Cet ajustement est dû à l'alignement non parfait entre l'axe de déplacement de l'ensemble supportant le bloc de sécurité et l'axe du bloc fixe. Notons que de tels jeux mécaniques à l'échelle du micromètre sont extrêmement difficiles à proscrire lorsqu'il s'agit du déplacement d'éléments d'une cinquantaine de kilogrammes sur des courses de plusieurs centimètres. Dès que le contact s'effectue entre les deux éléments, la position mesurée par télémétrie n'est plus représentative d'une hauteur mais constitue une traduction du déplacement angulaire de la vis entraînant le mouvement.

Un agrandissement de la courbe 4.5 sur le second palier correspondant à la mise en contact des deux éléments permet de se rendre compte de cet ajustement. La figure 4.6 illustre les petites variations de la mesure du dispositif TESA lors d'une phase de descente du bloc de sécurité. La composition de mouvements minimes de translation et de rotation alors que les deux éléments sont en contacts induit une variation de la pression exercée sur le palpeur inductif qui se traduit par une évolution "en cloche" de la tension mesurée.

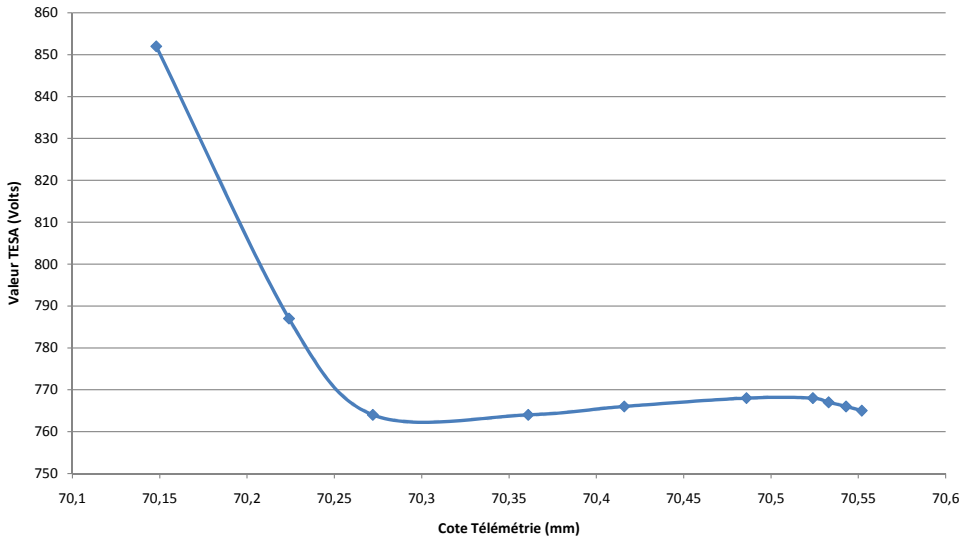


FIGURE 4.6 – **Correspondance TESA-Télémétrie lors de la phase de décollement du bloc de sécurité en phase de descente**

4.2.2 Les barres de contrôle

Le mécanisme d'entraînement des barres de contrôle est à peu de choses près similaire à celui du bloc de sécurité. Un ensemble vis-écrou produit un mouvement de translation vertical et une bobine électromagnétique rend l'écrou solidaire du support de la barre. Suite à une commande d'éjection, l'alimentation électrique de la bobine est coupée. Cette action entraîne la chute de la barre sous l'effet de la pesanteur, un amortisseur assure le freinage de la chute en fin de course basse.

Un schéma du mécanisme d'entraînement des barres de contrôle est présenté en Annexe D (figure D.2).

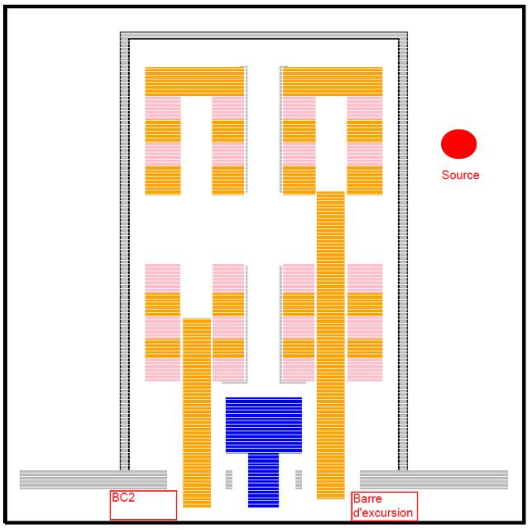
La position de la barre de contrôle est à tout moment mesurée et reportée sur le pupitre de commande. La résolution de l'affichage est de 10 μm, la précision globale du capteur électronique est plus fine : ± 3 μm d'après les données constructeur.

4.3 Fonctionnement du réacteur

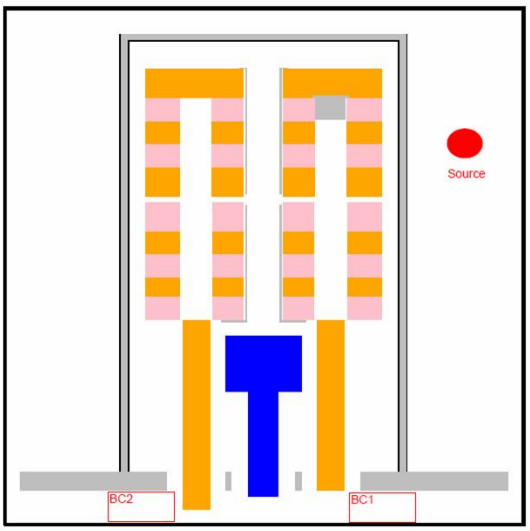
Le démarrage d'une expérience sur le réacteur Caliban est effectué selon une procédure qui consiste à placer le coeur dans une configuration proche de l'état critique en neutrons retardés en présence d'une population neutronique significative. Les éléments mobiles du coeur doivent pour cela être assemblés progressivement en présence de la source neutronique externe au coeur (source de démarrage). L'utilisation de la source externe est obligatoire pour faire diverger le coeur en toute sécurité. En effet, la source intrinsèque au combustible induite par les fissions spontanées des noyaux ^{238}U et ^{235}U n'est pas suffisante pour alimenter le coeur au début de la séquence de démarrage.

La procédure séquentielle de montée en puissance du réacteur sera décrite ci-dessous à partir de vignettes représentant les positions successives des barres de contrôle. Ces illustrations ont été obtenues à partir du code TRIPOLI et du modèle détaillé construit par A. CHAPELLE [58].

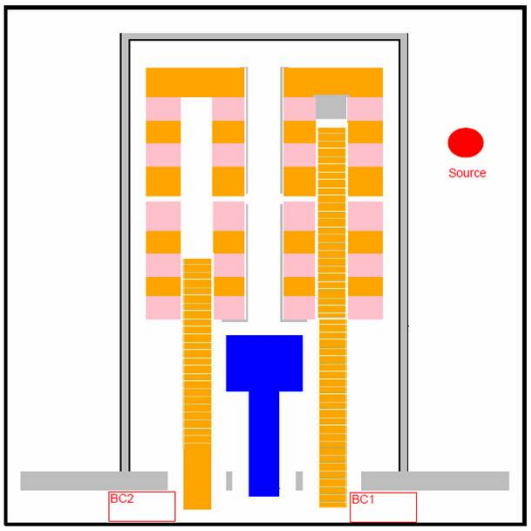
La première opération consiste à placer la source externe à proximité du coeur.



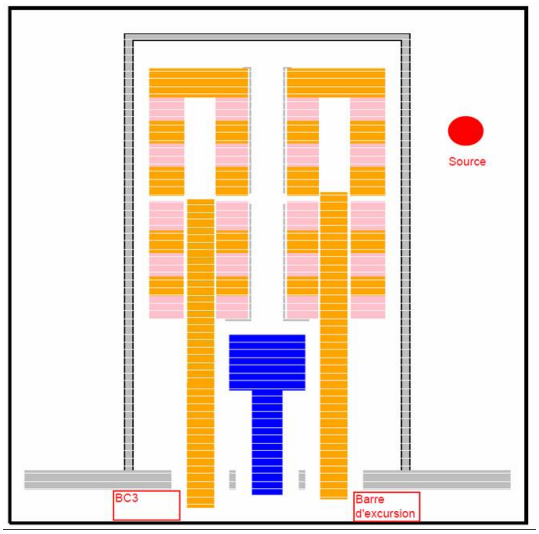
Le bloc mobile est ensuite placé au contact du bloc fixe.



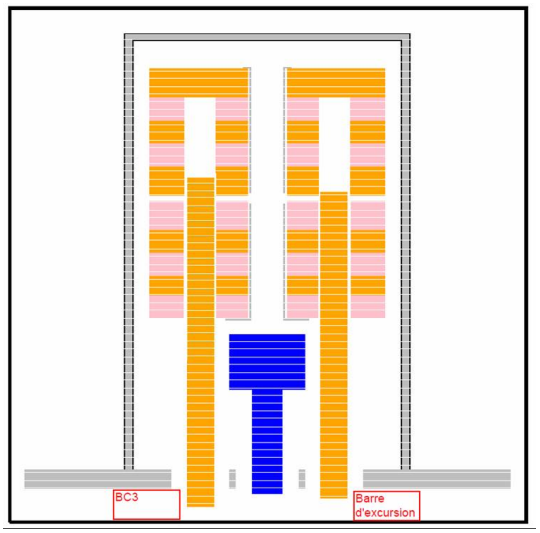
La première barre de contrôle (dénommée BC1) est insérée intégralement dans l'assemblage, sa position finale est repérée par un capteur "fin de course". La deuxième barre de contrôle (dénommée BC2) est ensuite insérée partiellement à une hauteur de 50 mm au dessus de la base du coeur.



La troisième barre de contrôle (BC3) est utilisée pour faire diverger le coeur à basse puissance. Elle est positionnée de telle sorte que le coeur, en configuration sous-critique avec source externe, soit stable à une puissance comprise entre 30 mW et 300 mW. La puissance à laquelle s'effectue cette stabilisation sous-critique est choisie en fonction des besoins de l'expérience. La bonne stabilisation de la puissance, ou de la population neutronique dans l'approximation de la cinétique ponctuelle, est contrôlée par la mesure de la période d'évolution.



Une fois la population neutronique stabilisée, la source externe est retirée du voisinage du coeur et une certaine longueur de barre de contrôle BC3 est insérée pour placer le réacteur dans une configuration proche de la criticité retardée. La longueur à insérer est dépendante du niveau de sous-criticité préliminaire. La stabilisation critique est ensuite obtenue par ajustement successifs sur la position de BC3, et ce jusqu'à obtenir la période la plus grande possible en valeur absolue.



La qualité de la stabilisation à l'état critique en neutrons retardés est donnée par la période d'évolution de la population neutronique, laquelle est définie comme le temps nécessaire pour que la population en neutrons soit multipliée ou divisée d'un facteur "e". De par la nature aléatoire du phénomène de fission, la population neutronique est soumise à des fluctuations, tantôt positives tantôt négatives. A partir d'un critère de stabilisation sur la période fixé par avance T_{stab} et positif, la stabilisation est jugée satisfaisante dès lors que la période en valeur absolue reste supérieure à ce critère : $|T| > T_{\text{stab}}$. La hauteur de la barre de contrôle BC3 obtenue est appelée *hauteur critique*, elle est notée H_{BC3}.

Il est à noter que le niveau de puissance recherché pour la stabilisation a une forte influence sur la qualité de cette dernière. En effet, plus la puissance sera faible et plus les fluctuations au sein de la population neutronique seront importantes. Il sera alors plus difficile de satisfaire le critère de stabilisation énoncé ci-dessus. Par ailleurs, la précision dans le déplacement de BC3 étant de 0,01 mm, une majoration du critère de stabilisation accessible est systématiquement présente, laquelle est directement reliée à la résolution de déplacement de la barre de contrôle.

4.4 L'instrumentation autour du réacteur CALIBAN

4.4.1 Introduction

Le réacteur CALIBAN est pourvu d'un certain nombre de dispositifs de détection, nécessaires à son exploitation, auxquels s'ajoute de l'instrumentation spécifique aux mesures de perturbations qui font l'objet de ce mémoire.

Nous dissocierons ainsi les chaînes de détection dites d'"exploitation", dispositifs de sûreté intégrés au contrôle commande du réacteur, de l'instrumentation additionnelle, spécifique à une expérience particulière. En effet, en tant qu'éléments de sûreté, il est impossible de modifier les paramètres des chaînes d'exploitation alors qu'on dispose de toute latitude quant à la mise en oeuvre de l'instrumentation additionnelle (paramètres d'acquisition, emplacement, étalonnage, ...).

Un dispositif de détection en physique des réacteurs repose sur l'interaction entre le flux neutronique et le matériau mis en oeuvre dans le détecteur. Les produits de cette réaction conduisent à la formation d'impulsions électriques dont le traitement et l'analyse en aval de la chambre de détection fournit une "image" de l'intensité du flux neutronique qui en est à l'origine.

Les chambres à ionisations sont déployées à cette fin de manière quasiment universelle. Au sein de tels dispositifs, les produits de l'interaction flux-détecteur sont des particules ionisantes

engendrant des charges électriques dans le milieu, la collection des charges ainsi produites crée l'impulsion électrique. Il existe plusieurs types de chambres à ionisation :

- les chambres à fissions, constituées d'un dépôt de matière fissile qui va intéragir avec le flux neutronique en induisant des fissions dont les produits sont ionisants ;
- les détecteurs au trifluorure de bore (BF_3) ou à l'hélium 3 (^{3}He), sièges de réactions de captures produisant des particules α ionisantes.

La réaction de capture au sein des détecteurs BF_3 se produit sur les noyaux de bore 10 :

$$^{10}B + n \rightarrow {}^7Li + \alpha$$

Cette réaction est favorisée lorsque les neutrons sont modérés, c'est pourquoi la chambre contenant le trifluorure de bore est souvent placée dans un bloc de matériau modérateur en polyéthylène CH_2.

La réaction (n, α) à la base des détecteurs à hélium 3 s'écrit quant à elle :

$$^3He + n \rightarrow \alpha$$

De même que pour les détecteurs BF_3, la réaction est favorisée lorsque les neutrons sont thermalisés. Ce type de détecteur est donc également souvent utilisé avec un enrobage de matériau modérateur.

4.4.2 Présentation de l'instrumentation déployée autour de CALIBAN

Les chaînes d'exploitation

A bas niveau de flux, la puissance du réacteur est contrôlée par deux compteurs, dénommés "CPNB" 1 et 2, situés à environ 5,5 mètres du coeur, et placés à l'intérieur de fourreaux en polyéthylène. Deux sources neutroniques calibrées sont situées à proximité de chacun d'eux. Une mesure des comptages associés est effectuée avant le début de chaque expérience pour s'assurer du bon fonctionnement des deux chaînes d'acquisition. La contribution de ces deux sources est susceptible d'engendrer des erreurs vis à vis des résultats obtenus lors d'une mesure de la réactivité (cf paragraphe 3), aussi est-il nécessaire de soustraire leur contribution lors de l'analyse des transitoires associés.

A partir d'un certain niveau de puissance, l'information délivrée par ces deux détecteurs n'est plus pertinente compte tenu des erreurs induites par leur temps mort relativement élevé, induisant une saturation de ces deux chaînes de détection. On opère alors à un basculement sur des dispositifs plus appropriés au suivi des hautes puissances : les chaînes haut-flux.

Le réacteur CALIBAN dispose de deux chaînes de détection adaptées aux hauts niveaux de flux, elles sont constituées de deux chambres à fissions à dépôt ^{235}U situées à proximité des deux détecteurs CPNB bas-flux. Cette instrumentation étant dédiée à un fonctionnement en puissance du réacteur, aucune source neutronique n'est placée à leur voisinage.

Ces quatre chaînes de détection procèdent à une acquisition des comptages sur un pas temporel d'une durée non modifiable de 1 seconde. Les enregistrements correspondants sont accessibles à la fin d'une expérience pour permettre leur exploitation.

Notons également la présence d'une instrumentation spécifique à l'exécution des expériences surcritiques en neutrons prompts, celle-ci étant notamment constituée de photo-multiplicateurs. Compte tenu de la nature des expériences réalisées au cours de ce travail, nous n'avons pas fait usage de cette instrumentation particulière.

L'instrumentation additionnelle

L'instrumentation additionnelle déployée spécifiquement pour les expériences de perturbation est composée d'éléments qui sont décrits ci-après.

- Une chambre à fission "CAF" à dépôt ^{235}U, dans laquelle 635 mg de cet isotope sont disposés sur de multiples plateaux parallèles entre eux et perpendiculaire à l'axe longitudinal de la chambre cylindrique. La chambre est positionnée à une vingtaine de centimètres du

capot entourant le coeur, dans le plan médian et à l'opposé de l'emplacement de la source neutronique de démarrage vis à vis de l'axe longitudinal du réacteur. La chambre est placée de manière à ce que son axe soit parallèle au flux de neutrons sortant du coeur de sorte que ce dernier soit en mesure de traverser le plus grand nombre possible de plateaux, augmentant d'autant l'efficacité de détection du dispositif.
- Une chambre à ionisations contenant un gaz de trifluorure de bore "BF_3" à basse pression, placée verticalement à environ deux mètres du centre géométrique du coeur.
- Un second détecteur contenant du trifluorure de bore à haute pression, placé horizontalement dans le plan médian et à environ 3,5 mètres du coeur.

Aucun matériau modérateur n'a été mis en oeuvre avec ces dispositifs, nous avons en effet pu observer des perturbations significatives sur les nappes de flux lorsque de tels matériaux étaient présents au voisinage du coeur, lesquelles pouvant compliquer l'interprétation d'une mesure de perturbation. Les niveaux de flux auxquels sont soumis ces détecteurs fournissent des mesures satisfaisantes en terme de qualité, même sans modération. C'est pourquoi l'usage de tels matériaux a été évité au cours des expériences.

Le paragraphe précédent décrit la configuration standard de mise en oeuvre de cette instrumentation, le positionnement de ces éléments a pu faire l'objet de modifications pour des expériences spécifiques. Ces informations seront mentionnées dans le détail lors de la présentation des résultats expérimentaux.

Une photo illustrant la disposition de cette instrumentation auprès du réacteur CALIBAN est donnée sur la figure 4.7.

FIGURE 4.7 – **Dispositif expérimental auprès du réacteur CALIBAN**

Traitement et mise en forme des impulsions électriques délivrées par la chambre

Les impulsions délivrées par une chambre à ionisations doivent être traitées afin de pouvoir les rendre exploitables par un dispositif d'acquisition. Ce traitement a été réalisé, pour les dispositifs constituant l'instrumentation additionnelle, par des systèmes multiblocs "SAITB". Notons que ces éléments assurent également l'alimentation en haute tension des chambres.

Ces systèmes modulaires sont composés de plusieurs blocs :
- un bloc transformateur qui fournit les tensions alternatives nécessaires aux blocs d'alimentation ;

- un bloc d'alimentation basse tension destiné à fournir les tensions d'alimentation nécessaires au fonctionnement des blocs assurant le traitement du signal ;
- un bloc d'alimentation haute tension destiné à fournir les tensions de polarisation des chambres à ionisations ;
- un bloc amplificateur d'impulsions dont l'objectif est d'amplifier les impulsions issues de la chambre à ionisation ;
- un bloc de traitement des impulsions destiné à la discrimination des impulsions amplifiées et à leur transformation en impulsions calibrées pour le comptage.

Ces différents blocs sont identifiés sur la photo donnée en figure 4.8.

Pour que l'ensemble SAITB + Chambre soit fonctionnel, il est nécessaire au préalable d'opérer une procédure d'étalonnage. Cette procédure consiste à fixer la tension de polarisation et le seuil de discrimination. Ces deux grandeurs sont ajustées au sein du système SAITB, elles dépendent essentiellement de la nature de la chambre d'ionisation utilisée. Cette opération d'étalonnage fera l'objet du paragraphe suivant.

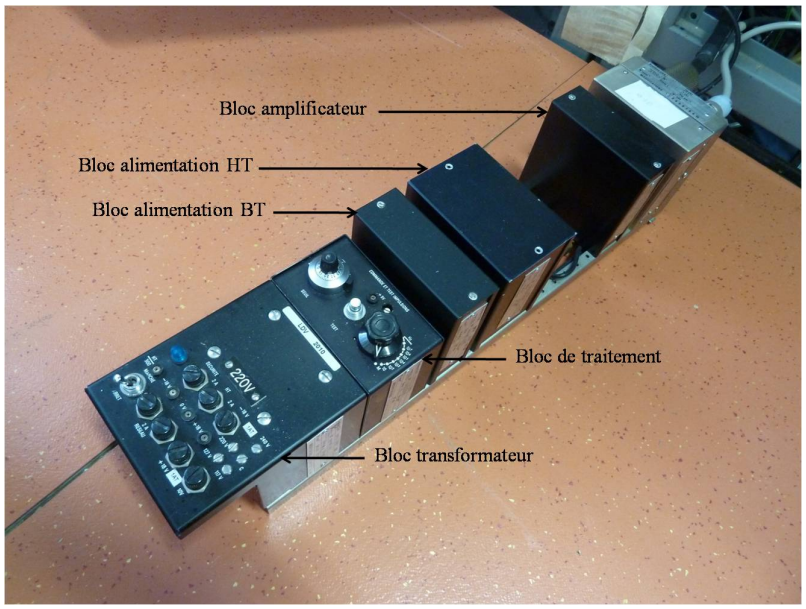


FIGURE 4.8 – **Chaîne de traitement des impulsions SAITB en aval de la chambre de détection**

Les impulsions spécialement calibrées pour le comptage en sortie du système SAITB sont acquises par un compteur multi-échelle de type QUAD-MCS, ce compteur a été fourni par la société I-TECH Instrument.

4.4.3 Etalonnage de l'instrumentation additionnelle

La mise en oeuvre de cette instrumentation nécessite au préalable une opération d'étalonnage, il s'agit d'une part de régler la tension de polarisation appliquée à la chambre et d'autre part d'ajuster le seuil de discrimination des impulsions.

Réglage de la tension de polarisation

La réponse d'une chambre à ionisations lors de la détection d'une interaction dépend fondamentalement de l'amplitude de la tension appliquée entre les deux électrodes collectrices placées de part et d'autre de celle-ci. Plusieurs régimes de fonctionnement sont accessibles, citons notamment :

- le régime de recombinaison, dans lequel la tension de polarisation n'est pas suffisante pour pouvoir empêcher la recombinaison des paires électrons-ions formées ;
- le régime d'ionisation, dans lequel le champ électrique est suffisamment important pour que les charges créées puissent être collectées ; ce dernier n'est cependant pas suffisamment important pour induire une amplification des impulsions électriques, un traitement spécifique aux signaux de faibles amplitudes est donc nécessaire en aval de la chambre ;
- le régime proportionnel, dans lequel le champ électrique est suffisamment important pour permettre l'accélération des électrons produits, ces derniers sont alors en mesure d'induire à leur tour des ionisations secondaires ; l'ensemble des charges collectées produites lors de ces cascades d'ionisations est proportionnel au nombre d'ionisations initiales, le facteur d'amplification étant notamment dépendant de la distance séparant les deux électrodes collectrices ;
- le régime de saturation, dans lequel la tension de polarisation est telle que les charges initiales créées lors de l'interaction flux-détecteur produisent une avalanche très intense d'ionisations secondaires, la réponse du détecteur dans un tel régime est indépendante du nombre d'ionisations initiales.

Le régime d'ionisation et le régime proportionnel sont les deux seuls à fournir un signal représentatif de l'intensité du flux neutronique que l'on cherche à évaluer, c'est donc l'un de ces deux régimes qui doit être adopté.

Suite à la collection des charges produites lors de l'interaction entre le flux de neutrons et le détecteur, un temps de latence est nécessaire pour que les paires ions-électrons puissent se recombiner. Lors de cet phase appelée "temps mort", la détection d'une interaction conduit à un signal d'amplitude amoindrie induisant un biais sur le flux mesuré. Il est donc nécessaire de faire en sorte que ce temps mort soit négligeable devant l'intervalle de temps séparant les évènements que l'on cherche à compter.

La longueur du temps mort augmente avec le nombre de recombinaisons à effectuer après la détection d'un évènement, ce dernier est donc dépendant notamment de la tension de polarisation appliquée. Plus cette dernière est importante et plus le temps mort sera long. Etant donné que les expériences effectuées au cours de ce travail sont très sensibles à cette contrainte (voir paragraphe 4.4.4), nous avons fait le choix de fixer la tension de polarisation à une valeur qui soit la plus basse possible. La mise en oeuvre de l'instrumentation dans un régime d'ionisation a donc été adoptée pour ces applications.

L'objectif de la procédure d'étalonnage consiste à déterminer la tension de polarisation qui permet le fonctionnement du dispositif dans un tel régime. Pour ce faire, la courbe représentant le taux de comptage obtenu en fonction de la tension de polarisation a été tracée pour chacun des dispositifs utilisés. Cette courbe est obtenue par l'acquisition de la réponse du dispositif soumis à une source neutronique d'intensité constante placée à proximité de la chambre d'ionisation, le réglage de la tension de polarisation s'effectue à partir d'un potentiomètre et sa mesure est obtenue par le biais d'une sonde haute-tension. La courbe obtenue avec la chambre BF_3 basse pression est présentée sur la figure 4.9.

Trois domaines distincts peuvent être identifiés sur cette courbe :

1. pour les tensions les plus basses, une partie des paires ions-électrons se recombinent, ce qui a pour conséquence d'amputer le nombre de charges collectées et de conduire à un taux de comptages plus faible que celui que l'on obtiendrait si toutes les charges étaient collectées ;

2. on observe aux tensions plus élevées un palier qui correspond au régime d'ionisation, l'ensemble des charges initialement produites sont collectées sans amplification, la sensibilité du taux de comptages à la tension de polarisation est minimale au sein de ce domaine ;

3. pour les tensions plus importantes, on observe une amplification induite par les cascades d'ionisations secondaires, c'est le régime de fonctionnement proportionnel.

La tension de polarisation appropriée correspond au milieu du palier d'ionisation, dans l'exemple de la chambre BF_3 basse pression, une valeur de 2850 V a été fixée.

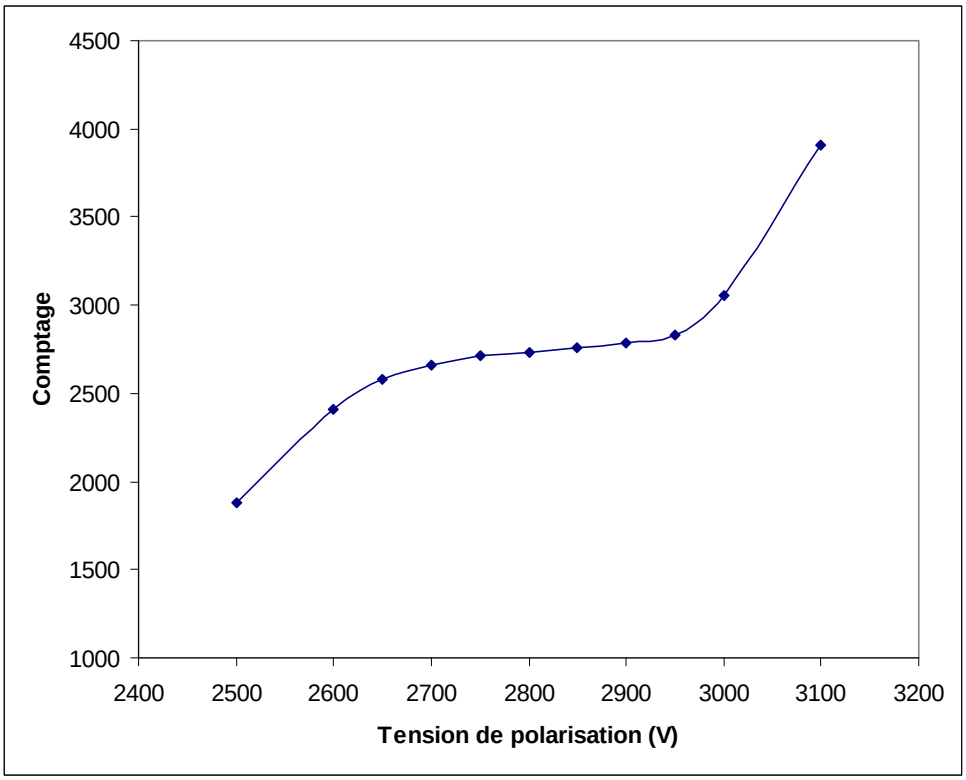


FIGURE 4.9 – **Courbe d'étalonnage de la tension de polarisation pour la chambre** BF_3 **basse pression**

Réglage du seuil de discrimination

Le rayonnement alpha présent dans l'environnement autour de la chambre est susceptible d'induire des ionisations au sein de celle-ci. Cette contribution non désirée est à l'origine d'un bruit dont il est nécessaire de réduire l'impact. Le réglage du seuil de discrimination à un niveau approprié permet d'effectuer cette correction.

Lorsque la chambre fonctionne dans un régime d'ionisation, l'amplitude en volts d'une impulsion électrique dépend de la particule qui y est à l'origine. Les particules alpha produisent notamment des impulsions d'amplitude plus faible que celles induites par des neutrons. On présente sur la figure 4.10 les allures des distributions en amplitude des impulsions délivrées par la détection des particules alpha et des neutrons.

Le dispositif de discrimination a pour objectif de filtrer les impulsions en fonction de leur amplitude, les impulsions ayant une amplitude plus faible que son seuil n'étant tout simplement pas traitées. Le but de l'opération d'étalonnage consiste à régler la tension du seuil de discrimination de manière à ne conserver que la contribution des impulsions induites par des réactions neutroniques. Les distributions en amplitude des impulsions délivrées d'une part par les particules alpha (bruit) et d'autre part par les neutrons (information utile) se recouvrant, il n'est a priori pas possible de discriminer proprement ces deux contributions. Néanmoins, le seuil de discrimination V_{discri} peut être réglé de manière à ce que la contribution des impulsions neutroniques "coupées" en deçà de ce seuil A_n soit compensée par la contribution des impulsions "alpha" comptées au delà du seuil A_α.

La détermination de ce seuil s'effectue en pratique d'une manière similaire à celle de la tension de polarisation. En présence d'une source neutronique placée à proximité de la chambre, on trace la courbe représentant le taux de comptage neutronique en fonction de la tension du seuil de dis-

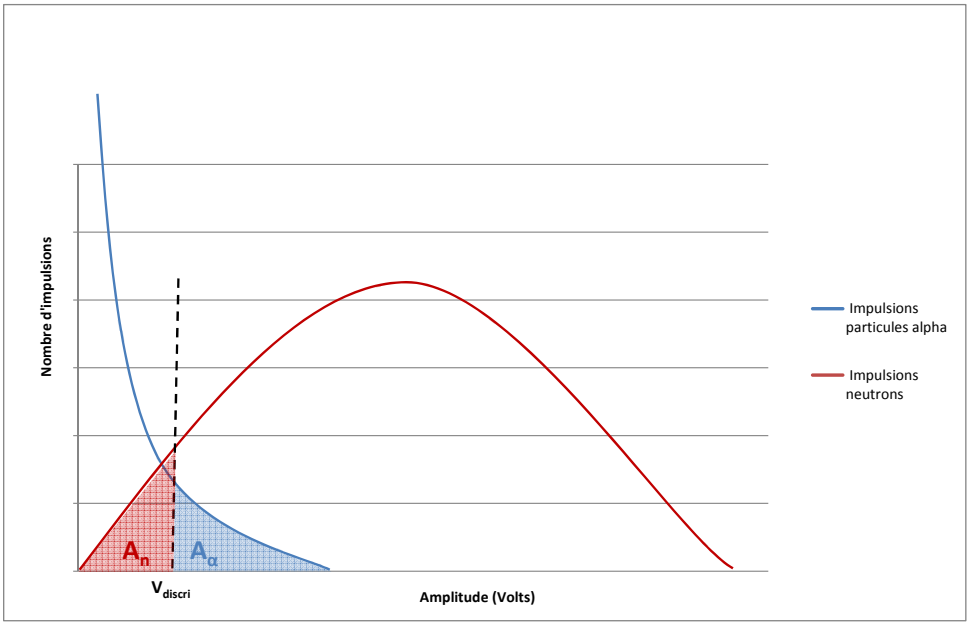


FIGURE 4.10 – **Distributions en amplitudes des impulsions délivrées par la détection de particules alpha et de neutrons**

crimination. La figure 4.11 présente une courbe obtenue de cette manière, trois domaines peuvent y être distingués :

1. pour les faibles valeurs de seuil, le taux de comptages est significativement impacté par la contribution des particules alpha ;
2. il s'en suit un palier au sein duquel le taux de comptages est peu dépendant du seuil de discrimination, cette région correspond au domaine pour lequel la contribution des neutrons coupée correspond à la contribution des particules alpha comptées ;
3. pour les valeurs de seuil les plus élevées, on observe une diminution du taux de comptages consécutive à l'élimination d'une part croissante des impulsions induites par les neutrons.

Le seuil de discrimination doit être choisi à l'intérieur du palier central, on le fixe en pratique à la valeur centrale de ce dernier.

On présente sur le tableau 4.2 les valeurs adoptées pour la tension de polarisation et le seuil de discrimination à l'issue de l'étalonnage de l'ensemble des instruments utilisés au cours des expériences. Ces paramètres étant susceptibles de varier dans le temps, une vérification systématique de ces derniers est effectuée avant le début d'une expérience. On procède également à un réajustement de ces tensions dans le cas échéant.

Détecteur	Tension de polarisation (V)	Seuil de discrimination (V)
CAF	350	1,40
BF_3 basse pression	2850	1,50
BF_3 haute pression	2750	1,60

TABLE 4.2 – **Etalonnage de l'instrumentation**

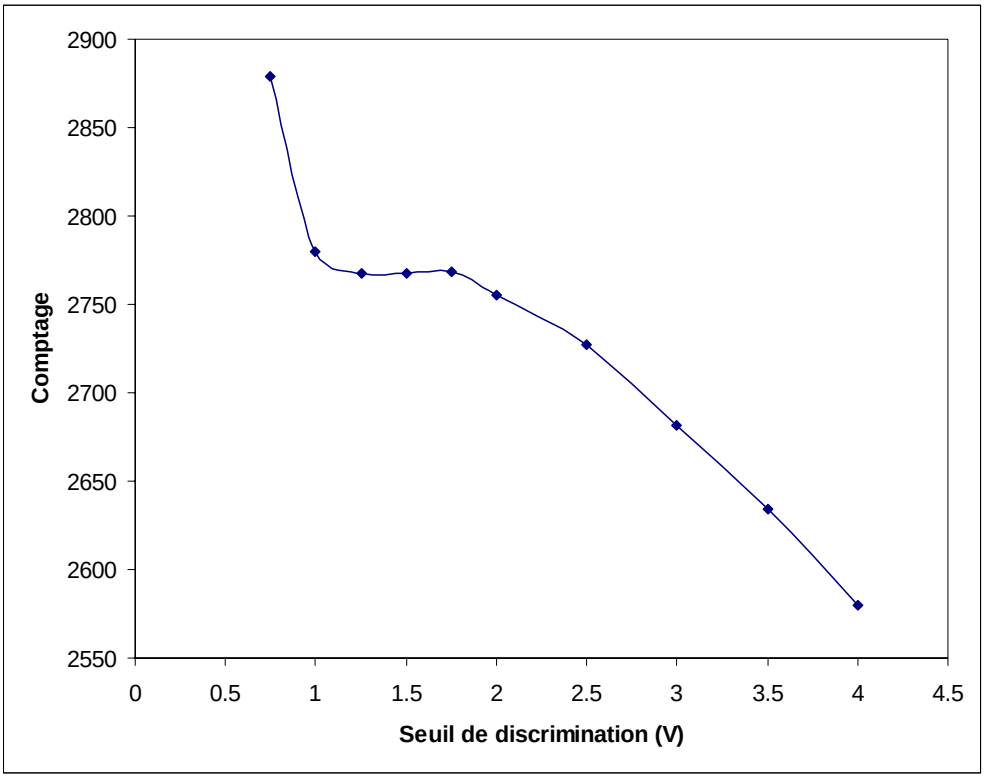


FIGURE 4.11 – **Taux de comptages en fonction du seuil de discrimination pour la chambre BF_3 basse pression**

4.4.4 Le temps mort de l'instrumentation

Les dispositifs constitués d'une chambre à ionisations sont systématiquement soumis à un effet de temps mort, lequel pouvant induire une phénomène de saturation de la chaîne de détection et une perte dans les comptages associés. Comme mentionné dans un paragraphe précédent, ce temps mort est lié principalement au temps nécessaire pour que les paires ions-électrons formées dans le milieu ionisé puissent se recombiner intégralement. Notons également qu'un temps de latence est susceptible d'intervenir dans la phase de traitement électronique située en aval de la chambre à ionisations.

La perte des comptages occasionnée par ce temps mort n'est pas un problème en soi tant que la proportion des comptages perdus reste constante et que la réponse de la chaîne de détection reste proportionnelle au flux neutronique mesuré. En effet, le suivi d'un transitoire de puissance à partir d'un détecteur requiert que l'efficacité de détection associée soit constante sur la plage de puissance étudiée, la valeur de cette efficacité n'étant pas rédhibitoire.

Malheureusement, cette condition n'est plus respectée dès lors que la puissance du coeur varie significativement. En effet, la perte de comptages occasionnée étant directement dépendante du flux neutronique au sein du dispositif de détection, celui-ci verra son efficacité de détection varier au cours du transitoire. Cette variation d'efficacité, lorsqu'elle n'est pas corrigée, rend inexploitable le signal produit par la chaîne de détection.

Aussi est-il nécessaire d'identifier pour chaque détecteur la plage de puissance dans laquelle sa réponse est strictement proportionnelle au flux neutronique interagissant avec lui, c'est la "plage de linéarité". Cette plage dépend naturellement du temps mort auquel est soumis le dispositif de détection : plus le temps mort est élevé, plus cette plage est restreinte.

Le temps mort dépend majoritairement des éléments constitutifs de la chambre à ionisations et du régime de fonctionnement adopté pour ces dernières. Alors que les détecteurs au trifluorure

de bore ont un temps mort relativement long de l'ordre de la microseconde, les chambres à fissions sont quant à elles soumises à un temps mort beaucoup plus court de l'ordre de la nanoseconde. En conséquence, les chambres à fissions sont adaptées aux plus haut niveaux de flux alors que les détecteurs au BF_3, en raison de leur efficacité de détection plus élevée, sont préférées pour les faibles fluences.

On présente sur la figure 4.12 un graphe représentant le rapport entre les comptages acquis par un détecteur BF_3 et ceux issus d'une chambre à fission en fonction du temps. Ces enregistrements sont issus d'une expérience effectuée auprès de CALIBAN durant laquelle quatre divergences surcritiques ont été exécutées. La puissance maximale atteinte lors des deux premières est de 15 W alors que les deux suivantes ont porté le coeur à 90 W. On remarque que la plage de linéarité du détecteur BF_3 est dépassée sur l'ensemble des divergences effectuées, la baisse d'efficacité de ce dernier est notamment très marquée sur les deux dernières : celles qui ont porté le coeur à des puissances plus élevées. L'exploitation des comptages issus du détecteur BF_3 conduirait naturellement à des erreurs significatives sur l'interprétation des transitoires associés.

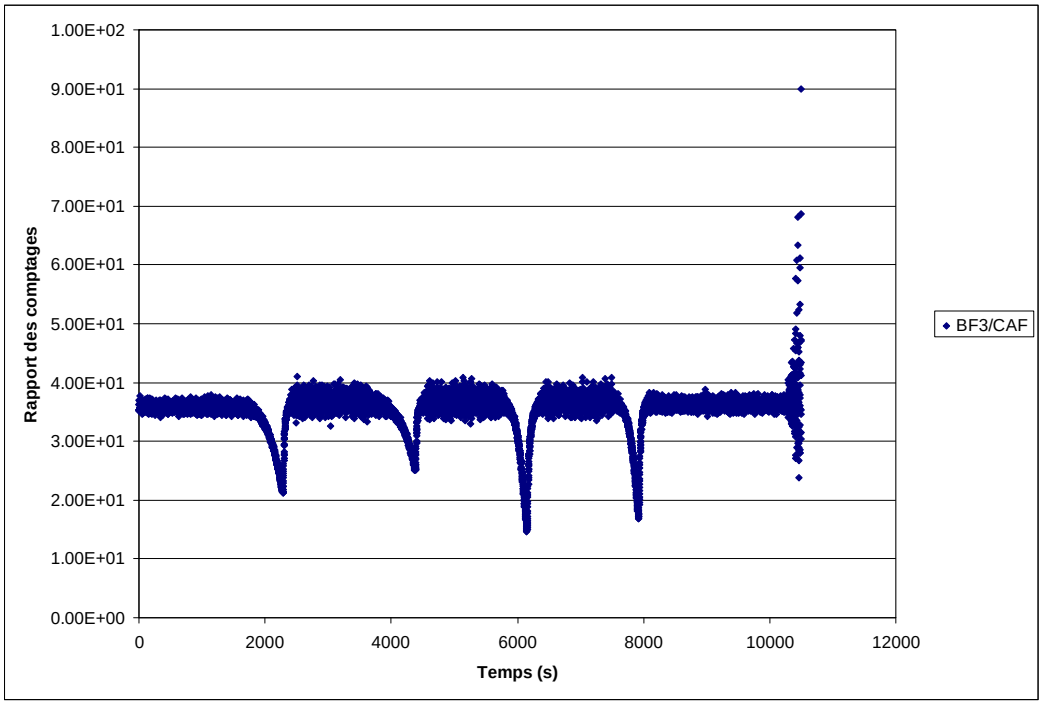


FIGURE 4.12 – **Rapport entre les comptages issus d'une chambre BF_3 et d'une chambre à fission "CAF"**

La délimitation de la plage de linéarité d'un détecteur s'obtient selon ce principe par la comparaison entre le détecteur étudié et un autre dispositif ayant une plage de linéarité plus étendue, lequel faisant office de référence. La plage de linéarité du détecteur étudié correspond à plage de puissance au sein de laquelle le rapport entre les comptages issus de ce dernier et ceux issus du détecteur de référence est constant. Les plages de linéarité des détecteurs BF_3 ont été déterminées avec la chambre à fission comme détecteur de référence. La plage de linéarité de la chambre à fission a quant à elle été identifiée à partir des chaînes haut-flux. On reporte sur le tableau 4.3 les plages de linéarité observées pour chacun des détecteurs mis en oeuvre.

Détecteur	Plage de linéarité
CAF	0 — 150 W
BF_3 basse pression	0 — 650 mW
BF_3 haute pression	0 — 400 mW

TABLE 4.3 – **Plages de linéarités des différents détecteurs utilisés**

Chapitre 5

Caractérisation du réacteur CALIBAN

Sommaire

5.1 Introduction **114**
5.2 Les données de précurseurs **114**
5.2.1 L'importance des données de précurseurs 114
5.2.2 La description des populations de précurseurs : état de l'art 115
5.2.3 Choix d'un jeu de données adapté à CALIBAN 120
5.3 Etalonnage des éléments de pilotage **122**
5.3.1 Introduction 122
5.3.2 Mode opératoire 122
5.3.3 Résultats 123
5.4 L'efficacité différentielle du bloc de sécurité **124**
5.4.1 Estimation par calcul 125
5.4.2 Mesure expérimentale 125
5.5 Les effets de température **126**
5.6 Les paramètres cinétiques **128**
5.6.1 Index des notations 128
5.6.2 La mesure des grandeurs cinétiques 128
5.7 Description de la chute de la barre de contrôle BC3 . . . . . **132**

5.1 Introduction

La bonne connaissance du coeur est un pré-requis fondamental à l'exécution et l'interprétation des mesures de perturbation. En effet, l'impact en réactivité que l'on cherche à évaluer est mesuré par une variation du comportement du réacteur vis à vis d'une perturbation qui lui est imposée. Il est donc essentiel de pouvoir traduire ces variations en terme de réactivité.

Une bonne caractérisation du coeur est également nécessaire à la maîtrise des incertitudes liées aux mesures qui seront effectuées. En effet, un certain nombre de paramètres sont à même de varier pendant une expérience (température, positionnement des éléments mobiles,...). Ces variations non voulues peuvent entâcher, parfois significativement, une mesure de perturbation. Il est donc là encore nécessaire de traduire ces écarts en terme de réactivité.

Par ailleurs, il existe un certain nombre de grandeurs caractéristiques du réacteur qui s'avèrent nécessaires à l'éventail des mesures déployées au cours de ce travail. Les paramètres cinétiques de l'assemblage sont à ce titre de première importance, de même que les données caractéristiques décrivant l'évolution des populations de précurseurs.

5.2 Les données de précurseurs

5.2.1 L'importance des données de précurseurs

Les expériences qui ont été mises en oeuvre lors de ce travail font intervenir des transitoires de puissance associés à de faibles réactivités. En effet, celles-ci ne dépassent à aucun moment la vingtaine de cents au-delà de l'état critique en neutrons retardés. Le coeur est ainsi maintenu à tout instant dans un régime de fonctionnement tel que son comportement est dicté par la seule évolution des populations de précurseurs.

Dans un tel régime, l'intégralité des chaînes de filiation au sein desquelles évolue la population en neutrons prompts est vouée à l'extinction. La présence de la population de neutrons prompts se caractérise ainsi par des "bouffées", prenant origine d'un neutron émis soit par la source, soit par la décroissance d'un précurseur. L'extinction de ces bouffées est d'autant plus rapide que l'écart à la criticité prompte est important, cette décroissance est caractérisée par la grandeur α, appelée constante de décroissance des neutrons prompts. L'analyse de l'extinction de ces chaînes de neutrons prompts constitue la base des méthodes de bruit neutronique dont il sera question dans une section ultérieure de ce chapitre. Le tableau 5.1 présente les temps caractéristiques de cette extinction pour différentes réactivités au sein du réacteur CALIBAN, le temps d'extinction qui y est reporté correspond au temps au bout duquel plus de 99 % de la population d'origine a disparu.

Réactivité (¢)	Temps d'extinction
0	9,1 μs
20	11,4 μs
40	15,1 μs
60	22,7 μs

TABLE 5.1 – **Temps d'extinction des chaîne de neutrons prompts en fonction de la réactivité au sein du réacteur CALIBAN**

Dans ces conditions, le découplage entre l'évolution des neutrons prompts d'un côté et l'évolution des populations de précurseurs de l'autre est totale. Il est important de noter que cette propriété est d'autant plus marquée pour les coeurs compacts et non modérés, pour lesquels la constante de décroissance des neutrons prompts α est importante. Cette grandeur est de l'ordre de $-6,5 \times 10^5$ s^{-1} pour le réacteur CALIBAN placé à l'état critique en neutrons retardés [71].

En conséquence, l'analyse des transitoires de réactivité effectués lors de ce travail présente une forte sensibilité aux données caractéristiques de l'évolution des populations de précurseurs,

sensibilité déjà mise en exergue au cours du chapitre 3. Le choix d'un jeu de données décrivant le comportement des précurseurs est donc loin d'être anodin.

La présente section a pour vocation d'apporter une réponse à cette question fondamentale. Un état de l'art en la matière sera exposé dans un premier temps et nous présenterons ensuite les arguments sur lesquels nous nous sommes appuyés pour choisir un jeu de données adapté à l'analyse des transitoires qui nous concernent.

5.2.2 La description des populations de précurseurs : état de l'art

Les bibliothèques de données actuelles (ENDF/B-7 et JEFF 3.1) recensent un peu plus de 270 précurseurs identifiés, chacun caractérisé par une constante de décroissance, une probabilité d'émission neutronique et un rendement de fission cumulé. Certaines de ces caractéristiques dépendent naturellement de la nature du noyau fissile qui leur a donné naissance et de l'énergie du neutron incident.

Ajustement de la décroissance des précurseurs au sein d'un échantillon irradié

L'importance qu'occupe ces données dans l'analyse des transitoires en physique des réacteurs a conduit très tôt à la nécessité de disposer de paramètres capables de reproduire l'évolution globale de l'ensemble de ces précurseurs. La nature et les caractéristiques de ces noyaux n'étaient pas bien connues dans les années 1950. Il s'est donc avéré nécessaire de condenser cette population en un ensemble restreint de groupes, chacun d'eux étant caractérisé par une abondance relative a_i et une constante de décroissance λ_i. L'abondance relative a_i du groupe i est définie comme étant la proportion de neutrons retardés émise par les précurseurs du groupe i :

$$a_i = \frac{\beta_i}{\beta_0} \tag{5.1}$$

la constante de décroissance λ_i est la constante de désintégration radioactive des précurseurs du groupe i.

Ainsi, lorsqu'un échantillon de matériau fissile est irradié pendant un temps infiniment long par un flux neutronique constant, chaque groupe de précurseur est présent dans l'échantillon en quantité proportionnelle à son abondance relative. En pratique, il suffit d'irradier un temps suffisamment long pour que chaque groupe de précurseur ait atteint sa concentration d'équilibre. Si l'on stoppait brutalement le flux neutronique irradiant, on observerait alors une décroissance de la population globale des précurseurs ayant la forme suivante :

$$Y_\infty(t) = Y_\infty(0) \sum_{i=1}^{N_g} a_i e^{-\lambda_i t} \tag{5.2}$$

N_g représente le nombre de groupes de précurseurs adopté dans la description.

L'écriture de cette formule suppose qu'il ne peut y avoir deux précurseurs dans une même chaîne de décroissance radioactive. Cette approximation est raisonnable compte tenu de la faible proportion de noyaux précurseurs parmi les produits de fissions (inférieure à 1 %) et de leur inventaire particulièrement varié. Les concentrations de chaque groupe de précurseurs varient ainsi indépendamment les unes des autres.

Par ailleurs, il est également nécessaire de supposer l'absence de multiplication neutronique au sein de cet échantillon. Cette condition est notamment respectée lorsque la taille de l'échantillon en question est faible.

C'est sur ce principe que repose la méthode de référence pour la détermination des N_g couples de valeurs $(a_i, \lambda_i)_{i=1\cdots N_g}$ associés à un matériau fissile pour un spectre neutronique incident donné.

Cette méthode a été appliquée par Keepin [29] auprès de Lady Godiva [52] pour la détermination de jeux de paramètres de précurseurs pour la fission rapide et thermique de divers isotopes, dont l'^{235}U et l'^{238}U. Aujourd'hui, ces données font toujours office de référence. Suite à une irradiation d'une durée appropriée, l'échantillon de matériau étudié était extrait du voisinage du

coeur par un dispositif pneumatique vers une cellule munie d'un dispositif de comptage neutronique à haute efficacité. L'évolution du comptage était alors ajustée par une fonction ayant la forme de l'expression donnée dans l'équation 5.2. Afin de garantir un ajustement optimal, la méthode des moindres carrés a été appliquée avec un jeu de paramètres à ajuster $(a_i, \lambda_i)_{i=1\cdots N_g}$ sans contraintes. La recherche du meilleur ajustement, en terme d'incertitudes, a conduit Keepin à adopter 6 groupes de précurseurs soit 12 paramètres à ajuster sans contraintes.

Loaiza [31] a réitéré cette expérience quarante ans plus tard auprès du réacteur GODIVA IV [55] avec un dispositif similaire. Le découpage en 6 groupes de précurseurs a été conservé, les résultats obtenus lors de ces deux expériences sont compilés dans le tableau 5.2 avec leurs incertitudes pour la fission de l'^{235}U dans un spectre de neutrons rapides (fission "rapide"). La nature similaire de ces deux réacteurs permet de supposer que les spectres neutroniques irradiants sont très voisins, ce qui autorise une comparaison directe entre les données.

Groupe	Keepin [29]		Loaiza [31]	
	a_i	λ_i (s^{-1})	a_i	λ_i (s^{-1})
1	0,038 ± 0,003	0,0127 ± 0,0002	0,0395 ± 0,001	0,0127 ± 0,0001
2	0,213 ± 0,005	0,0317 ± 0,0008	0,235 ± 0,005	0,0315 ± 0,0004
3	0,188 ± 0,016	0,1150 ± 0,0030	0,207 ± 0,008	0,117 ± 0,0064
4	0,407 ± 0,007	0,3110 ± 0,0080	0,381 ± 0,011	0,314 ± 0,0107
5	0,128 ± 0,008	1,40 ± 0,081	0,114 ± 0,005	1,37 ± 0,0514
6	0,026 ± 0,003	3,87 ± 0,369	0,0235 ± 0,001	3,83 ± 0,1138

TABLE 5.2 – **Découpage en six groupes de précurseurs pour la fission "rapide" de l'^{235}U**

Ce type d'expériences a fait l'objet d'une abondante littérature, puisque l'on peut aujourd'hui en recenser un peu plus de 240 publiées, tous isotopes et tous spectres confondus. Une synthèse bibliographique et comparative de ces mesures est fournie dans la référence [33].

Par construction, les 12 paramètres ainsi déterminés sont ajustés sans contraintes et indépendamment les uns des autres. En réalité, il existe bel et bien une correlation entre ces derniers, puisque la valeur prise par l'un d'eux dépendra de la valeur prise par tous les autres. La connaissance de ces coefficients de corrélation est nécessaire à la bonne propagation des incertitudes sur le résultat d'un calcul mettant en jeu ces paramètres. On y est par exemple confronté lors de l'estimation de la réactivité à partir d'une mesure de période asymptotique via l'équation de Nordheim (équation 3.16). Les informations sur ces corrélations ne sont malheureusement que très rarement publiées. Loaiza a proposé une matrice de corrélation [30] déduite de l'analyse des décroissances consécutives à 11 irradiations d'un échantillon d'^{235}U auprès de GODIVA IV. En voici

une retranscription :

$$
\begin{array}{c}
 \\ a_1 \\ \lambda_1 \\ \\ a_2 \\ \lambda_2 \\ \\ a_3 \\ \lambda_3 \\ \\ a_4 \\ \lambda_4 \\ \\ a_5 \\ \lambda_5 \\ \\ a_6 \\ \lambda_6
\end{array}
\begin{array}{c}
\begin{array}{cccccccccccc}
a_1 & \lambda_1 & a_2 & \lambda_2 & a_3 & \lambda_3 & a_4 & \lambda_4 & a_5 & \lambda_5 & a_6 & \lambda_6
\end{array} \\
\begin{pmatrix}
1 & & & & & & & & & & & \\
+0,53 & 1 & & & & & & & & & & \\
+0,13 & +0,18 & 1 & & & & & & & & & \\
+0,09 & -0,16 & +0,67 & 1 & & & & & & & & \\
+0,50 & -0,04 & +0,23 & +0,36 & 1 & & & & & & & \\
+0,33 & +0,05 & +0,72 & +0,88 & +0,63 & 1 & & & & & & \\
-0,33 & -0,11 & -0,66 & -0,80 & -0,68 & -0,98 & 1 & & & & & \\
+0,49 & -0,02 & +0,34 & +0,57 & +0,93 & +0,82 & -0,85 & 1 & & & & \\
-0,05 & +0,30 & -0,36 & -0,35 & -0,63 & -0,45 & +0,49 & +0,51 & 1 & & & \\
+0,40 & +0,05 & +0,17 & +0,05 & +0,76 & +0,36 & -0,39 & +0,64 & -0,52 & 1 & & \\
-0,19 & -0,40 & -0,26 & -0,22 & -0,17 & -0,44 & +0,51 & -0,29 & +0,28 & -0,39 & 1 & \\
+0,03 & +0,13 & -0,08 & +0,13 & +0,45 & +0,28 & -0,31 & +0,47 & +0,09 & +0,49 & -0,28 & 1
\end{pmatrix}
\end{array}
$$

On remarque qu'un certain nombre de coefficients sont très proches de 1 en valeur absolue, ces corrélations apparaissent naturellement pour des couples de valeurs associés à des groupes adjacents : (a_4, λ_3) et (λ_4, a_3) pour ne citer que les plus significatifs. Ainsi, ne pas prendre en compte ces corrélations conduit fatalement à une erreur importante sur l'incertitude propagée.

Lorsque ces informations sont manquantes, on considère par défaut que l'ensemble de ces valeurs sont décorrélées. Cette solution induit une surestimation significative de l'incertitude propagée. A titre d'exemple, il est reporté sur le tableau 5.3 les estimations de l'incertitude de plusieurs réactivités déduites de périodes asymptotiques à partir du jeu de données de Loaiza avec et sans prise en compte de ces corrélations.

Période asymptotique (s)	Réactivité en cents	σ_ρ (¢) sans corrélations	σ_ρ (¢) avec corrélations
151,19	7,38	0,13	0,08
91,07	11,07	0,19	0,12
61,80	14,71	0,26	0,16
44,64	18,35	0,32	0,19
33,52	21,97	0,39	0,23

TABLE 5.3 – **Incertitudes propagées sur les réactivités en cents déduites de périodes asymptotiques avec et sans prise en compte des corrélations**

En complément de la détermination des abondances relatives, l'observation de la décroissance des populations de précurseurs après une irradiation intense pulsée d'un échantillon fissile permet de déduire le nombre moyen de neutrons retardés émis par fission de l'isotope étudié. La grandeur ainsi mesurée s'exprime par le produit entre le nombre total de neutrons émis par fission et la proportion de ces neutrons qui sont retardés. Ce type de mesure a été réalisé par Keepin conjointement à la détermination des abondances relatives auprès de Lady Godiva [29]. On présente sur le tableau 5.4 les résultats extraits de cette étude pour la fission rapide de l'^{235}U et de l'^{238}U.

Les expériences effectuées plus récemment par Loaiza sur l'^{235}U sont en parfait accord avec ces résultats.

^{235}U	0,0165
^{238}U	0,0412

TABLE 5.4 – **Nombres de neutrons retardés émis par fission rapide de l'^{235}U et de l'^{238}U [29]**

Ajustement à partir de constantes de décroissance fixées

Une analyse des constantes de décroissance obtenues par le biais de cette méthode pour différents isotopes montre que celles-ci sont relativement proches à une énergie incidente des neutrons fixée, et ce quel que soit l'isotope [30]. Cette constatation traduit le fait que l'émission des neutrons retardés provient majoritairement d'un petit nombre de précurseurs, qualifiés de "dominants". Les progrès effectués en physique nucléaire ont depuis lors permis d'identifier ces précurseurs dont la contribution est prédominante. Le tableau 5.5 présente une liste de ces 17 précurseurs avec leur demi-vie.

Précurseur	Demi-vie (s)	Abondance relative	n° groupe dans la condensation	Demi-vie moyenne du groupe (s)
^{87}Br	55,6	0,033	1	55,6
^{137}I	24,5	0,178	2	24,5
^{88}Br	16,3	0,111	3	16,3
^{138}I	6,46	0,046	4	5,21
^{93}Rb	5,93	0,024		
^{89}Br	4,38	0,101		
^{94}Rb	2,76	0,162	5	2,37
^{139}I	2,30	0,046		
^{85}As	2,08	0,107		
^{98m}Y	2,00	0,088		
^{93}Kr	1,29	0,0048	6	1,04
^{144}Cs	1,00	0,0070		
^{140}I	0,86	0,0052		
^{91}Br	0,542	0,017	7	0,424
^{95}Rb	0,384	0,049		
^{96}Rb	0,203	0,017	8	0,195
^{97}Rb	0,170	0,0052		

TABLE 5.5 – **Liste des 17 précurseurs dominants avec leur demi-vie et la condensation en 8 groupes élaborée par Piksaikin [32]**

Il est important de préciser que cette liste est valable quels que soient l'isotope fissile étudié et le spectre des neutrons incidents. Il est donc apparu judicieux de construire des jeux de données précurseurs à la construction calquée sur ces quelques isotopes [34]. Pour ce faire, Piksaikin a condensé ces 17 précurseurs dominants en un ensemble de 8 groupes rassemblant chacun des précurseurs aux demi-vies voisines [32]. La demi-vie d'un groupe condensé est obtenu en moyennant les demi-vies des précurseurs inclus dans ce groupe, pondérées par leur abondance respectives. Cette condensation est reportée sur le tableau 5.5, on observe que les trois premiers groupes ne sont constitués que d'un seul isotope.

Partant de cette description en 8 groupes, l'ajustement de la décroissance des populations de précurseurs peut être effectué en fixant les constantes de décroissances $(\lambda_i)_{i=1\ldots8}$ associées à chacun des groupes. De cette manière, l'ajustement ne se fait plus que sur 8 paramètres, à savoir les abondances relatives de chaque groupe.

Bien que l'ajustement effectué dans ces conditions soit "mathématiquement" de moins bonne qualité en vertu de la diminution du nombre de paramètres libres dans le modèle, il n'en demeure pas moins beaucoup plus proche de la réalité physique des phénomènes mis en jeu. Les effets de corrélations ou les incertitudes expérimentales qui étaient susceptibles de conduire à une mauvaise cohérence des constantes de décroissance ajustées entre les isotopes n'ont en effet plus lieu d'être avec cette technique.

Les jeux de données de précurseurs obtenus par le biais de cette méthodologie présentent un fort intérêt dès lors qu'il s'agit d'étudier la cinétique de milieux composés de plusieurs isotopes fissiles. En effet, pour chaque groupe de précurseur, il suffit de moyenner les abondances relatives de chaque isotope au prorata du nombre effectif de neutrons retardés engendrés par chacun d'eux pour avoir un jeu de données caractéristique du combustible nucléaire étudié. Cette technique est naturellement impossible à appliquer sans approximations lorsque les jeux de données précurseurs présentent des constantes de décroissance différentes pour chacun des isotopes.

Cette méthode d'ajustement a été appliquée par Spriggs en vue de fournir des jeux de données précurseurs cohérents pour un panel d'isotopes fissiles [34]. Etant donné que la grande majorité des données initiales issues des expériences d'irradiations sont aujourd'hui disparues, Spriggs a développé une technique pour permettre la conversion d'un jeu de données précurseurs initial en un jeu équivalent basé sur les 8 groupes précédemment définis. Cette technique est basée sur l'ajustement en 8 groupes de précurseurs (à constantes de décroissance fixées) de transitoires simulés à partir des données originales. Spriggs a choisi de conserver le découpage en 8 groupes élaboré par Piksaikin (voir tableau 5.5).

La sélection des jeux de données "originaux" sur la base desquels ont été déduits les nouveaux jeux de données en 8 groupes a été basée sur des critères expérimentaux subjectifs. Le temps de transfert de l'échantillon depuis son emplacement d'irradiation jusqu'à la chambre de comptages est à ce titre l'un des critères les plus importants dans la mesure où la qualité de la restitution de la décroissance des précurseurs les plus rapides y est intimement liée. On reporte sur le tableau 5.6 les données extraites de la référence [34] qui concernent la fission rapide de l'^{235}U et de l'^{238}U. Les données originelles sont issues des travaux de Piksaikin pour l'^{235}U [32] et de Keepin pour l'^{238}U [29].

Groupe	Demi-vie (s)	Constante de décroissance (s^{-1})	Abondances relatives	
			^{235}U	^{238}U
1	55,6	0,012467	0,034 ± 2 %	0,008 ± 16 %
2	24,5	0,028292	0,150 ± 2 %	0,104 ± 2 %
3	16,3	0,042524	0,099 ± 3 %	0,038 ± 2 %
4	5,21	0,133042	0,200 ± 2 %	0,137 ± 15 %
5	2,37	0,292467	0,312 ± 2 %	0,294 ± 4 %
6	1,04	0,666488	0,093 ± 4 %	0,198 ± 1 %
7	0,424	1,634781	0,087 ± 5 %	0,128 ± 10 %
8	0,195	3,554601	0,025 ± 4 %	0,093 ± 4 %

TABLE 5.6 – **Données précurseurs en 8 groupes pour la fission rapide de l'^{235}U et de l'^{238}U [34]**

Des corrélations entre les abondances relatives de chacun des groupes sont toujours suceptibles d'apparaître. En l'absence de matrice de corrélation associée, le calcul des incertitudes propagées sur la réactivité en dollars déduite d'une mesure de la période asymptotique sera alors réalisé en supposant que ces paramètres ne sont pas corrélés. L'erreur induite par cette approximation sur le calcul des incertitudes est toutefois moins préjudiciable qu'avec un jeu de données à six groupes et 12 paramètres ajustés dans la mesure où le nombre de paramètres est dans ce cas plus réduit (ils ne sont plus que 8).

5.2.3 Choix d'un jeu de données adapté à CALIBAN

De manière générale, il n'existe pas de jeu de données "précurseurs" qui soit de "meilleure qualité" que les autres, il est préférable de considérer que chaque jeu de données est plus ou moins adapté à un certain type d'application. A partir de là, il sera présenté dans ce paragraphe les arguments sur lesquels nous avons basé un choix de données "précurseurs" pour l'interprétation des expériences exécutées au cours de ce travail.

Les données que nous avons considérées sont les suivantes :

- le découpage en six groupes pour l'^{235}U et l'^{238}U issu des travaux de Keepin [29] ;
- le découpage en six groupes pour l'^{235}U issu des expériences de Loaiza [31] ;
- les données en huit groupes pour l'^{235}U et l'^{238}U fournies par Spriggs [34].

La majorité des fissions se produisant au sein du coeur CALIBAN sont induites par des noyaux d'^{235}U. Bien que le spectre énergétique des neutrons présents dans le coeur rende possible le phénomène de fissions dans l'^{238}U, sa quantité relativement minime permet de reléguer sa contribution au second ordre. Il est reporté sur le tableau

C'est pourquoi nous comparerons dans un premier temps les jeux de données en supposant que seul l'^{235}U engendre une production de neutrons retardés. Ce point est par ailleurs motivé par le fait que les données de Loaiza ne concernent pas l'^{238}U.

Des difficultés dans l'ajustement des transitoires avec les données de Loaiza ont d'ores et déjà été identifiées dans un chapitre précédent (voir la figure 3.16 de la section 3.5). Ces difficultés se traduisent par un ajustement qui ne respecte pas la condition de normalité des résidus, ce défaut a été observé pour l'ensemble des transitoires étudiés. Il existe plusieurs tests statistiques permettant d'évaluer la qualité des ajustements, l'estimateur "RMSE" (**R**oot **M**ean **S**quare **E**rror) est l'un d'entre eux. On définit cet estimateur comme la moyenne quadratique des résidus de l'ajustement :

$$\mathrm{RMSE} = \sqrt{\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}(\hat{Y}_i - Y_i)^2} \tag{5.3}$$

$(\hat{Y}_i)_{i=1\cdots N}$ et $(Y_i)_{i=1\cdots N}$ sont respectivement les N points de l'ajustement et de l'expérience. Cet estimateur permet ainsi de fournir une mesure de l'écart entre les points expérimentaux et les points ajustés. On reporte sur le tableau 5.7 les valeurs de cet estimateur pour les ajustements effectués avec différents jeux de données précurseurs concernant la fission rapide de l'^{235}U. Ces ajustements portent sur un transitoire de chute de barre exécuté auprès du réacteur CALIBAN.

Jeu de données précurseurs	$\Delta\rho$ (\$)	RMSE
Keepin	1,24853	91,8
Loaiza	1,25172	137,4
Spriggs	1,20961	107,4

TABLE 5.7 – **Comparaison des ajustements obtenus lors d'un transitoire de chute de barre avec trois jeux de données précurseurs**

Si l'on s'en tient à cet estimateur, il apparaît que les données de Keepin sont celles qui fournissent la meilleure restitution du transitoire expérimental. Les données de Spriggs fournissent un ajustement d'une qualité inférieure et les données de Loaiza sont celles qui aboutissent à la plus mauvaise restitution. Ces conclusions viennent renforcer la tendance déjà observée avec les données de Loaiza, il semble en effet que celles-ci soient les moins adaptées à l'étude des transitoires de chute de barre effectués auprès de CALIBAN.

Le réacteur CALIBAN est composé de trois isotopes fissiles, on reporte sur le tableau 5.8 la part de chacun de ces isotopes dans la production de neutrons émis par fission. Ces contributions ont été obtenues par le biais d'un calcul effectué avec le code MCNP5 à partir d'une modélisation détaillée du réacteur, la bibliothèque ENDF/B-VI a été utilisée.

Isotope	Densité atomique atomes.b^{-1}.cm^{-1}	Contribution %
^{235}U	$3,6756 \times 10^{-2}$	98,17
^{238}U	$2,0512 \times 10^{-3}$	0,80
^{234}U	$5,1368 \times 10^{-4}$	1,03

TABLE 5.8 – **Contribution de chaque isotope dans la production de neutrons de fission**

L'isotope ^{234}U apporte une contribution notable malgré sa présence en quantité minime. Son abondance est très faible dans l'uranium naturel (0,0054 %), celle-ci est néanmoins susceptible d'augmenter dans l'uranium enrichi en fonction du processus d'enrichissement appliqué. Pour les procédés de séparation isotopique basés sur la différence de masse des constituants à séparer (diffusion gazeuze, ultracentrifugation), l'abondance des isotopes de faibles masses augmente vis à vis de ceux de masses plus importantes. L'abondance relative de l'^{234}U augmente donc significativement pour de tels procédés. Pour ce qui concerne les procédés opérant par séparation chimique (différence entre les vitesses de réaction chimique) ou par séparation laser (différence entre les spectres électromagnétiques), il est possible d'enrichir sélectivement l'uranium en isotope 235.

