

Université de Caen Basse-Normandie

Ecole doctorale *SIMEM – Sciences des Structures, de l'Information, de la
Matière Et des Matériaux*

Thèse de doctorat

présentée et soutenue le : *12/05/2014*

par

Amaury Chapelle

pour obtenir le

Doctorat de l'Université de Caen Basse-Normandie

Spécialité : *TH211, Constituants élémentaires et physique théorique*

Mesures de bruit neutronique auprès des réacteurs Caliban, Godiva IV, Planet et Flattop Détermination des paramètres cinétiques et des incertitudes associées

Directeur de thèse : *Professeur Gilles Ban*

Jury

Paul Reuss, professeur INSTN (rapporteur)

Pablo Rubiolo, professeur des universités, PHEMMA Grenoble (rapporteur)

Hugues Delorme, enseignant de neutronique / maître de conférence, Ecole des Applications
Militaires de l'Energie Atomique (EAMEA)

Pierre Casoli, ingénieur chercheur, CEA, centre de Valduc

Nicolas Authier, ingénieur chercheur, CEA, centre de Valduc

Gilles Ban, professeur des universités, ENSICAEN (directeur de thèse)

Jury invité :

Jesson Hutchinson, chercheur, Los Alamos National Laboratory

Capitaine de vaisseau Frédéric Janci, commandant l'Ecole des Applications Militaires de l'Energie
Atomique (EAMEA)

Remerciements

Cet ouvrage commence par des remerciements, et ces remerciements s'adressent en premier lieu à Anne, ma femme. Je lui dédie ces quelques pages, elle qui a supporté les longues et nombreuses semaines d'absence, ou les nuits passées à travailler. Elle a mis ses compétences de professeur de lettres modernes au service de la relecture de ce mémoire. Elle s'est aussi bien souvent occupée toute seule de nos enfants. C'est encore le cas à l'heure où j'écris ces lignes...

Je remercie également Aldric pour les nombreux conseils qu'il m'a prodigués ; quel dommage que je n'aie pas su les comprendre, dans le langage de ses quinze mois... Je n'oublie pas non plus la petite Albane qui a agrémenté nos conversations de ses premiers sourires.

Ma reconnaissance va ensuite à Pierre Casoli et Nicolas Authier. Ils ont proposé le sujet sur lequel j'ai travaillé pendant ces quatre ans, et en ont suivi, étape par étape, la réalisation. J'ai pu bénéficier, pendant cette période d'un accueil plus que cordial, à Valduc comme à Dijon, et d'un appui constant. Pierre a assuré la supervision de mon travail jusqu'au fin fond du Nouveau-Mexique et du Nevada... rencontrant les contacts dont Nicolas a pu nous faire bénéficier ! J'associe également Stéphanie Authier à ces remerciements, pour les excellents moments passés autour de bons dîners.

Ce travail de recherche a été accompli sous un statut particulier, mi-doctorant, mi-officier de marine. Je veux remercier le Pr. Gilles Ban, qui, malgré ces spécificités, a accepté de diriger ma thèse. Il m'a guidé dans les démarches de l'université de Caen comme dans la construction de mes réflexions.

Mon travail de thèse m'a également permis de faire la connaissance de Benoît Richard, dont j'ai partagé le bureau pendant trois ans. Nous avons développé une amitié solide, qui durera. Aussi à l'aise dans les démonstrations de neutronique les plus ardues que dans les citations de Jules Verne, qu'il m'a fait redécouvrir, je garderai un souvenir ému de nos soirées "pizzas-cognac-cigare-neutrons". Je le remercie également pour les relectures efficaces et précises qu'il a faites de ce mémoire, et pour le soutien actif qu'il m'a délivré dans l'utilisation des codes de calcul, y compris depuis l'autre côté de l'Atlantique...

Ce travail de recherche a débuté par des tests d'instrumentation et des mesures sur source. Que Xavier Jacquet et Guillaume Rousseau soient remerciés pour le rôle qu'ils ont tenu dans cette phase. En particulier, les réglages optimisés sur les conseils de Xavier ont permis d'économiser un temps précieux par la suite.

Après cette période est venue le temps du réacteur, Caliban, le monstre shakespearien... Les plus de cent configurations traitées sur cette installation l'ont été sous la responsabilité de "copain" Yves Léo ("aussi") et de son groupe (dans l'ordre alphabétique) : Didier Chanussot, Gaëtan Gevrey, Hugues Lereuil, et Frédérique Guilbert. Je retiendrai de cette période des phases de conduite impressionnantes, des dépannages épiques, quelques Giga-octets de données (merci Hugues pour les enregistrements BF3), mais surtout une excellente ambiance de travail et une équipe dans laquelle je me suis senti très rapidement accepté, avec un état d'esprit que les marins "de l'arrière" ne renieraient pas... Merci beaucoup pour ces douze semaines d'expériences !

Ces expériences bourguignonnes se sont prolongées outre-Atlantique sur les installations du Nevada National Security Site. Merci Nicolas d'avoir permis ce déplacement et merci Pierre de m'y avoir accompagné. Merci également à l'équipe du Los Alamos National Laboratory qui nous y a reçus : Jesson Hutchinson, qui a joué un grand rôle de coordination, John Bounds, Joetta Goda, David Hayes, Bill Myers, René Sanchez, Mark Smith-Nelson, Avneet Sood, etc. Je présente mes excuses à tous ceux que j'ai oubliés !

Expériences d'une part, simulations d'autre part. En plus de Benoît, Pierre et Nicolas, je tiens à remercier Pascal Grivot pour ses nombreux conseils, y compris téléphoniques

lorsque je peinais à installer certains codes.

Ces énergies se sont exprimées dans un service, le service de recherche en neutronique et criticité (SRNC), devenu par la suite service mesures, neutronique, criticité (SMNC), sous la direction d'Hervé Glandais, que je remercie encore de m'avoir accueilli, puis de Nathalie Baclet et d'Hervé Chateauvieux. Je veux les remercier, de même que tous les permanents de ce service efficace, dans lequel j'ai eu beaucoup de plaisir à m'intégrer. Merci également aux chefs de département, Monsieur Jean-Marie Fontaine pour le département de recherches sur les matériaux nucléaires (DRMN) et Messieurs Philippe Baclet et Hervé Chollet, chefs successifs du département matériaux alpha (DMA) pour le suivi de mon travail, ainsi qu'aux directeurs scientifiques qui se sont succédés à Valduc pendant la durée de mon travail de recherche, Madame Catherine Tremany et Monsieur Jacques Cagnoux.

D'autres mesures de bruit ont été tentées sur le réacteur à haut flux de Grenoble, sous l'impulsion de Yoann Calzavara. J'ai ainsi pu également bénéficier du soutien actif de MM. Sébastien Puygrenier et Frédéric Fouladoux. Je les en remercie.

Ce travail de recherche n'aurait pas pu être mené à son terme sans la compréhension des commandants successifs de l'école des applications militaires de l'énergie atomique. Je tiens donc à remercier le capitaine de vaisseau Eric Lenormand, le capitaine de vaisseau Didier Le Guigot et le capitaine de vaisseau Frédéric Janci pour leur bienveillance et leur soutien.

Je remercie également les gestionnaires de carrière, le capitaine de vaisseau Jean-Philippe Perrot et le capitaine de frégate Bertrand Pouliquen, de m'avoir laissé en poste suffisamment longtemps pour pouvoir achever ce projet.

Ce travail est l'aboutissement d'études dans la maîtrise de l'énergie nucléaire, débutées par le cours de génie atomique. Je tiens à remercier Hugues Delorme pour m'avoir initié à la rigueur scientifique en général, et à la neutronique en particulier, faisant du "Précis de neutronique" de Paul Reuss un livre de chevet. Tous deux ont accepté de faire partie de mon jury de thèse, Paul Reuss d'en être rapporteur. Je les en remercie vivement, ainsi que mon autre rapporteur, M. Pablo Rubiolo. Je remercie à nouveau les autres membres du jury, MM. Gilles Ban, Nicolas Authier, Pierre Casoli, Jesson Hutchinson et le capitaine de vaisseau Frédéric Janci pour l'intérêt qu'ils portent à ce travail.

J'ai cité mes propres études, je n'oublie pas les étudiants que j'ai encadrés pendant leur scolarité en génie atomique. Qu'ils soient remerciés pour leurs questions et pour l'enthousiasme communicatif qu'ils ont mis dans leur travail.

J'ai probablement oublié de nombreux acteurs de mon travail de thèse, je les prie de bien vouloir m'en excuser. Je leur propose de régulariser cette situation autour d'une verveine d'Ecosse.

Enfin, pour conclure cette liste de remerciements, je ne peux m'empêcher de penser à mon père, docteur en droit, et à feu mon grand-père, docteur ès Sciences Physiques. Puissé-je susciter chez mes enfants le même goût pour la recherche !



26 avril 1986, à 1h23'40". A la suite d'un scénario qui n'est plus à décrire, la puissance de la tranche n°4 d'une centrale située à proximité de la ville de Pripjat passe en quelques secondes d'une trentaine de Mégawatts thermiques à trois centaines de Gigawatts thermiques. Les conséquences furent catastrophiques. L'accident de Tchernobyl est le cas le plus connu d'accident de prompt-criticité, emballement de la réaction en chaîne libérant une forte énergie sous forme neutronique et photonique. La possibilité d'occurrence de ce type d'accident est perçue dès la genèse de l'énergie nucléaire. On se souvient ainsi des moyens mis en œuvre dès la divergence de CP1, sous le stade de Chicago, pour pouvoir étouffer la réaction en chaîne.

1960, à Los Alamos, Nouveau-Mexique. Le réacteur expérimental Godiva II passe volontairement à l'état prompt-critique. Pendant plus de douze secondes précédant le dégagement de puissance, il ne se passe rien. Sur une série de 94 expériences prompt-critiques réalisées, le temps moyen observé avant dégagement de puissance est de 3 secondes.

Comment relier ces deux approches de la prompt-criticité ? L'enjeu est la consolidation du principe fondamental de sûreté de "Maîtrise de la réactivité".

Dans un réacteur nucléaire, un neutron peut soit être diffusé, soit être capturé, soit donner lieu à une fission, soit fuir à l'extérieur du système. Le facteur de multiplication effectif noté k_{eff} , traduit le rapport des probabilités qu'a un neutron d'apparaître ou de disparaître, et de donner naissance à une réaction en chaîne. La réactivité est l'écart relatif de ce rapport par rapport à 1. Parmi les apparitions de neutrons, pour des neutrons émis par la fission de l'Uranium 235, 650 neutrons pour cent mille neutrons émis naissent lors de la décroissance de produits de fission appelés précurseurs. On parle de neutrons retardés, par opposition aux neutrons instantanés (prompts d'après le terme anglais), qui naissent instantanément après la fission. Cette proportion est appelée fraction de neutrons retardée et notée β . Si on considère la probabilité qu'ont les neutrons de provoquer une fission, différente pour les neutrons prompts et les neutrons retardés, on parlera de fraction effective de neutrons retardés, notée β_{eff} . Lorsqu'il naît plus de neutrons prompts qu'il ne disparaît de neutrons libres (nés instantanément après la fission ou issus de la décroissance de précurseurs préalablement formés), il y a emballement de la réaction en chaîne. C'est le phénomène de prompt-criticité dont les effets ont été décrits précédemment.

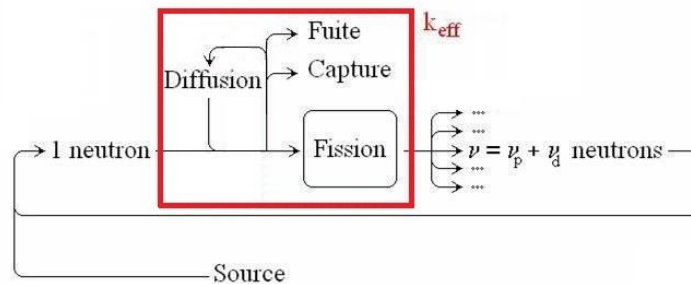


FIGURE 1 – *Avenirs possibles du neutron dans un réacteur*

Dans un système avec une puissance élevée, le taux de croissance, le temps de doublement ou la période de la population neutronique permettent d'accéder, par l'intermédiaire de la courbe de Nordheim, à sa réactivité¹. La réactivité est ainsi connue et peut être

1. voir Paul REUSS, *Précis de neutronique*, Editeur EDP Sciences, Collection Génie Atomique ou Hugues DELORME, *Cours de neutronique*, documentation interne EAMEA, session 2005-2006

maîtrisée.

Dans un réacteur dans lequel la population neutronique est très faible, les notions de taux de croissance, de période ou de temps de doublement perdent leur sens. La population neutronique n'est pas assez importante pour que ces paramètres puissent être évalués : Selon la réactivité du système, la probabilité pour un neutron de donner naissance à un ou plusieurs descendants ou de disparaître est modifiée. Cependant, comme le nombre de neutrons est faible, cette variation de probabilité ne se traduira pas nécessairement par une variation de la population neutronique globale.

De manière schématique, la population neutronique est alors davantage décrite par une succession et une superposition de bouffées de comptages, dues aux chaînes de neutrons appartenant à une même famille, que par une simple population neutronique moyenne. Plus que la population neutronique moyenne, c'est la probabilité d'occurrence et la longueur de ces chaînes qui sont modifiées.

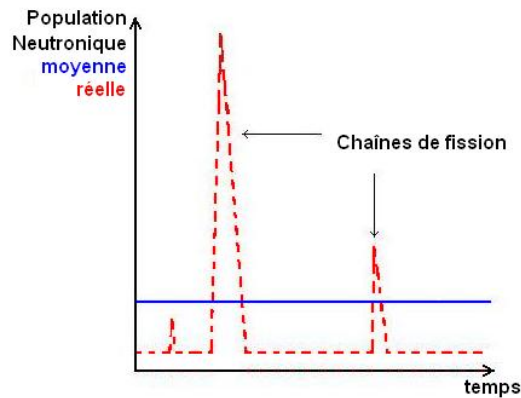


FIGURE 2 – *Représentation symbolique du comptage neutronique dans un système fissile à très bas niveau de flux*

Il faut alors avoir recours à d'autres méthodes pour évaluer la réactivité du système. Ce sont les méthodes de bruit neutronique, utilisées pour connaître, dans un système sous-critique, la valeur des paramètres cinétiques, parmi lesquels la constante de décroissance des neutrons prompts, la multiplication, la fraction de neutrons retardés, la sous-criticité et le temps de vie moyen des neutrons.

Ces méthodes ont été exploitées dès la genèse de l'utilisation de l'énergie nucléaire. Une première vague de publication a eu lieu dans les années 1950-1960, puis s'est estompée. Un regain d'intérêt est apparu dans les années 2000 avec l'accroissement de la puissance des moyens de calcul.

Des estimateurs de paramètres cinétiques sont ainsi implémentés dans certains codes de calcul. Ces outils, éprouvés au voisinage de la criticité, doivent être qualifiés dans des domaines d'anti-réactivité importante. Leur développement n'a par ailleurs pas toujours été pérenne. Certains outils, comme MCNP / DSP, sont tombés en désuétude, quand d'autres, comme MCNP / POLIMI ou KENO NR ont connu un fort développement. Le travail de recherche présenté dans ce document inclut la simulation d'expériences sous-critiques avec le List-mode patch, développé par le LANL, qui est inclus dans la version 6 de MCNP.

La qualification de ces codes nécessite des expériences dont les résultats comme les incertitudes associées doivent être sûrs et maîtrisés. Or on établira que la sensibilité à certains paramètres, du système de détection notamment, peuvent avoir une influence importante sur le résultat des expériences. L'objectif recherché est d'évaluer la performance des différentes techniques d'analyse de bruit neutronique par des moyens numériques et expérimentaux.

Ce travail répond donc à un double défi, à la fois numérique, par la simulation et le traitement des expériences, et expérimental. Il utilise principalement, pour une centaine d'expériences, le réacteur Caliban, du service Mesure, Neutronique, Criticité (SMNC), du Commissariat à l'Energie Atomique et aux Energies Alternatives (CEA) de Valduc. Une quarantaine d'expériences a également pu être réalisée sur les réacteurs Godiva IV, Planet et Flattop, du National Nevada Security Site, installations dépendant du laboratoire de Los Alamos.

Cette thèse, encadrée par le Dr. Nicolas Authier et le Dr. Pierre Casoli, du CEA Valduc, est dirigée par le Pr. Gilles Ban, de l'université de Caen.

Pour rendre compte du travail réalisé, ce document est divisé en cinq parties.

- Le premier chapitre dresse la liste des méthodes d'interprétation du bruit neutronique et des paramètres cinétiques accessibles.
- Le deuxième chapitre expose les dispositifs expérimentaux utilisés pour mettre en œuvre ces méthodes dans le cadre de ce travail.
- Le troisième chapitre présente les résultats obtenus lors des différentes expériences.
- Le quatrième chapitre complète les résultats expérimentaux par les simulations numériques : celles-ci sont nécessaires pour déterminer les facteurs de correction spatiale, et comparer les résultats expérimentaux avec ceux issus des outils de simulation.
- Le cinquième chapitre permet de procéder à une analyse aussi exhaustive que possible, théorique et expérimentale, des incertitudes associées à chaque méthode.
- La conclusion de ce document insiste enfin sur les améliorations de la sûreté en exploitation accessibles par les mesures de bruit neutronique.

Table des matières

1	Evaluation des paramètres cinétiques à partir des mesures de bruit neutronique	1
1.1	Objectifs du chapitre	1
1.2	Phénoménologie	1
1.3	Méthode de Rossi Alpha	5
1.4	Facteurs de correction spatiale : de la modélisation ponctuelle à la mesure réelle	7
1.4.1	Correction de la composante décorrélée du signal : le facteur g^*	8
1.4.2	Correction de la composante corrélée du signal : le facteur g	11
1.5	Détermination de la fraction de neutrons retardés	13
1.5.1	Exploitation d'expériences critiques	13
1.5.2	Méthode de la pente	14
1.5.3	Méthode du nombre de Nelson	14
1.6	Méthode de Feynman	15
1.6.1	Principe de la méthode	15
1.6.2	Paramètres cinétiques accessibles	17
1.7	Formalisme de Hansen-Dowdy	18
1.7.1	Principe	18
1.7.2	Prérequis	18
1.7.3	Exploitation	20
1.8	Formalisme de Hage-Cifarelli	21
1.8.1	Principe	21
1.8.2	Compléments	24
1.8.3	Limites de la méthode dans la problématique d'intercomparaison	25
1.9	Autres méthodes d'analyse de bruit	25
1.9.1	Méthode de distribution des intervalles ou méthode de Babala	26
1.9.2	Méthodes CSDNA - Californium Source Driven Noise Analysis	26
1.9.3	Autres méthodes fréquentielles	26
1.9.4	Méthode des aires	27
1.10	Méthodes déterministes de détermination de la réactivité	27
1.10.1	Lecture de la période	27

1.10.2	Chute de barre	28
1.10.3	Ejection de source	28
1.10.4	Méthode NSM (Neutron Source Multiplication)	28
1.11	Bilan	28
2	Dispositifs expérimentaux	31
2.1	Objectifs du chapitre	31
2.2	Réacteurs utilisés	31
2.2.1	Un réacteur du CEA Valduc : le réacteur Caliban	31
2.2.2	Trois réacteurs dépendant du LANL : les réacteurs Godiva, Planet et Flattop	32
2.3	Description de l'ensemble de mesure	34
2.3.1	Détecteurs utilisés	34
2.3.2	Traitement électronique du signal	36
2.3.3	Sensibilité du détecteur aux gammas	38
2.3.4	Caractérisation des détecteurs	39
2.4	Traitement du signal obtenu	42
2.4.1	Acquisition en mode temporel	42
2.4.2	Acquisition en mode liste	43
2.5	Sources utilisées	43
2.5.1	Lors des expériences réalisées sur le réacteur Caliban	43
2.5.2	Lors des expériences réalisées sur les réacteurs du NNSS	44
2.6	Mode opératoire des expériences	44
2.6.1	Version A : Procédure habituelle	44
2.6.2	Difficultés prévisibles	45
2.6.3	Version B : Adaptation de la puissance de stabilisation du réacteur .	45
2.6.4	Autres difficultés rencontrées	46
2.6.5	Version C : Autre principe de manipulation	46
2.7	Expériences réalisées, organisation et justification	46
2.7.1	Automne 2010, manipulations préliminaires	46
2.7.2	Janvier 2011, premières mesures de bruit neutronique	47
2.7.3	Avril 2011, une nouvelle électronique	47
2.7.4	Octobre 2011, mesures de bruit à forte sous-criticité	47
2.7.5	Décembre 2011, blindage du détecteur à Hélium 3	47
2.7.6	Février 2012, approfondissement	47
2.7.7	Juin 2012, premières manipulations conjointes CEA Valduc LANL .	48
2.7.8	Septembre 2012, suite de l'approfondissement	48
2.7.9	Janvier 2013, nouveau point sur la courbe de Nelson et approche sous-critique	48

2.7.10	Mars 2013, préparation des manipulations NNSS, poursuite des travaux sur l'approche sous-critique	48
2.7.11	Juillet 2013, deuxième série de manipulations conjointes CEA Valduc LANL	48
2.7.12	Septembre 2013, nouveaux points sur la courbe de Nelson	48
2.8	Bilan	49
3	Résultats expérimentaux	51
3.1	Objectifs du chapitre	51
3.2	Evaluation déterministe de la réactivité	51
3.3	Détermination de la multiplication	53
3.3.1	Multiplication prompte totale : le formalisme de Hansen-Dowdy . . .	53
3.3.2	Multiplication prompte de fuite : le formalisme de Hage-Cifarelli . .	54
3.4	Détermination de la constante de décroissance des neutrons prompts . . .	55
3.4.1	Utilisation de la chambre à fission sur le réacteur Caliban	55
3.4.2	Utilisation du détecteur à Hélium 3 sur le réacteur Planet	58
3.5	Détermination de la fraction effective de neutrons retardés	60
3.5.1	Utilisation des expériences critiques	60
3.5.2	Mise en œuvre de la méthode de Nelson	61
3.5.3	Mise en œuvre de la méthode de la pente	62
3.5.4	Autres méthodes	63
3.6	Autres paramètres cinétiques d'intérêt	65
3.6.1	Mesure de l'écart à la prompt-criticité	65
3.6.2	Mesure de la durée de vie moyenne des neutrons	67
3.6.3	Mesure du taux de fissions spontanées	67
3.7	Bilan	68
4	Simulation des expériences	71
4.1	Objectifs du chapitre	71
4.2	Utilisation du code TRIPOLI	71
4.2.1	Présentation du code	71
4.2.2	Le <i>benchmark</i>	71
4.2.3	Choix de la bibliothèque utilisée, problématique de la composition isotopique de l'UMo	72
4.2.4	Premières déterminations du facteur de correction spatiale g^*	74
4.2.5	Influence de variations de réactivité par action sur le bloc mobile du réacteur sur le facteur g^*	75
4.2.6	Influence de variations de réactivité par action sur les barres de contrôle	76
4.2.7	Influence de la position de la source sur le facteur g^*	76
4.3	Utilisation du code PARTISN	78
4.3.1	Bibliothèques utilisées	78

4.3.2	Comparaison entre calcul de criticité et calcul à source fixe	78
4.3.3	Détermination analytique des facteurs de correction spatiale	82
4.4	Utilisation du code MCNP V et du list-mode patch	87
4.4.1	Généralités	87
4.4.2	Application au formalisme de Rossi	87
4.4.3	Application aux méthodes de Hansen-Dowdy et de Hage-Cifarelli . .	88
4.5	Bilan	89
5	Evaluation des incertitudes associées aux mesures de bruit neutronique	91
5.1	Objectifs du chapitre	91
5.2	Différents types d'incertitudes	91
5.3	Incrtitudes liées au processus expérimental	92
5.3.1	Incrtitudes liées à la caractérisation des matériaux utilisés	92
5.3.2	Incrtitudes liées à la configuration du réacteur Caliban	92
5.3.3	Incrtitudes liées à l'anti-réactivité de chaque expérience	92
5.3.4	Influence de la position de la source sur le résultat des expériences .	92
5.3.5	Influence de la position des barres, à réactivité fixée, sur le résultat des expériences	93
5.4	Incrtitudes liées au processus de détection	95
5.4.1	Application aux différentes méthodes de détermination de l'efficacité des détecteurs	95
5.4.2	Etude de l'influence de la position des détecteurs	97
5.4.3	Application à la détermination de la constante de décroissance . . .	97
5.4.4	Application à la détermination du temps mort du détecteur	98
5.5	Incrtitudes liées au processus d'analyse	99
5.5.1	Application à la méthode de Rossi	99
5.5.2	Application à la méthode de Feynman	101
5.5.3	Application au formalisme d'Hansen Dowdy	102
5.5.4	Application au formalisme de Hage-Cifarelli	103
5.6	Intercomparaisons d'expériences de bruit neutronique	104
5.6.1	Présentation des acteurs des manipulations conjointes	104
5.6.2	Interprétation des expériences réalisées sur le site du CEA Valduc, France	105
5.6.3	Interprétation des expériences réalisées sur le site du NNSS, Nevada, USA	116
5.7	Bilan, propagation d'incertitudes appliquées à une expérience du réacteur Caliban	121
6	Conclusion : Amélioration de la sûreté par les mesures de bruit	123
6.1	Extrapolation de l'approche sous-critique sur le réacteur Caliban	123
6.2	Extrapolation de l'approche sous-critique sur le réacteur Godiva IV	124

6.3	Enseignements des mesures de bruit neutronique réalisées et non réalisées	125
A	Glossaire	129
B	Configurations des réacteurs pendant les expériences réalisées	131
B.1	Expériences sur le réacteur Caliban	131
B.2	Expériences sur les réacteurs du NNSS	136
C	Détermination des réactivités atteintes après les expériences de <i>rod-drop</i>	139
D	Description des procédures utilisées pour l'analyse de bruit	143
D.1	Génération d'une courbe de Rossi	143
D.2	Génération d'un diagramme de Feynman, à largeur de fenêtre fixée a	143
D.3	Génération d'une courbe de Feynman, avec une largeur de fenêtre variable	144
D.4	Application du formalisme de Hage-Cifarelli	145
D.5	Résolution déterministe des équations de la cinétique	146
E	Bibliographie	147
E.1	Ouvrages de référence	147
E.2	Phénoménologie	147
E.2.1	Multiplication de fuite et multiplication totale	147
E.2.2	Caractérisation de la multiplicité (nombre de neutrons par fission)	147
E.2.3	Caractérisation des neutrons retardés	148
E.2.4	Calcul neutronique et simulation	148
E.3	Enjeux des mesures de bruit	148
E.3.1	Amélioration de la sûreté des installations existantes	148
E.3.2	Application au pilotage des ADS (Accelerator Driven Systems)	149
E.4	Méthodes déterministes de détermination de la réactivité	149
E.5	Méthodes employées dans les mesures de bruit	149
E.5.1	Méthodes de Rossi et de Feynman	149
E.5.2	Méthodes dérivées de la méthode de Rossi	150
E.5.3	Méthodes dérivées de la méthode de Feynman	151
E.5.4	Méthodes fréquentielles	151
E.6	Détermination des paramètres cinétiques à partir des mesures de bruit	152
E.7	Domaine de validité des méthodes de mesure de bruit neutronique	153
E.7.1	Facteurs de correction spatiale	153
E.7.2	Analyse d'incertitudes	154
E.7.3	Problématiques associées à la détection	154
E.8	Moyens utilisés	154
E.8.1	Installations expérimentales	154
E.8.2	Codes de calcul et logiciels	155

F	Liste des publications et communications réalisées par l'auteur	157
G	Liste des symboles utilisés	159

Liste des figures

1	<i>Avenirs possibles du neutron dans un réacteur</i>	iii
2	<i>Représentation symbolique du comptage neutronique dans un système fissile à très bas niveau de flux</i>	iv
1.1	<i>Comptages corrélés et décorrélés, d'après Nolen</i>	5
1.2	<i>Excès de variance d'un signal avec une composante corrélée</i>	15
1.3	<i>Détermination du temps mort</i>	19
1.4	<i>Illustration de la méthode des aires</i>	27
2.1	<i>Le réacteur Caliban</i>	31
2.2	<i>Le réacteur Godiva IV</i>	32
2.3	<i>Le réacteur Planet</i>	33
2.4	<i>Le réacteur Flatop</i>	34
2.5	<i>Détecteur à Hélium 3 utilisé au SMNC</i>	35
2.6	<i>Chambre à fission utilisée au SMNC</i>	35
2.7	<i>Premier dispositif expérimental</i>	36
2.8	<i>Ensembles d'amplification et de discrimination</i>	37
2.9	<i>Alimentations HT du dispositif expérimental</i>	38
2.10	<i>Etalonnage des détecteurs à hélium 3</i>	38
2.11	<i>Temps morts des détecteurs à hélium 3 en série</i>	41
2.12	<i>Conditions expérimentales pour les mesures de bruit sur le réacteur Caliban</i>	44
3.1	<i>Encadrement de l'expérience 5.4 par une hypothèse basse et une hypothèse haute, en cinétique à 6 groupes de précurseurs, sur le réacteur Caliban</i>	52
3.2	<i>Formalisme de Hansen-Dowdy à -150 ¢, d'après les mesures de la chambre B du détecteur à hélium 3</i>	54
3.3	<i>Exemple d'évolution des taux de comptages simples, doubles ou triples avec la largeur d'intervalle d'enregistrement</i>	54
3.4	<i>Constantes de décroissance des neutrons prompts en fonction de l'anti-réactivité des expériences sur le réacteur Caliban, en utilisant la chambre à fission</i>	57
3.5	<i>Courbe de Rossi à -30 ¢, d'après les mesures de la chambre à fission sur le réacteur Caliban</i>	57

3.6	Constante de décroissance des neutrons prompts en fonction de l'inverse du comptage décorrélié des expériences sur le réacteur Planet, en utilisant le détecteur à Hélium 3	58
3.7	Courbe de Feynman, faisant apparaître l'influence des neutrons retardés sur le réacteur Planet, en utilisant le détecteur à Hélium 3	60
3.8	Courbe théorique de Nelson, et mesures expérimentales associées sur le réacteur Caliban avec la chambre à fission	62
3.9	Application de la méthode de la pente aux mesures réalisées avec la chambre à fission sur le réacteur Caliban	62
3.10	Mesures de l'écart à la prompt-criticité sur le réacteur Caliban, en utilisant la chambre à fission	66
4.1	Variations du facteur g^* du réacteur Caliban avec la position de la source, évaluées avec les codes PARTISN et TRIPOLI 4	80
4.2	Variations du facteur g^* sur une sphère, nue ou réfléchie, avec le facteur de multiplication effectif selon la distribution de la source (Spriggs)	81
4.3	Productions par fission en fonction du rayon de la maille considérée, pour différentes altitudes, évaluées par le code PARTISN sur le réacteur Caliban	82
4.4	Flux en fonction du rayon de la maille considérée, pour différentes altitudes (premier groupe d'énergie), évalué par le code PARTISN sur le réacteur Caliban	83
4.5	Flux adjoint en fonction du rayon de la maille considérée, pour différentes altitudes (premier groupe d'énergie), évalué par le code PARTISN sur le réacteur Caliban	83
4.6	Evolution des facteurs g^* et g du réacteur Caliban en fonction du k_{eff}	85
4.7	Evolution du facteur g^* en fonction de la position de la source (simulations PARTISN et TRIPOLI avec la bibliothèque ENDFB6)	86
4.8	Analyse de Rossi de l'expérience 6.13 sur le réacteur Caliban et de la simulation associée avec le list-mode patch : cas de la composante corrélée	87
4.9	Analyse de Rossi de l'expérience 6.13 sur le réacteur Caliban et de la simulation associée avec le list-mode patch : cas de la composante corrélée	88
5.1	Conditions expérimentales pour les mesures de bruit sur le réacteur Caliban	93
5.2	Influence de la position des barres de contrôle sur la multiplication prompte	94
5.3	Exemple d'extrait de courbe de Rossi, servant à l'évaluation du temps mort du système de détection	98
5.4	Coefficients de sensibilité associés aux paramètres du détecteur	103
5.5	Rapport Mt/Ml à différents niveaux de sous-criticité	104
5.6	Détecteur SNAP utilisé par le LANL	105
5.7	Détecteurs NPOD utilisés par le LANL	105
5.8	Comparaison des multiplications mesurées et simulées, pour les détecteurs du CEA et du LANL	110
5.9	Traitement Rossi en début, milieu et fin d'expérience 6.26	113
5.10	Excès de variance corrigé pour 1, 5, 15 ou 60 fichiers d'enregistrement	114
5.11	Déroulement de la divergence 6.26	116

6.1	<i>Mesures de bruit pendant une approche sous-critique</i>	123
D.1	<i>Exemple d'histogramme de Feynman</i>	144
D.2	<i>Exemple d'évolution de l'excès de variance avec la largeur d'intervalle d'enregistrement</i>	145
D.3	<i>Exemple d'évolution des taux de comptages simples, doubles ou triples avec la largeur d'intervalle d'enregistrement</i>	146

Liste des tableaux

1.1	<i>Multiplicités, facteurs de Diven et incertitudes associées</i>	3
2.1	<i>Sensibilité du détecteur à Hélium 3 aux rayonnements gamma</i>	39
2.2	<i>Détermination de l'efficacité de la chambre à fission</i>	39
2.3	<i>Détermination de l'efficacité du détecteur à Hélium 3</i>	40
2.4	<i>Détermination de la constante de décroissance du détecteur à Hélium 3</i>	42
2.5	<i>Evolution de l'émissivité de la source entre 2011 et 2013</i>	43
2.6	<i>Emissivité des sources utilisées lors des expériences au NCERC</i>	44
3.1	<i>Exemple de détermination de la réactivité atteinte après rod-drop sur le réacteur Caliban</i>	52
3.2	<i>Premières déterminations de pseudo-multiplications promptes sur le réacteur Caliban avec la chambre B du détecteur à Hélium 3</i>	53
3.3	<i>Applications de la méthode de Rossi-α au réacteur Caliban, configurations critiques, en utilisant la chambre à fission</i>	56
3.4	<i>Applications de la méthode de Rossi-α au réacteur Caliban, configurations sous-critiques, en utilisant la chambre à fission</i>	56
3.5	<i>Application de la méthode de Rossi au réacteur Planet, en utilisant le détecteur à Hélium 3</i>	59
3.6	<i>Application de la méthode de Rossi au réacteur Planet, en utilisant le détecteur à Hélium 3 (suite)</i>	59
3.7	<i>Détermination de la fraction effective de neutrons retardés à partir de mesures de Rossi critiques avec la chambre à fission sur le réacteur Caliban</i>	60
3.8	<i>Essais de détermination de la fraction effective de neutrons retardés à partir de la méthode du nombre de Nelson sur le réacteur Caliban, en utilisant la chambre à fission</i>	61
3.9	<i>Rapports g^*/g pris en compte pour appliquer la méthode du nombre de Nelson sur le réacteur Caliban avec la chambre à fission</i>	61
3.10	<i>Détermination de la fraction effective de neutrons retardés à partir de mesures de Rossi critiques sur les réacteurs Godiva IV et Planet, en utilisant le détecteur à Hélium 3</i>	64
3.11	<i>Détermination de la fraction effective de neutrons retardés à partir de mesures de Rossi sur-critiques sur les réacteurs Godiva IV et Planet, en utilisant le détecteur à Hélium 3</i>	65
3.12	<i>Mesures de l'écart à la prompt-criticité sur le réacteur Caliban, en utilisant la chambre à fission</i>	66

3.13	Détermination du temps de vie moyen des neutrons à partir de mesures de Rossi critiques sur le réacteur Caliban avec la chambre à fission	67
3.14	Détermination du taux de fissions spontanées par le formalisme de Hage Cifarelli sur le réacteur Caliban à partir de mesures avec le détecteur à Hélium 3	68
3.15	Détermination du taux de fissions spontanées par le formalisme de Hage Cifarelli sur le réacteur Godiva IV à partir de mesures avec le détecteur à Hélium 3	68
4.1	Simulations critiques associées à l'expérience 4.1 sur le réacteur Caliban avec le code TRIPOLI 4	72
4.2	Simulations sous-critiques associées à l'expérience 4.1 sur le réacteur Caliban avec le code TRIPOLI 4	72
4.3	Variation de réactivité consécutive au rod-drop de l'expérience 4.1 sur le réacteur Caliban, déterminée avec le code TRIPOLI 4	73
4.4	Simulations critiques associées à l'expérience 5.4 sur le réacteur Caliban avec le code TRIPOLI 4	73
4.5	Simulations sous-critiques associées à l'expérience 5.4 sur le réacteur Caliban avec le code TRIPOLI 4	73
4.6	Variation de réactivité consécutive au rod-drop de l'expérience 5.4 sur le réacteur Caliban, déterminée avec le code TRIPOLI 4	74
4.7	Détermination du facteur g^* associé à l'expérience 5.4 sur le réacteur Caliban avec le code TRIPOLI 4, sans correction de la réactivité	74
4.8	Variations du k_{eff} et de la multiplication avec la position du bloc de sécurité du réacteur Caliban, évaluées avec le code TRIPOLI 4	75
4.9	Variations du facteur g^* avec la position du bloc de sécurité du réacteur Caliban, évaluées avec le code TRIPOLI 4	75
4.10	Variations du k_{eff} et de la multiplication avec la position des barres de contrôle du réacteur Caliban, évaluées avec le code TRIPOLI 4	76
4.11	Variations du facteur g^* avec la position des barres de contrôle du réacteur Caliban, évaluées avec le code TRIPOLI 4	76
4.12	Variations du k_{eff} et de la multiplication avec la position de la source utilisée pour les expériences sur le réacteur Caliban, évaluées avec le code TRIPOLI 4	77
4.13	Variations du facteur g^* avec la position de la source utilisée pour les expériences sur le réacteur Caliban, évaluées avec le code TRIPOLI 4	77
4.14	Elaboration du facteur g^* du réacteur Caliban avec le code PARTISN	79
4.15	Variations du facteur g^* du réacteur Caliban avec la position de la source, évaluées avec le code PARTISN	80
4.16	Evaluation avec le code PARTISN du k_{eff} et du facteur g^* du réacteur Caliban pour différentes bibliothèques	84
4.17	Evaluation avec le code PARTISN du k_{eff} et du facteur g du réacteur Caliban pour différentes bibliothèques	84
4.18	Evaluation avec le code PARTISN et la bibliothèque ENDFB6 du k_{eff} des facteurs g et g^* du réacteur Caliban, pour différentes valeurs de densité	85
4.19	Evaluation du k_{eff} et des facteurs g et g^* du réacteur Caliban avec le code PARTISN et la bibliothèque ENDFB6, dans une configuration séparée	85

4.20	<i>Variations du facteur g^* du réacteur Caliban avec la position de la source, évaluées avec le code PARTISN et la bibliothèque ENDFB6</i>	86
4.21	<i>Traitement LANL des données simulées par le list-mode patch</i>	89
5.1	<i>Niveaux de confiance associés aux incertitudes</i>	92
5.2	<i>Définition des expériences de sensibilité des mesures de bruit à la position des barres de contrôle</i>	94
5.3	<i>Sensibilité des mesures de bruit à la position des détecteurs</i>	97
5.4	<i>Comparaison des résultats LANL / CEA lors des premières expériences conjointes sur le réacteur Caliban (cas fortement sous-critiques)</i>	107
5.5	<i>Simulation des expériences conjointes sur le réacteur Caliban avec les codes TRIPOLI IV et MCNP</i>	108
5.6	<i>Comparaison des multiplications de fuite entre LANL et CEA</i>	108
5.7	<i>Comparaison des multiplications de fuite du LANL et du CEA avec les valeurs simulées par le list-mode patch</i>	109
5.8	<i>Réactivités atteintes lors de la suite des expériences conjointes sur le réacteur Caliban (cas faiblement sous-critiques)</i>	111
5.9	<i>Comparaison des résultats LANL / CEA lors de la suite des expériences conjointes sur le réacteur Caliban (cas faiblement sous-critiques)</i>	111
5.10	<i>Comparaison des résultats LANL / CEA lors de la suite des expériences conjointes sur le réacteur Caliban (cas faiblement sous-critiques) - suite</i>	112
5.11	<i>Résultats CEA lors des expériences surcritiques sur le réacteur Caliban</i>	114
5.12	<i>Résultats CEA lors des expériences surcritiques sur le réacteur Caliban</i>	115
5.13	<i>Résultats CEA lors des expériences surcritiques sur le réacteur Caliban</i>	115
5.14	<i>Comparaison des résultats LANL / CEA lors des premières expériences conjointes sur le réacteur Godiva IV (cas fortement sous-critiques)</i>	117
5.15	<i>Comparaison des résultats LANL / CEA lors de la suite des expériences conjointes sur le réacteur Godiva IV (cas faiblement sous-critiques)</i>	117
5.16	<i>Comparaison des résultats LANL / CEA lors de la suite des expériences conjointes sur le réacteur Godiva IV (cas sur-critiques)</i>	118
5.17	<i>Résultats CEA lors des expériences conjointes sur le réacteur Planet</i>	119
5.18	<i>Résultats LANL reconstitués lors des expériences conjointes sur le réacteur Planet et comparaison avec les résultats CEA</i>	120
5.19	<i>Résultats CEA lors des expériences conjointes sur le réacteur Flattop</i>	120
5.20	<i>Résultats obtenus pour une position du bloc de sécurité de 40 mm</i>	121
6.1	<i>Approche sous-critique extrapolée sur le réacteur Godiva IV</i>	124
6.2	<i>Approche sous-critique extrapolée sur le réacteur Godiva IV - suite</i>	124
6.3	<i>Approche sous-critique extrapolée sur le réacteur Godiva IV - suite et fin</i>	125
6.4	<i>Bilan des méthodes mesures de bruit neutronique utilisées</i>	127
B.1	<i>Configurations du réacteur Caliban lors de la première semaine d'expériences</i>	131
B.2	<i>Configurations du réacteur Caliban lors de la deuxième semaine d'expériences</i>	131
B.3	<i>Configurations du réacteur Caliban lors de la troisième semaine d'expériences</i>	132

B.4	<i>Configurations du réacteur Caliban lors de la quatrième semaine d'expériences</i>	132
B.5	<i>Configurations du réacteur Caliban lors de la cinquième semaine d'expériences</i>	132
B.6	<i>Configurations du réacteur Caliban lors de la sixième semaine d'expériences (en présence d'une équipe LANL)</i>	133
B.7	<i>Configurations du réacteur Caliban lors de la septième semaine d'expériences</i>	134
B.8	<i>Configurations du réacteur Caliban lors de la huitième semaine d'expériences</i>	134
B.9	<i>Configurations du réacteur Caliban lors de la neuvième semaine d'expériences</i>	135
B.10	<i>Configurations du réacteur Caliban lors de la dixième semaine d'expériences (en présence d'élèves de l'EAMEA)</i>	135
B.11	<i>Configurations du réacteur Caliban lors de la onzième semaine d'expériences</i>	135
B.12	<i>Configurations du réacteur Godiva IV (cas faiblement sous-critiques)</i>	136
B.13	<i>Configurations du réacteur Godiva IV (cas sur-critiques)</i>	136
B.14	<i>Configurations du réacteur Planet</i>	136
B.15	<i>Configurations du réacteur Flatop</i>	137
C.1	<i>Détermination des réactivités atteintes après rod-drop lors de la première semaine d'expériences</i>	139
C.2	<i>Détermination des réactivités atteintes après rod-drop lors de la deuxième semaine d'expériences</i>	139
C.3	<i>Détermination des réactivités atteintes après rod-drop lors de la troisième semaine d'expériences</i>	140
C.4	<i>Détermination des réactivités atteintes après rod-drop lors de la quatrième semaine d'expériences</i>	140
C.5	<i>Détermination des réactivités atteintes après rod-drop lors de la cinquième semaine d'expériences</i>	140
C.6	<i>Détermination des réactivités atteintes après rod-drop lors de la sixième se- maine d'expériences</i>	140
C.7	<i>Détermination des réactivités atteintes après rod-drop lors de la septième semaine d'expériences</i>	141
C.8	<i>Détermination des réactivités atteintes après rod-drop lors de la huitième semaine d'expériences</i>	141
C.9	<i>Détermination des réactivités atteintes après rod-drop lors de la neuvième semaine d'expériences</i>	141
C.10	<i>Détermination des réactivités atteintes après rod-drop lors de la onzième semaine d'expériences</i>	141

Chapitre 1

Evaluation des paramètres cinétiques à partir des mesures de bruit neutronique

1.1 Objectifs du chapitre

Ce travail sur la réalisation et l'interprétation des mesures de bruit neutronique répond à des enjeux déjà identifiés depuis de nombreuses années - le plus ancien des articles cités dans la bibliographie a été écrit en 1945¹. Un inventaire des méthodes existantes est donc nécessaire.

La description des méthodes disponibles sera plus approfondie pour les méthodes effectivement utilisées. Les autres méthodes ne sont que citées. Le chapitre se termine par la présentation des méthodes déterministes qui permettront de valider, dans leur domaine de recouvrement, les informations fournies par les méthodes probabilistes.

1.2 Phénoménologie

La cinétique ponctuelle permet de décrire l'évolution de la population neutronique dans un système fissile. Cette approximation consiste à factoriser le flux neutronique, entre une composante qui ne dépend que du temps et une composante qui dépend de l'énergie, de la position et de la direction des neutrons. Cette approximation se fonde sur la durée de vie très faible des neutrons, alors que leur libre parcours moyen est important. Une perturbation en un point du réacteur se propage en tout point en un temps négligeable devant l'échelle de temps considérée pour le pilotage du réacteur. Nous considérerons cette hypothèse comme valide dans cette première étude phénoménologique.

Pendant une durée dt , $n \cdot \frac{dt}{\ell}$ neutrons de durée de vie moyenne ℓ disparaissent. En parallèle, $n \cdot k_{eff} \cdot (1 - \beta_{eff}) \cdot \frac{dt}{\ell}$ apparaissent instantanément après la fission, $\lambda \cdot c \cdot dt$ neutrons apparaissent par décroissance de c précurseurs avec une constante de décroissance λ (on considère une modélisation à un seul groupe de précurseurs) et $S \cdot dt$ neutrons apparaissent si une source externe de neutrons d'émissivité S est présente. Un bilan analogue sur le nombre de précurseurs montre que $n \cdot k_{eff} \cdot \beta_{eff} \cdot \frac{dt}{\ell}$ précurseurs sont apparus et que $\lambda \cdot c \cdot dt$ précurseurs ont disparu pendant le même temps élémentaire dt . On peut ainsi écrire les bilans :

1. Serber, The Definition of Neutron Multiplication, LA-335, 1945.

$$dn = n \cdot k_{eff} \cdot (1 - \beta_{eff}) \cdot \frac{dt}{\ell} + \lambda \cdot c \cdot dt + S \cdot dt - n \cdot \frac{dt}{\ell} \quad (1.1)$$

et

$$dc = n \cdot k_{eff} \cdot \beta_{eff} \cdot \frac{dt}{\ell} - \lambda \cdot c \cdot dt \quad (1.2)$$

Si on note θ le temps de génération moyen, mis par un neutron pour générer par fission un unique descendant, on peut remarquer que le facteur de multiplication effectif s'écrit $k_{eff} = \frac{\ell}{\theta}$. Pour des systèmes au voisinage de la criticité, on utilise le plus souvent la réactivité, définie par $\rho = \frac{k_{eff}-1}{k_{eff}}$. On peut alors aboutir à l'écriture classique du système des équations de la cinétique :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta_{eff}}{\theta} \cdot n + \lambda \cdot c + S \quad (1.3)$$

et

$$\frac{dc}{dt} = \frac{\beta_{eff}}{\theta} \cdot n - \lambda \cdot c \quad (1.4)$$

L'étude des états d'équilibre d'un tel système conduit soit au cas du réacteur critique à forte puissance, dans lequel l'émissivité de la source est négligeable devant la production de neutrons par fissions, soit au cas du réacteur sous-critique. Dans ce cas, la population neutronique se stabilise à un niveau décrit par :

$$n = \frac{S \cdot \theta}{-\rho} \quad (1.5)$$

Dans un système sous-critique, une source d'un débit de S neutrons émis par seconde provoque des chaînes de fissions, vouées à s'éteindre. Le rapport de la quantité de neutrons disparaissant du système, quelle que soit leur origine, par unité de temps, à la quantité de neutrons délivrés par la source par unité de temps est appelé **multiplication**. Ce paramètre est noté M , si on prend en compte les neutrons retardés, émis par l'intermédiaire des précurseurs plusieurs secondes après la fission. Il est noté M_p , si on ne prend pas en compte les neutrons retardés. Ces définitions conduisent à :

$$M = \frac{n}{S} \quad (1.6)$$

On détecte un débit de neutrons proportionnel à un coefficient $\frac{1}{1-k_{eff}}$, ou $\frac{1}{1-k_p}$ si on ne s'intéresse qu'aux seuls neutrons prompts.

Néanmoins, cette valeur moyenne de la population neutronique décrite par l'approximation de la cinétique ponctuelle n'est pas suffisante pour décrire un système sous-critique avec un faible niveau de flux. En effet celle-ci est issue de chaînes de fission de longueurs variables. Nolen, dans sa thèse², en décrit la distribution et les facteurs influents associés.

2. The Chain Length Distribution in Subcritical Systems, LA 13721-T, PhD Thesis, 2000

Des neutrons sources, provenant de sources externes, de sources internes (fissions spontanées) ou des précurseurs, vont initier des chaînes de descendance neutronique dont la longueur L va varier selon le nombre de neutrons émis par fission (on parlera de multiplicité des fissions, notée $\bar{\nu}_p$ si on ne s'intéresse qu'aux seuls neutrons prompts), le temps de vie moyen de chaque neutron, noté ℓ et la probabilité que l'événement de fin des neutrons soit une fission. La multiplicité des fissions peut être décrite de manière fine pour chaque valeur possible, ou par les seules valeurs encadrantes auxquelles est attribuée une probabilité, ou encore par sa valeur moyenne notée $\bar{\nu}_p$.

Si l'on s'intéresse à la probabilité $P(L)$ d'occurrence d'une chaîne de longueur L , on peut définir une longueur de chaîne moyenne $\bar{L} = \sum_i^\infty L \cdot P(L)$, égale à la multiplication prompte M_p .

La probabilité d'obtention d'un deuxième comptage corrélé à partir d'un premier comptage en $t = 0$, c'est-à-dire appartenant à la même chaîne que ce premier comptage, sera fonction de plusieurs paramètres cinétiques, permettant de caractériser le milieu :

- β_{eff} est la fraction de neutrons retardés, déjà définie dans l'introduction. Elle représente la proportion des neutrons qui naissent, après une fission, de la décroissance de certains produits de fission, appelés précurseurs. Ce paramètre essentiel du réacteur permet de quantifier l'écart entre la criticité retardée et la criticité prompte. La criticité retardée représente l'équilibre entre les neutrons disparaissant du système, par absorption ou par fuite, et les neutrons apparaissant dans le système, instantanément après une fission (en anglais, prompts) ou par la décroissance des précurseurs. A la prompt-criticité, cet équilibre est atteint sans la contribution des neutrons retardés. La cinétique du système en cas de dépassement de cet équilibre est beaucoup trop rapide pour permettre le pilotage de la réaction en chaîne. Le β_{eff} prend en compte la probabilité différente, liée à son énergie, qu'a un neutron retardé de provoquer une fission.
- k_∞ est le facteur de multiplication infini. Il représente le rapport d'une génération de neutrons à la génération précédente, sans prendre en compte les neutrons disparaissant par fuite, donc la géométrie du système.
- k_{eff} est le facteur de multiplication effectif. Il représente le rapport d'une génération de neutrons à la génération précédente.
- k_p est le facteur de multiplication instantané. Il représente le rapport d'une génération de neutrons à la génération précédente, en ne prenant pas en compte les neutrons émis, par l'intermédiaire des précurseurs, plusieurs secondes après la fission, souvent vus comme une source externe lors des analyses de bruit. k_{eff} et k_p sont reliés par $k_{eff} = (1 + \beta_{eff}) \cdot k_p$ ou $k_p = (1 - \beta_{eff}) \cdot k_{eff}$.
- α représente la constante de décroissance des neutrons prompts, c'est-à-dire la capacité de propagation des chaînes de fission. Ce paramètre est exprimé en fonction des précédents par $\alpha = \frac{k_p - 1}{\ell}$.
- Γ , facteur de Diven, s'écrit $\Gamma = \frac{\nu_p \cdot (\bar{\nu}_p - 1)}{\bar{\nu}_p^2}$. Le facteur de Diven traduit l'éloignement de la distribution de la multiplicité d'une distribution Gaussienne. Sa valeur est donnée dans la bibliographie, avec l'incertitude associée. On cite ainsi les éléments de J. Terrell³ :

Nucléide fissionnant	^{235}U (neutrons de 1, 25 MeV)	^{252}Cf (fissions spontanées)
$\bar{\nu}_p$	$2,65 \pm 0,07$	$3,86 \pm 0,07$
Γ	$0,786 \pm 0,018$	$0,844 \pm 0,002$

Tableau 1.1 – *Multiplicités, facteurs de Diven et incertitudes associées*

3. Distribution of Fission Neutron Numbers, 1957

Les chaînes de fissions sont simulées par Nolen (même ouvrage) à l'aide de deux outils de type Monte Carlo, Chain et MC++ afin de réaliser, après validation des modélisations, une étude paramétrique sur les probabilités de longueur de chaînes.

- Le facteur de multiplication instantané $k_p = (1 - \beta_{eff}) \cdot k_{eff}$ provoque, lorsqu'il augmente, un accroissement de la longueur de chaîne "asymptotique" du système, et mécaniquement diminue la probabilité que les chaînes ne comptent qu'un unique neutron $P(L = 1)$. Malgré le nombre de neutrons qu'elles contiennent, la probabilité d'apparition des chaînes de longueur importante est tellement faible que ces dernières n'influent pas sur la multiplication du système.
En revanche, pour un k_p trop élevé, va se poser la problématique du chevauchement des chaînes. Les difficultés résideront dans la calibration de l'instrumentation.
- La distribution adoptée pour décrire la multiplicité ν_p , à $\bar{\nu}_p$ fixé, a une influence significative sur la distribution de $P(L)$ suivant les valeurs de k_p ou de $\bar{\nu}_p$.
- La multiplicité prompte moyenne, lorsqu'elle évolue à k_p fixé, n'a pas d'influence sur le nombre de neutrons contenus dans les chaînes : l'augmentation du nombre de neutrons produits par fission est compensée par la diminution de la probabilité d'obtenir une fission. Dans son ouvrage de référence⁴, Keepin montre que la multiplicité moyenne d'un matériau fissile (noté comb) allié d'autres éléments fissiles X_i peut être donnée par :

$$\overline{\nu_{alliage}} = \overline{\nu_{comb}} + \sum_{X_i \neq comb} \frac{\Sigma_f(X_i)}{\Sigma_f(comb)} \cdot \overline{\nu_{X_i}} \quad (1.7)$$

- La nature de la source, ponctuelle, volumique uniforme ou EFM (équivalente au mode fondamental, c'est-à-dire ayant la même distribution que les émissions de neutrons par fissions dans le système stationnaire). Cette distribution a une influence sur $P(L)$. Il faut y voir le résultat de la concurrence entre la probabilité de fuir ou de générer une fission. Ainsi un même neutron source aura une probabilité décroissante de générer une chaîne de fissions s'il s'agit d'une source ponctuelle, volumique uniforme ou EFM.

La simulation sur laquelle est basée l'étude de Nolen ne prend pas en compte tous les facteurs d'influence, comme la perturbation du milieu par le détecteur, ou l'efficacité de ce dernier. On retiendra de ses conclusions que le temps de comptage est parfois important pour obtenir un nombre exploitable de comptages corrélés.

Le bruit neutronique désigne les fluctuations du signal neutronique au cours du temps, conséquences du comportement probabiliste des neutrons. Son analyse est exploitée par :

- la méthode de Rossi- α , basée sur l'écart de la détection de neutrons par rapport au comptage moyen après une première détection ;
- la méthode de Feynman, basée sur les écarts de variance par rapport à une distribution poissonnienne en fonction de la durée de la mesure ;
- les formalismes d'Hansen-Dowdy et de Hage-Cifarelli, adaptation de la méthode de Feynman pour des détecteurs nécessitant la modération des neutrons, avec un temps mort élevé ;
- les méthodes fréquentielles, en particulier CSDNA (Californium Source Driven Noise Analysis), qui exploitent la réaction du système à l'introduction d'un signal neutronique connu.

L'ordre de présentation des méthodes d'analyse du bruit neutronique permettra de prolonger cette étude phénoménologique par un traitement temporel du signal, la méthode de Rossi- α . La méthode de Feynman constitue une utilisation intégrale des propriétés du bruit neutronique, en exploitant le comptage enregistré pendant une fenêtre temporelle de la largeur connue. Les formalismes de Hansen-Dowdy et de Hage-Cifarelli permettent

4. Physics of nuclear Kinetics, 1964.

d'appliquer cette méthode à des détecteurs de plus grande efficacité. Enfin, les autres méthodes d'analyse de bruit, non applicables dans le cadre de ces travaux, ne sont citées que pour améliorer l'exhaustivité de cet inventaire.

1.3 Méthode de Rossi Alpha

La méthode de Rossi- α exploite la séparation du bruit neutronique entre signal aléatoire et neutrons corrélés issus de mêmes chaînes de fissions. Elle est basée sur la probabilité démontrée par Orndoff⁵ d'obtenir un comptage à un instant $t \geq 0$, un premier comptage étant enregistré en $t = 0$:

$$P(t) \cdot dt = \left[\frac{\epsilon_f \cdot k_p}{\ell} \cdot \left(\frac{\Gamma \cdot k_p}{2 \cdot (1 - k_p)} \right) \cdot e^{-\alpha \cdot t} + C \right] \cdot dt = A \cdot e^{-\alpha \cdot t} \cdot dt + C \cdot dt \quad (1.8)$$

C représente le taux de comptages décorrélés, et A le taux de comptages corrélés avec le premier comptage. Le paramètre ϵ_f désigne l'efficacité du détecteur rapportée au nombre de fissions dans le milieu observé.

Pour obtenir ce résultat, il convient de s'intéresser à la probabilité pour qu'une fission ait lieu en un temps quelconque t_0 :

$$p(t_0) \cdot dt_0 = F \cdot dt_0 \quad (1.9)$$

où F est le taux moyen de fission du système, nombre moyen de fissions par unité de temps.

On se référera à la figure 1.1 pour la suite de la démonstration.

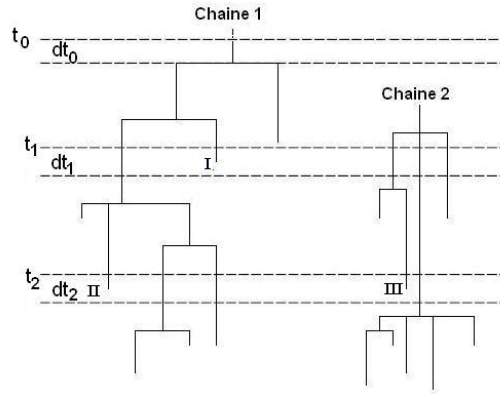


FIGURE 1.1 – *Comptages corrélés et décorrélés, d'après Nolen*

La probabilité pour qu'une première détection I ait lieu en $t_1 > t_0$, résultant de la fission en t_0 s'écrit alors :

$$p(t_1) \cdot dt_1 = \epsilon_f \cdot \bar{\nu}_p \cdot v \cdot \Sigma_f \cdot e^{-\alpha \cdot (t_1 - t_0)} \cdot dt_1 \quad (1.10)$$

5. *Prompt Neutron Periods of Metal Critical Assemblies*, Nuclear Science and Engineering, **2**, 150-160, 1957

où v représente la vitesse moyenne du neutron initial et Σ_f la section efficace macroscopique de fission.

De même, la probabilité pour qu'ait lieu en $t_2 > t_1$ un comptage II appartenant à la même chaîne que le comptage enregistré en t_1 s'écrit :

$$p(t_2) \cdot dt_2 = \epsilon_f \cdot (\bar{\nu}_p - 1) \cdot v \cdot \Sigma_f \cdot e^{-\alpha \cdot (t_2 - t_0)} \cdot dt_2 \quad (1.11)$$

En effet, le neutron I détecté en t_1 , ainsi que tous ses descendants potentiels, ont disparu de la chaîne de fission.

Les trois probabilités ci-avant étant indépendantes, la probabilité résultante s'obtient par multiplication. En notant p_{ν_p} la probabilité par fission d'avoir émission de ν_p neutrons prompts, on obtient la probabilité d'obtenir deux comptages corrélés en t_1 et t_2 par intégration sur toutes les fissions initiales possibles :

$$\begin{aligned} p_c(t_1, t_2) \cdot dt_1 \cdot dt_2 &= \int_{-\infty}^{t_1} \sum_{\nu_p} p_{\nu_p} \cdot p(t_1) \cdot dt_1 \cdot p(t_2) \cdot dt_2 \cdot p(t_0) \cdot dt_0 \\ &= \int_{-\infty}^{t_1} F \cdot \epsilon_f^2 \cdot (v \cdot \Sigma_f)^2 \cdot \overline{\nu_p \cdot (\nu_p - 1)} \cdot e^{-\alpha \cdot (t_1 + t_2 - 2 \cdot t_0)} \cdot dt_1 \cdot dt_2 \cdot dt_0 \\ &= F \cdot \epsilon_f^2 \cdot \frac{(v \cdot \Sigma_f)^2}{2 \cdot \alpha} \cdot \overline{\nu_p \cdot (\nu_p - 1)} \cdot e^{-\alpha \cdot (t_2 - t_1)} \cdot dt_1 \cdot dt_2 \\ &= F \cdot \epsilon_f^2 \cdot \frac{\overline{\nu_p \cdot (\nu_p - 1)}}{\bar{\nu}_p^2} \cdot \frac{k_p^2}{2 \cdot (1 - k_p) \cdot \ell} e^{-\alpha \cdot (t_2 - t_1)} \cdot dt_1 \cdot dt_2 \end{aligned} \quad (1.12)$$

Par ailleurs, la probabilité d'obtenir deux comptages aléatoires décorrelés I et III s'écrit :

$$p_a(t_1, t_2) \cdot dt_1 \cdot dt_2 = \epsilon_f^2 \cdot F^2 \cdot dt_1 \cdot dt_2 \quad (1.13)$$

D'où la probabilité globale d'obtenir deux comptages en t_1 et t_2 :

$$p(t_1, t_2) \cdot dt_1 \cdot dt_2 = \epsilon_f^2 \cdot F^2 \cdot dt_1 \cdot dt_2 + F \cdot \epsilon_f^2 \cdot \Gamma \cdot \frac{k_p^2}{2 \cdot (1 - k_p) \cdot \ell} e^{-\alpha \cdot (t_2 - t_1)} \cdot dt_1 \cdot dt_2 \quad (1.14)$$

En choisissant un temps $t_1 = 0$ et t_2 quelconque, on obtient la probabilité d'obtenir un deuxième comptage, corrélé ou décorrelé, après un premier comptage en $t = 0$:

$$P(t) \cdot dt = \epsilon_f \cdot F \cdot dt + F \cdot \epsilon_f \cdot \Gamma \frac{k_p^2}{2 \cdot (1 - k_p) \cdot \ell} e^{-\alpha \cdot t} \cdot dt \quad (1.15)$$

Un facteur g corrige l'amplitude corrélée du signal pour prendre en compte l'importance relative des neutrons dans les chaînes de fission suivant leur énergie et leur position.

Par ailleurs, pour que l'efficacité du détecteur soit indépendante de k_p , l'efficacité en coups par neutrons est substituée à l'efficacité en coups par fission, avec $\epsilon_c = \epsilon_f \cdot \frac{k_p}{\bar{\nu}_p}$. En effet, chaque neutron a k_p descendants à la génération suivante, si on ne considère pas les neutrons retardés, qui seront détectés avec le comptage décorrelé. Ces k_p descendants ont été créés par $\frac{k_p}{\bar{\nu}_p}$ fissions.

Le facteur g^* est présenté dans le paragraphe suivant. Il permet de prendre en compte l'importance relative des neutrons dans la multiplication du système, suivant sa localisation et son énergie. Les $\epsilon_f \cdot F$ détections de fissions décorréliées peuvent être remplacées par $\epsilon_c \cdot M \cdot S$ détections de neutrons.

On obtient finalement :

$$P(t) \cdot dt = A \cdot e^{-\alpha \cdot t} \cdot dt + C \cdot dt \quad (1.16)$$

où

$$A = g \cdot \frac{\epsilon_c \cdot \overline{\nu_p} \cdot \Gamma}{2 \cdot \ell} \cdot \frac{k_p}{1 - k_p} \quad (1.17)$$

$$\alpha = \frac{k_p - 1}{\ell} \quad (1.18)$$

$$C = \frac{\epsilon_c \cdot g^* \cdot S}{1 - k} \quad (1.19)$$

Ce formalisme permet, en traçant le logarithme du signal neutronique après soustraction de la composante constante, de déterminer l'amplitude du bruit corrélé, ainsi que la valeur du paramètre α .

1.4 Facteurs de correction spatiale : de la modélisation ponctuelle à la mesure réelle

Si la source (qui peut être une source externe ou interne au système) est distribuée selon le mode fondamental (Equivalent Fundamental Mode Source), la multiplication sera exactement égale à $\frac{1}{1 - k_{eff}}$. Sinon, il faudra utiliser un facteur correctif g^* qui peut être compris comme le rapport de l'importance moyenne d'un neutron source sur l'importance moyenne d'un neutron de fission. Il permet de traduire l'influence différente qu'aura un neutron sur la multiplication du système, suivant sa localisation et son énergie.

La multiplication M s'écrit alors :

$$M = \frac{g^*}{1 - k_{eff}} \quad (1.20)$$

De même, un neutron aura une influence différente sur la composante corrélée du signal neutronique suivant sa localisation d'émission. Un facteur correctif, noté g , sera appliqué à la composante corrélée du signal.

Le but de cette partie est d'en dresser une expression analytique, qui en permettra le calcul par le code déterministe PARTISN, développé par le Oak Ridge National Laboratory, en collaboration avec le Los Alamos National Laboratory⁶.

6. Ray E. ALCOUFFE, Randal S. BAKER, Jon A. DAHL, Scott A. TURNER, Robert C. WARD, *PARTISN : A Time-Dependant, Parallel Neutral Particle Transport Code System*, LA-UR-05-3925 Manual, May 2005

1.4.1 Correction de la composante décorrélée du signal : le facteur g^*

La démonstration de l'expression de ce facteur est extraite de l'article de G.D. Spriggs⁷.

La multiplication M a été définie comme le nombre de neutrons créés dans le système par nombre de neutrons sources. En prenant une source de débit S et une durée de vie moyenne des neutrons ℓ , il vient :

$$M = \frac{n}{\ell \cdot S} \quad (1.21)$$

En utilisant les taux de production P , de perte (par fuite ou absorption) L et de création par la source S , le flux Φ à l'état stationnaire du système sous-critique vérifie :

$$P\Phi - L\Phi + S = 0 \quad (1.22)$$

où

$$P\Phi = \int \chi_f(E) \cdot \bar{\nu} \cdot \Sigma_f(E') \cdot \Phi(r, E', \Omega') \, dE' \, d\Omega' \, dr \, dE \, d\Omega \quad (1.23)$$

$$L\Phi = \int \left(\vec{\Omega} \cdot \vec{\text{grad}}\Phi(r, E, \Omega) + \Sigma_a \cdot \Phi(r, E, \Omega) \right) \, dr \, dE \, d\Omega \quad (1.24)$$

$$S = \int \chi_s(E) \cdot s(r) \, dr \, dE \, d\Omega \quad (1.25)$$

On note P' , L' et S' les taux de production, de perte (par fuite ou absorption) et de création par la source pondérés par le flux adjoint fondamental. Ils s'écrivent :

$$P'\Phi_s = \int \chi_f(E) \cdot \bar{\nu} \cdot \Sigma_f(E') \cdot \Phi_s(r, E', \Omega') \cdot \Phi_0^+(r, E) \, dE' \, d\Omega' \, dr \, dE \, d\Omega \quad (1.26)$$

$$L'\Phi_s = \int \left(\vec{\Omega} \cdot \vec{\text{grad}}\Phi_s(r, E, \Omega) \cdot \Phi_0^+(r, E) + \int \Sigma_a \cdot \Phi_s(r, E, \Omega) \cdot \Phi_0^+(r, E) \right) \, dr \, dE \, d\Omega \quad (1.27)$$

$$S' = \int \chi_s(E) \cdot s(r) \cdot \Phi_0^+(r, E) \, d\Omega \, dr \, dE \quad (1.28)$$

où Φ_0^+ est le flux adjoint fondamental et Φ_s la solution du problème stationnaire à source fixe.

Φ_0^+ est la solution du problème à valeur propre adjoint :

7. Robert D. BUSCH, Shigeaki OKAJIMA, Takeshi SAKURAI, Gregory D. SPRIGGS, *The Equivalent, Fundamental Mode Source*, 1996

$$L^+ \Phi_0^+ = \frac{P^+ \Phi_0^+}{k_{eff}} \quad (1.29)$$

On définit de même le facteur de multiplication à source fixe adjoint k'_s comme le rapport des productions et des pertes solutions du problème stationnaire à source fixe, pondéré par le flux adjoint :

$$P' \Phi_s - L' \Phi_s + S' = 0 \quad (1.30)$$

soit

$$k'_s = \frac{P' \Phi_s}{L' \Phi_s} \quad (1.31)$$

Le problème stationnaire à source fixe pondéré par le flux adjoint peut alors être réécrit :

$$k'_s \cdot L' \Phi_s - L' \Phi_s + S' = 0 \quad (1.32)$$

Ce qui est équivalent à :

$$k'_s - 1 + \frac{S'}{L' \Phi_s} = 0 \quad (1.33)$$

On peut alors exprimer, dans la définition de la multiplication, le taux de pertes de neutrons $\frac{N}{\ell}$ avec l'opérateur de perte L :

$$M = \frac{L \Phi_s}{S} \quad (1.34)$$

Les deux équations précédentes permettent d'écrire :

$$M = \frac{L \Phi_s \cdot S'}{(1 - k'_s) \cdot L' \Phi_s \cdot S} \quad (1.35)$$

Au voisinage de la criticité, le facteur k'_s peut être assimilé au facteur de multiplication effectif k_{eff} . L'expression $M = \frac{g^*}{1 - k_{eff}}$ permet alors d'écrire par identification :

$$g^* = \frac{L \Phi_s \cdot S'}{L' \Phi_s \cdot S} \quad (1.36)$$

Si l'émission de neutrons par la source est négligeable devant la production de neutrons par fission, l'équation précédente peut être réécrite comme :

$$g^* = \frac{P \Phi_s \cdot S'}{P' \Phi_s \cdot S} \quad (1.37)$$

Pour obtenir une expression complète du facteur g^* , on exprime chacun des membres de l'expression précédente, en assimilant l'importance moyenne des neutrons de fission du problème à source fixe à l'importance moyenne des neutrons de fission du mode fondamental :

$$\begin{aligned}
 P'\Phi_s &= \int \chi_f(E) \cdot \bar{\nu} \cdot \Sigma_f(E) \cdot \Phi_s(r, E, \Omega) \cdot \Phi_0^+(r, E) \, d\Omega \, dr \, dE \\
 &= \bar{\nu} \cdot \int \Sigma_f(E) \cdot \Phi_s(r, E, \Omega) \cdot I(r) \, d\Omega \, dr \\
 &= \bar{\nu} \cdot \int f(r) \cdot I(r) \, dr \quad (1.38)
 \end{aligned}$$

$$S' = \int \chi_s(E) \cdot s(r) \cdot \Phi_0^+(r, E) \, dr \, dE = \int s(r) \cdot I_s(r) \, dr \quad (1.39)$$

$$P\Phi_s = \int \chi_f(E) \cdot \bar{\nu} \cdot \Sigma_f(E') \cdot \Phi(r, E', \Omega') \, dE' \, d\Omega' \, dr \, dE = \bar{\nu} \cdot \int f(r) \, d\Omega \, dr \quad (1.40)$$

$$S = \int s(r) \, dr \quad (1.41)$$

avec la définition des fonctions "importance des neutrons libérés par fission", "importance des neutrons issus de la source" et "distribution de fission" :

$$I(r) = \int \chi_f(E) \cdot \Phi_0^+(r, E) \, dE \quad (1.42)$$

$$I_s(r) = \int \chi_s(E) \cdot \Phi_0^+(r, E) \, dE \quad (1.43)$$

$$f(r) = \int \Sigma_f(E) \cdot \Phi(r, E, \Omega) \, d\Omega \, dE \quad (1.44)$$

On en déduit l'expression analytique du facteur g^* , pouvant être comprise comme l'importance moyenne d'un neutron source rapportée à l'importance moyenne d'un neutron de fission :

$$g^* = \frac{(\int s(r) \cdot I_s(r) \, dr) \cdot (\int f(r) \, dr)}{(\int f(r) \cdot I(r) \, dr) \cdot (\int s(r) \, dr)} \quad (1.45)$$

Le facteur g^* peut être obtenu en utilisant sa définition analytique, par l'intermédiaire d'un code déterministe, ou en réalisant deux simulations de type Monte-Carlo, l'une en criticité, l'autre à source fixée. On obtient ainsi le facteur de multiplication effectif du système, et la multiplication associée.

Le facteur g^* sera alors le rapport entre la multiplication simulée et celle que l'on obtiendrait à partir du k_{eff} si la source était distribuée selon le mode fondamental.

Dans le cas d'un système comprenant des sources multiples, le facteur g^* résultant sera obtenu par :

$$g^* = \frac{\sum_i g_i^* \cdot S_i}{\sum_i S_i} \quad (1.46)$$

Comme on le verra plus loin, le facteur correctif g^* est d'autant plus important que le k_{eff} est éloigné de 1. Le produit $g^* \cdot S$ peut être mesuré expérimentalement par comparaison avec une source connue. Les variations du facteur g^* en fonction de la position de la source utilisée pour la mesure de bruit feront l'objet d'une étude séparée.

1.4.2 Correction de la composante corrélée du signal : le facteur g

La démonstration de l'expression du facteur de correction spatiale de la composante corrélée du signal neutronique est issue des travaux de Benoît Richard pendant son projet de fin d'études du génie atomique puis sa thèse de doctorat.

On définit le taux de fission $f_s(r, t_0)$ en un instant t_0 et à une position r par :

$$f_s(r, t_0) = \int \Sigma_f(v) \cdot \phi_s(r, v, t_0) dv \quad (1.47)$$

On définit $\phi_d(t_1; r, t_0)$ comme le nombre de neutrons présents dans un détecteur à l'instant t_1 pour un neutron présent en r à l'instant t_0 . On peut alors exprimer ϕ_d en fonction de la fonction de Green, $G(r_1, t_1; r, v_0, t_0)$, soit le flux neutronique attendu en r_1 à l'instant t_1 pour un neutron de vitesse v_0 introduit en r à un instant t_0 :

$$\phi_d(t_1; r, t_0) = \int_{\text{détecteur}} \int \chi(v_0) \cdot G(r_1, t_1; r, v_0, t_0) dv_0 dr_1 \quad (1.48)$$

Comme ν_p neutrons sont nés lors de la fission qui a donné naissance au neutron initial en (r, t_0) , le taux de comptage attendu dans le détecteur s'écrit $\epsilon_d \cdot \nu_p \cdot \phi_d(t_1; r, t_0)$.

Ce taux de comptage est la probabilité pour le neutron né en (r_0, t_0) d'être détecté en r à t_1 . Il ne prend pas en compte les secondes détections, corrélées à la première, qui seront provoquées par les $\nu_p - 1$ branches qui n'ont pas été détectées, $\epsilon_d \cdot (\nu_p - 1) \cdot \phi_d(t_1; r, t_0)$.

Le taux de double comptages corrélés pourra donc s'écrire :

$$\epsilon_d^2 \cdot \overline{\nu_p \cdot (\nu_p - 1)} \cdot \int_{t_0=-\infty}^{t_1} \int_{\text{reacteur}} f_s(r, t_0) \cdot \phi_d(t_1; r, t_0) \cdot \phi_d(t_2; r, t_0) dr dt_0 \quad (1.49)$$

Cela permet, en normalisant par le taux de comptage moyen dans le détecteur $\epsilon_d \cdot \phi(r_d)$ d'obtenir la composante corrélée $R_c(t_1, t_2)$ de la formule de Rossi :

$$R_c(t_1, t_2) = \frac{\epsilon_d \cdot \overline{\nu_p \cdot (\nu_p - 1)}}{\phi_s(r_d)} \cdot \int_{t_0=-\infty}^{t_1} \int_{\text{reacteur}} f_s(r, t_0) \cdot \phi_d(t_1; r, t_0) \cdot \phi_d(t_2; r, t_0) dr dt_0 \quad (1.50)$$

La fonction de Green peut elle-même être décomposée en fonction de modes spatiaux instantanés, en utilisant n_p et n_p^+ les fonctions propres, directe et adjointe, de l'opérateur de transport de Boltzmann, associées à la valeur propre α_p , avec un flux neutronique associé $\phi_p = \int v \cdot n_p(r_d, v) dv$ et une fonction importance associée $I_p(r) = \int \chi(v) \cdot n_p^+(r, v_0) dv_0$:

$$\phi_d(t_1; r, t_0) = \sum_{p=0}^{\infty} I_p(r) \cdot \frac{\phi_p(r_d)}{\langle n_p, n_p^+ \rangle} \cdot e^{\alpha_p \cdot (t_1 - t_0)} \quad (1.51)$$

Les deux équations précédentes permettent d'obtenir, par substitution puis intégration :

$$R_c(t_1, t_2) = \sum_{p=0}^{\infty} A_p(r) \cdot e^{\alpha_p \cdot (t_2 - t_1)} \quad (1.52)$$

où

$$A_p = \frac{\epsilon_d \cdot \overline{\nu_p \cdot (\nu_p - 1)}}{\phi_s(r_d)} \cdot \sum_i \left(\frac{\phi_p(r_d) \cdot \phi_i(r_d)}{-\alpha_p - \alpha_i} \right) \int_{\text{reacteur}} f(r) \cdot \frac{I_p(r) \cdot I_i(r)}{\langle n_p, n_p^+ \rangle \cdot \langle n_i, n_i^+ \rangle} dr \quad (1.53)$$

Cette équation suppose que le flux ϕ_s n'a pas évolué pendant la chaîne de comptages corrélés, et ne dépend que de la position, ce qui est pertinent dans un système loin de la criticité prompte.

Si on assimile le signal au seul mode fondamental, en négligeant les autres harmoniques, l'expression précédente devient :

$$R_c(t_1, t_2) = \frac{\epsilon_d \cdot \overline{\nu_p \cdot (\nu_p - 1)}}{-2 \cdot \alpha_0 \cdot \phi_s(r_d)} \cdot \left(\frac{\phi_0(r_d)^2}{\langle n_0, n_0^+ \rangle^2} \right) \int_{\text{reacteur}} f(r) \cdot I_0(r)^2 dr \cdot e^{\alpha_0 \cdot (t_2 - t_1)} \quad (1.54)$$

Cette expression utilise une efficacité de détection ϵ_d en fonction du nombre de neutrons entrant dans le détecteur. On lui préférera une efficacité ϵ_c en fonction du nombre de neutrons présents dans le réacteur :

$$\epsilon_d \cdot \phi_0(r_d) = \epsilon_c \cdot \tau_f \cdot \int_{\text{reacteur}} f(r) dr \cdot \frac{\overline{\nu_p}}{k_p} \quad (1.55)$$

$$= \epsilon_c \cdot \tau_f \cdot \int_{\text{reacteur}} f(r) dr \cdot \frac{\tau_f}{\ell} \quad (1.56)$$

où ℓ représente le temps de vie moyen des neutrons et τ_f le temps moyen entre deux fissions.