La section efficace de fission de l'^{234}U est significative pour des énergies se situant en dessous du seuil de fission de l'^{238}U. A 1 MeV, celle-ci est 80 fois plus importante que celle de l'^{238}U, l'impact de cette contribution est donc important pour les systèmes fortement enrichis non modérés [15]. Les données relatives à la production de neutrons retardés sont inexistantes pour cet isotope, il est donc nécessaire de procéder à quelques approximations quant à la contribution de ce dernier vis à vis du comportement cinétique d'un coeur tel que celui de CALIBAN.

On suppose que les données de neutrons retardés fournies dans la littérature pour l'^{235}U prennent implicitement en compte la contribution de l'^{234}U. Cette approximation repose sur la difficulté de séparer ces deux isotopes, et donc de la présence inévitable d'une quantité d'^{234}U au sein des échantillons d'^{235}U mis en oeuvres dans les expériences afférentes. L'abondance relative d'^{234}U dans ces échantillons est supposée similaire à celle du combustible présent dans le réacteur CALIBAN. A partir de cette approximation, on peut différencier deux contributions distinctes dans la production de neutrons retardés au sein du réacteur :

- celle combinée de l'^{235}U et de l'^{234}U, décrite à partir des données existantes pour l'^{235}U ;
- celle des isotopes d'^{238}U.

Certaines des expériences qui seront décrites dans ce document font intervenir de petits échantillons de matériaux fissiles, apportant ainsi leur contribution dans la production de neutrons retardés. Néanmoins, cette contribution sera négligée compte tenu de la masse extrêmement faible (quelques grammes) de ces échantillons vis à vis des quantités d'isotopes fissiles présentes dans le combustible de CALIBAN.

On reporte sur le tableau 5.9 la répartition du nombre de fissions induites sur les deux isotopes du coeur CALIBAN (tirée d'un calcul MCNP) ainsi que le nombre de neutrons retardés émis pour chacune d'entre elles, tiré de la référence [11]. Le produit de ces deux grandeurs permet d'obtenir la contribution de chacun des isotopes dans la production de neutrons retardés.

Isotope	Proportion des fissions induites (%)	Nombre de neutrons retardés émis par fission	Contribution à la production de neutrons retardés (%)
^{235}U + ^{234}U	99,20	0,0165	98,03
^{238}U	0,80	0,0412	1,97

TABLE 5.9 – **Contribution de chaque isotope dans la production de neutrons retardés**

L'utilisation des données de Keepin nécessite de mettre en oeuvre 12 groupes de précurseurs : 6 pour l'^{235}U et l'^{234}U combinés auxquels s'ajoutent les 6 groupes associés à l'^{238}U. Chacun de ces groupes est caractérisé par une abondance relative et une constante de décroissance différente

issues des ajustements effectués pour ces isotopes. En l'absence de matrice de covariance, ces 24 valeurs sont supposées décorrélées, ce qui conduit à une surestimation importante de l'incertitude propagée sur les réactivités obtenues à partir de l'équation de Nordheim.

Les données de Spriggs sont obtenues pour ces isotopes à partir d'ajustements exécutés en fixant 8 constantes de décroissance sur les précurseurs dominants. Cette démarche présente l'avantage de pouvoir décrire la production de neutrons retardés à partir de 8 groupes de précurseurs, les abondances relatives de chacun de ces groupes sont obtenues en moyennant celles de chacun des isotopes au prorata de leur contribution dans la production de neutrons retardés (tableau 5.9). En l'absence de matrice de covariance, les 16 valeurs ajustées constituées des huit abondances des deux isotopes sont considérées comme décorrélées. La surestimation de l'incertitude qui en découle est toutefois moins importante qu'avec les données de Keepin, qui font intervenir 24 valeurs ajustées.

La meilleure estimation de l'incertitude couplée à une description plus cohérente de la phénoménologie à l'oeuvre dans la production des populations de neutrons retardés nous a conduit à adopter les données de Spriggs pour l'interprétation des expériences effectuées auprès de CALIBAN. On présente sur le tableau 5.10 les abondances de chaque groupe de précurseurs qui en découlent pour le combustible UMo du réacteur.

Groupe	Constante de décroissance (s^{-1})	Abondances relatives		
		^{235}U	^{238}U	UMo
1	0,012467	0,034 ± 2 %	0,008 ± 16 %	0,033 ± 3 %
2	0,028292	0,150 ± 2 %	0,104 ± 2 %	0,149 ± 2 %
3	0,042524	0,099 ± 3 %	0,038 ± 2 %	0,098 ± 3 %
4	0,133042	0,200 ± 2 %	0,137 ± 15 %	0,199 ± 3 %
5	0,292467	0,312 ± 2 %	0,294 ± 4 %	0,312 ± 2 %
6	0,666488	0,093 ± 4 %	0,198 ± 1 %	0,095 ± 4 %
7	1,634781	0,087 ± 5 %	0,128 ± 10 %	0,088 ± 5 %
8	3,554601	0,025 ± 4 %	0,093 ± 4 %	0,026 ± 4 %

TABLE 5.10 – **Données précurseurs en 8 groupes pour la fission rapide de l'**UMo

5.3 Etalonnage des éléments de pilotage

5.3.1 Introduction

La barre de contrôle n°3 (notée BC3) est l'élément fondamental du pilotage du réacteur. C'est par cette barre de contrôle qu'est appliquée notamment la majorité des transitoires de réactivité nécessaires aux expériences décrites. Il est donc nécessaire de bien connaître l'efficacité différentielle de cette barre de contrôle afin de pouvoir maîtriser le plus finement possible les mesures effectuées ainsi que les incertitudes associées.

Une expérience d'étalonnage a été mise en oeuvre sur le réacteur CALIBAN, l'objectif final étant de construire la courbe "réactivité insérée" en fonction de la longueur de barre de contrôle BC3 introduite dans le coeur. La réactivité a été obtenue à partir de mesures de la période asymptotique de divergence (cf paragraphe 3.3).

L'objectif de la mesure était d'obtenir l'efficacité de la barre BC3 dans sa plage d'utilisation habituelle (comprise entre les cotes 125 mm et 135 mm). Les barres BC1 et BC2 ont été placées dans une configuration telle que les transitoires obtenus en placant BC3 dans cette plage nous donnent accès à des mesures fiables et sûres.

5.3.2 Mode opératoire

Le réacteur est placé initialement dans une configuration critique en neutrons retardés. Les barres BC1 et BC2 sont placées dans une configuration proche de leur configuration habituelle

d'utilisation (BC1=205,22 mm et BC2=71,91 mm), tout en autorisant une marge de manoeuvre suffisante à BC3.

L'expérience d'étalonnage consiste à introduire une longueur déterminée de barre BC3 à partir de la configuration critique stabilisée (phase 1). La divergence est enregistrée puis traitée pour l'obtention de la période asymptotique de divergence (phase 2). Avant déclenchement des seuils de sécurité, la divergence est interrompue par le retrait d'une longueur adéquate de barre BC3 (phase 3). La quantité de barre à retirer doit permettre de placer le coeur dans un état sous-critique. Lorsque la puissance devient inférieure à 30 mW environ, le coeur est remis dans un état critique, toujours à l'aide de la barre BC3. Un temps d'attente nécessaire à la stabilisation de tous les groupes de précurseurs est respecté (phase 4) avant de pouvoir recommencer la séquence. Un temps d'attente de 10 minutes permet une stabilisation à 0,1 % des précurseurs les plus lents.

L'acquisition des divergences est faite au moyen d'un des deux compteurs utilisés pour l'exploitation du réacteur. L'évolution de la population neutronique lors des phases successives décrites dans le paragraphe précédent est représentée sur la figure 5.1. Il est également retranscrit sur cette figure le profil de déplacement de la barre de contrôle autour de sa hauteur critique lors des différentes phases.

Toutes les précautions énoncées dans le paragraphe 3.3 ont été respectées. Les divergences ont été exécutées dans les plages de linéarité des détecteurs employés et un temps d'attente pour l'extinction des modes d'ordres supérieurs a été respecté.

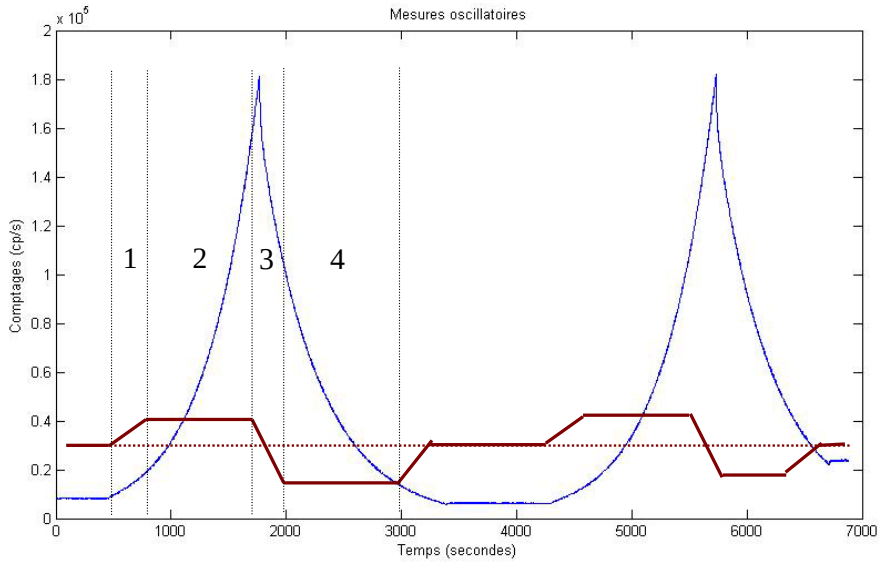


FIGURE 5.1 – **Transitoires observés pour l'étalonnage de la barre BC3 : le profil de déplacement de BC3 est représenté en rouge, l'évolution du taux de comptage correspondant est donné en bleu**

5.3.3 Résultats

Les résultats associés aux divergences effectuées sont compilés dans le tableau 5.11. La courbe d'étalonnage correspondante est représentée sur la figure 5.2, cette dernière est une droite sur la plage de hauteurs interrogées.

Une efficacité différentielle de **1,410 ¢/mm ± 0,001** a été obtenue de cette manière.

Numéro Divergence	ΔBC3 (mm)	Hauteur BC3 (mm)	Periode (s)	Réactivité (¢)
Etat critique	—	119,76	—	0,00
1	5	124,76	151,19	7,07
2	7,5	127,26	91,07	10,61
3	7,5	127,26	90,83	10,63
4	10	129,76	61,80	14,12
5	10	129,76	61,88	14,11
6	12,5	132,26	44,64	17,64
7	12,5	132,26	44,64	17,64
8	15	134,76	33,52	21,16
9	15	134,76	33,36	21,22

TABLE 5.11 – **Divergences observées pour l'étalonnage de BC3**

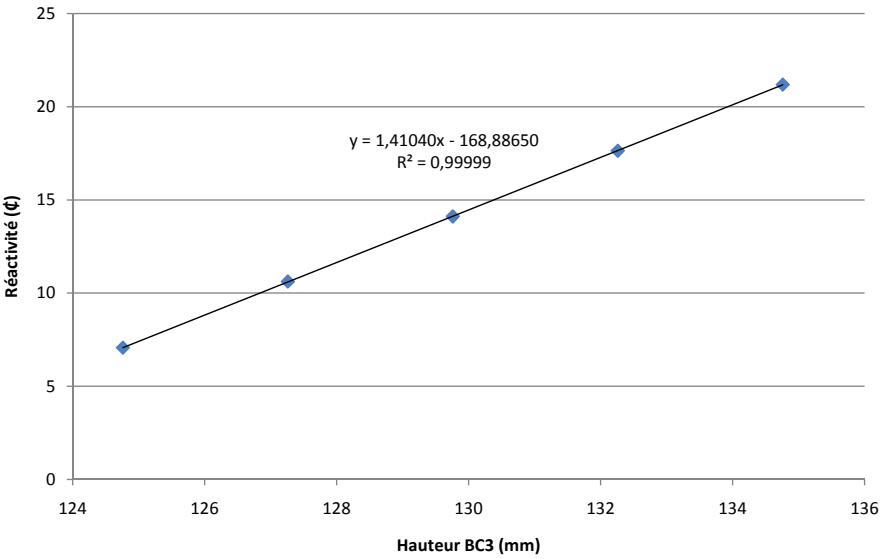


FIGURE 5.2 – **Etalonnage de la barre de contrôle BC3**

5.4 L'efficacité différentielle du bloc de sécurité

Le bloc de sécurité constitue près de la moitié de la masse fissile du réacteur, la réactivité du coeur est donc très sensible à son positionnement. La mesure de sa position verticale par le dispositif télémétrique décrit dans un chapitre précédent (section 4.2) est soumise à une incertitude qu'il convient de propager sur la réactivité de l'assemblage. Pour ce faire, il est nécessaire de déterminer l'efficacité différentielle du bloc de sécurité en ¢.mm^{-1}, définie comme étant l'impact sur la réactivité occasionné par le déplacement du bloc sur une unité de longueur.

Cette efficacité différentielle est en mesure de varier en fonction de la position du bloc de sécurité et de la nature du mouvement qui l'anime. Celle-ci sera par exemple différente selon que le bloc est en mouvement de translation verticale ou dans sa phase d'ajustement au contact du

bloc fixe.

5.4.1 Estimation par calcul

Un calcul de l'efficacité différentielle du bloc a été effectué à partir d'un code de calcul déterministe : PARTISN. Un modèle en deux dimensions du coeur a pour cela été utilisé, chacun des deux blocs étant représenté par un cylindre droit. Les calculs ont consisté à déterminer les réactivités du coeur à partir de calculs critiques indépendants pour différents espacements entre les deux blocs.

Ces calculs s'appliquent ainsi à estimer l'efficacité différentielle du bloc de sécurité lorsque ce dernier est animé d'un mouvement de translation verticale. Les résultats de ces calculs sont reportés dans le tableau 5.12.

Espacement entre les blocs (μm)	Réactivité (pcm)
0	-322,5
20	-331,2
100	-366,1
400	-496,8
500	-540,3

TABLE 5.12 – **Réactivités calculées en fonction de l'espacement entre les deux blocs avec un modèle en deux dimensions du coeur**

Le tracé des réactivités ainsi calculées en fonction de la hauteur du bloc de sécurité montre que ces points s'alignent de manière quasi parfaite. L'efficacité différentielle obtenue de cette manière est donc constante sur cette plage de déplacement et une régression linéaire permet de l'estimer à 66,1 ¢.mm^{-1}.

5.4.2 Mesure expérimentale

Une mesure de l'efficacité différentielle du bloc de sécurité a été entreprise auprès du réacteur CALIBAN sur le principe d'une mesure de substitution. Le réacteur a dans un premier temps été placé dans une configuration stabilisée à l'état critique en neutrons retardés avec le bloc de sécurité positionné à une cote de 70,552 mm (mesurée par télémétrie). Une descente graduelle de ce dernier, par paliers successifs, a ensuite été opérée.

A chaque palier, la diminution de réactivité engendrée par le déplacement du bloc est compensée par la barre de contrôle n°3 (BC3) de sorte à maintenir le réacteur à l'état critique. La garantie du maintien de l'état critique est assurée par un suivi du comptage neutronique à partir des chaînes d'exploitation du réacteur. La valeur de l'efficacité différentielle de la barre BC3, obtenue lors de son étalonnage, permet de traduire l'amplitude de la compensation apportée à chaque palier en unité de réactivité. On obtient de cette manière la variation de réactivité induite pour l'ensemble des déplacements du bloc de sécurité. Les résultats obtenus sont illustrés sur la figure 5.3, on y présente la variation négative cumulée de réactivité en ¢ par rapport à la position initiale de référence (70,552 mm) au cours de la descente graduelle du bloc de sécurité, dont la position est mesurée par le dispositif télémétrique.

Pour les cotes les plus basses, situées dans la partie droite de la courbe, le bloc de sécurité est animé d'un mouvement de translation verticale. Son efficacité différentielle est constante dans ce domaine, ce qui vient corroborer les résultats obtenus par calculs, une régression linéaire des points de la courbe dans ce domaine permet d'évaluer son efficacité différentielle à 56,54 ¢.mm^{-1} en valeur absolue.

Pour les cotes les plus hautes, situées dans la partie gauche de la courbe, le bloc de sécurité est entré en contact avec le bloc fixe et son mouvement ne suit plus une translation verticale. Son efficacité différentielle est variable dans ce domaine, notons que la position mesurée par télémétrie

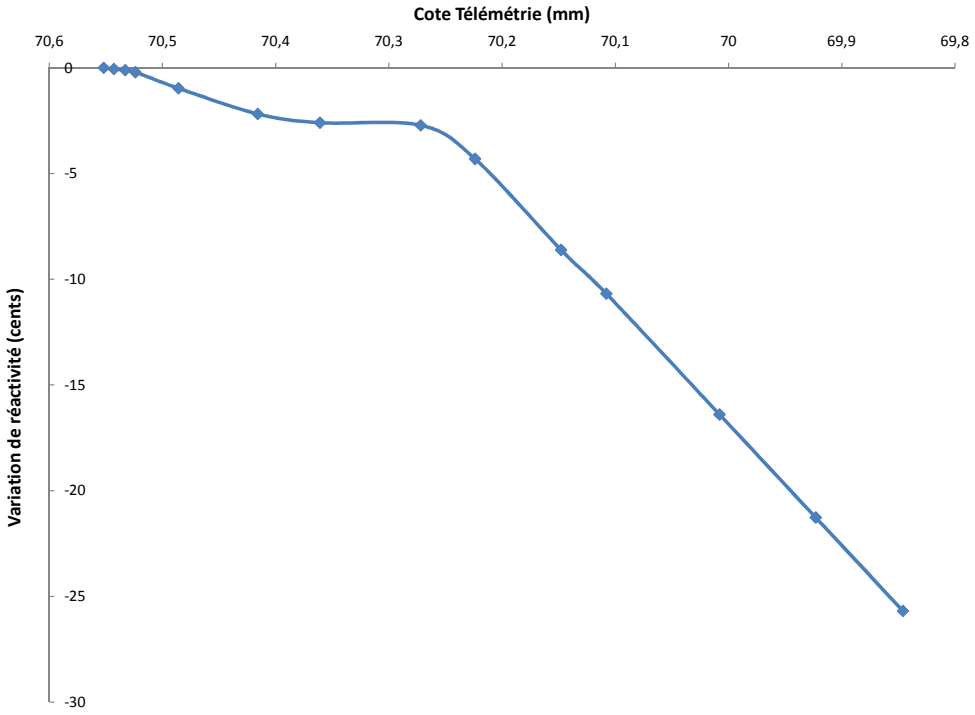


FIGURE 5.3 – **Variation de réactivité lors de la descente graduelle du bloc de sécurité**

n'est plus représentative d'une hauteur mais constitue une traduction du déplacement angulaire de la vis entraînant le mouvement (voir section 4.2).

Dans le cadre d'une expérience standard, le bloc de sécurité est positionné à une valeur de 70,532 mm, laquelle est fixée par les règles d'exploitation de l'installation. Une régression linéaire des points de la courbe situés au voisinage de cette cote de fonctionnement permet de déduire une efficacité différentielle de 5,80 ¢.mm^{-1}. Rappelons que cette efficacité traduit l'impact sur la réactivité du coeur d'un déplacement angulaire de la vis motrice qui n'est aucunement lié à un déplacement vertical du bloc.

5.5 Les effets de température

Maintenir un coeur fissile à température constante est une opération abordable pour peu que les moyens nécessaires soient mis en oeuvre. Bien souvent, et c'est le cas en particulier pour le réacteur CALIBAN, le coeur est tout simplement en équilibre thermique avec son environnement lorsque celui-ci fonctionne à puissance quasi nulle. Au cours d'une expérience de perturbation, laquelle pouvant s'étaler sur une journée complète, des variations significatives de la température au sein du coeur sont observées (jusqu'à 0,7 °C). Il est donc important de pouvoir corriger les mesures par la variation de réactivité consécutive à la variation de température enregistrée.

En conséquence, une mesure des effets de température sur le réacteur CALIBAN a été entreprise. Pour cela, le réacteur a été placé en régime stationnaire à une puissance suffisamment élevée de sorte qu'une élévation de la température du coeur soit observée. L'expérience s'est déroulée en régime sous-critique en neutrons retardés, en présence de la source de démarrage du réacteur. Ce type d'expérience "en palier de puissance" ne peut pas être effectué à l'état critique. En effet, l'éventuelle dilatation du combustible résultante de son échauffement pourrait faire décrocher le bloc de sécurité, lequel est en contact du bloc fixe lors d'une expérience critique. Il est donc

nécessaire de laisser un espace entre les deux blocs, ce qui nous impose un régime de fonctionnement sous-critique en présence de la source extérieure.

L'objectif de la mesure consistait à maintenir le coeur à une puissance constante d'environ 300 W. L'élévation de la température du combustible consécutive à un tel régime de fonctionnement se répercute sur la réactivité du coeur par une diminution progressive de celle-ci. Afin de maintenir cette puissance constante tout au long de l'expérience, une compensation de la diminution de réactivité est alors nécessaire. Cette compensation a été effectuée par l'introduction progressive d'une certaine longueur de la barre de contrôle BC3.

Les éléments mobiles du réacteur ont été placés de manière à ce que la plage d'évolution de BC3 soit incluse dans son domaine d'étalonnage (voir le paragraphe 5.3). La compensation par insertion de BC3 a donc pu être convertie en réactivité à partir des mesures d'étalonnage de cette barre de contrôle.

Le choix de la puissance a été dicté par plusieurs contraintes :

- elle devait être suffisamment élevée pour pouvoir mesurer un effet significatif ;
- elle ne devait pas dépasser la puissance de déclenchement des chaînes de sécurité (1000 W) ;
- la montée en température devait être suffisamment lente pour rendre plus aisée la compensation ;
- enfin, la distribution des fissions devait être la plus proche possible de la distribution fondamentale de manière à pouvoir réutiliser les résultats de l'étalonnage BC3.

La dernière condition impose de placer le réacteur dans une configuration qui soit la plus proche possible de l'état critique en neutrons retardés. En configuration sous-critique avec source, cela revient à maintenir le réacteur à une puissance qui soit la plus élevée possible.

A intervalle régulier, les mesures de température obtenues par les deux thermocouples ainsi que la position de BC3 ont été relevées. Ces données sont compilées dans le graphe 5.4.

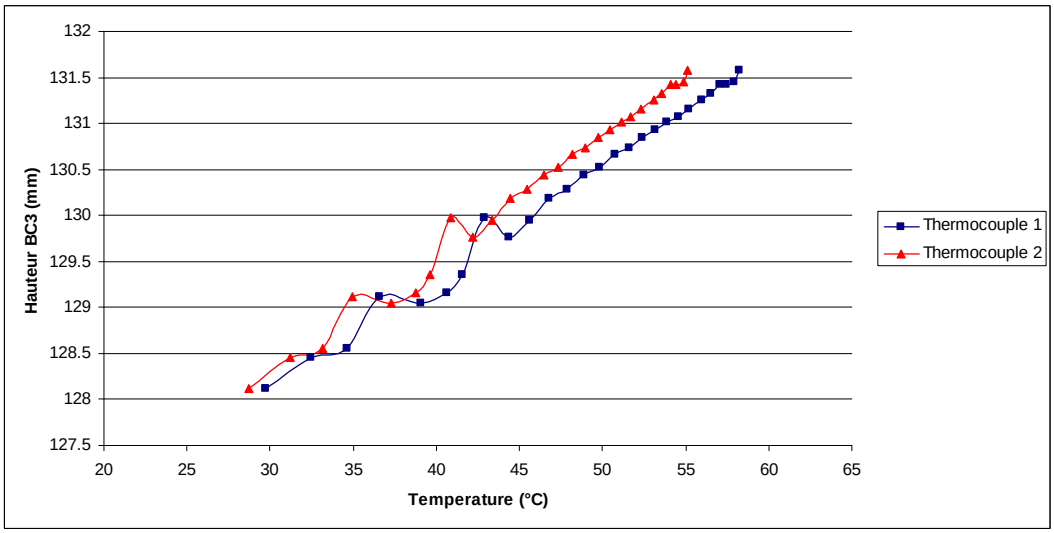


FIGURE 5.4 – **Effets de la température sur la position de la barre de contrôle BC3**

La grandeur mesurée lors de cette expérience est caractéristique de *l'effet de température statique*, intervenant pour des expériences relativement longues vis à vis des temps caractéristiques de la diffusion thermique dans l'alliage. La distribution de température est alors distincte de la distribution de fission au sein de l'alliage. A l'inverse, l'effet de température dynamique intervient pour des expériences brèves (les tirs pulsés par exemple), la distribution de température est alors assimilée à la distribution des fissions.

Le domaine des variations de température a été choisi de manière à ce que l'effet en réactivité soit proportionnel à l'écart de température. L'efficacité différentielle de BC3 étant constante sur cette plage, il est alors possible d'obtenir par régression linéaire un coefficient de température en

¢/°C. Ce coefficient est défini comme étant la variation de réactivité du coeur produite par un échauffement de ce dernier de 1 °C. Les résultats sont reportés dans le tableau 5.13.

Thermocouple 1	Thermocouple 2
0,12 mm/°C	0,13 mm/°C
-0,17 ¢/°C	-0,18 ¢/°C

TABLE 5.13 – **Effets de températures mesurés avec les deux thermocouples**

5.6 Les paramètres cinétiques

Les paramètres cinétiques sont d'une importance primordiale pour l'exécution des mesures de type "dynamique" en physique des réacteurs. Ces dernières intègrent en particulier les mesures de période asymptotique et les expériences de type "rod-drop" ou "source-jerk" pour la détermination de la réactivité.

Les paramètres cinétiques d'importance dans le cadre de ce travail sont au nombre de deux :
- la fraction effective de neutrons retardés β_{eff},
- le temps de vie effectif des neutrons τ.

Ces paramètres sont désormais accessibles par le biais des codes de calcul neutronique. Toutefois, il est nécessaire de garder à l'esprit que l'implémentation de leurs estimateurs est relativement récente. En outre, leur calcul est fortement dépendant de données parfois mal connues. La fraction de neutrons retardés est par exemple significativement influencée par le spectre d'émission des neutrons retardés, celui-ci pouvant induire de grandes disparités d'importance au sein des populations retardées.

Il sera présenté dans ce paragraphe une estimation de ces paramètres cinétiques effectuée à partir d'expériences de bruit neutronique.

5.6.1 Index des notations

La table 5.14 regroupe l'ensemble des notations qui seront utilisées dans cette section.

5.6.2 La mesure des grandeurs cinétiques

Introduction

Le rapport $-\beta_{\text{eff}}/\tau$ est une grandeur à la mesure relativement aisée. Ce rapport est en effet égal à la constante de décroissance des neutrons prompts à la criticité retardée. Laquelle est directement accessible par une mesure de bruit neutronique, qu'elle soit de type Rossi-α ou Feynman-α. Il suffit donc en général de connaître l'une des deux valeurs β_{eff} ou τ pour avoir accès à la seconde.

Un certain nombre de techniques ont été développées pour la mesure de β_{eff}, un inventaire succinct de ces méthodes est présenté ci-après. Le lecteur est invité à consulter les références associées pour en obtenir des descriptions plus détaillées.
- Les méthodes semi-empiriques [64] s'appuient sur la comparaison entre la mesure en dollars et le calcul numérique en pcm de l'impact en réactivité d'une perturbation bien caractérisée. La précision de ces méthodes dépend fortement de la bonne connaissance des données nucléaires utilisées pour le calcul.
- Les méthodes de substitution [63, 69, 70] consistent à effectuer une mesure de remplacement en tout point du réacteur avec un matériau bien connu. Les techniques d'empoisonnement neutronique font notamment partie de cette catégorie [70].
- La méthode de Mihalzco [67] est une méthode de bruit neutronique. Celle-ci nécessite l'utilisation d'une source instrumentée, elle est pour cela parfois difficile à mettre en oeuvre.
- Les méthodes de Spriggs [[72], [73], [51]] s'appuient quant à elles sur des mesures de bruit neutronique de type Rossi-α.

β_{eff}	Proportion effective de neutrons retardés
τ	Temps de vie effectif des neutrons
α	Constante de décroissance des neutrons prompts
α_{dc}	Constante de décroissance des neutrons prompts à la criticité retardée
k_{eff}	Facteur de multiplication effectif
k_p	Facteur de multiplication prompt
$\overline{\nu}$	Nombre moyen de neutrons prompts émis par fission
Γ	Facteur de Diven
ϵ_c	Efficacité de détection exprimée en coups par neutron présent dans le coeur
$\chi(E)$	Spectre de fission du combustible
$I(\vec{r})$	Fonction d'importance pour les neutrons de fission au point r $I(\vec{r}) = \int_E \chi(E)\,\phi^+(\vec{r},E)\,\mathrm{d}E$
$\chi_s(E)$	Spectre d'émission de la source
$I_s(\vec{r})$	Fonction d'importance pour les neutrons source au point r $I_s(\vec{r}) = \int_E \chi_s(E)\,\phi^+(\vec{r},E)\,\mathrm{d}E$
$f(\vec{r})$	Taux de fission au point r
$s(\vec{r})$	Distribution spatiale de la source
S_{ext}	Intensité de la source neutronique externe
N	Nombre de Nelson
$\rho_{\$}$	Réactivité en dollars

TABLE 5.14 – **Index des notations**

C'est l'une des méthodes de Spriggs, la méthode du nombre de Nelson, qui a été choisie pour la mesure de la proportion effective de neutrons retardés du réacteur CALIBAN. Cette méthode repose sur des mesures Rossi-α en configuration sous-critique (en neutrons retardés). Etant donné la faible intensité de la source intrinsèque de CALIBAN, une source neutronique externe a été nécessaire à la conduite de ces expériences. L'intégralité des éléments de cette section est décrite de manière plus détaillée dans les références [71] et [84].

Les Mesures Rossi-α sous-critiques

Les mesures de bruit neutronique sont des méthodes non perturbatives basées sur l'analyse des fluctuations intrinsèques de la population neutronique au sein d'un massif fissile sous-critique en neutrons prompts. Ces fluctuations sont produites par les chaînes promptes qui apparaissent "par bouffées" et dont la décroissance, extrêmement rapide, est caractérisée par la constante de décroissance des neutrons prompts α.

$$\alpha = \frac{k_p - 1}{\tau} \tag{5.4}$$

La méthode Rossi-α consiste à mesurer le taux de comptage neutronique $R(t)$ à un instant t après détection d'un premier neutron à l'instant 0. Dans le cas d'une mesure sous-critique, l'expression de ce taux de comptage sous l'hypothèse de prédominance du mode fondamental s'écrit [84] :

$$R(t) = Ae^{\alpha t} + C \tag{5.5}$$

Ce taux de comptage apparaît comme la somme de deux contributions suivant que le neutron détecté à l'instant t fait partie de la même chaîne de fission que le neutron originel ou non. Ces deux contributions se déclinent comme suit :

- Le taux de comptage moyen C produit par les neutrons qui ne font pas partie de la même chaîne de fission que le neutron originel. C'est la partie décorrélée du taux de comptage R.
- La seconde contribution $Ae^{\alpha t}$ est induite par les neutrons qui font partie de la même chaîne de fission que le neutron originel. C'est la partie corrélée, caractérisée par l'amplitude de corrélation A et qui décroît selon la constante α.

Un exemple de courbe de Rossi-α est présenté sur la figure 5.5. Les données y apparaissant sont issues d'une campagne de mesures sous-critiques effectuée à une réactivité d'environ -10 ¢.

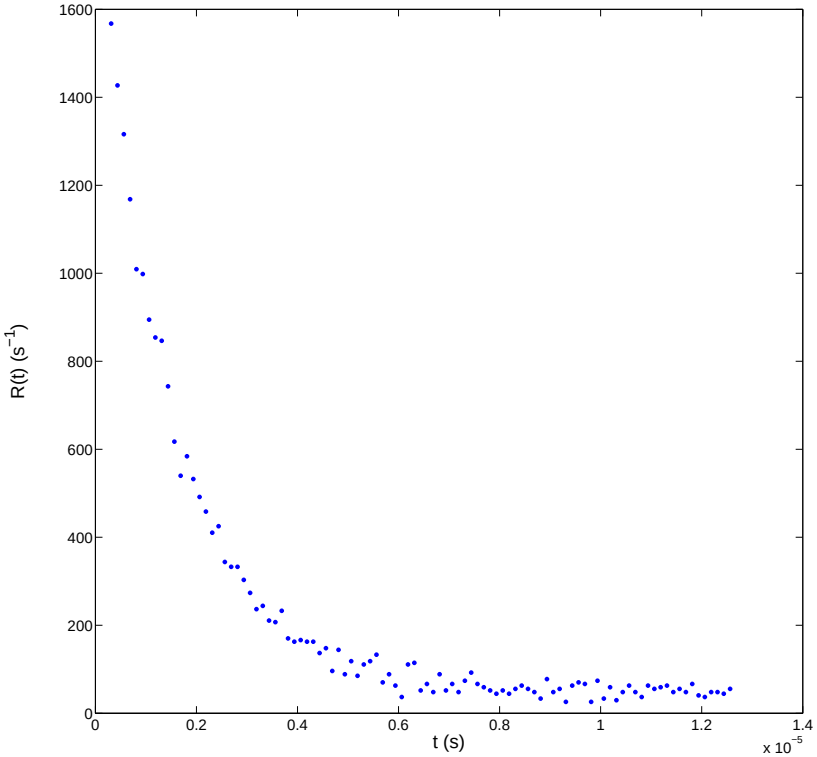


FIGURE 5.5 – **Exemple d'une courbe Rossi-α ($\rho_\$ = -9.79$ ¢)**

L'étude des corrélations s'effectue dans le cadre plus général de la neutronique aléatoire. L'expression du terme corrélé à partir des moments d'ordre un et deux de la probabilité de comptage, solution d'une équation de Kolmogorov adjointe, permet d'obtenir une expression pour l'amplitude de corrélation. Cette expression fait intervenir le facteur de Diven Γ, qui est une mesure de la largeur de la distribution du nombre de neutrons prompts engendrés par fission. Cette dispersion s'exprime à partir du moment d'ordre deux de la distribution en question.

$$A = \epsilon_c \frac{\Gamma\,\overline{\nu}}{2\tau} \frac{k_p}{1-k_p}\, g_0 \tag{5.6}$$

$$\Gamma = \frac{\overline{\nu(\nu-1)}}{\overline{\nu}^2} \tag{5.7}$$

g_0 est un facteur de correction spatiale qui prend en compte la variance de la distribution spatiale de la fonction d'importance. Pour un réacteur au voisinage de la criticité retardée, son expression est donnée à partir du taux de fission f et de la distribution de l'importance [72, 84].

$$g_0 = \frac{\int\limits_{\text{réacteur}} f(\vec{r})\,\mathrm{d}\vec{r} \int\limits_{\text{réacteur}} f(\vec{r}) I^2(\vec{r})\,\mathrm{d}\vec{r}}{\left[\int\limits_{\text{réacteur}} f(\vec{r}) I(\vec{r})\,\mathrm{d}\vec{r}\right]^2} \tag{5.8}$$

Le comptage décorrélé s'exprime quant à lui à partir de la multiplication de la source neutronique utilisée pour l'expérience :

$$C = \epsilon_c \frac{g^* S_{\text{ext}}}{1-k_{\text{eff}}} \tag{5.9}$$

g^* est un facteur tenant compte de la distribution spatiale $s(\vec{r})$ et énergétique χ_s de la source d'intensité S [51, 84] :

$$g^* = \frac{\int\limits_{\text{réacteur}} s(\vec{r}) I_s(\vec{r})\,\mathrm{d}\vec{r} \int\limits_{\text{réacteur}} f(\vec{r})\,\mathrm{d}\vec{r}}{\int\limits_{\text{réacteur}} f(\vec{r}) I(\vec{r})\,\mathrm{d}\vec{r} \int\limits_{\text{réacteur}} s(\vec{r})\,\mathrm{d}\vec{r}} \tag{5.10}$$

Le rapport g^* peut être interprété comme le ratio entre l'importance moyenne d'un neutron de la source et l'importance moyenne d'un neutron de fission.

La courbe donnant R en fonction de t est construite à partir de la mesure de l'intervalle de temps séparant la détection de deux neutrons consécutifs. Un ajustement de cette courbe nous permet ensuite d'obtenir le triplet de paramètres (C, A, α) correspondant à l'expérience sous-critique.

La méthode du nombre de Nelson

La méthode du nombre de Nelson s'appuie sur la détermination d'un nombre adimensionné, appelé nombre de Nelson :

$$N = -\frac{2g^* S_{\text{ext}}}{g_0 \overline{\nu} \Gamma} \frac{A}{\alpha C} \tag{5.11}$$

La proportion β_{eff} est obtenue à partir de ce nombre par l'équation suivante :

$$\beta_{\text{eff}} = \frac{-\rho_{\$}}{N\left(1-\rho_{\$}\right)^2 - \rho_{\$}} \tag{5.12}$$

Le temps de vie effectif des neutrons τ est calculé à partir de β_{eff} et de la constante de décroissance des neutrons prompts à la criticité retardée α_{dc} :

$$\tau = -\frac{\beta_{\text{eff}}}{\alpha_{\text{dc}}} \tag{5.13}$$

Une mesure de bruit neutronique effectuée à l'état critique en neutrons retardés a permis de mesurer α_{dc} :

$$\alpha_{\text{dc}} = -6,40 \times 10^5\ s^{-1}\ \pm 1,6\%$$

Présentation des résultats

Les résultats obtenus à partir de deux campagnes d'expériences sous-critiques sont compilés dans les tableaux 5.15 et 5.16, les grandeurs cinétiques qui en sont déduites sont présentées sur le tableau 5.17. La figure 5.6 représente l'ajustement de la courbe de Nelson sur les deux points expérimentaux.

	C (s^{-1})	A (s^{-1})	σ_A/A	α (s^{-1})	σ_α/α
Jour 1	43,81	1621,57	9,2 %	-617822	6,7 %
Jour 2	42,46	1580,96	6,5 %	-611820	4,7 %
Jour 3	44,33	1997,10	10,1 %	-733929	6,2 %
Jour 4	46,96	1969,53	9,5 %	-749915	5,6 %
Ensemble (18 fichiers)	43,92	1766,85	3,0 %	-663281	2,0 %

TABLE 5.15 – **Résultats de la première campagne de mesures sous-critiques**

	C (s^{-1})	A (s^{-1})	σ_A/A	α (s^{-1})	σ_α/α
Jour 1	101,65	1842,27	5,8 %	-646071	4,0 %
Jour 2	104,07	1867,68	5,6 %	-655479	3,8 %
Ensemble (19 fichiers)	102,23	1859,29	4,5 %	-649807	3,2 %

TABLE 5.16 – **Résultats de la seconde campagne de mesures sous-critiques**

	$1^{\text{ère}}$ Campagne	$2^{\text{ème}}$ Campagne	Ajustement
$\rho_\$$ (¢)	$-9,79 \pm 1\%$	$-4,17 \pm 1\%$	—
N	$12,57 \pm 6,5\%$	$5,80 \pm 7,8\%$	—
β_{eff} (pcm)	$642 \pm 7,3\%$	$658 \pm 8\%$	$645 \pm 7,1\%$
τ (ns)	$10,0 \pm 7,5\%$	$10,3 \pm 8,2\%$	$10,1 \pm 7.3\%$

TABLE 5.17 – **Mesures des grandeurs cinétiques**

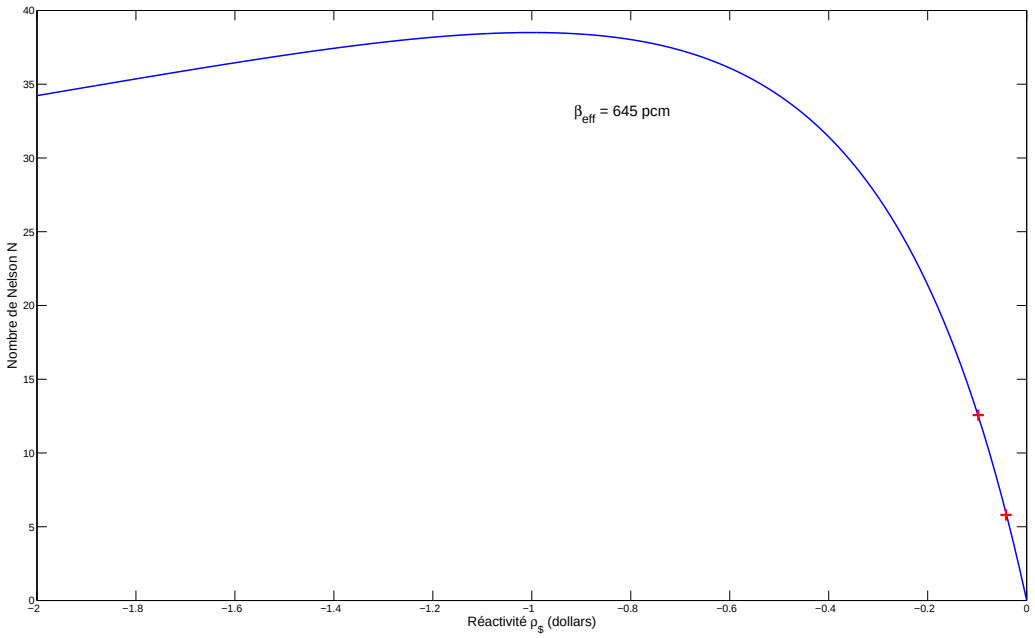


FIGURE 5.6 – **Ajustement de la courbe de Nelson sur les deux mesures**

5.7 Description de la chute de la barre de contrôle BC3

Les expériences de chute de barre de contrôle (ou "rod drop") permettent de mesurer de manière relativement efficace la réactivité retirée à l'assemblage suite au retrait d'un élément fissile du coeur. En l'absence d'informations plus précises sur la perturbation engendrée par ce déplacement, il est généralement supposé que ce retrait s'effectue de manière instantanée. Malheureusement, cette approximation est bien souvent à l'origine d'un biais significatif sur la grandeur recherchée.

Afin de pouvoir interpréter correctement de telles expériences, il est souhaitable d'avoir une estimation de la durée de chute de la barre. Dans le cas d'une analyse par ajustement des comptages, la sensibilité de ce temps de chute sur le résultat est peu importante. Il n'est donc pas nécessaire d'avoir une grande précision sur cette mesure. En revanche, une description cohérente de la perturbation caractérisée par le temps de chute, le profil de variation de la réactivité et

l'instant de début de chute permet d'obtenir un ajustement de meilleure qualité en fournissant une meilleure restitution des premiers instants du transitoire (cf paragraphe 3.5).

Suite à la commande d'éjection de la barre de contrôle, celle-ci est désolidarisée de l'écrou d'entraînement par une coupure de l'alimentation de l'électroaimant. La barre chute alors sous l'action de la pesanteur, un amortisseur assure le freinage en fin de course. Un calcul du temps de chute à partir des équations de la chute libre n'est pas envisageable en raison de la phase d'amortissement difficile à modéliser.

Un étalonnage de l'efficacité intégrale de la barre de contrôle a été effectué par le passé via des mesures de divergences [59], le profil obtenu est présenté sur la figure 5.7. Un profil en fonction

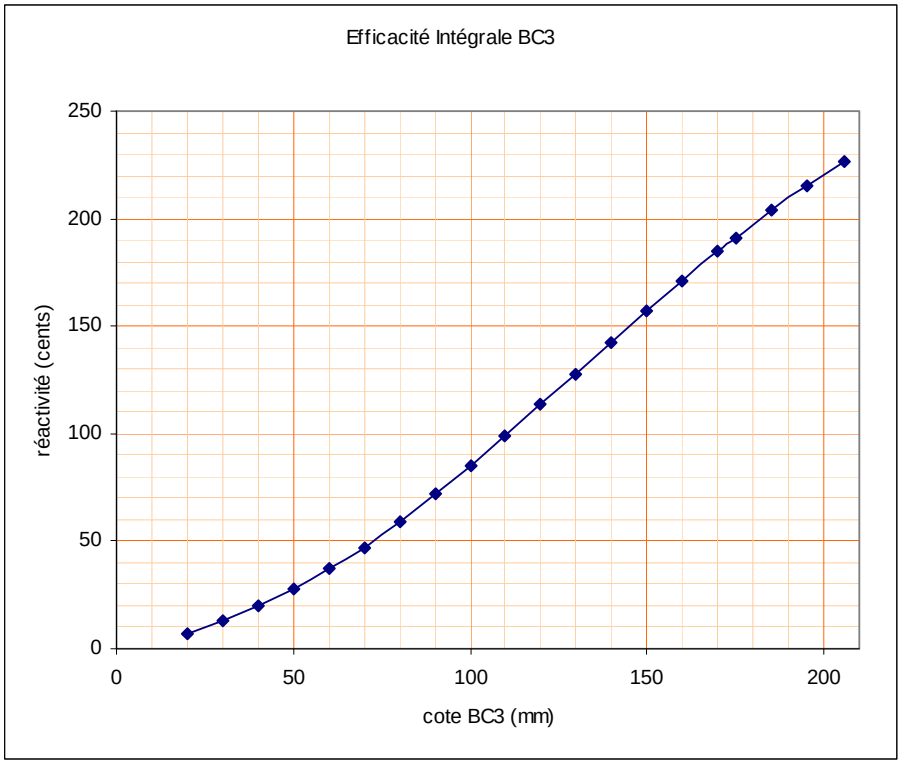


FIGURE 5.7 – **Efficacité intégrale de la barre de contrôle BC3 [59]**

cosinus (équation 5.14) a été choisi pour modéliser la variation temporelle de réactivité dans le cas d'une chute de la barre à partir d'une position à mi-hauteur du coeur. Ce choix a l'avantage de simplifier et d'écourter la routine d'optimisation pour laquelle la réactivité finale sera le paramètre à ajuster. En notant :

- l'instant de début de chute : $t = 0$;
- la durée de la chute : t_{chute} ;
- la réactivité initiale : $\rho = 0$;
- et la réactivité finale : $\rho = \rho_f$;

il vient :

$$\begin{cases} \rho(t) = \dfrac{\rho_f}{2}\left(1 - \cos\left(\pi \dfrac{t}{t_{\text{chute}}}\right)\right) & \text{si} \quad 0 \leq t \leq t_{\text{chute}} \\ \rho(t) = \rho_f & \text{si} \quad t \geq t_{\text{chute}} \end{cases} \tag{5.14}$$

Une comparaison entre les profils de variation de la réactivité (expérimental et cosinus) est présenté sur la figure 5.8. Le passage à l'échelle temporelle a été effectué à partir des équations de la

chute libre, l'erreur introduite par cette approximation n'est pas significative pour la comparaison entre les deux profils.

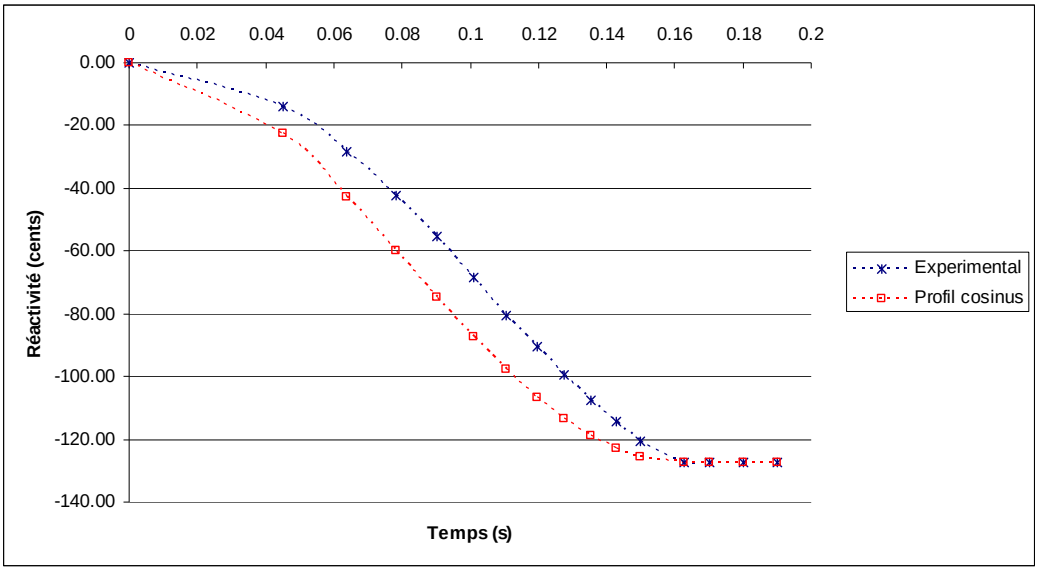


FIGURE 5.8 – **Comparaison entre les deux profils de variation de la réactivité lors de la chute de BC3**

Ce modèle simple permet globalement de bien reproduire la réalité pour les applications qui nous intéressent ici. Il sera donc conservé pour l'ensemble des expériences de type "rod drop" effectuées au cours de ce travail.

Une expérience de chute de barre a été effectuée pour en déduire par ajustement la durée de la chute qu'il convient d'adopter. Le transitoire a été enregistré à partir d'un détecteur BF_3 par le suivi du comptage sur un pas de temps de 10 ms. La figure 5.9 présente les données expérimentales avec les résultats simulés pour trois durées de chute différentes.

Cette étude a été effectuée en utilisant comme réactivité finale ρ_f la valeur obtenue par "rod drop" avec une durée de chute approximative de 160 ms. Cette valeur approchée a été calculée avec le modèle de chute libre (sans amortissement). Le meilleur ajustement a été obtenu pour un temps de chute de **170 ms**, la précision de cette valeur est estimée à $\pm 10\%$. Le transitoire simulé correspondant à cette durée de chute est représenté sur la figure 5.10 avec les données expérimentales.

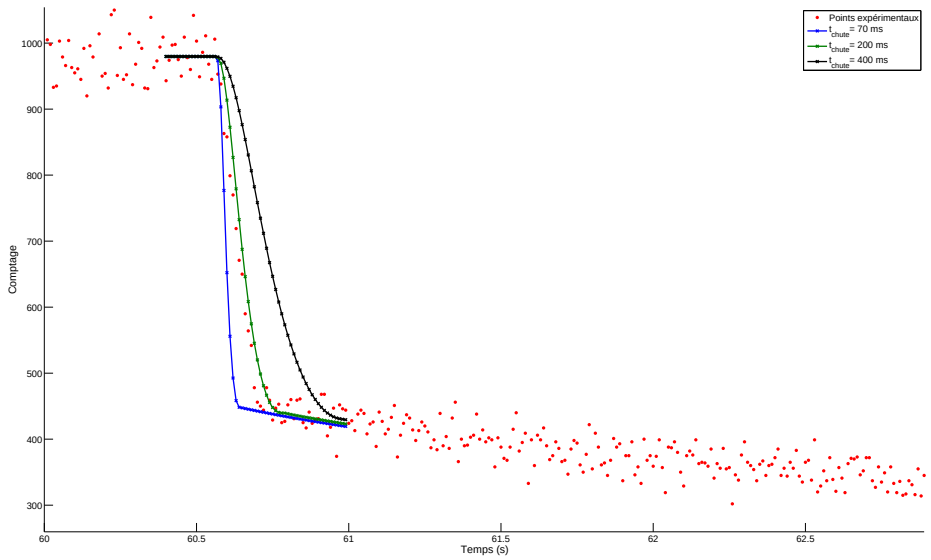


FIGURE 5.9 – **Comparaison entre l'expérience et les transitoires simulés pour trois durées de chute : 70, 200 et 400 ms**

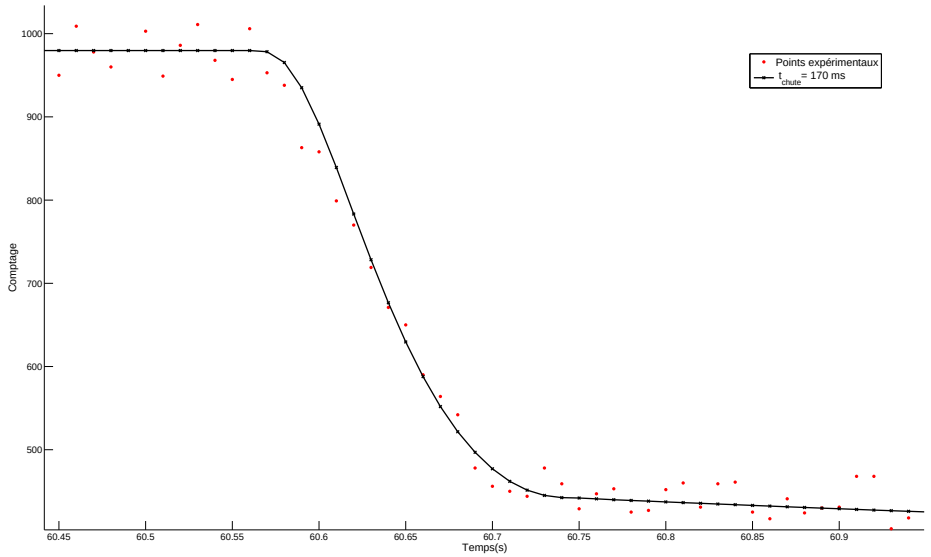


FIGURE 5.10 – **Ajustement modèle-expérience du transitoire**

Chapitre 6

Présentation des expériences et résultats obtenus

Sommaire

6.1 Introduction **138**
6.2 Définition de l'impact en réactivité **138**
6.3 Présentation des expériences **138**
6.3.1 La définition du coeur de référence 139
6.3.2 Positionnement de l'échantillon à l'intérieur de la cavité centrale 139
6.3.3 Variation de la hauteur critique d'une barre de contrôle 142
6.3.4 Mesure de l'impact en réactivité dans un coeur légèrement surcritique . 144
6.4 Traitement des incertitudes et correction des biais **145**
6.4.1 Les variations de température 145
6.4.2 Les incertitudes dans le positionnement du bloc de sécurité 146
6.4.3 Les incertitudes dans le positionnement des barres de contrôle 147
6.4.4 Les incertitudes dans le positionnement de l'échantillon 147
6.5 Présentation et discussion des résultats **148**
6.5.1 Les échantillons d'or 149
6.5.2 Les échantillons de lutécium 150
6.5.3 L'échantillon de plutonium 239 151
6.5.4 L'échantillon d'uranium appauvri 153
6.5.5 Discussion des résultats 154

6.1 Introduction

Ce chapitre a pour vocation de présenter les mesures d'impacts en réactivité effectuées au cours de ce travail de thèse, avec leurs incertitudes associées.

Dans un premier temps, nous tenterons de donner une définition rigoureuse à la notion d'impact en réactivité associé à un échantillon. Cette définition, qui ne se veut aucunement universelle, est du moins celle qui a été adoptée au cours de ce travail.

Nous décrirons dans un second temps les diverses expériences qui ont été réalisées. Cette description passera par une présentation des protocoles expérimentaux appliqués, le déroulement concret d'une expérience sera ainsi exposé d'une manière pragmatique tout en mettant en lumière les incertitudes et les biais susceptibles d'en découler.

Nous nous attacherons dans un troisième temps à exposer la manière avec laquelle les erreurs ont été traitées. Premièrement, il sera fait mention des incertitudes et des biais susceptibles d'intervenir pour chacune des méthodes expérimentales précédemment décrites. L'estimation des incertitudes et la correction des biais seront ensuite présentées pour celles qui sont accessibles.

Enfin, nous présenterons dans une dernière section l'ensemble des résultats obtenus pour chaque échantillon de matériau mis en oeuvre dans les expériences.

6.2 Définition de l'impact en réactivité

L'impact en réactivité d'un échantillon de matériau se définit comme étant la variation de réactivité induite par l'insertion de cet échantillon au sein d'un coeur de référence.

La définition de cette notion est donc intimement liée à la configuration du coeur choisie comme référence. Elle englobe en particulier :

- les caractéristiques du coeur de référence :
  - la composition des matériaux le constituant et les données nucléaires associées ;
  - sa géométrie ;
  - sa réactivité et le spectre neutronique en son sein, qui découlent directement des deux points précédents ;
- les caractéristiques de l'échantillon :
  - sa composition ;
  - les données nucléaires associées ;
  - sa géométrie ;
- l'emplacement de l'échantillon au sein du coeur de référence.

On englobe sous le terme "coeur de référence" tous les éléments susceptibles d'agir sur le flux neutronique délivré à l'emplacement de l'échantillon. Dans le cas du réacteur CALIBAN, la frontière du coeur ne se borne pas au combustible du réacteur mais à tous les éléments situés dans son voisinage et en mesure de modifier le flux neutronique en son sein. Le coeur délimite ainsi un domaine qui doit être intégralement découplé d'un point de vue neutronique du monde se trouvant à l'extérieur de ses frontières.

Dans le cadre des expériences effectuées auprès de CALIBAN, la réactivité du coeur de référence a été choisie au voisinage de l'état critique en neutrons retardés (dans un intervalle de $\pm$ 100 pcm). Cette plage de réactivité restreinte pour le coeur de référence apporte l'assurance d'avoir un impact en réactivité constant pour chaque échantillon étudié, quel que soit le type d'expérience exécuté.

6.3 Présentation des expériences

Les expériences exécutées en vue de mesurer l'impact en réactivité d'un échantillon sont de natures diverses. Elles mettent systématiquement en oeuvre une ou plusieurs techniques décrites dans le chapitre 3. Ces expériences sont exposées dans les paragraphes suivants, elles seront accompagnées de quelques informations pratiques quant au déroulement des expériences.

La mesure de l'impact en réactivité d'un échantillon passe systématiquement par l'exécution de deux phases distinctes :

1. une première qui fait intervenir le réacteur dans son état de référence (établissement du "coeur de référence") ;
2. une seconde qui fait intervenir le réacteur dans son état perturbé.

L'impact en réactivité s'acquiert par la comparaison d'une observable mesurée entre les deux phases précédemment décrites, cette grandeur physique peut être de différentes natures en fonction du type d'expérience exécuté :

- la position d'un élément de contrôle à l'état critique ;
- une grandeur caractéristique de la cinétique d'évolution de la population de neutrons : période asymptotique, constante de décroissance des neutrons prompts α ;
- un taux de comptages neutronique à l'état stationnaire.

Notons qu'il est impossible d'accéder directement à l'impact en réactivité d'un échantillon. L'estimation de cette grandeur passe systématiquement par la détermination de quantités intermédiaires qu'il est nécessaire de traduire dans un second temps en terme de réactivité.

6.3.1 La définition du coeur de référence

Selon la nature des matériaux mis en oeuvre, l'échantillon peut être confiné à l'intérieur d'un conteneur métallique. C'est le cas par exemple des matériaux présentant une menace de contamination radiologique tel que le plutonium 239.

L'échantillon, éventuellement confiné, est placé dans un porte-échantillon en aluminium fixé à une perche situé au-dessus du réacteur.

Ces éléments, porte-échantillon et/ou conteneur associés à l'échantillon de matériau, ont un impact significatif sur la réactivité du coeur. Cette contribution, mesurée en sus de l'impact en réactivité de l'échantillon, n'est pas une information utile dans la mesure où la finalité de ces expériences est l'acquisition de données caractéristiques de l'échantillon.

Par conséquent, il est nécessaire dans la mesure du possible de restreindre la perturbation à l'échantillon de matériau seul. Cela est appliqué en pratique en incluant le porte-échantillon dans le coeur de référence. Dans le cas des échantillons confinés dans un conteneur dont on possède une réplique, l'ajout du conteneur vide au coeur de référence permet également de minimiser la contribution de ce dernier.

Si l'on ne possède aucune réplique du conteneur, la mesure de perturbation portera alors sur l'échantillon de matériau assorti de son conteneur. Ce dernier devra nécessairement être pris en compte dans l'interprétation de l'expérience.

Il se peut que l'isotope intéressant l'expérience soit inclus au sein d'une matrice métallique. L'utilisation d'un échantillon ne contenant que la matrice sans l'isotope d'intérêt dans le coeur de référence permet de manière tout à fait similaire de se soustraire de l'impact en réactivité de la matrice.

On présente sur la figure 6.1 les deux configurations de coeur, de référence et perturbée. Le porte-échantillon est matérialisé en noir, le conteneur en vert et l'échantillon étudié en jaune.

6.3.2 Positionnement de l'échantillon à l'intérieur de la cavité centrale

La plupart des échantillons étudiés sont de géométrie cylindrique, certains sont constitués de copeaux ou d'éléments de géométrie quelconque, ces derniers sont toutefois agencés à l'intérieur de conteneurs cylindriques de manière à simplifier l'interprétation des expériences associées. On considèrera alors ces échantillons comme étant cylindriques, leur géométrie étant contrainte par la surface interne de leur conteneur. Les incertitudes liées à cette approximation seront prises en compte et discutées lors de la présentation des calculs associés (section 9.5).

Les échantillons ont un diamètre compris entre 10 et 15 mm, leur hauteur varie entre 10 et 50 mm.

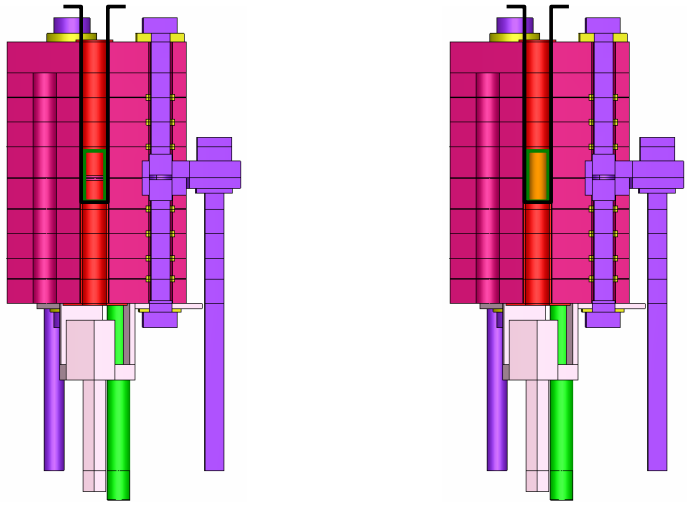


FIGURE 6.1 – **Coeur de référence (à gauche) avec le conteneur vide et coeur perturbé (à droite) en présence de l'échantillon**

Présentation du dispositif

Les échantillons étudiés sont insérés dans un porte échantillon en aluminium qui a été spécialement conçu et fabriqué pour les besoins de ces expériences. Ce dernier est vissé à une perche située dans l'axe longitudinal au-dessus du réacteur, cette dernière pouvant coulisser verticalement afin de permettre le réglage de la hauteur du porte-échantillon pendant les opérations en cellule. Lors de la montée de la plateforme supportant le réacteur, celui-ci vient se placer autour du porte-échantillon. On présente sur la figure 6.2 une photo prise pendant l'insertion d'un échantillon d'or dans le porte-échantillon.

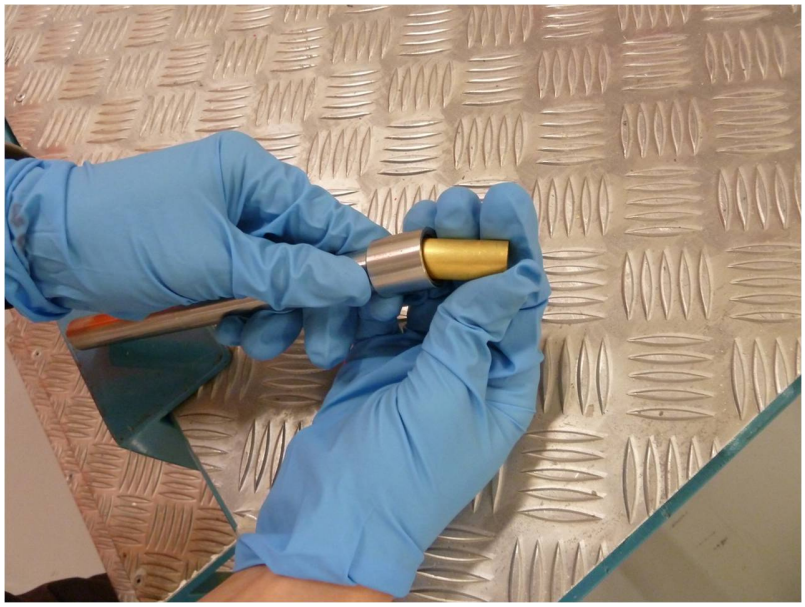


FIGURE 6.2 – **Insertion d'un échantillon d'or dans le porte-échantillon**

Lorsque la plateforme réacteur est en position haute, on procède au réglage de la hauteur de l'ensemble perche + porte-échantillon. Ce dernier est positionné de manière à ce que l'échantillon qui y est contenu soit situé au centre géométrique du coeur, le long de son axe longitudinal et centré autour du plan médian. La mesure de son positionnement s'effectue avec un réglet ou un pied à coulisse par à rapport à la surface supérieure du capot entourant le coeur, la figure 6.3 en donne une illustration. Les dimensions de ce dernier ainsi que sa position par rapport au coeur ont été déterminés avec soin et sont reportés dans la description du benchmark du réacteur CALIBAN [56]. La position verticale de l'ensemble perche + porte-échantillon est ajustée au début d'une campagne de mesures dédiée à un matériau, cette position est maintenue pendant toute la durée de la campagne. On estime à ± 1 mm la précision de la mesure du positionnement vertical de l'échantillon vis à vis du plan médian, cette incertitude sera prise en compte lors de la restitution des expériences par le calcul (section 9.5).

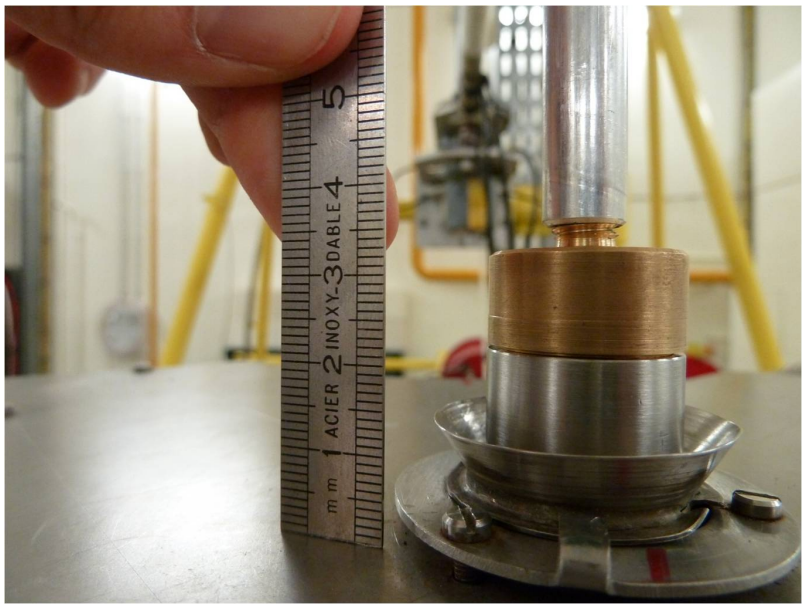


FIGURE 6.3 – **Mesure du positionnement de l'échantillon**

Mise en oeuvre pratique et incertitudes associées

A l'heure actuelle, le réacteur CALIBAN souffre de l'absence d'un dispositif de rentrée automatique des échantillons, dispositif qui permettrait d'insérer des échantillons directement après la détermination de l'état critique du coeur de référence. En conséquence, il est nécessaire de mettre en place manuellement l'échantillon étudié à l'intérieur du réacteur. Cette opération nécessite naturellement l'arrêt complet du réacteur et le désassemblage total des éléments mobiles le constituant. En outre, le réacteur doit être rentré dans sa fosse afin de pouvoir accéder librement au porte-échantillon.

La mise en place de l'échantillon s'effectue successivement par le démontage du porte-échantillon, l'insertion de l'échantillon à l'intérieur de celui-ci et enfin par le remontage manuel de ce dernier.

Une fois le porte-échantillon remonté, on procède à la montée de la plateforme supportant le réacteur. A la fin de cette manoeuvre, le coeur est placé dans sa configuration d'exploitation en présence du porte-échantillon situé à l'intérieur de sa cavité centrale. L'ensemble de ces opérations en cellule est susceptible d'engendrer des incertitudes sur la mesure, lesquelles pouvant provenir de deux origines :

- le mauvais repositionnement du porte-échantillon entre les deux phases de l'expérience,
- le mauvais repositionnement de la plateforme supportant le coeur suite à la phase de montée.

Ces deux éléments impactent le positionnement relatif de l'échantillon par rapport au coeur. Ils peuvent en outre produire une variation non désirée de la géométrie du coeur de référence entre les deux phases si, par exemple, la position relative du porte-échantillon vis à vis du coeur venait à être modifiée. En raison du faible rapport entre les grandeurs du coeur et de certains échantillons, et compte-tenu de la sensibilité de certains d'entre eux, ces variations sont susceptibles d'entâcher significativement les mesures effectuées.

En conséquence, un soin tout particulier doit être apporté lors de ces opérations pour que la position relative du porte-échantillon vis à vis du coeur soit d'une part inchangée et d'autre part à sa valeur attendue lors des deux phases de l'expérience.

Il est donc nécessaire de s'assurer du bon respect de cette condition en procédant à un ensemble de mesures avant et après manipulation de ces dispositifs. La hauteur de la plateforme supportrice peut être contrôlée au millimètre près par télémétrie. La hauteur relative du porte-échantillon par rapport au coeur s'obtient quant à elle à partir d'une mesure au réglet comme expliqué dans un paragraphe précédent.