Le produit scalaire $\langle n_0, n_0^+ \rangle$ s'écrit :

$$\langle n_0, n_0^+ \rangle = \tau_f \cdot \int_{\text{reacteur}} f(r) \cdot I_0(r) dr \quad (1.57)$$

On retrouve l'expression indiquée précédemment :

$$A = g \cdot \frac{\epsilon_c \cdot \overline{\nu_p} \cdot \Gamma}{2 \cdot \ell} \cdot \frac{k_p}{1 - k_p} \quad (1.58)$$

où

$$g = \frac{\phi_0(r_d)^2}{\phi_s(r_d)^2} \cdot \frac{\int f(r) \, dr \cdot \int f(r) \cdot I_0(r)^2 \, dr}{\left[\int f_0(r) \cdot I_0(r) \, dr \right]^2} \quad (1.59)$$

Si le flux en la position du détecteur peut être considéré comme proportionnel à son mode fondamental, il vient :

$$g = \frac{\int f(r) \, dr \cdot \int f(r) \cdot I(r)^2 \, dr}{\left[\int f(r) \cdot I(r) \, dr \right]^2} \quad (1.60)$$

Une autre expression peut être obtenue en utilisant les moments d'ordre 1 et 2 de la fonction importance :

$$g = 1 + \frac{\overline{I^2} - \bar{I}^2}{\bar{I}^2} \quad (1.61)$$

où

$$\bar{I} = \frac{\int f(r) \cdot I(r) \, dr}{\int f(r) \, dr} \quad (1.62)$$

et

$$\overline{I^2} = \frac{\int f(r) \cdot I(r)^2 \, dr}{\int f(r) \, dr} \quad (1.63)$$

1.5 Détermination de la fraction de neutrons retardés

1.5.1 Exploitation d'expériences critiques

Les définitions précédentes permettent par ailleurs de déterminer β_{eff} . Les méthodes ci-dessous sont fournies par Gregory D. Spriggs⁸.

Si la vie moyenne des neutrons ℓ est connue, il suffit de se placer à la criticité. On a alors par définition, en identifiant par l'indice 0 les paramètres cinétiques à la criticité :

$$\beta_{eff} = -\alpha_c \cdot \ell \quad (1.64)$$

Sinon on peut mesurer à la fois A_c et α_c à la criticité. On obtient alors :

$$A_c = -\alpha_c \cdot g \cdot \frac{\epsilon_c \cdot \overline{\nu_p} \cdot \Gamma}{2} \cdot \frac{1 - \beta}{\beta_{eff}^2} \quad (1.65)$$

L'exploitation de cette expression nécessite de se placer à la criticité, ce qui impose des conditions expérimentales difficiles. Deux méthodes sont proposées pour y répondre.

8. *Two Rossi- α Techniques for Measuring the Effective Delayed Neutron Fraction*, Nuclear Science and Engineering, **113**, 161-172, 1993

1.5.2 Méthode de la pente

La méthode de la pente consiste en une écriture de α comme fonction affine de $1/C$:

$$\alpha = -\frac{k_{eff} \cdot \beta_{eff}}{\ell} + m_0 \cdot \frac{1}{C} \quad (1.66)$$

où

$$m_0 = -\frac{\epsilon_c \cdot g^* \cdot S}{\ell} \quad (1.67)$$

On peut vérifier que l'on retrouve l'expression de la constante de décroissance des neutrons prompts en remplaçant le comptage décorrélé par son expression, donnée par l'équation 1.59. La mise en œuvre de cette méthode nécessite un travail au voisinage de la criticité, ce qui permet de négliger la variation du facteur de multiplication effectif devant la variation de l'inverse du comptage décorrélé.

On obtient alors

$$\beta_{eff} = \frac{\frac{-m_0}{A_c}}{\frac{2 \cdot g^* \cdot S}{g \cdot \bar{\nu}_p \cdot \Gamma} - \frac{-m_0}{A_c}} \quad (1.68)$$

Pour éviter de mesurer A_c , qui correspond à des conditions expérimentales difficiles (criticité), on a recours à :

$$A \cdot \alpha = A_c \cdot \alpha_c \cdot \left(1 - \frac{\epsilon_c \cdot g^* \cdot S}{C}\right) \quad (1.69)$$

Le mesure de β dépendra alors de 5 facteurs :

- Le facteur de dispersion neutronique ou facteur de Diven Γ ;
- Le nombre de neutrons prompts par fission $\bar{\nu}_p$;
- Le facteur de correction spatiale de l'importance relative des neutrons dans les chaînes de fission g ;
- Le facteur de correction spatiale pour l'obtention de la source fondamentale équivalente g^* ;
- Le taux d'émission neutronique total, interne ou externe S .

1.5.3 Méthode du nombre de Nelson

La méthode du nombre de Nelson (du nom d'un universitaire américain), noté N , est issue des propriétés des composantes corrélées et décorréées isolées par la méthode de Rossi. La composante corrélée est liée à la propagation de chaînes de fissions. Elle ne fait donc intervenir que les seuls neutrons prompts. En revanche la composante décorréée prend en compte toute la multiplication de la source, que les neutrons aient été émis instantanément après la fission ou après un retard. L'observation conjointe de ces deux composantes revient donc à comparer des effets liés à l'ensemble des neutrons d'une part, aux seuls neutrons prompts d'autre part. Ces derniers peuvent ainsi être caractérisés

A partir de la définition du nombre de Nelson (sans unité) :

$$N = -\frac{2 \cdot g^* \cdot S}{g \cdot \bar{\nu}_p \cdot \Gamma} \cdot \frac{A}{\alpha \cdot C} \quad (1.70)$$

on obtient

$$N = -\frac{1 - \beta}{\beta_{eff}} \cdot \frac{\rho_{\$}}{1 - \rho_{\$}} \iff \beta_{eff} = \frac{\rho_{\$}}{N \cdot (1 - \rho_{\$})^2 - \rho_{\$}} \quad (1.71)$$

$\rho_{\$}$ représente la réactivité exprimée en dollars (\$), c'est-à-dire rapportée à la fraction de neutrons retardés. Pour de faibles valeurs de réactivité, on utilise le cent (¢).

Si $\alpha = f\left(\frac{1}{C}\right)$ est linéaire, on remplacera $\rho_{\$}$ par $1 - \frac{\alpha}{\alpha_c}$, d'où

$$\beta_{eff} = \frac{\frac{\alpha_c}{\alpha} - \left(\frac{\alpha_c}{\alpha}\right)^2}{N + \left[\frac{\alpha_c}{\alpha} - \left(\frac{\alpha_c}{\alpha}\right)^2\right]} \quad (1.72)$$

Ce qui permet de s'affranchir de $\rho_{\$}$. Les erreurs dans la détermination de β pourront être minimisées en se plaçant au voisinage de $\rho_{\$} = -1\$$. Réciproquement, si β_{eff} est connu, cette méthode permettra de déterminer le facteur de multiplication effectif ou la réactivité.

1.6 Méthode de Feynman

1.6.1 Principe de la méthode

Les neutrons appartenant à une même chaîne de fission vont générer des bouffées de détection neutronique. Celles-ci vont éloigner le signal de sa moyenne par rapport à une distribution poissonnienne : elles vont générer un excès de variance par rapport à un signal poissonnien, que l'on notera Y .

La figure 1.2 permet, pour une largeur d'intervalle de mesure fixée, de visualiser cet excès de variance.

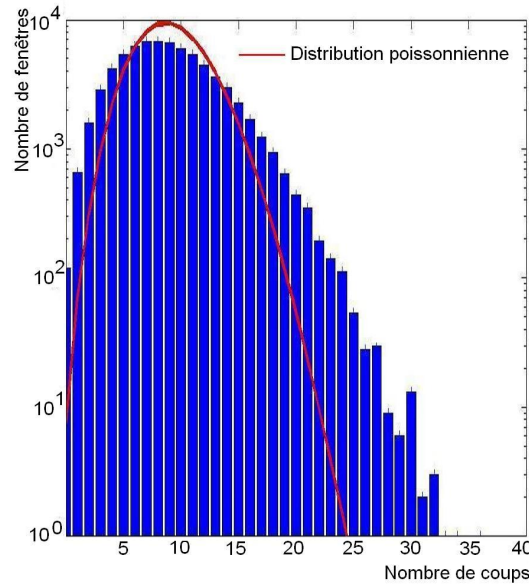


FIGURE 1.2 – *Excès de variance d'un signal avec une composante corrélée*

Lorsque la largeur d'intervalle de mesure varie, l'excès de variance peut être décrit par :

$$\frac{\overline{C^2} - \overline{C}^2}{\overline{C}} = 1 + \frac{\overline{C \cdot (C - 1)} - \overline{C}^2}{\overline{C}} = 1 + Y \quad (1.73)$$

où

$$Y = \frac{\epsilon_f \cdot \Gamma}{(\beta_{eff} - \rho)^2} \cdot \left[1 - \frac{1 - e^{-\alpha \cdot T_0}}{\alpha \cdot T_0} \right] \quad (1.74)$$

Les valeurs moyennes $\overline{C}$ sont des valeurs intégrées pour une fenêtre d'enregistrement de largeur T_0 .

Ce résultat est démontré en utilisant les fonctions de génération $F(x, y, t)$ et $f(x)$ associées aux probabilités :

- $P(N, C, t, N_0, 0, 0)$ que le système comporte N neutrons à un instant t et que C détections aient eu lieu entre 0 et t , pour N_0 neutrons présents au temps 0 où commence la détection (les deux derniers '0' correspondent à l'absence de détection en situation initiale, pour $t = 0$) ;
- $p(n)$, qu'une fission émette n neutrons prompts.

Ces fonctions sont définies comme :

$$F(x, y, t) = \sum_N \sum_C P(N, C, t) \cdot x^N \cdot y^C \quad (1.75)$$

et

$$f(x) = \sum_n p(n) \cdot x^n \quad (1.76)$$

Ce qui permet d'exploiter leurs moments d'ordre 1 :

$$\left. \frac{\partial F}{\partial x} \right|_{x=y=1} = \overline{N} \quad \left. \frac{\partial F}{\partial y} \right|_{x=y=1} = \overline{C} \quad \left. \frac{\partial f}{\partial x} \right|_{x=1} = \overline{\nu_p} \quad (1.77)$$

et leurs moments d'ordre 2 :

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} \right|_{x=y=1} &= \overline{N \cdot (N - 1)} & \left. \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} \right|_{x=y=1} &= \overline{C \cdot (C - 1)} \\ \left. \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial y} \right|_{x=y=1} &= \overline{C \cdot N} & \left. \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \right|_{x=1} &= \overline{\nu_p \cdot (\nu_p - 1)} \end{aligned} \quad (1.78)$$

Par une méthodologie qualifiée par Paszit et Pal de *Forward Approach* (modélisation par l'amont)⁹, on montre l'écriture sous forme d'équation de Kolmogorov :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} P(N, C, t) &= S \cdot P(N - 1, C, t) \\ &+ (N + 1) \cdot P(N + 1, C, t) \cdot v \cdot \Sigma_C \\ &+ \sum_n (N + 1 - n) \cdot P(N + 1 - n, C, t) \cdot p(n) \cdot v \cdot \Sigma_f \\ &+ (N + 1) \cdot P(N + 1, C - 1, t) \cdot v \cdot \Sigma_d \\ &- P(N, C, t) \cdot [S + N \cdot v \cdot (\Sigma_C + \Sigma_f + \Sigma_d)] \end{aligned} \quad (1.79)$$

L'application de cette formule aux fonctions génératrices permet d'aboutir au résultat.

Paszit et Pal développent également une autre méthode de justification, qualifiée de *Backward Approach* (modélisation par l'aval). Elle est basée sur le comportement de la cascade issue d'un unique neutron initial, avec comme préalable la description de la relation entre la distribution des neutrons sources, et ces uniques neutrons initiateurs.

L'expression de l'excès de variance peut également être déduite par intégration de l'expression du bruit neutronique utilisée dans les méthodes de Rossi-alpha.

9. *Neutron Fluctuations, a treatise on the physics of branching processes*, Elsevier, 2008

Si l'on s'intéresse au nombre de paires pendant un intervalle T_0 , on obtient :

$$\begin{aligned} \left(\frac{\overline{C \cdot (C - 1)}}{2} \right) &= \int_0^{T_0} \int_{t_1}^{T_0} C \cdot (C + A \cdot e^{-\alpha(t_2 - t_1)}) \cdot dt_2 \cdot dt_1 \\ &= C^2 \cdot \frac{T_0^2}{2} + \frac{C \cdot A \cdot e^{\alpha T_0}}{\alpha^2} - \frac{C \cdot A}{\alpha^2} + \frac{C \cdot A \cdot T_0}{\alpha} \end{aligned} \quad (1.80)$$

On fait l'approximation $\overline{C} = C \cdot T_0$. Il vient alors :

$$\begin{aligned} \left(\frac{\overline{C \cdot (C - 1)}}{2} \right) &= \frac{\overline{C}^2}{2} - \frac{\overline{C} \cdot A}{\alpha^2 \cdot T_0} \cdot (1 - e^{-\alpha T_0}) + \frac{A \cdot \overline{C}}{\alpha} \\ &= \frac{\overline{C}^2}{2} + \frac{\overline{C} \cdot A}{\alpha} \cdot \left[1 - \frac{1 - e^{-\alpha T_0}}{\alpha \cdot T_0} \right] \end{aligned} \quad (1.81)$$

d'où

$$Y(T_0) = \frac{\overline{C^2} - \overline{C}^2}{\overline{C}} - 1 = \frac{2 \cdot A}{\alpha} \cdot \left[1 - \frac{1 - e^{-\alpha T_0}}{\alpha \cdot T_0} \right] = \frac{\epsilon_f \cdot \Gamma}{(\beta_{eff} - \rho)^2} \cdot \left[1 - \frac{1 - e^{-\alpha T_0}}{\alpha \cdot T_0} \right] \quad (1.82)$$

La méthode de Feynman est ainsi souvent vue comme une méthode intégrale de la méthode de Rossi. Au lieu de s'intéresser au temps de comptage à un certain instant, on intègre tous ces instants dans un intervalle, qui lui est variable.

Inversement, Pal et Pazsit utilisent le formalisme de la *Backward Approach* pour justifier l'expression du signal neutronique utilisée dans les méthodes de Rossi- α .

1.6.2 Paramètres cinétiques accessibles

La méthode de Feynman permet d'accéder directement à l'écart à la prompt-criticité $\beta_{eff} - \rho$ du système (via la valeur limite pour des durées infinies), si l'efficacité ϵ_f et le facteur de Diven Γ sont connus. Le paramètre α peut être évalué via la pente à l'origine ou via la constante de temps des exponentielles. Cette méthode convient également pour la détermination du temps de vie des neutrons, au travers d'expériences à réactivité connue.

Par ailleurs, l'article de Feynman, de Hoffmann et Serber, indique une autre utilisation de l'excès de variance, permettant d'obtenir le moment d'ordre 2 de la multiplicité, et donc d'améliorer la connaissance de sa distribution.

Enfin, une méthode très proche est celle des zéros de Mogilner, basée sur la probabilité de n'obtenir aucun comptage pendant une durée t . Cette probabilité, qui peut être mesurée expérimentalement, s'écrit à partir de sa fonction génératrice :

$$P_M(0, t) = [1 + \Psi(t)]^{\frac{-Z(t)}{\Psi(t)}} \quad (1.83)$$

où

$$\Psi(t) = \frac{\epsilon_f \cdot \Gamma}{(\beta_{eff} - \rho)^2} \cdot \left[1 - \frac{1 - e^{-\alpha \cdot t}}{\alpha \cdot t} \right] \quad (1.84)$$

1.7 Formalisme de Hansen-Dowdy

1.7.1 Principe

La méthode de Feynman peut être déployée avec des détecteurs modérés par du polyéthylène. L'efficacité de détection est alors accrue, mais certaines caractéristiques du signal sont modifiées : il faut prendre en compte le ralentissement dans les détecteurs et le temps mort associé. On parlera de formalisme de Hansen-Dowdy.

On note β la constante de décroissance dans le détecteur (devant laquelle α est négligeable) et D_1 le nombre D de l'isotope multiplicatif (à ne pas confondre avec le facteur de Diven ou facteur de dispersion neutronique, aussi noté Γ) défini par :

$$D_1 = \frac{\overline{\nu_1(\nu_1 - 1)}}{\overline{\nu_1}} \quad (1.85)$$

D_1 est le produit du facteur de Diven par la multiplicité moyenne.

A partir des probabilités d'obtention de un, deux ou trois comptages, on démontre¹⁰ que l'excès de variance corrigé par le temps mort τ défini par :

$$Y_C = \frac{Y + 2 \cdot \tau \cdot \frac{\overline{C}}{T_0}}{1 - 4 \cdot \tau \cdot h} \quad (1.86)$$

où

$$h = \frac{\overline{C}}{T_0} + \frac{\epsilon \cdot \beta \cdot D_1 \cdot (\widetilde{M}_p - 1)}{2} \quad (1.87)$$

s'écrit :

$$Y_C = \epsilon_c \cdot \widetilde{M}_p \cdot \left[D_0 + D_1 \cdot (\widetilde{M}_p - 1) \right] \cdot \frac{T}{T_0} \cdot g(\beta \cdot T) \cdot e^{-\beta \cdot \tau} \quad (1.88)$$

où $T = T_0 - \tau$ et où la fonction g est définie par

$$g(x) = 1 - \frac{1 - e^{-x}}{x} \quad (1.89)$$

$\widetilde{M}_p$ désigne la pseudo-multiplication prompte du système, isolée lors de l'élaboration de ce formalisme par identification en écrivant, à partir d'une description ponctuelle $\widetilde{M}_p = \frac{1}{1 - k_p}$.

1.7.2 Prérequis

Ces méthodes nécessitent la détermination préalable de l'efficacité du détecteur ϵ_c , de son temps mort τ et de sa constante de décroissance β .

10. A. A. ROBBA, E. J. DOWDY, H. F. ATWATER, *Neutron Multiplication Measurements using Moments of the Neutron Counting Distribution*, Nuclear Instruments and Methods, **215**, 473-479, 1983

Le temps mort peut être obtenu d'une part par l'utilisation d'une source décorrélée, pour laquelle l'excès de variance corrigé par le temps mort doit être égal à 1. Une méthode plus précise utilise l'interprétation d'une courbe de Rossi, générée à partir du détecteur à Hélium3 : on observe sur cette courbe un intervalle de temps pendant lequel aucun comptage n'est détecté. Il s'agit par définition du temps mort.

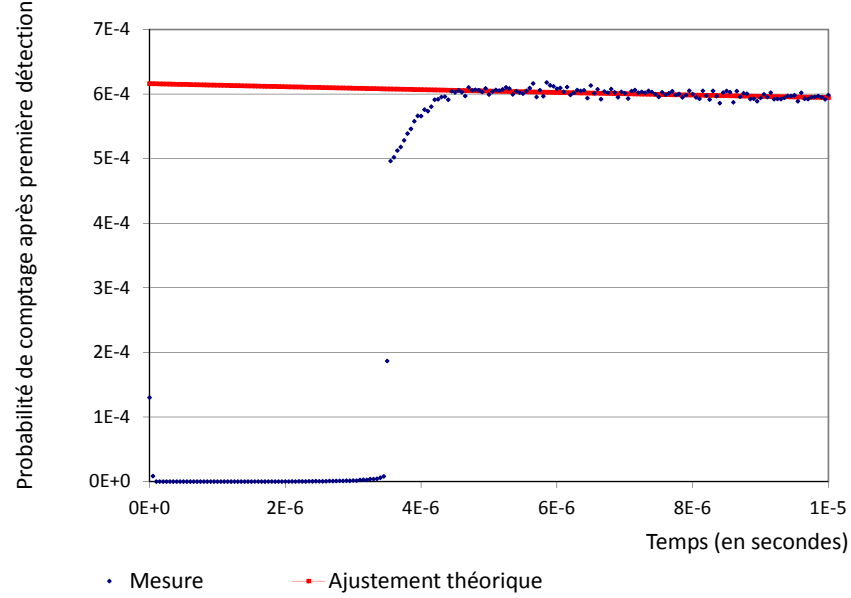


FIGURE 1.3 – Détermination du temps mort

Le formalisme d'Hansen Dowdy fait intervenir un temps mort moyen. Or la courbe précédente montre une évolution du temps pendant lequel le comptage moyen observé après un premier comptage est inférieur à sa valeur théorique. Pour déterminer une valeur moyenne de ce temps, on attribue à chaque point de la courbe 1.3 un poids égal à la variation de la perte de comptage entre ce point et le point précédent. Ce poids peut être compris comme la probabilité, sur toutes les observations ayant permis de générer la courbe, que le temps considéré soit le temps mort lu.

La constante de décroissance du détecteur est utilisée en exploitant la même courbe de Rossi. Elle peut être lue, pour chaque expérience, comme le coefficient de décroissance du signal corrélé.

Enfin, l'efficacité du détecteur utilisé peut être directement obtenue à partir de l'expression de Y_C^{Cf} , l'excès de variance corrigé associé à une source de Californium, tous les autres termes étant connus.

On peut également utiliser un deuxième détecteur de référence, indicé 2. On a alors, pour une même expérience observée :

$$\epsilon_1 = \frac{R_1}{R_2} \cdot \epsilon_2 \quad (1.90)$$

où ϵ_2 désigne l'efficacité du détecteur de référence, R_2 le taux de comptage mesuré associé au détecteur de référence et R_1 le taux de comptage mesuré associé au détecteur à caractériser.

Une étude paramétrique sur la position du détecteur a montré que cette approche n'est pas suffisante : elle néglige la contribution du temps mort.

Or on sait que le signal vrai, noté V , qui sert à comparer les deux détecteurs l'un par rapport à l'autre, s'écrit (en notant τ le temps mort et R le taux de comptage mesuré) :

$$V = \frac{R_1}{1 - R_1 \cdot \tau} \quad (1.91)$$

En remplaçant, il vient :

$$\epsilon_1 = \frac{R_1}{R_2} \cdot \frac{1 - R_2 \cdot \tau}{1 - R_1 \cdot \tau} \cdot \epsilon_2 \quad (1.92)$$

On peut choisir comme détecteur de référence une chambre à fission. La faible efficacité de ce détecteur le rend peu sensible aux pertes de comptage par temps mort. Dans ce cas, l'efficacité sera directement interprétée par :

- L'amplitude corrélée de la courbe de Rossi associée ;
- L'amplitude décorrélée de la courbe de Rossi associée ;
- L'amplitude à l'équilibre de la courbe de Feynman associée ;
- La pente à l'origine de la courbe de Feynman associée.

Naturellement, si cela est possible, un autre moyen de détermination de ϵ_c est l'utilisation d'une source connue.

1.7.3 Exploitation

On fixe arbitrairement une valeur pour la pseudo-multiplication $\widetilde{M}_p$ (par exemple 1) et on calcule la grandeur h :

$$h = \frac{\overline{C}}{T_0} + \frac{\epsilon \cdot \beta \cdot D_1 \cdot (\widetilde{M}_p - 1)}{2} \quad (1.93)$$

On évalue ensuite l'excès de variance corrigé par le temps mort du détecteur par :

$$Y_C = \frac{Y + 2 \cdot \tau \cdot \frac{\overline{C}}{T_0}}{1 - 4 \cdot \tau \cdot h} \quad (1.94)$$

Il permet d'obtenir :

$$\widetilde{M}_p = \frac{D_1 - D_0}{2 \cdot D_1} + \sqrt{\left(\frac{D_1 - D_0}{2 \cdot D_1} \right)^2 + \frac{D_0^{Cf} \cdot Y_C^U}{D_1 \cdot Y_C^{Cf}}} \quad (1.95)$$

où D_0 est le nombre D correspondant aux fissions spontanées, D_0^{Cf} est le nombre D correspondant à la source de Californium et D_1 est le nombre D correspondant aux fissions induites par la réaction de fissions en chaîne.

Cette valeur de multiplication permet d'itérer sur la définition du coefficient h , jusqu'à convergence.

Le facteur de multiplication effectif est alors obtenu par :

$$\widetilde{M}_p = \frac{1}{1 - k_p} \quad (1.96)$$

1.8 Formalisme de Hage-Cifarelli

1.8.1 Principe

Le formalisme de Hage Cifarelli¹¹ est basé sur le dénombrement des comptages simples "S", des doublets "D" et des triplets "T" dans une fenêtre de temps. L'expression de ces grandeurs fournit trois équations, dans lesquelles apparaissent quatre inconnues :

- Le taux de fissions spontanées, noté F ;
- La multiplication de fuite de l'échantillon à analyser, notée M_L , c'est-à-dire le nombre de neutrons qui fuient du système par neutron source introduit ;
- L'efficacité du système de détection, notée ϵ_c ;
- Le rapport des neutrons issus de réactions (α, n) aux neutrons issus de fissions spontanées, noté r_α .

Le signal peut être observé de deux manières différentes :

- Soit à partir d'intervalles d'observation de largeur a fixés de manière aléatoire ;
- Soit à partir d'intervalles d'observation de largeur a ouverts après chaque détection.

Ce second cas ne sera pas développé ici.

La largeur d'intervalle permet d'écrire les moments réduits d'ordre 1, 2 et 3 du signal mesuré :

$$\overline{m_1} = \frac{\sum n \cdot C_n}{1! \cdot \sum C_n} \quad (1.97)$$

$$\overline{m_2} = \frac{\sum n \cdot (n-1) \cdot C_n}{2! \cdot \sum C_n} \quad (1.98)$$

$$\overline{m_3} = \frac{\sum n \cdot (n-1) \cdot (n-2) \cdot C_n}{3! \cdot \sum C_n} \quad (1.99)$$

où C_n désigne le nombre de fenêtres de largeur T_0 contenant n détections pendant une durée de mesure T_m .

Les nombres de singulets, doublets et triplets, S, D et T, peuvent alors être déterminés en pratique en utilisant :

$$S = \frac{1}{T_0} \cdot \overline{m_1} \quad (1.100)$$

$$D = \frac{1}{T_0} \cdot \left(\overline{m_2} - \frac{1}{2} \cdot \overline{m_1}^2 \right) \quad (1.101)$$

$$T = \frac{1}{T_0} \cdot \left(\overline{m_3} - \overline{m_1} \cdot \overline{m_2} + \frac{1}{3} \cdot \overline{m_1}^3 \right) \quad (1.102)$$

On introduit les quantités :

11. D. M. CIFARELLI, W. HAGE *Models for a Three-Parameter Analysis of Measurements for Fissile Material Assay Neutron Signal Correlation*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A251**, 550-563, 1986

$$R1 = \frac{S}{w(1)} \quad (1.103)$$

$$R2 = \frac{D}{w(2)} \quad (1.104)$$

$$R3 = \frac{T}{w(3)} \quad (1.105)$$

où

$$w(1) = 1 \quad (1.106)$$

$$w(2) = 1 - \frac{1}{\beta \cdot T_0} \cdot (1 - e^{-\beta \cdot T_0}) \quad (1.107)$$

$$w(3) = 1 - \frac{1}{2 \cdot \beta \cdot T_0} \cdot (3 - 4 \cdot e^{-\beta \cdot T_0} + e^{-2 \cdot \beta \cdot T_0}) \quad (1.108)$$

β désigne la constante de décroissance dans le détecteur. $R1$, $R2$, et $R3$ désignent les valeurs asymptotiques des taux de comptage simple, double ou triple.

Ces quantités $R1$, $R2$, et $R3$, peuvent également être écrites en fonction des paramètres physiques recherchés, le taux de fissions spontanées F_s , la source de neutrons issus de réactions (α, n) S_α et la multiplication de fuite M_L .

$$R1 = \epsilon_c \cdot (b_{11} \cdot F_s + b_{12} \cdot S_\alpha) \quad (1.109)$$

$$R2 = \epsilon_c^2 \cdot (b_{21} \cdot F_s + b_{22} \cdot S_\alpha) \quad (1.110)$$

$$R3 = \epsilon_c^3 \cdot (b_{31} \cdot F_s + b_{32} \cdot S_\alpha) \quad (1.111)$$

Les coefficients b_{11} , b_{12} , b_{21} , b_{22} , b_{31} et b_{32} sont définis pour une durée de la mesure T_m par :

$$b_{11} = T_m \cdot M_L \cdot \overline{\nu_{s1}} \quad (1.112)$$

$$b_{12} = T_m \cdot M_L \quad (1.113)$$

$$b_{21} = T_m \cdot M_L^2 \cdot \left(\overline{\nu_{s2}} + \frac{M_L - 1}{\overline{\nu_{i1}} - 1} \cdot \overline{\nu_{s1}} \cdot \overline{\nu_{i2}} \right) \quad (1.114)$$

$$b_{22} = T_m \cdot M_L^2 \cdot \frac{M_L - 1}{\overline{\nu_{i1}} - 1} \cdot \overline{\nu_{i2}} \quad (1.115)$$

$$b_{31} = T_m \cdot M_L^3 \cdot \left(\overline{\nu_{s3}} + \frac{M_L - 1}{\overline{\nu_{i1}} - 1} \cdot (\overline{\nu_{s1}} \cdot \overline{\nu_{i3}} + 2 \cdot \overline{\nu_{s2}} \cdot \overline{\nu_{i2}}) + 2 \cdot \left(\frac{M_L - 1}{\overline{\nu_{i1}} - 1} \right)^2 \cdot \overline{\nu_{s1}} \cdot \overline{\nu_{i2}}^2 \right) \quad (1.116)$$

$$b_{32} = T_m \cdot M_L^3 \cdot \left(\frac{M_L - 1}{\overline{\nu_{i1}} - 1} \cdot \overline{\nu_{i3}} + 2 \cdot \left(\frac{M_L - 1}{\overline{\nu_{i1}} - 1} \right)^2 \cdot \overline{\nu_{i2}}^2 \right) \quad (1.117)$$

Dans ces définitions, outre les variables que l'on a déjà introduites, on a noté :

- $\overline{\nu_{s1}}$ et $\overline{\nu_{i1}}$ désignent les moments d'ordre 1, définis comme $\langle \nu \rangle = \sum_{j=0}^{\infty} \binom{j}{1} \cdot P_{\nu}(j)$, où ν désigne une multiplicité et P_{ν} sa probabilité associée, respectivement pour des fissions spontanées ou induites.
- $\overline{\nu_{s2}}$ et $\overline{\nu_{i2}}$ désignent les moments d'ordre 2, définis comme $\left\langle \frac{\nu \cdot (\nu - 1)}{2} \right\rangle = \sum_{j=0}^{\infty} \binom{j}{2} \cdot P_{\nu}(j)$, respectivement pour des fissions spontanées ou induites.
- $\overline{\nu_{s3}}$ et $\overline{\nu_{i3}}$ désignent les moments d'ordre 3, définis comme $\left\langle \frac{\nu \cdot (\nu - 1) \cdot (\nu - 2)}{6} \right\rangle = \sum_{j=0}^{\infty} \binom{j}{3} \cdot P_{\nu}(j)$, respectivement pour des fissions spontanées ou induites.

M_L est alors la plus petite solution supérieure à 1 de :

$$\alpha_0 + \alpha_1 \cdot M_L + \alpha_2 \cdot M_L^2 + \alpha_3 \cdot M_L^3 = 0 \quad (1.118)$$

où :

$$\alpha_0 = \frac{-R3 \cdot T_m}{\epsilon_c^3} \quad (1.119)$$

$$\alpha_1 = \frac{R2 \cdot T_m}{\epsilon_c^2} \cdot \left[\frac{\overline{\nu_{s3}}}{\overline{\nu_{s2}}} - 2 \cdot \frac{\overline{\nu_{i2}}}{\overline{\nu_{i1}} - 1} \right] \quad (1.120)$$

$$\alpha_2 = \frac{R1 \cdot T_m}{\epsilon_c \cdot (\overline{\nu_{i1}} - 1)} \cdot \left[\frac{\overline{\nu_{i2}} \cdot \overline{\nu_{s3}}}{\overline{\nu_{s2}}} - \overline{\nu_{i3}} \right] + 2 \cdot \frac{R2 \cdot T_m \cdot \overline{\nu_{i2}}}{\epsilon_c^2 \cdot (\overline{\nu_{i1}} - 1)} \quad (1.121)$$

$$\alpha_3 = 2 \cdot \frac{R2 \cdot T_m \cdot \overline{\nu_{i2}}}{\epsilon_c^2 \cdot (\overline{\nu_{i1}} - 1)} - \alpha_2 \quad (1.122)$$

Si M_L est connue, F_s et S_{α} peuvent alors être évalués par :

$$F_s = \frac{1}{T_m} \left[\frac{R2}{\epsilon_c^2 \cdot M_L^2 \cdot \bar{\nu}_{s2}} - \frac{R1 \cdot \bar{\nu}_{i2} \cdot (M_L - 1)}{\epsilon_c \cdot M_L \cdot \bar{\nu}_{s2} \cdot (\bar{\nu}_{i1} - 1)} \right] \quad (1.123)$$

et

$$S_\alpha = \frac{1}{T_m} \left[\frac{R1}{\epsilon_c \cdot M_L} \cdot \left(1 + \frac{\bar{\nu}_{s1} \cdot \bar{\nu}_{i2} \cdot (M_L - 1)}{\bar{\nu}_{s2} \cdot (\bar{\nu}_{i1} - 1)} \right) - \frac{R2 \cdot \bar{\nu}_{s1}}{\epsilon_c^2 \cdot M_L^2 \cdot \bar{\nu}_{s2}} \right] \quad (1.124)$$

1.8.2 Compléments

Le taux de comptage de triplets est difficile à déterminer expérimentalement avec une incertitude satisfaisante, ce qui se traduit parfois par des résultats absurdes (négatifs) en appliquant la méthode précédente. On peut contourner cette difficulté en négligeant le taux S_α . Le polynôme dont M_L est la plus petite racine supérieure à 1 s'écrit alors :

$$\alpha_0 + \alpha_1 \cdot M_L + \alpha_2 \cdot M_L^2 = 0 \quad (1.125)$$

où :

$$\alpha_0 = \frac{-\bar{\nu}_{s1}}{\bar{\nu}_{s2}} \quad (1.126)$$

$$\alpha_1 = \epsilon_c \cdot \frac{R1}{R2} \cdot \left[1 - \frac{\bar{\nu}_{s1} \cdot \bar{\nu}_{i2}}{\bar{\nu}_{s2} \cdot (\bar{\nu}_{i1} - 1)} \right] \quad (1.127)$$

$$\alpha_2 = \epsilon_c \cdot \frac{R1}{R2} \cdot \frac{\bar{\nu}_{s1} \cdot \bar{\nu}_{i2}}{\bar{\nu}_{s2} \cdot (\bar{\nu}_{i1} - 1)} \quad (1.128)$$

Une autre écriture du formalisme de Hage-Cifarelli est donnée par P. Peerani et M. Marin Ferrer¹², comme préalable à une étude des incertitudes associées :

On écrit ainsi :

$$S = F_s \cdot \epsilon_c \cdot M_L \cdot \nu_{s1} \cdot (1 + r_\alpha) \quad (1.129)$$

$$D = \frac{F_s \cdot \epsilon_c^2 \cdot f_d \cdot M_L^2}{2} \cdot \left[\nu_{s2} + (M_L - 1) \cdot \frac{\nu_{s1} \cdot \nu_{i2}}{\nu_{i1} - 1} \cdot (1 + r_\alpha) \right] \quad (1.130)$$

$$T = \frac{F_s \cdot \epsilon_c^3 \cdot f_t \cdot M_L^3}{6} \cdot \left[\nu_{s3} + (M_L - 1) \cdot \frac{3 \cdot \nu_{s2} \cdot \nu_{i2} + \nu_{s1} \cdot \nu_{i3} \cdot (1 + \alpha)}{\nu_{i1} - 1} + 3 \cdot \left(\frac{M_L - 1}{\nu_{i1} - 1} \right)^2 \cdot \nu_{s1} \cdot (1 + r_\alpha) \cdot \nu_{i2}^2 \right] \quad (1.131)$$

Dans ces équations, outre les variables que l'on a déjà introduites, on a noté :

12. P. PEERANI, M. MARIN FERRER, *Sensitivity Analysis of Physical/Operational Parameters in Neutron Multiplicity Counting*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A577**, 682-689, 2007

- r_α désigne le rapport de l'émission de neutrons par réactions (α, n) sur l'émission de neutrons par fission spontanée.
- f_d et f_t sont les fractions de fenêtres d'acquisition des doublets et des triplets de détection, prenant en compte la décroissance des neutrons prompts pendant la durée des fenêtres d'observation. Elles prennent en compte la probabilité que respectivement deux ou trois neutrons émis en même temps soient détectés dans une même fenêtre de coïncidence. Elles s'expriment respectivement :

$$f_d = \frac{\int_P^{P+G} e^{-\frac{P}{\ell}} dt}{\int_0^\infty e^{-\frac{P}{\ell}} dt} = e^{-\frac{P}{\ell}} \cdot \left(1 - e^{-\frac{G}{\ell}}\right) \quad (1.132)$$

$$f_t = \frac{1}{2} \cdot e^{-2 \cdot \frac{P}{\ell}} \cdot \left(1 - e^{-2 \cdot \frac{G}{\ell}}\right) \quad (1.133)$$

où P désigne le prétemps d'ouverture de la fenêtre de coïncidence, G la durée d'ouverture de la fenêtre de coïncidence et ℓ la durée de vie moyenne des neutrons.

1.8.3 Limites de la méthode dans la problématique d'intercomparaison

La méthode de Hage Cifarelli permet d'accéder à la multiplication de fuite, c'est-à-dire au nombre de neutrons qui fuient du système par neutron source introduit. La multiplication issue du formalisme d'Hansen-Dowdy est la multiplication totale $\widetilde{M}_p$, c'est-à-dire le nombre de neutrons qui disparaissent du système par neutron source introduit. Serber a démontré qu'au voisinage de la criticité, ces deux notions pouvaient être reliées par :

$$\widetilde{M}_p = \frac{M_L \cdot \bar{\nu} - 1 - \frac{\sigma_a}{\sigma_f}}{\bar{\nu} - 1 - \frac{\sigma_a}{\sigma_f}} \quad (1.134)$$

Cette relation est basée sur l'écriture de la multiplication de fuite. On peut décrire ce paramètre comme le nombre de neutrons fuyant à l'extérieur du système, c'est-à-dire générés sans être absorbés. En notant Q_f le taux de fissions résultant de l'introduction d'un unique neutron dans le système, il vient :

$$M_L = 1 + Q_f \cdot \left(\bar{\nu} - 1 - \frac{\sigma_a}{\sigma_f}\right) \quad (1.135)$$

De même la multiplication totale peut être écrite comme :

$$\widetilde{M}_p = 1 + Q_f \cdot \bar{\nu} \quad (1.136)$$

L'identification de ces deux expressions fournit le résultat.

Cette relation est néanmoins basée sur une modélisation ponctuelle du réacteur. Elle ne prend pas en compte les différences de comportement de la population neutronique suivant le site d'introduction du neutron initial.

Une analyse expérimentale est présentée dans le chapitre consacré aux incertitudes, les multiplications prompts et de fuite étant déterminées indépendamment en utilisant les méthodes de Hansen-Dowdy et de Hage-Cifarelli.

1.9 Autres méthodes d'analyse de bruit

Les autres méthodes citées dans ce paragraphe n'ont pas été étudiées pendant le travail de recherche. Elles sont néanmoins citées pour mémoire :

1.9.1 Méthode de distribution des intervalles ou méthode de Babala

Cette méthode¹³ est basée sur les probabilités de distribution temporelle des intervalles entre les détections, ou entre une origine choisie aléatoirement et la prochaine détection.

1.9.2 Méthodes CSDNA - Californium Source Driven Noise Analysis

Une autre solution développée par Williams¹⁴ consiste en l'utilisation de la *fonction d'autocorrélation* du signal obtenu pour la population neutronique :

$$\phi_{nn}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2 \cdot T} \int_{-T}^T n(t) \cdot n(t + \tau) dt \quad (1.137)$$

La transformée de Fourier de cette fonction,

$$\phi_{nn}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i \cdot \omega \cdot \tau} \phi_{nn}(\tau) d\tau = \epsilon \cdot \lambda_f \cdot \bar{n} \left[1 + \frac{\sum_i Y_i \cdot \alpha_i^2}{\alpha_i^2 + \omega_i^2} \right] \quad (1.138)$$

permet d'aboutir rapidement à une valeur de α , que ce soit graphiquement ou par une méthode des moindres carrés. Ce signal d'autocorrélation peut également être exploité pour l'exploitation du signe de la différence du signal avec sa moyenne ou pour l'exploitation des intersections du signal avec sa valeur moyenne.

La "proportion spectrale" (*Spectral Ratio*) est définie par

$$R_{ij}(\omega) = \frac{G_{1i}(\omega)^* \cdot G_{1j}(\omega)}{G_{11}(\omega) \cdot G_{ij}(\omega)} \quad (1.139)$$

où $G_{ij}(\omega)$ désigne la fonction de corrélation entre les signaux i et j , 1 désignant la chambre d'ionisation associée à la source. Ce rapport peut donc être vu comme le produit de la corrélation de la source avec chacun des détecteurs, rapportée à la corrélation des détecteurs entre eux et à la corrélation entre les détecteurs. On démontre alors que

$$\frac{R_m - R_c}{k_m - k_c} = \frac{R_p - R_c}{k_p - k_c} \iff k_m = k_c + (R_m - R_c) \cdot \frac{k_p - k_c}{R_p - R_c} \quad (1.140)$$

où les indices m désignent les grandeurs mesurées, les indices c les grandeurs calculées par une méthode de Monte Carlo et les indices p les grandeurs calculées par une méthode de Monte-Carlo après perturbation. Le Spectral Ratio permet d'accéder au facteur de multiplication effectif. Cette méthode est appelée CSDNA, pour Californium Source Driven Noise Analysis. Elle est rappelée ici pour mémoire mais ne sera pas utilisée expérimentalement : la caractérisation du signal source impose l'utilisation d'une source neutronique instrumentée.

1.9.3 Autres méthodes fréquentielles

Les méthodes fréquentielles décrites par Robert E. Uhrig¹⁵, sont essentiellement associées à la modélisation de la fonction de transfert du milieu observé.

13. Dusan BABALA, *Interval Distribution in Neutron Counting Statistics*, Nuclear Science and Engineering, **28**, 243-246, 1967

14. M. M. R. WILLIAMS, *Random Processes in Nuclear Reactors*, 1974

15. Robert E. UHRIG, *Random Noise Techniques in Nuclear Reactor Systems*, 1970

On aura alors recours à la fonction d'auto-corrélation du signal issu d'un détecteur, ou aux fonctions d'intercorrélation des signaux issus de plusieurs détecteurs, pour évaluer les paramètres cinétiques du système. Les paramètres cinétiques accessibles sont dérivés de la constante de décroissance des neutrons prompts.

1.9.4 Méthode des aires

Cette méthode nécessite l'utilisation d'une source pulsée : un traitement de Rossi est réalisé après une bouffée de neutrons prompts. On obtient alors le type de graphique représenté figure 1.4 (NB : courbe théorique, la méthode n'ayant pas pu être mise en œuvre) :

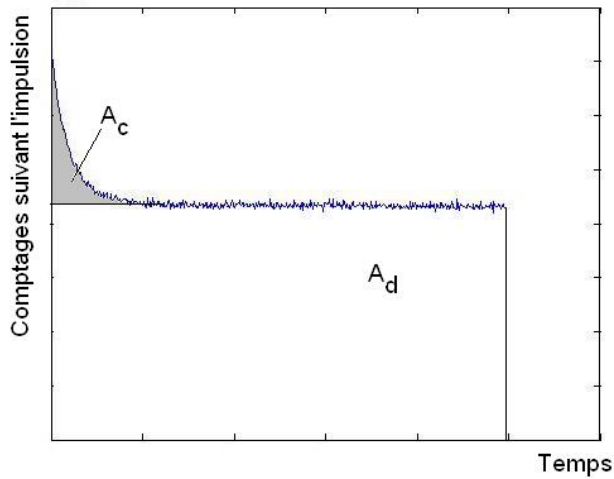


FIGURE 1.4 – Illustration de la méthode des aires

A_c et A_d étant définies comme sur le schéma ci-dessus, on a alors :

$$\rho_s = -\frac{A_c}{A_d} \quad (1.141)$$

1.10 Méthodes déterministes de détermination de la réactivité

1.10.1 Lecture de la période

La détermination de la période, ou de son inverse, le taux de croissance, permet, en utilisant l'équation de Nordheim, de déterminer la réactivité d'un système au voisinage de la criticité :

$$\rho = \theta/T + \sum_i \frac{\beta_i}{1 + \lambda_i \cdot T} \quad (1.142)$$

(en négligeant les différences d'importance entre les groupes de neutrons retardés).

La période (ou le taux de croissance) peuvent être déterminés par un traitement numérique d'un enregistrement de la puissance, ou directement par un traitement électronique du contrôle commande de l'installation.

Par ailleurs, on remarque que si on néglige le terme θ/T , la réactivité peut être fournie directement en dollars, unité correspondant à la fraction de neutrons retardés, sans connaissance *a priori* de celle-ci. Cette approximation est particulièrement pertinente sur le réacteur Caliban, compte tenu du temps de génération, de l'ordre de la dizaine de nanosecondes.

1.10.2 Chute de barre

Cette méthode permet de ramener la réactivité à une valeur prédéfinie de manière brutale mais contrôlée. Pour cela la hauteur de la barre est fixée d'après la courbe d'efficacité différentielle associée. Si la période associée à cette réactivité est faible en valeur absolue, elle peut être vérifiée pendant la chute.

Sinon, une simulation des équations de la cinétique permet d'ajuster le signal mesuré au signal attendu compte tenu de la réactivité (paramètre à ajuster), et des niveaux de puissance initiaux et finaux (paramètres mesurés).

Une troisième solution, explicitée par Keepin¹⁶, réside dans la mesure de l'intégrale du comptage après l'éjection de la barre :

$$\rho_{\$} = \frac{\sum_i \frac{a_i}{\lambda_i} \cdot n_0}{\int_0^\infty n(t) dt} = \frac{12,75 \cdot n_0}{\int_0^\infty n(t) dt} \quad (1.143)$$

où a_i représente l'abondance des neutrons retardés issus du groupe i de précurseurs, n_0 est le comptage initialement mesuré à l'état critique, et 12,75 la valeur approximative du coefficient pour de l'Uranium 235. Cette méthode n'a pas été appliquée pendant la thèse, compte tenu de la forte émissivité de la source utilisée.

1.10.3 Ejection de source

Cette méthode est également basée sur la mesure de période, à réactivité négative fixée, entre un état du réacteur correspondant à la multiplication d'une source externe de neutrons et des fissions spontanées, et un état correspondant à la seule multiplication des fissions spontanées.

1.10.4 Méthode NSM (Neutron Source Multiplication)

Cette méthode est basée sur la résolution des équations de la cinétique, en adoptant la réactivité comme paramètre variable, et en adoptant des conditions initiales pour les différents groupes de précurseurs fonctions de la population neutronique et de la fraction de neutrons retardés de chaque groupe. L'équation maîtresse d'un tel système est alors :

$$\rho^{sub}(t) = -\beta + \frac{\sum_{i=1}^6 \beta_i \cdot \left(n_0 \cdot e^{-\lambda_i \cdot t} + \lambda_i \cdot \int_0^t e^{-\lambda_i \cdot (t-\tau)} \cdot n(\tau) d\tau \right)}{n(t)} + \frac{n_0 \cdot \rho_0^{sub}}{n(t)} \quad (1.144)$$

1.11 Bilan

Les méthodes d'analyse de bruit présentées dans ce chapitre peuvent être réparties en trois familles principales :

16. KEEPIN, *Physics of nuclear Kinetics*, 1964

- Les méthodes basées sur l'observation des événements en fonction de la variable "temps", à savoir la méthode de Rossi et les méthodes dérivées ;
- Les méthodes fondées sur l'analyse statistique d'un signal en fonction de ses paramètres d'enregistrement, à savoir la méthode de Feynman et les méthodes dérivées, dont en particulier les formalismes de Hansen-Dowdy et de Hage-Cifarelli ;
- Les méthodes utilisant les fonctions de corrélations croisées ou d'auto-corrélation du signal enregistré, conséquences de la fonction de transfert du système étudié.

Ces méthodes viennent compléter les méthodes déterministes d'analyse du signal neutronique, qui requièrent un taux de comptage minimal pour fournir un résultat exploitable. Le choix de la méthode optimale à employer sera dicté par les moyens expérimentaux à disposition et par les paramètres recherchés.

Chapitre 2

Dispositifs expérimentaux

2.1 Objectifs du chapitre

Les méthodes présentées précédemment ont été appliquées à quatre réacteurs différents lors d'une douzaine de semaines d'expériences. Ce chapitre a pour but de décrire ces importants moyens expérimentaux, mais aussi les moyens connexes utilisés, détecteurs et sources. Ces derniers doivent être adaptés à la configuration observée, mais aussi aux paramètres recherchés. Le chapitre s'achève par la description des expériences réalisées, c'est-à-dire par la présentation des enjeux expérimentaux auxquels il a fallu répondre.

2.2 Réacteurs utilisés

2.2.1 Un réacteur du CEA Valduc : le réacteur Caliban

Le réacteur Caliban est un outil expérimental du CEA Valduc, permettant d'atteindre des réactivités de l'ordre de -20 \$ à $1,1$ \$ au dessus de la criticité retardée.



FIGURE 2.1 – *Le réacteur Caliban*

Il est composé de dix disques d'un alliage uranium-molybdène hautement enrichi en Uranium 235 (93,5 %). Ces disques sont répartis en deux blocs. Un bloc fixe occupe la partie haute du réacteur, et un bloc mobile ou bloc de sécurité permet d'assurer des fonctions de

sécurité (chute en cas d'incident) et de pilotage (pour des k_{eff} variant d'environ 0,88 à environ 0,98). Le pilotage du réacteur pour des réactivités supérieures est réalisé par quatre barres composées du même alliage que le combustible, trois barres de contrôle, notées BC1, BC2 et BC3 et une barre d'excursion, servant au passage prompt-critique, notée BE. La lecture de la position du bloc de sécurité est réalisée avec une précision de 0,001 mm, et celle des barres de contrôle avec une précision de 0,01 mm.

Une cavité centrale dans les disques du réacteur permet de placer des échantillons à caractériser, ou à irradier, ou une source d'interrogation. La source utilisée, sauf mention contraire, dans les expériences décrites ici est une source de 15,99 MBq de Californium 252, dont l'émission était de $1,409 \cdot 10^6$ neutrons par seconde au 23 mars 2012.

Le réacteur Caliban a fait l'objet du Benchmark *Bare, Highly Enriched Uranium Fast Burst Reactor Caliban* (HEU-MET-FAST-080).

2.2.2 Trois réacteurs dépendant du LANL : les réacteurs Godiva, Planet et Flattop

Les réacteurs dépendant du LANL ont été transférés pour des raisons de sécurité du LACEF (Los Alamos Critical Experiments Facility) vers le site du DAF (Device Assembly Facility) / NCERC (National Criticality Experiments Research Center), installé dans le NNSS (National Nuclear Security Site). Pour faciliter la lecture de ce document, toutes les longueurs, données en pouces (inches) dans les *benchmarks* ont été converties en centimètres en adoptant 1 inch = 2,54 cm.

Godiva IV

Le réacteur Godiva IV est un réacteur de géométrie à dominante cylindrique, composé d'un alliage Uranium Molybdène fortement enrichi (93,42 %), conçu pour des variations de réactivité allant d'une très forte sous-criticité ($k_{eff} = 0,88$) à la prompt-criticité ($\rho_{\$} = 1,1 \$$).

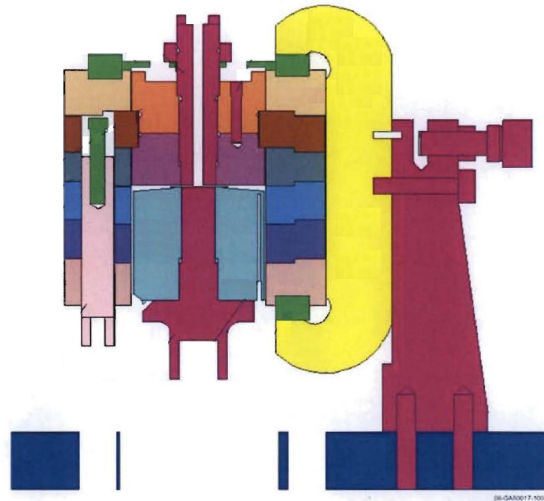


FIGURE 2.2 – Le réacteur Godiva IV

Il comporte six anneaux fixes superposés d'un diamètre de $17,780 \pm 0,001$ cm (7 inches), maintenus en place par trois cales. Un bloc supérieur fixe (lui même séparé en deux sous-parties) est fixé dans la partie supérieure de ces anneaux. Ce bloc supérieur inclut une cavité centrale, permettant de positionner une source externe.

Le contrôle de la réaction en chaîne est assuré par le mouvement d'un bloc mobile central, de deux barres fixes (notées CR1 et CR2) et d'une barre d'excursion.

Le bloc mobile ou bloc de sécurité, de même composition que les anneaux, est un cylindre de $8,585 \pm 0,006$ cm de diamètre, pour une hauteur de $7,620 \pm 0,006$ cm. Il coulisse entre les anneaux décrits précédemment, en dessous du bloc de sécurité.

Les barres fixes et la barre d'excursion sont des cylindres de même composition que le coeur, d'une hauteur de $12,700 \pm 0,013 \pm 0$ cm pour un diamètre de $2,184 \pm 0,000 \pm 0,005$ cm.

La position des éléments mobiles est fournie par le contrôle commande avec une précision de 0,001 pouce, soit 0,003 cm.

Le réacteur Godiva IV a fait l'objet du *benchmark Godiva IV Delayed-Critical Experiments and an Associated Prompt-Burst Experiment* (HEU-MET-FAST-086).

Planet

Le réacteur Planet permet de réaliser des expériences de criticité à des fins de caractérisation de matériaux, dans un milieu fortement hydrogéné.

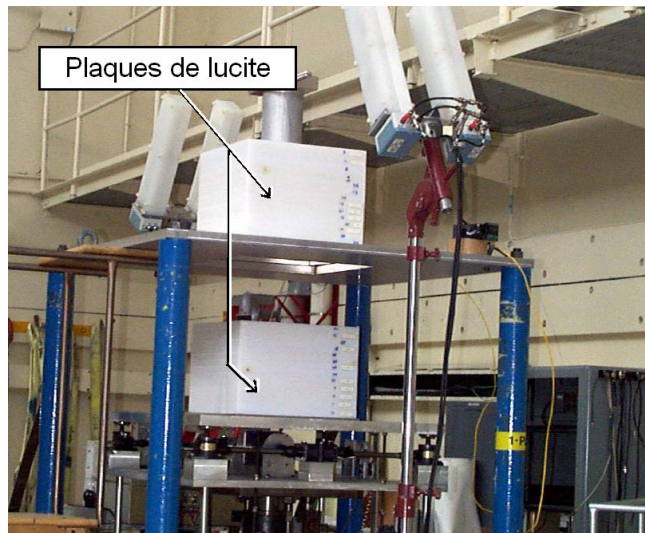


FIGURE 2.3 – Le réacteur Planet

L'installation comporte deux plateaux : un plateau supérieur fixe et un plateau inférieur mobile, mû par un verin hydraulique. Onze plaques de "lucite" (plexiglas $C_5H_8O_2$, c'est-à-dire un composé hydrogéné translucide) sont disposées sur chacun de ces plateaux. Ces plaques peuvent également être en polyéthylène, comme sur l'illustration 2.3. Ce sont des parallélépipèdes à base carrée de 38,1 cm (15 pouces) de côté pour 2,54 cm de haut (1 pouce).

La plaque inférieure du bloc supérieur est évidée, ce qui permet de placer une source externe.

A chaque expérience réalisée, l'installation est séparée par descente du plateau mobile. Les plaques de lucite sont démontées, et des feuilles d'Uranium très enrichi sont placées à la main entre elles. Ces feuilles sont des carrés de 22,9 cm (9 pouces) de côté, pour une épaisseur de 0,008 cm (0,003 pouces). Les plaques sont maintenues en position par une masse de 11 kg d'acier. Ce bloc est disposé sur un cylindre creux d'aluminium pour être découplé neutroniquement du milieu observé.

Le réacteur Planet a fait l'objet du *benchmark One Dimensional Array of Highly En-*

riched Uranium, Moderated and Reflected by Polyethylene (HEU-MET-THERM-032).

Flattop

Le réacteur Flattop est un réacteur de géométrie à dominante sphérique, composé d'un coeur et d'un réflecteur.



FIGURE 2.4 – *Le réacteur Flattop*

Le coeur est un ensemble de deux demi-sphères, l'une de 7,470 kg avec un enrichissement massique en ^{235}U de 93,22 %, l'autre de 8,663 kg avec un enrichissement massique en ^{235}U de 93,27 %. Il est traversé par une cavité centrale permettant le placement d'une source externe. Cette cavité centrale peut être complétée par des pions de même composition que la sphère.

Cette sphère est réfléchiée par de l'uranium naturel, en se rapprochant d'une géométrie sphérique.

La sphère est posée sur un cylindre d'uranium naturel, monté sur un rail permettant de le positionner à l'intérieur d'une demi-sphère fixe elle aussi en Uranium naturel. Deux quarts de sphère en uranium naturel (A et B), peuvent coulisser sur des rails pour compléter l'assemblage. La réactivité est alors pilotée par trois barres de contrôle, qui coulisseront à l'intérieur de la partie fixe du réflecteur. L'une (F) a un poids de 1,1 \$, les deux autres (E et G), plus petites, ont un poids de 0,26 \$ chacune. La masse d'HEU (High Enriched Uranium) peut également être ajustée par le positionnement de pions dans le support de la sphère.

Le réacteur Flattop a fait l'objet du *benchmark Uranium-235 Sphere Reflected by Normal Uranium Using Flattop* (HEU-MET-FAST-028).

2.3 Description de l'ensemble de mesure

2.3.1 Détecteurs utilisés

Le bloc de détection de forte efficacité utilisé comporte 3 chambres à Hélium 3 de type Saint Gobain - Crystals and detection - 4H4-100-HQ 6919-0336. Ces chambres sont notées détecteur A, détecteur B et détecteur C.

Ces chambres mesurent un mètre de long pour 3 centimètres de diamètre.



FIGURE 2.5 – Détecteur à Hélium 3 utilisé au SMNC

Elles sont placées dans un bloc de polyéthylène d'un mètre de haut pour dix centimètres de profondeur et trente centimètres de large. Ce bloc est entouré en fin de thèse par une feuille de Cadmium, pour éviter à la mesure d'être perturbée par les murs de la cellule. Le ralentissement des neutrons est pris en compte par le formalisme d'Hansen-Dowdy.

Les mesures par traitement Rossi et Feynman sont réalisées au moyen d'une chambre à fission, dite CAF1630.



FIGURE 2.6 – Chambre à fission utilisée au SMNC

La chambre fission, à dépôt d'Uranium 235 sans modérateur associé, permet d'obtenir un signal électrique fidèle aux évolutions du bruit neutronique. Les constantes de temps en particulier sont conservées. En revanche, l'efficacité associée à ce détecteur est trop faible pour réaliser des mesures de bruit avec une population neutronique très faible, en cas de forte sous-criticité par exemple, ou en n'utilisant que les seules fissions spontanées comme sources de neutrons.

Le détecteur à Hélium 3 aussi appelé détecteur CEA lors des expériences d'intercomparaison, permet de bénéficier de sections efficaces plus de cent fois supérieures. Pour cela les neutrons sont thermalisés par du polyéthylène. Ce modérateur a dans le cas du détecteur CEA une constante de temps mille fois plus lente que la constante de décroissance des neutrons prompts. La décroissance des chaînes de fission sont masquées par la modulation dans le détecteur, l'analyse du signal mesuré devra être adaptée.

On retient également comme inconvénient de ce détecteur le temps mort non négligeable associé au processus de détection.

2.3.2 Traitement électronique du signal

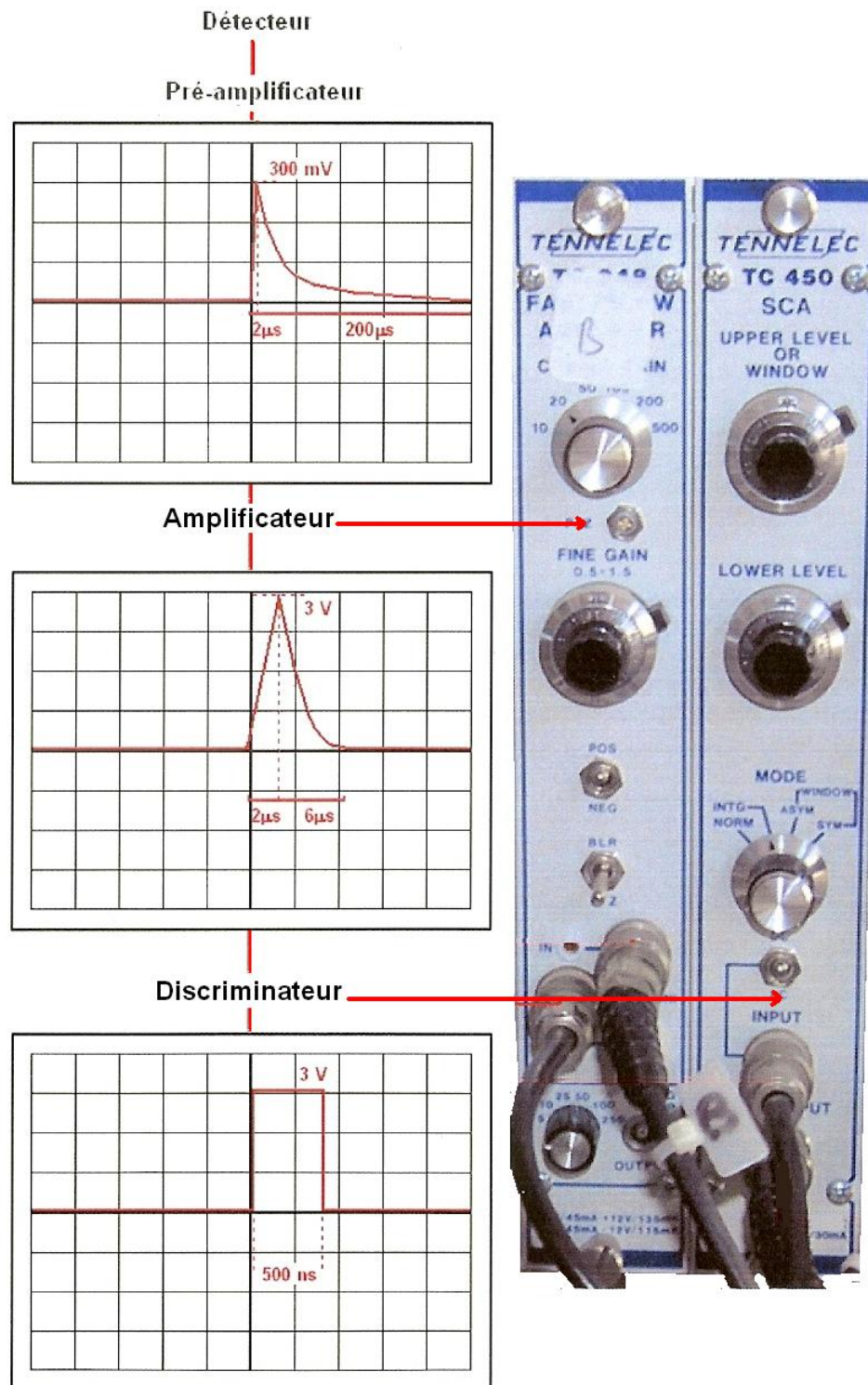


FIGURE 2.7 – Premier dispositif expérimental

Dans la configuration initiale, un bloc haute tension unique (de type TENNELEC TC952) permet l'alimentation de la haute tension des trois chambres, de l'ordre de 1200 V. La basse tension est de 12 V.

Chacun des trois détecteurs reçoit un pré-amplificateur de charge qui lui est propre.

Le signal issu des détecteurs A et B est ensuite traité par un amplificateur de type

TC 248, puis un discriminateur TC 450. Le signal issu du détecteur C est traité par un bloc unique remplissant à la fois les fonctions d'amplificateur et de discriminateur.

Un quad MCS par détecteur permet l'exportation des données sur un ordinateur, dans un nombre maximum d'environ 130000 canaux.

Trois modes d'acquisition sont possibles :

- En mode temporel avec un déclenchement (dwell) interne. Le nombre de comptages pendant une durée choisie par l'utilisateur dans le logiciel de contrôle du QuadMCS est enregistré dans chaque canal. La permutation de canal est gérée par le QuadMCS.
- En mode temporel avec un déclenchement (dwell) externe. Un générateur d'impulsions externe envoie au QuadMCS l'ordre de permutation de canal.
- En mode liste. Dans ce cas la permutation de canal est réalisée à chaque détection de neutron. Le signal stocké est celui issu d'un générateur d'impulsions. Il fournit le temps séparant deux détections.

La figure 2.7 représente la forme du signal à chacune des étapes de son traitement.

Par la suite, des difficultés (seuils de saturation différents) liées à l'hétérogénéité de l'électronique associée aux différents détecteurs utilisés ont conduit à la modification de l'alimentation des détecteurs et du traitement des signaux.

La première amélioration a consisté en l'adoption de trois ensembles d'amplification et de discrimination identiques pour les trois détecteurs.

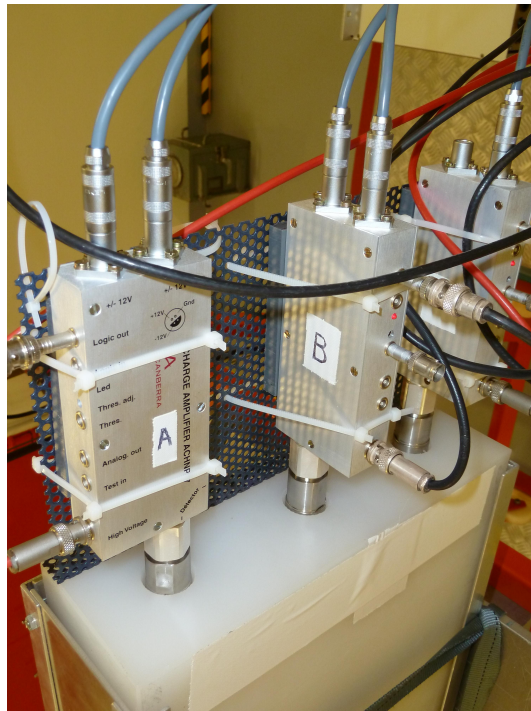


FIGURE 2.8 – *Ensembles d'amplification et de discrimination*

Les détecteurs ont par ailleurs été dotés d'alimentations de haute tension indépendantes.



FIGURE 2.9 – Alimentations HT du dispositif expérimental

Ces ensembles ont dû être étalonnés avant leur première utilisation. Deux paramètres doivent être pris en compte : la haute tension (HT) d'alimentation des chambres à hélium 3 et la tension de discrimination. Une première étude paramétrique a été réalisée sur les hautes tensions d'alimentation du détecteur. Les résultats correspondants apparaissent ci-dessous :

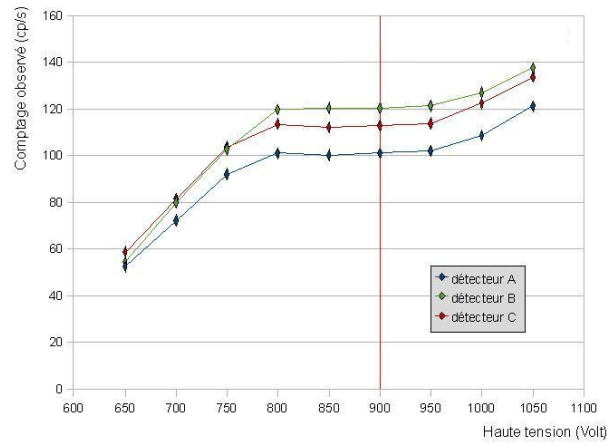


FIGURE 2.10 – Etalonnage des détecteurs à hélium 3

La HT est donc fixée à 900 V. Une nouvelle étude est menée, portant cette fois sur la tension de discrimination du détecteur. On aboutit à une valeur de tension de discrimination de 150 mV.

2.3.3 Sensibilité du détecteur aux gammas

Pour vérifier l'absence de sensibilité de l'ensemble de détection aux γ , deux mesures de bruit de fond ont été effectuées, dont une en présence d'une source γ de 35,4 kBq de Co^{60} . Ces mesures ont été enregistrées dans la cellule occupée par l'accélérateur Alvarez, aujourd'hui arrêté. Les comptages observés sont résumés dans le tableau ci-dessous :

environnement	détecteur A	détecteur B	détecteur C
bruit de fond	0,63 cp/s	0,35 cp/s	0,10 cp/s
source γ	0,67 cp/s	0,36 cp/s	0,11 cp/s

Tableau 2.1 – *Sensibilité du détecteur à Hélium 3 aux rayonnements gamma*

La présence de la source ne modifie pas de manière significative le comptage obtenu. Le taux de comptage plus élevé obtenu avec le détecteur A est lié à la configuration de la cellule Alvarez : ce détecteur était lors de la mesure le plus proche de l'ancien accélérateur. Par ailleurs, le détecteur B, mieux entouré de polyéthylène que le détecteur C, compte tenu de sa position, a un taux de comptage plus élevé que ce dernier.

2.3.4 Caractérisation des détecteurs

Mesure de l'efficacité de la chambre à fission

Des mesures de bruit (Rossi et Feynman) avec la chambre à fission ont été exploitées pour déterminer l'efficacité de ce détecteur, de quatre manières différentes (1 : composante corrélée d'un traitement Rossi, 2 : composante décorrélée d'un traitement Rossi, 3 : amplitude asymptotique d'un traitement Feynman, 4 : pente à l'origine d'un traitement Feynman). Pour toutes ces expériences, la chambre à fission est au contact du capot du réacteur Caliban (soit une distance de 16,6 cm au sens de la figure 2.12). Elle est positionnée dans le plan médian, en face de la barre BC2.

On obtient les résultats présentés dans le tableau 2.2.

Réactivité (en ¢)	Efficacité (1)	Efficacité (2)	Efficacité (3)	Efficacité (4)
critique 1	$1,03 \cdot 10^{-7}$ cp/n $\pm 12\%$	-	$8,70 \cdot 10^{-8}$ cp/n $\pm 3,5\%$	$7,02 \cdot 10^{-8}$ cp/n
critique 2	$9,14 \cdot 10^{-8}$ cp/n $\pm 8,9\%$	-	$9,15 \cdot 10^{-8}$ cp/n $\pm 3,5\%$	$1,97 \cdot 10^{-8}$ cp/n
critique 3	$7,52 \cdot 10^{-8}$ cp/n $\pm 13\%$	-	$6,52 \cdot 10^{-8}$ cp/n $\pm 3,5\%$	$2,09 \cdot 10^{-8}$ cp/n
-15 ¢	$9,29 \cdot 10^{-8}$ cp/n $\pm 15\%$	$1,13 \cdot 10^{-7}$ cp/n $\pm 2,2\%$	$1,18 \cdot 10^{-7}$ cp/n $\pm 3,5\%$	$1,90 \cdot 10^{-8}$ cp/n
-20 ¢	$8,49 \cdot 10^{-8}$ cp/n $\pm 24\%$	$1,36 \cdot 10^{-7}$ cp/n $\pm 4,0\%$	$6,36 \cdot 10^{-8}$ cp/n $\pm 3,6\%$	$1,58 \cdot 10^{-8}$ cp/n
-30 ¢	$1,02 \cdot 10^{-7}$ cp/n $\pm 9,4\%$	$1,39 \cdot 10^{-7}$ cp/n $\pm 2,2\%$	$1,11 \cdot 10^{-7}$ cp/n $\pm 3,6\%$	$3,38 \cdot 10^{-8}$ cp/n
-50 ¢	$1,04 \cdot 10^{-7}$ cp/n $\pm 10\%$	$1,31 \cdot 10^{-7}$ cp/n $\pm 2,7\%$	$1,15 \cdot 10^{-7}$ cp/n $\pm 3,8\%$	$2,13 \cdot 10^{-8}$ cp/n
-80 ¢	$8,73 \cdot 10^{-8}$ cp/n $\pm 15\%$	$1,27 \cdot 10^{-7}$ cp/n $\pm 2,5\%$	$6,37 \cdot 10^{-8}$ cp/n $\pm 3,9\%$	$1,07 \cdot 10^{-8}$ cp/n
-100 ¢	$8,44 \cdot 10^{-8}$ cp/n $\pm 13\%$	$1,34 \cdot 10^{-7}$ cp/n $\pm 5,4\%$	$1,05 \cdot 10^{-7}$ cp/n $\pm 5,4\%$	$2,03 \cdot 10^{-8}$ cp/n
moyenne fiable	$9,64 \cdot 10^{-8}$ cp/n $\pm 13\%$	$1,05 \cdot 10^{-7}$ cp/n $\pm 3,2\%$	$1,29 \cdot 10^{-7}$ cp/n $\pm 3,8\%$	$2,32 \cdot 10^{-8}$ cp/n

Tableau 2.2 – *Détermination de l'efficacité de la chambre à fission*

La moyenne dite fiable exclut les expériences réalisées à -20 ¢ et à -80 ¢. Un dé-

faut de branchement de la CAF à l'intérieur de la baie du réacteur Caliban a généré des perturbations sur les résultats de ces expériences.

Les expériences "critique 1", "critique 2" et "critique 3" sont des expériences réalisées au voisinage de la criticité (population neutronique stable), à trois niveaux de flux différents (fort flux, faible flux et très faible flux - voir tableau 3.3).

Les facteurs de correction spatiale présentés dans le premier chapitre sont pris en compte dans ce tableau. Les mesures sont réalisées avec la chambre à fission au contact du capot du réacteur Caliban. On remarque que les résultats issus des procédés 1, 2 et 3 sont cohérents entre eux. En revanche, les résultats du quatrième procédé sont plus éloignés.

La pente à l'origine d'une courbe de Feynman est en effet un paramètre difficile à mesurer : plus les fenêtres d'enregistrement sont de largeur faible, plus la détermination de l'excès de variance correspondant prend du temps. Le cas limite d'une valeur nulle représenterait un temps de calcul infini, à jeu de données fixé. On ne peut donc que s'approcher de l'origine.

Or la description théorique des courbes de Feynman montre que la pente de la courbe est d'autant plus forte que l'on observe une portion proche de l'origine. Il n'est donc pas surprenant que la sous-évaluation de la pente à l'origine de la courbe conduise à sous-évaluer l'efficacité de la chambre à fission. Compte tenu des incertitudes obtenues (supérieures de plusieurs décades aux paramètres mesurés), elles ne sont pas reportées dans ce tableau.

Pour la suite des travaux, on adopte une efficacité de $1,06 \cdot 10^{-7}$ cp/n $\pm 15\%$.

Mesure de l'efficacité du détecteur à Hélium3

L'efficacité du détecteur à Hélium 3 est déduite de celle de la chambre à fission lors d'expériences réalisées avec ces deux systèmes. On peut ainsi établir le tableau ci-dessous, pour les trois chambres du détecteur à Hélium 3 en série ou en parallèle :

Distance (en cm)	Chambres en parallèle			Chambre en série
	Chambre A	Chambre B	Chambre C	
120	$2,22 \cdot 10^{-4}$ cp/n	$2,13 \cdot 10^{-4}$ cp/n	$2,16 \cdot 10^{-4}$ cp/n	-
150	$1,53 \cdot 10^{-4}$ cp/n	$1,47 \cdot 10^{-4}$ cp/n	$1,49 \cdot 10^{-4}$ cp/n	-
250	$7,34 \cdot 10^{-5}$ cp/n	$7,06 \cdot 10^{-5}$ cp/n	$7,15 \cdot 10^{-5}$ cp/n	$2,30 \cdot 10^{-4}$ cp/n
328	$5,72 \cdot 10^{-5}$ cp/n	$5,50 \cdot 10^{-5}$ cp/n	$5,57 \cdot 10^{-5}$ cp/n	$1,67 \cdot 10^{-4}$ cp/n

Tableau 2.3 – Détermination de l'efficacité du détecteur à Hélium 3

Ces valeurs sont des valeurs moyennes, données pour une distance mesurée entre le centre du système observé et le détecteur (voir figure 2.12). Elles sont conservées pour toute la durée des expériences.

Mesure du temps mort du détecteur à Hélium3

Le temps mort est déterminé grâce à la méthode présentée précédemment (traitement de Rossi). La valeur trouvée pour ce paramètre est de $3,55 \mu s$.

Une difficulté se pose néanmoins dans le cas particulier du montage des chambres à Hélium 3 en série. Un traitement de Rossi permet d'obtenir la figure 2.11.

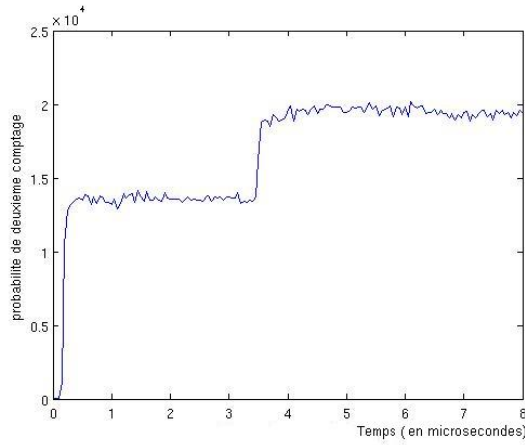


FIGURE 2.11 – Temps morts des détecteurs à hélium 3 en série

Ce graphique permet d'identifier deux temps morts, de nature différente :

- Un temps mort lié à la durée de l'impulsion délivrée par le discriminateur, de l'ordre de 50 nanosecondes. Lorsque les chambres à Hélium 3 sont placées en série, chaque chambre reçoit les impulsions des chambres placées en amont, et les réémet, en parallèle du traitement de ses détections propres. Pendant la réception de l'impulsion des chambres en amont, la chambre ne peut pas émettre de nouvelle impulsion.
- Un temps mort associé au traitement de chaque impulsion : chaque neutron détecté provoque une avalanche de Townsend, qui sera amplifiée, avant traitement par le bloc de discrimination. Pendant la durée de l'avalanche, de l'ordre de $3,55 \mu s$ les détections suivantes ne pourront pas être traitées. En revanche, dans le cas de trois chambres à Hélium 3 placées en parallèle, les deux autres chambres restent actives et continuent à traiter de nouvelles détections.

On observe ainsi une évolution du signal en deux temps, après une première détection : dans un premier temps, très bref (de l'ordre de $200 ns$), aucun comptage n'est enregistré. Un premier palier suit. Sa hauteur correspond à $\frac{n-1}{n}$ fois la hauteur du taux de comptage attendu, où n désigne le nombre de chambres du détecteur. Cette particularité peut être traitée de deux manières différentes :

- Soit le nombre de chambres du détecteur n est important. Dans ce cas, la perte de comptage associée au traitement de chaque impulsion peut être négligée.
- Soit l'utilisateur peut forcer un temps mort, en imposant une durée après chaque détection pendant laquelle aucun nouveau comptage n'est pris en compte.

La deuxième solution sera privilégiée pour l'application du formalisme de Hansen-Dowdy, qui permet une correction en temps mort. La première solution sera en revanche adoptée pour la mise en oeuvre du formalisme de Hage-Cifarelli, qui ne prend pas en compte le temps mort du système de détection, afin de limiter les pertes de comptage.

Mesure de la constante de décroissance du détecteur à Hélium3

La constante de décroissance du détecteur est mesurée pour chaque expérience par un traitement de Rossi. On observe en effet de légères variations de cette constante suivant les expériences, avec une valeur d'équilibre autour de $13000 s^{-1}$. A titre d'exemple, on fournit tableau 2.4 les constantes mesurées lors d'une semaine d'expériences de variation de la hauteur du bloc de sécurité du réacteur Caliban¹.