Par ailleurs, le réacteur doit nécessairement être mis à l'arrêt lors de ces opérations. En conséquence, la séquence d'assemblage des éléments constituant le coeur doit être répétée au début de la seconde phase en présence de l'échantillon. Il est nécessaire de repositionner l'ensemble de ces éléments mobiles dans la même configuration que celle adoptée pour le coeur de référence, sans quoi l'impact en réactivité des écarts de positionnement de ces derniers apportera un biais à la mesure.

Ce biais peut potentiellement être très important compte-tenu de la masse de matériau fissile constituant ces éléments. Le bloc de sécurité est à ce titre l'élément le plus sensible dans la mesure où celui-ci constitue près de la moitié de la masse du coeur.

Nous avons mis évidence la présence d'incertitudes dans le positionnement de ces éléments au cours du chapitre 4. La propagation de ces dernières sur la mesure de l'impact en réactivité d'un échantillon doit donc nécessairement être prise en compte, nous détaillerons dans une section ultérieure (section 6.4) la manière dont elles ont été traitées.

6.3.3 Variation de la hauteur critique d'une barre de contrôle

Description de l'expérience

Cette mesure fait partie de la famille des mesures de substitution dont il a déjà été question dans un précédent chapitre (voir section 3.6). La perturbation consiste en l'ajout d'un échantillon de matériau au sein du coeur de référence placé à l'état critique en neutrons retardés. L'élément de contrôle utilisé pour procéder à la compensation est la barre de commande n° 3 "BC3".

L'observable physique qui fait l'objet de la mesure est ici la cote en millimètres de la barre de commande BC3 qui permet de rendre le réacteur critique.

Les deux autres barres de commande "BC1" et "BC2" sont placées dans leur configuration standard d'exploitation (voir la description du réacteur donnée au chapitre 4). Dans cette configuration, le sommet de la barre "BC3" évolue à des hauteurs voisines du plan médian au coeur. L'efficacité différentielle de la barre de commande dans cette zone est constante et atteint en outre sa valeur maximale. Le déplacement de la barre y est donc minimisé lors de l'opération de compensation. Par ailleurs, la bonne connaissance de l'efficacité de la barre dans cette zone permet de traduire aisément le déplacement de celle-ci en terme de réactivité compensée.

La première phase de l'expérience consiste à placer le coeur de référence à l'état critique en neutrons retardés en l'absence de source extérieure. La puissance est choisie de telle sorte que la contribution de la source intrinsèque au coeur soit négligeable vis à vis de la source de neutrons de fissions. Dans ces conditions, l'écart à la criticité induit par la source intrinsèque est négligeable devant les autres incertitudes.

La seconde phase de l'expérience débute par l'insertion de l'échantillon de matériau perturbant à l'intérieur du coeur et s'achève par la détermination de la nouvelle cote critique associée à BC3 dans le coeur perturbé.

L'impact en réactivité de l'échantillon se déduit en considérant la différence entre les cotes critiques des deux configurations (coeur de référence et coeur perturbé). Cette grandeur peut être traduite en terme de réactivité à partir des informations déduites de l'étalonnage de BC3 effectué par ailleurs.

Il est toutefois possible de s'affranchir des résultats obtenus lors de l'étalonnage en exécutant une mesure de la variation de réactivité consécutive à la chute de la barre BC3 après détermination de la cote critique au cours des deux phases. La différence entre les deux efficacités intégrales associées aux configurations critiques de la barre BC3 pour les coeur de référence et perturbé permet d'accéder directement à l'impact en réactivité recherché. Il est dans ce cas nécessaire de déterminer les efficacités intégrales avec une précision suffisante vis à vis de l'écart que l'on cherche à évaluer. Cette méthode est donc toute indiquée pour la mesure des impacts en réactivité importants, pour lesquels l'influence de la perturbation est en mesure de modifier l'efficacité différentielle de la barre de commande.

Notons enfin que dans le cas d'une mesure relative, l'information est directement déduite de l'amplitude de la compensation apportée en millimètres. Si la perturbation étalon est correctement choisie, ie si l'invariance de l'efficacité différentielle de la barre de commande est assurée, la mesure relative est indépendante des résultats obtenus lors de l'étalonnage de cette dernière.

Protocole expérimental

Le protocole expérimental mis en oeuvre pour la détermination de la cote critique est similaire en tous points à celui précédemment décrit dans le paragraphe décrivant le fonctionnement du réacteur (cf section 4.3). Les éléments mobiles du réacteur, bloc de sécurité et barres de contrôle, sont positionnés un par un en présence de la source de démarrage. Dès que la puissance désirée est atteinte en présence de la source, celle-ci est retirée du réacteur et l'on procède à la détermination de l'état critique en neutrons retardés sans source extérieure.

La qualité de la stabilisation est contrôlée par le biais d'une mesure en continue de la période d'évolution des taux de comptages enregistrés par les deux compteurs dédiés aux bas niveaux de flux (CPNB 1 et CPNB 2). Le critère de stabilisation T_{stab} a été fixé pour l'ensemble des expériences effectuées à 75000 s (voir section 3.6). Ce critère nous permet d'encadrer la réactivité du coeur en régime stabilisé sans source à $\pm$ 0,02 ¢. En supposant la réactivité répartie uniformément sur cet intervalle, il est possible d'en dégager un écart-type :

$$\sigma_{\text{stab}} = \frac{0,02}{\sqrt{3}} = 0,01 \text{ ¢}$$

La comparaison entre deux configurations critiques différentes et non corrélées conduira donc à une incertitude de $\sqrt{2}\sigma_{\text{stab}} = 0{,}016$ ¢.

Le temps nécessaire à la détermination d'une cote critique dépend naturellement du critère de stabilisation ciblé. Compte-tenu des délais incompressibles associés à la procédure de mise en fonctionnement du réacteur, une durée minimale de deux heures sépare nécessairement l'établissement de deux configurations critiques consécutives. La température du coeur étant susceptible de varier significativement durant ce laps de temps, les variations de réactivité associées entre les deux phases d'une mesure de perturbation doivent être prises en compte. Ce point sera détaillé dans un paragraphe ultérieur (section 6.4).

Une chambre au trifluorure de bore "haute pression" (voir paragraphe 4.4.2) a été utilisée pour l'acquisition des transitoires de chute de barre. Ce dispositif doté d'une grande efficacité de détection permet de limiter l'incertitude statistique sur les comptages neutroniques en fin de transitoire. Le transitoire est initié à une puissance comprise dans la plage de linéarité de ce détecteur.

6.3.4 Mesure de l'impact en réactivité dans un coeur légèrement surcritique

Description de l'expérience

Ce type d'expérience repose sur la détermination de la réactivité à partir d'une mesure de la période asymptotique de divergence (voir chapitre 3). En vertu des arguments délivrés dans ce même chapitre, nous avons fait le choix de nous restreindre à des mesures de période de divergence, plus aisées à mettre en oeuvre que des mesures de période de convergence.

Les coeur est donc placé dans les deux phases de l'expérience dans un état surcritique en neutrons retardés en l'absence de source extérieure.

Le pilotage du réacteur s'effectue par le biais unique de la barre de contrôle n° 3 "BC3", les deux autres barres de contrôle sont placées dans leur configuration habituelle d'exploitation et ne sont pas déplacées. Cette configuration permet à la barre BC3 d'évoluer dans un domaine où cette dernière est bien caractérisée, de la même manière que pour les expériences de substitution précédemment décrites.

Dans une première phase, le coeur de référence est placé dans un état surcritique par l'insertion de la barre BC3 à une hauteur prédéterminée. La mesure de la période asymptotique de divergence, effectuée en respectant l'ensemble des conditions énoncées dans la section 3.3, permet de déterminer la réactivité du coeur de référence.

La notion d'impact en réactivité a été définie à partir d'un coeur de référence critique, aussi est-il nécessaire de placer ce dernier au voisinage de l'état critique en neutrons retardés. En pratique, nous avons fais le choix de restreindre la réactivité du coeur de référence dans un intervalle de $\pm$ 100 pcm autour de l'état critique.

Dans une seconde phase, le coeur est placé dans la même configuration que pour la première phase, mais en présence cette fois-ci de l'échantillon faisant l'objet de la mesure. Une nouvelle mesure de la période asymptotique de divergence permet de déduire la réactivité positive du coeur perturbé.

L'impact en réactivité de l'échantillon se déduit de la différence entre les réactivités mesurées du coeur lors de ces deux phases.

Dans le cas d'un échantillon capturant ayant un impact en réactivité négatif, il est nécessaire de choisir la configuration de référence de telle sorte que la configuration perturbée associée soit toujours surcritique. Dans cette situation, la réactivité du coeur de référence doit être supérieure à l'inverse de l'impact en réactivité négatif que l'on cherche à mesurer. Si l'impact en réactivité d'un tel échantillon capturant ne peut être estimé avant l'exécution de l'expérience, il est possible d'intervertir les deux phases de l'expérience pour outrepasser ce problème.

Protocole expérimental

Lors de chacune des deux phases, la mise en fonctionnement du réacteur est similaire à la procédure décrite au chapitre 4.

Les éléments constitutifs du coeur sont dans un premier temps assemblés un par un en présence de la source de démarrage et le coeur est placé dans un premier temps en configuration sous-critique à puissance stable. On procède dans un second temps au retrait de la source et à la détermination de la cote critique à l'aide de la barre BC3. Notons que si la cote critique a déjà été déterminée par le biais d'une expérience antérieure, il est possible de s'affranchir de cette étape en placant directement la barre BC3 dans cette position après retrait de la source.

Dès que la puissance du coeur est correctement stabilisée, condition qui nécessite de facto la stabilisation de l'ensemble des populations de précurseurs, le réacteur est placé en configuration surcritique par l'insertion de la barre BC3 jusqu'à la cote spécifiée.

La divergence est maintenue suffisamment longtemps de manière à garantir une qualité statistique satisfaisante sur les comptages neutroniques enregistrés. Celle-ci est interrompue dès lors que l'augmentation de température du coeur est susceptible de porter préjudice à la mesure effectuée. Un seuil d'augmentation de +0,05 °C vis à vis de la température en début de divergence a été choisi pour conditionner l'interruption de ces dernières. Cette augmentation de température nous

garantie une variation inférieure à 0,01 ¢ de la réactivité du coeur entre le début et la fin de la divergence, variation mineure compte-tenu des autres incertitudes. L'application de ce protocole à l'ensemble des divergences effectuées nous permet en outre de considérer que l'ensemble des réactivités mesurées est affecté de ce même biais. Etant donné que la grandeur d'intérêt est obtenue par soustraction de ces réactivités, l'impact de ce biais sur cette grandeur peut être considéré comme négligeable.

La phase de divergence est interrompue par le retrait d'une longueur de la barre BC3, laquelle doit permettre au coeur de revenir à un état sous-critique. La convergence observée lors de cette nouvelle phase doit permettre au coeur de revenir à un niveau de puissance adéquat pour l'exécution d'une nouvelle divergence. Dès que le niveau souhaité est atteint, la barre BC3 est replacée à sa cote critique et on observe une nouvelle phase de stabilisation à l'état critique en neutrons retardés. Dès que la stabilisation est atteinte, une nouvelle divergence peut être initiée, à la même cote BC3 que précédemment ou à une nouvelle.

Pour chaque configuration de coeur, l'expérience est ainsi constituée d'une série de divergences permettant d'accroître la qualité statistique d'une mesure tout en minimisant le déplacement d'éléments mobiles puisque seule la position de la barre BC3 varie. Le changement de configuration du coeur, lors de l'insertion d'un échantillon, nécessite néanmoins l'arrêt total du réacteur et le désassemblage des éléments du coeur.

L'acquisition des divergences est effectuée avec un détecteur dont la plage de linéarité doit s'étendre sur l'ensemble de la divergence. La chambre à fission "CAF" a donc été utilisée à cette fin, les détecteurs au trifluorure de bore présentant un temps mort beaucoup trop élevé. La plage de puissance sur laquelle évolue le coeur dans ces divergences nécessite le basculement entre les chaînes d'exploitation "bas-flux" et "haut-flux", ces dernières ne peuvent donc pas être utilisées pour le suivi de ces expériences.

L'exécution de divergences répétées conduit à une augmentation graduelle de la température du coeur au cours de l'expérience. En conséquence, les effets de température peuvent prendre des proportions significatives lors de l'estimation de l'impact en réactivité d'un échantillon. Aussi est-il nécessaire de corriger systématiquement les variations de réactivités mesurées par l'effet en réactivité de la variation de température correspondante entre les deux configurations (de référence et perturbée).

6.4 Traitement des incertitudes et correction des biais

6.4.1 Les variations de température

Les variations de la température du coeur ont un impact significatif sur la réactivité de celui-ci, elles doivent en conséquence faire l'objet d'une attention constante en cours d'expérience et être au besoin corrigées. Ces variations peuvent être induites par la nature même des expériences, c'est le cas par exemple des mesures en régime surcritique au cours desquelles la puissance du coeur peut atteindre la centaine de watts.

Les expériences se déroulent sur une journée complète, la température de l'air ambiant en cellule dans lequel est présent le coeur du réacteur est ainsi susceptible de varier au cours des mesures. Etant donné que le coeur est en équilibre thermique avec son environnement lorsque celui-ci fonctionne à puissance nulle, sa température est ainsi à même d'évoluer.

L'évolution de la température au cours d'une expérience "classique" est représentée sur la figure 6.4. Les données qui y sont présentées ont été acquises au moyen de deux thermocouples situés à l'intérieur du coeur.

La variation de la température du coeur entre la configuration de référence et la configuration perturbée apporte une contribution à la variation de réactivité mesurée, laquelle doit être corrigée. Cette contribution s'ajoute en effet à l'impact en réactivité de la perturbation que l'on cherche à mesurer, elle est positive lorsque le coeur se refroidit et négative lorsque le coeur se réchauffe. La correction de cet effet s'effectue à partir d'un coefficient de température dont la mesure a fait l'objet de la section 5.5. Ce coefficient est défini comme étant l'impact sur la réactivité du coeur

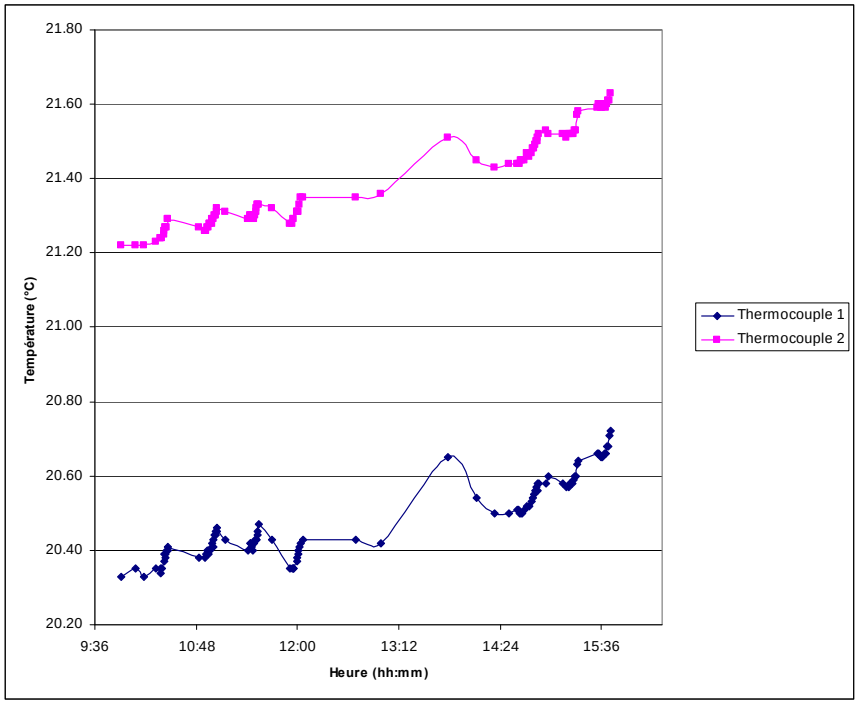


FIGURE 6.4 – **Evolution des températures mesurées par les deux thermocouples au cours d'une journée typique d'expériences**

exprimé en ¢ produit par une augmentation de 1 °C de sa température.

6.4.2 Les incertitudes dans le positionnement du bloc de sécurité

Le bloc de sécurité, l'un des éléments mobiles du réacteur, constitue environ la moitié de la matière fissile du coeur. En conséquence, sa position verticale impacte très fortement la réactivité du coeur et un mauvais repositionnement de ce dernier entre les configurations de référence et perturbée est susceptible d'entâcher significativement une mesure de perturbation.

Lorsque les mesures sont répétées un certain nombre de fois, par exemple les mesures en divergence, l'incertitude sur le positionnement du bloc de sécurité apparaît implicitement dans la dispersion des résultats obtenus. Pour ce type d'expérience, la valeur mesurée est obtenue en considérant la moyenne d'une dizaine de valeurs. L'écart-type associé à cet ensemble de valeur prend de facto en compte la dispersion dans le positionnement du bloc de sécurité entre les différentes mesures. Notons que les positions du bloc de sécurité ne sont pas corrélées entre deux expériences différentes.

En revanche, dans le cas d'une mesure unique ou très peu répétée, il est nécessaire de calculer cette incertitude afin de pouvoir l'affecter au résultat obtenu. Cette incertitude est calculée par la combinaison de deux informations :

- l'incertitude de la mesure du positionnement du bloc par le dispositif télémétrique est de $\pm$ 6 μm d'après les données constructeur (voir section 4.2) ;
- l'efficacité différentielle du bloc de sécurité dans les derniers micromètres de déplacement, mesurée à 5,80 ¢.mm^{-1} (voir section 5.4).

Le bloc de sécurité est positionné lors de chaque expérience à une cote de 70,532 mm d'après la mesure télémétrique. On suppose que la position de ce dernier suit une loi uniforme sur un support de largeur 12 μm centré autour de la valeur mesurée à 70,532 mm. L'écart-type affectant

ce positionnement est donc égal à :

$$\sigma_b = \frac{6}{\sqrt{3}} = 3,46\ \mu m \tag{6.1}$$

On en déduit l'écart-type associé à la différence de positionnement du bloc de sécurité entre deux expériences distinctes, en supposant que les deux montées de bloc ne sont pas corrélées entre elles :

$$\sigma_{\Delta b} = \sqrt{2} \times \sigma_b = 4,90\ \mu m \tag{6.2}$$

Cet écart-type peut ensuite être traduit en terme de réactivité à partir de l'efficacité différentielle précédemment indiquée. On en déduit ainsi l'impact en réactivité (avec son écart-type) induit par le repositionnement du bloc de sécurité entre la configuration de référence et la configuration perturbée, pour une même position reportée par la mesure télémétrique :

$$\Delta\rho_b = 0 \pm \sigma_{\Delta\rho_b} = 0 \pm 0,028\ ¢ \tag{6.3}$$

6.4.3 Les incertitudes dans le positionnement des barres de contrôle

De la même manière que pour le bloc de sécurité, la mesure du positionnement des barres de contrôle est soumise à une incertitude dont il a déjà été question dans un chapitre précédent (voir section 3.6).

Cette incertitude est implicitement prise en compte dans la dispersion des résultats lorsque l'expérience est répétée suffisamment de fois. Lorsque cela n'est pas le cas, l'impact en réactivité du mauvais repositionnement de ces éléments entre la configuration de référence et la configuration perturbée doit être identifiée avec son écart-type.

La méthodologie est en tous points similaire à celle adoptée pour le bloc de sécurité, le dispositif télémétrique mesurant la position verticale des trois barres de contrôles présente une incertitude de 0,01 μm. L'efficacité différentielle de la barre de contrôle n° 3 a fait l'objet d'une mesure lors de ce travail, celle-ci a été évaluée à 1,41 ¢.mm^{-1} (voir section 5.3). Quant aux deux autres barres de contrôles ("BC1" et "BC2"), leur efficacité différentielle au voisinage de leur position en cours d'expérience a été reprise de travaux antérieurs [59]. L'annexe E fournit une restitution graphique de ces résultats.

Les écarts-types associés aux impacts en réactivité induits par leur différence de positionnement entre deux configurations de coeur sont reportés sur le tableau 6.1.

Barre de contrôle	$\sigma_{\Delta\rho_{bc}}$
BC1	0,0047
BC2	0,0035
BC3	0,0058

TABLE 6.1 – **Ecarts-types associés aux impacts en réactivité induits par les différences de positionnement des barres de contrôle**

Les différences observées entre les barres de contrôles proviennent de leur position respective qui influence leur efficacité différentielle :

- la barre BC1 est insérée à sa hauteur maximale ;
- la barre BC2 est insérée au quart de la hauteur du coeur ;
- la barre BC3 est insérée jusqu'au centre du coeur, à une position qui maximise son efficacité différentielle.

6.4.4 Les incertitudes dans le positionnement de l'échantillon

L'incertitude qui entâchent le positionnement vertical de l'échantillon dans la cavité centrale du réacteur peut être traitée de deux manières différentes mais strictement équivalentes.

1. La première approche consiste à considérer l'impact en réactivité mesuré comme une estimation de l'impact en réactivité recherché pour une position fixée. Cette incertitude de positionnement se répercute alors naturellement sur la valeur mesurée.
2. L'approche duale consiste à considérer l'impact en réactivité mesuré comme une estimation de l'impact en réactivité dans une position qui se trouve être celle de l'expérience. L'incertitude de positionnement se traduit dans ce cas par une incertitude liée à la hauteur de l'échantillon utilisée dans le modèle géométrique. Elle se répercute donc ici sur la restitution numérique de l'expérience et la valeur calculée par les codes.

Il nous est apparu plus judicieux d'adopter la seconde démarche. En effet, la sensibilité de l'impact en réactivité vis à vis du positionnement de l'échantillon ne pourrait s'obtenir de manière expérimentale qu'au prix d'expériences dédiées et relativement longues à mettre en oeuvre. L'estimation de cette sensibilité par le biais de calculs déterministes a donc été préférée. Dans un souci de cohérence au sein des résultats présentés, l'incertitude ainsi déduite par un code déterministe a donc été appliquée aux résultats de calculs lors de la restitution des expériences par les codes numériques.

Les modalités d'exécution de cette estimation seront donc exposées au cours du chapitre dédié à la restitution numérique des expériences (section 9.4.3).

6.5 Présentation et discussion des résultats

Pour chacun des échantillons, on donnera dans un premier temps les caractéristiques des éléments le constituant ainsi que de son éventuel conteneur. La position mesurée de l'échantillon vis à vis du plan médian du coeur sera également reportée.

On présente pour chacun d'eux une synthèse des résultats obtenus lors de l'ensemble des campagnes expérimentales, l'intégralité des données "brutes" est reportée dans l'annexe consacrée (annexe F).

Expériences de substitution avec un élément de contrôle étalonné

Pour les expériences de substitution, l'impact en réactivité est obtenu à partir de la variation de la cote critique de la barre de contrôle entre les configurations de référence et perturbée. L'étalonnage de la barre de contrôle permet d'effectuer cette conversion (voir section 5.3). La grandeur présentée est moyennée sur l'ensemble des mesures effectuées, elle est corrigée par l'effet en réactivité des variations de température. Compte-tenu du faible nombre de ces mesures, l'écart-type associé est obtenu en considérant la somme quadratique de l'ensemble des incertitudes qui y contribuent, à savoir :

- les incertitudes dans le positionnement des éléments mobiles : bloc de sécurité et barres de contrôle ;
- l'incertitude associée au critère de stabilisation pour la détermination de l'état critique.

Expériences de substitution avec analyses des transitoires de chute de barre

Pour les analyses de transitoires de chute de barre, la grandeur présentée est également corrigée de l'influence des effets de température. Cette grandeur est obtenue par la différence des variations de réactivité ajustées lors des transitoires consécutifs à l'éjection de la barre de contrôle après détermination de l'état critique des configurations de référence et perturbée. Compte-tenu du faible nombre de mesures, l'incertitude reportée est obtenu en considérant la somme quadratique de l'ensemble des incertitudes qui y contribuent, cela inclut :

- les incertitudes dans le positionnement des éléments mobiles : bloc de sécurité et barres de contrôles ;
- l'incertitude associée au critère de stabilisation pour la détermination de l'état critique ;
- l'incertitude induite par une variation de $\frac{\beta_{\text{eff}}}{\tau}$ au cours du transitoire.

La variation de $\frac{\beta_{\text{eff}}}{\tau}$ au cours du transitoire induit un biais sur la différence des réactivités ajustées (voir section 3.5.4). Il est nécessaire de la prendre en compte puisque la routine d'ajustement utilisée dans la méthode repose sur les équations de la cinétique "réacteur point", lesquelles reposent sur l'hypothèse que cette grandeur est constante au cours du transitoire. En l'absence d'informations sur l'amplitude de variation de cette quantité, nous l'avons traité comme une incertitude bornée par une variation relative de 5 %. Cette valeur semble constituer une bonne enveloppe des variations effectivement mesurées par la méthode de Carpenter lors de travaux similaires effectués par ailleurs [50]. Il a été montré dans un chapitre antérieur qu'une telle variation était en mesure d'apporter un biais relatif de 1,4 % sur la différence de réactivités ajustées correspondantes à des longueurs d'éjection distinctes de 1 mm (voir section 3.5.4). C'est cette valeur qui a été utilisée pour quantifier l'incertitude associée sur les impacts en réactivité mesurés. Cette incertitude relative dépend de la différence de hauteur entre les deux configurations éjectées, elle dépend en conséquence de l'échantillon étudié.

L'impact en réactivité obtenu à partir des expériences de chute de barre est déduit de la différence entre deux réactivités ajustées pour des hauteurs de barre ejectée voisines. En conséquence, nous considérons que certaines incertitudes se traduisent par un biais négligeable sur la différence de réactivité mesurée, c'est le cas par exemple :

- des effets spatiaux ;
- de l'incertitude sur les grandeurs cinétiques ;
- et de l'incertitude sur le profil de variation de la réactivité lors de la chute de la barre.

L'incertitude statistique sur les comptages a quant à elle été négligée vis à vis des autres incertitudes.

Les mesures de la période asymptotique

Les résultats issus de mesures de la période asymptotique ont été moyennés sur l'ensemble des divergences effectuées. Les réactivités obtenues ont été corrigées de l'influence des effets de température. Compte-tenu du nombre élevé d'expériences effectuées de ce type, les incertitudes induites par le positionnement des éléments mobiles apparaîssent naturellement dans la dispersion des résultats obtenus. Cette dispersion est quantifiée par l'écart-type associé à l'ensemble des impacts en réactivités obtenus de cette manière.

6.5.1 Les échantillons d'or

Deux échantillons cylindriques d'or pur (>99,99 % en masse) ont fait l'objet d'expériences de perturbations, les caractéristiques de ces deux échantillons aux dimensions différentes sont compilées au sein du tableau 6.2. La figure 6.5 en donne une illustration.

Echantillon	Masse (g)	Diamètre (mm)	Hauteur (mm)
n° 1	121,87	15,05	36,4
n° 2	51,64	14,92	15,3

TABLE 6.2 – **Caractéristiques des deux échantillons d'or**

Deux configurations différentes ont été appliquées lors des expériences :

1. la mesure de l'impact en réactivité de l'échantillon n° 1 seul (le plus grand) ;
2. la mesure de l'impact en réactivité des deux échantillons combinés.

Quelle que soit la configuration, le volume occupé par le matériau perturbant a été centré verticalement autour du plan médian du coeur. Ce positionnement ne peut malheureusement pas être rigoureusement respecté puisque l'installation d'un dispositif expérimental dans la cavité est dégradée par un ensemble de contraintes opérationnelles :

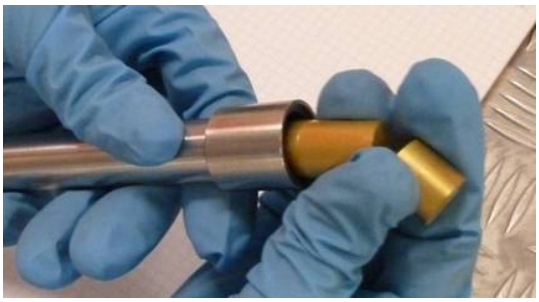


FIGURE 6.5 – **Les échantillons d'or**

- le débit de dose important au voisinage du coeur impose des manipulations qui doivent être effectuées avec la plus grande célérité ;
- le dispositif permettant le coulissage vertical de l'ensemble perche + porte-échantillon présente une ergonomie qui ne peut pas conduire à un positionnement précis.

En conséquence, le centrage vertical de l'échantillon perturbant autour du plan médian est approximatif. En revanche, la mesure du positionnement vertical est quant à elle beaucoup plus précise puisqu'elle s'effectue au millimètre près. Cette mesure permet ainsi de connaître précisément la position verticale de l'échantillon vis à vis du plan médian. La modélisation géométrique de l'expérience prendra naturellement en compte cette position réelle mesurée lors de la restitution de l'expérience par les codes de calculs.

Le tableau 6.3 reporte cet écart mesuré dans les positionnements lors des deux campagnes d'expériences effectuées avec les échantillons d'or. Un écart positif signifie que l'échantillon est positionné plus haut que le plan médian.

Echantillon n° 1	+0,7 mm
Echantillons n° 1 et n° 2	+0,85 mm

TABLE 6.3 – **Ecarts mesurés vis à vis du plan médian pour les deux configurations des expériences avec l'or**

Les résultats obtenus lors des deux campagnes d'expériences effectuées, l'une pour l'échantillon n° 1 et l'autre pour les deux échantillons combinés, sont synthétisés dans le tableau 6.4 en fonction des méthodes utilisées.

6.5.2 Les échantillons de lutécium

De la même manière que pour les échantillons d'or, deux échantillons cylindriques de lutécium aux dimensions distinctes ont fait l'objet de mesures. Le matériau constituant ces échantillons est constitué de lutécium "naturel" et de tantale, la présence de ce dernier est liée à la nature des procédés chimiques mis en oeuvre dans la purification du lutécium. Une analyse chimique a permis de déterminer la quantité de tantale présente au sein de l'échantillon, on reporte sur le tableau 6.5 la composition isotopique de ces échantillons qui en découle. Les abondances isotopiques naturelles du lutécium et du tantale sont tirées de l'édition 2007-2008 du *Handbook of Chemistry and Physics*.

Toutes les expériences ont été exécutées avec les deux échantillons combinés, comme illustré sur la figure 6.6, l'écart mesuré entre le positionnement des échantillons lors de l'expérience et le plan médian est de -0,73 mm. Les résultats obtenus avec les deux échantillons de lutécium combinés au cours de trois campagnes expérimentales sont synthétisés dans le tableau 6.6.

Echantillon	Type de mesure	Impact en réactivité (¢)	Ecart-type σ (¢)
Or n° 1	Substitutions avec barre de contrôle étalonnée	-2,22	0,03
	Substitutions avec chute de barre	-2,22	0,06
	Mesures de périodes asymptotiques	-2,33	0,04
Or n° 1 + Or n° 2	Substitutions avec barre de contrôle étalonnée	-2,96	0,03
	Substitutions avec chute de barre	—	—
	Mesures de périodes asymptotiques	-2,98	0,03

TABLE 6.4 – **Synthèse des résultats obtenus avec les échantillons d'or**

Echantillon	Masse (g)	Diamètre (mm)	Hauteur (mm)
n° 1	51,02	13,8	35,1
n° 2	21,97	13,8	15,1
Abondances isotopiques	^{175}Lu	95,7151 %	
	^{176}Lu	2,5449 %	
	^{181}Ta	1,7398 %	
	^{182}Ta	0,0002 %	

TABLE 6.5 – **Caractéristiques des deux échantillons de lutécium**

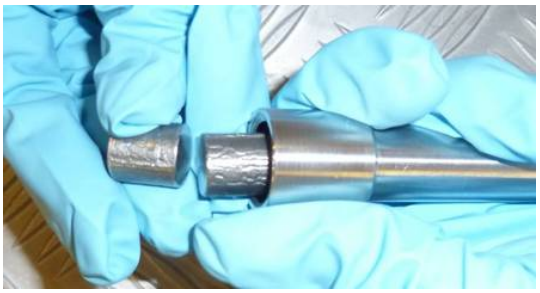


FIGURE 6.6 – **Les échantillons de lutécium**

6.5.3 L'échantillon de plutonium 239

Cet échantillon est constitué de copeaux confinés à l'intérieur d'un double conteneur en alliage de titane (TA6V4), les deux conteneurs (interne et externe) sont cylindriques. La géométrie des copeaux et leur agencement à l'intérieur du conteneur est difficilement identifiable. Aussi, le contrôle de la géométrie de l'ensemble est assuré par la surface intérieure du conteneur interne. Les dimensions de ce double conteneur sont reportées dans l'annexe G.

On présente sur la figure 6.7 une radiographie par rayons X de cet échantillon posé horizonta-

Echantillon	Type de mesure	Impact en réactivité (¢)	Ecart-type σ (¢)
Lu	Substitutions avec barre de contrôle étalonnée	-2,77	0,03
	Substitutions avec chute de barre	-2,92	0,09
	Mesures de périodes asymptotiques	-2,74	0,04

TABLE 6.6 – **Synthèse des résultats obtenus avec les échantillons de lutécium**

lement sur sa surface cylindrique.

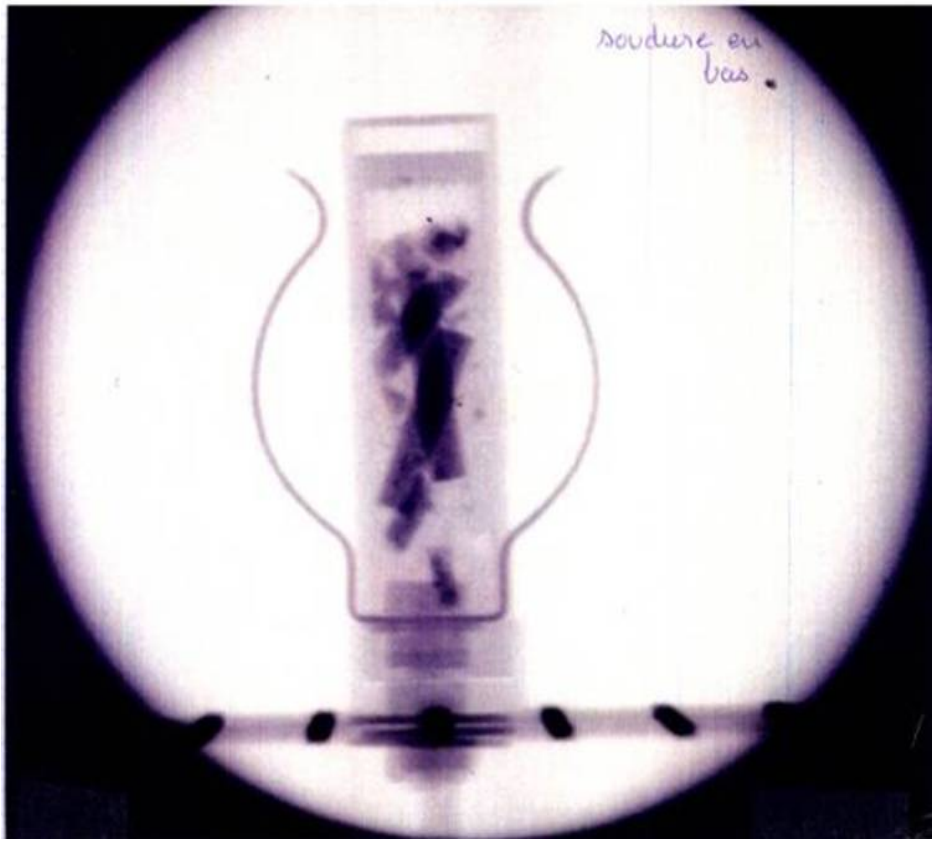


FIGURE 6.7 – **Radiographie par rayons X de l'échantillon de plutonium**

Les copeaux sont composés de plutonium ultra enrichi en plutonium 239. On reporte sur le tableau 6.7 les caractéristiques des matériaux constitutifs de cet échantillon.

Il est important de noter que nous ne disposons pas d'une réplique vide du double conteneur. En conséquence, la mesure d'impact en réactivité est relative à l'ensemble plutonium + conteneur.

Lors des expériences, la base inférieure du conteneur extérieur a été placée à une hauteur de 10,22 cm, soit 2,41 cm en dessous du plan médian. Les résultats obtenus avec cet échantillon au cours de trois campagnes expérimentales sont synthétisés sur le tableau 6.8.

Masse plutonium = 14,547 g		
Abondances isotopiques	^{238}Pu	0,0023 %
	^{239}Pu	98,3558 %
	^{240}Pu	1,6333 %
	^{241}Pu	0,0060 %
	^{242}Pu	0,0026 %
Densité TA6V4 = 4,45 g.cm^{-3}		
Fractions massiques	Ti	90 %
	Al	6 %
	V	4 %

TABLE 6.7 – **Caractéristiques des matériaux constitutifs de l'échantillon de plutonium**

Echantillon	Type de mesure	Impact en réactivité (¢)	Ecart-type σ (¢)
Pu	Substitutions avec barre de contrôle étalonnée	7,90	0,03
	Substitutions avec chute de barre	6,87	0,61
	Mesures de périodes asymptotiques	8,00	0,08

TABLE 6.8 – **Synthèse des résultats obtenus avec l'échantillon de plutonium**

6.5.4 L'échantillon d'uranium appauvri

L'échantillon d'uranium appauvri est composé de deux pièces cylindriques biseautées. Ces deux pièces sont placées tête-bêche à l'intérieur d'un conteneur en aluminium de manière à ce que la géométrie de ces deux éléments ainsi combinés soit proche d'un cylindre droit. La figure 6.8 donne une illustration de cet agencement et le tableau 6.9 en reporte les principales caractéristiques.

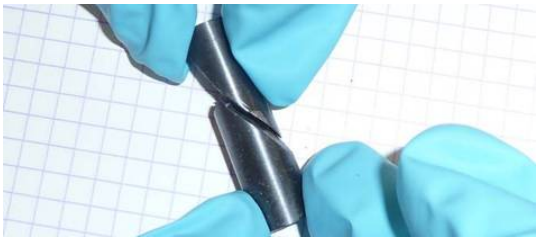


FIGURE 6.8 – **Agencement des deux échantillons d'uranium**

L'uranium appauvri est composé majoritairement d'uranium 238 et d'uranium 235, des traces d'uranium 234 et de carbone (résidus de fonderie) sont très probablement présentes. Cependant, en l'absence d'informations sur les quantités de ces impuretés, celles-ci n'ont pas été prises en compte lors de la restitution par le calcul de l'expérience.

Un bouchon en laiton, fileté sur sa partie inférieure, permet de confiner les échantillons d'uranium à l'intérieur de ce conteneur. Les caractéristiques géométriques du conteneur et du bouchon sont fournies sur la figure 6.9.

Les deux échantillons ont systématiquement été mis en oeuvre selon l'agencement décrit pré-

Masse	65,8534 g
Diamètre	11 mm
Hauteur	37 mm
Isotope	Fraction massique
^{238}U	99,80 %
^{235}U	0,20 %

TABLE 6.9 – **Caractéristiques de la combinaison des deux échantillons d'uranium appauvri**

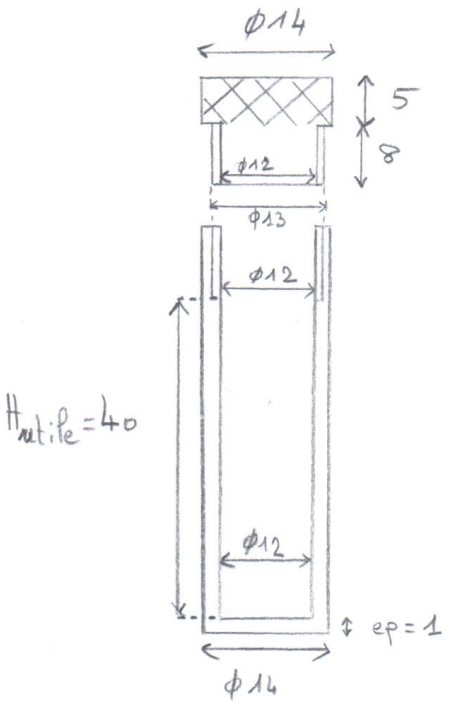


FIGURE 6.9 – **Dimensions du conteneur et du bouchon**

cédemment. Une réplique vide du conteneur utilisé et de son bouchon a été placée dans la configuration de référence de l'expérience de sorte que l'impact en réactivité mesuré ne porte que sur les échantillons d'uranium. L'écart mesuré entre le positionnement des échantillons lors de l'expérience et le plan médian est de +0,62 mm. La synthèse des résultats expérimentaux obtenus à partir de chacune des méthodes est présentée au sein du tableau 6.10.

6.5.5 Discussion des résultats

Les résultats obtenus à partir des trois méthodes exposées sont cohérents entre eux eu égard à leur incertitude et ce, pour tous les échantillons. On observe en particulier un recouvrement des marges d'erreurs à 2σ pour l'ensemble des valeurs mesurées par échantillon.

Les résultats des mesures de substitution utilisant l'étalonnage de la barre sont très proches de ceux obtenus à partir de divergences, et il en est de même pour les incertitudes associées. Ce point est justifié par le caractère fondamentalement similaire de ces deux démarches, l'efficacité différentielle de la barre de contrôle étant déterminée à partir de mesures de périodes asymptotiques

Echantillon	Type de mesure	Impact en réactivité (¢)	Ecart-type σ (¢)
U appauvri	Substitutions avec barre de contrôle étalonnée	2,32	0,03
	Substitutions avec chute de barre	2,16	0,06
	Mesures de périodes asymptotiques	2,36	0,03

TABLE 6.10 – **Synthèse des résultats obtenus avec l'échantillon d'uranium appauvri**

(voir section 5.3).

L'incertitude associée aux résultats issus d'expériences de chute de barre est très variable entre les échantillons, la contribution à cette incertitude de la variation de $\frac{\beta_{\text{eff}}}{\tau}$ gagne en importance lorsque l'échantillon est très perturbant. De manière plus générale, ce type d'expériences est soumis à beaucoup plus d'incertitudes et de biais que les deux autres.

Les résultats issus de mesures de périodes asymptotiques de divergences apparaîssent comme étant les plus fiables. Ce point est justifié par le nombre important de répétitions réalisées pour chaque échantillon étudié, augmentant d'autant la qualité statistique du résultat. Il est également bon de préciser que cette méthode, à l'inverse des mesures de substitution, ne souffre d'aucun biais lié au caractère perturbant de l'échantillon. En effet, les mesures de substitution exploitées à partir d'un élément de contrôle étalonné mettent en oeuvre l'efficacité différentielle de la barre de contrôle qui a été déterminée avec un coeur vide de tout échantillon. L'échantillon perturbant est toutefois en mesure d'altérer les distributions spatiales et énergétiques des flux directs et adjoints, modifiant de facto l'efficacité différentielle de la barre.

En conséquence, ce seront les résultats issus de mesures de périodes asymptotiques de divergences qui seront exploités au moment de la restitution des expériences par le calcul.

Troisième partie

Le calcul numérique de l'impact en réactivité

Chapitre 7

La résolution numérique de l'équation du transport

Sommaire

7.1 Introduction **160**
7.2 Les codes déterministes **160**
7.2.1 Le traitement de la variable énergétique 160
7.2.2 Le traitement des résonances 161
7.2.3 Les deux approches déterministes pour la résolution de l'équation de Boltzmann 164
7.2.4 La méthode des harmoniques sphériques 165
7.2.5 La méthode des ordonnées discrètes 167
7.2.6 Le traitement de la variable spatiale 169
7.3 Les codes Monte-Carlo **170**
7.3.1 Principe des méthodes Monte-Carlo 170
7.3.2 Formulation intégrale de l'équation de Boltzmann 170
7.3.3 Développement de Ψ en série de Neumann 172
7.3.4 Simulation du cheminement d'un neutron 173
7.3.5 Calcul à source fixe et calcul de criticité 175
7.3.6 Les principaux estimateurs dans les codes Monte Carlo 176

7.1 Introduction

A de rares exceptions près, l'équation du transport neutronique ne peut être résolue de manière analytique. Ainsi, de nombreux codes de calculs numériques ont été développés pour sa résolution depuis les débuts de l'industrie nucléaire. Ces codes ont été depuis sans cesse perfectionnés conjointement aux progrès croissants des outils informatiques.

Ces codes de calculs peuvent être divisés en deux grandes familles.

1. **Les codes déterministes**, qui utilisent un ensemble de méthodes numériques pour la résolution de l'équation de Boltzmann sous sa forme intégrale ou différentielle. Ces méthodes nécessitent d'effectuer certaines approximations et hypothèses, notamment sur la géométrie du milieu.
2. **Les code probabilistes**, qui utilisent une approche dite "Monte-Carlo". Cette méthode consiste à simuler au plus proche de la réalité le cheminement des neutrons dans le coeur, le résultat est obtenu de manière statistique après un grand nombre de simulations. Les codes Monte-Carlo sont généralement beaucoup plus coûteux que les codes déterministes en temps de calculs. En revanche, les structures à géométries complexes peuvent être modélisées plus fidèlement que dans les codes déterministes. Ainsi, ces codes sont généralement utilisés comme référence pour la validation de méthodes déterministes. Avec l'accroissement des capacités de calculs et l'avènement des supercalculateurs, les codes Monte-Carlo sont de plus en plus utilisés.

7.2 Les codes déterministes

7.2.1 Le traitement de la variable énergétique

Le traitement de la variable "énergie" dans les codes déterministes s'effectue de manière discrète, c'est le formalisme dit "multigroupe". Le traitement continu de l'énergie à partir des sections efficaces dites "ponctuelles" est réservé aux codes Monte-Carlo. Il est toutefois important de noter que certains codes Monte-Carlo utilisent une approche multigroupe par souci de performance ou d'homogénéité avec les codes déterministes.

L'approximation multigroupe consiste à décrire les fonctions continues de l'énergie par des fonctions en escaliers, constantes sur chacune des mailles adoptées dans la discrétisation. Plus le maillage est fin et plus la fonction ainsi décrite sera proche de la réalité. L'équation du transport neutronique est ainsi transformée en un système de N_g équations monocinétiques couplées, N_g étant le nombre de groupes adopté pour le maillage.

Construction des sections efficaces multigroupe

Les sections efficaces, en tant que fonctions dépendantes de l'énergie, sont ainsi décrites selon ce formalisme comme un jeu de valeurs discrètes $(\sigma_g)_{g=1\cdots N_g}$. La section efficace pour chaque groupe est la moyenne pondérée sur la maille énergétique de la section efficace exacte :

$$\sigma_g = \frac{\int_{E_{g-1}}^{E_g} \sigma(E) w(E)\,\mathrm{d}E}{\int_{E_{g-1}}^{E_g} w(E)\,\mathrm{d}E} \tag{7.1}$$

la maille énergétique du groupe g $[E_{g-1}, E_g]$ est définie par ses deux bornes en énergie E_{g-1} et E_g et la fonction w est la fonction de pondération.

De manière générale, afin de reproduire les taux de réactions dans chacun des groupes, la

pondération s'effectue au moyen du flux neutronique.

$$\sigma_g = \frac{\int_{E_{g-1}}^{E_g} \sigma(E)\phi(E)\,\mathrm{d}E}{\int_{E_{g-1}}^{E_g} \phi(E)\,\mathrm{d}E} \tag{7.2}$$

Toute la difficulté de la mise en forme multigroupe réside dans le choix du flux de pondération. En effet, une mise en forme exacte, sans approximations, nécessiterait l'utilisation du flux réel solution du problème. Or ce flux n'est évidemment pas connu avant de faire le calcul.

Il est donc nécessaire à ce stade d'utiliser comme fonction de pondération un flux approché $\tilde{\phi}$, défini a priori, qui doit décrire le mieux possible le flux exact.

$$\sigma_g = \frac{\int_{E_{g-1}}^{E_g} \sigma(E)\tilde{\phi}(E)\,\mathrm{d}E}{\int_{E_{g-1}}^{E_g} \tilde{\phi}(E)\,\mathrm{d}E} \tag{7.3}$$

Toute l'approximation de la mise en forme multigroupe réside dans le choix de ce flux de pondération. Il est important de noter que plus le maillage sera fin, et moins les sections efficaces seront sensibles au flux de pondération, l'erreur commise sera alors d'autant plus faible.

En règle générale, pour les réacteurs à eau, le flux de pondération utilisé est obtenu par la superposition de trois composantes :

1. un spectre de fission pour le domaine rapide ;
2. un flux en "$1/E$" pour le domaine épithermique ;
3. un spectre de Maxwell pour le domaine thermique.

Dans un réacteur compact et rapide tel que CALIBAN, on montrera ultérieurement que l'utilisation d'un spectre de fission pur constitue une bonne approximation. A titre d'illustration, la figure 7.1 présente un découpage en 238 groupes de la section efficace de fission de l'^{238}U.

Choix du découpage en énergie

Le choix du découpage dépend là encore des applications envisagées, il résulte du compromis à opérer entre la finesse souhaitée pour le traitement d'une part et le coût en temps de calculs d'autre part. Pour les coeurs rapides tels que CALIBAN, au sein desquels la population en neutrons thermiques est négligeable, il est évident qu'un maillage fin aux plus basses énergies serait tout à fait inutile. Inversement, pour des réacteurs à eau dans lesquels coexistent des neutrons aux énergies disparates, un maillage fin sur l'ensemble du domaine est nécessaire pour reproduire fidèlement la situation.

Il reste encore à évoquer le cas des résonances qui nécessitent un traitement particulier. Un maillage spécifique appelé "découpage universel" existe afin de pouvoir décrire correctement les brusques variations des sections efficaces dans le domaine des résonances. Ce découpage contient un peu plus de 11000 mailles énergétiques, autant dire qu'il est inutilisable en pratique. Afin de pallier cette difficulté, les sections efficaces multigroupes doivent être auto-protégées pour prendre en compte le creusement du flux en chaque résonance, ce point sera détaillé au paragraphe suivant.

7.2.2 Le traitement des résonances

La construction des sections multigroupes, telle qu'elle a été décrite au paragraphe précedent, n'est possible que si les sections efficaces varie régulièrement avec l'énergie. Il a été vu au paragraphe 1.3 que ce n'était pas le cas pour des isotopes résonants. En présence de ce type d'isotopes,

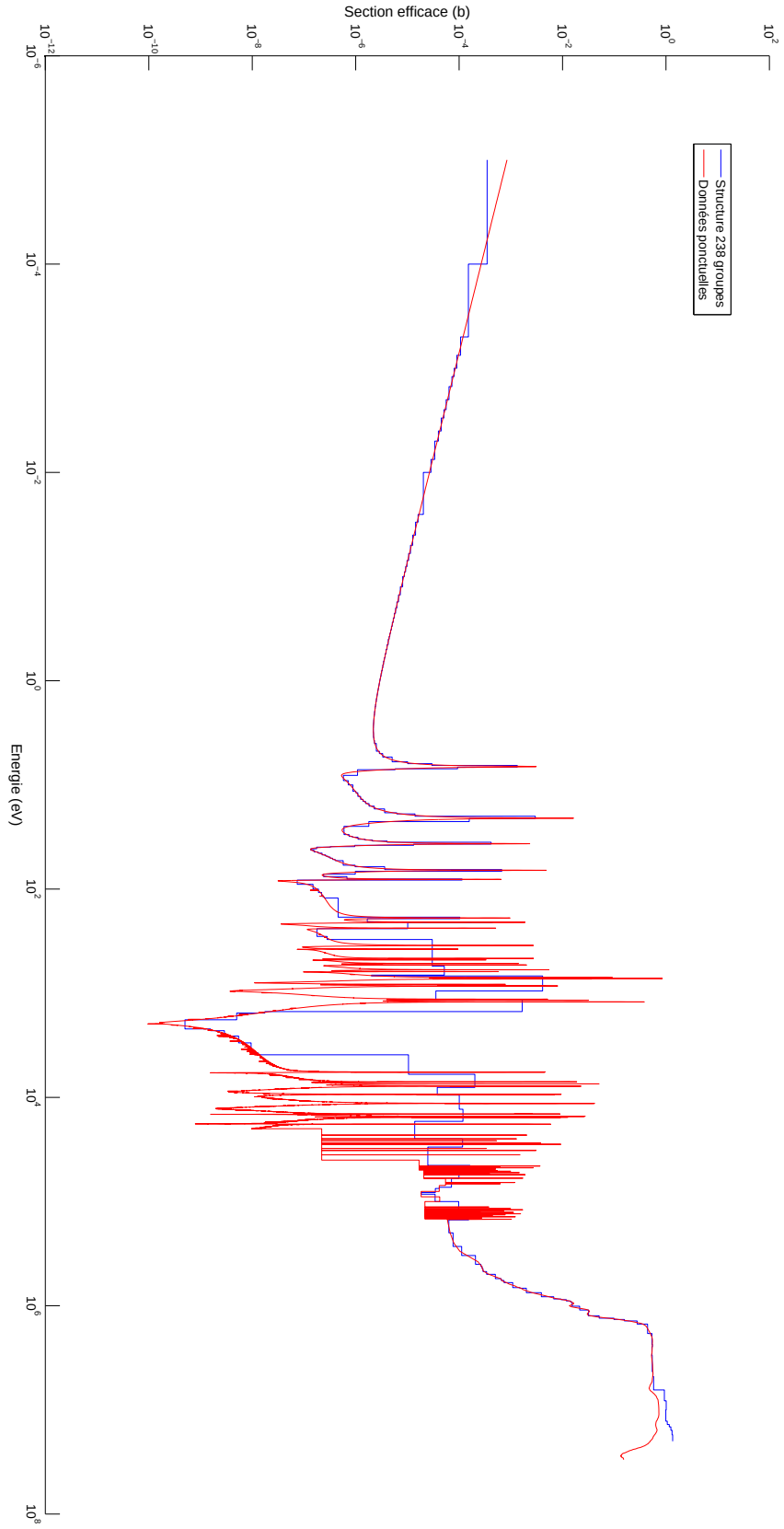


FIGURE 7.1 – **Section efficace de fission de l'^{238}U en format ponctuel et en structure à 238 groupes - ENDF/B VII.0**

si un flux de pondération régulier était utilisé, on oberverait une valeur anormalement élevée de la section et du taux de réaction dans les groupes d'énergie contenant des résonances.

En réalité, le taux de réaction au sein d'une résonance reste limité car si la section efficace σ devient grande, le flux ϕ à cette énergie s'effondre de manière à peu près inversement proportionnelle. L'impact de la résonance sur le taux de réaction $\sigma\phi$ reste ainsi limité : c'est le phénomène d'autoprotection. Toute la problématique du formalisme d'autoprotection consiste à prendre en compte la dépression du flux dans les résonances lors de la construction des sections efficaces multigroupes. Une illustration de ce phénomène est présentée sur le schéma 7.2.

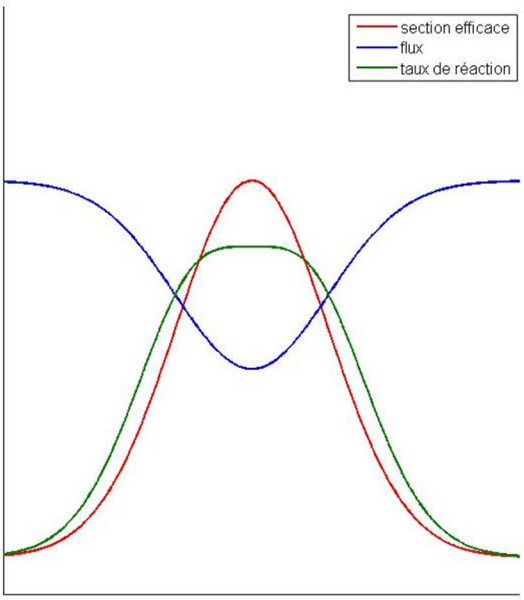


FIGURE 7.2 – **Illustration du phénomène d'autoprotection (échelle indéterminée)**

Il existe différents formalismes pour l'autoprotection des résonances suivant que l'on traite les résonances dans le domaine résolu ou aux énergies plus élevées. Dans le domaine des résonances résolues, on peut déduire des équations du ralentissement que le flux dans la résonance est avec une bonne approximation inversement proportionnel à la section efficace totale.

$$\phi(E) = \frac{\text{Cte}}{\sigma(E)} \tag{7.4}$$

Le flux peut alors être écrit comme le produit de deux fonctions :

$$\phi(E) = \psi(E)\varphi(E) \tag{7.5}$$

La fonction ψ est appelée flux macroscopique, celle-ci est égale au flux qu'on aurait en l'absence de résonances. Cette fonction est égale au flux solution de l'équation de ralentissement en dehors des résonances. La fonction φ caractérise l'effondrement du flux au niveau d'une résonance, c'est une fonction sans dimension qui vaut 1 en dehors des résonances et qui diminue brusquement à l'intérieur de celles-ci. Cette fonction est appelée structure fine ou facteur d'autoprotection.

La fonction de structure fine φ est solution d'une équation qui doit être résolue par le code de calcul en charge de l'autoprotection des résonances. Un certain nombre de modèles ont été construits pour la résolution de l'équation de la structure fine, on peut citer le modèle "résonance étroite" qui s'applique de préférence aux résonances à hautes énergies ou le modèle "résonance large", dédié plutôt aux résonances placées à basses énergies.

On définit alors dans le domaine des résonances une section efficace effective d'absorption $\sigma_{a,\text{eff}}$, rapportée au flux macroscopique ψ :

$$\sigma_a(E)\phi(E) = \sigma_{a,\text{eff}}\psi(E) \tag{7.6}$$

Avec

$$\sigma_{a,\text{eff}} = \sigma_a(E)\varphi(E) \tag{7.7}$$

7.2.3 Les deux approches déterministes pour la résolution de l'équation de Boltzmann

Il a été montré au cours d'un chapitre précédent (chapitre 2) que l'équation du transport de Boltzmann pouvait être écrite sous deux formes différentes : une formulation intégrale et une formulation différentielle. Bien que l'écriture des opérateurs intervenant dans ces deux formulations soit différente, elles sont strictement équivalentes d'un point de vue mathématique, leur résolution doit donc aboutir théoriquement à la même solution.

Les formes différentes que prennent les opérateurs de transport dans ces deux formulations impliquent néanmoins des méthodes de résolution différentes, celles-ci seront détaillées ci-après.

Formulation intégrale

La méthode des probabilités de première collision est la méthode de référence utilisée pour la résolution de la forme intégrale de l'équation du transport. Elle consiste à découper l'espace en un ensemble de petits volumes, la densité d'émission en chaque point du volume étant considérée comme constante et égale à sa valeur moyenne.

Pour chaque groupe d'énergie, on calcule la probabilité P_{ji} qu'un neutron émis dans le volume V_j à l'énergie considérée subisse sa première collision dans le volume V_i. Le flux dans le volume V_i est alors déduit de la densité d'émission dans ce même volume, densité qui s'exprime à partir du flux en explicitant les opérateurs de collision (diffusion, sources de fissions et captures). La résolution du système s'effectue par itérations dont la convergence peut être accélérée par divers moyens.

Les volumes sont choisis naturellement comme étant homogènes, chaque volume ne contenant qu'un seul type de matériau. Plus le maillage volumique sera fin, meilleure sera l'approximation au détriment bien sûr du temps de calcul.

La méthode des probabilités de première collision permet des calculs relativement rapides. En revanche, l'anisotropie des chocs n'est pas prise en compte, il est donc nécessaire d'appliquer une correction de transport à l'hypothèse du choc isotrope pour pouvoir rétablir la valeur correcte de l'aire de migration.

Formulation différentielle

La résolution déterministe de l'équation du transport intégro-différentielle nécessite une discrétisation de l'ensemble des variables décrivant l'espace des phases. La discrétisation de la variable énergétique passe par la mise en structure multigroupe déjà évoquée dans un paragraphe précédent (7.2.1).

Le traitement de la variable angulaire peut être effectué selon deux grandes méthodes engendrant par là-même deux grandes familles de codes. Il existe en effet deux solutions pour représenter une fonction par un nombre fini de valeurs numériques : la discrétisation et le développement sous forme d'une série de fonctions.

La méthode des harmoniques sphériques consiste à développer les fonctions de la variable angulaire en harmoniques sphériques. La méthode des ordonnées discrètes consiste quant à elle à discrétiser les fonctions de la variable angulaire. Ces deux méthodes seront décrites de manière un peu plus détaillée dans les paragraphes suivant (7.2.4 et 7.2.5).

Le traitement de la variable spatiale est quant à lui directement relié à celui de la variable angulaire, il sera de même détaillé ultérieurement (paragraphe 7.2.6).

7.2.4 La méthode des harmoniques sphériques

Définition des harmoniques sphériques

La variable angulaire $\vec{\Omega}$, telle qu'elle est définie en neutronique, est un vecteur à deux dimensions qui représente une direction. $\vec{\Omega}$ peut ainsi être vu comme un point situé sur la sphère unité dans un espace tridimensionnel. Il est usuel d'identifier ce vecteur à partir de deux angles, la colatitude θ et la longitude φ comme illustré sur la figure 7.3.

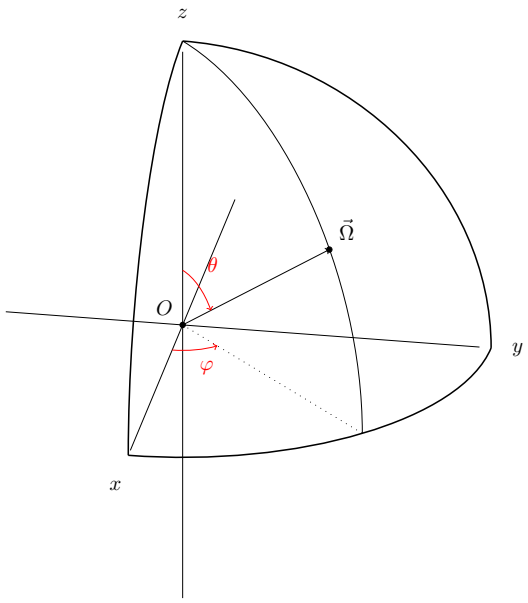


FIGURE 7.3 – **Description de la variable angulaire $\vec{\Omega}$ (vecteur unitaire) à partir d'une colatitude θ et d'une longitude φ**

Les fonctions périodiques de la variable réelle peuvent être décomposées en série de Fourier à partir des fonctions trigonométriques. De la même manière, les fonctions de la variable angulaire $\vec{\Omega}$ sont invariantes après un tour complet sur la sphère unité, elles peuvent ainsi s'écrire sous la forme d'un développement en série en utilisant les harmoniques sphériques $Y_n^m(\vec{\Omega})$.

Les harmoniques sphériques dans un espace à trois dimensions sont équivalentes aux fonctions $\cos(n\theta)$ et $\sin(n\theta)$ dans le plan. Elles sont naturellement adaptées pour décrire les problèmes invariants par rotation tels que ceux rencontrés en neutronique. En effet, les matériaux peuvent être considérés comme isotropes, les sections efficaces ne dépendent alors que de l'angle entre les trajectoires des neutrons incidents et sortants.

Les harmoniques sphériques sont définies comme les fonctions propres des opérateurs invariants par rotation. En neutronique, il est d'usage de les définir comme les vecteurs propres du terme angulaire E dans l'expression du Laplacien en coordonnées sphériques :

$$E \cdot f = \frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial f}{\partial\theta}\right) + \frac{1}{\sin^2\theta}\frac{\partial^2 f}{\partial\varphi^2} \tag{7.8}$$

Usuellement, on utilise plutôt la variable $\mu = \cos\theta$ en lieu et place de θ, les harmoniques sphériques Y sont donc les solutions d'une équation différentielle linéaire d'ordre deux :

$$\left(1-\mu^2\right)\frac{\partial^2 Y}{\partial\mu^2} - 2\mu\frac{\partial Y}{\partial\mu} + \frac{1}{1-\mu^2}\frac{\partial^2 Y}{\partial\varphi^2} = \lambda Y \tag{7.9}$$

où λ est la valeur propre associée.

En pratique, les harmoniques sphériques sont calculées sous une forme factorisée, le premier facteur est fonction de μ et sera étroitement lié aux polynômes de Legendre, ils seront définis ci-après. Le second est un terme exponentiel $\exp(im\varphi)$, il assure la périodicité selon la longitude φ. Ces fonctions $Y_n^m(\vec{\Omega})$ sont dénombrées avec deux entiers (n, m), le premier allant de 0 à $+\infty$ et le second peut prendre à n fixé toutes les valeurs comprises entre $-n$ et $+n$.

Développement des fonctions de $\vec{\Omega}$

Les harmoniques sphériques forment une base complète et orthonormée de l'espace vectoriel des fonctions de la variable angulaire. On peut ainsi écrire le flux neutronique de la manière suivante :

$$\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^{n} \phi_n^m(\vec{r}, E)\, Y_n^m(\vec{\Omega}) \tag{7.10}$$

les coefficients du développement sont calculés de la manière suivante :

$$\phi_n^m(\vec{r}, E) = \int_{4\pi} \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})\, Y_n^{m^*}(\vec{\Omega})\, \mathrm{d}^2\vec{\Omega} \tag{7.11}$$

où $Y_n^{m^*}$ est la fonction complexe conjuguée de Y_n^m.

Le développement des sections efficaces en polynômes de Legendre

Il a déjà été mentionné précédemment que la matière nucléaire pouvait être considérée comme isotrope, ie les réactions nucléaires ne dépendent pas de la direction des neutrons incidents. Par ailleurs, l'émission des neutrons suite à une réaction de fission est également isotrope. Ainsi, seule la section efficace de diffusion $\Sigma_s(E \to E', \vec{\Omega} \to \vec{\Omega}')$ dépend de variables angulaires.

Cette isotropie de la matière permet de simplifier encore l'écriture de cette section efficace puisque seul l'angle de diffusion, ou son cosinus $\mu = \cos\theta = \vec{\Omega}\cdot\vec{\Omega}'$ va intervenir dans son expression. En effet, à θ fixé, l'hypothèse d'isotropie implique que toutes les valeurs de l'angle azimutal φ en sortie de diffusion sont équiprobables.

On se retrouve ainsi avec une section de diffusion qui ne dépend que de la variation d'énergie et de l'unique variable μ : $\Sigma_s(E \to E', \mu)$. En écriture multigroupe, la section efficace de diffusion s'écrit alors :

$$\Sigma_{s,g,g'}(\mu) \tag{7.12}$$

De la même manière que le flux, la section Σ_s peut s'écrire sous la forme d'un développement en harmoniques sphériques. Toutefois, puisque celle-ci ne dépend pas de la composante longitudinale φ, ce sont les harmoniques sphériques indépendantes de φ qui interviennent dans ce développement. Ces harmoniques sphériques particulières sont appelées *polynômes de Legendre*, elles sont solutions de l'équation 7.9 indépendante de φ :

$$\left(1 - \mu^2\right) \frac{\mathrm{d}^2 Y}{\mathrm{d}\mu^2} - 2\mu \frac{\mathrm{d}Y}{\mathrm{d}\mu} = \lambda Y \tag{7.13}$$

On peut démontrer que l'équation 7.13 n'admet de solutions polynômiales en μ que si la valeur propre respecte la condition suivante :

$$\lambda = \lambda_n = -n(n+1) \tag{7.14}$$

avec n entier positif.

Les polynômes de Legendre P_n sont ainsi repérés par l'indice n caractéristique de leur valeur propre associée λ_n. Le développement de $\Sigma_{s,g,g'}(\mu)$ s'écrit alors, en sous-entendant les indices des groupes d'énergie :

$$\Sigma_s(\mu) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2n+1}{2} \Sigma_{s,n} P_n(\mu) \tag{7.15}$$

les coefficients du développement s'écrivant :

$$\Sigma_{s,n} = \int_{-1}^{+1} \Sigma_s(\mu) P_n(\mu)\, \mathrm{d}\mu \tag{7.16}$$

Les harmoniques sphériques sont fonctions propres de l'opérateur de diffusion puisque que c'est un opérateur invariant par rotation ; les valeurs propres correspondantes sont les coefficients du développement de la section efficace en polynômes de Legendre $\Sigma_{s,n}$:

$$\int_{4\pi} \Sigma_s(\vec{\Omega}' \to \vec{\Omega}) Y_n^m(\vec{\Omega}')\, \mathrm{d}^2\vec{\Omega}' = \Sigma_{s,n} Y_n^m(\vec{\Omega}) \tag{7.17}$$

Principe de la méthode des harmoniques sphériques

La méthode des harmoniques sphériques consiste à substituer le flux ϕ dans l'équation intégro-différentielle de Boltzmann par son développement selon ces fonctions (équation 7.10). Le terme de transport spatial peut être exprimé à partir des harmoniques sphériques voisines à l'aide des relations de récurrence entre ces fonctions (cf Annexe H). Pour ce qui concerne l'opérateur de diffusion, on utilise la propriété qu'ont les harmoniques sphériques d'être les fonctions propres des opérateurs invariants par rotation, donc du noyau de l'opérateur de diffusion. Les valeurs propres correspondantes sont les coefficients du développement des sections efficaces en polynômes de Legendre $\Sigma_{s,n}$ définis précédemment :

$$\int_{4\pi} \Sigma_s(E' \to E, \vec{\Omega}' \to \vec{\Omega}) \phi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}')\, \mathrm{d}^2\vec{\Omega}' = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^{n} \Sigma_{s,n} \phi_n^m(\vec{r}, E') Y_n^m(\vec{\Omega}) \tag{7.18}$$

En identifiant les coefficients des harmoniques sphériques de part et d'autre du signe égal, on obtient ainsi pour chaque groupe d'énergie un système infini d'équations couplées indicées par (n, m) dans lequel la variable angulaire $\vec{\Omega}$ n'apparaît plus. Usuellement, on tronque le système pour ne garder que les termes de rang $n \leq N$, c'est l'approximation dite "P_N".