1. Dans tout le mémoire, les expériences sont désignées par deux chiffres : le premier correspond au numéro d'ordre de la semaine dans le travail de recherche, le second au numéro d'ordre de la configuration

Expérience	Constante de décroissance mesurée	Expérience	Constante de décroissance mesurée
6.1	$13053 \text{ s}^{-1} \pm 4,9\%$	6.12	$12832 \text{ s}^{-1} \pm 3,1\%$
6.2	$13127 \text{ s}^{-1} \pm 4,2\%$	6.13	$12814 \text{ s}^{-1} \pm 2,5\%$
6.3	$14032 \text{ s}^{-1} \pm 3,7\%$	6.14	$12859 \text{ s}^{-1} \pm 2,0\%$
6.4	$13231 \text{ s}^{-1} \pm 2,8\%$	6.15	$12715 \text{ s}^{-1} \pm 1,8\%$
6.5	$13144 \text{ s}^{-1} \pm 2,6\%$	6.16	$12650 \text{ s}^{-1} \pm 1,7\%$
6.6	$13327 \text{ s}^{-1} \pm 2,3\%$	6.17	$12807 \text{ s}^{-1} \pm 1,6\%$
6.7	$12985 \text{ s}^{-1} \pm 2,1\%$	6.18	$12523 \text{ s}^{-1} \pm 3,2\%$
6.8	$13130 \text{ s}^{-1} \pm 10,3\%$	6.24	$12776 \text{ s}^{-1} \pm 1,3\%$
6.9	$12554 \text{ s}^{-1} \pm 3,1\%$	6.25	$13004 \text{ s}^{-1} \pm 3,7\%$
6.11	$12902 \text{ s}^{-1} \pm 3,1\%$		

Tableau 2.4 – Détermination de la constante de décroissance du détecteur à Hélium 3

Lors de ces expériences, la dispersion des valeurs mesurées (écart-type de 2,6%) autour de la valeur moyenne (12971 s^{-1}) est relativement faible, du même ordre de grandeur que les incertitudes associées à chaque mesure.

On remarque également l'absence d'évolution de cette constante entre les expériences 6.1 à 6.7 d'une part, et 6.8 à 6.25 d'autre part. La première série de constantes de décroissance est fournie pour la chambre B du détecteur uniquement, en parallèle des autres chambres. La deuxième série est fournie pour les trois chambres placées en parallèle. La constante de décroissance du détecteur n'est donc pas tributaire du montage électronique associant les trois chambres.

De même, la constante de décroissance associée à l'expérience 6.11 est du même ordre de grandeur que les autres mesures de ce paramètre, pour une incertitude similaire, alors que la mesure de bruit a été réalisée à très bas niveau de flux, sans source neutronique externe. La constante de décroissance du détecteur n'est donc pas dépendante de l'intensité du signal mesuré.

Néanmoins, pour certaines expériences, des écarts plus importants ont été observés. On peut citer les expériences 9.1 à 9.8, pour lesquelles la constante de temps mesurée est de 10767 s^{-1} , avec un écart-type de 1,9% pour des incertitudes associées à chaque mesure de même ordre de grandeur. Il ne s'agit pas d'un vieillissement du détecteur, la constante de temps mesurée lors des expériences au NCERC, en juillet 2013, étant à nouveau de l'ordre de 13000 s^{-1} . A ce jour, aucune explication physique n'a été trouvée pour expliquer ces variations.

2.4 Traitement du signal obtenu

2.4.1 Acquisition en mode temporel

A partir du fichier contenant, pour chaque canal temporel de largeur fixe, le nombre d'événements, on peut construire plusieurs décompositions de la mesure en fenêtres d'acquisition de largeurs variables. On peut ainsi déterminer, pour chaque choix de largeur de découpage, un excès de variance. On reconstitue ainsi la courbe de Feynman.

dans cette semaine. Les configurations sont décrites en annexe B.

2.4.2 Acquisition en mode liste

A partir du fichier contenant l'intervalle de temps séparant chaque mesure, on peut reconstituer l'instant de chaque détection. On peut alors déterminer, pour chaque largeur de canal d'acquisition, l'excès de variance observé dans le signal obtenu pour tracer la courbe de Feynman. Pour plus de souplesse dans le traitement des fichiers de résultats, l'algorithme est scindé en plusieurs fonctions élémentaires (reconstitution de la matrice des instants de détection, élaboration d'une matrice de résultats et de l'excès de variance correspondant pour une largeur de fenêtre donnée, répétition de la procédure pour plusieurs largeurs d'intervalle).

2.5 Sources utilisées

2.5.1 Lors des expériences réalisées sur le réacteur Caliban

Selon les niveaux de sous-criticité des expériences de mesure de bruit neutronique, deux sources différentes sont utilisées auprès du réacteur Caliban.

Une source Pu-Be, source de démarrage du réacteur Caliban, est utilisée au voisinage de la criticité. L'émissivité de cette source, corrigée par le facteur de correction g^* , a été évaluée par le Dr Benoît Richard² à $2,32 \cdot 10^5 n/s \pm 3,3\%$ en source équivalente au mode fondamental.

Une source Cf, de forte émission, est utilisée pour les mesures réalisées loin de la criticité avec le détecteur à Hélium3, ou pour les mesures avec la chambre à fission. L'émissivité de cette source a été mesurée le 23 mars 2012 à $1,41 \cdot 10^6 n/s$. Par ailleurs, une comparaison de la source équivalente au mode fondamental associée à cette source avec celle associée à la source précédente a conduit à évaluer $g^* \cdot S_{Cf} = 2,36 \cdot 10^6 n/s \pm 3,3\%$ au 5 mai 2013. Cette comparaison revient à négliger la variation du facteur g^* depuis la mesure réalisée par le Dr Benoît Richard en 2010, au voisinage de la criticité, alors que la mesure de comparaison a été réalisée pour $k_{eff} = 0,98$. L'évaluation de g^* présentée dans le chapitre consacré à la simulation montre que cette hypothèse est pertinente.

La période de décroissance de cette source est de 2,645 années, ce qui n'est pas négligeable à l'échelle de ces travaux de thèse. Le tableau 2.5 est donc dressé (les dates correspondent aux expériences de mesure de bruit avec la chambre à fission) :

Date	Emissivité	Source équivalente au mode fondamental
22/04/2011	$1,79 \cdot 10^6 n/s$	$4,03 \cdot 10^6 n/s$
19/10/2011	$1,58 \cdot 10^6 n/s$	$3,54 \cdot 10^6 n/s$
24/02/2012	$1,44 \cdot 10^6 n/s$	$3,23 \cdot 10^6 n/s$
22/01/2013	$1,13 \cdot 10^6 n/s$	$2,54 \cdot 10^6 n/s$
05/09/2013	$9,62 \cdot 10^5 n/s$	$2,16 \cdot 10^6 n/s$

Tableau 2.5 – Evolution de l'émissivité de la source entre 2011 et 2013

Les mesures d'émissivité ont été réalisées par le fabricant de la source le 1er août 2010, puis par le DMA/SMNC/LMNE le 23 mars 2012. La comparaison entre la source Pu-Be

2. Benoît RICHARD, *Détermination des paramètres cinétiques du réacteur Caliban par mesures de bruit neutronique*, Projet de fin d'études du génie atomique, 2010.

et la source Cf a été réalisée le 5 mai 2013.

2.5.2 Lors des expériences réalisées sur les réacteurs du NNSS

Deux sources Californium ont été utilisées lors des expériences sur les réacteurs du NNSS, notées 1 (la plus forte émissivité) et 2. Leurs caractéristiques sont mentionnées dans le tableau ci-dessous :

Date	Source 1	Source 2
07/07/2013	$5,13 \cdot 10^5 \text{ n/s}$	$2,23 \cdot 10^5 \text{ n/s}$

Tableau 2.6 – *Emissivité des sources utilisées lors des expériences au NCERC*

2.6 Mode opératoire des expériences

La manipulation réalisée en cellule Caliban, le réacteur étant sorti de sa fosse, peut être résumée par la figure 2.12.

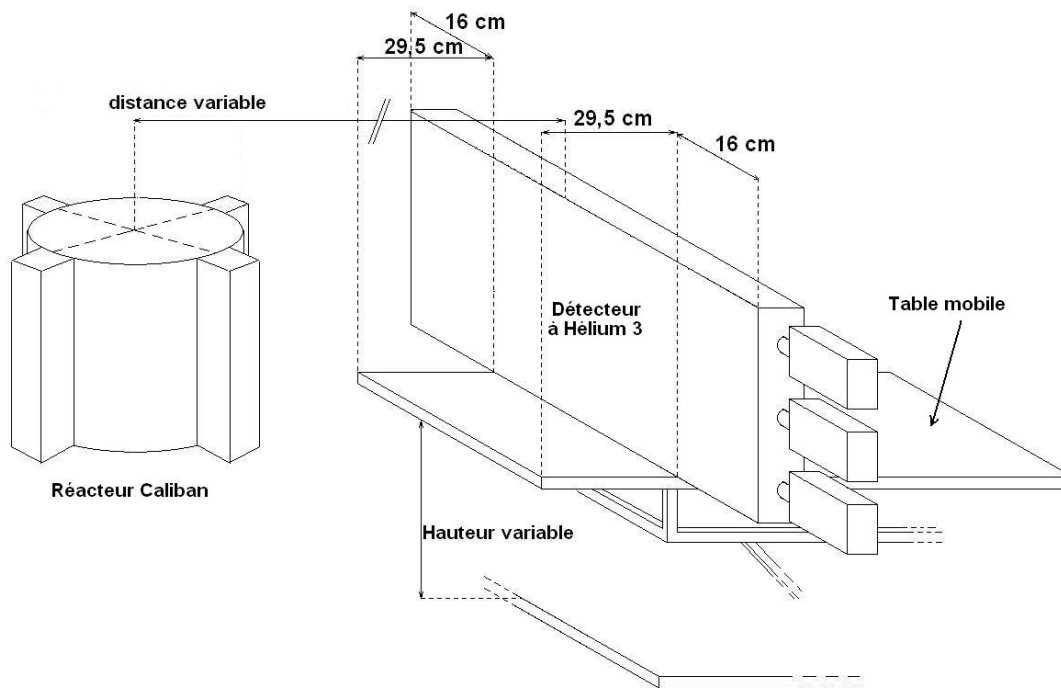


FIGURE 2.12 – *Conditions expérimentales pour les mesures de bruit sur le réacteur Caliban*

Plusieurs modes opératoires sont possibles pour rallier l'état sous-critique recherché.

2.6.1 Version A : Procédure habituelle

Seule la source additionnelle de démarrage est utilisée. Ce mode opératoire est calqué sur celui utilisé par B. Richard lors de ses manipulations.

- Etape 1 : Stabilisation de la puissance du réacteur à un niveau de 30 mW en présence de la seule source additionnelle.
- Etape 2 : Détermination de la cote critique BC3, notée H_{BC3} .

- Etape 3 : On retire la barre BC3 avec une longueur de retrait estimée pour obtenir l'état sous-critique recherché avec une efficacité de 9,57 pcm/mm, puis on mesure la période de décroissance.
- Etape 3 bis : Si la période est différente de celle recherchée : ajustement sur la longueur de BC3 à retirer pour avoir la bonne période. Retour à l'état critique puis retrait de la longueur ajustée de la barre BC3. Mesure de la période de décroissance.
- Etape 4 : Après stabilisation en amplification de la source, acquisition pendant une heure.
- Etape 5 : En fin de manipulation, retrait de la source pour confirmer, en observant la période de décroissance, la réactivité en fin d'acquisition.
- Etape 6 : Ejection des barres et du bloc. Reprise de la manipulation avec une source identique et une réactivité différente, ou changement de la source.

2.6.2 Difficultés prévisibles

Les premières mesures de bruit neutronique avec le réacteur Caliban seront réalisées en utilisant deux sources externes : la source de démarrage de ce réacteur expérimental, d'une densité d'émission de neutrons par seconde, et une source de Californium 252, d'une densité supérieure d'émission de neutrons par seconde, et permettant d'accéder à des niveaux de sous-criticité inférieurs. Trois difficultés sont donc prévisibles :

- Si la puissance du réacteur est stable, le réacteur est en fait légèrement sous-critique, de manière à compenser l'apport de neutrons par une source externe. Dans le cadre de la source Pu-Be, avec un niveau de stabilisation usuel (30 mW) cet écart de réactivité est négligeable. Ceci n'est pas le cas avec la source de Californium. Il faut donc soit utiliser un niveau de puissance de stabilisation sensiblement supérieur (Version B), soit modifier la procédure utilisée (Version C).
- Le niveau de sous-criticité du réacteur est mesuré en utilisant la correspondance entre la période du réacteur et son niveau de sous-criticité. Or dans un réacteur sous-critique, la population neutronique ne décroît que jusqu'à un niveau imposé par la source présente dans le milieu et par sa multiplication. La valeur de la période lue sera donc faussée par rapport à la période que l'on observerait en l'absence de source. Plus la source externe est importante, plus l'écart sera élevé.
- Des niveaux importants de sous-criticité seront recherchés. Le temps de descente de la barre de contrôle ne sera donc pas négligeable, et rendra la vérification de l'anti-réactivité atteinte plus complexe. On préférera donc placer a priori une des barres à une cote telle que son efficacité intégrale soit égale au niveau de sous-criticité recherché. Cet état sera rallié par éjection de barre (*rod-drop*), voire du bloc de sécurité pour les manipulations à forte sous-criticité.

2.6.3 Version B : Adaptation de la puissance de stabilisation du réacteur

- Etape 1 : Stabilisation de la puissance du réacteur à un niveau de 500 mW (80 000 cp/s) en présence de la source externe et de la source additionnelle. Cette valeur permet de limiter à 4 pcm l'influence en réactivité de la source de Californium (au lieu de 60 pcm à 30 mW). La source additionnelle est éjectée en maintenant la puissance du réacteur au même niveau.
- Etape 2 : Retrait ou éjection de la barre BC3 avec une longueur de retrait estimée pour obtenir l'état sous-critique recherché avec la courbe d'efficacité intégrale, puis mesure de la période de décroissance. La puissance va se stabiliser à une valeur faible, par exemple de l'ordre de 25mW (4000 cp/s) pour une anti-réactivité de 250 pcm.
- Etape 4 : Après stabilisation en amplification de la source externe, acquisition pendant une heure.
- Etape 5 : Ejection des barres et du bloc. Reprise de la manipulation avec une source

identique et une réactivité différente, ou changement de la source.

2.6.4 Autres difficultés rencontrées

Dans un réacteur sous-critique, la période de décroissance est bornée par la décroissance du précurseur le plus lent. La période ne peut donc pas être supérieure (en valeur absolue) à 79 secondes. Si on utilise des valeurs d'anti-réactivité importantes, un faible écart dans la détermination de la période conduira à une erreur importante dans la détermination de la réactivité. Ni une méthode d'éjection de source, ni une méthode de balancement de barre ne sont donc pertinentes pour évaluer la sous-criticité. Elle ne peut dans ce cas être connue qu'aux imprécisions de la connaissance de l'efficacité différentielle des barres près. Une autre méthode doit donc être utilisée pour confirmer, *a posteriori* ce paramètre, par un modèle de cinétique ponctuelle.

2.6.5 Version C : Autre principe de manipulation

Cette procédure est inspirée de procédures de divergence sur un réacteur de puissance. Elle n'a pas été mise en œuvre sur le réacteur Caliban, mais est néanmoins fournie comme élément de réflexion. Le but est de connaître le niveau de sous-criticité du cœur en partant d'un état surcritique connu.

- Etape 1 : La puissance du réacteur est stabilisée à un niveau de 30 mW en présence de la source externe et de la source additionnelle.
- Etape 2 : Chute de la source additionnelle et détermination de la cote critique BC3, notée H_{BC3} . La source externe est toujours en place. Cette cote critique est donc en fait une cote sous-critique prenant en compte l'influence de la source externe de Californium : pour une puissance de 30 mW. Cette cote est cependant conservée comme référence. On s'interdira pendant la manipulation d'injecter 10 mm de plus que cette valeur.
- Etape 3 : Séparation du bloc et éjection des barres. Décroissance de la puissance jusqu'à son niveau d'arrêt. Retour dans la configuration initiale. Les sources additionnelles et externes sont présentes.
- Etape 4 : Divergence du réacteur. La période du réacteur est stabilisée à une valeur finie positive. La réactivité correspondante est recherchée par les équations de Nordheim à 6 groupes.
- Etape 5 : L'anti-réactivité recherchée est ajoutée à la valeur trouvée lors de l'étape 4, pour former la valeur de réactivité à retirer du cœur. La courbe d'efficacité intégrale de la barre est utilisée pour trouver la longueur de barre à enlever correspondante.
- Etape 6 : A partir d'une puissance initiale de 50 mW, la longueur de barre trouvée à l'étape 5 est retirée du réacteur. La population neutronique va se stabiliser à la valeur imposée par la source externe (25 mW à - 200 pcm), en suivant une exponentielle dont la période est relevée. Celle-ci doit correspondre au tableau cité en introduction. Si la valeur de période est différente, l'opération est recommencée depuis l'étape 3.
- Etape 7 : Après stabilisation en amplification de la source externe, acquisition pendant une heure.

2.7 Expériences réalisées, organisation et justification

2.7.1 Automne 2010, manipulations préliminaires

Pendant l'automne 2010, une première série de mesure sur des sources isolées a permis de prendre en main le détecteur et son électronique associée. Elle a permis également de

réaliser les premières procédures de traitement du bruit neutronique.

2.7.2 Janvier 2011, premières mesures de bruit neutronique

Les premières mesures de bruit neutronique ont été réalisées en janvier 2011. Après un travail de caractérisation du détecteur dans la cellule Caliban, elles ont permis d'explorer des sous-criticités de -50 pcm (dans deux configurations) et de -250 pcm. Elles ont également permis de prendre conscience de la saturation des détecteurs pour des comptages élevés.

2.7.3 Avril 2011, une nouvelle électronique

La série suivante d'expérience, en avril 2011 a été réalisée après le changement de l'électronique associée aux détecteurs. Après une journée de caractérisation du détecteur sur source seule, un premier point de mesure a été réalisé à -250 pcm, à des fins de comparaison avec la série précédente. De plus fortes sous-criticités (-750 pcm) ont ensuite été explorées, avec la source de Californium.

Deux autres mesures ont été réalisées avec la seule source de démarrage du réacteur Caliban, à des réactivités de -100 et -200 pcm. La source de Pu-Bea été préférée à la source Californium pour se prémunir de la saturation des détecteurs à Hélium 3.

Enfin, une expérience a été réalisée avec à la fois la chambre à fission et le détecteur à Hélium3, à des fins d'intercomparaison. Néanmoins, seuls les résultats issus de la chambre à fission seront exploitables du fait de la saturation du détecteur à Hélium3.

2.7.4 Octobre 2011, mesures de bruit à forte sous-criticité

La troisième série d'expériences, en octobre 2011, a été consacrée à une intercomparaison des résultats obtenus avec la chambre à fission et le détecteur à Hélium3, cette fois loin de la criticité (-100 $\leftrightarrow$ -1\$, soit -660 pcm). Après de nouveaux enregistrements sur source seule, trois jours complets ont été consacrés à ces mesures.

2.7.5 Décembre 2011, blindage du détecteur à Hélium 3

Une quatrième série d'expériences a été réalisée après une modification du détecteur à Hélium 3, en décembre 2011. Pour rendre le détecteur moins sensible aux neutrons réfléchis par le sol, le plafond et les murs de la cellule Caliban, celui-ci a été entouré d'une feuille de Cadmium.

La comparaison des mesures sur source seule, avant et après blindage, fait apparaître que 8% du signal était dû à la réflexion sur les parois de la cellule, et à la composante thermique du flux neutronique.

Cette série d'expériences est également mise à profit pour explorer des anti-réactivités de plus en plus importantes, jusqu'à -3\$.

2.7.6 Février 2012, approfondissement

Après une première mesure de bruit à -20 \$, cette semaine de mesures de bruit a été consacrée à une étude sur l'influence de la position du détecteur sur les mesures de bruit neutronique. Un autre objectif a résidé dans la réalisation d'une nouvelle mesure avec la chambre à fission et le détecteur à Hélium3.

2.7.7 Juin 2012, premières manipulations conjointes CEA Valduc LANL

Ces manipulations ont permis d'explorer sur le réacteur Caliban, avec le détecteur à Hélium3, des niveaux de sous-criticité d'une vingtaine de dollars à quelques cents en dessous de la criticité, en utilisant les méthodes et moyens du CEA Valduc et ceux du Los Alamos National Laboratory.

2.7.8 Septembre 2012, suite de l'approfondissement

L'approfondissement des manipulations effectuées dans le cadre de la thèse a porté sur deux études. La première a consisté en une évaluation de l'influence de la position de la source sur le résultat de la mesure de bruit. La deuxième a permis de déterminer, à réactivité constante, l'influence de la position des barres de contrôle.

2.7.9 Janvier 2013, nouveau point sur la courbe de Nelson et approche sous-critique

Les manipulations de janvier 2013 ont permis de tracer un nouveau point sur la courbe de Nelson, à $-80 \text{ } \phi$, et de procéder à une approche sous-critique, à chaque palier de laquelle une mesure de bruit neutronique a été réalisée, avec le détecteur à Hélium 3.

2.7.10 Mars 2013, préparation des manipulations NNSS, poursuite des travaux sur l'approche sous-critique

Lors des manipulations de juin 2012 conjointes avec le LANL, une difficulté avait été rencontrée sur certains points, pour lesquels un taux de comptage trop élevé conduisait à une saturation du détecteur en configuration "série". Pour déterminer plus précisément les niveaux de saturation du détecteur, alors que le NNSS ne permet pas de disposer d'une distance importante entre le détecteur et le système observé, trois Rod-Drops à des niveaux de sous-criticité peu importants, ont été réalisés.

Par ailleurs, les travaux précédents d'approche sous-critique n'ont été réalisés que sur une plage de réactivité trop faible pour fournir un résultat probant. Une nouvelle approche sous-critique a donc été réalisée, entre $-350 \text{ } \phi$ et la criticité.

2.7.11 Juillet 2013, deuxième série de manipulations conjointes CEA Valduc LANL

Ces manipulations ont permis d'explorer sur les réacteurs Godiva IV, Planet et Flattop, avec le détecteur à Hélium 3, des niveaux de sous-criticité de plus d'une vingtaine de dollars à quelques cents au dessus de la criticité, en utilisant les méthodes et moyens du CEA Valduc et ceux du Los Alamos National Laboratory.

2.7.12 Septembre 2013, nouveaux points sur la courbe de Nelson

Les expériences de septembre 2013 ont été réalisées avec la chambre à fission, le détecteur à Hélium 3 n'étant pas encore disponible après les manipulations outre-Atlantique. Deux points critiques ont été caractérisés, à bas niveau de flux et à fort niveau de flux. Des mesures sous-critiques ont également été réalisées, à $-30 \text{ } \phi$ et $-50 \text{ } \phi$, permettant de compléter la courbe de Nelson.

2.8 Bilan

Les dispositifs expérimentaux mis à disposition pendant cette thèse ont permis de disposer d'une grande variété de paramètres pouvant influencer sur les mesures de bruit :

- Le réacteur Caliban permet des mesures à des niveaux de réactivité allant de $-20\ \$$ à la surcriticité retardée, dans une cellule suffisamment vaste pour pouvoir faire des études sur l'implantation des détecteurs ;
- Les réacteurs Godiva IV, Planet et Flattop ont complété utilement ces expériences par d'autres configurations de réacteur nu, et par des configurations de réacteur réfléchi par de l'uranium naturel, et modéré par de l'eau lourde ;
- Les différents types de détecteurs utilisés ouvrent une gamme de mesure très variée, dans le niveau de flux accessible comme dans les méthodes utilisées. Les chambres à fission ont une dynamique de réponse adaptée à la recherche de l'ensemble des paramètres cinétiques. Elles souffrent en revanche d'une faible efficacité. Les détecteurs à Hélium 3 permettent d'accéder à des configurations très fortement sous-critiques, mais nuisent, par leur temps de réponse important, à la caractérisation des neutrons prompts.

Cette variété a conduit, après une phase exploratoire des expériences, à appliquer un grand nombre de méthodes présentées dans le premier chapitre.

Chapitre 3

Résultats expérimentaux

3.1 Objectifs du chapitre

Ce chapitre présente les résultats les plus pertinents obtenus lors d'une douzaine de campagnes de mesures de bruit neutronique. Une présentation thématique a été préférée à un exposé chronologique.

Le chapitre débute par l'évaluation déterministe de la réactivité, c'est-à-dire par la caractérisation des expériences par un moyen sûr. Dans le domaine sous-critique, cette réactivité se traduit par la multiplication de la source utilisée, qui sera le premier paramètre présenté. Les autres résultats porteront sur la caractérisation des neutrons prompts.

L'objectif poursuivi est l'identification des paramètres cinétiques accessibles en fonction du niveau de sous-criticité du milieu observé.

3.2 Evaluation déterministe de la réactivité

Les différentes expériences¹ réalisées diffèrent notamment par le niveau de sous-criticité auquel est réalisée la mesure de bruit neutronique. Pour les expériences au voisinage de la criticité, celle-ci est obtenue après estimation de la longueur de barre à retirer depuis la cote critique.

Une mesure de période est réalisée à chaque *rod-drop* pour vérifier que la réactivité obtenue est bien celle recherchée. Néanmoins, la vitesse de décroissance de la population neutronique étant bornée par la vitesse de décroissance des précurseurs les plus lents, les relations de Nordheim, qui relient la réactivité et la période sont délicates à manipuler : à une période de 90 secondes, une variation de mesure de période de 1 seconde conduit à une variation de réactivité de plusieurs centaines de pcm. De plus cette mesure est faussée par la présence de la source, qui impose une population neutronique finale non nulle, et par le mode de manœuvre de la barre de contrôle, qui n'est pas instantané.

Une application est donc réalisée pour évaluer l'évolution de la population neutronique en fonction du temps. Cette simulation est basée sur les équations de la cinétique à 6 groupes. Son résultat est ensuite comparé avec la mesure réalisée par les compteurs BF3 de la cellule Caliban. La réactivité réelle à laquelle est réalisée l'expérience est ainsi encadrée. On vérifie cet encadrement au moyen de la somme des carrés des résidus de chaque ajustement (hypothèse haute, basse et médiane), rapportée à la somme des carrés de chaque mesure.

1. Les expériences sont désignées par une série de deux chiffres séparés d'un point. Le premier chiffre désigne le numéro de la semaine expérimentale, de 1 à 11. Le deuxième chiffre est le numéro d'ordre chronologique de la manipulation. Les configurations sont décrites en annexe B.

On peut ainsi écrire le tableau 3.1, donné à titre d'exemple (l'ensemble des mesures est reporté en annexe C).

Expérience	Réactivité visée	Réactivité estimée		
		Hypothèse basse	Hypothèse médiane	Hypothèse haute
11.2	-329 pcm	-320 pcm	-330 pcm	-340 pcm
Vérification par les résidus	-	$8,2 \cdot 10^{-4}$	$9,4 \cdot 10^{-5}$	$4,3 \cdot 10^{-4}$

Tableau 3.1 – Exemple de détermination de la réactivité atteinte après rod-drop sur le réacteur Caliban

Un exemple de traitement est représenté figure 3.1. Les points mesurés (en noir), sont encadrés par l'évolution théorique de la population neutronique avec une hypothèse haute (courbe du bas, en rouge) et une hypothèse basse (courbe du haut, en vert). Une hypothèse médiane, tracée en bleu, traverse le nuage de points. La mesure est réalisée par les compteurs bas flux de la cellule Caliban.

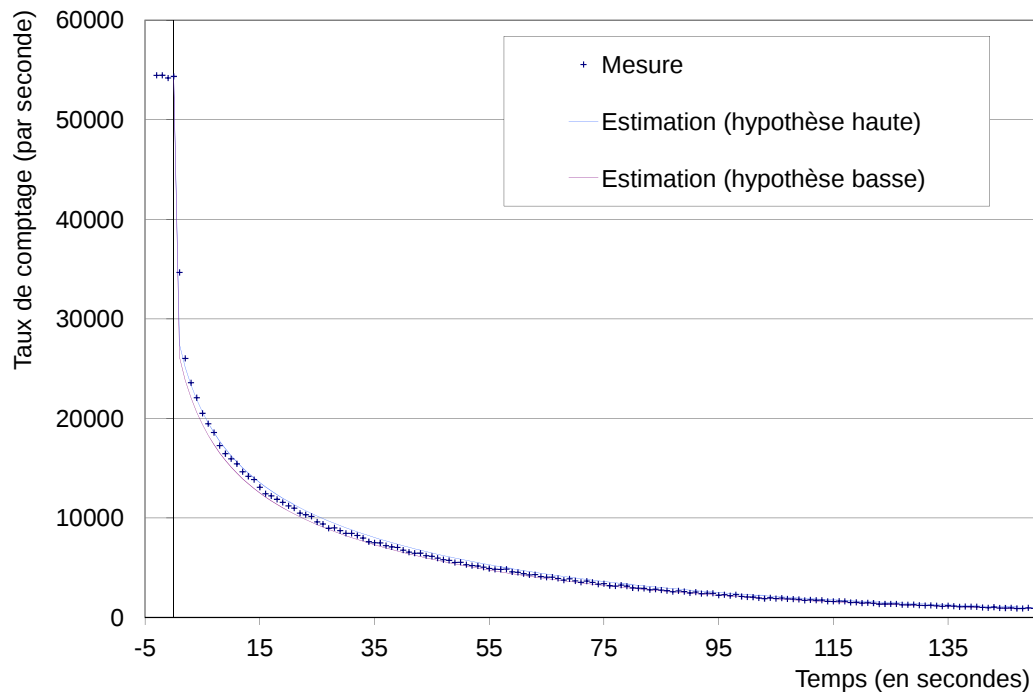


FIGURE 3.1 – Encadrement de l'expérience 5.4 par une hypothèse basse et une hypothèse haute, en cinétique à 6 groupes de précurseurs, sur le réacteur Caliban

Seules ont pu bénéficier de ce traitement les expériences débutant par une éjection de barre ou une éjection du bloc de sécurité.

3.3 Détermination de la multiplication

3.3.1 Multiplication prompte totale : le formalisme de Hansen-Dowdy

Les mesures de multiplication dont les résultats figurent tableau 3.2 ont pour hypothèses :

- Une efficacité de détection constante suivant les niveaux d’anti-réactivité des expériences, mais variable suivant la position du détecteur, et déduite par comparaison d’expériences à réactivités identiques avec le détecteur à Hélium 3 ou avec la chambre à fission (voir plus haut) ;
- Un temps mort et une constante de décroissance lus par l’intermédiaire d’un traitement Rossi des données ;
- L’adoption d’une fraction de neutrons retardés de 659 pcm pour la traduction des pseudo-multiplications promptes en réactivité (en utilisant l’équation 1.96).

Expérience	Pseudo-multiplication prompte	Réactivité
3.1	$68,3 \pm 1,6\%$	-827 pcm
4.1	$69,9 \pm 0,6\%$	-787 pcm
4.2	$65,4 \pm 0,6\%$	-886 pcm
4.3	$59,8 \pm 0,2\%$	-1040 pcm
4.4	$52,6 \pm 0,5\%$	-1270 pcm
4.5	$45,9 \pm 0,5\%$	-1560 pcm
4.7	$36,9 \pm 0,6\%$	-2110 pcm
5.1	$9,95 \pm 1,8\%$	-10450 pcm
5.2	$9,02 \pm 1,1\%$	-11740 pcm

Tableau 3.2 – *Premières déterminations de pseudo-multiplications promptes sur le réacteur Caliban avec la chambre B du détecteur à Hélium 3*

Les mesures ont été réalisées pour une antiréactivité allant du dollar à la vingtaine de dollars. Le tableau 3.2 ne présente que les résultats des expériences dont l’objectif était la détermination de la pseudo-multiplication prompte. D’autres mesures ont été réalisées, dans le cadre d’expériences de sensibilité, ou d’approches sous-critiques extrapolées :

- Quatre mesures de pseudo-multiplication ont été réalisées dans le cadre d’une étude de l’influence de la position de la source (ordre de grandeur : 50) ;
- Neuf mesures de pseudo-multiplication ont été réalisées dans le cadre d’une étude de l’influence de la position de la source (ordre de grandeur : 28) ;
- Huit mesures de pseudo-multiplication ont été réalisées dans le cadre d’une étude de l’influence de la position de la source (ordre de grandeur : 50) ;
- Vingt-huit mesures de pseudo-multiplication ont été réalisées dans le cadre des mesures conjointes sur le site du CEA Valduc ;
- Quarante mesures de pseudo-multiplication ont été réalisées dans le cadre des mesures conjointes sur le site du NNSS ;

A titre d’illustration du traitement de ces expériences, la figure 3.2 présente la courbe d’excès de variance corrigé par le temps mort, générée à -150 ¢. Les croix correspondent à l’excès de variance corrigé mesuré, la ligne à l’excès de variance corrigé théorique compte tenu de la multiplication moyenne.

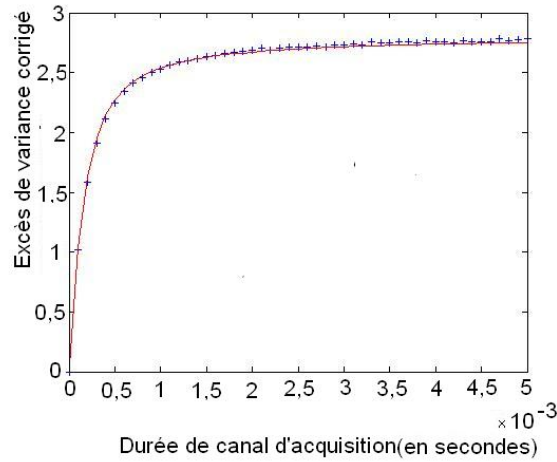


FIGURE 3.2 – *Formalisme de Hansen-Dowdy à -150 ϕ , d'après les mesures de la chambre B du détecteur à hélium 3*

On se référera à l'annexe D pour lire une présentation du processus de traitement du bruit neutronique.

3.3.2 Multiplication prompte de fuite : le formalisme de Hage-Cifarelli

Le formalisme de Hage-Cifarelli a été mis en œuvre systématiquement à partir des premières expériences d'intercomparaison CEA - LANL, en complément de l'application du formalisme de Hansen-Dowdy. Pour éviter les répétitions, on se reportera au paragraphe sur ces expériences (inclus dans l'étude des incertitudes).

A titre d'illustration du traitement de ces expériences, on fournit figure 3.3 la courbe d'évolution des taux de comptages simples, doubles ou triples avec la largeur d'intervalle d'enregistrement.

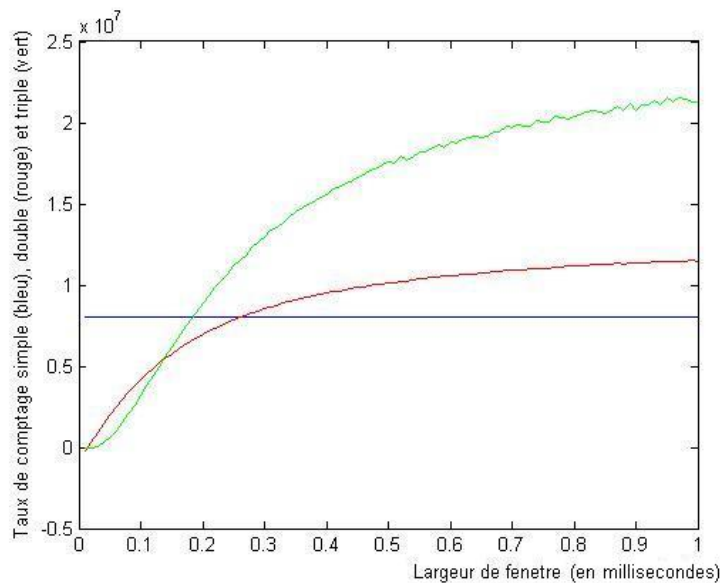


FIGURE 3.3 – *Exemple d'évolution des taux de comptages simples, doubles ou triples avec la largeur d'intervalle d'enregistrement*

Le taux de comptage simple, en bleu sur la figure 3.3, ne varie pas en fonction de la largeur de fenêtre d'enregistrement. Pour comprendre la forme de la courbe du taux de comptage double en fonction de la largeur de fenêtre d'enregistrement, on peut revenir à sa définition littérale :

$$D = \frac{1}{a} \cdot \left(\overline{m_2} - \frac{1}{2} \cdot \overline{m_1}^2 \right) \quad (3.1)$$

$$= \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{a} \left(\overline{n^2} - \overline{n}^2 - \overline{n} \right) \quad (3.2)$$

$$= \frac{\overline{n}}{a} \cdot \frac{1}{2} \cdot Y \quad (3.3)$$

où Y désigne l'excès de variance tel qu'introduit par l'équation 1.73.

Le taux de comptage double peut ainsi être lu comme la division par deux du taux de comptage excédentaire par rapport à une distribution poissonnienne. On n'est donc pas surpris par la forme de la courbe, qui rappelle, à un coefficient multiplicatif près, la forme de la courbe de Feynman associée.

Le taux de comptage triple correspond bien à l'expression analytique pour l'évolution du nombre de triplets, fourni par l'équation 1.108.

On se référera à l'annexe D pour lire une présentation du processus de traitement du bruit neutronique.

3.4 Détermination de la constante de décroissance des neutrons prompts

3.4.1 Utilisation de la chambre à fission sur le réacteur Caliban

Neuf mesures de constante de décroissance des neutrons prompts α ont été réalisées sur le réacteur Caliban avec une chambre à fission à sept niveaux de réactivité :

- à la criticité (trois mesures²) ;
- à -15 ¢ ;
- à -20 ¢ ;
- à -30 ¢ ;
- à -50 ¢ ;
- à -80 ¢ ;
- à -100 ¢ .

Ces mesures viennent s'ajouter à celles déjà réalisées par Benoît Richard sur le réacteur Caliban.

Le traitement *a posteriori* de ces mesures est relativement aisé, puisque les données enregistrées pendant les expériences peuvent être utilisées de manière brute. Les difficultés de ce type d'expérience résident dans leur réalisation : compte tenu de la faible efficacité de la chambre à fission, celle-ci n'est raisonnablement utilisable que pour des taux de comptage élevés, c'est-à-dire des situations avec une source d'interrogation de forte intensité, comme la source de Californium, ou des situations peu éloignées de la criticité. Dans tous les cas, il semble difficile d'utiliser ce moyen de mesure pour des anti-réactivités supérieures au dollar.

2. Parmi ces trois mesures, une expérience, intitulée EAMEA, a été réalisée à des fins pédagogiques auprès d'élèves de l'école des applications militaires de l'énergie atomique (EAMEA). Ses résultats sont néanmoins cités.

Les mesures de bruit réalisées avec la chambre à fission sont donc le plus souvent réalisées sur plusieurs jours, ce qui génère des dérives des paramètres thermodynamiques du réacteur, donc des variations de ses paramètres cinétiques.