7.2.5 La méthode des ordonnées discrètes

La méthode des ordonnées discrètes consiste à représenter le flux dépendant de $\vec{\Omega}$ par un ensemble discret de valeurs sur un maillage angulaire. Pour construire ce maillage, on découpe dans un premier temps la sphère unité depuis le pôle nord jusqu'au pôle sud en N bandes délimitées par des cercles parallèles à l'équateur. Ces bandes sont ensuite découpées sur l'hémisphère nord par des segments de méridiens : 4 pour la première bande la plus proche du pôle nord, 8 pour la seconde, 12 pour la troisième et ainsi de suite jusqu'à l'équateur. Les bandes de l'hémisphère sud sont découpées de manière symétrique.

On obtient ainsi un schéma appelé S_N, les ordonnées discrètes sont les directions $\vec{\Omega}_n$ associées aux points situés aux centres de chacune des mailles, chaque ordonnée ainsi définie à un poids égal à la surface de la maille rapportée à 4π. La figure 7.4 illustre le principe de construction d'un schéma S_8 sur un octant de la sphère unité.

Afin d'éviter les ordonnées discrètes situées sur l'équateur, qui correspondraient à une valeur $\mu = 0$, N est usuellement pris égal à un nombre pair. Cela permet d'éviter d'éventuelles difficultés dans les traitements numériques.

Les intervalles en colatitude des N bandes parallèles à l'équateur peuvent être choisis de manière à optimiser les formules de quadrature en μ qui seront utilisées dans les traitements numériques ultérieurs. Dans le cadre d'une utilisation de la formule de Gauss pour les quadratures - l'une des formules les plus couramment utilisées, le découpage en colatitude s'effectue à partir d'une discrétisation de la variable μ selon les points de Gauss. On parle alors de schéma "S_N-Gauss".

Ces méthodes permettent des calculs relativement rapides, elles sont de ce fait couramment utilisées dans les schémas de résolution déterministes. Elles sont cependant limitées à des géométries

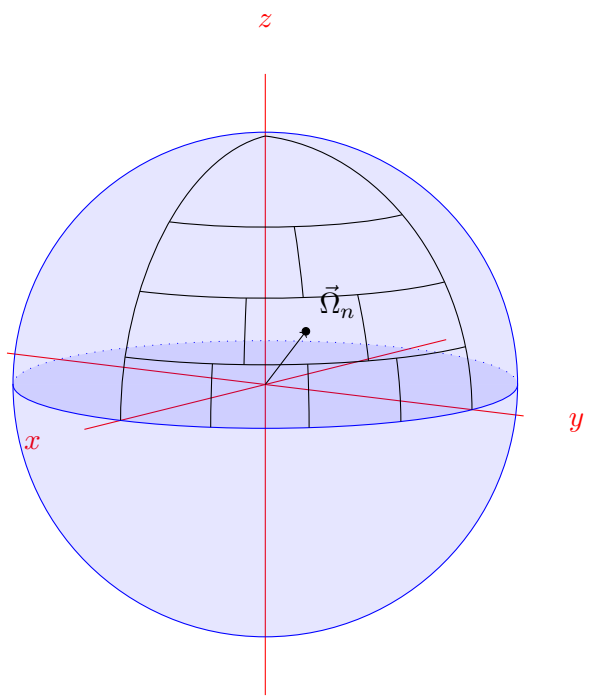


FIGURE 7.4 – **Découpage angulaire d'un octant de la sphère unité selon un schéma** S_8

régulières. Le découpage angulaire qui a été introduit précédemment attribue un rôle particulier à l'axe $\vec{z}$. Les calculs de perturbation qui seront décrits ultérieurement feront intervenir un échantillon placé au centre de la cavité longitudinale orientée selon $\vec{z}$. En conséquence, ce type de découpage est plutôt bien adapté aux calculs qui seront effectués sur CALIBAN.

Cependant, il existe une limitation bien connue à ces méthodes : "l'effet de raies". Cet effet est lié aux directions discrètes auxquelles sont assujettis les trajectoires des neutrons. Dans le cas d'une source placée au centre d'un matériau absorbant non diffusant, on observe que seules les mailles spatiales se trouvant sur les directions définies par les ordonnées discrètes depuis la source "verront" le flux neutronique. Dans les problèmes où les sources de neutrons sont réparties spatialement, comme pour les sources de fissions dans un matériau fissile, ce problème est d'importance mineure. En revanche, cet effet peut prendre de l'importance dans les problèmes à source fixe dans des réacteurs où les diffusions sont minoritaires. C'est en particulier le cas pour CALIBAN, dans lequel il a été estimé qu'un neutron rapide subissait en moyenne 4 chocs avant de disparaître du système.

En pratique, les sections efficaces de diffusion ne sont pas décrites à partir des ordonnées discrètes par souci de commodité. En effet, si tel était le cas, il faudrait construire un jeu de sections efficaces "multi-ordonnées" avant calcul pour le maillage angulaire retenu dans le problème. Pour plus d'universalité, et afin de générer un jeu de sections efficaces qui soit utilisable "une fois pour toutes" pour tous les problèmes rencontrés, on conserve l'écriture des sections de diffusion en développement de polynômes de Legendre (décrit au paragraphe précédent 7.2.4). En pratique, ce développement est tronqué à un ordre l donné, c'est l'approximation P_l. L'approximation P_0 par exemple correspond à une loi du choc isotrope, pour laquelle les directions de renvois angulaires sont toutes équiprobables.

7.2.6 Le traitement de la variable spatiale

Dans le cadre d'un traitement de la variable angulaire par ordonnées discrètes, la méthode la plus courante pour traiter la variable d'espace est le schéma diamant. Chaque maille est délimitée par des couples de valeurs pour chacune des dimensions $(\vec{r}, \vec{\Omega})$ du problème. Il y a pour la définition d'une maille autant de couples que de variables dans le problème.

A titre d'exemple, dans le cas d'un problème "en géométrie plane" dans lequel le système est décrit par une succesion de plaques infinies en y et z, une seule variable d'espace x intervient. Dans ce problème, pour des raisons de symétrie, une seule variable angulaire interviendra : la colatitude θ ou son cosinus μ. Le problème est donc décrit par deux variables x et μ. La maille i dans le schéma diamant sera alors délimitée par deux couples de valeurs (x_i^-, x_i^+) et (μ_j^-, μ_j^+) comme illustré sur la figure 7.5.

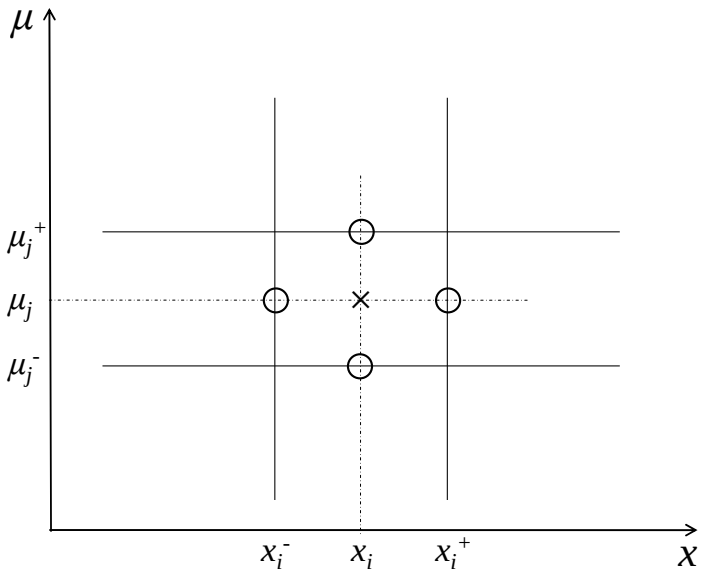


FIGURE 7.5 – **Maillage dans le schéma diamant**

On suppose que la variation du flux à l'intérieur d'une maille est linéaire par rapport à chacune des variables :

$$\phi(x_i, \mu_j) = \frac{\phi(x_i, \mu_j^-) + \phi(x_i, \mu_j^+)}{2} = \frac{\phi(x_i^-, \mu_j) + \phi(x_i^+, \mu_j)}{2} \tag{7.19}$$

Comme indiqué sur la figure 7.5, la valeur x_i représente la coordonnée selon x du centre de la i-ième maille spatiale, le couple (x_i^-, x_i^+) représente les bornes de la maille selon la même coordonnée. La notation pour la variable angulaire est strictement équivalente.

De manière similaire, les dérivées du flux selon chacune des variables s'écrivent à partir d'un quotient de différences finies :

$$\left[\frac{\partial \phi}{\partial x}\right]_{i,j} = \frac{\phi(x_i^+, \mu_j) - \phi(x_i^-, \mu_j)}{x_i^+ - x_i^-} \tag{7.20}$$

$$\left[\frac{\partial \phi}{\partial \mu}\right]_{i,j} = \frac{\phi(x_i, \mu_j^+) - \phi(x_i, \mu_j^-)}{\mu_j^+ - \mu_j^-} \tag{7.21}$$

La méthode de résolution pour ce genre de schéma consiste à calculer le flux en chacun des points du maillage de proche en proche à partir des points où le flux est connu (conditions limites). La condition du flux entrant nul aux frontières de la géométrie est à ce titre l'une des plus utilisées.

Pour les problèmes dans lequels interviennent un plus grand nombre de dimensions, les mailles rectangulaires deviennent des parallélépipèdes ayant autant de côtés que de variables à traiter, cette forme "en diamant" a donné son nom à la méthode.

Outre le schéma diamant, d'autres méthodes basées sur les ordonnées discrètes peuvent être signalées, citons les méthodes nodales et les méthodes des caractéristiques.

7.3 Les codes Monte-Carlo

On regroupe sous l'appellation de méthode "Monte Carlo" l'ensemble des techniques qui visent à calculer une grandeur par le biais de méthodes probabilistes. Ces méthodes ont été imaginées par Nicholas Metropolis à l'aube des années 1940 [119]. Elles ont connu un véritable essor sous l'impulsion de John von Neumann et Stanislas Ulam durant le projet Manhattan pour la simulation des armes. Les méthodes Monte Carlo sont aujourd'hui utilisées dans un grand nombre de domaines, essentiellement en physique, mais aussi en finance.

7.3.1 Principe des méthodes Monte-Carlo

Les méthodes Monte Carlo consistent à estimer une grandeur à partir du calcul de l'espérance mathématique d'une variable aléatoire appelée "score". La valeur du score est obtenue par le biais d'un modèle stochastique appelé "jeu" Monte Carlo. La réalisation du jeu conduit au tirage d'une variable aléatoire dont la valeur est le score. L'estimation de la grandeur recherchée est faite en prenant la moyenne arithmétique des scores pour un grand nombre de tirages. En vertu de la loi des grands nombres, cette moyenne arithmétique tend vers l'espérance mathématique lorsque le nombre de réalisations tend vers ∞, cet estimateur de l'espérance est sans biais. La précision de l'estimation est donnée par l'écart type de la variable aléatoire, obtenue à partir des estimateurs usuels.

En physique des réacteurs, les codes Monte Carlo simulent le cheminement des neutrons depuis leur émission jusqu'à leur disparition. Ce parcours est jalonné d'un certain nombre d'évènements aléatoires indépendants, alternant les phases de transport et les collisions avec des noyaux du milieu. La grandeur recherchée est obtenue par le biais d'estimateurs qui comptabilisent les contributions de chaque évènement à la valeur macroscopique que l'on cherche à déterminer.

Les méthodes déterministes procèdent à une résolution exacte de l'équation du transport à partir d'un schéma numérique faisant intervenir des approximations. A l'inverse de ces techniques, les méthodes Monte Carlo ne font intervenir que peu d'approximations sur le problème à traiter. En revanche, la précision du résultat dépend du nombre d'histoires que l'on a simulées, minimiser l'écart-type sur l'estimation requiert donc un grand nombre de simulations. L'incertitude statistique d'un résultat obtenu à partir d'un code Monte Carlo diminue de manière inversement proportionnelle à la racine carrée du nombre de simulations. En conséquence, les temps de calculs peuvent atteindre des proportions importantes pour les calculs les plus précis. En raison des approximations minimes sur le problème à traiter et de l'accroissement continuel des capacités informatiques, les codes Monte Carlo sont bien souvent utilisés comme référence dans les calculs de neutronique.

7.3.2 Formulation intégrale de l'équation de Boltzmann

La description du transport des neutrons au sein des codes Monte Carlo s'effectue selon une formulation intégrale de l'équation du transport du Boltzmann. On utilise généralement deux fonctions densités pour représenter la population neutronique : la densité de collision entrante Ψ ou taux de collision et la densité de collision sortante Q ou densité d'émission.

La densité de collision entrante s'exprime directement à partir du flux neutronique ϕ par le biais de la section efficace totale du milieu Σ_t :

$$\Psi = \Sigma_t \phi \tag{7.22}$$

Ces deux fonctions peuvent être reliées entre elles par le biais de deux opérateurs : l'opérateur de collision $\mathcal{C}$ et l'opérateur de transport $\mathcal{T}$. L'utilisation de ces deux opérateurs est naturelle en vertu du fait que le cheminement d'un neutron peut être décrit par une succession de trajets en ligne droite entrecoupés de collisions.

L'opérateur de collision $\mathcal{C}$

L'opérateur de collision $\mathcal{C}$ rend compte des probabilités d'occurence de chacune des interactions neutron-noyau, avec la production de neutrons associées. En outre, lors d'un choc élastique ou inélastique, il tient compte des probabilités de transfert d'énergie et de changement de direction. Il permet d'exprimer la densité de collision sortante Q à partir de la densité de collision entrante Ψ :

$$Q(\vec{r}', E, \vec{\Omega}) = \int_0^\infty \int_{4\pi} \mathcal{C}(\vec{r}', E' \to E, \vec{\Omega}' \to \vec{\Omega}) \Psi(\vec{r}', E', \vec{\Omega}') \, \mathrm{d}\vec{\Omega}' \, \mathrm{d}E' + S_{\mathrm{ext}}(\vec{r}', E, \vec{\Omega}) \tag{7.23}$$

Le terme S_{ext} représente l'ensemble des sources neutroniques qui ne dépendent pas du flux (sources externes).

L'opérateur de collision s'écrit explicitement comme la somme des contributions de la fission S_f et de la diffusion S_s :

$$\mathcal{C}\Psi = S_f \Psi + S_s \Psi \tag{7.24}$$

L'opérateur de fission s'exprime sous la forme suivante :

$$S_f \Psi = \frac{\nu}{4\pi} \chi(E) \frac{\Sigma_f(\vec{r}', E')}{\Sigma_t(\vec{r}', E')} \Psi(\vec{r}', E', \vec{\Omega}') \tag{7.25}$$

Quant à l'opérateur de diffusion :

$$S_s \Psi = \frac{\Sigma_s(\vec{r}', E' \to E, \vec{\Omega}' \to \vec{\Omega})}{\Sigma_t(\vec{r}', E')} \Psi(\vec{r}', E', \vec{\Omega}') \tag{7.26}$$

Il est d'usage d'inclure les réactions (n, xn) dans cet opérateur, les sections efficaces correspondantes sont alors multipliées par x pour tenir compte de la production de nouveaux neutrons.

Les sections efficaces de captures ((n, γ), (n, α),...) interviennent dans les probabilités d'occurences de chaque interaction, elles contribuent en effet comme "portions" de la section efficace totale de réaction Σ_t. Comme la production de neutrons associée à ces réactions est par définition nulle, elles n'apparaissent pas de manière explicite dans l'expression de $\mathcal{C}$.

L'opérateur de transport $\mathcal{T}$

L'opérateur de transport permet d'exprimer le flux de neutrons en un point $\vec{r}$, ayant une énergie E et voyageant dans une direction $\vec{\Omega}$ à partir de la densité de collision sortante à cette même énergie pour la même direction à un autre point. La condition pour qu'un neutron voyage en ligne droite sans changement d'énergie ni de direction entre deux points est qu'il ne subisse aucune collision pendant son trajet.

La probabilité pour qu'un neutron fasse un parcours sans collision entre un point A et un point B est $\exp(-\omega)$. ω est le parcours optique, définit comme l'intégrale de la section efficace totale le long du segment [AB]. Pour un neutron d'énergie E, le parcours optique ω s'écrit à partir de l'intégrale curviligne sur le segment [AB] :

$$\omega(A \to B) = \oint_{[AB]} \Sigma_t(\vec{r}, E) \, \mathrm{d}\vec{r} \tag{7.27}$$

Le flux $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ de neutrons au point $\vec{r}$ provenant en ligne droite de la source d'émission Q en un point $\vec{r}'$ s'exprime ainsi :

$$\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = Q(\vec{r}', E, \vec{\Omega}) e^{-\omega(\vec{r}' \to \vec{r})} \tag{7.28}$$

On obtient la relation entre densité de collision entrante et densité de collision sortante en sommant l'équation précédente sur l'ensemble des points d'émissions appartenant à la demi-droite d'origine $\vec{r}$ et de direction $-\vec{\Omega}$, notée $[\vec{r}, -\vec{\Omega})$:

$$\Psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \oint_{[\vec{r}, -\vec{\Omega})} \mathcal{T}(\vec{r}' \to \vec{r}, E, \vec{\Omega}) Q(\vec{r}', E, \vec{\Omega}) \, \mathrm{d}\vec{r}' \tag{7.29}$$

avec

$$\mathcal{T}(\vec{r}' \to \vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \Sigma_t(\vec{r}, E) e^{-\omega(\vec{r}' \to \vec{r})} \tag{7.30}$$

Représentation intégrale de Fredholm

La formulation intégrale de Boltzmann s'obtient en combinant les équations 7.23 et 7.29 de manière à éliminer une des deux densités. Usuellement, on garde plutôt la densité de collision entrante puisque celle-ci est égale au flux neutronique à un facteur près (équation 7.22). On obtient de cette manière une équation intégrale de Fredholm du second type :

$$\Psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \int_{\vec{r}'} \int_{E'} \int_{\vec{\Omega}'} \mathcal{K}(\vec{r}' \to \vec{r}, E' \to E, \vec{\Omega}' \to \vec{\Omega}) \Psi(\vec{r}', E', \vec{\Omega}') \, \mathrm{d}\vec{\Omega}' \, \mathrm{d}E' \, \mathrm{d}\vec{r}' + \Psi_0(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \tag{7.31}$$

$\mathcal{K}$ est appelé noyau de transition, il s'écrit comme le produit des opérateurs de collision $\mathcal{C}$ et de transport $\mathcal{T}$:

$$\mathcal{K}(\vec{r}' \to \vec{r}, E' \to E, \vec{\Omega}' \to \vec{\Omega}) = \mathcal{C}(\vec{r}', E' \to E, \vec{\Omega}' \to \vec{\Omega}) \times \mathcal{T}(\vec{r}' \to \vec{r}, E, \vec{\Omega}) \tag{7.32}$$

Ψ_0 est la densité de première collision entrante des neutrons issus de la source :

$$\Psi_0(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \oint_{[\vec{r}, -\vec{\Omega})} S_{\text{ext}}(\vec{r}', E, \vec{\Omega}) \mathcal{T}(\vec{r}' \to \vec{r}, E, \vec{\Omega}) \, \mathrm{d}\vec{r}' \tag{7.33}$$

7.3.3 Développement de Ψ en série de Neumann

Par souci de commodité, on réduira par la suite le triplet de variables de l'espace des phases en une seule : $X = (\vec{r}, E, \vec{\Omega})$, l'équation 7.31 devient alors :

$$\Psi(X) = \int \mathcal{K}(X', X) \Psi(X') \, \mathrm{d}X' + \Psi_0(X) \tag{7.34}$$

Cette équation suggère que les neutrons qui entrent en collision en X proviennent soit directement de la source, soit des produits d'une autre collision qui a eu lieu en X'. De manière itérative, on peut continuer la description en observant que les neutrons qui sont entrés en collision en X' peuvent eux-mêmes être issus directement de la source ou d'une autre collision en un autre point, et ainsi de suite...

Ce raisonnement récursif conduit à la conclusion suivante : tous les neutrons qui entrent en collision au point X descendent sans exception d'un neutron émis par la source. Certains arrivent directement de la source sans subir de chocs, c'est la contribution Ψ_0. Les autres sont issus d'une cascade de collisions d'une longueur variable, mais prenant toujours origine d'un neutron de la source.

De manière naturelle, on peut tirer parti de ce caractère récursif en développant la solution Ψ en série de Neumann :

$$\begin{aligned}\Psi(X) &= \sum_{n=0}^{\infty} \Psi_n(X) \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} \int \mathrm{d}u_n \int \mathrm{d}u_{n-1} \cdots \int \mathrm{d}u_1\, \mathcal{K}(u_n, X)\mathcal{K}(u_{n-1}, u_n) \cdots \mathcal{K}(u_1, u_2)\Psi_0(u_1) + \Psi_0(X) \quad (7.35)\end{aligned}$$

$\Psi_n(X)$ est la densité de collision entrante en X produite par des neutrons issus d'une cascade de n collisions intermédiaires. Ces collisions se produisent aux points $(u_1, \cdots, u_n)$ de l'espace des phases. En particulier, $\Psi_0(X)$ représente la contribution des neutrons émis par la source qui subissent leur premier choc en X, ce terme a été décrit un peu plus tôt (équation 7.33). Le parcours des neutrons est un processus markovien, cela signifie que la prédiction du comportement futur d'un neutron ne dépend que de son état présent, et non de son histoire passée. Cette propriété est essentielle puisque la transition d'un point u_{n-1} à u_n est indépendante de toutes les étapes passées $(u_1, \cdots, u_{n-2})$. Nous pouvons déduire de cela une relation de récurrence intégrale entre les fonctions Ψ_n, pour $n \geq 1$:

$$\Psi_n(X) = \int \mathcal{K}(X', X)\Psi_{n-1}(X')\,\mathrm{d}X' \quad (7.36)$$

L'équation 7.35 signifie que la solution du problème intégral (équation 7.34) peut être déduite de la simulation d'un certain nombre de neutrons dans un système pour lequel le noyau de transition $\mathcal{K}$ est connu. Chaque configuration de réacteur est caractérisée par un et un seul noyau de transition.

7.3.4 Simulation du cheminement d'un neutron

Simulation analogue

Une simulation est qualifiée d'analogue lorsque l'intégralité des phénomènes physiques auxquels sont soumis les neutrons cheminant dans la matière sont reproduits fidèlement. En particulier, lorsqu'un neutron subit une réaction d'absorption, son histoire s'achève et celui-ci est irrémédiablement supprimé de la simulation. Sa contribution au jeu stochastique est donc perdue pour la suite.

Le parcours d'un neutron est intégralement simulé, depuis son émission jusqu'à sa disparition du système. Son histoire commence dès son émission, à partir de la distribution en $(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ de la source, on lui assigne selon cette loi une position, une énergie et une direction de départ. A partir des sections efficaces du milieu, on tire ensuite aléatoirement la longueur de son parcours en ligne droite avant qu'il ne subisse sa première collision. L'échantillonage de cette longueur s'effectue à l'aide de l'expression du noyau de transport (équation 7.30). Dès lors, trois cas de figures peuvent se présenter.

1. Si le neutron franchit une interface interne au système, on réitère le tirage de sa longueur de parcours comme si le point de passage entre les deux interfaces était un point d'émission avec l'énergie et la direction entrante. Cela ne change aucunement le traitement statistique de son cheminement étant donné que le transport neutronique est un processus markovien. Cela signifie que son parcours futur ne dépend que de son état présent et pas de son histoire.
2. Si le neutron franchit la frontière du système, son histoire se termine s'il n'existe pas de condition de réflexion à cette interface (c'est une fuite). Dans le cas contraire, en fonction de la condition de réflexion (spéculaire ou isotrope), le neutron est réinjecté dans le système avec une direction calculée ou tirée aléatoirement.
3. Si le neutron ne franchit ni interface ni frontière, il subit un choc dans le milieu. On tire successivement le type de noyau concerné puis la nature de l'interaction à partir du noyau de collision (équation 7.24). Son histoire s'achève si c'est une absorption, dans le cas contraire c'est une diffusion. On définit alors le type de diffusion (inélastique ou élastique) et l'on tire

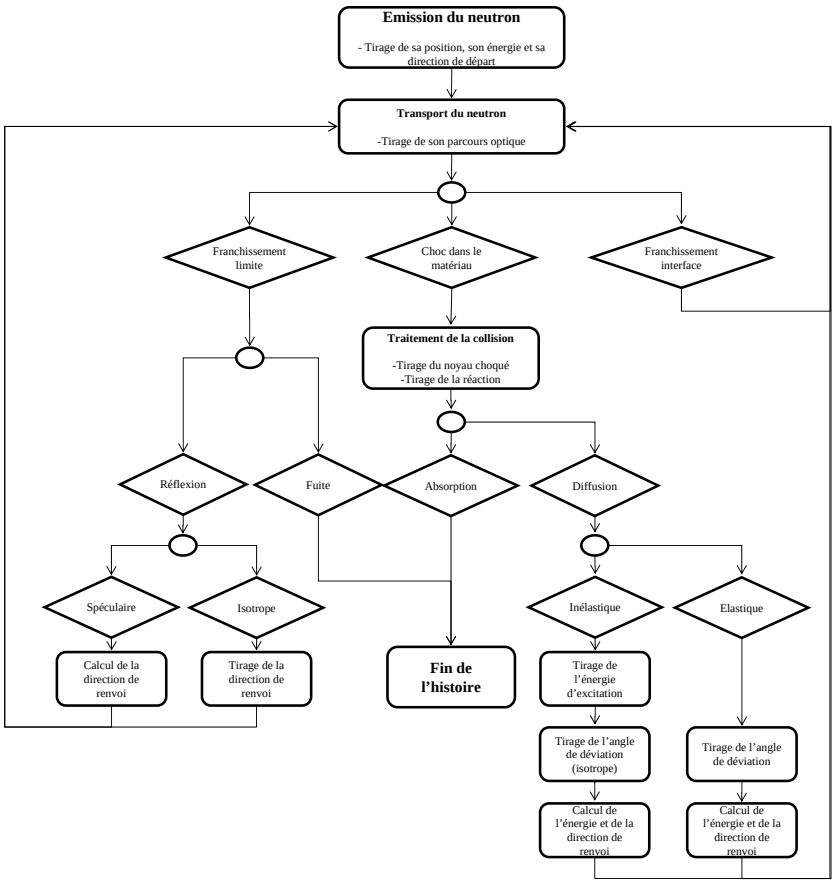


FIGURE 7.6 – **Simulation analogue du cheminement d'un neutron**

aléatoirement les paramètres caractéristiques de l'interaction : l'énergie d'excitation dans le cas d'une diffusion inélastique ou l'angle de déviation dans le cas d'une diffusion élastique. A partir de ces paramètres, on calcule l'énergie et la direction avec lesquelles le neutron sera réinjecté dans le système.

Ce processus est réitéré jusqu'à la disparition du neutron et l'achèvement de son histoire, la figure 7.6, tirée de la référence [7], illustre de manière séquentielle ce processus itératif. Les rectangles représentent des actions : calcul ou tirage aléatoire de grandeurs et les "ronds" symbolisent un choix entre différentes alternatives énoncées dans les losanges.

Simulation non analogue

En pratique, la simulation du cheminement des neutrons ne se fait pas de manière complètement analogue, et ce pour des raisons statistiques. Par exemple, si l'on cherche à évaluer le flux neutronique issu d'une source à un endroit où ce dernier est fortement atténué, il serait nécessaire de simuler un grand nombre de particules afin d'obtenir une statistique correcte. Le problème se pose en particulier pour les calculs de protections biologiques en radioprotection. En effet, dans ce type de calculs, un nombre très limité de neutrons émis par la source pourront atteindre la région d'intérêt.

Les techniques de biaisage ont été développées pour pallier cette difficulté, celles-ci consistent à modifier artificiellement les sections efficaces pour favoriser les parcours dans le sens souhaité. On obtient alors un flux biaisé non représentatif de la réalité, on se ramène ensuite au flux réel à

partir d'un facteur de biaisage dont l'évaluation est relativement simple. Une description détaillée des techniques de biaisage est disponible dans la référence suivante [120].

Sans aller jusqu'à modifier les sections efficaces, il est possible d'affecter un poids à chaque particule en fonction de sa contribution probable au résultat recherché. Lorsqu'un neutron est émis et rentre dans la simulation, on lui affecte un poids égal à un. Les interactions qu'il est susceptible de vivre vont ensuite modifier son poids statistique sans pour autant le faire disparaître du système. Typiquement, les absorptions ne sont pas reproduites dans ce type de simulation, en lieu et place on multiplie le poids du neutron à la fin d'un parcours en ligne droite par sa probabilité de non absorption sur le trajet qu'il vient d'effectuer. La particule pourra ainsi toujours apporter une contribution statistique pour la suite de la simulation, même si celle-ci est amoindrie vis à vis des interactions qu'il a pu subir dans son passé. Il est en effet beaucoup plus avantageux en terme statistique de simuler un grand nombre de particules à faibles poids qu'un faible nombre de particules ayant toutes un poids égal à un. A l'inverse, lorsqu'un neutron subit une réaction $(n, 2n)$, son poids statistique est multiplié par deux.

D'un point de vue mathématique, cette approche est strictement équivalente à la simulation analogue pour le calcul des réponses intégrales.

L'inconvénient de cette démarche réside dans le fait qu'on peut se retrouver à traiter un grand nombre de particules aux poids extrêmement faibles, ce qui peut allonger considérablement les temps de calculs pour un gain dérisoire. On y remédie en appliquant le processus dit de la "roulette russe", celui-ci consiste à éliminer des particules avec une probabilité inversement proportionnelle à leur poids. On retire ainsi de la simulation les neutrons qui ont des poids trop faibles, leur contribution dérisoire ne valant plus la peine d'être simulée. A l'inverse, les particules aux poids plus élevés peuvent se dédoubler pour donner naissance à plusieurs particules : c'est le "splitting".

7.3.5 Calcul à source fixe et calcul de criticité

Les codes Monte Carlo procèdent par "batchs" (paquets) de particules, chaque batch simule la progression d'un ensemble de n particules émises à partir d'une distribution initiale, laquelle dépend du type de calcul exécuté : calcul à source fixe ou calcul de criticité.

Calcul à source fixe

Dans ce type de calcul, les particules émises au début d'un batch sont générées par une source externe, indépendante du flux. Les grandeurs d'intérêts (flux, taux de réactions, ...) sont estimées à la fin de chaque batch avec leur incertitude et combinées avec celles des batchs précédents. C'est la même source qui fait office de générateur de particules pour l'ensemble des batchs de la simulation.

Calcul de criticité

Ce type de calcul ne peut être effectué que si le système contient des matériaux fissiles, les particules sont alors émises au début de chaque batch selon la distribution spatiale et énergétique des neutrons de fissions obtenue à la fin du batch précédent. Cette distribution est appelée *source de fission*. Afin de pouvoir initialiser le calcul, il est néanmoins nécessaire d'introduire une distribution de source initiale pour le tout premier batch.

Si le calcul est effectué en régime stationnaire, il est nécessaire d'introduire un paramètre critique : le facteur de multiplication effectif k_{eff} (cf paragraphe 2.3.1). Ce facteur est défini comme la grandeur par laquelle il faut diviser les productions par fissions pour rendre le système critique, ie pour avoir une source de fission constante entre deux batchs successifs. En pratique, ce facteur de multiplication est obtenu à la fin d'un batch en divisant la production de neutrons par la source de fission qui a initialisée le batch en question.

On observe ainsi la convergence de la source de fission au fur et à mesure de la simulation itérative des batchs, celle-ci s'effectue plus ou moins vite en fonction de la distribution initiale qui a été choisie pour le premier batch. Les grandeurs d'intérêts (flux, taux de réactions, facteur de multiplication, ...) sont moyennées au cours de chaque batch et combinées aux valeurs obtenues lors

des batchs précédents. Afin de ne pas fausser les résultats, on élimine du résultat la contribution des premiers batchs simulés, pour lesquels la source de fission n'a pas encore convergé.

En outre, travailler par batchs successifs présente l'intérêt de fournir des données statistiques relatives aux distributions des grandeurs que l'on cherche à calculer (écart-type, ...).

7.3.6 Les principaux estimateurs dans les codes Monte Carlo

Lors d'une simulation Monte Carlo en physique des réacteurs, les quantités d'intérêt "de base" sont les taux de réactions desquels on peut déduire un grand nombre de réponses. Ces quantités peuvent être calculées au fil de la simulation par le biais de différents estimateurs, nous en détaillerons deux couramment utilisés : l'estimateur "choc" et l'estimateur "corde". Pour plus de généralité, nous traiterons le cas d'une simulation non analogue, dans laquelle un poids statistique w_p est affecté à chaque neutron p.

L'estimateur "choc"

L'estimateur "choc" s'appuie sur l'expression des taux de réactions à partir de la densité de collision entrante Ψ, en notant R_{iV} le taux de la réaction i dans le volume V.

$$R_{iV} = \int_0^\infty \int_{4\pi} \int_V \frac{\Sigma_i(\vec{r},E)}{\Sigma_t(\vec{r},E)} \Psi(\vec{r},E,\vec{\Omega})\,\mathrm{d}\vec{r}\mathrm{d}\vec{\Omega}\,\mathrm{d}E \tag{7.37}$$

La fonction Σ_i est choisie en fonction de la réponse recherchée, on prendra $\Sigma_i = \nu\Sigma_f$ pour le taux de production de neutrons de fission. Si la réponse souhaitée est le flux neutronique, on choisira $\Sigma_i = 1$. On déduit de cette formule la définition de l'estimateur "choc", qui en pratique s'incrémente à chaque fois qu'une collision se produit dans le volume d'intérêt :

$$R_{iV} = \sum_{p=1}^{N_c(V)} \frac{\Sigma_i(\vec{r},E)}{\Sigma_t(\vec{r},E)} w_p(\vec{r},E) \tag{7.38}$$

$N_c(V)$ est le nombre de collisions se produisant dans le volume V, $w_p(\vec{r},E)$ est le poids statistique du neutron produisant la p-ième collision au point $(\vec{r},E)$ de l'espace des phases. La fonction $\Sigma_i(\vec{r},E)/\Sigma_t(\vec{r},E)$ est appelée fonction d'encaissement dans le langage "montecarliste".

L'estimateur "corde"

L'estimateur "corde" s'appuie quant à lui sur l'expression des taux de réactions à partir de la densité de collision sortante Q. Son expression s'obtient à partir de l'équation 7.37 en substituant la densité de collision entrante Ψ par son expression en fonction de Q, donnée par l'équation 7.29 :

$$R_{iV} = \int_0^\infty \int_{4\pi} \int_V \frac{\Sigma_i(\vec{r},E)}{\Sigma_t(\vec{r},E)} \oint_{[\vec{r},-\vec{\Omega})} \mathcal{T}(\vec{r}' \to \vec{r},E,\vec{\Omega}) Q(\vec{r}',E,\vec{\Omega})\,\mathrm{d}\vec{r}'\,\mathrm{d}\vec{r}\mathrm{d}\vec{\Omega}\,\mathrm{d}E \tag{7.39}$$

En supposant que le volume V est homogène, on peut réécrire cette expression à partir du libre parcours moyen $\bar{l}(\vec{r},E,\vec{\Omega})$ pour un neutron au point $(\vec{r},E,\vec{\Omega})$ au sein du volume V :

$$R_{iV} = \int_0^\infty \int_{4\pi} \int_V \Sigma_{iV}(E) Q(\vec{r},E,\vec{\Omega}) \bar{l}(\vec{r},E,\vec{\Omega})\,\mathrm{d}\vec{r}\mathrm{d}\vec{\Omega}\,\mathrm{d}E \tag{7.40}$$

On arrive ainsi à la définition de l'estimateur "corde" pour le taux de la réaction i dans le volume V :

$$R_{iV} = \sum_{p=1}^{N_l(V)} \Sigma_{iV}(E) l_p w_p(E) \tag{7.41}$$

$N_l(V)$ est le nombre de parcours effectués dans le volume V, l_p est la longueur du p-ième parcours et $w_p(E)$ est le poids statistique du neutron associé ayant une énergie E. En pratique, on incrémente l'estimateur au fil de la simulation à chaque fois qu'un parcours s'effectue dans le volume concerné.

L'estimateur "corde" est tout particulièrement adapté aux géométries compactes, dans lesquelles peu de collisions se produisent. Il est ainsi tout indiqué pour les calculs appliqués au réacteur CALIBAN.

Chapitre 8

Les méthodes de calcul des perturbations

Sommaire

8.1 Introduction **180**
8.2 Calcul de la différence entre deux réactivités **180**
8.2.1 Présentation 180
8.2.2 Limites de la méthode 181
8.3 Calcul du poids spécifique en réactivité par ajustement **181**
8.3.1 Le poids spécifique en réactivité 181
8.3.2 Calcul du poids spécifique en réactivité 183
8.3.3 Erreurs, incertitudes et limites de cette méthode 186
8.4 La méthode des échantillons corrélés **187**
8.4.1 Présentation de la méthode 188
8.4.2 Limites de la méthode 190
8.4.3 Calcul du poids spécifique en réactivité 191
8.5 Calcul à partir de la théorie des perturbations **191**
8.5.1 Présentation 191
8.5.2 Le calcul du flux adjoint 192

8.1 Introduction

Le calcul numérique des perturbations est une étape charnière dans le processus de validation des données nucléaires. C'est en effet lors de cette étape que la passerelle est jetée entre les données que l'on cherche à valider et les grandeurs intégrales qui sont effectivement mesurées. Ce chapitre a pour vocation de présenter les différentes méthodes qui ont été utilisées pour l'interprétation des mesures d'impacts en réactivité effectuées auprès de CALIBAN.

Les techniques qui seront présentées au cours de ce chapitre ont toutes le même objectif : pouvoir calculer la variation de réactivité consécutive à une légère modification du système, appelée perturbation. Il existe fondamentalement deux types de perturbations :

1. **Les perturbations sur la composition**, qui incluent l'ensemble des perturbations qui affectent de quelque manière que ce soit la composition du système. On place par exemple dans cette catégorie les problèmes d'évolution du combustible. On y inclut également les problèmes dans lesquels la variation de composition est brutale, notamment lorsqu'un matériau est remplacé par un autre. Par extension, les cas faisant intervenir une modification de la géométrie peuvent aussi être placés dans cette catégorie.
2. **Les perturbations sur les données nucléaires**, qui font intervenir une modification, soit d'une ou plusieurs sections efficaces, soit d'un autre paramètre influent (spectre d'émission χ, nombre de neutrons émis par fission ν, ...). Ce type de perturbation permet en particulier d'effectuer des analyses de sensibilité sur les données nucléaires et de propager leurs incertitudes sur le calcul de k_{eff}.

Les expériences de perturbations effectuées sur CALIBAN consistent à mesurer l'impact sur la réactivité induit par l'introdution d'un échantillon de matériau au sein du coeur. Ces expériences font donc partie de la première catégorie. Elles peuvent être vues comme des expériences de remplacement, dans lesquelles un petit volume d'air est remplacé par le matériau à étudier.

Les méthodes de calcul des perturbations peuvent être divisées en deux grandes familles.

1. Les méthodes dans lesquelles l'impact de la perturbation est déduit de deux ou plusieurs calculs de réactivité. On calcule ces réactivités pour des systèmes soumis à des perturbations d'intensité graduelles.
2. Les techniques qui consistent à calculer directement la variation de réactivité. On inclut dans cette catégorie en particulier les calculs s'appuyant sur la théorie des perturbations.

8.2 Calcul de la différence entre deux réactivités

8.2.1 Présentation

L'impact en réactivité d'une perturbation peut se déduire de manière naturelle et intuitive à partir de la différence entre la réactivité du système perturbé et celle du système de référence non perturbé :

$$\Delta\rho = \rho_{\text{perturbé}} - \rho_{\text{non perturbé}} \tag{8.1}$$

Dans les codes de calculs neutronique, la réactivité se déduit directement du facteur de multiplication effectif k_{eff} :

$$\rho = \frac{k_{\text{eff}} - 1}{k_{\text{eff}}} \tag{8.2}$$

L'écart-type $\sigma_{\Delta\rho}$ de la différence ainsi calculée s'exprime à partir de la relation suivante :

$$\sigma^2_{\Delta\rho} = \sigma^2_{\rho_p} + \sigma^2_{\rho_{np}} - 2\,\text{cov}(\rho_p, \rho_{np}) \tag{8.3}$$

ρ_p et ρ_{np} étant respectivement les réactivités du coeur perturbé et non perturbé, $\text{cov}(\rho_p, \rho_{np})$ est la covariance de ces deux grandeurs.

Si les deux réactivités sont estimées à partir de deux calculs indépendants, celles-ci ne sont pas corrélées et l'écart-type de leur différence s'exprime alors de la manière suivante :

$$\sigma^2_{\Delta\rho} = \sigma^2_{\rho_p} + \sigma^2_{\rho_{np}} \tag{8.4}$$

Dans le cas particulier où ces réactivités sont calculées à partir de deux simulations Monte Carlo non corrélées mais aux paramètres identiques, chacune des réactivités est fournie avec le même écart-type σ, duquel on peut déduire l'écart-type de la différence :

$$\sigma_{\Delta\rho} = \sqrt{2}\,\sigma \tag{8.5}$$

8.2.2 Limites de la méthode

Cette méthode n'est applicable que si les incertitudes avec lesquelles sont données les réactivités sont négligeables devant la différence que l'on cherche à évaluer. Dans le cadre de calculs déterministes, il est donc nécessaire de fixer le critère de convergence à une valeur qui soit inférieure de quelques ordres de grandeurs à la variation recherchée.

Pour les calculs Monte Carlo, le résultat est fourni avec une incertitude statistique inhérente au schéma de résolution. Le seul moyen de réduire cette incertitude est de multiplier le nombre de particules simulées. En effet, l'incertitude statistique d'un résultat Monte Carlo diminue de manière inversement proportionnelle à la racine carrée du nombre de particules simulées. Réduire cet écart-type requiert donc des temps de simulations qui peuvent prendre des proportions importantes.

Si l'impact en réactivité est très faible, son estimation à partir de calculs Monte Carlo risque donc d'être complètement masquée par l'incertitude statistique qui découle du calcul des réactivités. A titre d'exemple, si l'on cherche à calculer l'impact en réactivité de la présence d'un échantillon de masse Δm au sein du coeur, le poids spécifique en réactivité correspondant, défini comme la variation de réactivité rapportée à la variation Δm de la masse du matériau en question, voit son écart-type s'exprimer de la manière suivante :

$$\sigma\left(\frac{\Delta\rho}{\Delta m}\right) = \sqrt{2}\,\frac{\sigma}{\Delta m} \tag{8.6}$$

Cet écart-type tend vers l'infini lorsque Δm tend vers 0, le poids spécifique en réactivité calculé de cette manière est donc associé à une variance non bornée.

8.3 Calcul du poids spécifique en réactivité par ajustement

La difficulté dans l'utilisation de la méthode exposée ci-dessus provient de la faible variation de réactivité qui est l'une des caractéristiques des expériences de perturbations décrites dans ce document. Ces expériences font en effet intervenir des petits échantillons qui n'ont que peu d'influence sur la réactivité du réacteur.

Afin de pallier cette difficulté, une méthode d'ajustement a été mise en oeuvre, celle-ci fera l'objet de ce paragraphe. L'objectif de cette méthode n'est plus de calculer directement la variation en réactivité, celle-ci sera déduite par interpolation.

8.3.1 Le poids spécifique en réactivité

Il a été démontré dans une section précédente (paragraphe 2.4) qu'il était possible d'exprimer la variation de réactivité de manière explicite en fonction de la modification des opérateurs intervenant dans l'équation du transport. Cette expression, obtenue dans le cadre de la théorie des perturbations exacte s'écrit de la manière suivante :

$$\Delta\rho^{\text{exact}} = \frac{\langle \phi_0^+, (\lambda_0\,\Delta F - \Delta L)\,\phi\rangle}{\langle \phi_0^+, F\phi\rangle} \tag{8.7}$$

Rappelons que cette formule ne fait intervenir aucune approximation, les constituants de cette expression sont définis comme suit :

- ϕ est le flux direct du coeur perturbé ;
- ϕ_0^+ est le flux adjoint du coeur de référence non perturbé ;
- λ_0 est la valeur propre du coeur de référence non perturbé ;
- ΔF et ΔL sont respectivement les variations des opérateurs de production et de perte neutronique induites par la perturbation ;
- F est l'opérateur de production du coeur perturbé.

Dans le cadre d'une perturbation de faible intensité, pour laquelle les termes d'ordres deux et plus en $\Delta\phi$ sont négligeables vis à vis des termes d'ordre un, la formule des perturbations au premier ordre a été introduite sous la forme suivante :

$$\Delta\rho = \frac{\langle \phi_0^+, (\lambda_0\, \Delta F - \Delta L)\, \phi_0 \rangle}{\langle \phi_0^+, F_0 \phi_0 \rangle} \tag{8.8}$$

Le flux ϕ_0 et l'opérateur de production F_0 du coeur de référence non perturbé remplacent ici leur équivalent du coeur perturbé.

Les expériences de perturbation sur le réacteur CALIBAN consiste à insérer un échantillon de matériau à l'intérieur de la cavité centrale qui est usuellement remplie d'air. En négligeant les interactions du flux neutronique avec ce volume d'air, la perturbation peut donc simplement être vue comme un ajout de matériau au sein du système de référence. Ainsi, les variations des opérateurs neutroniques ΔF et ΔL s'expriment directement à partir des sections efficaces macroscopiques du matériau perturbant. L'expression du numérateur de l'équation 8.8 devient alors :

$$\langle \phi_0^+, (\lambda_0\, \Delta F - \Delta L)\, \phi_0 \rangle = \int\limits_{\substack{\text{volume}\\ \text{perturbé}}} \int\limits_0^\infty \int_{4\pi} \phi_0^+(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \left(\lambda_0 F^{\text{pert}} \phi_0(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) - L^{\text{pert}} \phi_0(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \right) \mathrm{d}\vec{\Omega}\, \mathrm{d}E\, \mathrm{d}\vec{r} \tag{8.9}$$

Les opérateurs F^{pert} et L^{pert} ne dépendent que des sections efficaces macroscopiques du matériau perturbant, ils s'expriment de manière explicite de la manière suivante :

$$F^{\text{pert}} \phi_0(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi}\, \chi(E) \int\limits_0^\infty \nu(E')\, \Sigma_f^{\text{pert}}(\vec{r}, E')\, \phi_0(\vec{r}, E')\, \mathrm{d}E' \tag{8.10}$$

pour l'opérateur de production et

$$L^{\text{pert}} \phi_0(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \Sigma_t^{\text{pert}}\, \phi_0(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) - \int\limits_0^\infty \int_{4\pi} \Sigma_s^{\text{pert}}(\vec{r}, E' \to E, \vec{\Omega}' \to \vec{\Omega})\, \phi_0(\vec{r}, E', \vec{\Omega}')\, \mathrm{d}\vec{\Omega}'\, \mathrm{d}E' \tag{8.11}$$

pour l'opérateur de perte.

Les sections notées avec l'exposant Σ^{pert} sont les sections efficaces macroscopiques de réactions du matériau perturbant, produit de la densité atomique N^{pert} et des sections efficaces microscopiques de réactions σ^{pert} des isotopes de ce matériau. Il a été supposé pour l'écriture de ces expressions que le matériau perturbant est homogène de sorte que ses sections efficaces macroscopiques soient uniformes dans le volume perturbé.

On montre ainsi que, dans le domaine de validité de la formule des perturbations au premier ordre, le numérateur de cette dernière est proportionnel à la densité atomique des isotopes du matériau perturbant. Cette densité étant elle-même proportionnelle à la masse de ce matériau, on peut ainsi introduire la notion de "poids spécifique en réactivité" que l'on définit comme étant l'impact en réactivité par unité de masse de matériau perturbant.

$$\Delta\rho = \Delta m \times p_{\text{spec}} \tag{8.12}$$

Le poids spécifique en réactivité du matériau perturbant p_{spec} s'exprime de la manière suivante :

$$p_{\text{spec}} = \frac{N_a}{V_p M_p} \frac{\langle \phi_0^+, (\lambda_0 f^{\text{pert}} - l^{\text{pert}})\, \phi_0 \rangle_{V_p}}{\langle \phi_0^+, F_0 \phi_0 \rangle} \tag{8.13}$$

Les opérateurs f^{pert} et l^{pert} sont les opérateurs de production et de perte microscopiques, associés aux sections efficaces microscopiques de réaction du matériau perturbant :

$$f^{\text{pert}} \phi_0(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} \chi(E) \int_0^\infty \nu(E')\, \sigma_f^{\text{pert}}(\vec{r}, E')\, \phi_0(\vec{r}, E')\, \mathrm{d}E' \tag{8.14}$$

$$l^{\text{pert}} \phi_0(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \sigma_t^{\text{pert}}\, \phi_0(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) - \int_0^\infty \int_{4\pi} \sigma_s^{\text{pert}}(\vec{r}, E' \to E, \vec{\Omega}' \to \vec{\Omega})\, \phi_0(\vec{r}, E', \vec{\Omega}')\, \mathrm{d}\vec{\Omega}'\, \mathrm{d}E' \tag{8.15}$$

L'expression du poids spécifique p_{spec} fait ainsi intervenir un rapport de quantités intégrés, le numérateur s'exprime comme l'intégrale sur le volume perturbé des taux de réactions microscopiques pondérés par le flux adjoint et on retrouve au dénominateur le taux de production pondéré et intégré sur l'ensemble du coeur issu de la formule des perturbations au premier ordre 8.8. Ce sont les nappes de flux directes et adjointes du coeur de référence non perturbé ϕ_0 et ϕ_0^+ qui apparaissent dans cette expression. Les quantités intervenantes supplémentaires sont les suivantes :

- N_a, le nombre d'Avogadro :

$$N_a = 6,02214 \times 10^{23}\, \text{mol}^{-1}$$

- V_p, le volume perturbé en cm^3 ;
- M_p, la masse molaire de l'élément perturbant en g.mol^{-1}.

Ce poids spécifique n'a de sens que pour les petites perturbations, pour lesquelles l'approximation au premier ordre de la formule des perturbations est valide. Dans le cas contraire, c'est le flux ϕ et l'opérateur de production F du coeur perturbé qui interviennent dans l'expression du poids spécifique, lequel sera alors dépendant de la densité ou de la masse de matériau perturbant.

8.3.2 Calcul du poids spécifique en réactivité

L'intérêt de calculer le poids spécifique en réactivité en lieu et place de l'impact en réactivité d'un petit échantillon de matériau prend tout son sens dans le cadre de l'utilisation des codes Monte Carlo. En effet, ce poids spécifique peut être obtenu à partir d'une différence de réactivités faisant intervenir des configurations dans lesquelles la masse de matériau perturbant est plus importante que celle qui a fait l'objet de l'expérience réelle. Augmenter de cette manière l'amplitude de la perturbation calculée permet d'améliorer l'estimation de cette perturbation par le biais des codes Monte Carlo. Il est toutefois nécessaire de garder à l'esprit que cette augmentation est bornée par le domaine de validité de l'approximation au premier ordre de la formule des perturbations.

En pratique, on procède en calculant, à partir de simulations indépendantes, les réactivités du coeur soumis à différentes masses du matériau perturbant étudié. Ces masses doivent être réparties uniformément dans le même volume, volume qui correspond au volume effectivement perturbé lors de l'expérience. Ce dernier point est crucial puisque le poids spécifique en réactivité dépend, en plus des propriétés nucléaires du matériau en question, des nappes de flux directes et adjointes intégrées sur le volume perturbé. Faire varier ce volume retirerait toute signification au poids spécifique, puisque les perturbations ainsi calculées seraient obtenues avec des nappes de flux différentes et non représentatives de l'expérience.

On procède ainsi à volume fixé, la variation de masse au sein de ce volume est obtenue en faisant varier la masse volumique de l'échantillon entre les calculs. La figure 8.1 illustre les réactivités obtenues pour différentes masses de plutonium 239 réparties dans un cylindre de rayon 0,8 cm et de hauteur 1,2 cm situé au centre géométrique du réacteur CALIBAN.

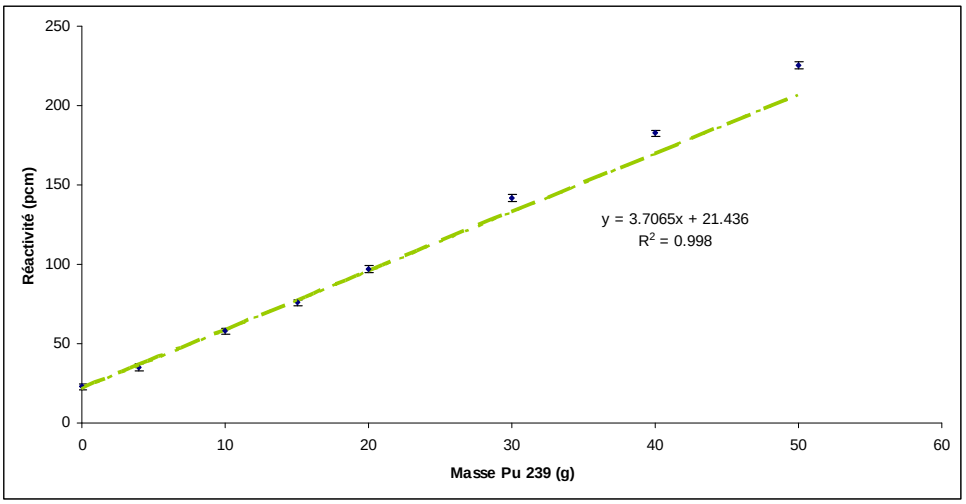


FIGURE 8.1 – **Réactivité en fonction de la masse de plutonium 239 (ENDF/B-VI)**

Chaque réactivité calculée est représentée avec une barre d'erreurs de 2σ, les différentes simulation Monte Carlo ont été effectuées de manière indépendantes, avec le même nombre de particules (30 000 "batchs" de 50 000 neutrons).

Le premier point de la courbe correspond à une perturbation de masse nulle, c'est la réactivité du coeur non perturbé. On observe sur cette figure le domaine de variation linéaire dans lequel la variation de la réactivité est bien proportionnelle à la variation de la masse de matériau perturbant. Le poids spécifique en réactivité est défini comme la pente de cette portion de courbe. Celui-ci s'obtient à partir d'un ajustement linéaire à partir de la méthode des moindres carrés.

Au delà d'une certaine masse, on sort du domaine de validité de l'approximation au premier ordre de la formule des perturbations et des phénomènes non linéaires entrent en jeu.

Ces phénomènes non linéaires interviennent lorsque la perturbation modifie trop significativement la nappe de flux du coeur de référence. Cette modification dépend des isotopes présents dans le matériau perturbant, elle est de natures différentes suivant le comportement neutronique des isotopes en question. Cette modification peut se produire sur l'amplitude du flux et/ou sur sa distribution énergétique, trois exemples de ces phénomènes non linéaires sont fournis ci-après.

Cas des échantillons fissiles

Dans le cas d'un échantillon purement fissile tel que le plutonium 239, sa présence en masse trop importante produit une augmentation significative du flux neutronique au sein du volume perturbé. Cette augmentation se répercute sur le poids en réactivité de l'échantillon par un accroissement consécutif de celui-ci. Plus la masse est importante, plus le flux est intense dans l'échantillon et plus son impact en réactivité sera important en vertu de la formule exacte des perturbations (équation 8.7). Une illustration de ce phénomène d'"emballement" est donnée sur la figure 8.2.

Cas des échantillons capturants

A l'inverse, pour un échantillon de matériau purement absorbant tel que le lutécium, sa présence en masse trop importante induit une dégradation du flux neutronique au sein du volume perturbé. Cette diminution du flux entraîne consécutivement une baisse du poids spécifique en valeur absolue, c'est un effet d'autoprotection spatiale. On observe ainsi un aplatissement de la courbe, illustré sur la figure 8.3.

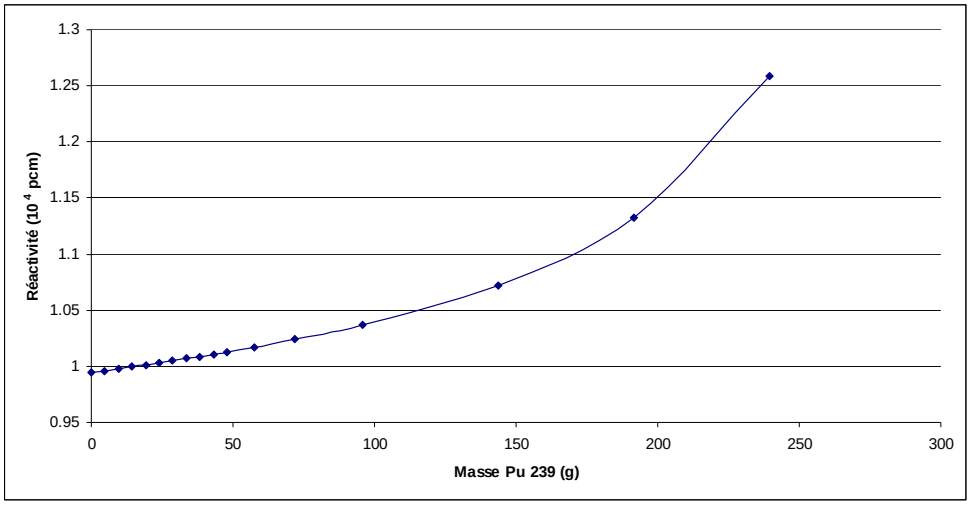


FIGURE 8.2 – **Evolution de la réactivité en fonction de la masse de plutonium 239 (calculs déterministes)**

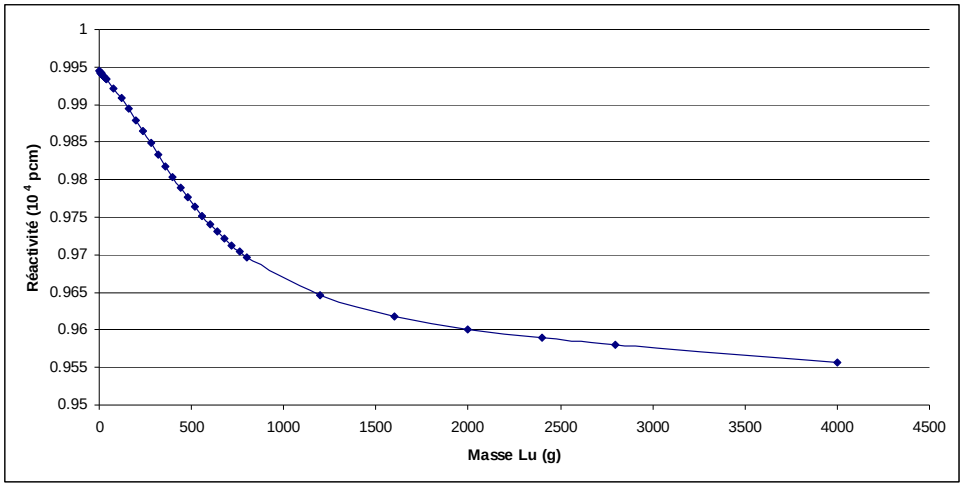


FIGURE 8.3 – **Evolution de la réactivité en fonction de la masse de lutécium naturel (calculs déterministes)**

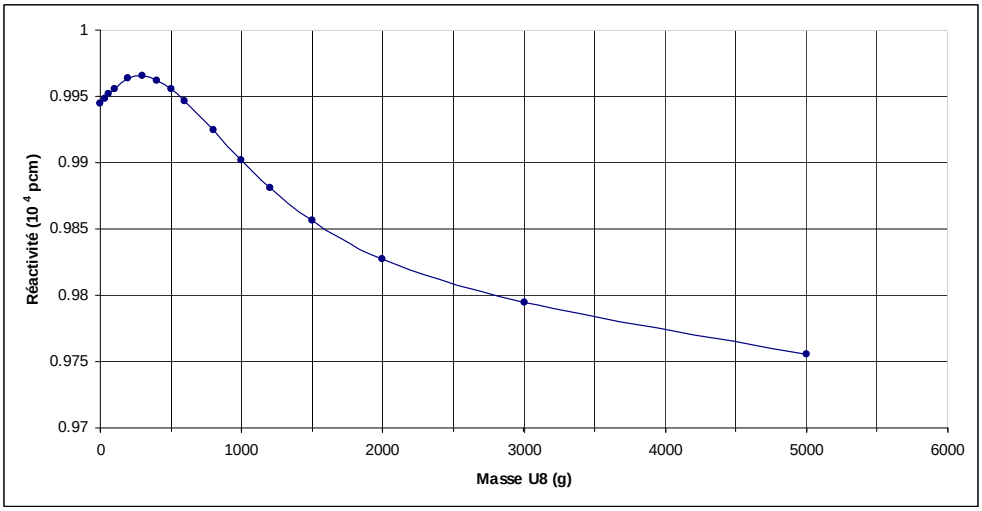


FIGURE 8.4 – **Evolution de la réactivité en fonction de la masse d'uranium 238 (calculs déterministes)**

Cas des échantillons fissiles à seuil

Dans le cas d'un échantillon d'uranium 238, fissile à seuil et siège de diffusions inélastiques, une masse trop importante produit une dégradation énergétique du flux au sein de l'échantillon. Ce décalage du spectre neutronique vers des énergies moindres se trouvant en deçà du seuil du fission modifie le comportement neutronique de l'uranium 238. En effet, dans ce domaine énergétique, la section efficace de fission est très sensible à l'énergie du neutron incident. On observe ainsi un basculement dans la courbe donnant la réactivité en fonction de la masse d'U^{238}. Aux faibles masses, l'U^{238} soumis au flux neutronique rapide fourni par CALIBAN à un comportement fissile. Plus la masse augmente, plus le spectre se dégrade, on observe alors l'influence des réactions de captures qui vont prendre l'ascendant sur les réactions de fission. A tel point qu'aux masses plus élevées, l'U^{238} aura un comportement capturant avec un impact en réactivité négatif. On observe enfin aux masses les plus importantes l'aplatissement de la courbe, caractéristique des matériaux capturants. Ces différents comportements sont illustrés sur la figure 8.4.

8.3.3 Erreurs, incertitudes et limites de cette méthode

Comme exposé dans le paragraphe précédent, la détermination du poids spécifique en réactivité impose de se placer dans le domaine de variation linéaire de la réactivité en fonction de la masse de matériau perturbant. En conséquence, des difficultés sont susceptibles d'apparaître pour les isotopes qui sont le siège de comportements non linéaires pouvant prendre des proportions importantes. L'uranium 238 en est un exemple type. Pour ces isotopes, la plage de variation linéaire peut être très réduite, limitant d'autant l'amplitude des perturbations calculées. On retombe alors pour ces isotopes particuliers sur les mêmes difficultés que celles évoquées dans le cadre du calcul direct de l'impact en réactivité par différence de deux valeurs (paragraphe 8.2). A savoir l'importance des incertitudes de chaque réactivité vis à vis des différences que l'on cherche à estimer.

L'incertitude du poids spécifique en réactivité, calculé à partir d'une régression linéaire, peut s'obtenir par propagation du carré moyen des résidus sur la valeur de la pente.

Nous noterons Y_i la variable dépendante et X_i la variable indépendante du problème de régression. Dans notre étude, X_i correspond à la masse et Y_i à la réactivité calculée associée. La régression nous permet de prédire une valeur $\hat{Y}_i$ à partir de deux paramètres estimés :

$$\hat{Y}_i = a + bX_i \tag{8.16}$$

Les paramètres (a et b) de la droite de régression (sa pente et son ordonnée à l'origine) sont calculés par la méthode des moindres carrés. La précision de la droite de régression estimée sera quantifiée de manière classique par le coefficient de corrélation R^2, évaluant l'adéquation entre les variations du modèle prédictif (droite de régression) et celles des points calculés Y_i.

$$R^2 = \frac{\sum(\hat{Y}_i - \bar{Y})^2}{\sum(Y_i - \bar{Y})^2} \tag{8.17}$$

Par ailleurs, une étude sur la fiabilité de la régression nous permet de dégager une valeur de l'incertitude sur les estimations des paramètres de régression, notamment le poids spécifique en réactivité fourni par la pente. On suppose que les valeurs Y_i se répartissent de manière normale autour de la valeur vraie $\hat{Y}_i = a + bX_i$ avec un écart-type σ_y. Cet écart-type au carré σ_y^2 peut être estimé par le carré moyen des résidus :

$$S^2 = \frac{\sum(Y_i - \hat{Y}_i)^2}{n-2} \tag{8.18}$$

n est le nombre de points de la régression, $n-2$ est le nombre de degrés de liberté associé au calcul de S^2. On peut à partir de là calculer l'incertitude sur a et b par simple propagation des incertitudes ([90] et [92]).

$$\sigma_b = \frac{S}{\sqrt{\sum(X_i - \bar{X})^2}} \tag{8.19}$$

$$\sigma_a = S\sqrt{\frac{\sum X_i^2}{n\sum(X_i - \bar{X})^2}} \tag{8.20}$$

Des intervalles de confiance pour a et b peuvent alors être déterminés à partir d'un test de Student. L'incertitude liée à l'estimation par régression du poids spécifique est ainsi donnée par l'écart type σ_b.

8.4 La méthode des échantillons corrélés

La méthode des échantillons corrélées a été historiquement développée afin de permettre le calcul des faibles perturbations à partir de simulations Monte Carlo. Son principe consiste à introduire une forte corrélation positive entre les deux calculs (perturbé et non perturbé). Cette covariance positive entre les résultats des deux calculs induit une diminution de l'incertitude sur l'estimation de leur différence en vertu de l'équation 8.3. En d'autres termes, il s'agit de reporter la majeure partie des fluctuations statistiques sur la variation de réactivité.

En pratique, deux problèmes sont toujours traités simultanément : le coeur de référence non perturbé et le coeur perturbé. Le principe de ces méthodes consiste à produire des histoires neutroniques aux destinées similaires dans les deux configurations. L'amplitude de la corrélation entre les deux calculs découlera du degré de similitude et de coïncidence qui est introduit dans la simulation simultanée des deux configurations.

Historiquement, Spanier et Gelbard [127] ont proposé deux méthodes pour produire de telles corrélations positives.

La première méthode consiste à contrôler la génération des nombres aléatoires dans les deux configurations. La suite de nombres pseudo-aléatoires qui régit l'histoire d'un neutron dans le système de référence peut être légèrement réarrangée de manière à être réutilisée pour la description des histoires dans le système perturbé. De cette manière, on peut faire en sorte que les mêmes nombres pseudo-aléatoires soient utilisés au début des deux histoires (de référence et perturbée). La séquence de génération à partir du deuxième nombre reprend ensuite l'ordre initial de manière à conserver les propriétés statistiques garantes d'un échantillonnage de qualité.

Cette méthode est quelque peu tombée en désuétude au profit de la seconde, plus efficace, plus rapide et donc généralement utilisée dans les codes de calculs actuels. Une présentation de

cette seconde méthode sera fournie dans le paragraphe suivant, une discussion sur les limites de la méthode en question sera ensuite exposée.

8.4.1 Présentation de la méthode

La seconde méthode proposée par Spanier et Gelbard permet de regrouper le calcul des deux configurations en un seul problème. Les histoires neutroniques ne sont plus simulées que pour le système non perturbé pour lequel les réponses sont calculées en cours de simulation. On obtient les réponses du système perturbé en modifiant les poids statistiques des particules du système de référence. Cette correction de poids s'écrit à partir de l'amplitude de la perturbation sur le noyau de transition $\mathcal{K}$. Elle doit en particulier tenir compte de la modification, induite par la perturbation, des probabilités d'occurence de chaque évènement lors du tirage d'un parcours ou d'un choc.

Cette méthode repose donc sur la résolution d'un problème de référence, c'est la modification des poids des particules qui permet de déduire la réponse des estimateurs que l'on aurait obtenue dans un milieu perturbé.

Notons $\mathcal{K}$ et $\mathcal{K}^*$ les noyaux de transition respectifs du coeur de référence non perturbé et du coeur perturbé. Les densités de collision entrante Ψ et Ψ^* solutions des deux problèmes s'écrivent sous la forme de deux développements en série de Neumann (équation 7.35 du paragraphe 7.3.3). Pour ce qui concerne le coeur de référence, la densité de collision Ψ s'écrit :

$$\Psi(X) = \sum_{n=1}^{\infty} \int \mathrm{d}u_n \int \mathrm{d}u_{n-1} \cdots \int \mathrm{d}u_1 \left[\prod_{i=1}^{n} \mathcal{K}(u_i, u_{i+1}) \right] \Psi_0(u_1) + \Psi_0(X) \tag{8.21}$$

Afin de clarifier le propos, l'expression du développement en série de Neumann sera désormais formulée avec une notation condensée. L'équation 8.21 peut en effet s'exprimer sous forme compacte de la manière suivante :

$$\Psi(X) = \sum_{n=0}^{\infty} \int \mathrm{d}u_n \int \mathrm{d}u_{n-1} \cdots \int \mathrm{d}u_1 \int \mathrm{d}u_0 \prod_{i=0}^{n} \mathcal{K}_i \tag{8.22}$$

A n fixé, le produit $\prod_{i=0}^{n} \mathcal{K}_i$ est la fonction densité relative à la contribution à Ψ des chaînes ayant subi n collisions intermédaires. Le terme $\mathcal{K}_0$ représente les neutrons émis par la source au point u_0 qui subissent leur première collision au point u_1 :

$$\mathcal{K}_0 = S_{\text{ext}}(u_0)\mathcal{T}(u_0 \to u_1) \tag{8.23}$$

Notons que l'intégration de $\mathcal{K}_0$ sur l'ensemble de l'espace des phases selon la variable u_0 permet d'obtenir $\Psi_0(u_1)$:

$$\Psi_0(u_1) = \int \mathcal{K}_0 \, \mathrm{d}u_0 \tag{8.24}$$

Pour i supérieur à 1, $\mathcal{K}_i$ est le noyau de transition entre la i-ème et la $(i+1)$-ième collision :

$$\forall i \geq 1, \quad \mathcal{K}_i = \mathcal{K}(u_i, u_{i+1}) \tag{8.25}$$

En particulier, $\mathcal{K}_n$ est le noyau de transition entre le point de la n-ième et dernière collision intermédiaire et le point d'arrivée X, que l'on note formellement u_{n+1} :

$$\mathcal{K}_n = \mathcal{K}(u_n, u_{n+1}) = \mathcal{K}(u_n, X) \tag{8.26}$$

La figure 8.5 illustre de manière séquentielle l'histoire d'une chaîne à n collisions intermédiaires contribuant à la densité de collision entrante $\Psi(X)$.

Avec cette notation condensée, la densité de collision entrante $\Psi(X)$ du système de référence s'exprime sous la forme suivante :

$$\Psi(X) = \sum_{n=0}^{\infty} \int \mathrm{d}u_n \cdots \int \mathrm{d}u_0 \prod_{i=0}^{n} \mathcal{K}_i \tag{8.27}$$

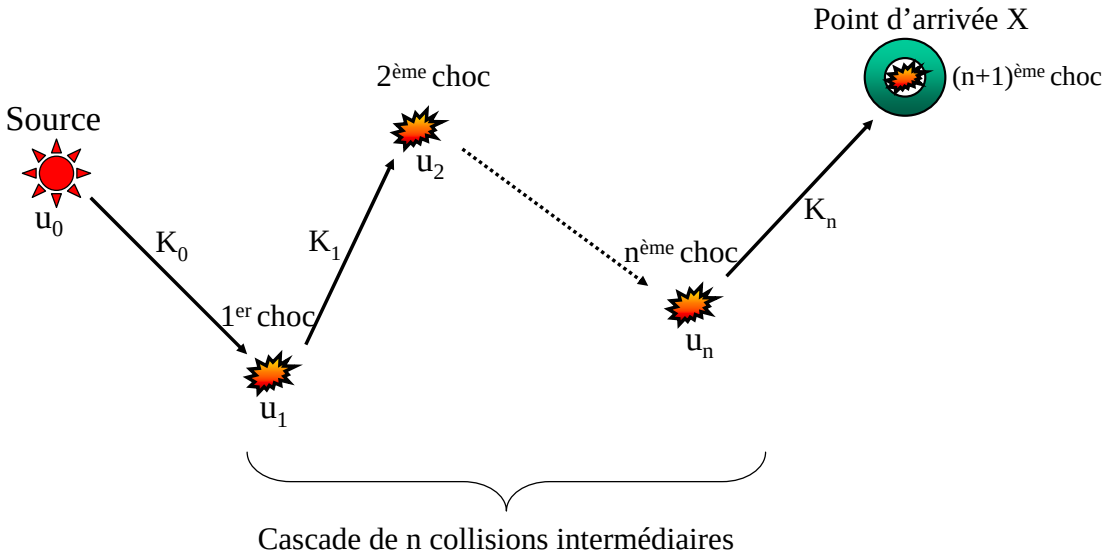


FIGURE 8.5 – **Histoire d'une chaîne à n collisions intermédiaires contributrice à $\Psi(X)$**

La densité de collision entrante $\Psi^*(X)$ du système perturbé s'écrit de manière similaire :

$$\Psi^*(X) = \sum_{n=0}^{\infty} \int \mathrm{d}u_n \cdots \int \mathrm{d}u_0 \prod_{i=0}^{n} \mathcal{K}_i^* \tag{8.28}$$

La solution du problème perturbé peut s'écrire de manière formelle à partir des noyaux de transition du problème de référence :

$$\Psi^*(X) = \sum_{n=0}^{\infty} \int \mathrm{d}u_n \cdots \int \mathrm{d}u_0 \left[\prod_{i=0}^{n} w_i^* \, \mathcal{K}_i \right] \tag{8.29}$$

Le facteur w_i^* est la correction de poids, c'est la grandeur qui permet de décrire la i-ième transition $u_i \to u_{i+1}$ dans l'histoire du système perturbé à partir de celle du système de référence. En pratique, ce facteur est calculé dans les codes lors de chaque collision à partir des expressions des opérateurs de collision et de transport (cf paragraphe 7.3.2).

Pour $i \geq 1$, w_i^* s'exprime comme le rapport des noyaux de transition des deux configurations, celle de référence et celle perturbée :

$$\forall i \geq 1, \quad w_i^* = \frac{\mathcal{K}_i^*}{\mathcal{K}_i} = \frac{\mathcal{K}^*(u_i, u_{i+1})}{\mathcal{K}(u_i, u_{i+1})} \tag{8.30}$$

w_0^* s'écrit quant à lui à partir des quotients des opérateurs "source" S_{ext} et "transport" $\mathcal{T}$ entre les deux configurations :

$$w_0^* = \frac{\mathcal{K}_0^*}{\mathcal{K}_0} = \frac{S_{\text{ext}}^*(u_0)\, \mathcal{T}^*(u_0 \to u_1)}{S_{\text{ext}}(u_0)\, \mathcal{T}(u_0 \to u_1)} \tag{8.31}$$

Cette expression de w_0^* est donnée dans le cas général d'un calcul de criticité avec propagation des poids. Dans cette situation, la source qui initialise la simulation d'un batch correspond aux sources de fission du batch précédent. Or la perturbation modifie le flux au sein du coeur et donc la source de fission, un traitement rigoureux nous impose donc de propager la modification des poids au fil des générations. En conséquence, si cette propagation est effectivement réalisée, le

terme source est différent entre le système perturbé et non perturbé. Nous reviendrons un peu plus en détail sur ce point dans le paragraphe suivant, dédié aux limites de la méthode.

En pratique, pour diverses raisons, cette propagation n'est pas systématiquement implémentée dans les codes de calculs. Dans ce cas, les termes sources sont identiques dans les deux configurations et le facteur w_0^* s'écrit plus simplement :

$$w_0^* = \frac{\mathcal{T}^*(u_0 \to u_1)}{\mathcal{T}(u_0 \to u_1)} \tag{8.32}$$

La variation de la densité de collision s'obtient directement à partir de l'expression suivante :

$$\Delta\Psi(X) = \Psi^*(X) - \Psi(X) = \sum_{n=0}^{\infty} \int \mathrm{d}u_n \cdots \int \mathrm{d}u_0 \left[\prod_{i=0}^{n} w_i^* - 1\right] \left[\prod_{i=0}^{n} \mathcal{K}_i\right] \tag{8.33}$$

La corrélation entre les histoires neutroniques des deux configurations est maximisée par le simple fait que c'est ici le même nombre aléatoire qui conditionne le tirage d'un même évènement au sein d'une seule et même histoire.

En plus d'induire des corrélations très importantes entre les deux calculs, cette méthode a l'avantage d'être peu coûteuse en temps de calculs puisque les tirages aléatoires ne sont à effectuer que pour le coeur de référence. En pratique, d'après les calculs effectués dans le cadre de ce travail, on observe qu'un temps additionnel d'environ 20 % est à ajouter par perturbation au temps de calcul du problème critique de référence.

8.4.2 Limites de la méthode

Tout évènement observable dans la configuration perturbée doit être observable dans la configuration de référence, c'est là la principale limitation de cette méthode puisqu'elle induit de fortes restrictions sur les perturbations permises. En particulier, il est impossible de faire apparaître un isotope dans le milieu perturbé qui ne soit présent dans le milieu de référence. En corollaire, il est également impossible de modifier la géométrie du milieu.

Le calcul de la variation de réactivité induite par l'introduction d'un échantillon de matériau au sein d'un coeur n'est donc pas accessible directement par la méthode des échantillons corrélés. Il serait possible d'accéder à cette grandeur en ajoutant au coeur de référence un échantillon contenant une quantité infinitésimale du matériau en question, mais l'amplitude de la perturbation serait alors très importante, conduisant par là même à un nouvel obstacle.

L'amplitude de la perturbation est en effet déterminante sur la qualité du résultat obtenu par cette méthode. L'erreur sur la solution du problème perturbé est d'autant plus importante que la perturbation est large.

Une solution intermédiaire pourrait consister à placer dans la configuration de référence un échantillon comprenant une masse intermédiaire de matériau afin de limiter quelque peu les corrections de poids. Partant de cet état de référence, il serait possible d'obtenir l'impact en réactivité de l'échantillon par le biais de deux calculs perturbés :

1. une perturbation dont l'augmentation de concentration permettrait d'aboutir à la masse réelle de l'échantillon ;
2. une deuxième dont la diminution de concentration consisterait à se ramener à une concentration infinitésimale.

Bien que l'amplitude des perturbations soit plus restreinte en procédant de cette manière, les corrections de poids n'en demeurent pas moins sources potentielles d'erreurs.

Par ailleurs, l'utilisation de cette méthode pour mesurer l'effet d'une perturbation sur le facteur de multiplication k_{eff} d'un milieu multiplicateur induit des complications supplémentaires. En effet, les calculs de criticité procèdent par itérations, la source de fission à l'issue d'une génération sert à initialiser la population de la génération suivante. Ainsi, dans les situations où la perturbation modifie les sources de fission, le poids d'un neutron doit être propagé au fil des générations. C'est en particulier le cas lorsque la perturbation agit sur la concentration d'un matériau fissile. En pratique,

cette propagation n'est pas applicable du fait du bruit aléatoire qui, en affectant la distribution des sources de fission, engendre de grandes disparités de poids [108]. Afin de pallier cette difficulté, il est possible d'effectuer la propagation des poids sur un nombre limité de générations (une vingtaine en général), ce qui permet d'apporter une légère correction au résultat ainsi obtenu.

L'amplitude des erreurs induites par l'absence de propagation des poids est naturellement d'autant plus élevée que l'effet de la perturbation sur les sources de fission est importante.

8.4.3 Calcul du poids spécifique en réactivité

Cette méthode est implémentée dans le code de calculs Monte Carlo TRIPOLI-4. Ce code est en mesure de fournir, à la demande de l'utilisateur, le facteur de multiplication effectif k_{eff} pour le système perturbé et/ou sa variation vis à vis du système de référence. Notons que le code TRIPOLI-4 permet le calcul des perturbations sur la concentration ou la densité d'un matériau. Des perturbations sur les sections efficaces de réactions sont également disponibles afin de pouvoir jauger les incertitudes sur k_{eff} induites par les données nucléaires.

En raison des limitations énoncées ci-dessus, nous nous sommes restreints à des calculs ne mettant en jeu que des perturbations de faibles amplitudes. Ainsi, la méthode des échantillons corrélés a été utilisée pour le calcul du poids spécifique en réactivité. A partir d'une configuration de référence qui comprend la présence d'un échantillon du matériau à étudier, une variation négative de concentration de 20% a été appliquée. Les deux réactivités ainsi obtenues permettent alors le calcul du poids spécifique en réactivité de l'échantillon.

Le volume de l'échantillon ainsi modélisé correspond à celui utilisé dans l'expérience. Les masses de matériau perturbant mises en jeu doivent être choisies dans le domaine de variation linéaire de manière à ce que le poids spécifique ainsi calculé soit représentatif de l'expérience.

8.5 Calcul à partir de la théorie des perturbations

8.5.1 Présentation

La théorie des perturbations, déjà exposée dans une section antérieure (paragraphe 2.4), permet d'expliciter directement la variation de réactivité induite par une perturbation des opérateurs de production et de perte neutronique :

$$\Delta\rho^{\text{exact}} = \frac{\langle \phi_0^+, (\lambda_0\, \Delta F - \Delta L)\, \phi \rangle}{\langle \phi_0^+, F\phi \rangle} \tag{8.34}$$

Cette relation ne fait intervenir aucune approximation quant à l'amplitude de la perturbation évaluée, les grandeurs intervenant dans son expression sont définis comme suit :

- ϕ est le flux direct du coeur perturbé ;
- ϕ_0^+ est le flux adjoint du coeur de référence non perturbé ;
- λ_0 est la valeur propre du coeur de référence non perturbé ;
- ΔF et ΔL sont respectivement les variations des opérateurs de production et de perte neutronique induites par la perturbation ;
- F est l'opérateur de production du coeur perturbé.

A partir des paramètres caractéristiques de la perturbation, un calcul des flux directs et adjoints dans les coeurs de référence et perturbé permet ainsi d'obtenir la variation de réactivité afférente.

Cette méthode présente en outre l'avantage de pouvoir décomposer $\Delta\rho$ en une somme de contributions, laquelle permet de jauger de l'influence de chaque paramètre sur la variation totale de réactivité. Il est ainsi possible de séparer les contributions de chacune des réactions, et ce pour chaque isotope et chaque groupe énergétique. Par conséquent, cette méthode permet un retour relativement aisé sur les données nucléaires dans le cadre de l'interprétation d'une expérience.

8.5.2 Le calcul du flux adjoint

L'utilisation de cette méthode nécessite en particulier la connaissance du flux adjoint sur l'ensemble du coeur. La résolution de l'équation adjointe du transport par les méthodes déterministes n'est en rien plus compliquée que la résolution de l'équation directe. Les codes déterministes permettent donc un calcul du flux adjoint avec les même standards de qualité que le calcul du flux direct.

En ce qui concerne les méthodes Monte Carlo, le calcul direct du flux adjoint nécessite de se placer dans une description multigroupe de la variable énergétique. Il est toutefois possible d'obtenir cette grandeur dans le cadre d'un traitement ponctuel de l'énergie à partir d'estimateurs de la fonction d'importance neutronique. L'un de ces estimateurs consiste à évaluer le flux adjoint en un point de l'espace des phases en calculant la population asymptotique résultante de l'introduction d'un neutron en ce point. Cette méthode est plus connue sous la dénomination d'"iterated fission probability" [66]. Le code MCNP-6, dont la sortie est imminente, intégrera ce type d'estimateurs pour le calcul des grandeurs pondérées par l'importance. Il incluera en particulier des estimateurs pour le calcul des coefficients de sensibilité.

Cette méthode a été utilisée dans le cadre de ce travail avec le code déterministe PARTISN [105] et le code TSUNAMI-3D [122], inclus dans le package SCALE. Ce dernier estime les coefficients de sensibilité à partir des flux directs et adjoints obtenus avec KENO, un code Monte Carlo qui traite l'énergie de manière multigroupe.

Chapitre 9

Description des calculs et résultats obtenus

Sommaire

9.1 Introduction . . . 194
9.2 Présentation des codes de calculs . . . 194
9.2.1 PARTISN . . . 194
9.2.2 MCNP . . . 195
9.2.3 TRIPOLI . . . 195
9.2.4 SCALE . . . 195
9.3 Génération des sections efficaces multigroupes . . . 196
9.3.1 Les bibliothèques distribuées avec SCALE . . . 196
9.3.2 Le traitement des sections efficaces . . . 197
9.3.3 Génération de la bibliothèque JEFF 3.1 au format AMPX . . . 200
9.3.4 Génération de jeux de sections efficaces pour PARTISN . . . 201
9.3.5 L'importance de l'autoprotection des résonances . . . 203
9.4 Modélisation du coeur . . . 205
9.4.1 Le benchmark du réacteur CALIBAN . . . 205
9.4.2 Un modèle 2D du réacteur CALIBAN . . . 209
9.4.3 Modélisation des expériences . . . 214
9.5 Présentation des résultats . . . 216
9.5.1 Les méthodes utilisées . . . 217
9.5.2 Comparaison des différents codes de calculs en l'absence d'échantillons . 221
9.5.3 L'échantillon d'or . . . 222
9.5.4 L'échantillon de lutécium . . . 222
9.5.5 L'échantillon de plutonium 239 . . . 222
9.5.6 L'échantillon d'uranium appauvri . . . 223
9.6 Comparaison expérience-calcul et interprétation associée . . . 224
9.6.1 Les modalités de la confrontation expérience-calcul . . . 225
9.6.2 Une interprétation absolue . . . 227

9.1 Introduction

Ce chapitre est consacré au calcul de l'impact en réactivité des échantillons de matériaux qui ont fait l'objet des expériences exposées dans un chapitre précédent, il est hiérarchisé de la manière suivante :

- une description succinte des codes de calculs qui ont été utilisés sera fournie en premier lieu ;
- s'en suivra une présentation de la méthodologie qui a été appliquée pour la génération des sections efficaces en format multigroupe, nécessaire à l'utilisation de certains codes ;
- la modélisation simplifiée du coeur qui a été adoptée pour les calculs sera ensuite exposée et expliquée ;
- enfin, les résultats obtenus seront présentés et discutés.

9.2 Présentation des codes de calculs

Les codes utilisés sont de deux natures différentes, certains procèdent à une résolution déterministe de l'équation du transport, d'autres effectuent cette résolution par le biais d'une simulation Monte Carlo.

9.2.1 PARTISN

PARTISN est un code déterministe, développé au Los Alamos National Laboratory (LANL) [105], qui résoud l'équation directe ou adjointe du transport des particules neutres (neutrons et photons). Il met en oeuvre la méthode des ordonnées discrètes pour traiter la variable angulaire, la variable spatiale est discrétisée à partir d'un schéma diamant. Ce code permet de traiter des géométries régulières à trois dimensions spatiales, il fait donc partie de la famille des codes S_N 3D.

PARTISN offre une certaine flexibilité quant aux configurations géométriques qu'il est capable de traiter. Le maillage en espace peut être défini selon plusieurs systèmes de coordonnées :

- en coordonnées cartésiennes (x, y, z) :
  - la géométrie plane (x) 1D ;
  - la géométrie (x, y) 2D ;
  - la géométrie (x, y, z) 3D ;
- en coordonnées cylindriques (r, θ, z) :
  - le cylindre infini (r) 1D ;
  - le cylindre fini (r, z) 2D ;
  - sa représentation radiale (r, θ) 2D ;
  - le cylindre fini (r, θ, z) en 3D ;
- en coordonnées sphériques (ρ, θ, φ) :
  - seule la géométrie sphérique (r) 1D est accessible.

Pour les problèmes à géométrie curviligne, un schéma diamant est utilisé pour la discrétisation angulaire.

PARTISN permet de résoudre à la fois les problèmes à source fixe et les problèmes de criticité. Le code inclut de nombreuses options dans le but d'optimiser la résolution du problème traité, citons :

- pour le maillage spatial, des options de maillage adaptatif et des schémas à ordres élevés (discontinus linéaires ou exponentiels) ;
- accélération de la convergence selon les méthodes DSA ou TSA ("Diffusion/Transport Synthetic Acceleration") ;
- différents schémas de quadrature : Gauss-Legendre, Galerkin, Tchebychev-Legendre, les directions et poids du schéma peuvent également être spécifiés en données brutes par l'utilisateur.

En outre, ce code offre la possibilité de traiter les problèmes dépendant de la variable temporelle, citons par exemple les calculs avec évolution du combustible ou les problèmes de cinétique des réacteurs.

PARTISN admet comme données d'entrée des sections efficaces multigroupes au format ANISN, sous forme binaire ou ASCII. Les données fournies sous forme ASCII doivent être agencées selon la convention FIDO [102], quelle qu'en soit la variante, "fixed field" ou "free field". La section 9.3 exposera la méthode qui a été utilisée pour générer des bibliothèques sous de tels formats.

Soulignons enfin que le code offre la possibilité d'être compilé en version parallélisable.

C'est la version 4.00, datant de 2005, qui a été utilisée au cours de ce travail.

9.2.2 MCNP

MCNP est un code Monte Carlo également développé au Los Alamos National Laboratory (LANL) [129], capable de traiter le transport des particules neutres et chargées (électrons). La première version du code a vu le jour lors du projet Manhattan pour la simulation du fonctionnement des armes nucléaires. Dès lors, le code n'a cessé d'évoluer pour devenir aujourd'hui l'un des codes les plus utilisés de par le monde pour le transport des particules, dans des domaines aussi vastes et variés que la radioprotection, l'imagerie médicale, l'instrumentation ou la physique des réacteurs.

La variable énergétique est traitée de manière ponctuelle. La méthode d'échantillonage des dérivées, dont la première version fut implémentée dans le code au cours des années 1980, permet d'effectuer des calculs de perturbations. Deux versions du code ont été utilisées au cours de ce travail : la version MCNPX 2.7.a (2008) dans un premier temps, progressivement remplacée par la version MCNP 5.1.60 (2010).

9.2.3 TRIPOLI

TRIPOLI est un code Monte Carlo développé au CEA-Saclay [128] et dédié à la résolution des problèmes de transport des particules neutres et chargées (électrons, positrons). Il offre la possibilité de traiter la variable énergétique de manière ponctuelle, à partir de données fournies au format ENDF-6. Le code est également en mesure d'effectuer des calculs sous forme multigroupe à partir de données issues soit d'APOLLO2, soit d'un prédédent calcul TRIPOLI, soit du module GROUPR de NJOY.

Le code TRIPOLI permet de résoudre aussi bien les problèmes à source fixe, typiques des problèmes de radioprotection, que les problèmes de criticité rencontrés en physique des réacteurs.

La méthode des échantillons corrélés suggérée par Spanier et Gelbard [127], faisant l'objet d'une description au cours du chapitre 8, est implémentée dans les versions les plus récentes du code. Les calculs de perturbations appliqués à la densité ou à la concentration d'un matériau sont donc accessibles avec la possibilité d'obtenir comme résultat une différence par rapport au score de référence ou le score perturbé en lui-même. Il est également possible d'effectuer des calculs de perturbations relatifs à de petites variations de sections efficaces. De tels calculs sont primordiaux pour les études de sensibilité et la propagation des incertitudes liées aux données nucléaires sur des grandeurs intégrales (telle que la réactivité).

C'est la version TRIPOLI-4.8, datant de 2011, qui a été utilisée lors de ce travail.

9.2.4 SCALE

SCALE est une plateforme modulaire composée de différents codes pouvant être exécutés selon des séquences aux finalités diverses :

- le traitement des bibliothèques de sections efficaces ;
- les études de sûreté-criticité ;
- les calculs appliqués à la physique des réacteurs ;
- la radioprotection ;
- les études de sensibilité et d'incertitude.

L'ensemble des modules de cette plateforme a été développé par les équipes du Oak Ridge National Laboratory (ORNL), ils admettent en données d'entrée des bibliothèques de sections

efficaces au format AMPX. Une liste non exhaustive des modules les plus significatifs est fournie ci-après :

- MALOCS, BONAMI, CENTRM, NITAWL, lesquels exécutent l'ensemble des traitements à appliquer aux sections efficaces multigroupes avant leur utilisation effective : condensation, autoprotection des résonances, ... ;
- le module KENO est un code de résolution du transport Monte Carlo 3D pour les calculs de criticité pouvant traiter l'énergie de manière ponctuelle ou multigroupe, il est en mesure d'effectuer des calculs adjoints lorsqu'il fonctionne en mode multigroupe ;
- XSDRNPM, un code déterministe qui résoud l'équation du transport pour les géométries 1D ;
- le module SAMS, qui exécute le calcul des coefficients de sensibilité à partir des flux directs et adjoints en sortie de KENO ;
- le module MONACO est un code Monte Carlo 3D multigroupe résolvant les calculs à source fixe, il est dédié entre autres aux études de radioprotection ;
- DENOVO, un code déterministe S_N 3D.

Ces codes peuvent être exécutés séparément par des utilisateurs familiers de ces outils. Des séquences automatisées ont néanmoins été implémentées afin de permettre une utilisation plus aisée et plus rapide de ces modules. Chaque séquence exécute automatiquement les modules appropriés et gère de manière autonome les flux de données entre ces derniers. Il existe de nombreuses séquences, chacune d'elles est dédiée à un champ d'application particulier, citons notamment :

- la séquence CSAS, dédiée aux études de criticité, qui exécute les modules de traitement des sections efficaces avant de réaliser un calcul de criticité avec KENO ou XSDRNPM selon la nature de la géométrie du problème traité ;
- la séquence TSUNAMI, dédiée aux études de sensibilité, qui exécute à la suite :
  1. les modules de traitement des sections efficaces multigroupes ;
  2. deux calculs KENO ou XSDRNPM directs et adjoints, le choix du code dépend de la nature de la géométrie du problème traité (1D ou 3D) ;
  3. le module SAMS, qui réalise le calcul des coefficients de sensibilité à partir des flux directs et adjoints obtenus à l'étape précédente.

C'est la version SCALE 6.1, datant de 2011, qui a été utilisée lors de ce travail.

9.3 Génération des sections efficaces multigroupes

9.3.1 Les bibliothèques distribuées avec SCALE

Certains codes issus de la plateforme SCALE ainsi que PARTISN nécessitent des sections efficaces en format multigroupe comme données d'entrée. SCALE est fourni avec un ensemble de bibliothèques multigroupes générées par le biais du code AMPX [95]. Certaines incluent des données de photoréactions pour les calculs de radioprotection alors que d'autres sont plus spécifiquement dédiées aux calculs de criticité [94]. Ces dernières contiennent uniquement des données de réactions induitent par neutrons, une liste en est donnée ci-après :

- une bibliothèque ENDF/B-5 en 238 groupes, 148 dans le domaine rapide et 90 dans le domaine thermique ; pour les isotopes soumis aux phénomènes de résonances, la bibliothèque contient les données caractéristiques des résonances dans le domaine résolu ainsi que les facteurs de Bondarenko pour le domaine non résolu ;
- une bibliothèque ENDF/B-5 en 44 groupes qui est une version condensée de la bibliothèque en 238 groupes, adaptée aux calculs mettant en jeu les combustibles utilisés dans les réacteurs à eau légère ;
- une bibliothèque ENDF/B-6 en 238 groupes, adoptant la même structure que celle précédemment décrite (ENDF/B-5) et incluant majoritairement des données issues de ENDF/B-6.8, les données de l'uranium 233 sont quant à elles issues de ENDF/B-7.0 ; les paramètres caractéristiques des résonances résolues ne sont pas présents dans cette bibliothèque ;

- une bibliothèque ENDF/B-7 en 238 groupes, similaire en structure à la précédente, contenant des données issues de ENDF/B-7.0 ; les paramètres des résonances dans le domaine résolu ne sont également pas inclus dans cette bibliothèque.

Ces bibliothèques multigroupes ont été générées à partir des bibliothèques ENDF/B ponctuelles par le biais du code AMPX, leur découpage en énergie est reporté dans l'annexe I. Le flux de pondération ϕ_w utilisé pour leur construction est définie par la superposition de trois composantes :

- un spectre de Maxwell (à la température 300 K) pour le domaine thermique, de 10^{-5} à $0,125$ eV ;
- un spectre de ralentissement en "1/E" pour le domaine épithermique, de $0,125$ eV à $67,4$ keV ;
- un spectre de fission pour le domaine rapide, de $67,4$ keV à 10 MeV ;
- un spectre en "1/E" pour le domaine des hautes énergies, de 10 à 20 MeV.

Les coefficients du développement en polynômes de Legendre des sections de diffusions sont fournis jusqu'à l'ordre 5 (approximation P_5) pour les énergies du domaine rapide. Les sections de diffusion dans le domaine thermique sont données dans l'approximation P_3.

Les bibliothèques précédemment décrites ont cette propriété d'être universelles et indépendantes du problème traité. Elles doivent faire l'objet de traitements spécifiques au problème analysé avant d'être effectivement utilisées dans les codes de calculs. Ces traitements incluent notamment l'autoprotection des résonances dans les différents domaines énergétiques.

En sus des bibliothèques multigroupes, la plateforme SCALE est fournie avec des bibliothèques de données ponctuelles (ENDF/B-5,ENDF/B-6 et ENDF/B-7). Ces bibliothèques sont utilisées notamment lors de la phase d'autoprotection des résonances par les codes CENTRM et PMC (pour le domaine résolu). Ces bibliothèques permettent également d'effectuer des calculs avec un traitement ponctuel de l'énergie par le biais du code KENO.

9.3.2 Le traitement des sections efficaces

Le traitement des sections efficaces appliqué pour convertir une bibliothèque multigroupe "maître" en un jeu de sections efficaces autoprotégées et directement utilisable par un code de résolution de l'équation du transport (bibliothèque de "travail") est effectué de manière séquentielle par un ensemble de codes inclus au sein de la plateforme SCALE. Une description succinte de ces codes est donnée dans les paragraphes suivants.

MALOCS

MALOCS (**M**iniature **A**MPX **L**ibrary **O**f **C**ross **S**ections) est un module qui permet de condenser les bibliothèques multigroupes "maître" en sortie d'AMPX en un nombre plus restreints de groupes. Les bornes du maillage énergétique en sortie doivent coïncider avec celles de la bibliothèque en entrée. Des coefficients de pondération w_i pour chaque maille de la bibliothèque originelle doivent ainsi être spécifiés par l'utilisateur pour effectuer cette opération.

$$\sigma_{i\to j} = \frac{\sum_{k=i}^{j} w_k \sigma_k}{\sum_{k=i}^{j} w_k} \tag{9.1}$$

La figure 9.1 illustre le principe de la condensation du maillage énergétique effectuée par ce module.

Le choix des coefficients de pondération est laissé à l'appréciation de l'utilisateur. Par souci d'homogénéité avec le découpage originel, il est toutefois judicieux d'adopter pour w_k l'intégrale de la fonction de pondération ϕ_w sur le domaine énergétique du groupe k utilisée pour la génération des sections multigroupes originelles à partir des données ponctuelles :

$$w_k = \int_{E_{k-1}}^{E_k} \phi_w(E)\,\mathrm{d}E \tag{9.2}$$

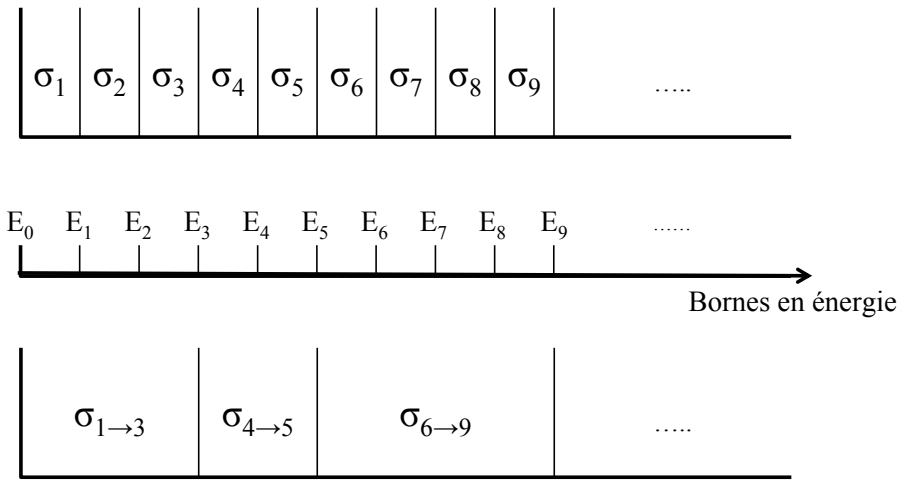


FIGURE 9.1 – **Principe de la condensation du maillage énergétique effectuée par MALOCS**

E_{k-1} et E_k sont respectivement les bornes inférieure et supérieure du groupe d'énergie k.

La bibliothèque en sortie de MALOCS est toujours de type "maître".

Il est important de noter que ce module n'est inclus dans aucune des séquences automatisées de SCALE. En conséquence, il est nécessaire de l'exécuter en "stand alone", c'est à dire de manière séparée avant le lancement de la séquence désirée. Si la nouvelle structure du maillage énergétique est vouée à être utilisée de manière récurrente par la suite, il est possible de sauvegarder la bibliothèque "maître" en sortie de MALOCS et de la placer dans le répertoire contenant l'ensemble des bibliothèques utilisées par la plateforme. L'exécution ultérieure d'une séquence SCALE sera alors en mesure d'appeler directement cette nouvelle bibliothèque pour peu que le mot-clé approprié soit spécifié.

BONAMI

BONAMI (**BON**darenko **AM**PX **I**nterpolator) est un module qui exécute un calcul d'autoprotection des résonances dans le domaine non résolu à partir de la méthode de Bondarenko [96]. Il extrait les facteurs de Bondarenko nécessaire à ce calcul depuis la bibliothèque "maître" fournie en entrée du module.

Ce module effectue les calculs dans des géométries à une dimension (plan, cylindre ou sphère), les effets induits par l'hétérogénéité du matériau sont pris en compte à partir du formalisme de Dancoff [7].

Les bibliothèques en entrée et sortie de ce module sont de types "maître" et au format AMPX.

NITAWL

A partir d'une bibliothèque "maître" au format AMPX fournie en entrée, le module NITAWL (**N**ordheim **I**ntegral **T**reatment **A**nd **W**orking **L**ibrary production) génère un jeu de sections efficaces autoprotégées (dans le domaine résolu) par le biais d'un traitement intégral de Nordheim [98]. Les données caractéristiques des résonances résolues nécessaires à ce traitement doivent être présentes dans la bibliothèque fournie en entrée, c'est pourquoi ce module ne peut être utilisé qu'avec les bibliothèques ENDF/B-5, les seules distribuées avec la plateforme SCALE qui incluent de telles données.

Le calcul des sections efficaces autoprotégées est réalisé dans le cadre d'un milieu infiniment dilué, ce qui présente l'avantage d'alléger les calculs et d'induire des temps de traitement plus

rapides.

Ce module fournit en sortie une bibliothèque "de travail" autoprotégée, spécifique du problème traité, et directement utilisable par les codes de résolution de l'équation du transport neutronique.

CENTRM/PMC

Le module CENTRM (**C**ontinuous **EN**ergy **TR**ansport **M**odule) a pour vocation de calculer un spectre neutronique "ponctuel" à partir d'une résolution déterministe de l'équation du transport dans une géométrie 1D ou dans un milieu homogène infini [103]. Le code est en mesure de fournir le flux angulaire et ses moments avec une résolution très fine en énergie (quasiment ponctuelle). L'utilisation standard de ce module consiste à délivrer un flux spécifique au problème traité pour l'autoprotection des résonances dans le domaine résolu. CENTRM admet en entrée une bibliothèque multigroupe "de travail" au format AMPX déjà autoprotégé à haute énergie par BONAMI ainsi que la bibliothèque ponctuelle en énergie correspondante.

Le spectre en sortie du module CENTRM est ensuite utilisé par le module PMC (**P**roduce **M**ultigroup **C**ross sections) comme fonction de pondération pour la génération de sections efficaces multigroupes adaptée au problème dans le domaine d'énergie des résonances résolues. Cette génération est exécutée par l'intégration pondérée des sections efficaces issues de la bibliothèque ponctuelle sur le domaine en énergie de chaque maille du découpage multigroupe souhaité.

On obtient en sortie du module PMC une bibliothèque "maître" en format AMPX.

WORKER

Le module WORKER permet de convertir les bibliothèques "maître" fournie au format AMPX en bibliothèques "de travail", lesquelles sont les seules à pouvoir être utilisées directement par les codes de résolution de l'équation du transport inclus dans la plateforme SCALE.

La séquence de traitement des résonances avec les modules CENTRM/PMC ainsi que les flux de données associés sont présentés sur la figure 9.2.

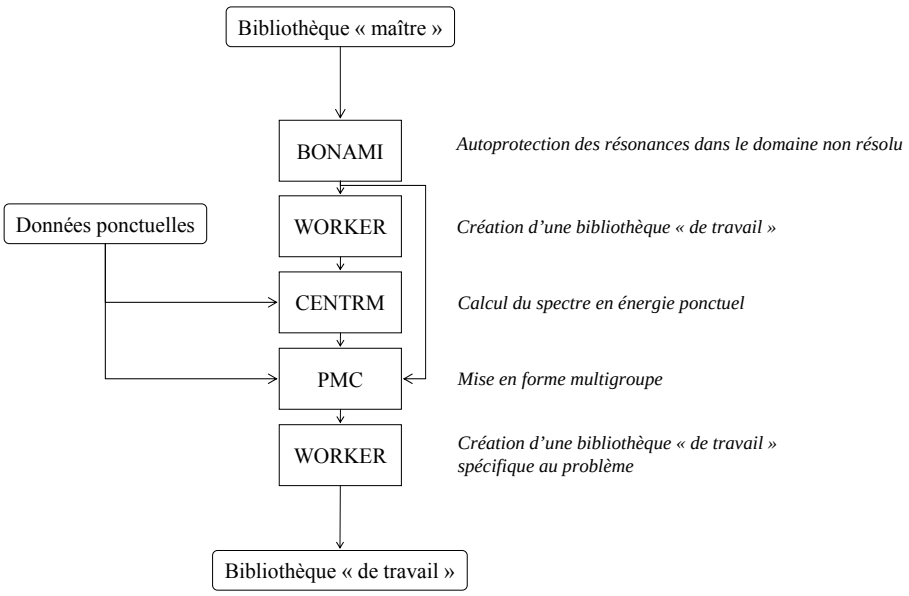


FIGURE 9.2 – **Séquence de traitement des sections efficaces à l'aide des modules CENTRM/PMC**

9.3.3 Génération de la bibliothèque JEFF 3.1 au format AMPX

Etant donné l'absence de bibliothèque JEFF 3.1 au format AMPX dans la version distribuée de la plateforme SCALE, nous avons fait le choix d'utiliser la bibliothèque VITJEFF31.BOLIB [101]. Cette bibliothèque a été générée par le groupe de données nucléaires de l'ENEA à Bologne, c'est une bibliothèque à 199 groupes de neutrons et 42 groupes de photons au format AMPX et basée sur les données JEFF 3.1. La structure relativement fine en énergie de cette bibliothèque générée à partir d'un traitement par la méthode de Bondarenko de l'autoprotection des résonances et des effets de température la rend relativement indépendante des problèmes rencontrés usuellement en physique des réacteurs.

VITJEFF31.BOLIB est strictement similaire dans sa structure et ses caractéristiques à la bibiothèque VITAMIN-B6, bibliothèque au format AMPX basée sur les données ENDF/B-6.3 dont on doit la génération à une équipe du Laboratoire National d'Oak Ridge. Ces deux bibliothèques ont été produites à partir du code NJOY, des modules issus de AMPX permettent de convertir les données en sortie de NJOY au format AMPX. Notons toutefois que la génération de la bibliothèque VITJEFF31.BOLIB a fait intervenir des versions modifiées par l'ENEA Bologne des modules GROUPR (NJOY) et du système SCAMPI (dérivé de AMPX).

Ces bibliothèques se présentent sous la forme d'un ensemble de fichiers ASCII d'extension ".bcd", il existe un fichier par isotope. Nous pouvons noter la présence conjointe de deux fichiers pour l'américium 242, l'un étant associé à l'isomère ^{242m}Am. Certains éléments, quant à eux, ne sont décrits que par les données nucléaires associées à leur composition isotopique naturelle. Ces fichiers ASCII sont structurés selon le format ENDF-6 [18].

La découpage énergétique de ces deux bibliothèques VITAMIN est fourni dans l'annexe I consacré à la description des maillages énergétiques associés aux bibliothèques de données multigroupes déployées lors de ce travail. On constate en particulier que les bornes en énergie du maillage adopté pour ces deux bibliothèques ne correspondent pas à celles des bibliothèques distribuées avec la plateforme SCALE.

Le flux de pondération utilisé dans NJOY pour la fabrication des sections efficaces multigroupes est très similaire en forme à celui utilisé pour la génération des bibliothèques SCALE (voir paragraphe 9.3.1). Seules les bornes énergétiques marquant les transitions entre les composantes thermique/épithermique/rapide varient entre ces deux types de bibliothèques. L'utilisation de ce flux découle directement de l'option "IWT=4" qui a été choisie pour l'exécution du module GROUPR de NJOY, celui-ci s'écrit comme la somme de trois composantes [101] :

1. un spectre de Maxwell (à la température 290 K) pour le domaine thermique, de 10^{-5} à $0,125$ eV ;
2. un spectre de ralentissement en "1/E" pour le domaine épithermique, de $0,125$ eV à $820,8$ keV ;
3. un spectre de fission pour le domaine rapide, de $820,8$ keV à 20 MeV.

Les sections de diffusions sont développées à l'ordre P_7 pour les noyaux ayant un numéro atomique compris entre $Z = 1$ et $Z = 29$, et à l'ordre P_5 pour tous les autres.

Les fichiers de sections efficaces fournis par les bibliothèques VITAMIN ne sont pas utilisables directement pour le lancement d'une séquence SCALE. Il est nécessaire de convertir les fichiers relatifs aux isotopes concernés par le problème traité du format ASCII vers le format binaire et de les compiler dans un seul et même fichier qui fera office de bibliothèque "maître". Pour ce faire, des modules issus du code AMPX et inclus dans la plateforme SCALE ont été utilisés [99] :

- le module AIM (**A**MPX **I**nterchangeable **M**asters) est un module qui permet entre autres de convertir un fichier de données nucléaires fourni en entrée au format ASCII, avec une extension ".bcd", en un fichier binaire ;
- le module AJAX (**A**utomatic **J**oining of **A**MPX **X**-sections) est un module qui permet de combiner des fichiers de données fournis au format binaire en un seul fichier "maître" au format AMPX.

Il est ainsi possible, par l'exécution successive de ces deux modules, de convertir les bibliothèques VITAMIN en deux bibliothèques directement utilisables dans les séquences automatisées

de SCALE. Notons que les deux bibliothèques peuvent être sauvegardées pour pouvoir être directement utilisées lors de calculs ultérieurs.

Etant donné l'absence de bibliothèques ponctuelles associées à ces données à notre disposition, l'utilisation des modules CENTRM/PMC pour l'autoprotection des résonances dans le domaine résolu n'est pas accessible. En conséquence, l'utilisation du module NITAWL est incontournable pour effectuer ce traitement.

9.3.4 Génération de jeux de sections efficaces pour PARTISN

Le code PARTISN utilise en données d'entrée des bibliothèques qui doivent être structurées au format ANISN [106]. Les biliothèques distribuées avec la plateforme SCALE ne peuvent donc pas être utilisées directement par ce dernier. En outre, PARTISN est un code de résolution de l'équation du transport qui n'est pas en mesure d'effectuer les traitements liés à l'autoprotection des résonances. Il est donc nécessaire de lui fournir en entrée des sections efficaces autoprotégées dans un format adapté.

Nous avons fait le choix d'utiliser exlusivement des modules issus de la plateforme SCALE pour effectuer l'ensemble des opérations conduisant à la génération de données utilisable par PARTISN. Ce choix a été motivé par plusieurs aspects :

- une capitalisation des connaissances acquises dans l'utilisation conjointe de la plateforme SCALE pour le calcul de l'impact en réactivité ;
- une certaine homogénéité entre les calculs obtenus avec PARTISN et SCALE, les sections efficaces étant traitées par les même modules.

Le découpage énergétique

La structure fine en 238 groupes pour les bibliothèques SCALE ou en 199 groupes pour les bibliothèques VITAMIN n'est pas la plus appropriée aux calculs déterministes appliqués à CALIBAN. En effet, la distribution énergétique des neutrons dans le coeur est très proche du spectre de fission. En conséquence, la finesse du maillage énergétique de ces bibliothèques dans les domaines thermiques et épithermiques n'apporte pas de gain significatif en contrepartie des temps de calculs plus longs qu'elle occasionne.

Un découpage énergétique avec un nombre plus restreint de mailles a donc été préféré afin d'alléger quelque peu les calculs exécutés avec le code PARTISN. Le découpage en 44 groupes proposé par le Laboratoire National d'Oak Ridge est apparu comme une bonne alternative, ce dernier a été construit initialement pour satisfaire les exigences requises aux études de criticité mettant en jeu les combustibles usés de REP. Ce découpage est une version condensée du maillage en 238 groupes, c'est à dire que les bornes de son maillage coïncident avec des bornes du maillage initial.

Un découpage similaire en 44 groupes a été utilisé avec les bibliothèques VITAMIN. Malheureusement, les bornes du maillage en énergie utilisé dans les bibliothèques VITAMIN ne correspondent pas avec celles des bibliothèques SCALE. En conséquence, la structure en 44 groupes d'une bibliothèque SCALE condensée est légèrement différente de celle obtenue lors de la condensation d'une bibliothèque VITAMIN. Cette légère modification de la structure énergétique n'entraîne aucune difficulté significative quant à l'interprétation des résultats que ces bibliothèques induisent.

Une illustration de ces divers maillages énergétiques est proposée sur les figures I.1 et I.2 de l'annexe I.

La condensation d'un jeu de données nucléaires, effectuée par le biais du module MALOCS, nécessite une fonction de pondération. Afin d'avoir une bibliothèque adaptée au problème traité, cette fonction de pondération doit être représentative de la distribution énergétique du flux neutronique au sein du coeur. Cette fonction de pondération est obtenue à partir d'un calcul Monte-Carlo multigroupe effectué à partir des bibliothèques originelles, ayant une structure plus fine en énergie. La séquence CSAS6 de SCALE, dédiée aux calculs de criticité, a pour cela été utilisée avec la modélisation détaillée du benchmark. Le flux intégré en énergie sur chacun des groupes de la

structure fine au sein du disque combustible n° 1, situé près du plan médian du réacteur, a été utilisé comme fonction de pondération.

Notons que ce spectre en énergie, calculé dans l'un des disques combustibles, est strictement similaire au spectre neutronique obtenu au centre de la cavité centrale du réacteur ou à celui obtenu pour les autres disques. La figure 9.3 fournit une illustration de ce spectre.

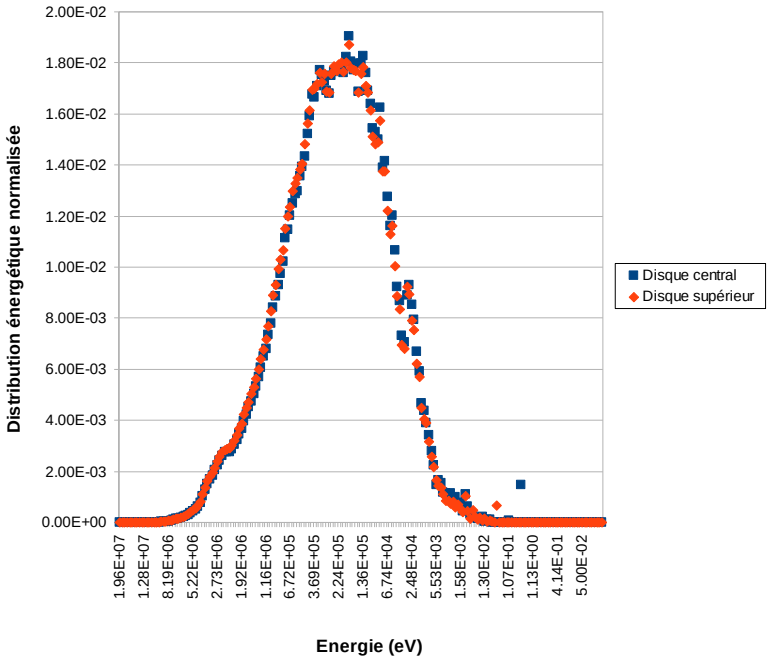


FIGURE 9.3 – **Comparaison des spectres dans le disque central et dans le disque supérieur**

Conversion au format FIDO-ANISN

A la suite des modules chargés de l'autoprotection des résonances dans les différents domaines d'énergie, il est nécessaire de procéder à la conversion des données au format ANISN. C'est le module ICE qui a été utilisé pour effectuer cette opération.

Le module ICE (**I**ntermixed **C**ross Sections **E**ffortlessly) accepte en entrée une bibliothèque "de travail" au format AMPX et produit en sortie un jeu de sections efficaces macroscopiques caractéristique du mélange spécifié [97]. Ce code est en mesure de générer une bibliothèque "de travail" au format AMPX ou un fichier ASCII au format ANISN selon les besoins de l'utilisateur.

Les opérations effectuées par le code sont relativement simples et relèvent de l'algèbre la plus élémentaire. A partir de la définition d'un mélange spécifiant les isotopes en présence et leur concentration atomique, les sections efficaces macroscopiques pour chaque groupe g sont calculées à partir de l'expression suivante :

$$\Sigma_g = \sum_j N_j \sigma_{g,j} \tag{9.3}$$

N_j est la concentration atomique de l'isotope j, $\sigma_{g,j}$ sa section efficace microscopique pour un neutron incident du groupe g.

Le nombre de neutrons émis lors de la fission induite par un neutron incident issu du groupe g,

ν_g, est obtenant en moyennant cette donnée sur tous les isotopes fissiles présents dans le mélange :

$$\nu_g = \frac{\sum_j N_j \nu_{g,j} \sigma^f_{g,j}}{\sum_j N_j \sigma^f_{g,j}} \tag{9.4}$$

$\nu_{g,j}$ est le nombre de neutrons émis lors de la fission induite sur l'isotope j par un neutron du groupe g et $\sigma^f_{g,j}$ est la section efficace microscopique de fission de cet isotope pour ce même groupe d'énergie.

Le calcul de χ_g, la proportion de neutrons émis par fission dans le groupe g, est également obtenue par moyennage :

$$\chi_g = \frac{\sum_j N_j \chi_{g,j} \sum_{g'} \nu_{g'} \sigma^f_{g',j} \tilde{\phi}_{g'}}{\sum_j N_j \sum_{g'} \nu_{g'} \sigma^f_{g',j} \tilde{\phi}_{g'}} \tag{9.5}$$

$\chi_{g,j}$ étant la proportion de neutrons émis par fission de l'isotope j dans le groupe g. La difficulté dans le calcul de χ_g réside dans la connaissance du flux neutronique solution du problème et qui n'est évidemment pas connu à ce stade du calcul. Il est donc nécessaire d'utiliser pour la pondération un flux $\tilde{\phi}_{g'}$ défini a priori et qui doit être le plus proche possible du flux solution du problème.

Le module ICE propose un large panel d'options quant à la manière de définir $\tilde{\phi}_{g'}$:

- l'utilisateur peut directement fournir un flux en entrée déduit d'un calcul effectué par ailleurs avec un autre code ;
- pour les problèmes faisant intervenir une thermalisation des neutrons, un flux caractéristique d'un réacteur à neutrons modérés peut être utilisé ; ce flux s'obtient par la superposition de trois composantes (spectres de fission, de ralentissement et de thermalisation) d'une forme équivalente à celui déjà utilisé pour la génération des sections efficaces multigroupes de SCALE, l'utilisateur spécifie alors les bornes en énergie séparant les trois composantes ;
- un spectre caractéristique des réacteurs rapides, intégrés au module ICE, peut aussi être utilisé ; ce flux a été obtenu à partir d'un calcul effectué en 119 groupes appliqué au benchmark de l'assemblage ZPR-3-56B.

Par souci de simplicité, c'est la dernière option qui a été choisie en vertu du spectre neutronique caractéristique du réacteur CALIBAN.

La bibliothèque en sortie d'ICE, bien qu'en format ANISN, doit malgré cela subir quelques modifications avant de pouvoir être utilisée par le code PARTISN. Ces modifications minimes consistent en un simple réagencement des données présentes dans le fichier. Cette opération est exécutée par un code chargé de lire les données du fichier en entrée et de les réorganiser. Ce même code génère un nouveau fichier exploitable directement par PARTISN. La figure 9.4 synthétise l'ensemble des traitements et opérations appliqués aux bibliothèques originelles pour la génération de données exploitables par PARTISN.

9.3.5 L'importance de l'autoprotection des résonances

L'autoprotection des résonances est une phase primordiale de la procédure de traitement des sections efficaces, qu'il concerne le domaine des hautes énergies ou celui des résonances résolues. Ce dernier revêt une importance toute particulière pour les réacteurs faisant intervenir un processus de modération des neutrons puisque le ralentissement des neutrons dans le domaine d'énergie épithermique y sera inexorablement soumis.

Le spectre énergétique des neutrons au sein du réacteur CALIBAN est très proche du spectre de fission en raison de l'absence d'une quantité significative de matériau modérateur. Le traitement des résonances dans le domaine non résolu est donc primordial. Il n'en est pas moins essentiel d'accorder un soin tout particulier au traitement des résonances dans le domaine résolu.

En effet, le coeur de CALIBAN est composé d'une quantité significative d'^{238}U dont la réaction de capture admet quelques résonances au voisinage de la centaine de keV. On estime à environ 5 %

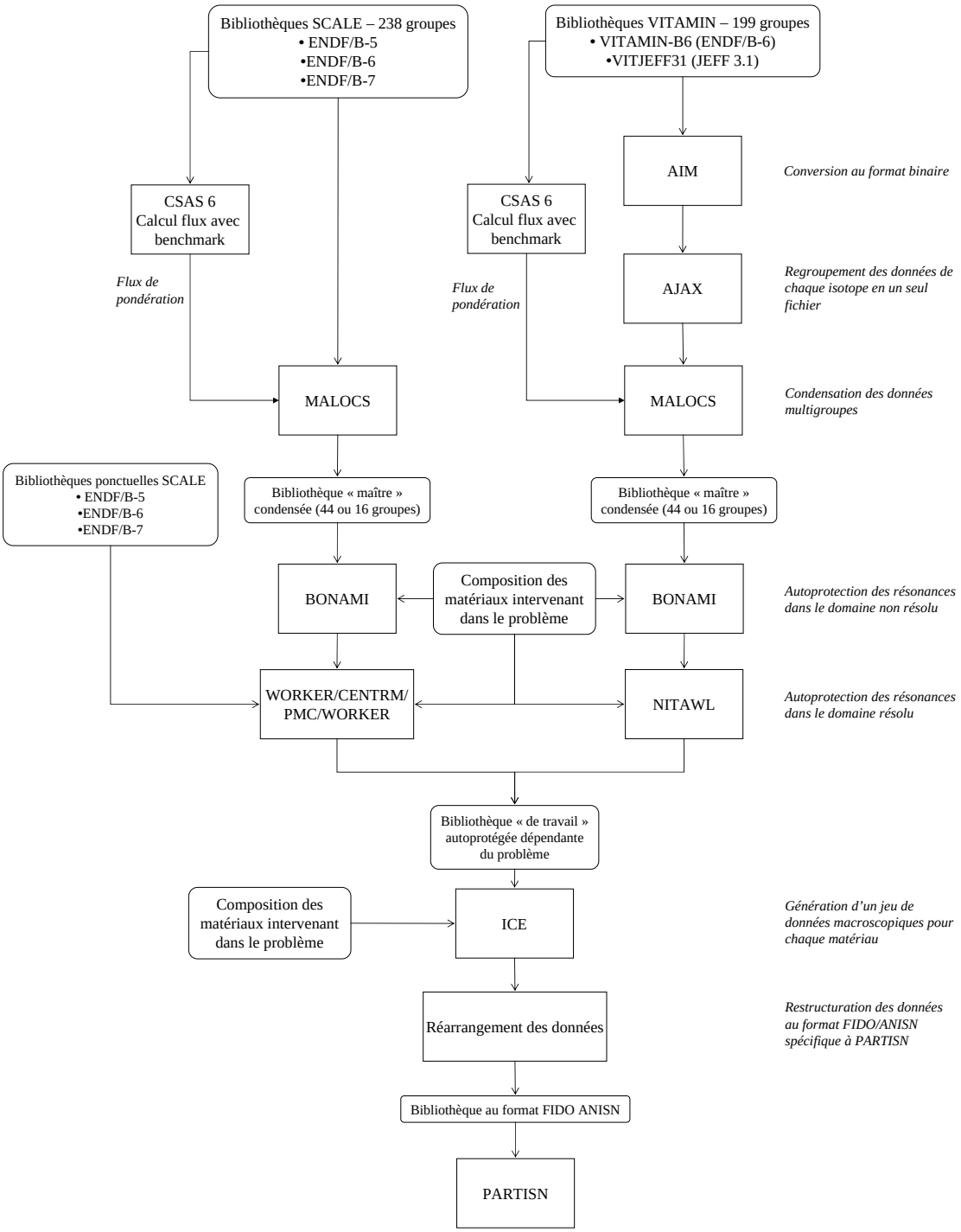


FIGURE 9.4 – **Génération des bibliothèques de données pour les calculs PARTISN**

la proportion de neutrons du coeur ayant une énergie inférieure à 100 keV, l'absence de traitement de ces résonances est susceptible d'induire des erreurs sur les résultats issus des codes de calculs traitant l'énergie avec un formalisme multigroupe.

A titre d'illustration, on présente sur le tableau 9.1 des résultats de calculs obtenus avec PARTISN pour différentes séquences d'autoprotection lacunaires. Les calculs ont été effectués avec la modélisation en deux dimensions du coeur qui fera l'objet du paragraphe suivant, la bibliothèque ENDF/B-6 issue de SCALE condensée en 44 groupes a été utilisée lors de ces calculs.

Séquence d'autoprotection	SCALE ENDF/B-6
Complète : BONAMI + CENTRM/PMC	$k_{\text{eff}} = 0{,}99076$
BONAMI seul	$k_{\text{eff}} = 0{,}99078$
Sans autoprotection	$k_{\text{eff}} = 0{,}99183$

TABLE 9.1 – **Influence des modules d'autoprotection sur les résulats obtenus avec PARTISN**

Ces résultats confirment le rôle primordial joué par la procédure d'autoprotection des résonances dans le domaine non résolu. Le traitement des résonances dans le domaine résolu présente un impact moindre eu égard à la distribution énergétique de la population neutronique au sein du réacteur CALIBAN. Il est toutefois nécessaire de ne pas la négliger compte-tenu des faibles amplitudes de perturbation sur la réactivité qui seront calculées ultérieurement.

9.4 Modélisation du coeur

9.4.1 Le benchmark du réacteur CALIBAN

Présentation

Le réacteur CALIBAN a fait l'objet de l'élaboration d'un benchmark, dénommé HEU-MET-FAST-080 [56], lequel a été publié au sein du recueil édité annuellement par l'ICSBEP [19].

Un benchmark est une expérience de référence dont les caractéristiques et les incertitudes associées sont déterminées avec la meilleure précision possible. L'objectif de cette démarche est de fournir un jeu de données permettant la simulation de l'expérience en question. De manière non moins importante, un benchmark se doit également de fournir l'ensemble des éléments permettant de jauger la qualité de la restitution d'une expérience par le calcul.

En conséquence, l'élaboration d'un benchmark passe nécessairement par une étape d'investigations minutieuses relatives aux données caractéristiques de l'expérience : géométrie, composition des milieux... Il s'agit, d'une part de fixer les paramètres de l'expérience à une valeur qui soit la plus représentative possible, et d'autre part d'y adjoindre une incertitude bien dimensionnée.

L'expérience choisie pour la réalisation du benchmark CALIBAN est une détermination de l'état critique avec la barre de commande n° 3. Cette expérience est bien maitrisée dans la mesure où celle-ci précède systématiquement une excursion surcritique en neutrons prompts. La valeur évaluée du facteur de multiplication effectif k_{eff} pour cette expérience et l'écart-type associé sont les suivants :

$$k_{\text{eff}} = 1,00000 \pm 124 \text{ pcm}$$

Cette recherche approfondie a conduit à un premier modèle qui se veut comme étant le plus proche possible de la réalité. Ce "modèle complet", élaboré à partir des plans "tels que construits", prend en compte les moindres détails géométriques (chanfreins,...) et chimiques (impuretés,...). Néanmoins, l'utilisation pratique de ce modèle est relativement laborieuse compte tenu de sa complexité. En corollaire, des temps de calculs relativement longs avec les codes Monte Carlo sont à déplorer.

En conséquence, un deuxième modèle dénommé "modèle benchmark" a été réalisé par N. Authier et P. Grivot pour pallier cette difficulté. Ce modèle est une version simplifiée du modèle complet, c'est celui qui est publié dans le document de l'ICSBEP [56]. La description géométrique de certains éléments a fait l'objet de simplifications, les chanfreins et autres évidements minimes de matière y sont en particulier supprimés, ces légères modifications étant compensées par des ajustements sur la géométrie simplifiée. A titre d'exemple, la suppression des chanfreins sur les arêtes extérieures des disques combustibles a été compensée par une diminution du rayon extérieur dans leur modélisation à partir d'une surface cylindrique. L'amplitude de la compensation étant choisie de manière à conserver la masse du disque combustible.

Notons également que les impuretés chimiques ne sont également pas prises en compte dans ce "modèle benchmark".

Un effort a naturellement été fourni pour s'assurer de la pertinence de ce modèle simplifié. En particulier, des études de sensibilité ont été exécutées afin d'estimer l'impact apporté par chacune des simplifications prises séparément.

Le Benchmark CALIBAN est une référence incontournable pour l'interprétation des expériences réalisées auprès de ce réacteur. Le modèle associé a été publié par les évaluateurs sous une forme exploitable par les codes TRIPOLI et MCNP [56]. Notons également qu'une transposition de ce modèle sous une forme exploitable par les codes de SCALE a été réalisée par l'équipe de développement de cette plateforme [61]. La figure 9.5 représente une coupe "en camembert" de la modélisation du benchmark dédiée aux calculs SCALE.

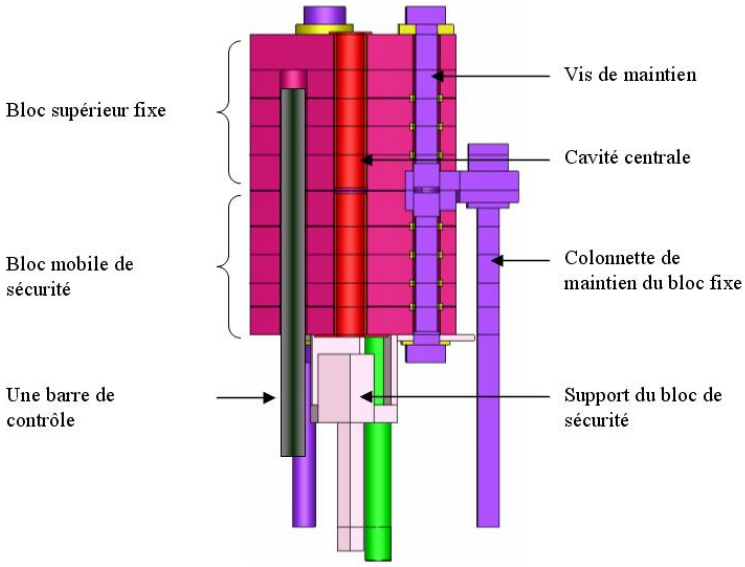


FIGURE 9.5 – **Vue en coupe du coeur de CALIBAN**

Restitution du benchmark en fonction des codes et des bibliothèques utilisés

La bonne restitution du benchmark à partir des codes de résolution numérique de l'équation du transport va de pair avec la bonne qualité des données nucléaires mises en oeuvre au cours des calculs. L'élaboration du benchmark a clairement mis en évidence des difficultés liées aux sections efficaces du molybdène, matériau présent en quantité significative dans le coeur puisqu'il constitue près de 10 % de sa masse.

En fonction des bibliothèques utilisées dans les codes, les données du molybdène sont fournies pour chacun de ses isotopes et/ou pour l'élément Mo avec sa composition isotopique à l'état naturel. Le tableau 9.2 présente les densités atomiques adoptées pour chacun de ses isotopes dans

le cadre de l'élaboration du benchmark. Les abondances isotopiques du molybdène naturel sont tirées de l'édition 2006-2007 du *Handbook of Chemistry and Physics*. Cette décomposition a fait office de référence dans les calculs qui ont été effectués au cours de ce travail et qui seront présentés ultérieurement.

	Densité atomique atomes.b^{-1}.cm^{-1}
^{nat}Mo	$1,0546 \times 10^{-2}$
^{92}Mo	$1,5577 \times 10^{-3}$
^{94}Mo	$9,7341 \times 10^{-4}$
^{95}Mo	$1,6768 \times 10^{-3}$
^{96}Mo	$1,7591 \times 10^{-3}$
^{97}Mo	$1,0082 \times 10^{-3}$
^{98}Mo	$2,5511 \times 10^{-3}$
^{99}Mo	—
^{100}Mo	$1,0198 \times 10^{-3}$

TABLE 9.2 – **Densités atomiques des isotopes du molybdène adoptées dans le benchmark du coeur CALIBAN**

Un calcul de sensibilité a été effectué pour jauger la contribution de chacun de ces isotopes vis à vis du facteur de multiplication effectif k_{eff}. Ce calcul a été réalisé avec une séquence TSUNAMI appliquée au benchmark CALIBAN à partir de la bibliothèque ENDF/B-7 distribuée avec SCALE. Les résultats reportés dans le tableau 9.3 présentent la variation calculée de k_{eff} induite par une augmentation de 1 % de la densité atomique de chaque isotope. Cette perturbation est appliquée indépendamment et de manière séparée pour chacun des isotopes en question. Ces coefficients de sensibilité ont été décomposés selon les deux réactions auxquelles sont soumis ces isotopes : la réaction de diffusion et la réaction de capture. Notons également que ces résultats prennent en compte les effets implicites de la perturbation, notamment pour ce qui concerne ses effets sur l'autoprotection des résonances.

	Total	Réaction de diffusion	Réaction de capture
^{92}Mo	$5,56 \times 10^{-3}$ $\sigma = 1,1 \times 10^{-5}$	$5,99 \times 10^{-3}$ $\sigma = 1,0 \times 10^{-5}$	$-4,28 \times 10^{-4}$ $\sigma = 1,5 \times 10^{-5}$
^{94}Mo	$3,45 \times 10^{-3}$ $\sigma = 7,0 \times 10^{-6}$	$3,78 \times 10^{-3}$ $\sigma = 6,9 \times 10^{-6}$	$-3,29 \times 10^{-4}$ $\sigma = 1,1 \times 10^{-7}$
^{95}Mo	$5,64 \times 10^{-3}$ $\sigma = 1,3 \times 10^{-5}$	$6,68 \times 10^{-3}$ $\sigma = 1,3 \times 10^{-5}$	$-1,04 \times 10^{-3}$ $\sigma = 3,5 \times 10^{-7}$
^{96}Mo	$6,40 \times 10^{-3}$ $\sigma = 1,3 \times 10^{-5}$	$6,88 \times 10^{-3}$ $\sigma = 1,3 \times 10^{-5}$	$-4,85 \times 10^{-4}$ $\sigma = 1,6 \times 10^{-7}$
^{97}Mo	$3,67 \times 10^{-3}$ $\sigma = 7,8 \times 10^{-6}$	$4,25 \times 10^{-3}$ $\sigma = 7,7 \times 10^{-6}$	$-5,83 \times 10^{-4}$ $\sigma = 2,0 \times 10^{-7}$
^{98}Mo	$9,36 \times 10^{-3}$ $\sigma = 1,8 \times 10^{-5}$	$1,00 \times 10^{-2}$ $\sigma = 1,8 \times 10^{-5}$	$-6,93 \times 10^{-4}$ $\sigma = 2,4 \times 10^{-7}$
^{100}Mo	$3,80 \times 10^{-3}$ $\sigma = 7,4 \times 10^{-6}$	$3,97 \times 10^{-3}$ $\sigma = 7,4 \times 10^{-6}$	$-1,69 \times 10^{-4}$ $\sigma = 5,8 \times 10^{-8}$

TABLE 9.3 – **Coefficients de sensibilité intégrés sur l'énergie des différents isotopes du molybdène avec leur écart-type**

On remarque ainsi que tous les isotopes du molybdène ont un impact sensible et presque équivalent sur la réactivité du coeur. Leur coefficient de sensibilité positif est dû aux réactions de

diffusions, et en particulier aux diffusions élastiques qui limitent globalement les fuites neutroniques. Les réactions de captures neutroniques ont un impact mineur, notons toutefois que cette contribution relative est environ deux fois plus importante pour l'isotope ^{95}Mo que pour les autres.

La description des données nucléaires du molybdène varie entre les différentes bibliothèques distribuées avec les codes. On présente sur le tableau 9.4 une synthèse des données correspondantes pour l'ensemble des codes et des bibliothèques dont il a été fait usage. Certaines bibliothèques incluent des données pour le molybdène naturel, on remarque cependant que les données les plus récentes se tournent préférentiellement vers une description isotope par isotope de cet élément.