Elles permettent d'obtenir les résultats présentés dans les tableaux 3.3 et 3.4, en distinguant les cas critiques et sous-critiques :

Exp.	Réactivité	Amplitude décorrélée	Amplitude corrélée	Constante de décroissance
11.4	criticité (fort flux)	$7020s^{-1}$	$1850s^{-1} \pm 9,3\%$	$-719000s^{-1} \pm 9,1\%$
EAMEA	criticité (faible flux)	$896s^{-1}$	$1643s^{-1} \pm 4,2\%$	$-646000s^{-1} \pm 5,1\%$
11.1	criticité (très faible flux)	$643s^{-1}$	$1353s^{-1} \pm 10,4\%$	$-634000s^{-1} \pm 4,1\%$

Tableau 3.3 – Applications de la méthode de Rossi- α au réacteur Caliban, configurations critiques, en utilisant la chambre à fission

Exp.	Réactivité	Amplitude décorrélée	Amplitude corrélée	Constante de décroissance
2.5	-15 ¢	$480s^{-1}$	$1450s^{-1} \pm 20,8\%$	$-650000s^{-1} \pm 4,1\%$
5.7	-20 ¢	$350s^{-1}$	$1270s^{-1} \pm 22,7\%$	$-750000s^{-1} \pm 4,1\%$
11.1	-30 ¢	$159s^{-1}$	$1410s^{-1} \pm 5,3\%$	$-905300s^{-1} \pm 4,6\%$
11.2	-50 ¢	$90s^{-1}$	$1247s^{-1} \pm 6,9\%$	$-975100s^{-1} \pm 4,5\%$
8.1	-80 ¢	$64s^{-1}$	$870s^{-1} \pm 12,9\%$	$-1147000s^{-1} \pm 10,0\%$
3.1	-100 ¢	$76s^{-1}$	$757s^{-1} \pm 10,2\%$	$-1453000s^{-1} \pm 11,5\%$

Tableau 3.4 – Applications de la méthode de Rossi- α au réacteur Caliban, configurations sous-critiques, en utilisant la chambre à fission

La précision n'est pas affichée pour la composante décorrélée car elles peuvent facilement être réduites en augmentant la durée d'observation de la probabilité de deuxième comptage.

Les valeurs obtenues sur les points les plus sous-critiques laissent penser à un problème sur la détermination de la composante décorrélée du signal. Néanmoins, une étude plus approfondie est réalisée sur le rapport entre le produit du comptage et de l'anti-réactivité d'une part, avec l'émissivité de la source d'autre part. L'augmentation du comptage décorré, malgré une augmentation de l'anti-réactivité est la conséquence du vieillissement de la source Californium utilisée.

Les résultats obtenus par la méthode de Rossi peuvent être résumés par la figure 3.4.

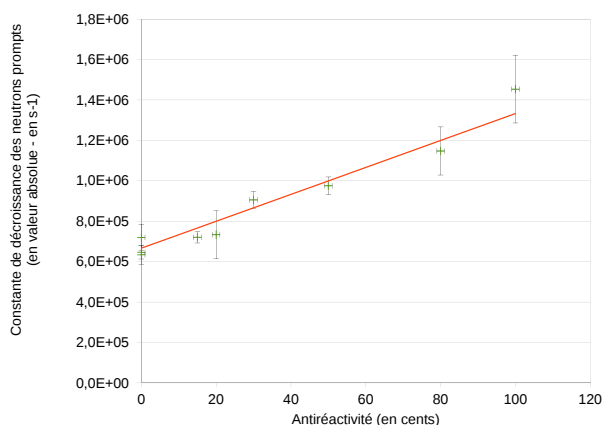


FIGURE 3.4 – *Constantes de décroissance des neutrons prompts en fonction de l'anti réactivité des expériences sur le réacteur Caliban, en utilisant la chambre à fission*

Ces expériences fournissent les paramètres cinétiques du réacteur Caliban sur une large gamme de réactivité. Néanmoins la faible efficacité de la chambre à fission implique des expériences longues, parfois sur plusieurs jours. La mesure subit alors des incertitudes liées à cette durée (et la répétabilité des expériences), d'autant plus élevées que l'anti-réactivité de l'expérience est importante.

A titre d'illustration du traitement de ces expériences, on fournit en figure 3.5 la courbe de Rossi qui a été générée à $-30 \text{ } \phi$.

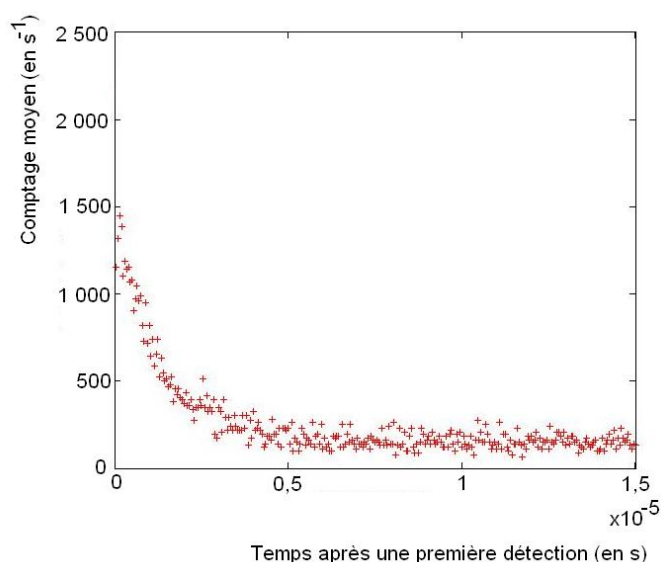


FIGURE 3.5 – *Courbe de Rossi à $-30 \text{ } \phi$, d'après les mesures de la chambre à fission sur le réacteur Caliban*

On se référera à l'annexe D pour lire une présentation du processus de traitement du bruit neutronique.

3.4.2 Utilisation du détecteur à Hélium 3 sur le réacteur Planet

La constante de temps associée au réacteur Caliban empêche d'utiliser le détecteur à Hélium 3 entouré de polyéthylène pour enregistrer du bruit neutronique. La constante de temps associée à la modération dans le détecteur est beaucoup plus faible que celle du réacteur : les neutrons appartenant à une même chaîne de fissions semblent interagir en même temps dans le détecteur : seul l'excès de variance est utilisable, en appliquant les formalismes de Hansen-Dowdy ou de Hage-Cifarelli.

L'installation Planet a une constante de temps beaucoup plus faible que le réacteur Caliban, du fait de la modération des neutrons par la lucite à l'intérieur de laquelle sont glissées les feuilles d'Uranium 235. Les méthodes de Rossi et de Feynman peuvent alors être utilisées directement.

L'évolution de la constante de décroissance des neutrons prompts en fonction de l'inverse du comptage décorrélié des expériences est présenté figure 3.6.

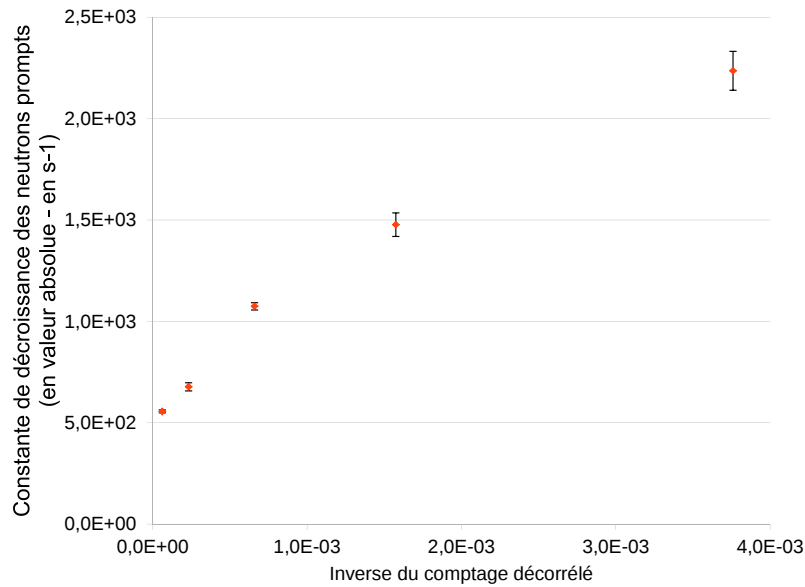


FIGURE 3.6 – Constante de décroissance des neutrons prompts en fonction de l'inverse du comptage décorrélié des expériences sur le réacteur Planet, en utilisant le détecteur à Hélium 3

Les résultats sont détaillés, suivant le nombre de feuilles d'Uranium présentes dans le massif, dans les tableaux 3.5 et 3.6.

Exp.	Nombre de feuilles	Amplitude décorrélée	Amplitude corrélée	Constante de décroissance	Source présente
10.25	6	106 s^{-1}	13,2 $s^{-1} \pm 8,3\%$	-13535,8 $s^{-1} \pm 18\%$	source 2
10.26	11	266 s^{-1}	13,7 $s^{-1} \pm 4,3\%$	-2236,4 $s^{-1} \pm 4,3\%$	source 2
10.28	15	635 s^{-1}	36,9 $s^{-1} \pm 4,3\%$	-1476,6 $s^{-1} \pm 3,9\%$	source 2
10.29	18	1516 s^{-1}	98,5 $s^{-1} \pm 1,4\%$	-1073,8 $s^{-1} \pm 1,7\%$	source 2
10.30	20	4304 s^{-1}	270,4 $s^{-1} \pm 4,4\%$	-677,6 $s^{-1} \pm 2,9\%$	source 2
10.31	21	16118 s^{-1}	1053,6 $s^{-1} \pm 2,7\%$	-555,6 $s^{-1} \pm 1,3\%$	source 2

Tableau 3.5 – Application de la méthode de Rossi au réacteur Planet, en utilisant le détecteur à Hélium 3

Exp.	Nombre de feuilles	Amplitude décorrélée	Amplitude corrélée	Constante de décroissance	Source présente
10.32	21,5	51 s^{-1}	395,4 $s^{-1} \pm 1,6\%$	-207,4 $s^{-1} \pm 2,1\%$	pas de source
10.33	21,5	541 s^{-1}	544,6 $s^{-1} \pm 1,6\%$	-197,6 $s^{-1} \pm 2,3\%$	pas de source
10.33b	21,5	3548 s^{-1}	828,8 $s^{-1} \pm 2,2\%$	-225,2 $s^{-1} \pm 2,7\%$	pas de source
10.34	21,5	4425 s^{-1}	828,8 $s^{-1} \pm 1,2\%$	-240,2 $s^{-1} \pm 1,4\%$	pas de source
10.35	21,5	4933 s^{-1}	880,1 $s^{-1} \pm 2,4\%$	-214,6 $s^{-1} \pm 3,1\%$	pas de source

Tableau 3.6 – Application de la méthode de Rossi au réacteur Planet, en utilisant le détecteur à Hélium 3 (suite)

Les six premières expériences citées tableau 3.5 sont réalisées dans des conditions comparables, avec une incertitude d'autant plus grande que le réacteur Planet est loin de la criticité (temps de mesure inchangé).

A partir de l'expérience 10.33, un nouveau poids est mis en place pour maintenir les feuilles de lucite - la période surcritique est mesurée à 130 secondes, soient 8 ϕ . La réactivité est ajustée par la position du bloc mobile. L'expérience 10.33b est identique à la précédente, mais cette mesure est enregistrée en fin de divergence. L'expérience 10.34 est réalisée à la criticité retardée. Enfin, l'expérience 10.35 est une configuration surcritique, avec une période lue de 180 secondes, soient 6 ϕ .

L'expérience 10.31 permet également d'illustrer l'article de Z.F. Kuang et I. Pazsit³ sur l'influence des neutrons retardés dans les analyses de Feynman.

Sur la figure 3.7 (abscisse logarithmique), on voit ainsi apparaître, après la forme habituelle de la courbe de Feynman, l'influence des neutrons retardés.

3. Z.-F. KUANG, Imre PAZSIT, *A Quantitative Analysis of the Feynman- and Rossi-Alpha Formulas with Multiple Emission Sources*, Nuclear Science and Engineering, **136**, 305-319, 2000

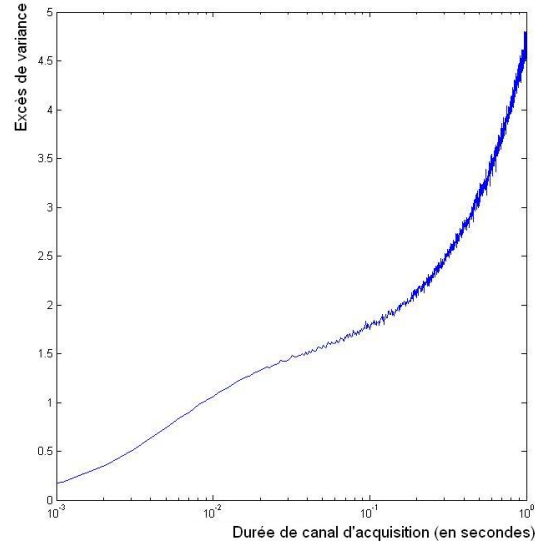


FIGURE 3.7 – Courbe de Feynman, faisant apparaître l'influence des neutrons retardés sur le réacteur Planet, en utilisant le détecteur à Hélium 3

3.5 Détermination de la fraction effective de neutrons retardés

3.5.1 Utilisation des expériences critiques

La relation citée en section 1.5.1 pour le cas des expériences critiques :

$$A_c = -\alpha_c \cdot g \cdot \frac{\epsilon_c \cdot \overline{\nu_p} \cdot \Gamma}{2} \cdot \frac{1 - \beta_{eff}}{\beta_{eff}^2} \quad (3.4)$$

est appliquée aux trois mesures critiques appliquées au réacteur Caliban.

On obtient ainsi le tableau :

Expérience critique	Fraction effective de neutrons retardés β_{eff}
11.1 (très bas flux)	673 pcm $\pm 11,5\%$
EAMEA (bas flux)	617 pcm $\pm 9,6\%$
11.4 (fort flux)	692 pcm $\pm 11,6\%$

Tableau 3.7 – Détermination de la fraction effective de neutrons retardés à partir de mesures de Rossi critiques avec la chambre à fission sur le réacteur Caliban

Outre les incertitudes inhérentes à la mise en œuvre du formalisme de Rossi, un biais de cette méthode réside dans la caractérisation de l'état critique, notamment à bas flux. En revanche, cette méthode est robuste vis-à-vis de la détermination de la source équivalente au mode fondamental.

3.5.2 Mise en œuvre de la méthode de Nelson

Les paramètres cinétiques issus de la méthode de Rossi peuvent être exploités pour déterminer la fraction de neutrons retardés, par la méthodologie de Nelson décrite dans le premier chapitre.

On obtient les résultats du tableau 3.8.

Expérience	Réactivité	Nombre de Nelson	Fraction effective de neutrons retardés
2.5	-15 ¢	$10,6 \pm 14\%$	1060 pcm $\pm 15\%$
5.7	-20 ¢	$8,9 \pm 28\%$	1540 pcm $\pm 29\%$
11.1	-30 ¢	$12,8 \pm 7,8\%$	1460 pcm $\pm 10\%$
11.2	-50 ¢	$17,4 \pm 8,9\%$	1260 pcm $\pm 11\%$
8.1	-80 ¢	$17,02 \pm 17\%$	1430 pcm $\pm 18\%$
3.1	-100 ¢	$13,8 \pm 16\%$	1780 pcm $\pm 17\%$

Tableau 3.8 – *Essais de détermination de la fraction effective de neutrons retardés à partir de la méthode du nombre de Nelson sur le réacteur Caliban, en utilisant la chambre à fission*

Les valeurs obtenues sont cohérentes entre elles, mais pas avec la connaissance du réacteur Caliban. Néanmoins, on note une grande sensibilité du calcul vis-à-vis de la détermination de paramètres amont. Le rapport $\frac{g^*S}{g}$ est en particulier identifié comme étant une source potentielle d'erreur.

Ainsi, en l'absence de dispositif mécanique de positionnement de la source, la cote de celle-ci a une précision de l'ordre du centimètre, ce qui peut conduire à presque doubler la valeur du facteur g^* (cf. chapitre sur la simulation des expériences).

Les valeurs utilisées pour le rapport $\frac{g^*}{g}$ ont ainsi été adaptées pour obtenir la valeur connue $\beta_{eff} = 659$ pcm. On obtient :

Expérience	Réactivité	Rapport $\frac{g^*}{g}$ utilisé
2.5	-15 ¢	2,35
5.7	-20 ¢	3,00
11.1	-30 ¢	2,96
11.2	-50 ¢	2,56
8.1	-80 ¢	2,88
3.1	-100 ¢	3,53

Tableau 3.9 – *Rapports g^*/g pris en compte pour appliquer la méthode du nombre de Nelson sur le réacteur Caliban avec la chambre à fission*

Dans ce cas la courbe du nombre de Nelson en fonction de la réactivité est représentée figure 3.8, en complément des trois points déjà obtenus par le Dr. Benoît Richard.

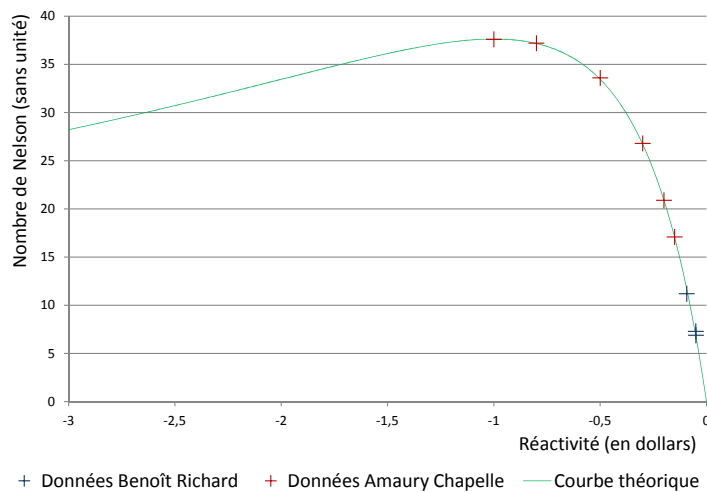


FIGURE 3.8 – *Courbe théorique de Nelson, et mesures expérimentales associées sur le réacteur Caliban avec la chambre à fission*

La simulation associée aux expériences a permis de calculer que le rapport $\frac{g^*}{g}$ était proche de 1,4. La suite des travaux, dont en particulier la simulation du bruit neutronique, a conduit à remettre en cause l'émissivité de la source.

3.5.3 Mise en œuvre de la méthode de la pente

Les cinq mesures sous-critiques réalisées pendant la thèse sont utilisées pour tracer la droite de la constante de décroissance des neutrons prompts en fonction de l'inverse du comptage décorrélé.

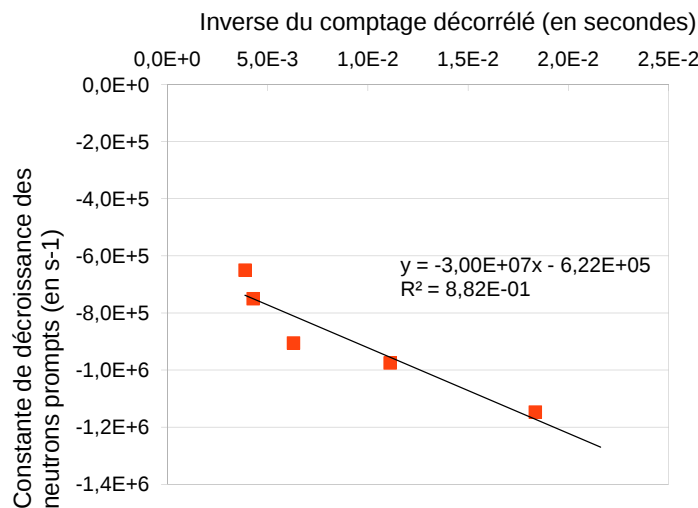


FIGURE 3.9 – *Application de la méthode de la pente aux mesures réalisées avec la chambre à fission sur le réacteur Caliban*

Compte tenu de l'intervalle de temps important qui sépare la première de ces mesures de la dernière, une correction de la composante décorrélée par l'intensité de la source est réalisée.

A partir de la modélisation :

$$\alpha = -\frac{k_{eff} \cdot \beta_{eff}}{\ell} + m_0 \cdot \frac{1}{C} \quad (3.5)$$

où

$$m_0 = -\frac{\epsilon_c \cdot g \cdot S}{\ell}$$

On obtient $m_0 = -3,00 \cdot 10^7 \text{ s}^{-2} \pm 6,3 \cdot 10^6 \text{ s}^{-2}$ et $\frac{k_{eff} \cdot \beta_{eff}}{\ell} = 6,22 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1} \pm 6,5 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$.

La valeur $\ell = 9 \cdot 10^{-9} \text{ s} \pm 3 \cdot 10^{-9} \text{ s}$ est déduite des valeurs de l'efficacité de la chambre à fission et de la source équivalente au mode fondamental de la source externe. m_0 permet d'accéder à la fraction effective de neutrons retardés $\beta_{eff} = 572 \text{ pcm} \pm 69 \text{ pcm}$. Cette valeur est plus proche de la valeur théorique attendue que les valeurs issues de l'application de la méthode du nombre de Nelson. Néanmoins, l'émissivité de la source a été corrigée du facteur 3 identifié dans le paragraphe précédent. Le nombre de points ayant servi à déterminer la pente de la constante de décroissance des neutrons prompts en fonction de l'inverse du comptage décorrélaté est trop faible pour que les incertitudes associées à cette méthode soient évaluées de manière pertinente.

Cette méthode a pour principal défaut de nécessiter des mesures de bruit multiples, afin de tracer la droite dont les caractéristiques permettent d'accéder aux paramètres β_{eff} et ℓ . En revanche, elle permet de mesurer le paramètre ℓ sans réaliser de mesure à la criticité.

3.5.4 Autres méthodes

Les autres méthodes utilisées pour déterminer la fraction de neutrons retardés sont dérivées du formalisme de Hansen-Dowdy. On distingue trois cas, suivant la configuration du réacteur.

Depuis l'état sous-critique

On note R le rapport des taux de comptages décorrélatés entre deux points sous-critiques. En négligeant la variation du facteur g^* entre ces deux points, il vient :

$$R = \frac{1 - k_{eff1}}{1 - k_{eff2}} \quad (3.6)$$

soit :

$$R = \frac{1 - k_{p1} \cdot (1 + \beta_{eff})}{1 - k_{p2} \cdot (1 + \beta_{eff})} \quad (3.7)$$

Cette équation se résout en :

$$\beta_{eff} = \frac{1 - k_{p1} - R \cdot (1 - k_{p2})}{k_{p1} - k_{p2} \cdot R} \quad (3.8)$$

Le rapport R peut être déterminé à partir des points de l'approche sous-critique, les valeurs de k_p sont issues de l'application du formalisme de Hansen-Dowdy.

Ce formalisme fournit néanmoins des résultats sous-évalués par rapport à la valeur attendue (rapport 0,5 à 0,83 suivant les points considérés).

Une autre méthode utilisable est une approche itérative : les courbes d'efficacité différentielle, en cents, des barres de contrôle d'un réacteur permettent d'évaluer la sous-criticité d'un réacteur après un *rod-drop*, donc le facteur de multiplication effectif associé, en faisant une hypothèse sur la fraction de neutrons retardés. La connaissance de la multiplication prompt par le formalisme de Hansen-Dowdy permet alors d'évaluer une nouvelle valeur de fraction de neutrons retardés, comme différence entre le facteur de multiplication effectif prompt et retardé. Cette approche converge rapidement, mais là encore avec des incertitudes trop élevées.

Depuis l'état critique

Le formalisme de Hansen-Dowdy depuis l'état critique permet d'accéder à l'inverse de $1 - k_p$, alors que par définition, $k_{eff} = 1$. Cette démarche a notamment été appliquée aux réacteurs Godiva IV et Planet. Elle permet d'obtenir les résultats du tableau 3.10.

Expérience	Réacteur	Pseudo-multiplication prompte	Fraction effective de neutrons retardés
10.20	Godiva IV (détecteur C)	151 ± 2	661 pcm $\pm 10\%$
	Godiva IV (détecteur B)	152 ± 2	658 pcm $\pm 10\%$
10.34	Planet (détecteurs en série)	150 ± 1	665 pcm $\pm 10\%$

Tableau 3.10 – *Détermination de la fraction effective de neutrons retardés à partir de mesures de Rossi critiques sur les réacteurs Godiva IV et Planet, en utilisant le détecteur à Hélium 3*

Les incertitudes liées à cette méthode recouvrent celles associées à la détermination de l'état critique.

Depuis l'état sur-critique

Le formalisme de Hansen-Dowdy depuis l'état critique permet d'accéder à l'inverse de $1 - k_p$. En parallèle, la mesure de la période de divergence permet d'accéder à la valeur de k_{eff} par résolution de l'équation de Nordheim. Or l'accès à la réactivité par l'équation de Nordheim n'est possible que si la fraction de neutrons retardés β_{eff} est connue.

La fraction de neutrons retardés est donc fixée *a priori* arbitrairement, pour obtenir le k_{eff} . Le β_{eff} est ensuite ré-évalué en comparant la mesure de bruit et la mesure de période. Cette valeur évaluée est utilisée comme nouvelle valeur amont de l'équation de Nordheim pour déterminer le k_{eff} .

Cette démarche itérative a été appliquée aux réacteurs Godiva IV et Planet. Elle permet d'obtenir les résultats présentés dans le tableau 3.11.

Exp.	Réacteur	Chambres	Période	k_{eff}	$\widetilde{M}_p$	Fraction effective de neutrons retardés
10.21	Godiva IV	C	500 s	1,00015	156 ± 7	659 pcm $\pm 10\%$
10.21	Godiva IV	B	500 s	1,00015	158 ± 9	654 pcm $\pm 10\%$
10.22	Godiva IV	C	180 s	1,00033	183 ± 17	581 pcm $\pm 10\%$
10.23	Godiva IV	C	120 s	1,00048	188 ± 11	584 pcm $\pm 10\%$
10.32	Planet	en série	800 s	1,00007	138 ± 2	737 pcm $\pm 10\%$
10.33	Planet	en série	130 s	1,00052	169 ± 1	646 pcm $\pm 10\%$
10.35	Planet	en série	180 s	1,00032	202 ± 3	531 pcm $\pm 10\%$

Tableau 3.11 – *Détermination de la fraction effective de neutrons retardés à partir de mesures de Rossi sur-critiques sur les réacteurs Godiva IV et Planet, en utilisant le détecteur à Hélium 3*

Les incertitudes proviennent dans ce cas majoritairement de la détermination de la période, donc de la surcriticité des expériences. Cette incertitude génère des biais dans la détermination de la fraction de neutrons retardés. On observe ainsi des écarts de 13 % entre les valeurs minimales et maximales mesurées sur le réacteur Godiva IV, et des écarts de 39 % entre les valeurs minimales et maximales mesurées sur le réacteur Planet.

3.6 Autres paramètres cinétiques d'intérêt

3.6.1 Mesure de l'écart à la prompt-criticité

Ce paramètre est mesuré à partir d'un traitement Feynman du signal enregistré, et de l'amplitude de ce dernier, l'efficacité du détecteur étant supposée connue (compte tenu des résultats précédents, on adoptera une efficacité de $1,06 \cdot 10^{-7}$). On obtient les résultats du tableau 3.12.

Exp.	Réactivité (en cents)	Amplitude asymptotique de la courbe de Feynman	Ecart mesuré à la prompt-criticité	Ecart théorique à la prompt-criticité	Ecart relatif
11.4	critique 1	$4,80 \cdot 10^{-3}$	$733 \text{ pcm} \pm 8\%$	659 pcm	+11,2 %
EAMEA	critique 2	$5,05 \cdot 10^{-3}$	$715 \text{ pcm} \pm 8\%$	659 pcm	+8,5 %
11.1	critique 3	$3,60 \cdot 10^{-3}$	$847 \text{ pcm} \pm 8\%$	659 pcm	+28,5 %
2.5	-15 ¢	$4,91 \cdot 10^{-3}$	$725 \text{ pcm} \pm 8\%$	758 pcm	-4,4 %
5.7	-20 ¢	$2,44 \cdot 10^{-3}$	$1030 \text{ pcm} \pm 8\%$	791 pcm	+30,2 %
11.1	-30 ¢	$3,64 \cdot 10^{-3}$	$843 \text{ pcm} \pm 8\%$	856 pcm	-1,5 %
11.2	-50 ¢	$2,84 \cdot 10^{-3}$	$955 \text{ pcm} \pm 8\%$	986 pcm	-3,1 %
8.1	-80 ¢	$1,09 \cdot 10^{-3}$	$1540 \text{ pcm} \pm 8\%$	1186 pcm	+29,8 %
3.1	-100 ¢	$1,46 \cdot 10^{-3}$	$1330 \text{ pcm} \pm 8\%$	1318 pcm	+0,9 %

Tableau 3.12 – Mesures de l'écart à la prompt-criticité sur le réacteur Caliban, en utilisant la chambre à fission

Ces résultats sont présentés graphiquement par la figure 3.10.

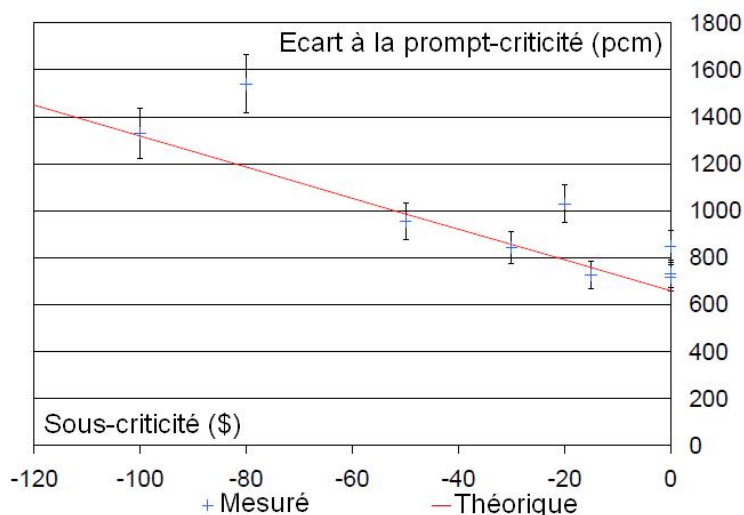


FIGURE 3.10 – Mesures de l'écart à la prompt-criticité sur le réacteur Caliban, en utilisant la chambre à fission

Les résultats sont de l'ordre de grandeur attendu, à l'exception des expériences à -20 ¢ et -80 ¢.

En effet, lors de ces expériences, ce qui s'est avéré par la suite être un problème de branchement de la chambre à fission à l'intérieur des armoires du contrôle commande du réacteur Caliban a conduit à une déformation importante du signal : certaines impulsions étaient suivies de "rebonds", parfois pendant plusieurs micro-secondes. Ces rebonds ont été confirmés par une observation avec un oscilloscope. Le traitement du signal a donc dû être adapté en supprimant les détections liées à ces rebonds. Ce faisant, une part importante des neutrons de la composante corrélée a été supprimée. L'excès de variance du signal a donc été réduit, sans qu'une correction satisfaisante soit trouvée. L'analyse par la méthode de Rossi n'est en revanche pas affectée par ce traitement électronique du signal mesuré.

Néanmoins, il convient de remarquer que les écarts à la prompt-criticité ne peuvent être obtenus que par la connaissance préalable de l'efficacité en coups par fission. Or, ce

terme, aussi appelé efficacité d'Orndoff varie en fonction de la réactivité du milieu observé. La connaissance de cette dernière est donc nécessaire pour mettre en œuvre avec rigueur la méthode, ce qui en limite l'intérêt dans le domaine sous-critique. Néanmoins, au voisinage de la criticité, cette variation peut être négligée.

Dans le cas d'une expérience critique, cette méthode peut servir d'outil pour déterminer la fraction de neutrons retardés. Néanmoins, les résultats obtenus ne sont pas satisfaisants : ces situations correspondent à des cas pour lesquels la population neutronique est stationnaire. Compte-tenu du faible niveau de flux, l'émissivité de la source n'est pas négligeable. Le réacteur est en fait sous-critique pour compenser l'apport de neutrons par la source.

3.6.2 Mesure de la durée de vie moyenne des neutrons

Les trois expériences réalisées à la criticité permettent de déduire le temps de vie moyen des neutrons dans le réacteur Caliban. Ce paramètre est déduit de la constante de décroissance des neutrons prompts et de la fraction de neutrons retardés. On obtient le tableau 3.13.

Expérience critique	Temps de vie moyen ℓ
11.1 (très bas flux)	$9,36 \cdot 10^{-9} \text{ s} \pm 14,7\%$
EAMEA (bas flux)	$9,55 \cdot 10^{-9} \text{ s} \pm 10,9\%$
11.4 (fort flux)	$1,09 \cdot 10^{-8} \text{ s} \pm 12,3\%$

Tableau 3.13 – *Détermination du temps de vie moyen des neutrons à partir de mesures de Rossi critiques sur le réacteur Caliban avec la chambre à fission*

Ces temps sont cohérents avec la connaissance du réacteur Caliban. Outre les incertitudes affichées, inhérentes au traitement Rossi et à la caractérisation du détecteur, un biais de cette méthode réside dans la difficulté à obtenir un état juste critique : compte tenu de la forte émissivité de la source utilisée, le réacteur dont la population est constante ne peut être que sous-critique.

3.6.3 Mesure du taux de fissions spontanées

Le formalisme de Hage-Cifarelli permet, outre la multiplication de fuite, d'obtenir le taux de fissions spontanées.

Le tableau 3.14 présente, pour différentes positions du bloc de sécurité, le taux de fissions spontanées mesurées et l'émissivité correspondante. Il reprend les expériences de la semaine conjointe CEA - LANL de juin 2012.

Position du bloc de sécurité	Taux de fissions spontanées	Emissivité correspondant
0 mm	$9,12 \cdot 10^5$ f/s $\pm 23\%$	$3,42 \cdot 10^6$ n/s $\pm 23\%$
20 mm	$8,82 \cdot 10^5$ f/s $\pm 9,8\%$	$3,31 \cdot 10^6$ n/s $\pm 9,8\%$
40 mm	$7,59 \cdot 10^5$ f/s $\pm 9,0\%$	$2,85 \cdot 10^6$ n/s $\pm 9,0\%$
60 mm	$7,32 \cdot 10^5$ f/s $\pm 8,1\%$	$2,75 \cdot 10^6$ n/s $\pm 8,1\%$
65 mm	$7,16 \cdot 10^5$ f/s $\pm 11\%$	$2,69 \cdot 10^6$ n/s $\pm 11\%$
67,5 mm	$7,13 \cdot 10^5$ f/s $\pm 16\%$	$2,68 \cdot 10^6$ n/s $\pm 16\%$
70,531 mm	$7,26 \cdot 10^5$ f/s $\pm 18\%$	$2,73 \cdot 10^6$ n/s $\pm 18\%$

Tableau 3.14 – Détermination du taux de fissions spontanées par le formalisme de Hage Cifarelli sur le réacteur Caliban à partir de mesures avec le détecteur à Hélium 3

Les incertitudes affichées correspondent à la répétition de la mesure pour un grand nombre de largeurs de fenêtres d'enregistrement.

D'après le certificat d'étalonnage de la source, son émissivité théorique en juin 2012 est de $1,32 \cdot 10^6$ n/s. Nous retrouvons donc une source plus importante qu'indiqué sur son certificat d'étalonnage (cf. détermination de la fraction de neutrons retardés par la méthode du nombre de Nelson). Néanmoins, la forte dispersion des valeurs mesurées ne permet pas de les utiliser comme nouvelles références.

La même démarche est adoptée pour les expériences conjointes sur le réacteur Godiva IV, ce qui permet d'écrire le tableau 3.15.

Position du bloc de sécurité	Taux de fissions spontanées	Emissivité correspondant
0,130 ' ,	$1,59 \cdot 10^5$ f/s $\pm 1,4\%$	$5,97 \cdot 10^5$ n/s $\pm 1,4\%$
-0,161 ' ,	$1,30 \cdot 10^5$ f/s $\pm 1,2\%$	$4,88 \cdot 10^5$ n/s $\pm 1,2\%$
-0,272 ' ,	$1,25 \cdot 10^5$ f/s $\pm 1,0\%$	$4,70 \cdot 10^5$ n/s $\pm 1,0\%$
-0,530 ' ,	$1,18 \cdot 10^5$ f/s $\pm 1,1\%$	$4,43 \cdot 10^5$ n/s $\pm 1,1\%$
-0,883 ' ,	$1,08 \cdot 10^5$ f/s $\pm 14\%$	$4,06 \cdot 10^5$ n/s $\pm 14\%$
-0,988 ' ,	$1,25 \cdot 10^5$ f/s $\pm 3,8\%$	$4,70 \cdot 10^5$ n/s $\pm 3,8\%$
-2,083 ' ,	$1,04 \cdot 10^5$ f/s $\pm 1,0\%$	$3,91 \cdot 10^5$ n/s $\pm 1,0\%$
-7,844 ' ,	$8,44 \cdot 10^4$ f/s $\pm 23\%$	$3,17 \cdot 10^5$ n/s $\pm 23\%$

Tableau 3.15 – Détermination du taux de fissions spontanées par le formalisme de Hage Cifarelli sur le réacteur Godiva IV à partir de mesures avec le détecteur à Hélium 3

Ces mesures sont également très supérieures aux données disponibles sur la source utilisée, ($2,23 \cdot 10^5$ n/s), ce qui revient à mettre en cause la fiabilité de la méthode Hage Cifarelli pour la détermination du taux de fissions spontanées. Ainsi la méthode Hage Cifarelli repose sur une modélisation ponctuelle du problème. La valeur obtenue est donc la valeur équivalente au mode fondamental dans les configurations étudiées. Il est normal que cette valeur diffère de l'émissivité de la source dans un milieu non multiplicateur.

3.7 Bilan

Les mesures réalisées ont permis d'accéder aux valeurs de tous les paramètres cinétiques présentés dans le premier chapitre. Seules les méthodes CSDNA et fréquentielles, nécessitant l'emploi d'une source instrumentée, n'ont pas pu être mises en œuvre.

Les méthodes déterministes ont été appliquées aux expériences de rod-drop au voisinage de la criticité. Leurs résultats ont permis de valider les valeurs de multiplication obtenues après stabilisation de la population neutronique par des mesures de bruit. Ces mesures de multiplication ont ensuite été réalisées jusqu'à des valeurs très faibles (de l'ordre de la dizaine - réacteur à l'arrêt).

La caractérisation des neutrons prompts a été entreprise avec la chambre à fission, le détecteur à Hélium n'étant utilisable dans ce but que dans des configurations particulières de criticité voire de surcriticité.

Ces mesures doivent maintenant être consolidées, d'une part par la comparaison avec les valeurs simulées, d'autre part par la vérification de la pertinence des facteurs de correction spatiale utilisés.

Chapitre 4

Simulation des expériences

4.1 Objectifs du chapitre

- La simulation des expériences au travers des codes de calcul revêt plusieurs objectifs :
- Elle s’inscrit dans l’objectif de validation des codes dans le domaine sous-critique, après une estimation précise et une optimisation des incertitudes expérimentales ;
 - Elle permet, par la comparaison de simulations à source fixe et de simulations de criticité, par des codes déterministes ou probabilistes, d’évaluer le facteur de correction spatiale g^* ;
 - Elle permet, par l’évaluation dans chaque maille d’une simulation déterministe des fonctions d’importance, de faire le calcul analytique des facteurs g^* et g . La fonction importance est également accessible au code MCNP6.

4.2 Utilisation du code TRIPOLI

4.2.1 Présentation du code

TRIPOLI¹ est un code de calcul probabiliste simulant le transport des neutrons et photons, électrons et positrons. Il peut être utilisé pour des calculs de radioprotection (propagation à longues distances avec atténuation de flux en un milieu non multiplicateur) ou de neutronique (milieu fissile, calcul de criticité ou calcul sous-critique). Il permet le calcul de k_{eff} (en criticité), de flux, de courants, de taux de réaction et de sections efficaces multigroupes.

4.2.2 Le *benchmark*

Le réacteur Caliban a fait l’objet d’un *benchmark*, paru le 30 septembre 2007. Cette description très précise du réacteur et des matériaux le constituant est déclinée, dans ses annexes, en jeux de données, rédigés dans une syntaxe adaptée aux codes probabilistes TRIPOLI 4.4, SCALE, MCNP-5 et MCNPX-2.6.

Le code utilisé sera TRIPOLI 4 (dans les versions 4.6 et 4.7). Le jeu de données sera modifié pour prendre en compte la hauteur des barres de contrôle, relevée pour chaque expérience, avant *rod-drop* et après *rod-drop*, et la hauteur du bloc de sécurité. On dispose donc, pour chaque manipulation de *rod-drop*, d’un jeu de données critique et d’un jeu de données sous-critique.

1. O. PETIT, F. X. HUGOT, Y. K. LEE, C. JOUANNE, A. MAZZOLO, *TRIPOLI-4 Version 4 - Manuel de l'utilisateur*, Rapport CEA-R-6170, Janvier 2008.

4.2.3 Choix de la bibliothèque utilisée, problématique de la composition isotopique de l'UMo

Les premières simulations ont été réalisées avec la bibliothèque ENDFB6, pour l'expérience 5.4. L'anti-réactivité attendue, d'après les simulations en cinétique ponctuelle, est de -1175 ± 44 pcm. Le code de calcul fournit un facteur de multiplication effectif de 0,9783, avec un écart type de $3,9 \cdot 10^{-4}$, soit une anti-réactivité de -2218 pcm.

Devant cet écart (de l'ordre de la fraction de neutrons retardés), le calcul est réalisé à nouveau, dans la configuration critique correspondant à cette expérience. Le code de calcul fournit un facteur de multiplication effectif de 0,9895, avec un écart type de $3,9 \cdot 10^{-4}$, soit une anti-réactivité de -1061 pcm. On a ainsi un écart entre la configuration critique et la configuration sous-critique de -1157 pcm, inclus dans les incertitudes de l'étude cinétique.

Cette sous-estimation de la réactivité, connue, est liée aux bibliothèques de section efficace du molybdène de l'alliage combustible : la valeur obtenue pour le facteur de multiplication effectif varie fortement entre l'utilisation des sections efficaces du molybdène "naturel" et l'utilisation de la composition isotopique précise de l'alliage composant le réacteur Caliban. Ces variations sont également différentes suivant la bibliothèque utilisée, comme l'indique le tableau 4.1, réalisé dans la configuration critique précédant l'expérience 4.1 :

Bibliothèque utilisée	Résultats en utilisant le Mo en isotopie naturelle		Résultats en utilisant le Mo en isotopie détaillée		Ecart selon l'isotopie du combustible
	k_{eff}	σ	k_{eff}	σ	
ENDFB6	1,00846	$4,2 \cdot 10^{-4}$	0,98975	$4,0 \cdot 10^{-4}$	1870 pcm
CEAV5	1,00631	$4,1 \cdot 10^{-4}$	1,00614	$4,2 \cdot 10^{-4}$	20 pcm

Tableau 4.1 – Simulations critiques associées à l'expérience 4.1 sur le réacteur Caliban avec le code TRIPOLI 4

Ces résultats montrent que la bibliothèque "CEAV5" est moins sensible à la composition isotopique du molybdène utilisée dans la composition isotopique de Caliban. Il convient néanmoins de garder en mémoire que le résultat obtenu reste très éloigné de la réalité.

On réalise également une simulation de la configuration postérieure au rod-drop de l'expérience 4.1 avec les deux types d'isotopie et avec chacune des bibliothèques. On obtient le tableau suivant 4.2.

Bibliothèque utilisée	Résultats en utilisant le Mo en isotopie naturelle		Résultats en utilisant le Mo en isotopie détaillée	
	k_{eff}	σ	k_{eff}	σ
ENDFB6	1,00214	$2,9 \cdot 10^{-4}$	0,98323	$2,8 \cdot 10^{-4}$
CEAV5	0,99991	$2,8 \cdot 10^{-4}$	0,99918	$3,2 \cdot 10^{-4}$

Tableau 4.2 – Simulations sous-critiques associées à l'expérience 4.1 sur le réacteur Caliban avec le code TRIPOLI 4

d'où pour chaque type de calcul, les écarts entre cote critique et cote sous-critique cités dans le tableau 4.3

Bibliothèque utilisée	Résultats en utilisant le Mo en isotopie naturelle		Résultats en utilisant le Mo en isotopie détaillée	
	ρ_{finale}	σ	ρ_{finale}	σ
ENDFB6	-625 pcm	$7,1 \cdot 10^{-4}$	-670 pcm	$6,8 \cdot 10^{-4}$
CEAV5	-636 pcm	$6,9 \cdot 10^{-4}$	-691 pcm	$7,4 \cdot 10^{-4}$

Tableau 4.3 – Variation de réactivité consécutive au rod-drop de l'expérience 4.1 sur le réacteur Caliban, déterminée avec le code TRIPOLI 4

On rappelle que la modélisation en cinétique ponctuelle fournissait une valeur d'anti-réactivité de -659 ± 19 pcm. Les écarts entre configuration critique et configuration sous-critique sont donc bien conservés. Néanmoins, compte tenu des écarts entre la simulation critique et la réalité, une des simulations sous-critiques fournit un résultat surcritique.

La méthodologie suivante est donc adoptée : si l'objectif de la simulation est de déterminer la sous-criticité du réacteur, le résultat sera translaté d'une valeur correspondant à l'écart entre le résultat de la simulation critique et le k_{eff} réellement observé.

Pour vérifier que la valeur de translation n'est due qu'aux modes de description de Caliban, on applique la même approche à l'expérience 5.4, pour laquelle le modèle de cinétique ponctuelle donne une sous-criticité de -1175 ± 44 pcm.

On obtient les résultats du tableau 4.4 pour la configuration critique.

Bibliothèque utilisée	Résultats en utilisant le Mo en isotopie naturelle		Résultats en utilisant le Mo en isotopie détaillée		Ecart selon l'isotopie du combustible
	k_{eff}	σ	k_{eff}	σ	
ENDFB6	1,00846	$2,8 \cdot 10^{-4}$	0,989210	$2,8 \cdot 10^{-4}$	1925 pcm
CEAV5	1,00644	$2,8 \cdot 10^{-4}$	1,00607	$2,9 \cdot 10^{-4}$	37 pcm

Tableau 4.4 – Simulations critiques associées à l'expérience 5.4 sur le réacteur Caliban avec le code TRIPOLI 4

La simulation sous-critique fournit le tableau 4.5.

Bibliothèque utilisée	Résultats en utilisant le Mo en isotopie naturelle		Résultats en utilisant le Mo en isotopie détaillée	
	k_{eff}	σ	k_{eff}	σ
ENDFB6	0,99780	$4,0 \cdot 10^{-5}$	0,97874	$4,2 \cdot 10^{-5}$
CEAV5	0,99539	$4,0 \cdot 10^{-5}$	0,99536	$4,1 \cdot 10^{-5}$

Tableau 4.5 – Simulations sous-critiques associées à l'expérience 5.4 sur le réacteur Caliban avec le code TRIPOLI 4

D'où l'anti-réactivité finale estimée de l'expérience (tableau 4.6).

Bibliothèque utilisée	Résultats en utilisant le Mo en isotopie naturelle		Résultats en utilisant le Mo en isotopie détaillée	
	ρ_{finale}	σ	ρ_{finale}	σ
ENDFB6	-1066 pcm	$3,2 \cdot 10^{-4}$	-1047 pcm	$3,2 \cdot 10^{-4}$
CEAV5	-1105 pcm	$3,2 \cdot 10^{-4}$	-1071 pcm	$3,3 \cdot 10^{-4}$

Tableau 4.6 – Variation de réactivité consécutive au rod-drop de l'expérience 5.4 sur le réacteur Caliban, déterminée avec le code TRIPOLI 4

Les écarts entre cote critique et cote sous-critique sont là encore conservés quelle que soit la bibliothèque utilisée. Néanmoins, pour les simulations ultérieures, on préférera utiliser la bibliothèque CEAV5 associée à une description isotopique détaillée du molybdène. Ce choix permet d'obtenir les meilleurs résultats dans la simulation de la configuration critique.

4.2.4 Premières déterminations du facteur de correction spatiale g^*

On utilise ensuite ces modélisations dans un calcul à source fixe et dans un calcul de criticité pour évaluer le facteur g^* . Ce facteur s'exprime alors :

$$g^* = M \cdot (1 - k_{eff}) \quad (4.1)$$

On obtient alors pour l'expérience 4.1, de manière brute : $g^* = 1,47$ avec un écart-type de $5,8 \cdot 10^{-3}$

Seule la simulation en isotopie détaillée, avec la bibliothèque ENDFB6, a permis d'obtenir un résultat : les autres simulations placent le réacteur de manière trop proche de la criticité pour que les itérations sur l'évaluation de la multiplication puissent converger.

On applique la même méthodologie à l'expérience 5.4. Les données brutes issues des simulations permettent d'écrire le tableau 4.7.

Bibliothèque utilisée	Résultats en utilisant le Mo en isotopie naturelle		Résultats en utilisant le Mo en isotopie détaillée	
	g^*	σ	g^*	σ
ENDFB6	1,53	$4,4 \cdot 10^{-2}$	1,45	$5,0 \cdot 10^{-3}$
CEAV5	1,46	$2,3 \cdot 10^{-2}$	1,52	$2,3 \cdot 10^{-2}$

Tableau 4.7 – Détermination du facteur g^* associé à l'expérience 5.4 sur le réacteur Caliban avec le code TRIPOLI 4, sans correction de la réactivité

Ces calculs ne prennent pas en compte les écarts observés dans la détermination de la réactivité du système. Si une correction est possible sur le facteur de multiplication effectif, il n'en est pas de même pour la multiplication. Pour l'élaboration du facteur g^* , on évaluera le facteur g^* à différents niveaux de réactivité pour constituer une abaque. On négligera la variation de géométrie due au mouvement des barres pour ne prendre en compte que les variations du facteur g^* liées aux évolutions de la réactivité.

4.2.5 Influence de variations de réactivité par action sur le bloc mobile du réacteur sur le facteur g^*

Le code TRIPOLI 4.7 associé à la bibliothèque CEA v5 a été utilisé pour déterminer le facteur de multiplication effectif et la multiplication à source fixée, à partir de la description *benchmark* du réacteur Caliban. Ce jeu de données a été adapté pour permettre la séparation du bloc fixe et du bloc de sécurité (tableau 4.8).

Hauteur du bloc de sécurité	Multiplication	σ_M	k_{eff}	$\sigma_{k_{eff}}$
0 mm	7,9	$1,3 \cdot 10^{-2}$	0,8841	$1,1 \cdot 10^{-4}$
20,02 mm	8,8	$1,5 \cdot 10^{-2}$	0,8952	$1,1 \cdot 10^{-4}$
40,02 mm	10,9	$2,1 \cdot 10^{-2}$	0,9151	$1,2 \cdot 10^{-4}$
60,01 mm	18,8	$5,0 \cdot 10^{-2}$	0,9517	$1,2 \cdot 10^{-4}$
65,03 mm	25,6	$8,3 \cdot 10^{-2}$	0,9649	$1,2 \cdot 10^{-4}$
67,50 mm	32,4	$1,2 \cdot 10^{-1}$	0,9727	$1,2 \cdot 10^{-4}$
70,53 mm	50,7	$2,4 \cdot 10^{-1}$	0,9827	$1,3 \cdot 10^{-4}$

Tableau 4.8 – Variations du k_{eff} et de la multiplication avec la position du bloc de sécurité du réacteur Caliban, évaluées avec le code TRIPOLI 4

On en déduit le g^* du système et l'incertitude associée pour différentes positions du bloc de sécurité, la source étant placée dans le plan médian (tableau 4.9).

Hauteur du bloc de sécurité	g^*	Incertainitude associée
0 cm	0,912	$1,5 \cdot 10^{-3}$
20,02 mm	0,925	$1,6 \cdot 10^{-3}$
40,02 mm	0,925	$1,8 \cdot 10^{-3}$
60,01 mm	0,906	$2,4 \cdot 10^{-3}$
65,03 mm	0,899	$2,9 \cdot 10^{-2}$
67,50 mm	0,885	$3,2 \cdot 10^{-3}$
70,53 mm	0,879	$4,2 \cdot 10^{-3}$

Tableau 4.9 – Variations du facteur g^* avec la position du bloc de sécurité du réacteur Caliban, évaluées avec le code TRIPOLI 4

Les valeurs obtenues sont inférieures à 1. L'explication réside dans le positionnement de la source, placée à 8,9 cm au dessus du plan médian du réacteur, c'est-à-dire dans une zone où l'importance des neutrons est inférieure à l'importance moyenne des neutrons de fission.

Ces valeurs sont variables à la fois en raison de l'évolution du facteur de multiplication effectif en fonction de la réactivité, mais aussi en raison de l'évolution de la géométrie du milieu observé.

4.2.6 Influence de variations de réactivité par action sur les barres de contrôle

Le même type d'abaque a été réalisé pour des valeurs plus faibles d'anti-réactivité. Le bloc mobile est alors au contact du bloc fixe, la réactivité ne varie que par l'action sur les barres de contrôles du réacteur. On obtient le tableau 4.10.

Sous-criticité de l'expérience en pcm	Multiplication	σ_M	k_{eff}	$\sigma_{k_{eff}}$
-190	1220	51,0	0,9981	$4,1 \cdot 10^{-4}$
-307	595	17,5	0,9969	$4,0 \cdot 10^{-4}$
-499	261	5,5	0,9950	$4,0 \cdot 10^{-4}$
-872	158	2,5	0,9914	$4,0 \cdot 10^{-4}$
-1300	118	2,0	0,9872	$4,1 \cdot 10^{-4}$

Tableau 4.10 – Variations du k_{eff} et de la multiplication avec la position des barres de contrôle du réacteur Caliban, évaluées avec le code TRIPOLI 4

Ce tableau est exploité pour calculer le facteur de correction spatiale g^* (tableau 4.11).

Sous-criticité de l'expérience en pcm	g^*	Incertitude associée
-190	2,31	$9,7 \cdot 10^{-2}$
-307	1,82	$5,4 \cdot 10^{-2}$
-499	1,30	$2,7 \cdot 10^{-2}$
-872	1,37	$2,1 \cdot 10^{-2}$
-1300	1,51	$2,6 \cdot 10^{-2}$

Tableau 4.11 – Variations du facteur g^* avec la position des barres de contrôle du réacteur Caliban, évaluées avec le code TRIPOLI 4

On constate que pour ces expériences, réalisées alors que la source est dans le plan médian, l'écart par rapport au modèle ponctuel est d'autant plus important que le réacteur est proche de la criticité, c'est-à-dire que la multiplication est importante.

4.2.7 Influence de la position de la source sur le facteur g^*

La source étant placée loin du plan médian, il est également nécessaire de réaliser une étude sur l'influence de sa position sur les facteurs de correction spatiale à appliquer. Cette étude est réalisée avec la version 4.7 du code TRIPOLI, associé à la bibliothèque CEAv5. La configuration est différente des cas précédents : Le bloc de sécurité est au contact du bloc fixe. Les barres de contrôle sont en position basse. Cette antiréactivité plus importante permet de limiter les temps de calcul de multiplication. On obtient les résultats présentés dans les tableaux 4.12 et 4.13.

Position de la source par rapport au plan médian	Multiplication	σ_M	k_{eff}	$\sigma_{k_{eff}}$
-9 cm	55,2	0,26	0,98289	$1,25 \cdot 10^{-4}$
-7 cm	67,2	0,28	0,98289	$1,25 \cdot 10^{-4}$
-5 cm	76,7	0,30	0,98289	$1,25 \cdot 10^{-4}$
-3 cm	83,6	0,31	0,98289	$1,25 \cdot 10^{-4}$
-2 cm	87,4	1,9	0,98289	$1,25 \cdot 10^{-4}$
-1 cm	87,0	0,32	0,98289	$1,25 \cdot 10^{-4}$
0 cm	86,9	0,32	0,98289	$1,25 \cdot 10^{-4}$
1 cm	87,1	0,32	0,98289	$1,25 \cdot 10^{-4}$
2 cm	85,7	0,55	0,98289	$1,25 \cdot 10^{-4}$
3 cm	85,5	0,33	0,98289	$1,25 \cdot 10^{-4}$
5 cm	80,0	0,31	0,98289	$1,25 \cdot 10^{-4}$
7 cm	71,9	0,29	0,98289	$1,25 \cdot 10^{-4}$
9 cm	59,6	0,77	0,98289	$1,25 \cdot 10^{-4}$
11 cm	59,6	0,52	0,98289	$1,25 \cdot 10^{-4}$

Tableau 4.12 – Variations du k_{eff} et de la multiplication avec la position de la source utilisée pour les expériences sur le réacteur Caliban, évaluées avec le code TRIPOLI 4

Ce tableau est utilisé pour calculer le facteur g^* :

Position de la source par rapport au plan médian	g^*	Incertitude associée
-9 cm	0,94	$4,4 \cdot 10^{-3}$
-7 cm	1,15	$4,8 \cdot 10^{-3}$
-5 cm	1,31	$5,2 \cdot 10^{-3}$
-3 cm	1,43	$5,3 \cdot 10^{-3}$
-2 cm	1,50	$3,2 \cdot 10^{-2}$
-1 cm	1,49	$5,4 \cdot 10^{-3}$
0 cm	1,49	$5,4 \cdot 10^{-3}$
1 cm	1,49	$5,4 \cdot 10^{-3}$
2 cm	1,47	$9,5 \cdot 10^{-3}$
3 cm	1,46	$5,6 \cdot 10^{-3}$
5 cm	1,37	$5,2 \cdot 10^{-3}$
7 cm	1,23	$4,9 \cdot 10^{-3}$
9 cm	1,02	$1,3 \cdot 10^{-2}$
11 cm	1,03	$8,9 \cdot 10^{-3}$

Tableau 4.13 – Variations du facteur g^* avec la position de la source utilisée pour les expériences sur le réacteur Caliban, évaluées avec le code TRIPOLI 4

Les variations observées sur le facteur g^* sont logiques si on se reporte à la définition de ce facteur, comme étant le rapport de l'importance moyenne des neutrons source par rapport aux neutrons de fission : le facteur g^* suit l'évolution du flux adjoint dans le réacteur. Le tableau dressé précédemment permettra d'évaluer l'influence de l'incertitude sur le positionnement de la source sur le facteur g^* , donc sur le résultat final.

Ces simulations seront complétées par une série d'expériences pendant lesquelles seule la position de la source variera, afin de vérifier que d'autres facteurs n'en modifient pas le résultat.

On observe par ailleurs une asymétrie dans les résultats : cette simulation a été menée avec une erreur sur la détermination du plan médian, adopté à 12,14 cm au lieu de 12,633 cm (avec une origine en bas du bloc mobile, les deux blocs étant assemblés). Les facteurs de correction spatiale semblent donc artificiellement plus élevés en partie haute qu'en partie basse.

4.3 Utilisation du code PARTISN

4.3.1 Bibliothèques utilisées

Le code PARTISN², nécessite la génération de bibliothèques multigroupes adaptées au problème étudié. Dans notre cas, ces bibliothèques ont été développées par le Docteur Benoît Richard dans le cadre de ses propres travaux de thèse, sur la base des bibliothèques ENDFB6, ENDFB7 et JEFF3.1. La procédure de génération est néanmoins reproduite ici :

- La première étape consiste à adapter la bibliothèque considérée au nombre de groupes choisi.

L'outil *aim* permet de convertir en format binaire le fichier initial au format *ascii*.

L'outil *ajax* concatène les fichiers précédents et leur associe un identifiant au format *ZAID*.

L'outil *csas6* du formulaire *scale* permet de calculer le flux de pondération, utilisé par l'outil *malocs* pour condenser la bibliothèque selon le nombre de groupes voulu. Le résultat obtenu est une bibliothèque maître, indépendante du problème, comportant quarante-quatre groupes.

- La deuxième étape vise à déterminer l'autoprotection pour les bibliothèques considérées. Elle utilise pour cela les procédures *csasn* et *ice*.

La procédure *csasn* inclut successivement les outils *bonami* (traitement des résonances dans le domaine non résolu), *worker* (transformation des bibliothèques maîtresses en bibliothèques de travail), *centrm* (traitement des résonances dans le domaine résolu), *pmc* (opérateur de pondération) et à nouveau *worker* (remise au format de bibliothèque de travail).

La procédure *ice* génère les données pour chaque matériau, sous la forme de tableaux (un par groupe) présentant des valeurs numériques correspondant au spectre de fission et aux sections efficaces de fission, d'absorption et de diffusion.

- Enfin la troisième étape, réalisée à l'aide de procédures Matlab, permet la mise au format *fido* / *anisn* des bibliothèques, en vue d'une utilisation par le code PARTISN.

Les bibliothèques utilisées dans la suite du chapitre sont celles développées par le Dr Benoît Richard pendant sa présence au SMNC/LPE, pour 44 groupes d'énergie.

4.3.2 Comparaison entre calcul de criticité et calcul à source fixe

Comparaison avec le code probabiliste TRIPOLI

Le code PARTISN est un code déterministe, pouvant réaliser des calculs de criticité ou des calculs à source fixe dans une géométrie à deux dimensions. On travaille sur une modélisation de Caliban dans laquelle ce réacteur est représenté comme un cylindre de

2. Ray E. ALCOUFFE, Randal S. BAKER, Jon A. DAHL, Scott A. TURNER, Robert C. WARD, *PARTISN : A Time-Dependant, Parallel Neutral Particle Transport Code System*, LA-UR-05-3925 Manual, May 2005

matière fissile, dont la hauteur et le diamètre sont conservés, traversé par une cavité centrale de diamètre également conservé.

Le facteur de multiplication effectif est ajusté par variation de la densité de matière fissile. On peut alors écrire le tableau 4.14.

Bibliothèque utilisée	k_{eff}	Multiplication	g^*
endfb6	0,99408	430,97	2,55
endfb7	0,99622	678,83	2,56
jeff3.1	0,99240	336,37	2,56

Tableau 4.14 – *Elaboration du facteur g^* du réacteur Caliban avec le code PARTISN*

Pour essayer de comprendre les écarts entre la modélisation PARTISN et les travaux précédents sur TRIPOLI, des simulations TRIPOLI sont réalisées sur une modélisation du réacteur analogue à celle utilisée par PARTISN. Le réacteur Caliban est modélisé par un cylindre traversé par une cavité, composé d'un combustible dont la densité est ajustée sur celle utilisée pour le calcul PARTISN.

On obtient, avec la bibliothèque ENDFB6, $k_{eff} = 0,99492$ et $M = 311$ avec $\sigma_{k_{eff}} = 1,23 \cdot 10^{-4}$ et $\sigma_M = 2,11$ soit $g^* = 1,58$ avec $\sigma_{g^*} = 1,1 \cdot 10^{-2}$.

On obtient, avec la bibliothèque CEAV5, $k_{eff} = 0,99218$ et $M = 192$ avec $\sigma_{k_{eff}} = 1,24 \cdot 10^{-4}$ et $\sigma_M = 1,02$ soit $g^* = 1,50$ avec $\sigma_{g^*} = 0,8 \cdot 10^{-2}$.

Les résultats obtenus avec TRIPOLI pour le modèle simplifié de Caliban sont cohérents entre eux, mais restent très éloignés ceux obtenus avec les simulations PARTISN.

L'écart entre le facteur de multiplication effectif simulé par le code TRIPOLI et calculé par le code PARTISN n'est pas significatif (inférieur à la centaine de pcm). On remet donc en cause le calcul de la multiplication par le code PARTISN.

Influence de la position de la source sur le facteur g^*

La comparaison de calculs à source fixe et de calculs de criticité fournit un autre moyen de déterminer l'influence de la position de la source sur le facteur g^* . A facteurs de multiplication effectifs inchangés par rapport au paragraphe précédent, les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 4.15.

Position de la source par rapport au plan médian (cm)	M (ENDFB6)	g^* (ENDFB6)	M (ENDFB7)	g^* (ENDFB7)	M (JEFF3.1)	g^* (JEFF3.1)
+9	258,83	1,53	407,05	1,54	203,04	1,54
+7	324,47	1,92	506,74	1,91	252,21	1,92
+5	373,85	2,21	588,17	2,22	292,01	2,22
+3	408,93	2,42	644,00	2,43	327,19	2,49
+2	421,12	2,49	661,80	2,50	328,73	2,50
+1	428,66	2,54	675,14	2,55	334,58	2,54
0	430,97	2,55	678,83	2,56	336,37	2,56
-1	429,06	2,54	674,84	2,55	334,89	2,54
-2	409,70	2,43	606,48	2,29	329,08	2,50
-3	408,19	2,42	602,14	2,28	335,70	2,55
-5	376,76	2,23	586,84	2,22	294,28	2,24
-7	328,67	1,95	513,08	1,94	255,48	1,94
-9	271,00	1,61	417,88	1,58	224,30	1,70

Tableau 4.15 – Variations du facteur g^* du réacteur Caliban avec la position de la source, évaluées avec le code PARTISN

Ces résultats sont repris dans le graphique ci-dessous, sur lequel apparaissent également les simulations réalisées avec le code TRIPOLI (et la bibliothèque ENDFB6).

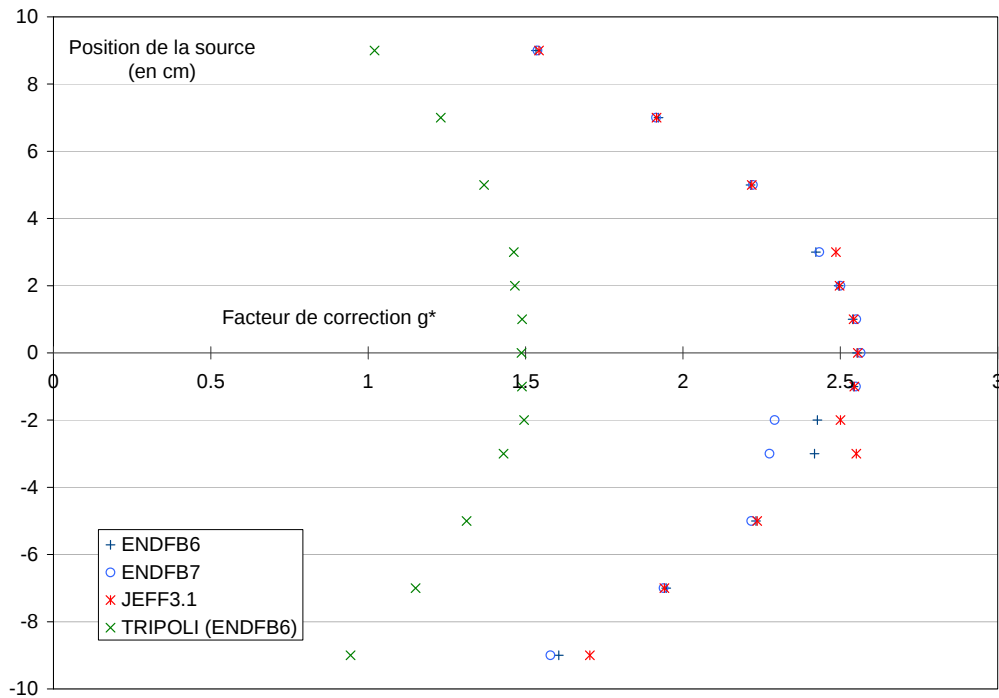


FIGURE 4.1 – Variations du facteur g^* du réacteur Caliban avec la position de la source, évaluées avec les codes PARTISN et TRIPOLI 4

Les résultats obtenus avec le code PARTISN sont similaires quelle que soit la biblio-

thèque utilisée (les différences observées pour les points "+3", "-2", "-3" et "-9" sont la conséquence de difficultés dans la convergence des calculs), malgré de fortes disparités dans l'évaluation du facteur de multiplication effectif et dans celle de la multiplication.

Les facteurs de correction spatiale g^* évalués avec le code TRIPOLI et avec le code PARTISN sont en revanche très éloignés. On précise que l'étude TRIPOLI sur la position de la source a été réalisée à partir de la description *benchmark* du réacteur Caliban. L'utilisation d'un modèle simplifié analogue à celui utilisé sous PARTISN ne diminue pas cet écart.

On remarque néanmoins que les facteurs de multiplication effectifs obtenus par les différents codes diffèrent sensiblement, de plus de 2 \$. Ainsi, la simulation de l'influence de la position de la source sous TRIPOLI est réalisée avec $k_{eff} = 0,98289$. Les valeurs de k_{eff} obtenues avec PARTISN étaient citées dans le tableau 4.14. Dans son article sur la source équivalente au mode fondamental³, Spriggs avait introduit la dépendance du facteur g^* au facteur de multiplication effectif. La figure 4.2 en reproduit un extrait. Dans cette figure, le facteur de correction à appliquer à une source équivalente au mode fondamental est par définition constant et égal à un. Les facteurs à appliquer à une source ponctuelle placée au centre de la sphère étudiée (cas nu ou réfléchi) sont supérieurs à un, car l'importance des neutrons source est supérieure à l'importance moyenne des neutrons de fission. Les facteurs à appliquer à une source uniforme dans la sphère étudiée (cas nu ou réfléchi) sont inférieurs à un, car l'importance moindre des neutrons source au voisinage des frontières de la sphère n'est pas compensée par l'importance supérieure au centre de la sphère.

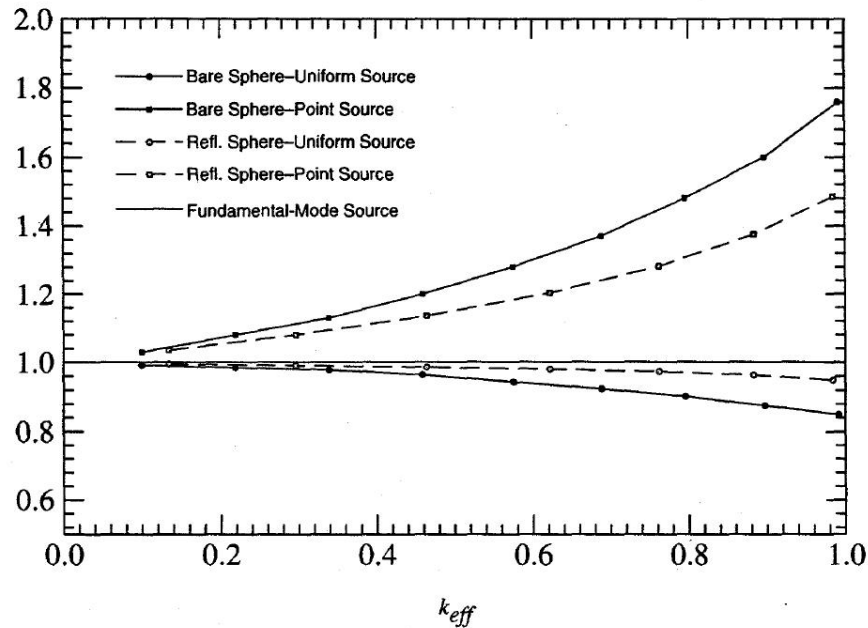


Fig. 1. k_{eff} -dependence of g^* for four different cases: 1) a bare sphere with a uniformly distributed spontaneous fission source, 2) a bare sphere with a point source at the center of the assembly, 3) a reflected sphere with a uniformly distributed spontaneous fission source, and 4) a reflected sphere with a point source at the center of the assembly.

FIGURE 4.2 – Variations du facteur g^* sur une sphère, nue ou réfléchie, avec le facteur de multiplication effectif selon la distribution de la source (Spriggs)

3. Robert D. BUSCH, Shigeaki OKAJIMA, Takeshi SAKURAI, Gregory D. SPRIGGS, *The Equivalent, Fundamental Mode Source*, 1996.

On n'est donc surpris que par l'amplitude de la décroissance observée.

Le code déterministe PARTISN et le code probabiliste TRIPOLI fournissent une forme analogue pour le facteur de correction spatiale, avec une décroissance d'autant plus forte que la source est placée à proximité du plan limite, inférieur ou supérieur du réacteur. Pour expliquer la valeur inférieure à 1 au voisinage des frontières du réacteur, on peut avancer l'angle solide sous lequel est vu le chemin de fuite constitué par la cavité centrale.

En revanche, le code TRIPOLI montre un "plateau" lorsque la source est au voisinage du plan médian du réacteur. Ce plateau n'est pas retrouvé dans la simulation avec PARTISN.

Le code TRIPOLI s'appuie sur une description détaillée du réacteur Caliban, alors que la modélisation utilisée par le code PARTISN est beaucoup plus sommaire. En particulier, le *Benchmark* est rédigé dans une configuration dans laquelle le contact entre le bloc fixe et le bloc mobile du réacteur n'est pas parfait. Le bas du bloc fixe est à la cote 12,15 alors que le haut du bloc mobile est à la cote 12,11. Cet écart, non pris en compte dans le modèle PARTISN, constitue un chemin de fuite pour les neutrons. Leur importance au voisinage de ce plan de jonction est ainsi diminuée, d'où une diminution du facteur de correction spatiale au voisinage de la jonction entre les deux blocs du réacteur.

4.3.3 Détermination analytique des facteurs de correction spatiale

Le code PARTISN permet d'obtenir dans chacune des mailles d'une modélisation 2D (rayon et altitude) du réacteur les valeurs du flux, du flux adjoint et des opérateurs de production par fission.

On représente ainsi dans les figures 4.3, 4.4 et 4.5 le résultat obtenu en fonction du rayon de la maille considérée, pour différentes altitudes. Pour plus de lisibilité, ne sont représentées que des courbes pour le demi-cœur inférieur.

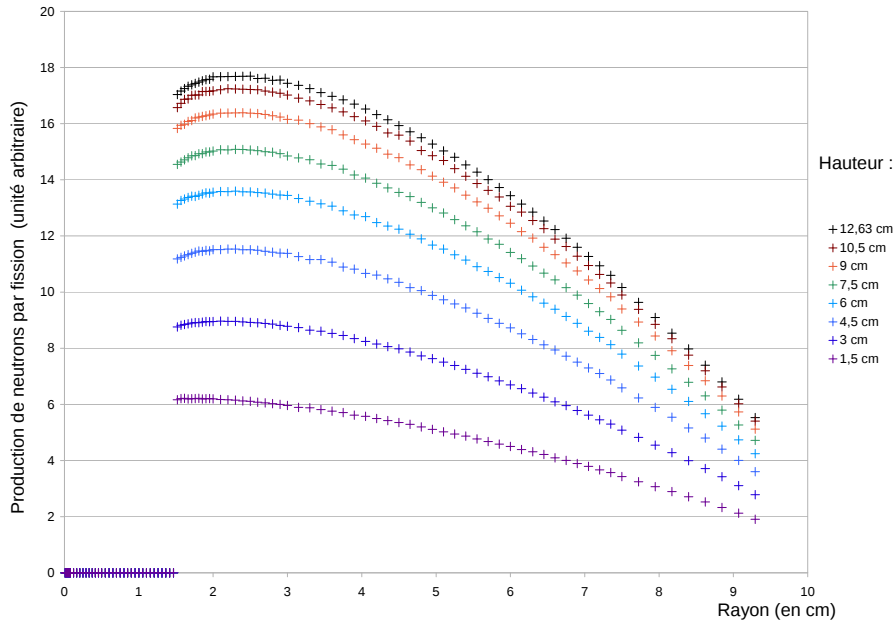


FIGURE 4.3 – *Productions par fission en fonction du rayon de la maille considérée, pour différentes altitudes, évaluées par le code PARTISN sur le réacteur Caliban*

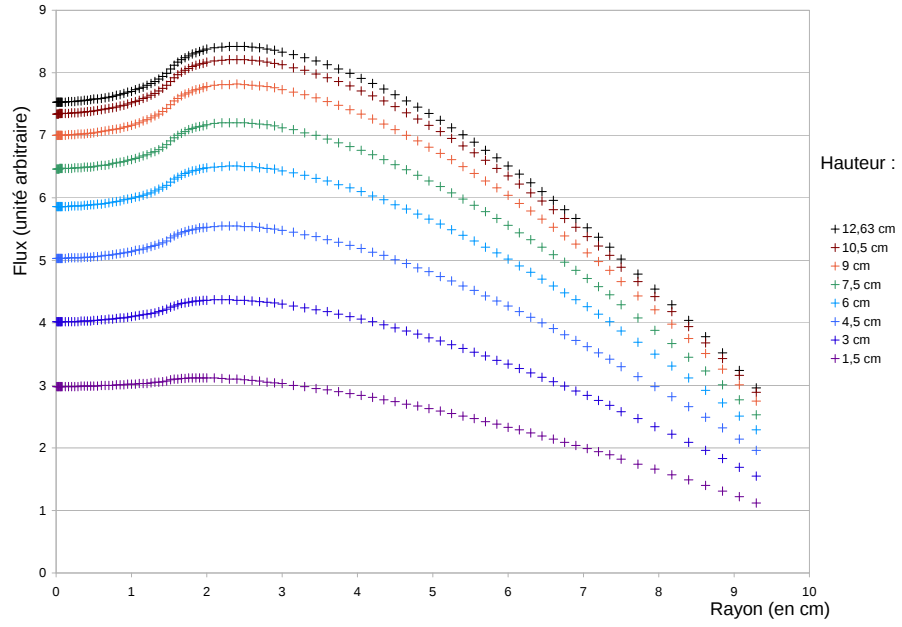


FIGURE 4.4 – *Flux en fonction du rayon de la maille considérée, pour différentes altitudes (premier groupe d'énergie), évalué par le code PARTISN sur le réacteur Caliban*

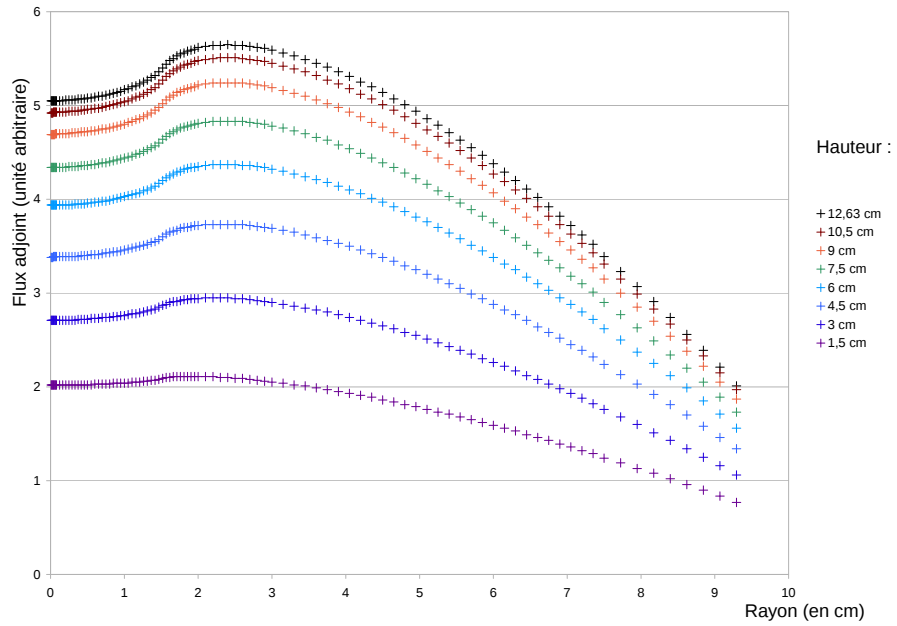


FIGURE 4.5 – *Flux adjoint en fonction du rayon de la maille considérée, pour différentes altitudes (premier groupe d'énergie), évalué par le code PARTISN sur le réacteur Caliban*

Les calculs des facteurs g et g^* sont alors réalisés en utilisant :

$$g^* = \frac{\left(\int s(r) \cdot I_s(r) \, dr \right) \cdot \left(\int f(r) \, dr \right)}{\left(\int f(r) \cdot I(r) \, dr \right) \cdot \left(\int s(r) \, dr \right)} \quad (4.2)$$

et

$$g = \frac{\int f(r) dr \cdot \int f(r) \cdot I(r)^2 dr}{[\int f(r) \cdot I(r) dr]^2} \quad (4.3)$$

Les courbes sont fournies en unités arbitraires ; les équations précédentes faisant apparaître des rapports entre les paramètres associés aux neutrons générés par fission et aux neutrons sources, une normalisation n'est pas nécessaire.

On note la dépression du flux et du flux adjoint dans la cavité centrale du réacteur, liée à l'absence de production par fission. On note également que les variations du flux et du flux adjoint en fonction de la hauteur sont importantes au voisinage des frontières inférieures et (par symétrie) supérieures du réacteur. On note en revanche que ces variations, dues aux fuites, sont beaucoup plus faibles à partir d'une altitude de 10,5 cm (jusqu'à une altitude de 14,5 cm). On trouve ainsi une autre justification possible du plateau mentionné dans le paragraphe précédent.