		^{nat}Mo	^{92}Mo	^{94}Mo	^{95}Mo	^{96}Mo	^{97}Mo	^{98}Mo	^{99}Mo	^{100}Mo
ENDF/B-5 44 et 238 groupes	SCALE	X	X	X	X	X	X	X	X	X
ENDF/B-6	MCNP	X								
ponctuelle	TRIPOLI	X	X	X	X	X	X	X	X	X
ENDF/B-6 238 groupes	SCALE	X		X	X	X	X		X	
ENDF/B-6 VITAMIN	SCALE	X								
ENDF/B-7 ponctuelle	MCNP TRIPOLI		X	X	X	X	X	X	X	X
ENDF/B-7 238 groupes	SCALE		X	X	X	X	X	X	X	X
CEAV5 (JEFF 3.1) ponctuelle	TRIPOLI		X	X		X	X	X	X	X
JEFF 3.1 ponctuelle	MCNP		X	X	X	X	X	X	X	X
JEFF 3.1 VITAMIN	SCALE		X	X	X	X	X	X		X

TABLE 9.4 – **Synthèse des données des isotopes du molybdène accessibles par code et par bibliothèque**

La disparité relativement importante entre les données fournies au sein de ces bibliothèques semble révélatrice d'un manque de connaissances sur ces isotopes. On peut noter en particulier l'absence de l'isotope ^{95}Mo de la bibliothèque CEAV5 alors que son abondance dans le molybdène naturel avoisine les 15 %. Notons que certaines de ces bibliothèques permettent de comparer directement les résultats obtenus suivant que l'on utilise une description naturelle ou isotope par isotope du molybdène.

La restitution du benchmark à partir des codes et des bibliothèques que nous avons déployés a nécessité quelques ajustements vis à vis du modèle publié dans la référence [56]. En particulier, les compositions de certains éléments naturels fournies dans le modèle ont dû être développées isotope par isotope pour pouvoir être correctement traitées par les bibliothèques les plus récentes. En effet, les bibliothèques ENDF/B-7 et JEFF 3.1 n'incluent pas de données pour ces éléments à l'état naturel. Ces modifications ont un impact très minime dans la mesure où elles ne concernent que trois éléments (le titane, le magnésium et le silicium) qui ne sont présents dans le coeur qu'à l'état d'impuretés. Les abondances naturelles utilisées pour le calcul des densités atomiques associées à chacun de leurs isotopes ont été tirées de l'édition 2007-2008 du *Handbook of Chemistry and Physics*, elles sont reportées dans le tableau 9.5.

Des ajustements supplémentaires ont par ailleurs été nécessaires à l'exécution de ces calculs, ceux-ci visent pour l'essentiel à pallier certaines lacunes dans les bibliothèques utilisées :

Titane Ti	Abondance isotopique (% atomique)	Magnésium Mg	Abondance isotopique (% atomique)	Silicium Si	Abondance isotopique (% atomique)
^{46}Ti	8,25	^{24}Mg	78,99	^{28}Si	92,223
^{47}Ti	7,44	^{25}Mg	10,00	^{29}Si	4,685
^{48}Ti	73,72	^{26}Mg	11,01	^{30}Si	3,092
^{49}Ti	5,41				
^{50}Ti	5,18				

TABLE 9.5 – **Abondances isotopiques utilisées pour la description de trois éléments du benchmark**

- en raison de l'absence de données pour l'isotope ^{95}Mo du molybdène dans la bibliothèque CEAV5, ce sont les données issues de JEFF 3.1 qui ont été utilisées pour cet isotope ;
- le fichier contenant les données de l'^{234}U dans la bibliothèque VITAMIN-JEFF3.1 étant corrompu, nous l'avons substitué par le fichier ^{234}U de la bibliothèque VITAMIN-ENDFB6.

Les résultats obtenus lors de l'estimation du k_{eff} du benchmark avec les codes Monte-Carlo précédemment mentionnés sont reportés sur le tableau 9.6. Ceux-ci ont été obtenus avec l'estimateur "corde", plus adapté aux calculs appliqués aux coeurs tels que celui de CALIBAN. Il est indiqué, pour chaque bibliothèque, quelle description a été utilisée pour le traitement du molybdène (naturelle ou isotopique). Notons que les résultats SCALE qui y sont présentés ont été obtenus à partir d'une séquence CSAS6, celle-ci comprenant une phase de traitement des sections efficaces suivi d'un calcul Monte-Carlo multigroupe par le code KENO. Tous ces calculs ont été réalisés par la simulation de 5050 batchs de 2000 particules, les 50 premiers batchs étant écartés dans l'estimation de k_{eff}.

On observe qu'aucune des bibliothèques utilisées n'arrive à reproduire de manière satisfaisante la valeur du benchmark ($k_{\text{eff}} = 1,00000 \pm 124$ pcm). On note également que le résultat obtenu avec la bibliothèque ENDF/B-6 et une description isotope par isotope du molybdène se démarque significativement des autres résultats. Etant donné que l'abondance isotopique adoptée pour la décomposition du molybdène naturel est la même pour toutes les bibliothèques, on impute cet écart à une moins bonne qualité des données nucléaires associées à ses différents isotopes. Cette tare semble néanmoins corrigée dans les bibliothèques les plus récentes (ENDF/B-7 et JEFF 3.1). On préconise donc une description naturelle du molybdène lorsque la bibliothèque ENDF/B-6 est utilisée, cette recommendation sera naturellement appliquée dans l'ensemble des calculs qui seront présentés ultérieurement.

Les résultats obtenus lors de l'utilisation de SCALE avec les deux bibliothèques ENDF/B-6 (SCALE-238 groupes et VITAMIN-199 groupes) sont cohérents entre eux, on impute leur différence minime à un traitement différent lors de la phase d'autoprotection des résonances dans le domaine résolu.

On observe globalement que pour chaque code, les tendances générales associées aux résultats des différentes bibliothèques sont respectées, ce point est illustré sur la figure 9.6. Il en ressort en particulier que c'est la bibliothèque JEFF 3.1 qui fournit la meilleure restitution du benchmark.

9.4.2 Un modèle 2D du réacteur CALIBAN

Les motivations

Bien que le modèle "benchmark" soit accessible à l'ensemble des codes Monte Carlo déployés lors de ce travail, une modélidation du coeur en deux dimensions a néanmoins été réalisée. L'élaboration de ce modèle très simplifié nous est apparue nécessaire pour les raisons suivantes :

- disposer d'une géométrie plus simple en mesure de réduire significativement les temps de calculs des codes Monte Carlo ;

Code	Bibliothèque	Description du molybdène	k_{eff}	σ
TRIPOLI	ENDF/B-6	Mo naturel	1,00911	0,00029
		Mo isotopique	0,98873	0,00027
	ENDF/B-7	Mo isotopique	1,00984	0,00028
	CEAV5 (JEFF 3.1)	Mo isotopique	1,00521	0,00029
MCNP	ENDF/B-6	Mo naturel	1,00869	0,00021
	ENDF/B-7	Mo isotopique	1,01046	0,00020
	JEFF 3.1	Mo isotopique	1,00609	0,00020
SCALE	ENDF/B-6 238 groupes	Mo naturel	1,00608	0,00027
	VITAMIN ENDF/B-6 199 groupes	Mo naturel	1,00515	0,00025
	ENDF/B-7 238 groupes	Mo isotopique	1,00759	0,00026
	VITAMIN JEFF 3.1 199 groupes	Mo isotopique	1,00296	0,00026

TABLE 9.6 – **Restitution du benchmark en fonction des codes et des bibliothèques utilisées**

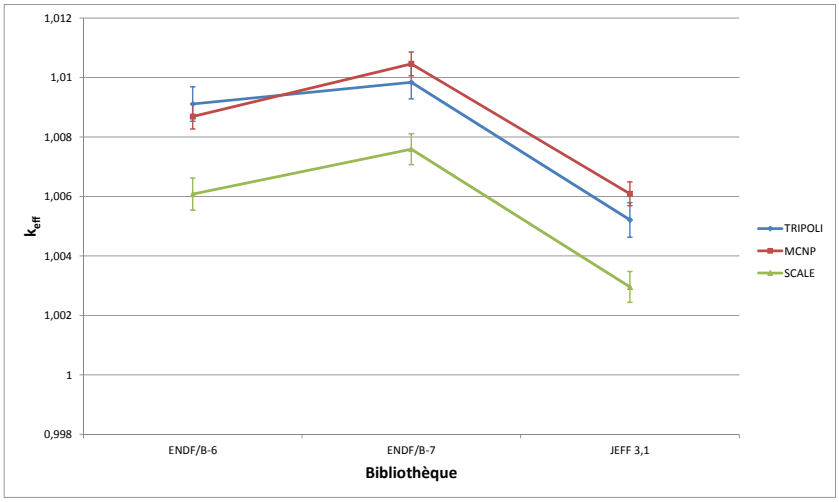


FIGURE 9.6 – **Restitution du benchmark en fonction des codes et des bibliothèques utilisées, les barres d'erreurs sont données à** $\pm\ 2\sigma$

– définir une géométrie universelle qui puisse être intégrée sans approximations dans l'ensemble des codes déployés, y compris le code déterministe PARTISN.

Des géométries 3D sont accessibles avec le code PARTISN puisque le maillage spatial peut être défini selon un système de coordonnées cartésiennes (x, y, z) ou cylindriques (r, θ, z). Cependant,

l'utilisation de ces systèmes de cordonnées implique nécessairement quelques approximations quant à la restitution de la géométrie détaillée du coeur. En outre, la résolution des équations du transport dans une géométrie à trois dimensions spatiales accroît substantiellement les besoins en ressources de calculs.

En conséquence, nous avons estimé que les bénéfices d'une modélisation 3D sous PARTISN n'étaient pas suffisants, en contepartie des difficultés supplémentaires qu'elle apporte, pour pouvoir justifier son utilisation. Un modèle à deux dimensions cylindriques (r, z) a donc finalement été retenu.

La construction du modèle

L'impact en réactivité d'un échantillon de matériau découle fondamentalement de deux types d'informations :

1. la forme des nappes de flux directes et adjointes au sein du coeur ;
2. les données nucléaires des isotopes constituant le matériau en question.

Les expériences de perturbations réalisées au cours de ce travail ont pour vocation d'apporter des éléments permettant de tirer des enseignements sur les données nucléaires des matériaux mis en oeuvre. Par conséquent, il est impératif de choisir un modèle qui soit en mesure de reproduire le plus fidèlement possible les distributions de flux caractéristiques de l'expérience. C'est la condition sine qua non à l'obtention d'informations pertinentes, aptes à initier une réflexion sur les données nucléaires utilisées.

Les distributions spatiales et énergétiques des flux directs et adjoints sont conditionnées par différents éléments :

- la nature des matériaux constituant le coeur, incluant également les éléments situés dans son voisinage ;
- la géométrie du coeur, et la position des éléments qui l'entourent ;
- la présence éventuelle d'une source neutronique extérieure, sa distribution spatiale et énergétique ;
- le facteur de multiplication effectif dans une moindre mesure.

En pratique, les expériences de perturbation effectuées sur Caliban sont réalisées à une puissance telle que la contribution de la source neutronique intrinsèque au combustible UMo est négligeable. Le coeur peut donc être considéré comme placé dans une configuration critique en l'absence de source extérieure.

Le coeur de Caliban est constitué d'éléments qui ne peuvent pas être intégrés dans un modèle 2D, les plus significatifs étant :

- les quatre vis de serrages, en acier et diamétralement opposées ;
- les quatre alésages destinés à recevoir les barres de contrôle, réparties circulairement autour de l'axe longitudinal du coeur.

Il serait possible de modéliser en deux dimensions ces éléments à partir d'une représentation annulaire sur toute la hauteur du coeur, en conservant le volume réel de ces constituants. Mais cette représentation conduit à une mauvaise restitution des nappes de flux au sein du coeur et à l'intérieur de la cavité centrale. Nous avons donc préféré, compte tenu de leur diamètre relativement restreint, les exclure de la modélisation en considérant un coeur cylindrique constitué uniformément de l'alliage UMo.

Il est impératif de conserver la géométrie du coeur au voisinage de l'échantillon, dans le cas contraire, la modification des nappes flux au sein de l'échantillon serait trop importante et non représentative de l'expérience. Le diamètre intérieur réel des disques combustibles a donc été conservé, de même que la hauteur totale du coeur, incluant les plaquettes de séparation des disques combustibles en nickel et l'espace vide entre les deux blocs :

$$\begin{cases} r_{\text{int}} = 1,519 \text{ cm} \\ h = 25,266 \text{ cm} \end{cases}$$

Il est important de noter que le modèle du benchmark fait intervenir un rayon intérieur légèrement modifié (+0,675 mm) pour compenser la disparition des chanfreins sur la surface intérieure des disques combustibles.

Conserver dans ces conditions le rayon extérieur des disques combustibles rendrait le coeur fortement surcritique puisque la masse d'UMo serait alors bien supérieure à celle du coeur réel. En effet, les volumes non modélisés constitués essentiellement des vis de serrages en acier et des espaces vides dans les alésages sont substitués dans cette modélisation par l'alliage fissile. Les expériences se déroulant au voisinage de l'état critique, l'utilisation d'un modèle trop éloigné de la criticité induirait une mauvaise représentativité des nappes de flux de l'expérience. Il est donc important de se ramener à un modèle qui soit le plus proche possible de l'état critique. Plusieurs options sont disponibles à cette fin :

- choisir le rayon extérieur de telle sorte que le coeur soit critique ;
- conserver le rayon extérieur réel et ajuster la densité de l'alliage UMo.

Ces calculs d'ajustements ont été effectués avec le code déterministe PARTISN et la bibliothèque ENDF/B-7.

En fixant la densité de l'UMo à sa valeur réelle de 17,04 g.cm^{-3}, la valeur du rayon extérieur qui rend le coeur critique est d'environ 8,7 cm, soit 1 cm de moins que le rayon extérieur réel (9,743 cm).

A contrario, si le rayon extérieur du coeur est fixé à sa valeur réelle de 9,743 cm, la densité de l'alliage UMo qui permet de rendre le coeur critique est de 15,421 g.cm^{-3}, soit une valeur environ 10 % moindre que sa valeur réelle.

Ces deux options ont été testées à l'aune des distributions de flux qui en résultent au sein du coeur, on présente sur la figure 9.7 les profils de flux normalisés et intégrés en énergie obtenus dans le plan médian en fonction de la distance à l'axe longitudinal. Les calculs ont été effectués avec le code PARTISN et la bibliothèque ENDF/B-7, appliqués aux deux coeurs de rayons respectifs 8,7 et 9,743 cm avec les densités 17,04 et 15,421 g.cm^{-3}. Les facteurs de multiplication effectifs correspondants sont compilés dans le tableau 9.7.

		r_{ext}	
		8,7 cm	9,743 cm
Densité	17,04 g.cm^{-3}	**1,00227**	1,08534
	15,421 g.cm^{-3}	0,92101	**1,00095**

TABLE 9.7 – **Facteur de multiplication effectif k_{eff} en fonction de la géométrie 2D du coeur**

On observe sur la figure 9.7 que la distribution spatiale de la nappe de flux est de loin beaucoup plus sensible aux variations du rayon extérieur qu'à celles de la densité de l'alliage. A rayon extérieur fixé, la distorsion de la nappe de flux consécutive à une variation de la densité résulte de la modification de k_{eff} : plus celui-ci est important et plus la variation radiale du flux est abrupte. Néanmoins, les variations sur la distribution spatiale du flux induites par une modification de la densité sont plus minimes.

Il ressort de cette étude qu'il est plus judicieux de conserver le rayon extérieur réel de 9,743 cm dans la modélisation en deux dimensions, tout en ajustant la densité de l'alliage UMo afin de se ramener à un coeur qui soit le plus proche possible de l'état critique. Cette constatation est propre aux réacteurs compacts et non modérés et ne doit pas être généralisée aux assemblages de plus grandes dimensions et au sein desquels la population de neutrons est modérée.

Notons que le rayon extérieur des disques combustibles dans le modèle "benchmark" est légèrement inférieur au rayon réel (-0,12 mm) et ce, pour compenser la disparition des chanfreins sur les arêtes extérieures des disques.

Les grandeurs caractéristiques adoptées pour la modélisation en deux dimensions du coeur sont synthétisées dans le tableau 9.8. Les calculs qui seront exposés ultérieurement dans ce chapitre ont été obtenus, sauf mention contraire, à partir de ce modèle.

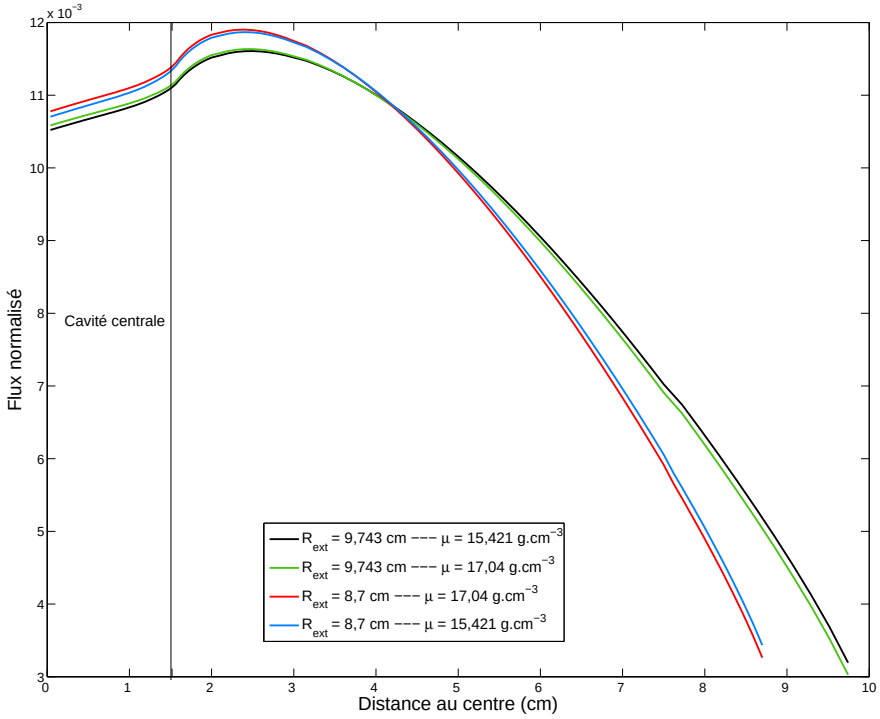


FIGURE 9.7 – **Profils de flux intégrés en énergie dans le plan médian en fonction de la distance à l'axe longitudinal, pour les différentes modélisations en deux dimensions**

Rayon intérieur	1,519 cm
Rayon extérieur	9,743 cm
Hauteur	25,266 cm
Composition de l'alliage	idem au benchmark
Densité de l'alliage	15,421 g.cm^{-3}

TABLE 9.8 – **Caractéristiques de la modélisation en deux dimensions du coeur CALIBAN**

Validation du modèle

Afin de s'assurer de la viabilité de ce modèle simplifié, un calcul de l'impact spécifique en réactivité d'un échantillon a été exécuté conjointement avec le modèle "benchmark" et deux modèles en deux dimensions. Le code Monte-Carlo MCNP a été utilisé pour ces calculs avec la bibliothèque ENDF/B-6, un échantillon d'or similaire à celui d'une des expériences effectuées a fait l'objet du calcul. On reporte sur le tableau 9.9 les résultats obtenus lors des calculs de poids spécifique en réactivité de cet échantillon, comme décrit dans la section 8.3, à partir de trois modèles :

- le modèle "benchmark" ;
- le modèle en deux dimensions dont les caractéristiques sont regroupées dans le tableau 9.8, défini avec un rayon extérieur de 9,743 cm et une densité de 15,421 g.cm^{-3} pour l'alliage UMo ;

– le modèle en deux dimensions obtenu par ajustement du rayon extérieur et conservation de la densité réelle de l'alliage, lequel est défini par un rayon extérieur de 8,7 cm et une densité de 17,04 g.cm^{-3} pour l'alliage UMo.

Modèle	Poids spécifique en réactivité (pcm.g^{-1})
Benchmark	-0,122 σ = 0,005
r_{ext} = 9,743 cm densité = 15,421 g.cm^{-3}	-0,122 σ =0,006
r_{ext} = 8,7 cm densité = 17,04 g.cm^{-3}	-0,142 σ =0,003

TABLE 9.9 – **Poids spécifique en réactivité d'un échantillon d'or et écarts-types associés pour différents modèles**

Ces résultats viennent conforter les conclusions esquissées au paragraphe précédent : la modélisation en deux dimensions obtenue en fixant le rayon extérieur à sa valeur réelle et en ajustant la densité de l'alliage est celle qui permet de mieux reproduire le résultat obtenu avec la modélisation "benchmark" détaillée en trois dimensions.

Bien que ces calculs soient basés sur une mesure ayant eu lieu auprès du réacteur CALIBAN, il est important de noter que l'expérience en question n'a pas été modélisée comme il se devrait pour une restitution rigoureuse de cette dernière par le calcul (cf paragraphe 9.4.3). Le porte-échantillon n'a en particulier pas été modélisé afin de limiter au maximum les modifications apportées au modèle "benchmark", lesquelles constituent de potentielles sources d'erreurs. L'unique vocation de cette démarche a été de confronter trois modélisations géométriques différentes pour le coeur, et ce dans une situation représentative des calculs qui seront présentés ultérieurement.

9.4.3 Modélisation des expériences

Ce paragraphe a pour vocation de présenter la méthodologie appliquée lors de la modélisation des expériences auprès des codes de calculs déployés. Il sera décrit dans quelle mesure les matériaux présents au voisinage des échantillons peuvent affecter les résultats expérimentaux obtenus et comment ils ont été intégrés à la modélisation des expériences. La modélisation des échantillons dans une géométrie à deux dimensions sera ensuite exposée avec une description de la méthodologie retenue et des incertitudes qui en découlent. Enfin, la manière avec laquelle ont été prises en compte les incertitudes dans le positionnement vertical des échantillons sera présentée.

Influence des matériaux présents au voisinage de l'échantillon

Les échantillons mis en oeuvre dans les expériences sont placés dans un porte-échantillon inséré au coeur de la cavité centrale, ils peuvent en outre être confinés dans un conteneur métallique pour certains. Ces éléments ont un impact sur la réactivité du coeur, lequel est pris en compte lors des expériences en les incluant à la configuration du coeur de référence (voir section 6.3). Ces éléments sont également susceptibles d'avoir une influence sur l'impact en réactivité de certains échantillons en affectant la distribution spatiale et énergétique du flux neutronique en leur sein. C'est pourquoi la modélisation de ces éléments, situés au voisinage direct des échantillons, est de grande importance.

Le porte-échantillon utilisé lors des expériences est composé d'aluminium et la partie acceuillant l'échantillon est de géométrie cylindrique, l'épaisseur de la paroi et du fond du porte-échantillon est de 1 mm. Le modèle en deux dimensions du coeur précédemment décrit est borné par la surface extérieure du combustible, le porte-échantillon est ainsi modélisé par un tube centré le long de l'axe longitudinal s'étendant de la base inférieure de l'échantillon jusqu'à la base supérieure du

cylindre représentant le coeur. Ce tube est clos à son extrémité inférieure, située au contact de l'échantillon.

L'influence du porte-échantillon seul sur la réactivité du coeur a été évaluée dans un premier temps, on présente sur le tableau 9.10 les réactivités du coeur avec et sans la présence de ce porte-échantillon. Ces calculs ont été exécutés avec le code déterministe PARTISN en utilisant la bibliothèque ENDF/B-VII, le positionnement vertical du porte-échantillon a été repris d'une expérience effectuée au préalable (échantillons d'uranium appauvri).

Configuration	k_{eff}
Coeur sans porte-échantillon	0,9963447
Coeur avec porte-échantillon	0,9964708
$\Delta\rho$ = 12,7 pcm	

TABLE 9.10 – **Impact du porte-échantillon sur la réactivité du coeur**

L'impact en réactivité apporté par le porte-échantillon est positif, ce signe traduit l'effet "réflecteur" de ce dernier vis à vis du coeur. Sa présence au sein de la cavité centrale permet en effet de réduire les fuites de neutrons le long de cette cavité.

Dans un second temps, l'influence du porte-échantillon ainsi que du conteneur sur l'impact en réactivité calculé de l'échantillon d'uranium appauvri a été étudié. Le code PARTISN a été de nouveau utilisé avec la bibliothèque ENDF/B-VII, l'ensemble composé de l'échantillon, son conteneur et le porte-échantillon a été positionné verticalement dans une configuration proche de celle de l'expérience. Les résultats de ces calculs sont reportés sur le tableau 9.11, on y présente les impacts en réactivité obtenus pour l'échantillon avec et sans prise en compte du porte-échantillon et du conteneur.

Configuration	Impact en réactivité de l'échantillon
Coeur sans porte-échantillon ni conteneur	12,12 pcm
Coeur avec porte-échantillon et conteneur	12,61 pcm
Différence = 4 %	

TABLE 9.11 – **Impact du porte-échantillon et du conteneur sur le calcul de l'impact en réactivité d'un échantillon d'uranium appauvri**

Ces résultats confirment l'influence significative que peut produire les matériaux environnant l'échantillon sur son impact en réactivité, aussi est-il nécessaire de les prendre en compte dans les calculs associés. Le porte-échantillon sera en pratique toujours modélisé par un tube clos à son extrémité inférieure, sa position verticale est assujettie à celle de l'échantillon qui fait l'objet du calcul. Pour les échantillons confinés, la modélisation du conteneur sera décrite dans le paragraphe acceuillant les résultats associés.

Modélisation géométrique des échantillons

Certains échantillons ont spécialement été fabriqués pour ces expériences, ceux-ci possèdent une géométrie parfaitement cylindrique qui peut être retranscrite telle quelle dans la modélisation déployée lors des calculs.

D'autres échantillons sont constitués de copeaux ou de résidus de fonderie encapsulés dans un conteneur cylindrique. Si le contrôle de la géométrie peut être garanti pour certains (échantillons d'uranium appauvri), l'amoncellement de copeaux composant l'échantillon de plutonium conduit à une géométrie qui ne peut pas être identifiée et donc restituée dans les calculs. En l'absence d'informations plus précises que la masse mesurée et la composition de l'échantillon, ce dernier est modélisé à partir d'un cylindre droit tout en conservant conjointement la masse réelle de l'échantillon.

Cette modélisation simplifiée conduit naturellement à des incertitudes sur le calcul de l'impact en réactivité afférent, incertitudes qu'il convient d'évaluer. Pour ce faire, deux modélisations distinctes mais conservant toutes deux la masse réelle de l'échantillon sont appliquées lors des calculs. Ces deux modélisations simplifiées sont choisies de manière à minorer et majorer l'impact en réactivité "réel", c'est à dire le résultat que l'on obtiendrait avec une modélisation exacte de l'échantillon.

L'impact en réactivité de cet échantillon est obtenu en considérant la moyenne des résultats obtenus avec les deux modélisations délimitantes. L'écart-type associé est obtenu à partir des intervalles de confiance caractéristiques d'une loi de probabilité. En supposant que la valeur recherchée suit une loi normale centrée sur cette moyenne et dont les deux bornes incluent 99,7 % des valeurs possibles. L'écart-type associé à cette estimation s'obtient directement à partir de la différence entre les deux impacts en réactivité délimitants :

$$\sigma = \frac{\Delta I}{6} \tag{9.6}$$

où ΔI est la différence des impacts en réactivité obtenus avec les deux modélisations.

Incertitudes dans le positionnement vertical de l'échantillon

La mesure du positionnement vertical de l'échantillon lors d'une expérience s'effectue de manière visuelle, avec un pied à coulisse ou un réglet. Nous avons évalué à $\pm$ 1 mm la précision de cette mesure, nous supposerons donc que la hauteur de l'échantillon h suit une loi de probabilité uniforme sur un support de largeur 2 mm réparti autour de la valeur mesurée h_{mes} :

$$h \in [h_{\text{mes}} - 1, h_{\text{mes}} + 1] \tag{9.7}$$

On en déduit l'écart-type associé à cette mesure :

$$\sigma = \frac{1}{\sqrt{3}} \tag{9.8}$$

Cette incertitude doit naturellement être propagée sur l'impact en réactivité calculé pour cet échantillon à une hauteur h_{mes}. Pour ce faire, un calcul de sensibilité est effectué avec le code PARTISN et la bibliothèque ENDF/B-VII pour chaque échantillon. Cette démarche consiste dans un premier temps à déterminer l'influence d'une variation de 1 mm de la hauteur de l'échantillon sur son impact en réactivité calculé. En supposant que cette influence est proportionnelle à la variation de hauteur, hypothèse justifiée par la faible amplitude de variation, ce coefficient de sensibilité est utilisé ensuite pour propager l'incertitude de positionnement sur l'impact en réactivité calculé.

Notons que seule l'utilisation d'un code déterministe exécuté avec un critère de convergence adéquat permet d'effectuer cette estimation. L'incertitude statistique liée aux résultats Monte Carlo est en effet trop importante vis à vis des variations que l'on cherche à déterminer.

9.5 Présentation des résultats

Il sera présenté dans cette section l'ensemble des résultats obtenus lors des calculs d'impacts en réactivité appliqués aux échantillons ayant fait l'objet des expériences précédemment décrites.

Les résultats présentés dans les paragraphes suivants ont été obtenus à partir de la modélisation simplifiée en deux dimensions du coeur. Les ajustements effectués dans la section précédente pour

pallier des informations lacunaires dans les bibliothèques utilisées ont naturellement été conservés pour les calculs qui seront présentés.

9.5.1 Les méthodes utilisées

L'ensemble des méthodes exposées au sein du chapitre 8 a été utilisé au gré des calculs effectués avec les différents codes de calculs déployés. En fonction de l'échantillon faisant l'objet du calcul, certaines de ces méthodes sont naturellement plus adaptées que d'autres pour la restitution de l'expérience afférente. Aussi est-il apparu nécessaire, pour chacun de ces échantillons, d'opérer une sélection quant aux méthodes appliquées afin de restreindre le nombre de calculs. Seuls ceux apparaissant comme les plus pertinents seront présentés dans cette section. Ce paragraphe a pour vocation de synthétiser et d'argumenter l'ensemble de ces choix pour chaque code, les caractéristiques associées aux calculs effectués seront également présentées.

Le code Monte Carlo MCNP

Dans la version actuelle de ce code, trois méthodes permettent d'obtenir l'impact en réactivité d'un échantillon :

1. le calcul direct, qui consiste à estimer cet impact à partir de la différence entre la réactivité du système perturbé et celle du système de référence non perturbé ;
2. le calcul du poids spécifique en réactivité (en pcm.g^{-1}), obtenu à partir de calculs critiques indépendants ;
3. le calcul du poids spécifique en réactivité (en pcm.g^{-1}), obtenu à partir de la méthode d'échantillonnage des dérivées.

L'incertitude statistique inhérente aux codes Monte Carlo ne permet pas d'effectuer des calculs directs d'impacts en réactivité pour des échantillons très peu perturbants. C'est le cas par exemple des échantillons d'or, de lutécium et d'uranium appauvri. Cette limitation est directement liée aux ressources en terme de moyens de calculs qui sont à notre disposition, l'utilisation de supercalculateurs permettrait en effet de réduire significativement l'écart-type associé à un résultat de calcul Monte Carlo.

En conséquence, les impacts en réactivité pour ces échantillons ont été déduits des poids spécifiques en réactivité calculés conformément à la méthode exposée au cours du chapitre 8. Chaque calcul indépendant a été exécuté par la simulation de 30000 batchs de 50000 neutrons, les 50 premières générations ayant été écartées dans la détermination de k_{eff} à partir de l'estimateur "corde". De tels calculs permettent d'obtenir des réactivités avec un écart-type de 2 pcm en des temps raisonnables (une dizaine d'heures par réactivité). L'incertitude donnée pour chacun de ces résultats est déduite de la propagation de l'écart-type associé à chaque réactivité sur la valeur du poids ainsi calculé, conformément aux informations fournies au chapitre 8.

La méthode d'échantillonnage des dérivées n'a en revanche pas été utilisée, faute de premiers résultats probants. Nous lui avons préféré la méthode des échantillons corrélés, implantée dans TRIPOLI et soumise à moins d'approximations.

En ce qui concerne l'échantillon de plutonium, beaucoup plus perturbant, c'est le calcul direct de l'impact en réactivité qui a été mis en oeuvre avec ce code.

Le code Monte Carlo TRIPOLI

Dans la version actuelle de ce code, trois méthodes permettent d'obtenir l'impact en réactivité d'un échantillon :

1. le calcul direct, qui consiste à estimer cet impact à partir de la différence entre la réactivité du système perturbé et celle du système de référence non perturbé ;
2. le calcul du poids spécifique en réactivité (en pcm.g^{-1}), obtenu à partir de calculs critiques indépendants ;

3. le calcul du poids spécifique en réactivité (en pcm.g^{-1}), obtenu à partir de la méthode des échantillons corrélés.

De la même manière que pour MCNP, le calcul direct de l'impact en réactivité n'a été appliqué que pour l'échantillon de plutonium. Pour les matériaux moins perturbants, la méthode des échantillons corrélés a été préférée dans un souci de complémentarité avec les résultats fournis par MCNP. En effet, le calcul du poids spécifique en réactivité à partir de calculs indépendants fournit des résultats similaires à ceux obtenus avec MCNP. Cette méthode a néanmoins été utilisée ponctuellement pour valider celle mettant en oeuvre les échantillons corrélés.

Chaque calcul a été exécuté par la simulation de 30000 batchs de 50000 neutrons, le poids spécifique en réactivité est déduit de la variation de réactivité consécutive à une perturbation de -20 % appliquée sur la densité de l'échantillon étudié.

Les codes de la plateforme SCALE

La plateforme SCALE est constituée notamment de codes Monte Carlo en mesure d'appliquer un traitement ponctuel ou multigroupe de la variable énergétique. Trois méthodes peuvent être mises en oeuvre pour le calcul de l'impact en réactivité d'un échantillon :

1. le calcul direct de la variation de réactivité à partir du code Monte Carlo KENO, l'énergie pouvant être traitée de manière ponctuelle ou avec un formalisme multigroupe ;
2. le calcul du poids spécifique en réactivité (en pcm.g^{-1}), obtenu à partir de calculs critiques indépendants exécutés au moyen de ce même code ;
3. le calcul du poids spécifique en réactivité (en pcm.g^{-1}), obtenu à partir des coefficients de sensibilité déduits de l'exécution d'une séquence TSUNAMI.

Le calcul direct n'a été appliqué que pour l'échantillon de plutonium, le seul à présenter un impact en réactivité significativement plus important que l'incertitude statistique fournie par le code KENO. Dans un souci d'homogénéité des résultats présentés, les calculs ont été effectués avec les bibliothèques multigroupes. En effet, nous ne disposons pas à ce jour de bibliothèque ponctuelle au format AMPX pour JEFF 3.1.

Pour les échantillons présentant un faible impact en réactivité (or, lutécium et uranium appauvri), le poids spécifique en réactivité est déduit des coefficients de sensibilité intégrés sur l'énergie et le volume du matériau perturbant. Cette méthode permet d'apporter des résultats complémentaires à ceux obtenus avec les autres codes. Le calcul des coefficients de sensibilité permet en outre de jauger la contribution de chaque réaction au résultat intégral. Cette démarche présente ainsi l'avantage d'améliorer significativement l'interprétation qui peut être faite des expériences intégrales, en particulier lorsque celle-ci concerne les données nucléaires de base.

Les calculs des coefficients de sensibilité ont été effectués à partir de l'exécution de séquences TSUNAMI, dont le principe est brièvement schématisé sur la figure 9.8. Les modules KENO ont procédé chacun à la simulation de 3000 batchs de 500000 neutrons, les poids spécifiques en réactivité sont obtenus directement à partir des coefficients de sensibilité intégrés sur l'énergie des isotopes concernés. Les calculs ont été effectués à partir :

- des bibliothèques de sections efficaces distribuées avec la plateforme SCALE, lesquelles utilisent un maillage énergétique en 238 groupes ;
- des bibliothèques VITAMIN agencées en 199 groupes.

Les calculs présentés dans cette section pour les données ENDF/B-VI ont été obtenus à partir de la bibliothèque SCALE.

Les deux découpages énergétiques de ces bibliothèques sont illustrés dans l'annexe I. L'incertitude donnée est calculée par propagation des écart-types associés aux flux directs et adjoints pour chaque maille spatiale et énergétique. Les incertitudes sur les données nucléaires de base sont par ailleurs propagées à l'incertitude sur k_{eff} au moyen de la bibliothèque de covariance en 44 groupes fournie avec la plateforme [104].

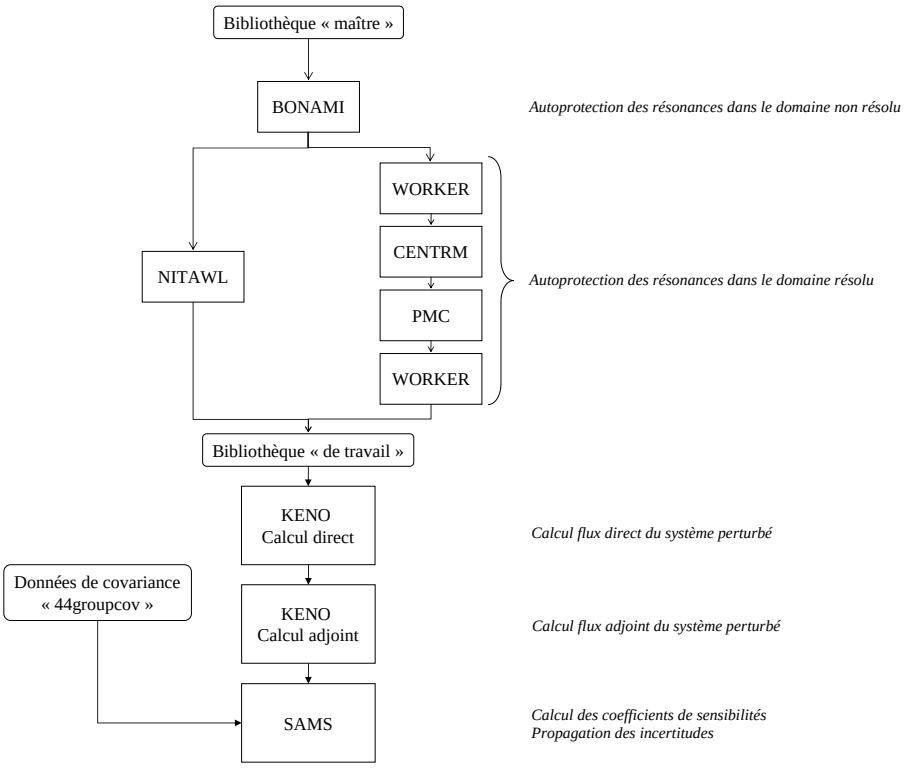


FIGURE 9.8 – **Calcul des coefficients de sensibilité avec la séquence TSUNAMI**

Le code déterministe PARTISN

Les calculs effectués avec le code PARTISN ont été déduits de la différence directe entre les réactivités du coeur perturbé et du coeur de référence, et ce pour tous les échantillons étudiés. Un maillage spatial selon un schéma diamant à 19200 mailles a été utilisé pour ces calculs, celui-ci se décompose en 160 mailles sur l'axe longitudinal $\vec{z}$ et 120 mailles sur la composante radiale du coeur en deux dimensions. Le maillage n'est pas uniforme, celui-ci a été affiné dans les régions d'intérêt au sein desquelles les variations du flux sont beaucoup plus abruptes, c'est le cas par exemple au voisinage de l'échantillon. Une illustration de ce maillage est fournie sur la figure 9.9, le code couleur utilisé étant le suivant :

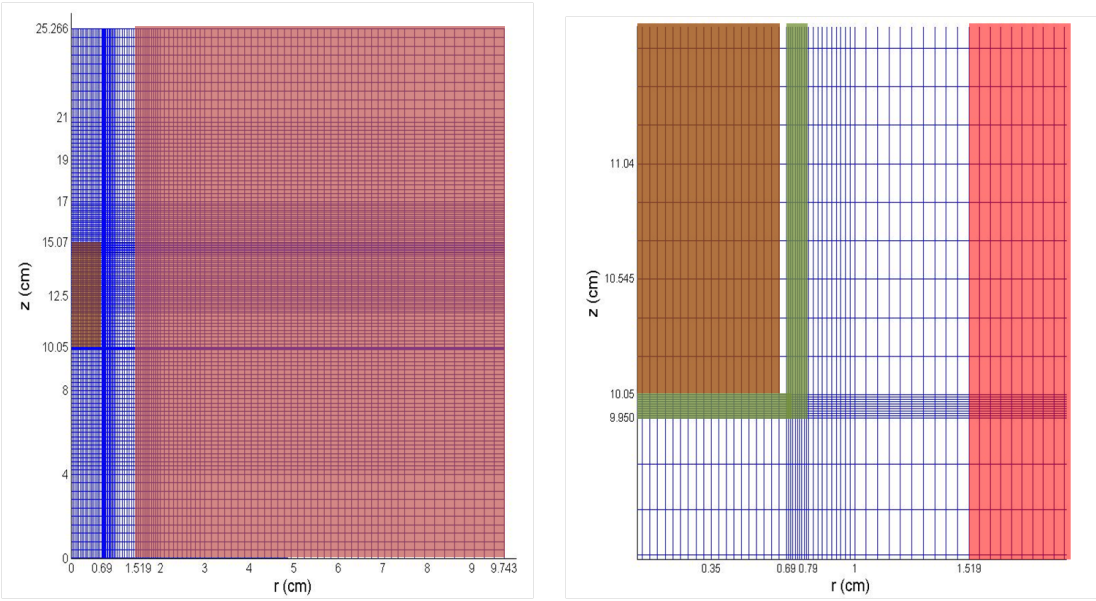
- la zone en rouge représente le combustible UMo ;
- la zone en marron représente l'échantillon ;
- la zone en vert représente le porte-échantillon.

Les données de sections efficaces utilisées pour ces calculs ont été structurées dans un format à 44 groupes, illustré dans l'annexe I. Les calculs de cette section relatifs aux données ENDF/B-VI ont été obtenus, sauf mention contraire, à partir de la bibliothèque issue de la plateforme SCALE. Les paramètres des calculs PARTISN sont synthétisés dans le tableau 9.12.

Synthèse des méthodes employées

Le tableau 9.13 présente une synthèse des méthodes employées en fonction des codes déployés et de la nature des échantillons étudiés. Sauf indication contraire, les résultats qui seront présentés dans les paragraphes suivants ont été obtenus selon ces méthodes.

L'abbréviation "PSR" désigne dans ce tableau le poids spécifique en réactivité, exprimé en pcm.g^{-1}.



Vue générale — Agrandissement au voisinage de l'échantillon

FIGURE 9.9 – **Maillage en espace du coeur utilisé dans les calculs PARTISN**

Ordre S_N	32
Quadrature angulaire	Schéma de Galerkin [107]
Ordre de développement des sections anisotropes en pol. de Legendre	5
ϵ = critère de convergence	1×10^{-7}

TABLE 9.12 – **Caractéristiques des calculs PARTISN**

	Or	Lutécium	Plutonium 239	Uranium appauvri
MCNP	Calcul PSR points indépendants	Calcul PSR points indépendants	Calcul direct	Calcul PSR points indépendants
TRIPOLI	Calcul PSR échantillons corrélés	Calcul PSR échantillons corrélés	Calcul direct	Calcul PSR échantillons corrélés
SCALE	Calcul PSR coefficients de sensibilité	Calcul PSR coefficients de sensibilité	Calcul direct	Calcul PSR coefficients de sensibilité
PARTISN	Calcul direct	Calcul direct	Calcul direct	Calcul direct

TABLE 9.13 – **Synthèse des codes et méthodes utilisées pour chaque échantillon**

	ENDF/B-VI	ENDF/B-VII	JEFF 3.1
MCNP	0,99893	0,99996	0,99664
TRIPOLI	0,99992	1,00032	0,99709
KENO	0,99938	1,00110	0,99622
PARTISN	0,99882(1) 0,99863(2)	1,00096	0,99713

TABLE 9.14 – **k_{eff} calculé pour le coeur vide (modèle 2D) en fonction des codes et des bibliothèques**

9.5.2 Comparaison des différents codes de calculs en l'absence d'échantillons

Avant d'exposer plus en détails les résultats de calculs d'impacts en réactivité, il est judicieux dans un premier temps de comparer les réactivités du coeur sans échantillon obtenues à partir des différents codes déployés.

La modélisation simplifiée du coeur en deux dimensions a été utilisée et le porte-échantillon en aluminium a également été inclus dans la géométrie de calcul. Les modalités d'exécution de ces calculs de criticité sont similaires en tous points à celles décrites au paragraphe précédent. On reporte sur le tableau 9.14 les valeurs de k_{eff} obtenues par le biais de ces codes avec trois bibliothèques de données nucléaires. Tous les résultats issus de codes Monte-Carlo sont associés à un écart-type σ de 2 pcm.

Les deux résultats indiqués pour le calcul PARTISN avec la bibliothèque ENDF/B-VI ont été obtenus respectivement avec la bibliothèque en 238 groupes issue de la plateforme SCALE (1) et la bibliothèque VITAMIN en 199 groupes (2). Les résultats issus de ces deux bibliothèques sont très proches l'un de l'autre, l'écart minime observé provient de leurs traitements différents lors de la phase d'autoprotection des résonances.

Ces résultats sont représentés graphiquement sur la figure 9.10, les barres d'erreurs indiquées correspondent à des marges positives et négatives de 3σ.

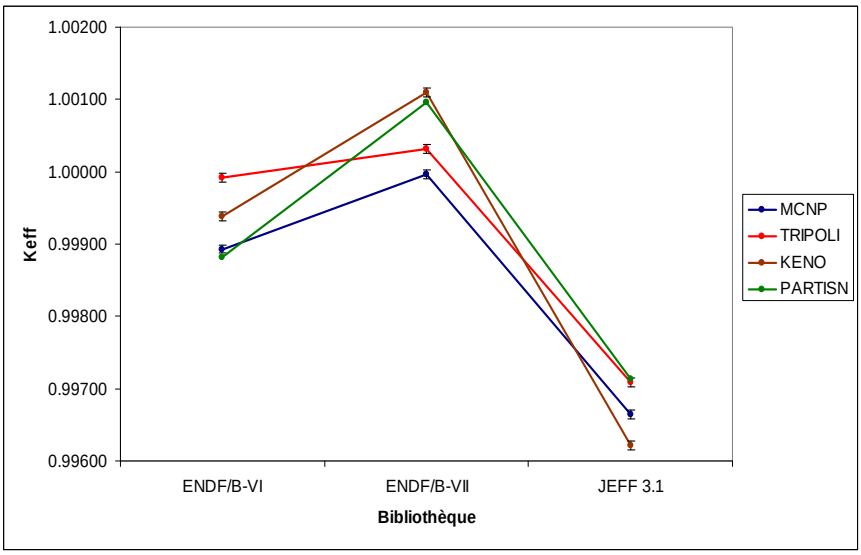


FIGURE 9.10 – **Comparaison des valeurs calculées pour k_{eff} par code et par bibliothèque**

On observe globalement que les tendances générales associées aux bibliothèques utilisées sont

Code	Bibliothèque	Impact en réactivité (pcm)	Ecart-type (pcm)
MCNP	ENDF/B-VI	-17,07	2,37
	ENDF/B-VII	-16,30	1,20
	JEFF 3.1	-15,67	3,58
TRIPOLI	JEFF 3.1	-14,53	0,32
SCALE	ENDF/B-VI	-14,61	3,24
	ENDF/B-VII	-15,14	2,68
	JEFF 3.1	-11,79	0,91
PARTISN	ENDF/B-VI	-16,97	0,02
	ENDF/B-VII	-17,24	0,02
	JEFF 3.1	-17,39	0,02

TABLE 9.15 – **Résultats des calculs associés à l'échantillon d'or**

similaires entre les codes. Les variations entre bibliothèques sont toutefois plus importantes dans les calculs traitant l'énergie avec un formalisme multigroupe.

9.5.3 L'échantillon d'or

Les bibliothèques ENDF/B-VI et ENDF/B-VII fournissent des données corrompues pour ce qui concerne les distributions de renvois angulaires de l'isotope 197 de l'or. En conséquence, les calculs effectués auprès de TRIPOLI ne peuvent pas être exécutés avec de telles données. On observe en effet l'échec du test de cohérence des données réalisé lors de l'importation de ces dernières dans la phase d'initiation du calcul, cet échec précipite automatiquement un arrêt anticipé du code.

Cette difficulté n'est pas rédhibitoire puisque les données de cet isotope fournies dans les bibliothèques ENDF/B-VI, ENDF/B-VII et JEFF 3.1 sont toutes issues de la même évaluation. Les résultats obtenus pour l'échantillon d'or n° 1 sont condensés dans le tableau 9.15.

9.5.4 L'échantillon de lutécium

Les deux isotopes présents dans le lutécium naturel ne sont inclus dans aucune des deux bibliothèques VITAMIN. Il nous est donc impossible de présenter des résultats concernant cet échantillon lorsque les codes PARTISN et SCALE sont utilisés avec la bibliothèque VITAMIN JEFF 3.1. La modélisation des deux échantillons combinés de lutécium et de leur porte-échantillon ne pose aucune difficulté compte-tenu de leur géométrie cylindrique. Les résultats obtenus sont synthétisés sur le tableau 9.16.

9.5.5 L'échantillon de plutonium 239

La géométrie de l'échantillon de plutonium, telle que spécifiée dans les codes de calculs, présente une incertitude importante. Le traitement décrit dans le paragraphe 9.4.3 à partir de deux modélisations, l'une minorante l'autre majorante, a donc été appliqué.

Ces deux modélisations cylindriques délimitantes conservent toutes deux la masse réelle du plutonium contenu dans l'échantillon, leurs caractéristiques sont reportées dans le tableau 9.17.

Les deux modélisations conservent le rayon intérieur du conteneur interne, les autres caractéristiques ont été déterminées de la manière suivante :

- le modèle 1 conserve la masse volumique réelle du plutonium, c'est l'ajustement de la hauteur du volume qui permet de se ramener à la masse réelle de l'échantillon ;

Code	Bibliothèque	Impact en réactivité (pcm)	Ecart-type (pcm)
MCNP	ENDF/B-VI	-9,92	0,34
	ENDF/B-VII	-15,74	1,56
	JEFF 3.1	-14,67	0,24
TRIPOLI	ENDF/B-VI	-8,02	0,55
	ENDF/B-VII	-17,96	0,55
	JEFF 3.1	-14,15	0,55
SCALE	ENDF/B-VI	-14,99	1,74
	ENDF/B-VII	-15,53	1,75
PARTISN	ENDF/B-VI	-17,70	0,02
	ENDF/B-VII	-18,29	0,02

TABLE 9.16 – **Résultats des calculs associés à l'échantillon de lutécium**

	Modèle 1	Modèle 2
Rayon	0,51 cm	0,51 cm
Hauteur	0,897 cm	4 cm
Masse volumique	19,84 g.cm^{-3}	4,45 g.cm^{-3}
Masse	14,547 g	14,547 g

TABLE 9.17 – **Les deux modélisations délimitantes pour l'échantillon de plutonium**

– le modèle 2 est défini par la hauteur maximale disponible à l'intérieur du conteneur interne, c'est l'ajustement de la densité qui permet de conserver la masse réelle de plutonium contenu dans l'échantillon.

Les expériences effectuées avec cet échantillon portent sur la mesure de l'impact en réactivité des pièces de plutonium et de leur conteneur en alliage de titane. Les calculs ont donc procédé à la détermination de l'impact en réactivité de ces deux éléments combinés. La modélisation de ce double conteneur ne présente aucune difficulté eu égard à sa géométrie cylindrique. Les résultats obtenus avec trois bibliothèques sont présentés sur le tableau 9.18.

9.5.6 L'échantillon d'uranium appauvri

Les deux pièces d'uranium appauvri constituant l'échantillon ont été agencées lors de l'expérience de manière à former un cylindre droit. C'est donc sous la forme d'un unique bloc cylindrique qu'a été modélisé le contour délimitant le volume d'uranium au sein des calculs effectués.

En plus du porte-échantillon, le conteneur en aluminium et son bouchon en laiton ont été inclus à la modélisation afin de pouvoir prendre en compte leur influence sur la distribution spatiale et énergétique du flux au voisinage de l'échantillon. Le laiton composant le bouchon est constitué d'un alliage de cuivre et de zinc, la teneur en cuivre et en zinc dépend du type de laiton utilisé, les alliages usuels sont néanmoins tous composés d'une part plus importante de cuivre (>80 % en proportion massique). En l'absence d'informations plus précises sur la composition du bouchon, ce dernier a été défini dans les calculs comme étant composé de cuivre pur, constitué à l'état naturel des isotopes ^{63}Cu et ^{65}Cu.

Les expériences portent sur la mesure de l'impact en réactivité des seules pièces d'uranium, le conteneur et son bouchon ont donc été intégrés à la géométrie de référence afin de ne calculer que la contribution du volume d'uranium modélisé. Les résultats correspondants sont reportés sur le

Code	Bibliothèque	Impact en réactivité (pcm)	Ecart-type (pcm)
MCNP	ENDF/B-VI	44,07	2,86
	ENDF/B-VII	42,98	2,86
	JEFF 3.1	43,77	2,86
TRIPOLI	ENDF/B-VI	51,18	2,86
	ENDF/B-VII	50,94	2,86
	JEFF 3.1	44,19	2,86
SCALE	ENDF/B-VI	48,19	2,86
	ENDF/B-VII	47,42	2,86
	JEFF 3.1	45,37	2,86
PARTISN	ENDF/B-VI	46,12	0,40
	ENDF/B-VII	45,75	0,40
	JEFF 3.1	46,04	0,40

TABLE 9.18 – **Résultats des calculs associés à l'échantillon de plutonium 239**

tableau 9.19

Code	Bibliothèque	Impact en réactivité (pcm)	Ecart-type (pcm)
MCNP	ENDF/B-VI	13,74	2,49
	ENDF/B-VII	13,18	0,96
	JEFF 3.1	16,98	0,53
TRIPOLI	ENDF/B-VI	17,51	0,61
	ENDF/B-VII	16,50	0,61
	JEFF 3.1	20,53	0,61
SCALE	ENDF/B-VI	17,36	1,72
	ENDF/B-VII	19,03	1,69
	JEFF 3.1	14,88	0,91
PARTISN	ENDF/B-VI	12,89	0,01
	ENDF/B-VII	13,27	0,01
	JEFF 3.1	13,25	0,01

TABLE 9.19 – **Résultats des calculs associés à l'échantillon d'uranium appauvri**

9.6 Comparaison expérience-calcul et interprétation associée

La grandeur mesurée dans ces expériences de perturbations est un impact en réactivité, elle dépend fondamentalement de deux types d'informations :

1. les caractéristiques de la perturbation, en particulier les données nucléaires des isotopes constituant l'échantillon perturbant ;
2. les caractéristiques du coeur dans lequel siège la perturbation, notamment les distributions spatiales et énergétiques des flux directs et adjoints.

Il est nécessaire de bien connaître l'un des deux points précédemment cités pour obtenir des informations sur l'autre, aussi existe-t-il plusieurs manières d'interpréter ces expériences :

- lorsque le coeur est bien connu et caractérisé, ce type d'expériences permet de retirer des enseignements sur les données nucléaires des isotopes mis en jeu ;
- de manière duale, l'utilisation d'échantillons aux données nucléaires bien connues permet d'obtenir des informations sur le coeur.

Les travaux qui font l'objet de ce document ont été réalisés selon la première des deux démarches précédemment citées, l'objectif visé étant de fournir des informations pertinentes, aptes à initier une réflexion sur les données nucléaires. Cette démarche est rendue possible par la bonne connaissance du réacteur CALIBAN, exploité depuis plus de quarante ans et qui a fait l'objet dernièrement d'un benchmark.

C'est donc sous l'angle des données nucléaires que l'on proposera une interprétation de ces expériences, laquelle reposera sur une comparaison directe entre les résultats expérimentaux et les résultats obtenus par calculs.

9.6.1 Les modalités de la confrontation expérience-calcul

Les résultats des calculs de criticité appliqués à CALIBAN dépendent fortement de la bibliothèque choisie pour décrire les données nucléaires des isotopes constitutifs du coeur. Ce point a déjà été illustré à deux reprises dans le document :

1. lors de la restitution du benchmark (figure 9.6), au cours de laquelle un écart de près de 400 pcm a été identifié entre les bibliothèques ;
2. lors de la restitution du modèle 2D (figure 9.10), au cours de laquelle un écart du même ordre de grandeur a été observé.

Ces deux observations suggèrent que les écarts identifiés sont bel et bien dûs aux données nucléaires des isotopes constituant l'alliage UMo. En effet, le coeur du réacteur dans le modèle simplifié en deux dimensions n'est composé que de cet alliage.

Ces variations dans les facteurs de multiplication effectif calculés portent naturellement à croire que les distributions spatiales et énergétiques des flux directs et adjoints sont également affectées de manière significative par la bibliothèque utilisée. Cette observation rend le calcul de l'impact en réactivité dépendant des données utilisées pour le coeur.

Afin de pouvoir tirer des conclusions sans ambiguïté sur les données nucléaires des isotopes contenus dans les échantillons étudiés, il est donc nécessaire de les comparer en s'abstenant des variations apportées par l'utilisation de bibliothèques différentes pour le coeur. En pratique, cela se traduit par l'utilisation d'une seule et même bibliothèque pour décrire les isotopes du coeur. La comparaison entre les bibliothèques ne s'effectuera qu'à l'aune des résultats qu'elles apporteront lorsque ces dernières sont appliquées à l'échantillon seul.

La distinction entre le "coeur" et l'"échantillon" repose sur la notion de "coeur de référence" introduite au paragraphe 6.3.1. En pratique, tous les éléments présents dans le coeur de référence seront mis en oeuvre avec la même bibliothèque au cours des calculs, rappelons que ces éléments incluent :

- le combustible UMo du réacteur ;
- le porte-échantillon en aluminium ;
- le conteneur lorsque celui-ci ne prend pas part à la perturbation (c'est le cas par exemple de l'échantillon d'uranium appauvri).

Seuls les éléments contribuant à la perturbation seront donc affectés de données nucléaires originaires de bibliothèques différentes, ces éléments incluent notamment le conteneur de l'échantillon de plutonium et les échantillons eux-mêmes.

Définition d'une bibliothèque pour la description du coeur

Eu égard à la restitution du benchmark par les différents codes de calculs (figure 9.6), il apparaît que c'est la bibliothèque JEFF 3.1 qui fournit celle de meilleure qualité et ce, pour l'ensemble des codes déployés.

C'est donc cette bibliothèque qui a été choisie pour décrire les données nucléaires du coeur, du porte-échantillon et de l'éventuel conteneur.

La problématique des données multigroupes

La coexistence de données issues de bibliothèques différentes au sein d'un même calcul ne pose aucun problème technique lorsque l'énergie est traitée de manière ponctuelle. Ce n'est naturellement plus le cas lorsque deux bibliothèques multigroupes aux maillages énergétiques différents sont utilisés de conserve.

Rappelons que les données multigroupes utilisées au cours de ce travail sont de deux origines distinctes :

1. les bibliothèques VITAMIN pour les données JEFF 3.1 et ENDF/B-VI ;
2. les bibliothèques SCALE pour les données ENDF/B-VI et ENDF/B-VII.

Les bibliothèques VITAMIN et SCALE présentent des maillages énergétiques distincts, observation mentionnée précédemment au cours de ce chapitre (voir paragraphe 9.3.3). Il est donc impossible de faire cohabiter ces deux structures différentes au sein d'un même calcul SCALE.

Lors de la condensation de ces données en 44 groupes pour les calculs PARTISN, un soin a été apporté afin que les deux découpages condensés soient de structures relativement proches (voir figures I.1 et I.2 de l'annexe I). Le code PARTISN permet l'utilisation de deux structures énergétiques différentes pourvu que le nombre de groupes soit le même entre ces dernières. Les écarts qui subsistent sont néanmoins en mesure de produire un biais sur les résultats obtenus avec ce code lorsque ces deux structures coexistent au sein d'un même calcul. Une estimation de ce biais peut être déduite de la comparaison entre des calculs faisant intervenir respectivement des données issues de SCALE et de VITAMIN pour la même évaluation ENDF/B-VI.

On présente sur le tableau 9.20 les résultats obtenus lors du calcul de l'impact en réactivité de l'échantillon d'or avec le code PARTISN pour différentes configurations de données.

Données coeur	Données échantillon	Impact en réactivité (pcm)	Ecart %
Scale ENDF/B-VI	Scale ENDF/B-VI	-17,44	0,4
Vitamin ENDF/B-VI	Vitamin ENDF/B-VI	-17,38	
Vitamin JEFF 3.1	Vitamin ENDF/B-VI	-17,81	4
Vitamin JEFF 3.1	Scale ENDF/B-VI	-18,57	

TABLE 9.20 – **Influence de la coexistence des deux structures différentes sur le calcul de l'impact en réactivité d'un échantillon d'or**

Les résultats fournis par les bibliothèques SCALE et VITAMIN sont cohérents entre eux lorsque ces bibliothèques sont utilisées pour décrire de concert le coeur et l'échantillon. La différence plus marquée lorsque la bibliothèque VITAMIN JEFF 3.1 décrit le coeur tient seulement à l'évaluation plus récente des données affectées aux isotopes le constituant.

En revanche, l'écart significatif entre les données VITAMIN et SCALE lorsque le coeur est décrit par la bibliothèque VITAMIN JEFF 3.1 ne peut être imputé qu'au biais induit par la coexistence des deux structures énergétiques différentes.

Nous ne disposons pas actuellement de bibliothèque ENDF/B-VII au format VITAMIN, les calculs devront donc nécessairement faire cohabiter une bibliothèque VITAMIN pour le coeur et une bibliothèque SCALE pour l'échantillon. Afin de mettre sur un même pied d'égalité les bibliothèques ENDF/B-VI et ENDF/B-VII, les données ENDF/B-VI utilisées dans les calculs qui seront présentés ultérieurement seront issues de la bibliothèque SCALE.

Il apparaît néanmoins nécessaire de corriger les résultats obtenus lorsque ces deux structures différentes cohabitent. La correction de ce biais sera effectuée à partir de la comparaison entre les résultats obtenus avec les bibliothèques SCALE ENDF/B-VI et VITAMIN ENDF/B-VI pour l'échantillon tout en conservant la bibliothèque VITAMIN JEFF 3.1 pour le coeur.

Cette correction dépend naturellement de l'échantillon étudié : ceux pour lesquels les réactions de diffusions ont une grande importance sont en effet beaucoup plus sensibles à ce phénomène, c'est le cas de l'or, du lutécium et dans une moindre mesure de l'uranium appauvri. La correction sera

donc calculée pour chaque échantillon, à l'exception du lutécium dont les données sont absentes des bibliothèques VITAMIN. On appliquera à cet échantillon la correction calculée pour l'or, ces deux matériaux présentant des comportements neutroniques similaires : une faible section efficace d'absorption du même ordre de grandeur que la section efficace de diffusion.

9.6.2 Une interprétation absolue

Ce type d'interprétation repose sur la comparaison directe entre les impacts en réactivité obtenus par expérience et par calcul pour chaque échantillon.

Les grandeurs mesurées sont exprimées en dollars puisqu'elles dérivent toutes de mesures dynamiques : détermination de la période asymptotique ou ajustement d'un transitoire de chute de barre. Les grandeurs calculées sont quant à elles exprimées en pcm. Il est donc nécessaire de ramener ces deux types de grandeurs à la même unité pour pouvoir directement les comparer.

Cette conversion nécessite de connaître la proportion effective de neutrons retardés β_{eff}, grandeur qui a été mesurée auprès de CALIBAN par le biais de mesures de bruit neutronique (voir section 5.6). L'ajustement de la courbe de Nelson sur les deux nombres de Nelson obtenus lors de mesures sous-critiques a permis d'estimer cette grandeur à :

$$\beta_{\text{eff}} = 645 \text{ pcm } \pm 7\%$$

Cette quantité peut également être obtenue par le biais de calculs déterministes ou Monte-Carlo. A partir de la modélisation "benchmark", un calcul TRIPOLI avec la bibliothèque JEFF 3.1 a permis de l'estimer à :

$$\beta_{\text{eff}} = 649 \text{ pcm} \qquad \sigma = 5 \text{ pcm}$$

Ce résultat est en accord avec la mesure expérimentale présentée ci-dessus. β_{eff} dépend fondamentalement de trois informations :

1. la proportion absolue de neutrons retardés ;
2. leur spectre d'émission ;
3. les distributions spatiales et énergétiques des flux directs et adjoints.

La démarche qui a été suivie pendant ces travaux repose sur l'hypothèse fondamentale que les caractéristiques du coeur sont bien connues. Cette hypothèse a permis d'élaborer un schéma de calcul à partir des informations que l'on dispose sur le réacteur, et en particulier sa description détaillée construite dans le cadre du benchmark. Ces informations conditionnent en particulier les distributions spatiales et énergétiques des flux directs et adjoints que l'on tient pour vraies au sein du réacteur.

Par souci de cohérence avec cette démarche, on considère dans l'interprétation que les incertitudes auxquelles est soumis β_{eff} proviennent des données nucléaires, c'est à dire de la proportion et du spectre d'émission des neutrons retardés. En conséquence, il est plus judicieux de reporter cette incertitude sur les résultats de calculs. Cela nous conduit naturellement à opérer la conversion en dollars des impacts en réactivité calculés en pcm à partir d'une proportion effective de neutrons retardés β_{eff} obtenue par calcul.

Etant donné la faible masse des échantillons étudiés, la proportion de neutrons retardés émis par les isotopes fissiles éventuellement contenus dans ces derniers est négligeable vis à vis de ceux émis par le combustible UMo. On suppose également que les échantillons étudiés ne sont pas suffisamment perturbants pour pouvoir être en mesure d'altérer les distributions spatiales et énergétiques des flux directs et adjoints. En conséquence, c'est la valeur de β_{eff} obtenue avec le benchmark et la bibliothèque JEFF 3.1 qui sera utilisée pour la conversion. Rappelons que c'est cette bibliothèque qui a été choisie pour décrire les isotopes constituant le coeur.

Les résultats de calculs obtenus de cette manière sont compilés dans les tableaux 9.21 à 9.24. On y présente également les écarts relatifs vis à vis de l'expérience. Une synthèse graphique des résultats obtenus est présentée pour chaque échantillon, les dénominations "J3-B6" et "J3-B7" qui y sont indiquées signifient que les données JEFF 3.1 ont été assignées aux isotopes du coeur conjointement aux bibliothèques ENDF/B-VI et ENDF/B-VII pour l'échantillon. Les résultats sont représentés avec leur intervalle de confiance à 1σ.

L'échantillon d'or

Echantillon d'or

Bibliothèque échantillon	Code	Impact en réactivité (¢)	Ecart-type	$\frac{C-E}{E}$
ENDF/B-VI	MCNP	-2,57	8,04 %	+10,14 %
	TRIPOLI	—	—	—
	PARTISN	-2,67	0,78 %	+14,52 %
ENDF/B-VII	MCNP	-2,64	9,31 %	+13,39 %
	TRIPOLI	—	—	—
	PARTISN	-2,67	0,78 %	+14,62 %
JEFF 3.1	MCNP	-2,41	22,83 %	+3,65 %
	TRIPOLI	-2,24	2,34 %	-3,87 %
	PARTISN	-2,68	0,78 %	+14,99 %
Expérience		-2,33	1,57 %	—

TABLE 9.21 – **Comparaison expérience-calcul pour l'échantillon d'or**

On observe dans un premier temps que tous les résultats de calculs sont cohérents entre eux, les barres d'erreurs à 2σ se recoupant. Cette cohérence est très marquée entre les bibliothèques utilisées pour un même code, cette observation permet ainsi de confirmer l'origine similaire des données fournies pour l'or dans ces bibliothèques. Rappelons que c'est l'évaluation effectuée par Young en 1984, intégrée à la bibliothèque ENDF/B-VI (R4), qui en est à l'origine.

L'adéquation entre l'expérience et les résultats de calculs est acquise pour les codes Monte-Carlo et ce, en raison de leur incertitude statistique relativement élevée. Le résultat fourni par TRIPOLI, à l'incertitude plus faible induite par l'utilisation de la méthode des échantillons corrélés, restitue à 2σ l'expérience.

Les calculs PARTISN ne restituent pas correctement l'expérience, un écart important est à déplorer. Cet écart est du même ordre de grandeur que celui affectant les résultats de calculs MCNP.

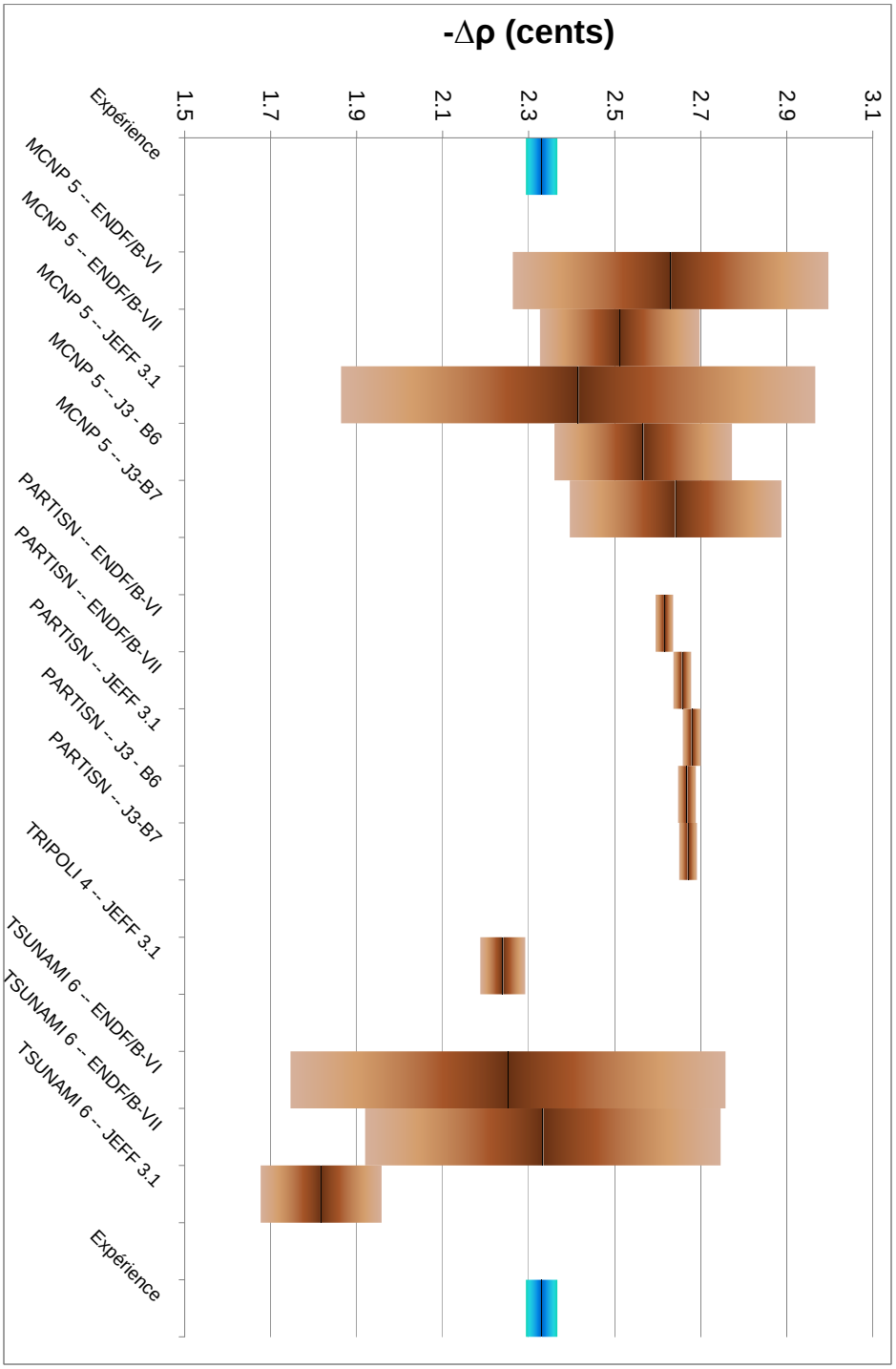


FIGURE 9.11 – **Synthèse des résultats pour l'or**

L'échantillon de lutécium

Echantillon de lutécium

Bibliothèque échantillon	Code	Impact en réactivité (¢)	Ecart-type	$\frac{C-E}{E}$
ENDF/B-VI	MCNP	-1,13	6,62 %	-58,91 %
	TRIPOLI	-1,66	5,15 %	-39,45 %
	PARTISN	-2,83	0,78 %	+3,22 %
ENDF/B-VII	MCNP	-2,71	7,70 %	-1,08 %
	TRIPOLI	-2,31	3,73 %	-15,70 %
	PARTISN	-2,83	0,78 %	+3,07 %
JEFF 3.1	MCNP	-2,26	1,81 %	-17,61 %
	TRIPOLI	-2,18	3,95 %	-20,51 %
	PARTISN	—	—	—
Expérience		-2,74	1,56 %	—

TABLE 9.22 – **Comparaison expérience-calcul pour l'échantillon de lutécium**

Les résultats obtenus avec l'échantillon de lutécium sont très disparates et ne restituent correctement l'expérience que pour quelques-uns. On remarque en particulier que les résultats calculés avec les codes Monte-Carlo et la bibliothèque ENDF/B-VI sous-estiment largement la valeur mesurée.

On observe les mêmes tendances entre bibliothèques avec les codes MCNP et TRIPOLI. Les données ENDF/B-VII sont les seules à fournir une restitution correcte de l'expérience avec l'ensemble des codes utilisés.

Le code PARTISN permet globalement une restitution de bonne qualité de la mesure expérimentale et ce, quelle que soit la bibliothèque.

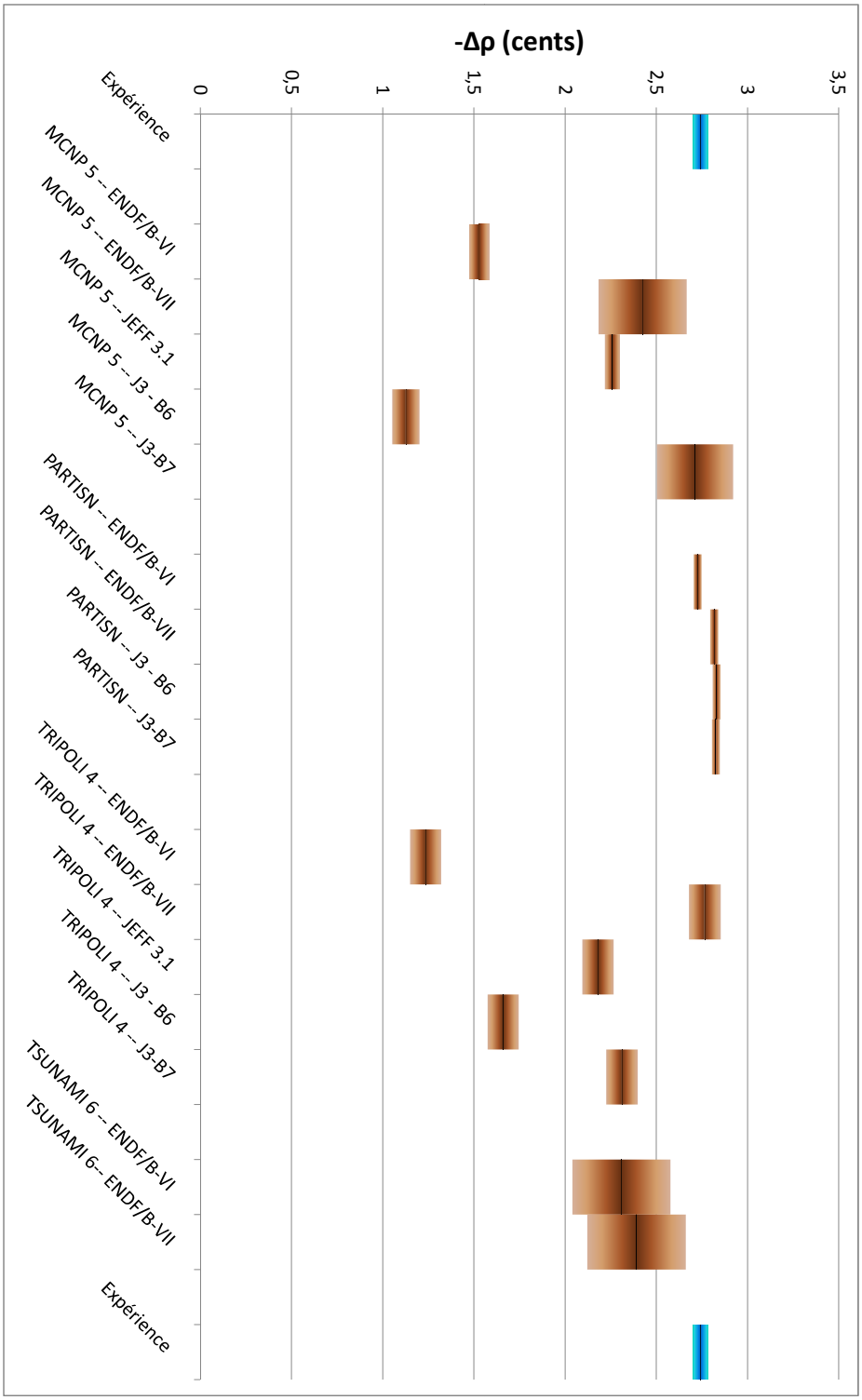


FIGURE 9.12 – **Synthèse des résultats pour le lutécium**

L'échantillon de plutonium

Echantillon de plutonium

Bibliothèque échantillon	Code	Impact en réactivité (¢)	Ecart-type	$\frac{C-E}{E}$
ENDF/B-VI	MCNP	6,98	6,36 %	-12,78 %
	TRIPOLI	6,56	6,75 %	-17,95 %
	PARTISN	7,06	1,17 %	-11,74 %
ENDF/B-VII	MCNP	7,29	6,09 %	-8,91 %
	TRIPOLI	7,33	6,06 %	-8,42 %
	PARTISN	7,12	1,17 %	-11,02 %
JEFF 3.1	MCNP	6,74	6,57 %	-15,69 %
	TRIPOLI	6,81	6,51 %	-14,89 %
	PARTISN	7,09	1,17 %	-11,33 %
Expérience		8,00	1,04 %	—

TABLE 9.23 – **Comparaison expérience-calcul pour l'échantillon de plutonium**

L'ensemble des résultats calculés sous-estiment la mesure expérimentale. Si l'incertitude statistique associée aux résultats Monte-Carlo rend difficile la démarche de discrimination. Les résultats obtenus avec le code déterministe PARTISN se démarquent de manière discriminante de la valeur mesurée.

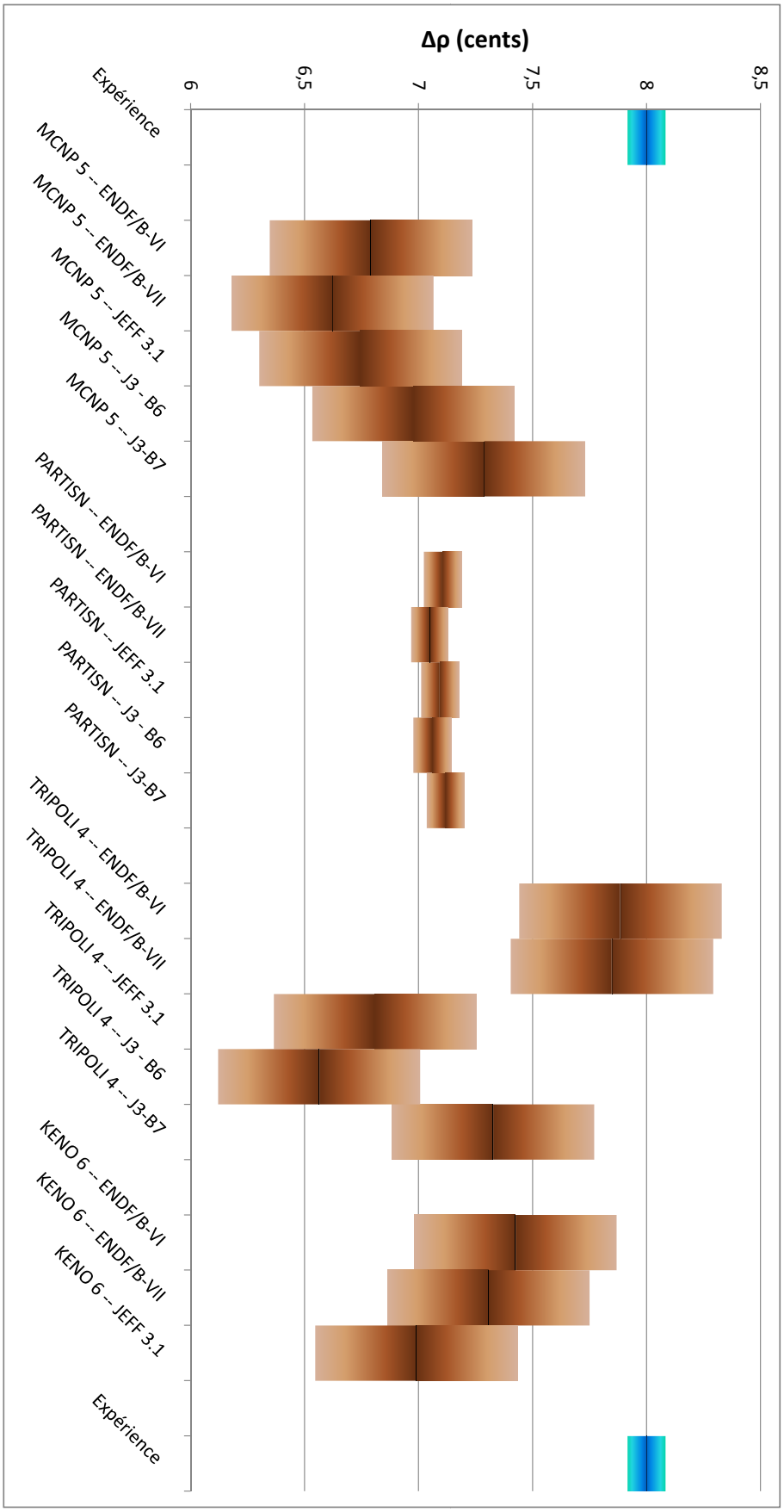


FIGURE 9.13 – **Synthèse des résultats pour le plutonium**

L'échantillon d'uranium

Echantillon d'uranium appauvri

Bibliothèque échantillon	Code	Impact en réactivité (¢)	Ecart-type	$\frac{C-E}{E}$
ENDF/B-VI	MCNP	2,13	10,19 %	-9,79 %
	TRIPOLI	2,26	4,20 %	-3,94 %
	PARTISN	1,89	0,77 %	-20,01 %
ENDF/B-VII	MCNP	2,04	13,07 %	-13,25 %
	TRIPOLI	2,53	3,78 %	+7,24 %
	PARTISN	2,09	0,77 %	-11,44 %
JEFF 3.1	MCNP	2,62	3,22 %	+11,01 %
	TRIPOLI	3,16	3,06 %	+34,19 %
	PARTISN	2,04	0,77 %	-13,36 %
Expérience		2,36	1,35 %	—

TABLE 9.24 – **Comparaison expérience-calcul pour l'échantillon d'uranium appauvri**

Les résultats obtenus à partir des codes MCNP et TRIPOLI lorsque la bibliothèque JEFF 3.1 est utilisée surestiment de manière significative le résultat de l'expérience. Les valeurs calculées avec les bibliothèques ENDF/B-VI et ENDF/B-VII par le biais de ces mêmes codes ne permettent pas de tirer de conclusions formelles eu égard à leurs incertitudes statistiques importantes.

Concernant les calculs déterministes effectués avec le code PARTISN, une sous-estimation systématique du résultat mesuré est à déplorer, cette dernière allant de -20 % pour ENDF/B-VI à -11 % pour ENDF/B-VII.

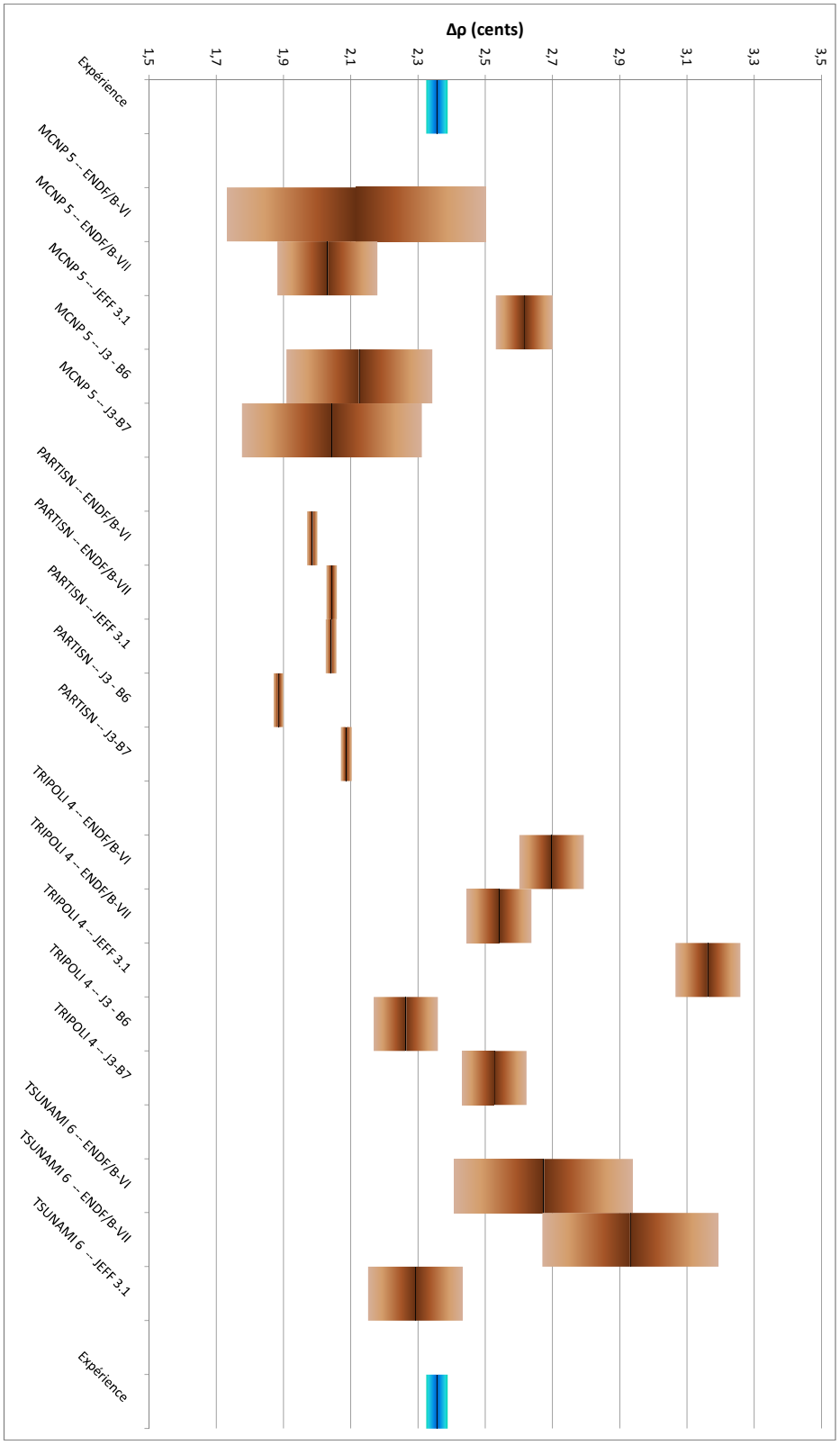


FIGURE 9.14 – **Synthèse des résultats pour l'uranium appauvri**

Conclusion générale

Ce mémoire est dédié à l'étude des expériences de perturbations auprès du réacteur CALIBAN. L'objectif affiché lors de l'initiation de ces travaux pouvait se décomposer en trois volets distincts :

1. Définir un protocole spécifique au réacteur visant à y effectuer des mesures d'impacts en réactivité appliquées à des échantillons de petite taille ;
2. Mettre en oeuvre de telles mesures avec des échantillons intéressant les programmes du CEA ;
3. Déployer des schémas de calculs qui soient en mesure de confronter les résultats expérimentaux avec les résultats de simulation pour un panel de codes de calculs utilisant les bibliothèques de données nucléaires récentes.

Définition d'un protocole expérimental et incertitudes associées

Nous avons choisi de mettre en oeuvre trois techniques différentes pour la mesure de la réactivité :

1. la mesure de la période asymptotique de divergence ;
2. la méthode d'ajustement des comptages appliquée aux transitoires de chute de barre ;
3. la mesure de substitution avec un élément de contrôle calibré.

Ce choix a été dicté principalement par les contraintes opérationnelles auxquelles est assujettie l'exploitation du réacteur CALIBAN. Nous avons également écarté de cette liste les méthodes souffrant d'une mise en oeuvre jugée trop difficile auprès de ce réacteur. Certaines d'entre elles, bien que réalisables techniquement, peuvent en effet nécessiter des temps d'acquisitions trop longs ou une instrumentation spécifique qui n'était pas à notre disposition.

Ces méthodes ont été adaptées en vue d'être appliquées au réacteur CALIBAN, les outils scientifiques et techniques permettant de les exploiter pleinement ont été développés et éprouvés à cette fin.

Pour chacune des techniques choisies, les incertitudes induites par la méthode ont été passées en revue et quantifiées lorsque cela était possible. C'est sur la base de ces informations que l'on a en outre fournit des recommandations quant à l'application de ces méthodes.

Exécution des expériences auprès du réacteur CALIBAN

L'exploitation des expériences effectuées fait naturellement appel à divers dispositifs de détection. Compte-tenu des moyens et des contraintes qui étaient les nôtres, les choix que nous avons dû effectuer dans la mise en oeuvre de l'instrumentation ont été exposés et discutés. Nous nous sommes notamment portés sur l'utilisation conjointe d'une chambre à fissions (faible temps mort) et d'une chambre au trifluorure de bore, présentant une meilleure efficacité.

Cette instrumentation dédiée a fait l'objet d'un étalonnage approprié au régime de fonctionnement qu'on lui a attribué. En outre, les domaines d'utilisation de chaque détecteur ont pu être clairement identifiés.

La mise en oeuvre efficace des techniques développées nécessite une bonne connaissance des caractéristiques du réacteur sur lequel on les applique. C'est pourquoi plusieurs expériences dédiées à la caractérisation du coeur CALIBAN ont été réalisées au cours de ce travail. Certaines de ces expériences découlent plus ou moins directement de travaux effectués par le passé, comme la mesure des effets de température ou l'étalonnage de la barre de contrôle. Les protocoles associés à ces expériences ont été revus afin d'en réduire les incertitudes. D'autres expériences ont été spécialement imaginées et développées en support aux travaux qui font l'objet de ce mémoire, la description de la chute de la barre de contrôle en fait notamment partie.

Ces expériences ont permis de mesurer des paramètres qui s'avèrent indispensables à la bonne interprétation des résultats expérimentaux. Cette démarche de caractérisation inclue en outre des développements qui ont eu pour vocation de fixer un cadre adapté à l'étude des transitoires de réactivité auprès de CALIBAN. La sélection d'un jeu de données caractéristique des populations de précurseurs en est un exemple important.

Les expériences de perturbation effectuées auprès du réacteur CALIBAN avec des échantillons ayant de faibles impacts en réactivité ont permis de tester les méthodes développées. Les résultats obtenus à partir de ces différentes méthodes sont cohérents entre eux, compte-tenu de leurs incertitudes respectives. La mesure de la période asymptotique de divergence apparaît comme étant la plus fiable, elle a donc fait office de référence au cours de ce travail. Cette fiabilité repose sur la possibilité d'effectuer un grand nombre de mesures, laquelle permet de réduire la dispersion statistique des résultats et de fournir une incertitude fiable. Cette méthode présente en outre l'avantage d'être indépendante d'une valeur étalonnée dans une situation non représentative de l'expérience. L'incertitude relative des résultats obtenus par le biais de cette méthode dépend des échantillons, elle varie entre 1,0 et 1,6 %.

Elaboration des schémas de calculs

Un ensemble de codes de calculs a été mis en oeuvre afin de pouvoir déterminer numériquement les impacts en réactivités des échantillons qui ont fait l'objet des expériences. Cet ensemble se compose de deux codes Monte Carlo traitant l'énergie de manière ponctuelle (MCNP et TRIPOLI), d'un code Monte Carlo multigroupe (SCALE) et d'un code déterministe (PARTISN).

L'utilisation du code PARTISN passe nécessairement par une étape de génération et de traitement des sections efficaces au format multigroupe. Nous avons pour ce faire développé une procédure prenant en charge l'ensemble des opérations à exécuter pour obtenir un fichier de données exploitables par le code. L'autoprotection des résonances est l'une des phases les plus importantes de ce traitement. Nous avons en effet pu noter la sensibilité significative du résultat vis à vis du traitement des résonances dans le domaine non résolu. Cette sensibilité est toutefois moindre pour celles du domaine résolu, ce qui s'explique par le spectre rapide en énergie des neutrons délivrés par le coeur.

Les développements effectués sur ces méthodes de calculs tiennent compte de la spécificité des échantillons utilisés. Ceux-ci sont en effet de petite taille et ont pour la plupart un faible impact sur la réactivité du coeur.

De par la nature variée des codes déployés, plusieurs méthodes ont pu être implémentées et confrontées.

Le calcul direct de l'impact en réactivité par la différence entre les réactivités du coeur de référence et du coeur perturbé n'est accessible qu'au seul code déterministe. La précision du résultat est alors subordonnée au critère de convergence employé. Les incertitudes statistiques avec lesquelles sont fournis les résultats de codes Monte-Carlo ne permettent effectivement pas d'obtenir une estimation précise de la différence entre deux réactivités très voisines. Seul l'échantillon le plus perturbant (plutonium 239) a pu être restitué à partir de la différence de calculs Monte-Carlo indépendants.

Une méthode consistant à calculer le poids spécifique en réactivité a été développée afin de pallier les difficultés qu'ont les codes Monte Carlo à restituer de faibles perturbations. Cette méthodologie, basée sur la formule des perturbations au premier ordre, consiste à exécuter des calculs

de criticité indépendants avec des perturbations d'intensités graduelles. La qualité du résultat obtenu par cette méthode est subordonnée à la nature de l'échantillon, et en particulier au domaine de validité de la formule des perturbations au premier ordre.

Le traitement multigroupe de l'énergie par les codes inclus dans la plateforme SCALE permet d'avoir accès au flux adjoint. Les coefficients de sensibilités associés à chacune des sections efficaces peuvent ainsi être déterminés. Cette approche permet non seulement de calculer l'impact en réactivité d'un échantillon, mais d'obtenir en sus la contribution de chacune des réactions à l'impact global. La seule limitation de cette méthode est de n'être appliquable que dans le domaine de validité de la formule au premier ordre des perturbations.

L'élaboration d'un modèle simplifié du coeur en deux dimensions a permis de confronter directement les différents codes et méthodes employées, tout en allégeant significativement les temps de calculs. Ce modèle a été construit et validé sur la base du modèle "benchmark" du réacteur Caliban [56].

Confrontation entre expériences et calculs

L'ensemble des codes et des méthodes déployées ont permis de confronter les résultats expérimentaux à un nombre important de résultats calculés. Cette confrontation a permis de dégager quelques conclusions dont les plus importantes sont reportées ci-dessous.

Concernant l'échantillon d'or, les calculs MCNP et PARTISN donnent des résultats comparables. Si l'incertitude statistique associée aux calculs MCNP ne permet pas de statuer sur la qualité de la restitution, les calculs PARTISN surestiment significativement la mesure expérimentale. Le calcul TRIPOLI permet quant à lui une restitution satisfaisante à 2σ.

Les résultats sont plus disparates lorsqu'il s'agit des calculs faisant intervenir le lutécium. On observe en particulier que les codes MCNP et TRIPOLI sous-estiment largement la mesure lorsque la bibliothèque ENDF/B-VI est utilisée. Cette sous-estimation est également valable pour la bibliothèque JEFF 3.1, bien qu'elle soit moins marquée. Il apparaît que c'est la bibliothèque ENDF/B-VII qui permet la meilleure restitution de cette expérience avec ces deux codes Monte-Carlo. Les calculs PARTISN, qui ne souffrent pas de cette dispersion en fonction des bibliothèques, apportent une restitution tout à fait satisfaisante.

Concernant l'échantillon de plutonium, une sous-estimation systématique pour l'ensemble des codes et des bibliothèques est à déplorer. Si l'incertitude statistique des codes Monte-Carlo ne permet pas une discrimination totale, les écarts affectant les calculs PARTISN sont plus francs.

Concernant l'échantillon d'uranium, les incertitudes statistiques liées aux résultats MCNP et TRIPOLI ne permettent pas de conclure sur les données ENDF/B-VI et ENDF/B-VII. Les calculs JEFF 3.1 avec ces codes ont en revanche tendance à surestimer significativement le résultat expérimental, cette tendance étant beaucoup plus marquée par le calcul TRIPOLI. Quant aux résultats PARTISN, ces derniers sous-estiment significativement la mesure et ce, quelle que soit la bibliothèque utilisée.

Les calculs de sensibilités effectués avec TSUNAMI incluent la propagation des incertitudes sur les données nucléaires aux résultats calculés. En conséquence, l'incertitude obtenue par le biais de ce code est plus importante que celle fournie par les autres et celle-ci englobe presque systématiquement la valeur mesurée.

Perspectives

Les incertitudes associées aux mesures effectuées sont compatibles avec la démarche de discrimination que nous avons tenté de mettre en oeuvre. Il serait toutefois possible de les réduire à partir d'un dispositif expérimental permettant d'introduire des échantillons dans le coeur en cours d'expérience. Un tel dispositif permettrait d'éviter la phase de désassemblage/réassemblage des éléments mobiles du coeur entre la mesure de référence et la mesure perturbée. L'impact de l'incertitude dans le positionnement de ces éléments mobiles pourrait ainsi être limité.

La qualité des résultats de calculs, et en particulier de ceux obtenus à partir de codes Monte-Carlo, dépend directement de la puissance des moyens de calculs à notre disposition. L'utilisation de supercalculateurs tels que TERA 100 serait en mesure d'améliorer significativement ces résultats.

La mise en oeuvre de la validation intégrale des données gagnerait significativement en pertinence si les schémas de calculs utilisés étaient qualifiés et éprouvés sur un plus grand nombre d'expériences de référence. Cette démarche de qualification apparaît comme indispensable à la vue des résultats obtenus lors de ce travail.

La construction de sections efficaces multigroupes pour le code PARTISN pourrait être significativement améliorée avec l'utilisation de codes tels que NJOY ou AMPX. Ces codes nous étaient malheureusement indisponibles au cours de ce travail, leur utilisation apparaît comme nécessaire afin de pouvoir gagner en cohérence.

Le réacteur CALIBAN permet d'effectuer des expériences dans des configurations très sensibles à l'anisotropie des réactions nucléaires. Cette possibilité provient en partie de l'emplacement de l'échantillon au coeur de la cavité centrale qui constitue un "couloir de fuite" important. A titre d'illustration, une mesure de l'impact en réactivité de l'échantillon d'or situé au trois-quart de la hauteur du coeur a été effectuée. L'impact mesuré dans cette configuration est de 2,43 ¢, valeur à comparer avec la mesure "standard" de -2,33 ¢, obtenue avec l'échantillon placé dans le plan médian. Plus l'échantillon est placé haut, plus la contribution positive des réactions de diffusions prend d'importance, jusqu'à changer le signe de l'impact total en réactivité lorsque l'échantillon est placé au trois-quart de la hauteur du coeur. Nous avons ainsi de fortes raisons de croire qu'une série de mesures effectuées avec un échantillon situé à différentes hauteurs dans le coeur serait en mesure de contraindre efficacement les distributions de renvois angulaires.

Table des figures

1 **Validation des données nucléaires par le biais d'expériences intégrales** . 12

1.1 **Les résonances de l'^{238}U** 21
1.2 **Description de l'énergie de liaison par nucléon selon le modèle de Bethe-Weizsäcker** 22
1.3 **Le spectre de Maxwell pour la fission de l'^{235}U** 23
1.4 **Processus d'émission des neutrons retardés** 24
1.5 **Une demi-hémisphère du détecteur DANCE, © DOE/Office of Science** 25
1.6 **Section efficace de fission induite par neutrons du ^{242}Cm** 27
1.7 **Restitution numérique de trois benchmarks** 28

3.1 **Représentation de la courbe de Nordheim pour l'U^{235} et un découpage en six groupes de précurseurs : $N_g = 6$** 52
3.2 **Evolution du comptage et de la période instantanée pour un transitoire simulé correspondant à un ajout de réactivité de 20¢ à partir d'un réacteur critique stabilisé** 54
3.3 **Temps d'attente avant régime asymptotique pour un transitoire de réactivité positive (divergence)** 55
3.4 **Temps d'attente avant régime asymptotique pour un transitoire de réactivité négative (convergence)** 56
3.5 **Périodes et réactivités mesurées auprès du réacteur CALIBAN en fonction du temps d'attente observé après un transitoire de réactivité positive $\Delta\rho = 2,54$ ¢** 57
3.6 **Evolution des résidus lors d'un transitoire de divergence** 58
3.7 **Valeurs du premier point de la décroissance pour différents instants t_0** . 65
3.8 **Description de la procédure d'ajustement** 65
3.9 **Ajustement entre un transitoire simulé et l'expérience** 66
3.10 **Résidus associés à l'ajustement, non normalisés** 67
3.11 **Influence de la durée de la plage d'ajustement sur le résultat recherché pour quatre détecteurs** 68
3.12 **Les trois profils explicites de variation de la réactivité** 69
3.13 **Distribution des résidus associés aux ajustements obtenus avec différents profils de variation de la réactivité** 70
3.14 **Emplacement des dispositifs de détection pour l'acquisition des quatre transitoires** 73
3.15 **Variation de réactivité en fonction de la hauteur de chute** 73
3.16 **Distribution des résidus pour l'ajustement d'un transitoire traité avec les données de Keepin et de Loaiza** 76
3.17 **Variation de réactivité obtenue en fonction de la valeur constante de β_{eff}** 78
3.18 **Profil de variation de β_{eff} pendant le transitoire de chute pour une augmentation relative de 1 %** 79
3.19 **Influence d'une augmentation de 5 % de β_{eff} sur la détermination de l'efficacité différentielle de la barre de contrôle** 80

3.20 **Principe d'une mesure de substitution : variation de la hauteur d'une barre de contrôle induite par la présence d'un échantillon de matériau perturbant au sein du coeur** . . . 80
3.21 **Illustration d'une approche sous critique** . . . 82
3.22 **Evolution du comptage neutronique et de la période lors d'une stabilisation critique à 30 mW** . . . 84
3.23 **Variation du facteur g^* en fonction de la réactivité du coeur** . . . 86
3.24 **Précision de la détermination de la hauteur d'une barre de commande de Caliban** . . . 87

4.1 **Le réacteur Caliban** . . . 94
4.2 **Vue en coupe du coeur de Caliban** . . . 96
4.3 **La montée de l'ensemble supportant le réacteur en présence d'un dispositif expérimental** . . . 97
4.4 **Spectre neutronique au sein du réacteur Caliban** . . . 97
4.5 **Correspondance TESA-Télémétrie lors de la montée du bloc de sécurité** 98
4.6 **Correspondance TESA-Télémétrie lors de la phase de décollement du bloc de sécurité en phase de descente** . . . 99
4.7 **Dispositif expérimental auprès du réacteur Caliban** . . . 104
4.8 **Chaîne de traitement des impulsions SAITB en aval de la chambre de détection** . . . 105
4.9 **Courbe d'étalonnage de la tension de polarisation pour la chambre BF_3 basse pression** . . . 107
4.10 **Distributions en amplitudes des impulsions délivrées par la détection de particules alpha et de neutrons** . . . 108
4.11 **Taux de comptages en fonction du seuil de discrimination pour la chambre BF_3 basse pression** . . . 109
4.12 **Rapport entre les comptages issus d'une chambre BF_3 et d'une chambre à fission "CAF"** . . . 110

5.1 **Transitoires observés pour l'étalonnage de la barre BC3 : le profil de déplacement de BC3 est représenté en rouge, l'évolution du taux de comptage correspondant est donné en bleu** . . . 123
5.2 **Etalonnage de la barre de contrôle BC3** . . . 124
5.3 **Variation de réactivité lors de la descente graduelle du bloc de sécurité** 126
5.4 **Effets de la température sur la position de la barre de contrôle BC3** . . 127
5.5 **Exemple d'une courbe Rossi-α ($\rho_\$ = -9.79$ ¢)** . . . 130
5.6 **Ajustement de la courbe de Nelson sur les deux mesures** . . . 132
5.7 **Efficacité intégrale de la barre de contrôle BC3 [59]** . . . 133
5.8 **Comparaison entre les deux profils de variation de la réactivité lors de la chute de BC3** . . . 134
5.9 **Comparaison entre l'expérience et les transitoires simulés pour trois durées de chute : 70, 200 et 400 ms** . . . 135
5.10 **Ajustement modèle-expérience du transitoire** . . . 135

6.1 **Coeur de référence (à gauche) avec le conteneur vide et coeur perturbé (à droite) en présence de l'échantillon** . . . 140
6.2 **Insertion d'un échantillon d'or dans le porte-échantillon** . . . 140
6.3 **Mesure du positionnement de l'échantillon** . . . 141
6.4 **Evolution des températures mesurées par les deux thermocouples au cours d'une journée typique d'expériences** . . . 146
6.5 **Les échantillons d'or** . . . 150
6.6 **Les échantillons de lutécium** . . . 151
6.7 **Radiographie par rayons X de l'échantillon de plutonium** . . . 152

6.8 **Agencement des deux échantillons d'uranium** 153
6.9 **Dimensions du conteneur et du bouchon** 154

7.1 **Section efficace de fission de l'^{238}U en format ponctuel et en structure à 238 groupes - ENDF/B VII.0** 162
7.2 **Illustration du phénomène d'autoprotection (échelle indéterminée)** . . . 163
7.3 **Description de la variable angulaire $\vec{\Omega}$ (vecteur unitaire) à partir d'une colatitude θ et d'une longitude φ** 165
7.4 **Découpage angulaire d'un octant de la sphère unité selon un schéma S_8** 168
7.5 **Maillage dans le schéma diamant** 169
7.6 **Simulation analogue du cheminement d'un neutron** 174

8.1 **Réactivité en fonction de la masse de plutonium 239 (ENDF/B-VI)** . . . 184
8.2 **Evolution de la réactivité en fonction de la masse de plutonium 239 (calculs déterministes)** 185
8.3 **Evolution de la réactivité en fonction de la masse de lutécium naturel (calculs déterministes)** 185
8.4 **Evolution de la réactivité en fonction de la masse d'uranium 238 (calculs déterministes)** 186
8.5 **Histoire d'une chaîne à n collisions intermédiaires contributrice à $\Psi(X)$** . 189

9.1 **Principe de la condensation du maillage énergétique effectuée par MALOCS** 198
9.2 **Séquence de traitement des sections efficaces à l'aide des modules CENTRM/PMC** 199
9.3 **Comparaison des spectres dans le disque central et dans le disque supérieur** 202
9.4 **Génération des bibliothèques de données pour les calculs PARTISN** . . . 204
9.5 **Vue en coupe du coeur de CALIBAN** 206
9.6 **Restitution du benchmark en fonction des codes et des bibliothèques utilisées, les barres d'erreurs sont données à $\pm\ 2\sigma$** 210
9.7 **Profils de flux intégrés en énergie dans le plan médian en fonction de la distance à l'axe longitudinal, pour les différentes modélisations en deux dimensions** 213
9.8 **Calcul des coefficients de sensibilité avec la séquence TSUNAMI** 219
9.9 **Maillage en espace du coeur utilisé dans les calculs PARTISN** 220
9.10 **Comparaison des valeurs calculées pour k_{eff} par code et par bibliothèque** 221
9.11 **Synthèse des résultats pour l'or** 229
9.12 **Synthèse des résultats pour le lutécium** 231
9.13 **Synthèse des résultats pour le plutonium** 233
9.14 **Synthèse des résultats pour l'uranium appauvri** 235

D.1 **Mécanisme d'entraînement du bloc de sécurité** 269
D.2 **Mécanisme d'entraînement d'une barre de contrôle** 270

H.1 **Tracé des polynômes de Legendre de degrés $n = 0 \cdots 5$** 287
H.2 **Tracé de l'harmonique sphérique Y_3^2** 289

I.1 **Les bornes des maillages énergétiques (échelle linéaire)** 291
I.2 **Les bornes des maillages énergétiques (échelle logarithmique)** 292

Liste des tableaux

1.1 **Critères de réductions des incertitudes pour les RNR-Na** 29

3.1 **Mesures de réactivités avec deux détecteurs pour un ensemble de trois divergences** 59
3.2 **Réactivités en ¢ calculées pour deux jeux de données** 59
3.3 **Comparaison des résultats obtenus avec les deux compteurs CPNB pour quatre transitoires** 67
3.4 **Comparaison des couples $(t_0, \Delta\rho)$ obtenus pour différents profils de variation de la réactivité** 69
3.5 **Comparaison des valeurs $\Delta\rho$ obtenus pour différents profils de variation de la réactivité à t_0 fixé, $t_0 = 5612,377\,s$** 71
3.6 **Réactivités en dollars obtenues pour les quatre transitoires** 74
3.7 **Efficacités différentielles de la barre de contrôle obtenues à partir des quatre détecteurs** 74
3.8 **Comparaison des résultats obtenus avec deux jeux de données de précurseurs** 75
3.9 **Efficacités différentielles obtenues par ajustement avec deux jeux de données précurseurs** 75
3.10 **Valeurs du couple de grandeurs ajustées $(t_0, \Delta\rho)$ en fonction des variations de τ** 77
3.11 **Valeurs du couple de grandeurs ajustées $(t_0, \Delta\rho)$ en fonction des variations de $\beta_{\mathbf{eff}}$** 77
3.12 **Influence d'une évolution de $\beta_{\mathbf{eff}}$ sur le résultat ajusté** 78
3.13 **Influence d'une augmentation de 5 % de $\beta_{\mathbf{eff}}$ sur les réactivités $\Delta\rho$ obtenues pour quatre transitoires** 79
3.14 **Ecarts à la criticité en cents en fonction du critère de stabilisation $T_{\mathbf{stab}}$** 83
3.15 **Ecarts à la criticité lors de deux stabilisations sous-critiques en présence de la source de démarrage de Caliban** 85

4.1 **Composition de l'alliage et isotopie de l'uranium hautement enrichi** . . . 95
4.2 **Etalonnage de l'instrumentation** 108
4.3 **Plages de linéarités des différents détecteurs utilisés** 111

5.1 **Temps d'extinction des chaîne de neutrons prompts en fonction de la réactivité au sein du réacteur Caliban** 114
5.2 **Découpage en six groupes de précurseurs pour la fission "rapide" de l'^{235}U** 116
5.3 **Incertitudes propagées sur les réactivités en cents déduites de périodes asymptotiques avec et sans prise en compte des corrélations** 117
5.4 **Nombres de neutrons retardés émis par fission rapide de l'^{235}U et de l'^{238}U [29]** 118
5.5 **Liste des 17 précurseurs dominants avec leur demi-vie et la condensation en 8 groupes élaborée par Piksaikin [32]** 118

5.6 **Données précurseurs en 8 groupes pour la fission rapide de l'^{235}U et de l'^{238}U [34]** . . . 119
5.7 **Comparaison des ajustements obtenus lors d'un transitoire de chute de barre avec trois jeux de données précurseurs** . . . 120
5.8 **Contribution de chaque isotope dans la production de neutrons de fission** 121
5.9 **Contribution de chaque isotope dans la production de neutrons retardés** 121
5.10 **Données précurseurs en 8 groupes pour la fission rapide de l'UMo** . . . 122
5.11 **Divergences observées pour l'étalonnage de BC3** . . . 124
5.12 **Réactivités calculées en fonction de l'espacement entre les deux blocs avec un modèle en deux dimensions du coeur** . . . 125
5.13 **Effets de températures mesurés avec les deux thermocouples** . . . 128
5.14 **Index des notations** . . . 129
5.15 **Résultats de la première campagne de mesures sous-critiques** . . . 131
5.16 **Résultats de la seconde campagne de mesures sous-critiques** . . . 132
5.17 **Mesures des grandeurs cinétiques** . . . 132

6.1 **Ecarts-types associés aux impacts en réactivité induits par les différences de positionnement des barres de contrôle** . . . 147
6.2 **Caractéristiques des deux échantillons d'or** . . . 149
6.3 **Ecarts mesurés vis à vis du plan médian pour les deux configurations des expériences avec l'or** . . . 150
6.4 **Synthèse des résultats obtenus avec les échantillons d'or** . . . 151
6.5 **Caractéristiques des deux échantillons de lutécium** . . . 151
6.6 **Synthèse des résultats obtenus avec les échantillons de lutécium** . . . 152
6.7 **Caractéristiques des matériaux constitutifs de l'échantillon de plutonium** 153
6.8 **Synthèse des résultats obtenus avec l'échantillon de plutonium** . . . 153
6.9 **Caractéristiques de la combinaison des deux échantillons d'uranium appauvri** . . . 154
6.10 **Synthèse des résultats obtenus avec l'échantillon d'uranium appauvri** . . 155

9.1 **Influence des modules d'autoprotection sur les résulats obtenus avec PARTISN** . . . 205
9.2 **Densités atomiques des isotopes du molybdène adoptées dans le benchmark du coeur CALIBAN** . . . 207
9.3 **Coefficients de sensibilité intégrés sur l'énergie des différents isotopes du molybdène avec leur écart-type** . . . 207
9.4 **Synthèse des données des isotopes du molybdène accessibles par code et par bibliothèque** . . . 208
9.5 **Abondances isotopiques utilisées pour la description de trois éléments du benchmark** . . . 209
9.6 **Restitution du benchmark en fonction des codes et des bibliothèques utilisées** . . . 210
9.7 **Facteur de multiplication effectif k_{eff} en fonction de la géométrie 2D du coeur** . . . 212
9.8 **Caractéristiques de la modélisation en deux dimensions du coeur CALIBAN** 213
9.9 **Poids spécifique en réactivité d'un échantillon d'or et écarts-types associés pour différents modèles** . . . 214
9.10 **Impact du porte-échantillon sur la réactivité du coeur** . . . 215
9.11 **Impact du porte-échantillon et du conteneur sur le calcul de l'impact en réactivité d'un échantillon d'uranium appauvri** . . . 215
9.12 **Caractéristiques des calculs PARTISN** . . . 220
9.13 **Synthèse des codes et méthodes utilisées pour chaque échantillon** . . . 220
9.14 **k_{eff} calculé pour le coeur vide (modèle 2D) en fonction des codes et des bibliothèques** . . . 221

9.15 **Résultats des calculs associés à l'échantillon d'or** 222
9.16 **Résultats des calculs associés à l'échantillon de lutécium** 223
9.17 **Les deux modélisations délimitantes pour l'échantillon de plutonium** . . 223
9.18 **Résultats des calculs associés à l'échantillon de plutonium 239** 224
9.19 **Résultats des calculs associés à l'échantillon d'uranium appauvri** 224
9.20 **Influence de la coexistence des deux structures différentes sur le calcul de l'impact en réactivité d'un échantillon d'or** 226
9.21 **Comparaison expérience-calcul pour l'échantillon d'or** 228
9.22 **Comparaison expérience-calcul pour l'échantillon de lutécium** 230
9.23 **Comparaison expérience-calcul pour l'échantillon de plutonium** 232
9.24 **Comparaison expérience-calcul pour l'échantillon d'uranium appauvri** . 234

C.1 Les premières racines des fonctions J_0 et J_1 266
C.2 Valeurs de B_p^2 pour les premiers modes 267
C.3 Ratio α_p/α_0 en fonction de la réactivité 268

F.1 **Résultat des expériences de substitution avec les échantillons d'or** 275
F.2 **Mesures des périodes asymptotiques avec et sans l'échantillons d'or n° 1** 276
F.3 **Mesures des périodes asymptotiques avec et sans les échantillons d'or n° 1 et n° 2** 276
F.4 **Résultat des expériences de substitution avec l'échantillon de plutonium** 276
F.5 **Mesures des périodes asymptotiques avec et sans échantillon de plutonium, campagne 1** 277
F.6 **Mesures des périodes asymptotiques avec et sans échantillon de plutonium, campagne 2** 277
F.7 **Mesures des périodes asymptotiques avec et sans échantillon de plutonium, campagne 3** 278
F.8 **Résultat des expériences de substitution avec les échantillons de lutécium** 279
F.9 **Mesures des périodes asymptotiques avec et sans échantillon de lutécium, campagne 1** 279
F.10 **Mesures des périodes asymptotiques avec et sans échantillon de lutécium, campagne 2** 279
F.11 **Mesures des périodes asymptotiques avec et sans échantillon de lutécium, campagne 3** 280
F.12 **Résultat des expériences de substitution avec les échantillons d'uranium 238** 281
F.13 **Mesures des périodes asymptotiques avec et sans échantillon d'uranium appauvri, campagne 1** 281
F.14 **Mesures des périodes asymptotiques avec et sans échantillon d'uranium appauvri, campagne 2** 281
F.15 **Mesures des périodes asymptotiques avec et sans échantillon d'uranium appauvri, campagne 3** 282

Quatrième partie

Bibliographie et annexes

Chapitre 10

Bibliographie thématique

Sommaire

10.1 Ouvrages de référence **253**
10.1.1 Physique des réacteurs 253
10.1.2 Cinétique des réacteurs 253
10.2 Physique nucléaire **253**
10.2.1 Données nucléaires : mesures, évaluations et besoins 253
10.2.2 Mesures des multiplicités de fission 254
10.2.3 Données de précurseurs 254
10.3 Mesures de la réactivité **255**
10.3.1 Mesures de substitution 255
10.3.2 Expériences de chute de barre 255
10.3.3 Mesures sous-critiques 255
10.4 Installations expérimentales **256**
10.4.1 Réacteurs pulsés 256
10.4.2 Le réacteur Caliban 256
10.5 Mesures et calculs de $\beta_{\mathbf{eff}}$ **256**
10.6 Neutronique aléatoire et mesures de bruit neutronique **257**
10.7 Mesures de Perturbations **257**
10.8 Erreurs et analyses d'incertitudes **257**
10.9 Codes de calculs neutronique **258**
10.9.1 Traitement et format des fichiers de sections efficaces 258
10.9.2 Codes et méthodes déterministes 258
10.9.3 Codes et méthodes Monte Carlo 258

Bibliographie

[1] Allocution aux armées prononcée par le Président de la République à l'Ecole Militaire, vendredi 23 février 1996.

10.1 Ouvrages de référence

10.1.1 Physique des réacteurs

[2] G.I. BELL, S. GLASSTONE, "Nuclear Reactor Theory," Van Nostrand Reinhold Company, New York (1970).

[3] J. BUSSAC, P. REUSS, "Traité de Neutronique," Hermann, Paris (1978).

[4] S. GLASSTONE, M.C. EDLUND, "The Elements of Nuclear Reactor Theory," D. Van Nostrand Company, Princeton (NJ) (1952).

[5] J. LEWINS, "Importance, the Adjoint Function," Pergamon Press, Oxford (1965).

[6] S. MARGUET, "La Physique des Réacteurs Nucléaires," Lavoisier, Paris (2011).

[7] P. REUSS, "Précis de Neutronique," EDP Sciences, Paris (2003).

[8] P. REUSS, "L'Epopée de l'Energie Nucléaire," EDP Sciences, Paris (2007).

[9] A.M. WEINBERG, E.P. WIGNER, "The Physical Theory of Neutron Chain Reactors," University of Chicago Press, Chicago (1958).

10.1.2 Cinétique des réacteurs

[10] M. ASH, "Nuclear Reactor Kinetics," Second Edition, McGraw-Hill, USA (1979).

[11] G.R. KEEPIN, "Physics of Nuclear Kinetics," Addison Wesley Publishing Company, Reading (MA) (1965).

[12] D. ROZON, "Introduction to Nuclear Reactor Kinetics," Polytechnic International Press, Montréal (1998).

10.2 Physique nucléaire

10.2.1 Données nucléaires : mesures, évaluations et besoins

[13] G. ALIBERTI, G. PALMIOTTI, M. SALVATORES, "Simultaneous Nuclear Data Target Accuracy Study for Innovative Fast Reactors," 4th Workshop on Neutron Measurements, Evaluations and Applications - Nuclear Data Needs for Generation IV and Accelerator-Driven Systems, (2007).

[14] E. BAUGE, S. HILAIRE, "Modélisation et Evaluation de Données," Ecole Joliot-Curie (2006).

[15] R.D. BUSCH, K.C. BLEDSOE, "The Effect of U-234 Content on the Neutronic Behavior of Uranium Systems," Proceedings of ICNC 2011, Edimburg (2011).

[16] M.B. CHADWICK et al., "ENDF/B-VII.0 : Next Generation Evaluated Nuclear Data Library for Nuclear Science and Technology," *Nucl. Data Sheets*, **107**, 2931 (2006).

[17] E. CHIAVERI et al., "Past, Present and Future of the n-TOF Facility at CERN," *Journal of the Korean Physical Society*, **59**, 1620 (2011).

[18] "ENDF-6 Formats Manual, Data formats and procedures for the Evaluated Nuclear Data File ENDF/B-VI and ENDF/B-VII," Brookhaven National Laboratory, Brookhaven (2009).

[19] "International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments," *NEA/NSC/DOC(95)03*, NEA, Paris (2011).

[20] R. JACQMIN, D. VERWAERDE, D. HITTNER, "Les données nucléaires - Contexte, enjeux et objectifs, besoins," Atelier GEDEPEON, France (2007).

[21] R. JACQMIN, "Innovative Reactors and Nuclear Data Needs," EFNUDAT Workshop, Geel, Belgique (2009).

[22] C. NORDBORG, M. SALVATORES, "Status of the JEF Evaluated Data Library," *Proceedings of International Conference on Nuclear Data for Science and Technology*, Gatlinburg, Tennessee, USA, May 9-13, 1994, Vol. 2, p.680 (1994).

[23] P.F. ROSE, "ENDF-201, ENDF/B-VI Summary Documentation," *BNL-NCS-17541*, 4th Edition, Brookhaven National Laboratory, Brookhaven (1991).

[24] M. SALVATORES, G. ALIBERTI, G. PALMIOTTI, "The role of differential and integral experiments to meet requirements for improved nuclear data," International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Nice, France (2007).

[25] A. SANTAMARINA, D. BERNARD, Y. RUGAMA, "The JEFF-3.1.1 Nuclear Data Library," JEFF Report 22 (2009).

10.2.2 Mesures des multiplicités de fission

[26] B.C. DIVEN et al., "Multiplicities of Fission Neutrons," *Phys. Rev.*, **101**, 1012 (1956).

[27] J. TERRELL, "Distribution of Fission Neutron Numbers," *Phys. Rev.*, **108**, 3, 783 (1957).

10.2.3 Données de précurseurs

[28] B. GESLOT, C. JAMMES, B. GALL, "Influence of the delayed neutron group parameters on reactivity estimation by rod drop analysis," *Ann. Nucl. Energy*, **34**, 652 (2007).

[29] G.R. KEEPIN, T.F. WIMETT, R.K. ZEIGLER, "Delayed Neutrons from Fissionable Isotopes of Uranium, Plutonium and Thorium," *Phys. Rev.*, **107**, 1044 (1957).

[30] D.J. LOAIZA, F.E. HASKIN, "Dominant Delayed Neutron Precursors to Model Reactivity Predictions for Multiple Fissioning Nuclides," *Nucl. Sci. Eng.*, **134**, 22 (2000).

[31] D.J. LOAIZA, G. BRUNSON, R. SANCHEZ, K. BUTTERFIELD, "Measurements of Absolute Delayed Neutron Yield and Group Constants in the Fast Fission of ^{235}U and ^{237}Np," *Nucl. Sci. Eng.*, **128**, 270 (1998).

[32] V.M. PIKSAIKIN et al., "Measurements of Periods, Relative Abundances, and Absolute Total Yields of Delayed Neutrons from Fast Neutron Induced Fission of U 235 and Np 237," *Proc. Inter. Conf. on Nucl. Data for Sci. and Tech.*, Italian Physical Society, Trieste, Italy, **490** (1997).

[33] G.D. SPRIGGS, J.M. CAMPBELL, "A Summary of Measured Delayed Neutron Group Parameters," *Prog. Nucl. Energy*, **41**, 145 (2002).

[34] G.D. SPRIGGS, J.M. CAMPBELL, V.M. PIKSAIKIN, "An 8-group Delayed Neutron Model Based on a Consistent Set of Half-Lives," *Prog. Nucl. Energy*, **41**, 223 (2002).

[35] R.J. TUTTLE, "Delayed Neutron Data for Reactor-Physics Analysis," *Nucl. Sci. Eng.*, **56**, 37 (1975).

10.3 Mesures de la réactivité

[36] A. BILLEBAUD, "Réacteurs hybrides : avancées récentes pour un démonstrateur," Ecole Joliot Curie (2006).

10.3.1 Mesures de substitution

[37] C. GOLINELLI, "Mesures d'efficacité d'absorbants à EOLE," Specialists Meeting on Control Rod Measurement Techniques : Reactivity Worth and Power Distribution, Cadarache (1976).

10.3.2 Expériences de chute de barre

[38] S.G. CARPENTER, R.W. GOIN, "Rod Drop Measurements of Subcriticality," Applied Physics Division Annual Report (1969).

[39] S.G. CARPENTER, "Measurement of Control Rod Worths Using ZPPR," Specialists Meeting on Control Rod Measurement Techniques : Reactivity Worth and Power Distribution, Cadarache (1976).

[40] J.R. DORMAND, P.J. PRINCE, "A family of embedded Runge-Kutta formulae," *J. Comp. Appl. Math.*, **6**, 19 (1980).

[41] O.A. ELOVSKII, "Correction for time of fall in negative-reactivity determination by rod-drop," *Atomnaya Energiya*, **40**, 418 (1976).

[42] B. GESLOT, "Contribution au développement d'un système de mesure multimode pour des mesures neutroniques dynamiques et traitement des incertitudes associées," Thèse de l'Université Louis Pasteur, Strasbourg (2006).

[43] B. GESLOT, C. JAMMES, "Interest of the non linear fitting method for reactivity assessment using flux transient experiments," PHYSOR-2006, ANS Topical Meeting on Reactor Physics, Vancouver (2006).

[44] T. GOZANI, "Subcritical Reactivity Determinations - Comparison of Experimental Methods," *Trans. Am. Nucl. Soc.*, **9**, 236 (1966).

[45] W.S. HOGAN, "Negative-Reactivity Measurements," *Nucl. Sci. Eng.*, **8**, 518 (1960).

[46] C. JAMMES et al., "Comparison of reactivity estimations obtained from rod-drop and pulsed neutron source experiments," *Ann. Nucl. Energy*, **32**, 1131 (2005).

[47] G. KUSSMAUL, "Prompt-Jump Correction of Inverse Kinetics Rod-Drop Measurements," *Nucl. Sci. Eng.*, **40**, 494 (1970).

[48] J.C. LAGARIAS, J.A. REEDS, M.H. WRIGHT, P.E. WRIGHT, "Convergence Properties of the Nelder-Mead Simplex Method in Low Dimensions," *SIAM Journal of Optimization*, **9**, 112 (1998).

[49] T.A. LEWIS, D. MCDONALD, "The Inverse Kinetics Technique for Reactor Shutdown Measurement - An Experimental Assessment," Specialists Meeting on Control Rod Measurement Techniques : Reactivity Worth and Power Distribution, Cadarache (1976).

[50] J.P. WEST, J. SOULIE, J.C. GAUTHIER, "Les Méthodes de Pesée par Chute de Barre," Note Technique CEA (1984).

10.3.3 Mesures sous-critiques

[51] G.D. SPRIGGS et al., "The Equivalent Fundamental-Mode Source," *Ann. Nucl. Energy*, **26**, 237 (1999).

10.4 Installations expérimentales

10.4.1 Réacteurs pulsés

[52] "Lady Godiva," **HEU-MET-FAST-001**, ICSBEP.

[53] R.M. JEFFERSON et al., "Sandia Pulse Reactor II," Fast Burst Reactors, *Proceedings of the National Topical Meeting on Fast Burst Reactors*, ANS, Albuquerque (1969).

[54] T.F. WIMETT et al., "Godiva II-An Unmoderated Pulse-Irradiation Reactor," *Nucl. Sci. Eng.*, **8**, 691 (1960).

[55] 10.4.2 Le réacteur CALIBAN

[56] N. AUTHIER, B. MECHITOUA, "Bare, Highly Enriched Uranium Fast Burst Reactor CALIBAN," *NEA/NSC/DOC(95)03/II*, **HEU-MET-FAST-080**, ICSBEP (2007).

[57] N. AUTHIER, "Correspondance TESA-Télémétrie lors du positionnement du bloc de sécurité," Communication interne (2009).

[58] A. CHAPELLE, Communication interne (2012).

[59] C. FOURNIER et al., "Compte-Rendu d'Etalonnage du Réacteur CALIBAN," Rapport Interne (1986).

[60] R. RATEL, "Amorçage Neutronique d'un Assemblage Surcritique en Neutrons Immédiats," Mémoire de thèse CNAM (1981).

[61] D.A. REED, "MADD 10-005," SCALE Models and Derived Data Report, Oak Ridge National Laboratory (2009).

[62] "Rapport de Sûreté du Réacteur CALIBAN," Rapport Interne (2007).

10.5 Mesures et calculs de $\beta_{\mathbf{eff}}$

[63] S.G. CARPENTER et al., "Measurements of the Effective Delayed Neutron Fraction in Two Fast Critical Experiments," *Nucl. Sci. Eng.*, **49**, 236 (1972).

[64] T. HIRAOKA et al., "Semi-Experimental Measurement of Effective Delayed Neutron Fraction of a Fast Reactor System by Application of Pulsed Neutron Techniques," JAERI Memo 4004, Japan Atomic Energy Research Institute (1970).

[65] H. HURWITZ, "Physical Interpretation of the Adjoint Flux : Iterated Fission Probability," Naval Reactors Physics Handbook, Vol. 1, Selected Basic Techniques, US AEC, pp 864-869 (1964).

[66] R.K. MEULEKAMP, S.C. VAN DER MARCK, "Calculating the Effective Delayed Neutron Fraction with Monte Carlo," *Nucl. Sci. Eng.*, **152**, 142 (2006).

[67] J.T. MIHALCZO, "New Method for Measurement of the Effective Fraction of Delayed Neutrons from Fission," *Nucl. Sci. Eng.*, **46**, 147 (1971).

[68] Y. NAUCHI, T. KAMEYAMA, "Proposal of Direct Calculation of Kinetic Parameters β_{eff} and Λ Based on Continuous Energy Monte Carlo Method," *J. Nucl. Sci. Tech.*, **42**, 503 (2005).

[69] R. PEREZ-BELLES et al., "A Measurement of the Effective Delayed Neutron Fraction for the Bulk Shielding Reactor-I," *Nucl. Sci. Eng.*, **12**, 505 (1962).

[70] G.A. PRICE, "Migration Areas and Effective Delayed Neutron Fractions by Critical Experiments," *J. Nucl. Energy*, part A, **10**, 111 (1959).

[71] B. RICHARD et al., "Neutron Noise Measurements on Fast Burst Reactor CALIBAN - Determination of the Core Kinetic Parameters," (à paraître), *Nucl. Sci. Eng.*, XXX, XXX, (2013).

[72] G.D. SPRIGGS, "Two Rossi-α Techniques for Measuring the Effective Delayed Neutron Fraction," *Nucl. Sci. Eng.*, **113**, 161-172 (1993).

[73] G.D. SPRIGGS et al., "Rossi-α and β_{eff} Measurements in the Japanese Atomic Energy Research Institute's FCA XIX-1 Assembly," LA-UR-96-2032, Los Alamos National Laboratory (1997).

10.6 Neutronique aléatoire et mesures de bruit neutronique

[74] G.I. BELL, "On the Stochastic Theory of Neutron Transport," *Nucl. Sci. Eng.*, **21**, 390 (1965).

[75] R.P. FEYNMAN, "Statistical Behavior of Neutron Chains," LA-591, Los Alamos Scientific Laboratory (July 1946).

[76] D.R. HARRIS, "Neutron Fluctuations in a Reactor of Finite Size," *Nucl. Sci. Eng.*, **21**, 369 (1965).

[77] P. HUMBERT, "Stochastic Neutronics with PANDA Deterministic Code," *M&C 2003*, Gatlinburg, USA (2003).

[78] B. LEMAIRE, Communication interne.

[79] J.L. MUNÕZ-COBO, R.B. PEREZ, G. VERDU, "Stochastic Neutron Transport Theory : Neutron Counting Statistics in Nuclear Assemblies," *Nucl. Sci. Eng.*, **95**, 83 (1987).

[80] J.D. ORNDOFF, "Prompt Neutron Periods of Metal Critical Assemblies," *Nucl. Sci. Eng.*, **2**, 450 (1957).

[81] M. OTSUKA, T. IIJIMA, "Space-Dependent Formula for Rossi-α Measurements," *Nukleonik*, **7**, 488 (1965).

[82] L. PÁL, "On the theory of Stochastic Processes in Nuclear Reactors," *Il Nuovo Cimento (Suppl)*, **37**, 25 (1958).

[83] I. PÁZSIT, L. PÁL, "Neutron Fluctuations - A Treatise on the Physics of Branching Processes," Elsevier (2008).

[84] B. RICHARD, "Modal Expansion of the Space-Energetic Dependent Formula for Rossi-α Measurements," (à paraître), *Nucl. Sci. Eng.*, XXX, XXX, (2013).

[85] M.M.R. WILLIAMS, "Random Processes in Nuclear Reactors," Pergamon Press, Oxford (1974).

10.7 Mesures de Perturbations

[86] R. BRILLAUD, "Modélisation d'expériences de perturbation sur les réacteurs CALIBAN et SILÈNE," Rapport de stage ENSPG (2007).

[87] L.B. ENGLE, G.E. HANSEN, H.C. PAXTON, "Reactivity Contributions of Various Materials in Topsy, Godiva and Jezebel," *Nucl. Sci. Eng.*, **8**, 543 (1960).

[88] W.K. FOELL, "Small-Sample Reactivity Measurements in Nuclear Reactors," American Nuclear Society, Hinsdale, Illinois (1972).

[89] R. G. SANCHEZ, "Neptunium-237 and Highly Enriched Uranium Replacement Measurements Performed Using Flattop," *NEA/NSC/DOC/(95)03/VII*, **SPEC-MET-FAST-003**, ICSBEP (1997).

10.8 Erreurs et analyses d'incertitudes

[90] Y. DODGE, "Premiers pas en statistique," Springer (2001).

[91] "ICSBEP Guide to the Expression of Uncertainties for the Evaluation of Critical Experiments," ICSBEP Working Group (2008).

[92] J. TAYLOR, "An Introduction to Error Analysis," 2nd edition, University Science Books (1997).

10.9 Codes de calculs neutronique

[93] Y. AZMY, E. SARTORI, "Nuclear Computational Science, A Century in Review," Springer (2010).

10.9.1 Traitement et format des fichiers de sections efficaces

[94] S.M. BOWMAN, M.E. DUNN, "Scale Cross Sections Libraries," *ORNL/TM-2005/39*, Vol. III Sect. M4, Oak Ridge National Laboratory (2009).

[95] N.M. GREENE et al., "AMPX-77 A Modular Code System for Generating Coupled Multigroup Neutron Gamma Cross Section Libraries from ENDF/B-IV and/or ENDF/B-V," ORNL/CSD/TM-283 (1992).

[96] N.M. GREENE, "BONAMI : Resonance Self-Shielding by the Bondarenko Method," *ORNL/TM-2005/39*, Vol. II Sect. F1, Oak Ridge National Laboratory (2009).

[97] N.M. GREENE, L.M. PETRIE, S.K. FRALEY, "ICE : Module to Mix Multigroup Cross Sections," *ORNL/TM-2005/39*, Vol. II Sect. F8, Oak Ridge National Laboratory (2009).

[98] N.M. GREENE et al., "NITAWL : Scale System Module for Performing Resonance Shielding and working Library Production," *ORNL/TM-2005/39*, Vol. II Sect. F2, Oak Ridge National Laboratory (2009).

[99] N.M. GREENE, M.E. DUNN, "User's Guide for AMPX Utility Modules," *ORNL/TM-2005/39*, Vol. III Sect. M15, Oak Ridge National Laboratory (2009).

[100] R.E. MACFARLANE, D.W. MUIR, "The NJOY Nuclear Data Processing System Version 91," LA-12740-M (1994).

[101] M. PESCARINI, V. SINITSA, R. ORSI, " VITJEFF31.BOLIB - A JEFF-3.1 Multi-Group Coupled (199 n + 42 gamma) Cross Section Library in AMPX Format for Nuclear Fission Applications," ENEA Internal Report FPN-P9H6-007 (2008).

[102] L.M. PETRIE, "FIDO Input System," *ORNL/TM-2005/39*, Vol. III Sect. M10, Oak Ridge National Laboratory (2009).

[103] M.L. WILLIAMS et al., "CENTRM : A One-Dimensional Neutron Transport Code for Computing Pointwise Energy Spectra," *ORNL/TM-2005/39*, Vol. II Sect. F18, Oak Ridge National Laboratory (2009).

[104] M.L. WILLIAMS et al., "Scale Nuclear Data Covariance Library," *ORNL/TM-2005/39*, Vol. III Sect. M19, Oak Ridge National Laboratory (2009).

10.9.2 Codes et méthodes déterministes

[105] R.E. ALCOUFFE, R.S. BAKER, J.A. DAHL, S.A. TURNER, R. WARD, " PARTISN : A Time-Dependent, Parallel Neutral Particle Transport Code System," *LA-UR-05-3925*, Los Alamos National Laboratory (2005).

[106] W.W. ENGLE Jr., "ANISN, A One-Dimensionnal Discrete Ordinates Transport Code with Anisotropic Scattering," K-1693 (1967).

[107] R. SANCHEZ, J. RAGUSA, "On the Construction of Galerkin Angular Quadratures," *Nucl. Sci. Eng.*, **169**, 133 (2011).

10.9.3 Codes et méthodes Monte Carlo

[108] R.J. BRISSENDEN, "Controlled Buffeting Perturbations to k_{eff} using Correlated Tracking Monte Carlo," *Proc. Int. Meet. on Safety Margins in Criticality Safety*, San Francisco (1989).

[109] R.J. BRISSENDEN, A.R. GARLICK, "Biases in the Estimation of k_{eff} and its Error by Monte Carlo Methods," *Ann. Nucl. Energy*, **13**, 63 (1986).

[110] R.J. BRISSENDEN, N.R. SMITH, "Calculating Perturbations to k_{eff} by Monte Carlo Methods," *International Seminar on Nuclear Criticality Safety*, Tokyo (1987).

[111] F. BROWN, B. KIEDROWSKI, W. MARTIN, G. YESILYURT, "Advances in Monte Carlo Criticality Methods," *LA-UR-09-02442*, Los Alamos National Laboratory (2009).

[112] U. FELDMAN, E. GELBARD, R. BLOMQUIST, "Monte Carlo Small-Sample Perturbation Calculations," *Proc. Topl. Mtg. Advances in Reactor Computations*, Salt Lake City, Utah, Vol. 1, p. 124 (1983).

[113] D.F. HOLLENBACH, L.M. PETRIE, N.F. LANDERS, "KENO VI - A General Quadratic Version of the Keno Program," *ORNL/TM-2005/39*, Vol. II, Book 3, Sect. F17, Oak Ridge National Laboratory (2006).

[114] T.J. HOFFMAN, L.M. PETRIE, N.F. LANDERS, "A Monte Carlo Perturbation Source Method for Reactivity Calculations," *Nucl. Sci. Eng.*, **66**, 60 (1978).

[115] B.C. KIEDROWSKI, F.B. BROWN, P.P.H. WILSON, "Adjoint-Weighted Tallies for k-Eigenvalue Calculations with Continuous-Energy Monte Carlo," *Nucl. Sci. Eng.*, **168**, 226 (2011).

[116] B.C. KIEDROWSKI, F.B. BROWN, "Estimating Reactivity Changes from Material Substitutions with Continuous Energy Monte Carlo," *Trans. Am. Nucl. Soc.*, **101**, 427 (2009).

[117] A. LE COCQ, "Contributions au développement des méthodes Monte Carlo pour les études de criticité," Thèse de doctorat de l'Université Paris-Sud XI (1998).

[118] W. MATTHES, "Calculation of Reactivity Perturbations with the Monte Carlo Method," *Nucl. Sci. Eng.*, **47**, 234 (1972).

[119] N. METROPOLIS, S. ULAM, "The Monte Carlo Method," *J. Am. Stat. Assoc.*, **44**, 335 (1949).

[120] B. MORILLON, "Méthode de Monte Carlo non analogue, application à la simulation des neutrons," Thèse de doctorat de l'Université Paris XI (1996).

[121] K.F. RASKACH, "An Improvement of the Monte Carlo Generalized Differential Operator Method by Taking into Account First- and Second-Order Perturbations of Fission Source," *Nucl. Sci. Eng.*, **162**, 158 (2009).

[122] B.T. REARDEN, "TSUNAMI-3D : Control Module for Three-Dimensional Cross-Section Sensitivity and Uncertainty Analysis for Criticality," *ORNL/TM-2005/39*, Vol. I, Sect. C9, Oak Ridge National Laboratory (2009).

[123] H. RIEF, E.M. GELBARD, R.W. SCHAEFER, K.S. SMITH, "Review of Monte Carlo Techniques for Analyzing Reactor Perturbations," *Nucl. Sci. Eng.*, **92**, 289 (1986).

[124] H. RIEF, "Stochastic Perturbation Analysis Applied to Neutral Particle Transport," *Advances in Nuclear Science and Technology*, **23**, 69 (1996).

[125] H. RIEF, "Generalized Monte Carlo Perturbation Algorithms for Correlated Sampling and a Second-Order Taylor Series Approach," *Ann. Nucl. Energy*, **11**, 455 (1984).

[126] E. SEIFERT, "Monte Carlo Calculation of the Small Sample Reactivity Effect," *Prog. Nucl. Energy*, **24**, 251 (1990).

[127] J. SPANIER, E.M. GELBARD, "Monte Carlo Principles and Neutron Transport Problems," Addison Wesley Publishing Company, Reading (MA) (1969).

[128] Tripoli-4 Project Team, "TRIPOLI-4 Version 7 User Guide," *SERMA/LTSD/RT/10-4941/A* (2010).

[129] X-5 Monte Carlo Team, "MCNP - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5, Volume I : Overview and Theory," *LA-UR-03-1987*, Los Alamos National Laboratory (2003).

Annexe A

Définition et propriétés des opérateurs adjoints

La notion d'adjoint est liée à un produit scalaire, nous considérons ici le produit scalaire intégral sur l'espace des phases de deux fonctions :

$$\langle \psi, \phi \rangle = \int \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \cdot \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \, \mathrm{d}^3\vec{r} \mathrm{d}E \, \mathrm{d}^2\Omega$$

Soit A un opérateur sur l'espace des fonctions. Cet opérateur associe à toute fonction f une fonction g de la manière suivante :

$$g = Af$$

L'opérateur adjoint de A, noté A^+, est défini de la manière suivante :

$$\langle \psi, A\phi \rangle = \langle A^+\psi, \phi \rangle$$

quelles que soient les deux fonctions ψ et ϕ.
Dans le cas d'un opérateur linéaire A ayant pour valeurs propres les nombres (μ_i) associées aux fonctions propres (ϕ_i) :

$$A\phi_i(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \mu_i \phi_i(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$$

A^+ est également un opérateur linéaire. On peut démontrer que A et A^+ ont le même spectre et que toute fonction propre ϕ_i de A est orthogonale à ϕ_j^+, fonction propre de A^+ pourvu que les deux valeurs propres associées μ_i et μ_j soient différentes.
Etant donné que les fonctions propres sont définies à une constante près, on peut les choisir de manière à ce que :

$$\langle \phi_i^+, \phi_i \rangle = 1$$

On dit que les fonctions sont normalisées. On peut alors écrire la relation :

$$\langle \phi_i^+, \phi_j \rangle = \delta_{ij}$$

Si les fonctions propres constituent une base, toute fonction ϕ peut être développée en série de fonctions propres de la manière suivante :

$$\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \sum_n \varphi_n \phi_n(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$$

Avec

$$\varphi_n = \langle \phi, \phi_n^+ \rangle$$

Dans le cas particulier de la fonction de Dirac :

$$\delta_0(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \sum_n \phi_n^+(\vec{r}_0, E_0, \vec{\Omega_0}) \phi_n(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$$

Cette équation est appelée *relation de fermeture*.

Annexe B

Flux adjoint et notion d'importance neutronique

Considérons un milieu multiplicateur dans lequel est placé à l'instant t_0 un neutron en un point de l'espace des phases $x_0 = (\vec{r}_0, E_0, \vec{\Omega}_0)$. Le flux résultant de ce neutron est donné par l'équation de Boltzmann avec la condition limite :

$$H\phi(x,t) - \frac{1}{v}\frac{\partial \phi(x,t)}{\partial t} + \delta(x - x_0)\delta(t - t_0) = 0$$

Pour $t > t_0$, l'équation se réduit à :

$$H\phi(x,t) - \frac{1}{v}\frac{\partial \phi(x,t)}{\partial t} = 0$$

Nous allons désormais travailler avec les éléments propres de l'opérateur Hv, qui agit sur les fonctions de l'espace des phases. Notons ϕ_n un vecteur propre de Hv associé à la valeur propre μ_n :

$$Hv\phi_n = \mu_n \phi_n$$
$$H\phi_n = \frac{\mu_n}{v}\phi_n$$

L'espace vectoriel des solutions de l'équation du transport est engendré par la famille des fonctions :

$$(x,t) \mapsto \phi_n(x)e^{\mu_n t}$$

La solution s'écrit donc de la forme (en tenant compte de la condition initiale) :

$$\phi(x,t) = \sum_n A_n \phi_n(x) e^{\mu_n t}\, \Gamma(t - t_0)$$

Γ est l'échelon de Heavyside. En injectant cette équation dans l'équation de Boltzmann initiale, nous obtenons :

$$v\delta(x - x_0)\delta(t - t_0) = \sum_n A_n \phi_n(x) e^{\mu_n t}\, \delta(t - t_0)$$

à $t = t_0$, on retombe sur la décomposition de la fonction de Dirac sur l'espace des phases :

$$\delta(x - x_0) = \frac{\sum_n A_n \phi_n(x) e^{\mu_n t_0}}{v}$$

qui permet, par identification avec la relation de fermeture, d'écrire que :

$$A_n = \frac{\phi_n^+(x_0) e^{-\mu_n t_0} v}{\langle \phi_n, \phi_n^+ \rangle}$$

La solution du problème est donc :

$$\phi(x,t) = v\frac{\sum_n \phi_n^+(x_0)\phi_n(x)e^{\mu_n(t-t_0)}}{\int \phi_n(x)\phi_n^+(x)\,dx}\Gamma(t-t_0)$$

Il est possible de s'abstenir d'écrire le terme de normalisation au dénominateur si le flux adjoint a été choisi de manière à ce que cette condition soit égale à 1. Nous rappelons en effet que les vecteurs propres peuvent être choisis à une constante multiplicative près. Chaque code de calcul utilise une normalisation du flux adjoint différente, nous garderons donc ici l'expression générale de manière à éviter toute confusion lors du passage aux calculs numériques.
La différence par rapport au modèle ponctuel vient du fait que la solution s'exprime par une somme de modes, chaque mode étant associé à une valeur propre. Le mode fondamental correspond à la valeur propre la plus grande, qui n'est pas dégénérée. Les autres modes s'éteignent plus rapidement de sorte que le mode fondamental est considéré comme la solution asymptotique du problème.
Dans le cadre du modèle ponctuel, l'opérateur H est en fait une simple fonction linéaire, puisqu'on ne considère que les absorptions et les productions par fission. Ainsi, l'opérateur de Boltzmann n'admet dans ce cas qu'une seule valeur propre et la solution s'exprime grâce à une fonction exponentielle, le mode fondamental. Dans le cas ponctuel avec un seul groupe de neutrons prompts, la valeur propre du système sous-critique prompt est :

$$\alpha = \frac{k_p - 1}{\tau}$$

et la solution est de la forme :

$$n(t) = n_0 e^{\alpha t}$$

Dans le cas d'un problème stationnaire, régit par l'équation :

$$H\phi(x,t) + \delta(x-x_0)\delta(t-t_0) = 0$$

La valeur propre fondamentale de H est $\mu_0 = 0$. Cette situation correspond au cas du réacteur critique, condition obligatoire pour avoir une solution stationnaire non triviale sans source externe de neutrons. Après extinction de tous les transitoires d'ordres supérieurs (exponentielles décroissantes), la solution asymptotique du problème est :

$$\phi(x,t) = \frac{\phi_0^+(x_0)\phi_0(x)}{\int \phi_0(x)\phi_0^+(x)\,dx}\Gamma(t-t_0)$$

Le flux adjoint fondamental au point x_0 : $\phi_0^+(x_0)$, est le nombre qui, multiplié par le flux $\phi_0(x)$ fondamental régnant dans le réacteur critique associé, donnera le flux en x résultant asymptotiquement d'un neutron placé en x_0 à l'instant t_0 à une constante près. On rejoint ici la notion d'importance quantifiée par le flux adjoint.

Annexe C

Les harmoniques promptes

C.1 Définitions

Il serait fait usage dans cette annexe d'un certain nombre de notations définies ci-après :
- le vecteur "vitesse" $\vec{v}$ à trois composantes, l'une est le module v, les deux autres repèrent la direction $\vec{\Omega}$ (vecteur unitaire) ;
- $\Sigma_t(\vec{r}, v)$ est la section efficace totale ;
- $\Sigma_a(\vec{r}, v)$ est la section efficace d'absorption ;
- $\Sigma_f(\vec{r}, v)$ est la section efficace de fission ;
- $\Sigma_s(\vec{r}, \vec{v}, \vec{v'})$ est la section efficace de diffusion de la vitesse $\vec{v}$ à la vitesse $\vec{v'}$;
- $\overline{\nu_p}$ est le nombre moyen de neutrons prompts émis par fission ;
- $\chi(\vec{v})$ est le spectre de fission prompt en énergie et en direction, en supposant l'émission isotrope : $\chi(\vec{v}) = \chi(v)/4\pi$;
- $\phi(\vec{r}, \vec{v}, t)$ est le flux de neutrons à l'instant t, au point $\vec{r}$, ayant une vitesse $\vec{v}$.

L'opérateur de transport de Boltzmann pour les neutrons prompts sera noté H :

$$\begin{aligned} H : \phi(\vec{r}, \vec{v}, t) \mapsto & -\vec{\Omega}.\vec{grad}(\phi(\vec{r}, \vec{v}, t)) - \Sigma_t(\vec{r}, v)\phi(\vec{r}, \vec{v}, t) \\ & + \int \Sigma_s(\vec{r}, \vec{v'}, \vec{v})\phi(\vec{r}, \vec{v'}, t)\, \mathrm{d}\vec{v'} \\ & + \int \overline{\nu}\Sigma_f(\vec{r}, v')\chi(\vec{v})\phi(\vec{r}, \vec{v'}, t)\, \mathrm{d}\vec{v'} \end{aligned} \tag{C.1}$$

Les harmoniques promptes sont définies à partir de l'opérateur Hv, composition de l'opérateur de Boltzmann précédemment décrit et de l'opérateur "multiplication" par la vitesse v :

$$\begin{aligned} Hv\, f(\vec{r}, \vec{v}, t) = & -\vec{\Omega}.\vec{grad}(vf(\vec{r}, \vec{v}, t)) - \Sigma_T(\vec{r}, v)\ vf(\vec{r}, \vec{v}, t) \\ & + \int \Sigma_S(\vec{r}, \vec{v'} \to \vec{v})\ v' f(\vec{r}, \vec{v'}, t)\ \mathrm{d}\vec{v'} \\ & + \frac{\chi(v)}{4\pi} \int \overline{\nu}\Sigma_F(\vec{r}, v')\ v' f(\vec{r}, \vec{v'}, t)\ \mathrm{d}\vec{v'} \end{aligned} \tag{C.2}$$

Il est important de mentionner que ces deux opérateurs ne sont en général pas commutatifs :

$$Hv\, f \neq v\, Hf \tag{C.3}$$

Les harmoniques promptes n_p sont définies comme les fonctions propres de l'opérateur Hv associées aux valeurs propres α_p ($\alpha_p < 0$) :

$$Hvn_p = \alpha_p n_p \tag{C.4}$$

Par commodité, les harmoniques sont ordonnées selon la valeur de α_p, de la plus petite à la plus importante en valeur absolue. Le mode fondamental correspond à la valeur propre α_0, appelée constante de décroissance des neutrons prompts.

C.2 Calculs analytiques dans le cadre de la théorie de la diffusion monocinétique

Les calculs seront appliqués à une masse critique non réfléchie ayant une géométrie cylindrique, la théorie de la diffusion à un groupe d'énergie permet d'effectuer dans ce cadre des développements aisés et directs bien qu'elle constitue une approximation. En notant respectivement R et H le rayon et la hauteur du cylindre, la distribution spatiale du flux en son sein est une combinaison linéaire des solutions de l'équation de Helmholtz :

$$\Delta\Phi + B^2\Phi = 0 \tag{C.5}$$

Le flux est considéré comme nul à la frontière extrapolée, les solutions de l'équation C.5 sont ainsi les fonctions propres de l'opérateur laplacien en coordonnées cylindriques (r, θ, z) s'annulant à la surface de la géométrie :

$$\begin{cases} \Phi(R, z) = 0 \\ \Phi(r, 0) = \Phi(r, H) = 0 \end{cases} \tag{C.6}$$

Ces fonctions propres ϕ_p s'expriment à partir des fonctions de Bessel de première espèce J, les valeurs propres associées sont données par les racines de ces mêmes fonctions :

$$\begin{cases} \phi_p(r, z, \theta) = J_m\left(j_{mn}\dfrac{r}{R}\right)\sin\left(l\pi\dfrac{z}{H}\right)\cos(m\theta) \\ B_p^2 = \dfrac{j_{mn}^2}{R^2} + \dfrac{l^2\pi^2}{H^2} \end{cases} \tag{C.7}$$

Chaque élément propre est identifié par un triplet d'entiers (l, m, n), j_{mn} est la n-ième racine de la m-ième fonction de Bessel J_m. Les premières racines sont reportées dans le tableau ci-dessous :

n	j_{0n}	j_{1n}
1	$2,40483$	$3,83171$
2	$5,52008$	$7,01559$

TABLE C.1 – Les premières racines des fonctions J_0 et J_1

La valeur $l = 0$ correspond à la solution uniformément nulle. Il n'existe qu'un seul triplet d'entiers (l, m, n) qui représente une solution physiquement acceptable, c'est à dire positive sur l'ensemble du coeur. Ce triplet, $(1, 0, 1)$ et les éléments propres associés sont caractéristiques du mode fondamental :

$$\phi_0(r, z) = J_0\left(j_{01}\frac{r}{R}\right)\sin\left(\pi\frac{z}{H}\right) \tag{C.8}$$

Dans le cadre de la théorie de la diffusion monocinétique, l'opérateur de Boltzmann H s'écrit :

$$H\phi = D\nabla^2\phi - \Sigma_a\phi + \nu\Sigma_f\phi = D\nabla^2\phi + \Sigma_a(k_\infty - 1)\phi \tag{C.9}$$

D est le coefficient de diffusion, tel que définit dans le loi de Fick transposée aux problèmes de neutronique. k_∞ est le facteur de multiplication infini, représentant le rapport entre les productions et les disparitions dans un milieu infini, c'est à dire en l'absence de fuites.

Il apparaît que les fonctions propres ϕ_p solutions de l'équation C.5 sont également fonctions propres de l'opérateur de Boltzmann (équation C.9), les valeurs propres associées sont notées α_p :

$$H\phi_p = \alpha_p \phi_p \tag{C.10}$$

Les valeurs propres α_p s'expriment à partir des laplaciens géométriques B_p^2 de chacun des modes et de l'aire de migration $L^2 = D/\Sigma_a$:

$$\alpha_p = \Sigma_a v \left(-L^2 B_p^2 + (k_\infty - 1)\right) = \frac{k_\infty - \left(1 + L^2 B_p^2\right)}{l_\infty} \tag{C.11}$$

$l_\infty = 1/(\Sigma_a v)$ est le temps de vie moyen d'un neutron dans le milieu infini. La valeur propre α_0 associée au mode fondamental s'écrit :

$$\alpha_0 = \frac{\dfrac{k_\infty}{1 + L^2 B_0^2} - 1}{\dfrac{l_\infty}{1 + L^2 B_0^2}} = \frac{k_p - 1}{\tau} \tag{C.12}$$

k_p est le facteur de multiplication prompt et τ est le temps de vie moyen des neutrons dans le milieu fini.

A titre d'illustration, nous traiterons le cas d'un coeur cylindrique homogène de rayon R=8,7 cm et de hauteur H=25,3 cm. Cette hauteur correspond à celle du réacteur CALIBAN et le rayon a été choisi de manière à rendre le coeur critique. Les valeurs du laplacien géométrique B_p^2 pour les premiers modes sont retranscrites dans le tableau C.2.

p	(l, m, n)	B_p^2
0 - fondamental	$(1, 0, 1)$	$0,09187$
1 - 1^{ière} harmonique	$(2, 0, 1)$	$0,13825$
2 - 2ième harmonique	$(1, 1, 1)$	$0,20944$
3 - 3ième harmonique	$(3, 0, 1)$	$0,21555$

TABLE C.2 – Valeurs de B_p^2 pour les premiers modes

Considérons un système caractérisé par un facteur de multiplication infini k_∞ égal à 1,5 placé dans différentes configurations sous-critiques identifiées par leur réactivité ρ. Les rapports entre les valeurs propres α_p des premières harmoniques et celle du mode fondamental α_0 sont présentés dans le tableau C.3 pour ce milieu et pour différentes réactivités. Une fraction effective de neutrons retardés β_{eff} de 659 pcm a été utilisée dans les calculs, cette valeur est typique des coeurs en U^{235}.

Le temps de décroissance des harmoniques d'ordre supérieur, vis à vis du mode fondamental, dépend de manière significative de la réactivité du système. Plus le système est sous-critique et plus ces harmoniques mettront de temps à s'éteindre.

Lors de l'application d'une perturbation, l'évolution de la population prompte s'écrit comme la somme des contributions du mode fondamental et de l'ensemble des harmoniques promptes. Cependant, comme illustré sur le tableau C.3, les modes d'ordre supérieur ($p \geq 1$) décroissent beaucoup plus rapidement que le mode fondamental. Cela est d'autant plus vrai pour les réacteurs compacts métalliques situés dans une configuration proche de la criticité retardée. Lors d'une expérience de chute d'une barre exécutée auprès de CALIBAN, la résolution temporelle des dispositifs d'acquisition utilisés ne permet pas de séparer les différentes contributions.

ρ (pcm)	k_p	α_1/α_0	α_2/α_0	α_3/α_0
0 (criticité retardée)	$0,9934$	$26,8$	$66,5$	$69,9$
-50	$0,9929$	$25,0$	$61,9$	$65,1$
$-\beta_{\text{eff}} = -659$	$0,9869$	$14,2$	$34,4$	$36,2$
≈ -3100 ($k_{\text{eff}} = 0,97$)	$0,9636$	$6,0$	$13,6$	$14,2$
≈ -8700 ($k_{\text{eff}} = 0,92$)	$0,9139$	$3,3$	$6,8$	$7,1$

TABLE C.3 – Ratio α_p/α_0 en fonction de la réactivité

L'amplitude de ces modes d'ordre supérieur dans la réponse d'un détecteur est proportionnelle à la valeur prise par la fonction propre ϕ_p à l'emplacement de celui-ci. En conséquence, l'influence de ces modes dépend fortement de la position du détecteur, qui est en mesure de favoriser ou à l'inverse de diminuer la contribution de certaines harmoniques. La première harmonique est celle qui présente la contribution la plus élevée à la réponse globale d'un détecteur, dans le cas du coeur cylindrique précédemment décrit, sa distribution spatiale est la suivante :

$$\phi_1(r,z) = J_0\left(j_{01}\frac{r}{R}\right)\sin\left(2\pi\frac{z}{H}\right) \tag{C.13}$$

ϕ_1 prend une valeur nulle sur l'ensemble des points situés dans le plan médian du réacteur défini par $z = H/2$, c'est un plan nodal pour la première harmonique dans lequel sa contribution est annulée. En conséquence, pour un détecteur placé dans ce plan, l'harmonique d'ordre supérieur dominante sera la deuxième harmonique :

$$\phi_2(r,z,\theta) = J_1\left(j_{11}\frac{r}{R}\right)\sin\left(\pi\frac{z}{H}\right)\cos(\theta) \tag{C.14}$$

Annexe D

Schémas des éléments mobiles autour du réacteur CALIBAN

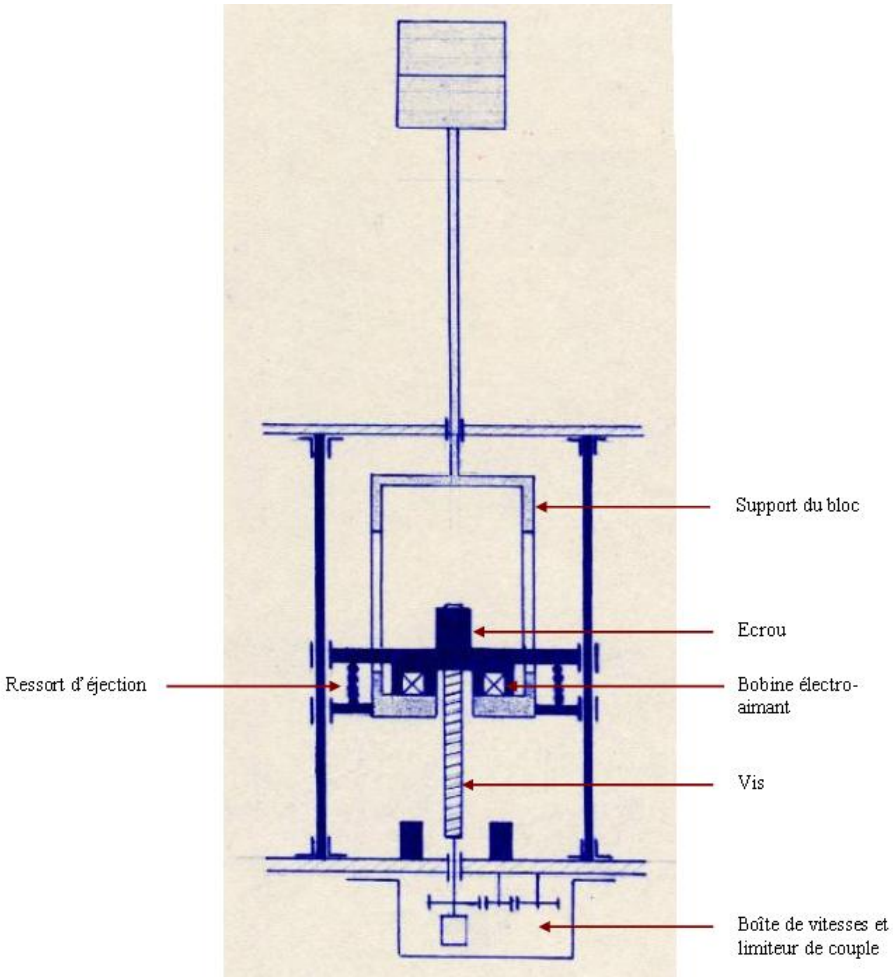


FIGURE D.1 – **Mécanisme d'entraînement du bloc de sécurité**

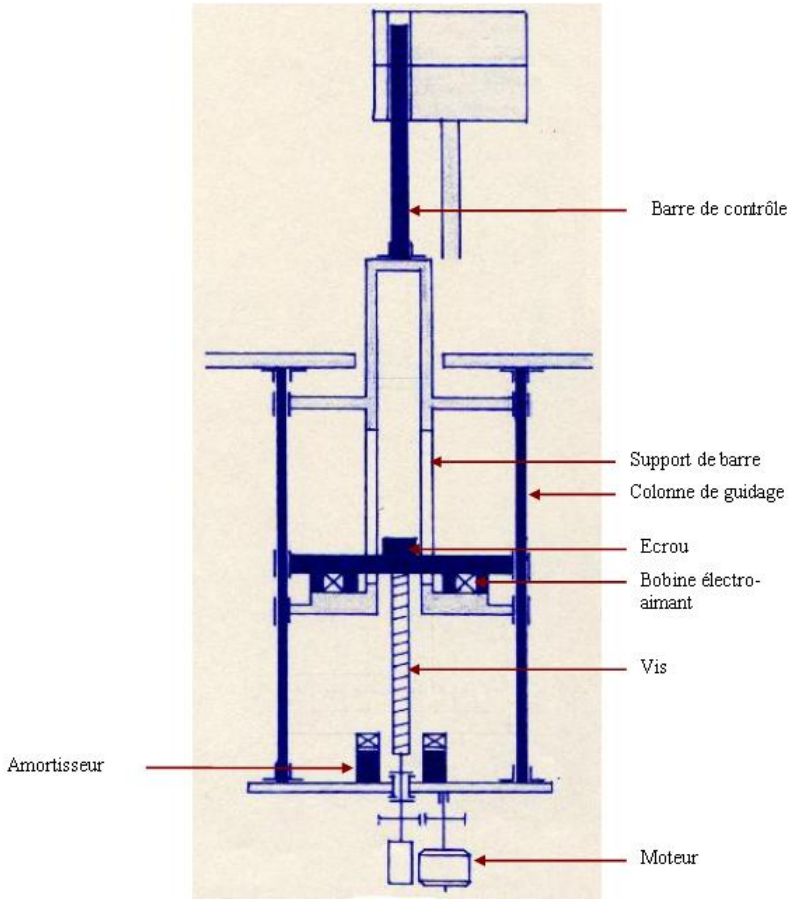
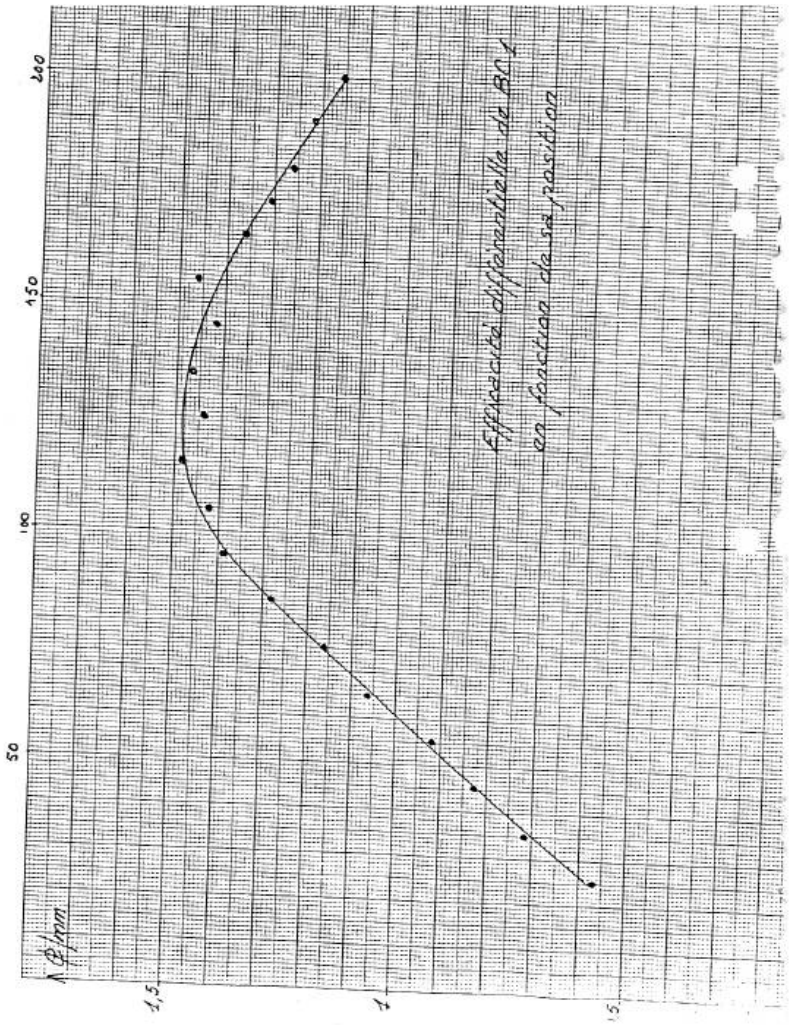
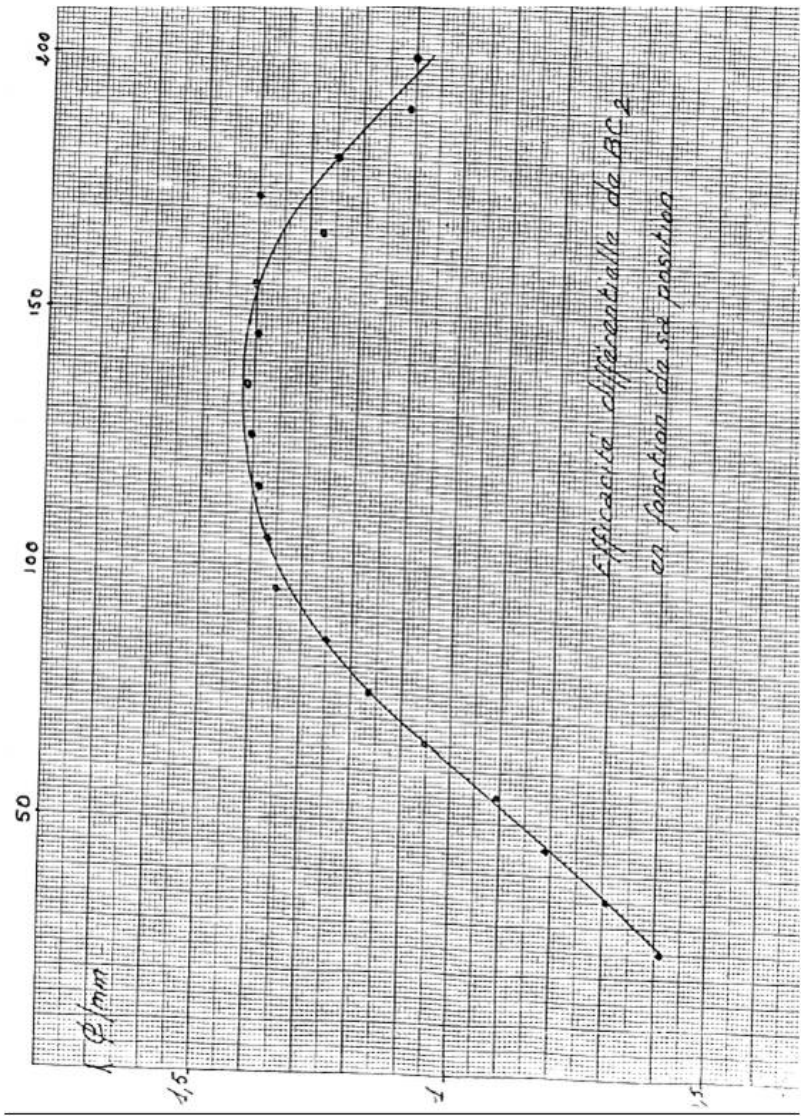


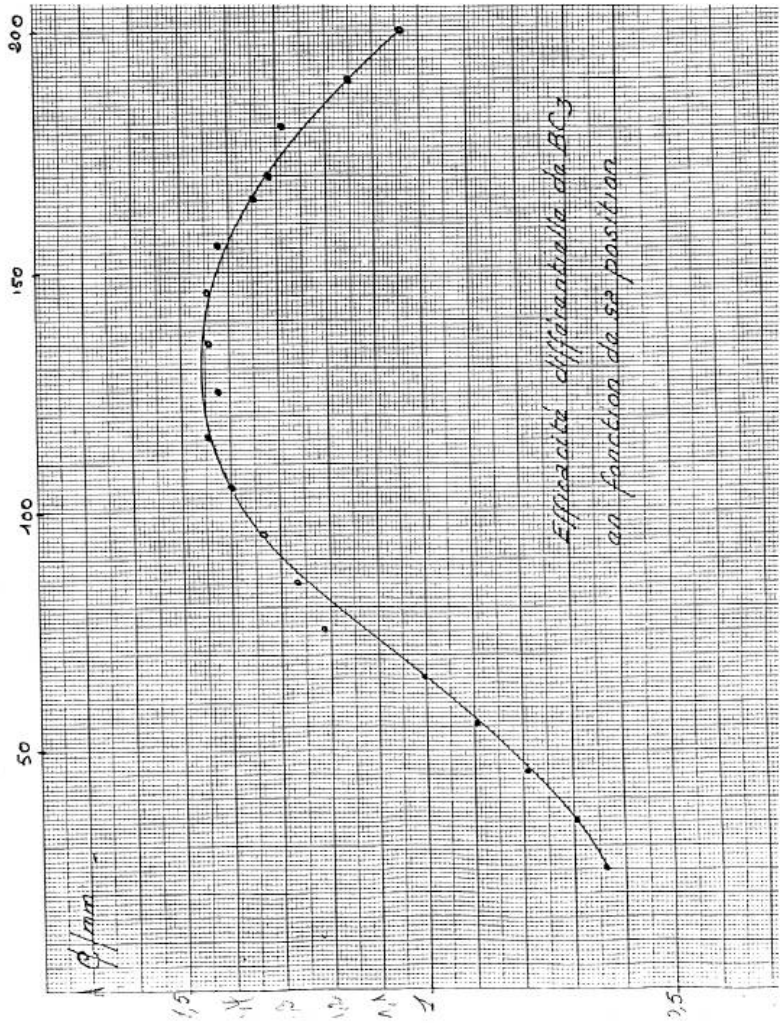
FIGURE D.2 – **Mécanisme d'entraînement d'une barre de contrôle**

Annexe E

Etalonnage des barres de contrôle




Efficacité différentielle de BC2
en fonction de sa position
50
100
150
200
1,5
1
0,5


Efficacité différentielle de BC3
en fonction de sa position
200
150
100
50
ϕ/mm
1,5
1
2,5

Annexe F

Détail des résultats expérimentaux

Cette annexe a pour vocation de répertorier l'ensemble des résultats expérimentaux "bruts". Les expériences de substitution sont décrites notamment par la différence entre les cotes critiques ΔBC_3 déterminées pour les deux configurations de coeur (de référence et perturbée). Lorsque les stabilisations critiques se sont achevées par l'observation d'un transitoire de chute de barre, la différence entre les réactivités qu'on en déduit est également reportée. La différence de température ΔT est indiquée et corrigée pour les résultats affichés à l'aide du coefficient de température précédemment déterminé (voir section 5.5).

Concernant les expériences de mesure de la période asymptotique de divergence, les caractéristiques des divergences effectuées sont présentées : hauteur de la barre de contrôle, période asymptotique, température... Les réactivités indiquées sont déduites de la période asymptotique par le biais de l'équation de Nordheim avec les paramètres de neutrons retardés fournis par Spriggs (voir section 5.2). On reporte également le coefficient de corrélation R^2 caractéristique de la régression linéaire permettant de déduire la période asymptotique à partir des comptages neutroniques en échelle logarithmique. Notons que la correction des effets de température intervient lors de la comparaison effectuée entre les réactivités du coeur perturbé et du coeur de référence, elles n'apparaissent donc pas explicitement dans ces tableaux. La configuration "C. Ref." désigne le coeur de référence non perturbé, la configuration "C. Ref. + Ech." désigne le coeur en présence de l'échantillon perturbant.

F.1 L'échantillon d'or

F.1.1 Variation de la hauteur critique de la barre BC3

Configuration	Puissance (mW)	ΔBC_3 (mm)	ΔT (°C)	Impact en réactivité (¢) étalonnage BC3	Impact en réactivité (¢) chute de barre
échantillon n° 1	455	+1,62	+0,38	-2,21	-2,22
	45,5	+1,62	+0,33	-2,22	—
échantillon n° 1	455	+2,14	+0,25	-2,97	—
+ échantillon n° 2	45,5	+2,05	-0,21	-2,93	—

TABLE F.1 – **Résultat des expériences de substitution avec les échantillons d'or**

F.1.2 Divergences

Hauteur BC3 (mm)	Configuration	T2 (°C)	Période Asymptotique (s)	R^2	Réactivité (¢)
138,44 138,44	C. Ref. + Or 1	21,67 21,69	155,56 155,85	0,999 0,999	6,90 6,89
138,44 138,44	C. Ref.	21,88 21,93	109,31 109,01	1,000 1,000	9,20 9,22
143,44 143,44	C. Ref. + Or 1	21,69 21,75	62,61 62,55	1,000 1,000	13,99 14,00
143,44 143,44	C. Ref.	22,00 22,04	50,45 50,52	1,000 1,000	16,26 16,24

TABLE F.2 – **Mesures des périodes asymptotiques avec et sans l'échantillons d'or n° 1**

Hauteur BC3 (mm)	Configuration	T2 (°C)	Période Asymptotique (s)	R^2	Réactivité (¢)
133,82	C. Ref. + Or 1 + Or 2	21,65	–	–	critique
133,82	C. Ref.	21,87	411,24	0,999	2,92
138,82 138,82	C. Ref. + Or 1 + Or 2	21,65 21,73	150,86 151,07	1,000 1,000	7,08 7,07
138,82 138,82	C. Ref.	21,89 21,96	97,41 98,36	1,000 1,000	10,07 9,99

TABLE F.3 – **Mesures des périodes asymptotiques avec et sans les échantillons d'or n° 1 et n° 2**

F.2 L'échantillon de plutonium 239

F.2.1 Variation de la hauteur critique de la barre BC3

Configuration	Puissance (mW)	ΔBC_3 (mm)	ΔT (°C)	Impact en réactivité (¢) étalonnage BC3	chute de barre
échantillon n° 1	520	-5,51	+0,13	7,79	6,87
	455	-5,64	+0,09	7,97	—
	45,5	-5,65	-0,19	7,93	—

TABLE F.4 – **Résultat des expériences de substitution avec l'échantillon de plutonium**

F.2.2 Divergences

Hauteur BC3 (mm)	Configuration	T2 (°C)	Période Asymptotique (s)	R^2	Réactivité (¢)
130,85	C. Ref.	—	—	—	critique
130,85	C. Ref. + Pu	21,10	133,86	0,999	7,81
130,85		21,11	132,89	0,999	7,86
130,85		21,16	133,90	0,999	7,81
135,85	C. Ref.	20,85	150,05	0,999	7,11
135,85		20,87	151,67	0,999	7,05
135,85		20,95	150,65	0,999	7,09
135,85	C. Ref. + Pu	—	56,51	0,998	15,04
135,85		21,11	56,67	0,998	15,01
135,85		21,16	56,89	0,998	14,97
140,85	C. Ref.	20,95	61,72	0,999	14,14
140,85		21,00	61,06	0,999	14,25
140,85		21,03	61,27	0,999	14,21
140,85	C. Ref. + Pu	21,16	31,12	0,999	22,13
140,85		21,18	31,35	0,998	22,04
140,85		21,19	31,09	0,998	22,15

TABLE F.5 – **Mesures des périodes asymptotiques avec et sans échantillon de plutonium, campagne 1**

Hauteur BC3 (mm)	Configuration	T2 (°C)	Période Asymptotique (s)	R^2	Réactivité (¢)
131,83	C. Ref.	22,11	—	—	critique
131,83	C. Ref. + Pu	22,25	129,62	0,999	8,02
131,83		22,23	130,28	0,999	7,99
131,83		22,25	129,80	0,999	8,01
134,33	C. Ref.	21,81	325,01	0,999	3,62
134,33	C. Ref. + Pu	21,93	80,68	0,999	11,63
134,33		21,94	81,41	0,999	11,55
139,33	C. Ref.	21,82	89,11	0,999	10,79
139,33		21,84	89,03	0,998	10,79
139,33		21,83	89,23	1,000	10,78
139,33	C. Ref. + Pu	21,98	40,33	0,998	18,84
139,33		22,00	40,68	1,000	18,74

TABLE F.6 – **Mesures des périodes asymptotiques avec et sans échantillon de plutonium, campagne 2**

Hauteur BC3 (mm)	Configuration	T2 (°C)	Période Asymptotique (s)	R^2	Réactivité (¢)
135,71 135,71	C. Ref.	19,30 19,33	177,58 178,84	1,000 1,000	6,17 6,13
135,71 135,71	C. Ref. + Pu	19,11 19,17	60,91 60,93	1,000 1,000	14,27 14,27
140,71 140,71	C. Ref.	19,42 19,49	67,94 67,92	1,000 1,000	13,20 13,20
140,71 140,71	C. Ref. + Pu	19,21 19,26	33,03 33,04	1,000 1,000	21,35 21,35

TABLE F.7 – **Mesures des périodes asymptotiques avec et sans échantillon de plutonium, campagne 3**

F.3 L'échantillon de lutécium

F.3.1 Variation de la hauteur critique de la barre BC3

Configuration	Puissance (mW)	ΔBC_3 (mm)	ΔT (°C)	Impact en réactivité (¢) étalonnage BC3	chute de barre
échantillons Lu	455	+1,96	-0,04	-2,77	-2,92

TABLE F.8 – **Résultat des expériences de substitution avec les échantillons de lutécium**

F.3.2 Divergences

Hauteur BC3 (mm)	Configuration	T2 (°C)	Période Asymptotique (s)	R^2	Réactivité (¢)
138,00 138,00	C. Ref.	20,20 20,29	110,03 110,36	1,000 1,000	9,15 9,13
138,00 138,00	C. Ref. + Lu	20,33 20,36	170,50 170,85	1,000 1,000	6,39 6,38

TABLE F.9 – **Mesures des périodes asymptotiques avec et sans échantillon de lutécium, campagne 1**

Hauteur BC3 (mm)	Configuration	T2 (°C)	Période Asymptotique (s)	R^2	Réactivité (¢)
138,33 138,33	C. Ref.	19,57 19,59	99,37 99,87	1,000 1,000	9,92 9,88
138,33	C. Ref. + Lu	19,51	149,58	1,000	7,13
133,33 133,33	C. Ref.	19,63 19,68	433,90 435,86	1,000 1,000	2,78 2,77
133,33	C. Ref. + Lu	19,50	—	—	critique

TABLE F.10 – **Mesures des périodes asymptotiques avec et sans échantillon de lutécium, campagne 2**

Hauteur BC3 (mm)	Configuration	T2 (°C)	Période Asymptotique (s)	R^2	Réactivité (¢)
143,33	C. Ref.	19,39	47,50	1,000	16,93
143,33	C. Ref. + Lu	19,13	60,89	1,000	14,27
145,83	C. Ref.	19,51	35,46	1,000	20,44
145,83	C. Ref. + Lu	19,21	44,25	1,000	17,74
148,33 148,33	C. Ref.	19,57 19,75	27,33 27,45	1,000 1,000	23,89 23,83
148,33	C. Ref. + Lu	19,36	33,34	1,000	21,23

TABLE F.11 – **Mesures des périodes asymptotiques avec et sans échantillon de lutécium, campagne 3**

F.4 L'échantillon d'uranium appauvri

F.4.1 Variation de la cote critique

Configuration	Puissance (mW)	ΔBC_3 (mm)	ΔT (°C)	Impact en réactivité (¢) étalonnage BC3	chute de barre
échantillons U238	455	-1,60	+0,29	2,31	—
échantillons U238	455	-1,67	-0,22	2,32	—
échantillons U238	455	-1,60	+0,35	2,32	2,16

TABLE F.12 – **Résultat des expériences de substitution avec les échantillons d'uranium 238**

F.4.2 Divergences

Hauteur BC3 (mm)	Configuration	T2 (°C)	Période Asymptotique (s)	R^2	Réactivité (¢)
134,10	C. Ref.	21,07	331,82	1,000	3,55
134,10		21,16	333,05	1,000	3,54
134,10	C. Ref. + U	21,40	188,12	1,000	5,87
134,10		21,47	188,66	1,000	5,86
139,10	C. Ref.	21,24	90,67	1,000	10,64
139,10		21,30	90,61	1,000	10,65
139,10	C. Ref. + U	21,51	69,54	1,000	12,98
139,10		21,55	69,73	1,000	12,95

TABLE F.13 – **Mesures des périodes asymptotiques avec et sans échantillon d'uranium appauvri, campagne 1**

Hauteur BC3 (mm)	Configuration	T2 (°C)	Période Asymptotique (s)	R^2	Réactivité (¢)
133,41	C. Ref.	21,44	466,55	1,000	2,60
133,41	C. Ref. + U	21,23	227,85	1,000	4,97
133,41		21,27	228,13	1,000	4,97
136,51	C. Ref.	21,52	152,68	1,000	7,01
136,51		21,59	153,98	1,000	6,96
136,51	C. Ref. + U	21,29	106,77	1,000	9,37
136,51		21,28	107,39	1,000	9,33

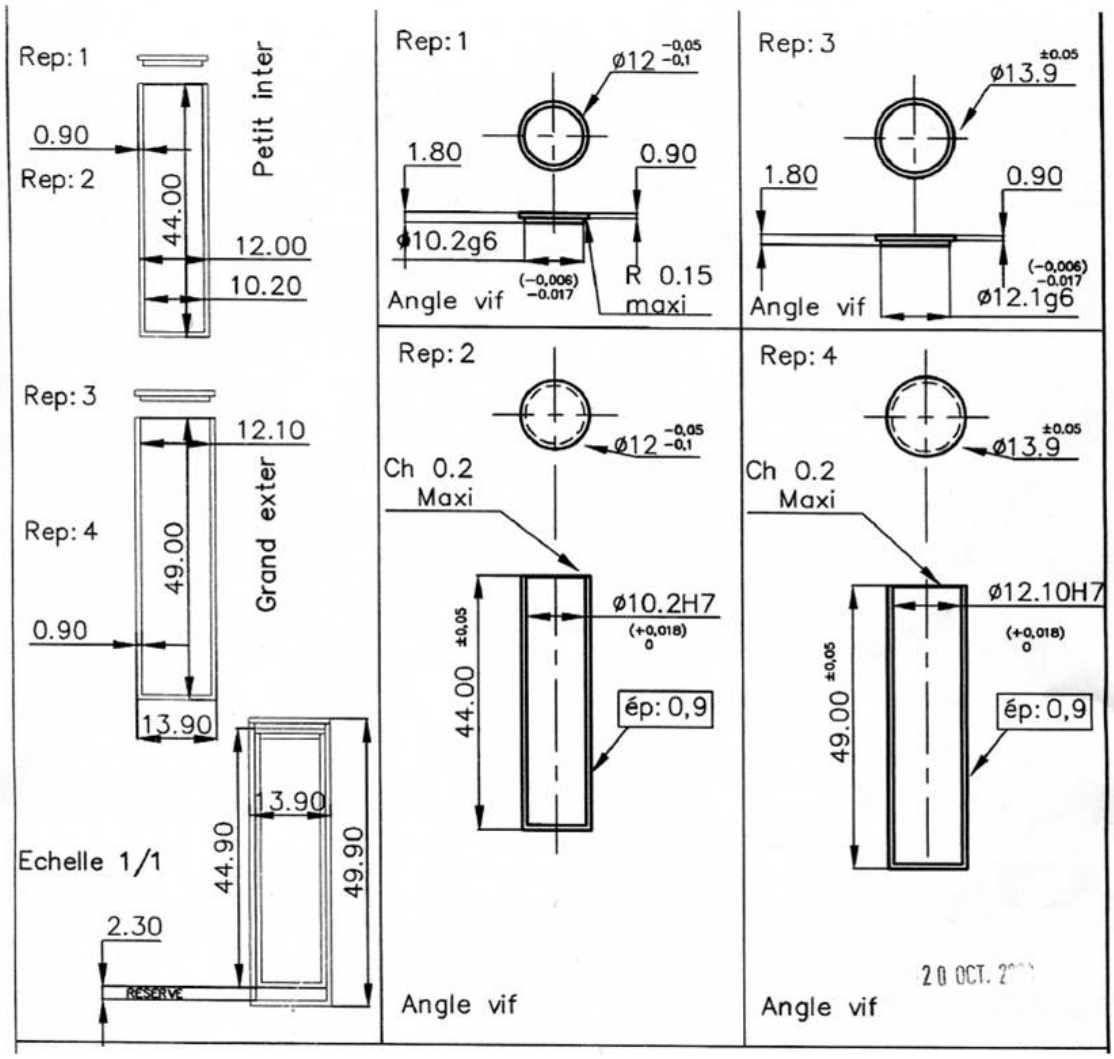
TABLE F.14 – **Mesures des périodes asymptotiques avec et sans échantillon d'uranium appauvri, campagne 2**

Hauteur BC3 (mm)	Configuration	T2 (°C)	Période Asymptotique (s)	R^2	Réactivité (¢)
131,44	C. Ref.	20,73	—	—	critique
131,44	C. Ref. + U	21,10	543,15	0,998	2,25
141,44 141,44	C. Ref.	20,75 20,83	61,24 61,17	1,000 1,000	14,22 14,23
141,44	C. Ref. + U	21,13	49,10	1,000	16,56
146,44 146,44	C. Ref.	20,86 21,01	33,46 33,54	1,000 1,000	21,18 21,15
146,44 146,44	C. Ref. + U	21,18 21,28	28,14 28,13	1,000 1,000	23,49 23,50

TABLE F.15 – **Mesures des périodes asymptotiques avec et sans échantillon d'uranium appauvri, campagne 3**

Annexe G

Plan détaillé du conteneur de l'échantillon de plutonium



Annexe H

Opérateurs invariants par rotation, harmoniques sphériques et polynômes de Legendre

H.1 Rotations et opérateurs invariants par rotation

H.1.1 Quelques définitions

Les rotations dans l'espace

Dans un espace affine euclidien de dimension trois, la rotation R d'axe D et d'angle θ (D une droite) est définie par la transformation qui associe à n'importe quel point m le point m' de la manière suivante :

- m' est dans le plan normal à D passant par m ;
- m' est l'image de m par la rotation plane d'angle θ et de centre : l'intersection entre D et ce plan.

Les opérateurs linéaires

Un opérateur linéaire A de noyau k associe à toute fonction f la fonction Af définie de la manière suivante :

$$Af(x) = \int_{x'} k(x', x) f(x') \, \mathrm{d}x' \tag{H.1}$$

On remarque que la source de diffusion en neutronique est un opérateur linéaire de noyau $\Sigma_s(E' \to E, \vec{\Omega}' \to \vec{\Omega})$ qui agit sur la fonction "flux" ϕ.

H.1.2 Opérateurs invariants par rotation

Un opérateur A est dit invariant par rotation si et seulement si celui-ci commute avec toutes les rotations :

$$AR = RA \quad \forall R \text{ rotation} \tag{H.2}$$

Pour les opérateurs qui agissent sur les fonctions de la variable angulaire $\vec{\Omega}$, l'équation H.2 est vérifiée si et seulement si le noyau ne dépend que de $\vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}'$. En effet, la seule grandeur liée à $\vec{\Omega}$ et $\vec{\Omega}'$ qui soit invariante par toute rotation est l'angle entre ces deux vecteurs (ou son cosinus) : $\vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}'$.

Un tel opérateur s'écrit sous la forme intégrale suivante :

$$Af(\vec{\Omega}) = \int_{4\pi} k(\vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}') f(\vec{\Omega}') \, \mathrm{d}\vec{\Omega}' \tag{H.3}$$

L'opérateur de la diffusion en neutronique est donc invariant par rotation, ce qui ouvre la voie à l'utilisation des polynômes de Legendre et des harmoniques sphériques pour le traitement de l'équation intégro-différentielle du transport.

H.2 Les polynômes de Legendre

Les polynômes de Legendre sont les fonctions propres polynômiales en μ des opérateurs invariants par rotation ne dépendant que de μ. Comme mentionné dans la section 7.2.4, on les définit en pratique à partir du laplacien en coordonnées sphériques dans les problèmes invariants vis à vis de φ. L'équation aux valeurs propres correspondante s'écrit :

$$\left(1-\mu^2\right)\frac{\mathrm{d}^2Y}{\mathrm{d}\mu^2}-2\mu\frac{\mathrm{d}Y}{\mathrm{d}\mu}=\lambda Y \tag{H.4}$$

Pour que des solutions de l'équation H.4 polynômiales en μ puissent exister, la condition nécessaire et suffisante est que la valeur propre soit de la forme :

$$\lambda=-n(n+1) \tag{H.5}$$

avec n entier positif.

On aboutit ainsi à la définition du polynôme de Legendre d'ordre n, solution de l'équation différentielle de Legendre :

$$\left(1-\mu^2\right)\frac{\mathrm{d}^2P_n}{\mathrm{d}\mu^2}-2\mu\frac{\mathrm{d}P_n}{\mathrm{d}\mu}+n(n+1)P_n(\mu)=0 \tag{H.6}$$

Les propriétés des polynômes P_n sont les suivantes :
- P_n est de degré n ;
- sa parité est égale à celle de n ;
- ces polynômes sont orthogonaux deux à deux vis à vis du produit scalaire $\langle\cdot\mid\cdot\rangle$ intégral sur $[-1,1]$ dans l'espace vectoriel $\mathbb{R}[X]$:

$$\int_{-1}^{+1}P_n(\mu)P_m(\mu)\,\mathrm{d}\mu=0 \quad \text{pour} \quad n\neq m \tag{H.7}$$

- le carré de la norme dans $L^2([-1,1])$ est égal à :

$$\|P_n\|^2=\frac{2}{2n+1} \tag{H.8}$$

Par ailleurs, la famille $(P_n)_{n\leq N}$ étant une famille de polynômes à degrés étagés, elle constitue une base de l'espace vectoriel $\mathbb{R}_N[X]$. Il existe une formule de récurrence qui permet de les calculer à partir de $P_0(\mu)=1$ et $P_1(\mu)=\mu$, pour tout n entier, $n>0$:

$$(n+1)P_{n+1}(\mu)=(2n+1)\mu P_n(\mu)-nP_{n-1}(\mu) \tag{H.9}$$

Les n zéros du polynômes P_n sont tous distincts, réels et compris entre -1 et 1. Ils sont entrelacés avec ceux de P_{n+1}.

Enfin, et c'est là leur caractéristique essentielle en neutronique, ils forment une base complète de l'espace vectoriel des fonctions réelles de μ :

$$f(\mu)=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{2n+1}{2}f_nP_n(\mu) \tag{H.10}$$

avec

$$f_n=\int_{-1}^{+1}f(\mu)P_n(\mu)\,\mathrm{d}\mu \tag{H.11}$$

Le facteur $(2n+1)/2$ apparaît du fait que les polynômes de Legendre ne sont pas normés.

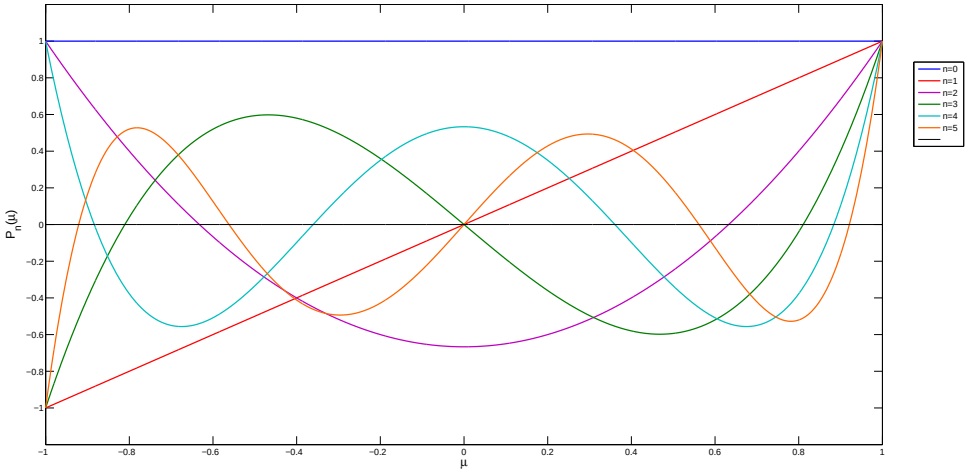


FIGURE H.1 – **Tracé des polynômes de Legendre de degrés** $n = 0 \cdots 5$

H.3 Les harmoniques sphériques

De manière plus générale que les polynômes de Legendre, les harmoniques sphériques sont les vecteurs propres des opérateurs invariants par rotation qui dépendent de μ et de φ. On les introduit usuellement à partir de la partie angulaire du laplacien en coordonnées sphériques. Elles sont donc les solutions de l'équation aux valeurs propres suivante :

$$\left(1-\mu^2\right)\frac{\partial^2 Y}{\partial \mu^2} - 2\mu\frac{\partial Y}{\partial \mu} + \frac{1}{1-\mu^2}\frac{\partial^2 Y}{\partial \varphi^2} = \lambda Y \tag{H.12}$$

λ étant la valeur propre.

Les harmoniques sphériques se construisent sous la forme d'un produit entre une fonction de μ et une fonction de φ :

$$Y_n^m(\mu,\varphi) = kP(\mu)e^{im\varphi} \tag{H.13}$$

le facteur $\exp(im\varphi)$ permet d'assurer la périodicité de la fonction vis à vis de φ.

En substituant cette forme factorisée dans l'équation H.13, on obtient l'équation différentielle suivante :

$$\left(1-\mu^2\right)\frac{\mathrm{d}^2 P}{\mathrm{d}\mu^2} - 2\mu\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}\mu} - \frac{m^2}{1-\mu^2}P(\mu) - \lambda P(\mu) = 0 \tag{H.14}$$

De la même manière que pour les polynômes de Legendre, l'équation H.14 n'admet de solutions que si et seulement si deux conditions sont respectées :

1. la valeur propre est de la forme :
$$\lambda = -n(n+1) \tag{H.15}$$
avec n entier positif ;
2. l'entier relatif m est compris entre $-n$ et n :
$$-n \leq m \leq n \tag{H.16}$$

Les solutions de H.14 seront dorénavant indicées par le biais des deux entiers (n, m). Ces solutions P_n^m sont appelées fonctions de Legendre, elles sont solutions de l'équation différentielle de Legendre généralisée :

$$\left(1-\mu^2\right)\frac{\mathrm{d}^2 P}{\mathrm{d}\mu^2} - 2\mu\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}\mu} - \frac{m^2}{1-\mu^2}P(\mu) + n(n+1)P(\mu) = 0 \tag{H.17}$$

on retrouve en prenant $m = 0$ l'équation différentielle de Legendre introduite dans la section précédente (équation H.6).

Ces fonctions P_n^m sont associées aux polynômes de Legendre selon la relation :

$$P_n^m(\mu) = \left(1-\mu^2\right)^{m/2} \frac{\mathrm{d}^m P_n(\mu)}{\mathrm{d}\mu^m} \quad 0 \leq m \leq n \tag{H.18}$$

L'orthogonalité et la norme de ces fonctions sont données par la relation :

$$\int_{-1}^{+1} P_k^m(\mu) P_n^m(\mu)\,\mathrm{d}\mu = \delta_{kn} \frac{2}{2n+1} \frac{(n+m)!}{(n-m)!} \tag{H.19}$$

Il existe une relation de récurrence entre ces fonctions qui découle directement de la relation de récurrence entre les polynômes de Legendre :

$$(2n+1)\mu P_n^m(\mu) = (n+m)P_{n-1}^m(\mu) + (n-m+1)P_{n+1}^m(\mu) \tag{H.20}$$

Afin de simplifier les développements utilisés en neutronique, on construit les harmoniques sphériques en les normalisant à l'aune de la norme des fonctions de Legendre écrite précédemment (équation H.19) :

$$Y_n^m(\mu,\varphi) = (-1)^m \sqrt{\frac{2n+1}{4\pi}\frac{(n-m)!}{(n+m)!}} P_n^m(\mu) e^{im\varphi} \quad \text{pour} \quad 0 \leq m \leq n \tag{H.21}$$

$$Y_n^m(\mu,\varphi) = (-1)^m Y_n^{-m^*}(\mu,\varphi) \quad \text{pour} \quad m < 0 \tag{H.22}$$

$Y_n^{-m^*}$ est la fonction complexe conjuguée de Y_n^m.

Les fonctions Y_n^m constituent une base orthonormale complète de l'espace des fonctions de la variable angulaire $\vec{\Omega}$. L'orthogonalité entre deux fonctions partageant le même indice m est donnée par celle des fonctions de Legendre (équation H.19). L'othogonalité pour deux fonctions ayant le même indice n résulte des fonctions exponentielles $\exp(im\varphi)$.

Ainsi, toute fonction de la variable $\vec{\Omega}$ peut être développée sur la base des harmoniques sphériques :

$$f(\vec{\Omega}) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^{n} f_n^m Y_n^m(\vec{\Omega}) \tag{H.23}$$

les coefficients du développement sont calculés de la manière suivante :

$$f_n^m = \int_{4\pi} f(\vec{\Omega}) Y_n^{m^*}(\vec{\Omega})\,\mathrm{d}^2\vec{\Omega} \tag{H.24}$$

Une relation de récurrence entre les harmoniques sphériques peut se déduire à partir de celle existante entre les fonctions de Legendre (équation H.20).

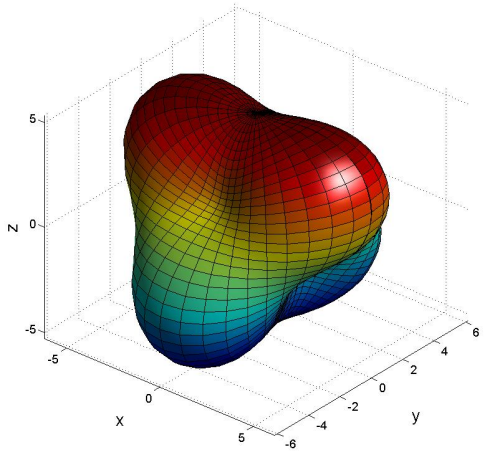


FIGURE H.2 – **Tracé de l'harmonique sphérique Y_3^2**

Annexe I

Illustrations des maillages énergétiques utilisés au cours des calculs

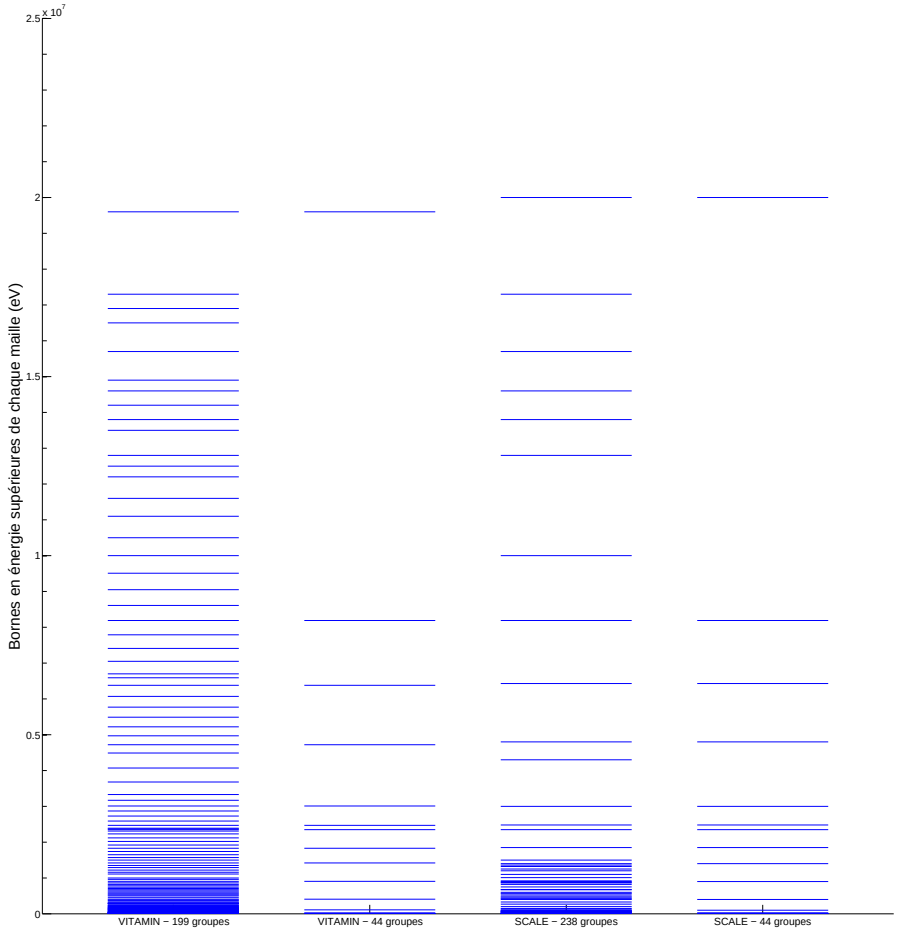


FIGURE I.1 – **Les bornes des maillages énergétiques (échelle linéaire)**

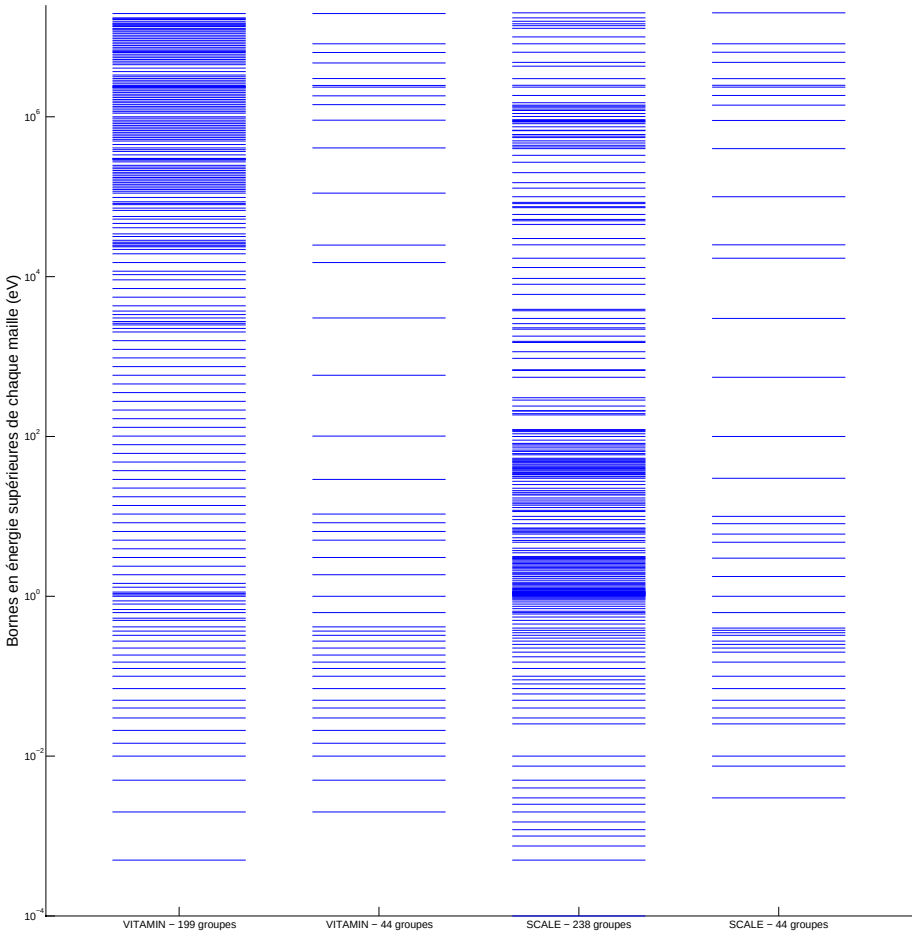


FIGURE I.2 – **Les bornes des maillages énergétiques (échelle logarithmique)**