Détermination du facteur g^*

Les flux, flux adjoints et productions par fission étant connus dans chaque maille de la représentation 2D du réacteur Caliban, le logiciel Matlab permet d'intégrer ces paramètres selon la position et l'énergie, après mise en forme des fichiers de sortie de PARTISN sous Excel. On obtient :

Densité	Bibliothèque ENDFB6		Bibliothèque ENDFB7		Bibliothèque JEFF3.1	
	k_{eff}	g^*	k_{eff}	g^*	k_{eff}	g^*
0,90	0,99408	1,5317	0,99622	1,5318	0,99240	1,5287

Tableau 4.16 – *Evaluation avec le code PARTISN du k_{eff} et du facteur g^* du réacteur Caliban pour différentes bibliothèques*

Les valeurs obtenues sont cohérentes entre les différentes bibliothèques, et proches de celles obtenues avec le code probabiliste TRIPOLI. L'évaluation de la multiplication par le code PARTISN ne peut pas être considérée comme fiable.

Détermination du facteur g

Une procédure Matlab adaptée permet d'évaluer le facteur g à partir de la connaissance des flux, flux adjoints et productions par fission dans chaque maille du réacteur pour chacun des 44 groupes de la simulation.

Densité	Bibliothèque ENDFB6		Bibliothèque ENDFB7		Bibliothèque JEFF3.1	
	k_{eff}	g	k_{eff}	g	k_{eff}	g
0,90	0,99408	1,1580	0,99622	1,1576	0,99240	1,1582

Tableau 4.17 – *Evaluation avec le code PARTISN du k_{eff} et du facteur g du réacteur Caliban pour différentes bibliothèques*

Evolution des facteurs g^* et g avec la réactivité

Le code PARTISN, permet en ajustant la densité du combustible de la modélisation 2D du réacteur Caliban, de faire varier la réactivité sans modifier la géométrie. Les calculs

sont réalisés avec la seule bibliothèque ENDFB6 : les écarts obtenus pour le cas à densité 0,9 ne justifient pas de réaliser ces calculs avec plusieurs bibliothèques.

Densité	k_{eff}	g^*	g
0,90	0,99408	1,5317	1,1580
0,89	0,98481	1,5296	1,1575
0,87	0,96608	1,5249	1,1566
0,85	0,94709	1,5202	1,1556
0,83	0,92785	1,5154	1,1546
0,80	0,89850	1,5082	1,1531

Tableau 4.18 – *Evaluation avec le code PARTISN et la bibliothèque ENDFB6 du k_{eff} des facteurs g et g^* du réacteur Caliban, pour différentes valeurs de densité*

Les deux facteurs, g et g^* , diminuent linéairement avec le facteur de multiplication effectif. En revanche, cette diminution est beaucoup plus faible sur Caliban que ne le laisse supposer l'analyse de Spriggs.

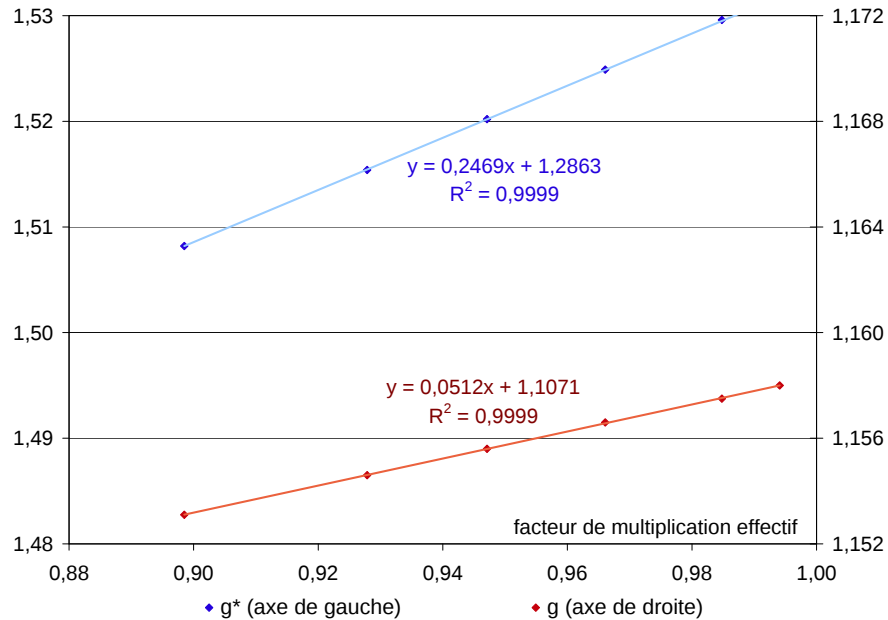


FIGURE 4.6 – *Evolution des facteurs g^* et g du réacteur Caliban en fonction du k_{eff}*

Néanmoins, l'étude précédente a pour hypothèse la conservation de la géométrie du milieu, ce qui n'est pas le cas lorsque les deux blocs de Caliban sont séparés. Le tableau 4.19 présente les résultats de calculs dans une situation d'éjection du bloc de sécurité.

Densité	k_{eff}	g^*	g
0,91	0,86747	0,7360	1,1319

Tableau 4.19 – *Evaluation du k_{eff} et des facteurs g et g^* du réacteur Caliban avec le code PARTISN et la bibliothèque ENDFB6, dans une configuration séparée*

Si la variation du facteur g^* est très importante, celle du facteur g peut légitimement être négligée (elle est inférieure d'un facteur quatre). La recherche d'excès de variance dans

des configurations du réacteur pour lesquelles bloc fixe et bloc de sécurité sont séparés ne nécessite pas de calculs supplémentaires.

Evolution des facteurs g^* et g avec la position de la source

Comme avec les autres outils de calcul du facteur g^* , une application est écrite pour évaluer l'influence de la position de la source. On écrit ainsi le tableau 4.20.

Position de la source par rapport au plan médian (cm)	Facteur g^*
+9	0,9027
+7	1,1131
+5	1,3028
+3	1,4392
+2	1,4831
+1	1,5136
0	1,5317
-1	1,5284
-2	1,5162
-3	1,4875
-5	1,3826
-7	1,2207
-9	0,9952

Tableau 4.20 – Variations du facteur g^* du réacteur Caliban avec la position de la source, évaluées avec le code PARTISN et la bibliothèque ENDFB6

Ces valeurs sont superposées avec celles obtenues par le code probabiliste TRIPOLI. Elles montrent une évolution proche. Sur le graphique 4.7, pour que les résultats puissent être comparés, la position des points simulés avec TRIPOLI a été corrigée (l'étude avait été menée par rapport au plan séparant les deux demi-cœurs, et non par rapport au plan médian).

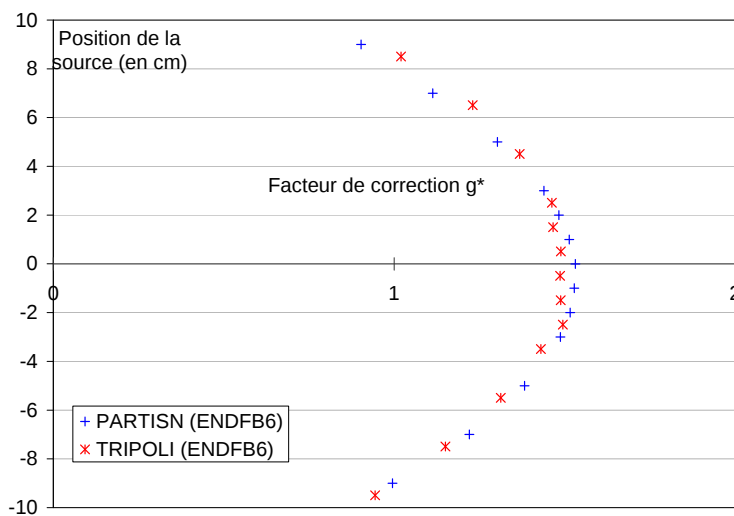


FIGURE 4.7 – Evolution du facteur g^* en fonction de la position de la source (simulations PARTISN et TRIPOLI avec la bibliothèque ENDFB6)

4.4 Utilisation du code MCNP V et du list-mode patch

4.4.1 Généralités

Le list-mode patch, développé par le LANL, permet, à une origine des temps fixée, de simuler les instants auxquels ont lieu les fissions dans le massif considéré, ainsi que les instants auxquels des neutrons interagissent dans des volumes prédéfinis, les détecteurs.

Cet outil fournit donc un fichier au format texte comprenant à la fois, sur deux colonnes, le numéro du tube du détecteur qui a été le siège d'une interaction, et l'instant de cette interaction. Le traitement de ce fichier est analogue à celui des fichiers issus des détecteurs.

Le list-mode patch est appliqué à la simulation d'une des expériences réalisées à Valduc par les équipes du LANL et du CEA. La configuration choisie est la suivante :

- le bloc de sécurité monté à une hauteur de 40 mm ;
- toutes les barres de contrôle sont éjectées ;
- la source de californium est placée dans le plan médian du réacteur ;
- les détecteurs de neutrons du CEA et du LANL (NPOD) sont simulés, seule la réponse du détecteur CEA est analysée.

Les temps de calcul nécessaires pour mener à terme une telle simulation étaient incompatibles avec la disponibilité de l'alimentation électrique du local dans lequel était installée la station de calcul. La simulation n'a pas pu être achevée : le fichier utilisé n'est qu'un fichier partiel.

4.4.2 Application au formalisme de Rossi

Une première comparaison concerne la seule composante corrélée du signal, représentée figure 4.8 en échelle logarithmique, avec leurs modélisations exponentielles associées.

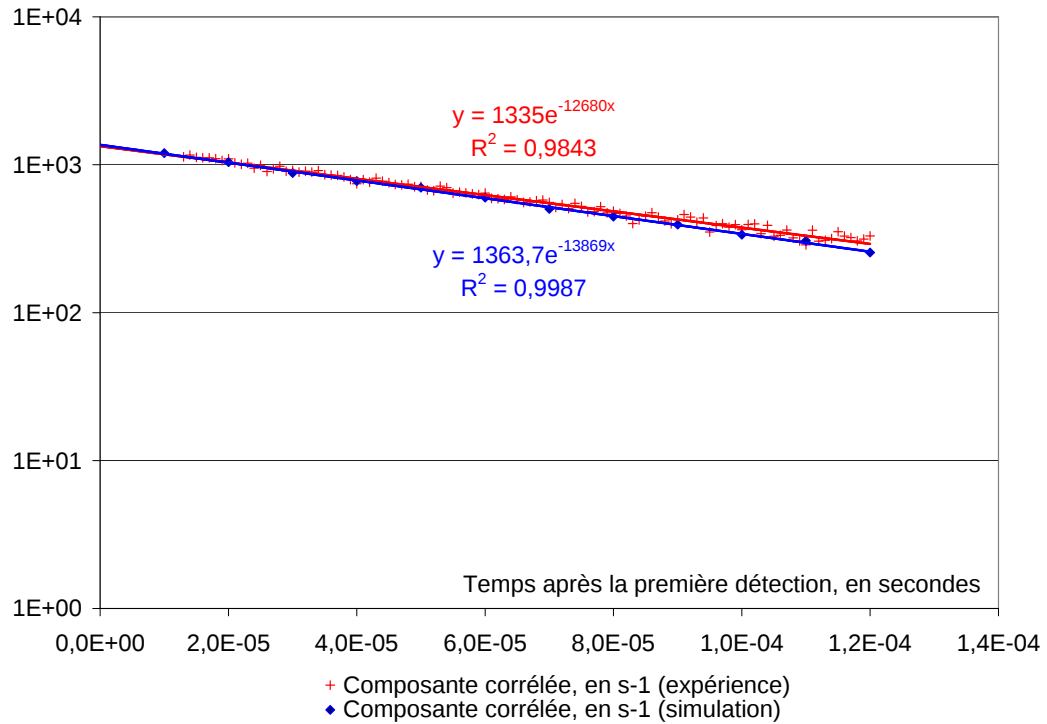


FIGURE 4.8 – Analyse de Rossi de l'expérience 6.13 sur le réacteur Caliban et de la simulation associée avec le list-mode patch : cas de la composante corrélée

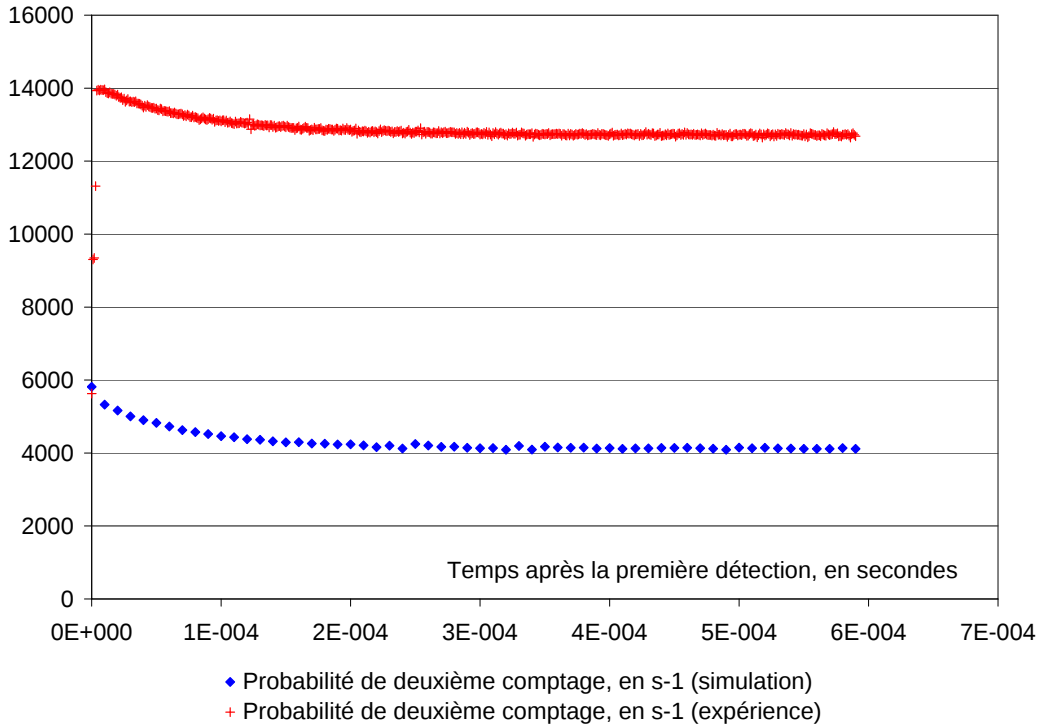


FIGURE 4.9 – *Analyse de Rossi de l'expérience 6.13 sur le réacteur Caliban et de la simulation associée avec le list-mode patch : cas de la composante corrélée*

En ce qui concerne l'amplitude de la composante corrélée, l'écart entre l'expérience et la simulation est de 2,1 % (en prenant la valeur expérimentale comme référence). L'écart relevé sur la constante de décroissance du détecteur est de 9,4 %. La simulation est donc en accord avec les valeurs évaluées pour l'efficacité de détection. En revanche, elle l'est moins avec la constante de décroissance du détecteur : la simulation fait appel à la densité du polyéthylène. En l'absence de données exactes sur le matériau intervenant dans la composition du détecteur, la densité du modérateur du NPOD lui a été attribuée. Cet écart en est la conséquence.

Une autre comparaison concerne la composante décorrélée du traitement de Rossi. La courbe 4.9 représente la probabilité de deuxième comptage après une première détection, corrélé ou non avec celle-ci.

Le comptage décorrélé mesuré expérimentalement $12\,725\text{ s}^{-1}$ a une amplitude de l'ordre de trois fois supérieure à la simulation $4\,125\text{ s}^{-1}$. Cet écart conduit à mettre en cause l'émissivité de la source utilisée. Ce paramètre est une donnée d'entrée de la simulation. Ce constat rejoint celui déjà formulé lors de la mise en œuvre de la méthode du nombre de Nelson.

4.4.3 Application aux méthodes de Hansen-Dowdy et de Hage-Cifarelli

Les méthodes de Hansen-Dowdy et de Hage-Cifarelli ont également été appliquées aux données générées par le list-mode patch.

Les mesures expérimentales conduisaient à évaluer la multiplication de fuite à 8,5 et la multiplication totale à 14,4. De telles valeurs peuvent être retrouvées pour une largeur de fenêtre d'enregistrement bien choisie, de l'ordre de la dizaine de microsecondes. En revanche, pour des largeurs supérieures, la multiplication obtenue par le formalisme de Hage-Cifarelli comme par celui de Hansen-Dowdy perd tout sens physique. L'excès de

variance varie linéairement avec la largeur de fenêtre d'enregistrement utilisée.

Les méthodes de Hansen-Dowdy et de Hage-Cifarelli ne sont donc pas utilisables avec des données partielles générées par le list-mode patch.

Nonobstant, d'autres simulations ont été réalisées par le Dr. Benoît Richard, du LANL, pour différentes hauteurs du bloc de sécurité. Elles ont ensuite été traitées avec les outils du LANL, pour obtenir les résultats traités dans le tableau 4.21. Il s'agit donc d'une application du formalisme de Hage-Cifarelli, dont le résultat, la multiplication de fuite, est converti avec l'équation de Serber pour obtenir la multiplication totale.

Hauteur du bloc de sécurité (mm)	Avancement de la simulation	Multiplication de fuite		Multiplication totale	
		vue du détecteur CEA	vue du NPOD	vue du détecteur CEA	vue du NPOD
0,00	99%	5,98	6,40	9,53	10,23
20,02	100%	5,65	6,36	8,96	10,16
40,09	95%	7,67	-	12,41	-
60,01	40%	37,04	39,26	62,67	66,47
60,01	100%	10,51	11,69	17,27	19,30
65,03	100%	13,33	14,98	22,11	24,92
67,50	60%	30,64	17,69	51,73	26,57
67,50	99%	17,41	19,32	29,09	32,35
70,531	80%	27,97	31,84	47,16	53,78

Tableau 4.21 – *Traitement LANL des données simulées par le list-mode patch*

Ces résultats seront comparés avec les résultats expérimentaux des tableaux 5.4 et 5.6. On peut néanmoins dès à présent retenir que :

- Les résultats obtenus avec des fichiers incomplets sont le plus souvent absurdes. Ainsi les multiplications correspondant à une hauteur du bloc de sécurité de 20,02 mm sont elles inférieures à celles correspondant à une hauteur du bloc de sécurité de 0,00 mm. Le même constat de surévaluation manifeste peut être formulé dans des fichiers achevés à 40% où 60% seulement.
- Des différences non négligeables (de 7% à 13%) sont observées entre les résultats des deux détecteurs, alors que le processus de traitement est identique.

4.5 Bilan

La simulation peut être vue à la fois comme un pré-requis et comme un aboutissement des expériences.

La simulation est un pré-requis, car elle fournit les facteurs de correction spatiale. Ces paramètres doivent être appliqués aux manipulations pour en permettre l'analyse avec un modèle ponctuel. Les simulations montrent que la composante décorrélée du signal est particulièrement sensible à cette correction, et que cette sensibilité varie avec le facteur de multiplication effectif (voir figure 4.6). On a ainsi pu écrire de manière approchée pour le facteur de correction spatiale de la composante décorrélée $g^* = 1,29 + 0,25 \cdot k_{eff}$. L'évolution du facteur de correction de la composante corrélée peut de même être approché par $g = 1,11 + 0,05 \cdot k_{eff}$: ce facteur a une influence à la fois plus faible et moins sensible au facteur de multiplication effectif.

Ce chapitre a permis d'identifier les défis à relever pour réaliser les simulations néces-

saires à l'analyse du bruit neutronique. Si plusieurs méthodes existent pour l'évaluation du facteur g^* , la détermination du facteur g implique un calcul analytique, exploitant la connaissance du taux de fission et de la fonction importance en tout point du réacteur. L'élaboration d'un modèle est donc nécessaire. Ce modèle, simplifié, doit être validé.

On utilise pour cela le facteur g^* . On évalue ce paramètre d'une part par une simulation Monte Carlo fondée sur le modèle *Benchmark* du réacteur Caliban, d'autre part par le modèle simplifié utilisé pour le calcul du facteur g . Cette validation est réalisée pour plusieurs positions de la source dans la cavité centrale du réacteur.

La simulation est également un aboutissement. Les valeurs de facteurs de multiplication effectifs simulés participent à l'objectif des expériences réalisées : leur but est la validation par l'expérience du résultat de codes de calcul développés au voisinage de la criticité. L'outil *list-mode patch*, développé par le LANL pour MCNP a pu être comparé avec succès à des mesures expérimentales. Seule la simulation de la composante décorrélée du signal a souffert de la mauvaise estimation de l'émissivité de la source utilisée lors des expériences.

La simulation est enfin un moyen de mener une première évaluation des incertitudes associées à certains paramètres des expériences, avant une étude plus approfondie. On a ainsi pu étudier l'influence de la position de la source externe sur les facteurs de correction spatiale, ainsi que celle du facteur de multiplication effectif.

Chapitre 5

Evaluation des incertitudes associées aux mesures de bruit neutronique

5.1 Objectifs du chapitre

Ce chapitre complète les deux chapitres précédents par une analyse aussi exhaustive que possible des incertitudes associées aux expériences. La démarche est donc triple :

- Identifier les paramètres sources d’incertitudes potentielles. Celles-ci ont été réparties dans trois groupes, incertitudes liées au processus expérimental, au processus de détection et au processus d’analyse ;
- Réaliser des expériences et simulations dédiées pour quantifier l’effet de ces paramètres ;
- Prendre en compte l’ensemble de ces incertitudes dans l’interprétation des expériences.

5.2 Différents types d’incertitudes

L’ICSBEP (International Criticality Safety Benchmark Evaluation Project) est à l’origine d’un guide de l’expression des incertitudes pour l’évaluation des expériences de criticité.

Les incertitudes développées dans ce chapitre doivent être rigoureusement évaluées. En effet, si elles sont sur-estimées, elles peuvent masquer des biais, écarts entre la grandeur mesurée et la grandeur simulée. Si elles sont sous-estimées, de manière non réaliste, elles pourraient suggérer à tort l’existence d’un biais.

Les incertitudes de type A sont celles dont l’évaluation est faite par l’analyse statistique d’un grand nombre d’observations. On note que les incertitudes associées à un ajustement par la méthode des moindres carrés sont également considérées comme étant de type A.

Les incertitudes de type B sont celles dont l’évaluation est réalisée par une méthode ou une considération autre que l’analyse statistique d’une série d’observations. On utilise pour cela le jugement scientifique, basé sur toutes les informations disponibles sur les facteurs influant la mesure, et toute autre connaissance appropriée.

Les niveaux de confiance des résultats sont les probabilités, souvent exprimées comme des pourcentages, que la valeur vraie du paramètre mesuré se situe dans un intervalle dont la demi-largeur est définie par le produit de l’incertitude et d’un facteur multiplicatif. Les niveaux de confiance et les facteurs multiplicatifs associés sont repris dans le tableau :

Niveau de confiance	Facteur multiplicatif associé
68,27 %	1
95 %	1,96
95,45 %	2
99,73 %	3

Tableau 5.1 – Niveaux de confiance associés aux incertitudes

Dans le document, sauf mention contraire, les incertitudes sont données avec un niveau de confiance de 68,27 %.

5.3 Incertitudes liées au processus expérimental

5.3.1 Incertitudes liées à la caractérisation des matériaux utilisés

Les nombres D de la source Californium servant à l'interrogation et du milieu multiplicateur sont fournis par la bibliographie avec leurs incertitudes. Ces incertitudes seront réutilisées par la suite.

5.3.2 Incertitudes liées à la configuration du réacteur Caliban

Comme indiqué en première partie, la configuration du réacteur Caliban est caractérisée par la position de son bloc mobile et par celle de chacune de ses barres. Le contrôle commande fournit la cote de ces éléments avec une résolution de 0,01 mm pour les barres de contrôle et de 0,001 mm pour le bloc mobile. Les incertitudes associées aux capteurs sont respectivement de 6 μ m pour le bloc de sécurité et de 3 μ m pour les barres de contrôle.

5.3.3 Incertitudes liées à l'anti-réactivité de chaque expérience

La méthode de détermination de la sous-criticité de chaque expérience présentée précédemment, fournit une hypothèse haute, une hypothèse basse et une hypothèse médiane pour chaque expérience.

Outre un critère visuel, la détermination de ces trois valeurs est réalisée en minimisant la somme du carré des différences entre la mesure des détecteurs bas flux de la cellule Caliban d'une part, et l'ajustement correspondant à chaque hypothèse d'autre part.

L'incertitude adoptée pour ce paramètre est alors majorante : on adopte une distribution uniforme entre la borne inférieure et supérieure de l'ajustement. Si on note $\delta\rho = \frac{\rho_{max} - \rho_{min}}{2}$, il vient alors :

$$\sigma_\rho = \frac{\delta\rho}{\sqrt{3}} \quad (5.1)$$

5.3.4 Influence de la position de la source sur le résultat des expériences

Une même expérience de mesure de bruit a été réalisée pour différentes positions de la source de Californium servant à l'interrogation du réacteur, variant de 9 centimètres en

dessous du plan médian du réacteur à 9 centimètres au dessus du plan médian. On obtient le graphique 5.1.

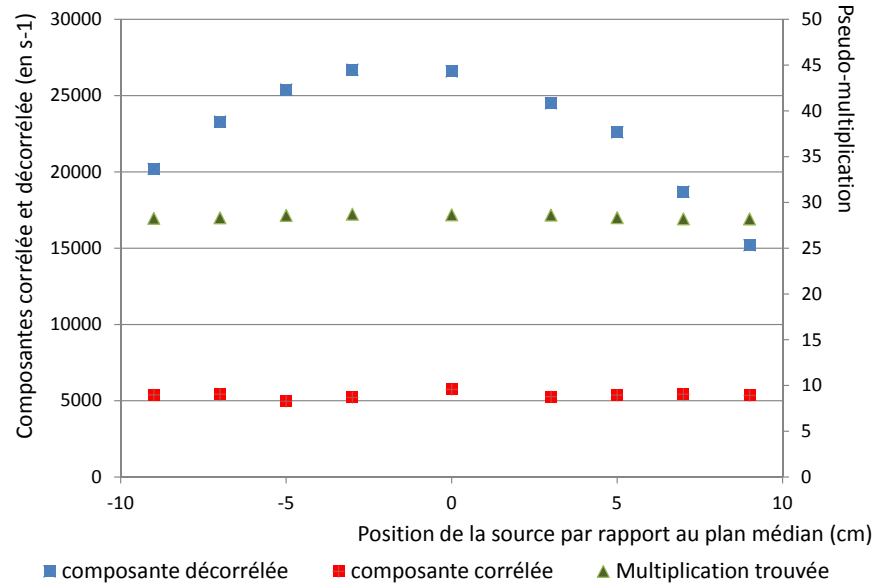


FIGURE 5.1 – Conditions expérimentales pour les mesures de bruit sur le réacteur Caliban

De manière conforme à la théorie, l'amplitude corrélée du signal n'est pas influencée par la position de la source externe, contrairement à la composante décorrelée, dont le profil suit celui de la fonction importance neutronique. On observe une asymétrie dans la forme de la composante décorrelée du signal, qui peut être expliquée de deux manières différentes :

- Pour plus de précision dans la prise expérimentale de cote lors de l'étude, la hauteur notée est celle du plan inférieur du porte échantillon ;
- Les barres de contrôle du réacteur Caliban sont manœuvrées depuis le bas du réacteur. Elles participent également à la multiplication globale du système ;
- Le supportage du cœur par une plaque en acier génère une déformation axiale du flux par réflexion.

Cette étude fournit une illustration graphique de l'importance de l'utilisation du facteur g^* dès lors que l'on souhaite utiliser la composante décorrelée du signal neutronique (méthode du nombre de Nelson par exemple).

5.3.5 Influence de la position des barres, à réactivité fixée, sur le résultat des expériences

Une réactivité de $-175 \text{ } \text{c}$ a été ralliée dans huit configurations différentes. On obtient, selon les positions des barres de contrôle, le tableau 5.2.

Configuration	Position BC1	Position BC2	Position BC3
1	40,00 mm	160,73 mm	0 mm
2	80,00 mm	131,88 mm	0 mm
3	120,00 mm	93,16 mm	0 mm
4	160,00 mm	40,72 mm	0 mm
5	172,42 mm	15,00 mm	0 mm
6	0 mm	119,73 mm	93,37 mm
7	0 mm	160,00 mm	41,03 mm
8	120,00 mm	0 mm	91,26 mm

Tableau 5.2 – Définition des expériences de sensibilité des mesures de bruit à la position des barres de contrôle

La réactivité atteinte après ces configurations a été vérifiée par une analyse en cinétique ponctuelle. Les résultats obtenus après analyse de bruit figurent dans le graphique 5.2 (la multiplication prompte est graduée sur l'axe de droite).

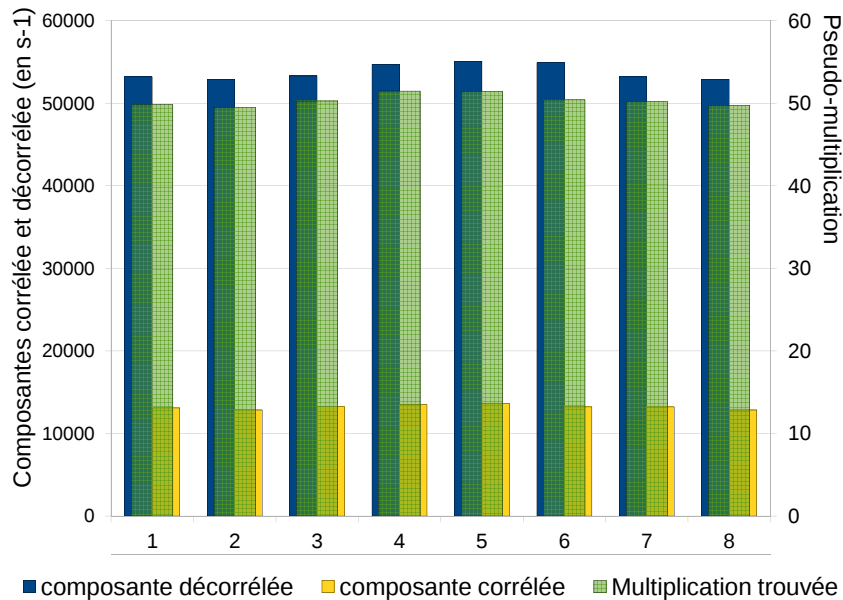


FIGURE 5.2 – Influence de la position des barres de contrôle sur la multiplication prompte

En comparant ces résultats à une valeur moyenne, on formule les conclusions suivantes :

- L'écart relatif de la composante corrélée par rapport à sa valeur moyenne varie entre 0,22 % et 3,29 %. Ces écarts sont néanmoins inférieurs aux incertitudes associées à la détermination de la composante décorrelée du signal. On ne peut donc pas en déduire de conclusion physique.
- L'écart relatif de la composante décorrelée par rapport à sa valeur moyenne varie entre 0,88 % et 2,46 %. Cet écart peut être expliqué par des variations de l'efficacité moyenne du détecteur, dues à l'effet d'ombre des barres de contrôle. Si on considère les 5 premières configurations, correspondant à des variations de la position des barres BC1 et BC2 (BC1 étant la plus proche du détecteur), on observe une composante décorrelée d'autant plus importante que la barre BC2 est insérée. Cet écart, à multiplication fixée, est la conséquence d'une variation de l'efficacité

moyenne du détecteur.

- L'écart relatif de la multiplication prompte par rapport à sa valeur moyenne varie entre 0,11 % et 1,22 %. Cet écart est néanmoins inférieur à l'incertitude statistique de ce paramètre observée pour des variations de largeur d'intervalle de temps pour l'application du formalisme d'Hansen-Dowdy.

Ces observations, notamment sur la multiplication prompte, justifient donc de négliger l'influence de l'écartement d'une géométrie cylindrique généré par le pilotage par les barres de contrôle.

5.4 Incertitudes liées au processus de détection

5.4.1 Application aux différentes méthodes de détermination de l'efficacité des détecteurs

Application à la détermination de l'efficacité du détecteur par l'amplitude décorrélée de la probabilité de deuxième comptage

Cette méthode de détermination de l'efficacité du détecteur exploite l'expression de l'amplitude décorrélée de la probabilité de deuxième comptage pour écrire :

$$\epsilon_c = \frac{C \cdot (1 - k_{eff})}{g * S} \quad (5.2)$$

d'où il vient :

$$\sigma_{\epsilon_c} = \sqrt{\left(\frac{\epsilon_c}{g * S}\right)^2 \cdot \sigma_{g * S}^2 + \left(\frac{\epsilon_c}{C}\right)^2 \cdot \sigma_C^2 + \left(\frac{C}{g * S}\right)^2 \cdot \sigma_{k_{eff}}^2} \quad (5.3)$$

Cette méthode a été suivie pour la détermination des incertitudes des efficacités présentées au chapitre 2.

Application à la détermination de l'efficacité du détecteur par l'amplitude corrélée de la probabilité de deuxième comptage

Cette méthode de détermination de l'efficacité du détecteur exploite l'expression de l'amplitude corrélée de la probabilité de deuxième comptage pour écrire :

$$\epsilon_c = \frac{2 \cdot A \cdot \ell \cdot (1 - k_p)}{\bar{\nu}_p \cdot \Gamma \cdot k_p} \quad (5.4)$$

d'où il vient, pour cette méthode de calcul :

$$\sigma_{\epsilon_c} = \sqrt{\left(\frac{\epsilon_c}{A}\right)^2 \cdot \sigma_A^2 + \left(\frac{\epsilon_c}{\ell}\right)^2 \cdot \sigma_\ell^2 + \left(\frac{\epsilon_c}{\bar{\nu}_p}\right)^2 \cdot \sigma_{\bar{\nu}_p}^2 + \left(\frac{\epsilon_c}{\Gamma}\right)^2 \cdot \sigma_\Gamma^2 + \left(\frac{2 \cdot A \cdot \ell}{\bar{\nu}_p \cdot \Gamma \cdot k_p^2}\right)^2 \cdot \sigma_{k_p}^2} \quad (5.5)$$

Cette méthode a été suivie pour la détermination des incertitudes des efficacités présentées au chapitre 2.

Application à la détermination de l'efficacité du détecteur par la valeur asymptotique de la courbe de Feynman

D'après l'expression de EV_∞ , on peut écrire :

$$\epsilon_c = \frac{EV_\infty \cdot (1 - k_p)^2}{\bar{\nu}_p \cdot \Gamma \cdot k_p} \quad (5.6)$$

d'où il vient, pour cette méthode de détermination :

$$\sigma_{\epsilon_c} = \sqrt{\left(\frac{\epsilon_c}{EV_\infty}\right)^2 \cdot \sigma_{EV_\infty}^2 + \left(\frac{\epsilon_c}{\bar{\nu}_p}\right)^2 \cdot \sigma_{\bar{\nu}_p}^2 + \left(\frac{\epsilon_c}{\Gamma}\right)^2 \cdot \sigma_\Gamma^2 + \left(\frac{EV_\infty \cdot (1 + k_p^2)}{\bar{\nu}_p \cdot \Gamma \cdot k_p^2}\right)^2 \cdot \sigma_{k_p}^2} \quad (5.7)$$

Cette méthode a été suivie pour la détermination des incertitudes des efficacités présentées au chapitre 2.

Application à la détermination de l'efficacité du détecteur par la pente à l'origine de la courbe de Feynman

D'après l'expression de EV_0 , on peut écrire :

$$\epsilon_c = \frac{EV_0 \cdot (1 - k_p)^2}{\alpha \cdot \bar{\nu}_p \cdot \Gamma \cdot k_p} \quad (5.8)$$

d'où il vient, pour cette méthode de détermination :

$$\sigma_{\epsilon_c} = \sqrt{\left(\frac{\epsilon_c}{EV_0}\right)^2 \cdot \sigma_{EV_0}^2 + \left(\frac{\epsilon_c}{\bar{\nu}_p}\right)^2 \cdot \sigma_{\bar{\nu}_p}^2 + \left(\frac{\epsilon_c}{\Gamma}\right)^2 \cdot \sigma_\Gamma^2 + \left(\frac{\epsilon_c}{\alpha}\right)^2 \cdot \sigma_\alpha^2 + \left(\frac{EV_0 \cdot (1 + k_p^2)}{\alpha \cdot \bar{\nu}_p \cdot \Gamma \cdot k_p^2}\right)^2 \cdot \sigma_{k_p}^2} \quad (5.9)$$

Cette méthode a été suivie pour la détermination des incertitudes des efficacités présentées au chapitre 2. Compte tenu de l'incertitude sur la détermination de la pente à l'origine, le résultat obtenu ne peut être que décevant.

Application à la détermination de l'efficacité du détecteur à partir de celle d'un autre détecteur

On a établi qu'entre deux détecteurs (voir équation 1.92),

$$\epsilon = \frac{R_1}{R_2} \cdot \frac{1 - R_2 \cdot \tau}{1 - R_1 \cdot \tau} \cdot \epsilon_2 \quad (5.10)$$

On considère que la comparaison entre les deux détecteurs se fait sur des acquisitions suffisamment longues pour que l'on puisse négliger les incertitudes liées à R_1 et R_2 , comptages des détecteurs 1 et 2.

Il vient alors :

$$\sigma_\epsilon = \sqrt{\left(\frac{\epsilon}{\epsilon_2}\right)^2 \cdot \sigma_{\epsilon_2}^2 + \left(\frac{R_1 - R_2}{(1 - R_1 \cdot \tau)^2}\right)^2 \cdot \sigma_\tau^2} \quad (5.11)$$

5.4.2 Etude de l'influence de la position des détecteurs

Pour évaluer l'influence de la position des détecteurs, une même expérience a été répétée quatre fois, les détecteurs étant en quatre positions différentes, dans le plan médian du réacteur ou non. Les résultats obtenus figurent dans le tableau 5.3, avec l'incertitude statistique associée.

Position du détecteur dans le plan horizontal (en cm)	Position du détecteur dans le plan vertical (en cm)	Pseudo-multiplication prompte
100	0	$68,3 \pm 0,3 \%$
150	0	$50,7 \pm 0,2 \%$
150	-17,5	$51,8 \pm 0,1 \%$
250	0	$49,4 \pm 0,2 \%$

Tableau 5.3 – *Sensibilité des mesures de bruit à la position des détecteurs*

L'étude cinétique associée à ces expériences fournit une anti-réactivité de $-1200 \text{ pcm} \pm 29 \text{ pcm}$, soit une pseudo-multiplication prompte de $54,7 \pm 0,2 \%$ (avec un modèle ponctuel).

Les variations sur les trois derniers points ne sont pas significatives. Néanmoins, la variation sur le premier point est d'autant plus pénalisante qu'elle n'est pas assortie d'une variation importante de l'incertitude statistique. Elle peut être interprétée comme une saturation du détecteur : le temps mort, de non paralysable, devient paralysable.

Un temps mort paralysable signifie que lorsqu'une première détection entraîne un franchissement du seuil de discrimination, le taux de comptage, important, ne permet pas un abaissement de la tension en dessous du seuil de discrimination, qui ne peut plus être franchi à nouveau.

Le taux de comptage mesuré (55700 cp/s) par le détecteur correspond à l'inverse de la largeur à mi hauteur (tension choisie pour la discrimination) d'une impulsion (de l'ordre de $20 \mu \text{ s}$), ce qui justifie cette explication.

On adoptera pour l'ensemble des mesures réalisées une marge de 10 % pour éviter ce phénomène. Les mesures réalisées avec un taux de comptage supérieur à 50000 cp/s par chambre seront considérées comme non fiables.

5.4.3 Application à la détermination de la constante de décroissance

Détermination graphique

La constante de décroissance dans le détecteur est déterminée à partir d'un traitement de type "Rossi" des données de l'expérience. La probabilité de deuxième comptage après une première détection décroît exponentiellement en fonction du temps, avec une constante de temps propre au détecteur. L'incertitude associée à ce paramètre est déterminée avec le même mode opératoire que pour un traitement classique de Rossi (régression linéaire).

$$\sigma_\beta = \frac{S}{\sqrt{\sum (X_i - \bar{X})^2}} \quad (5.12)$$

où

$$S^2 = \frac{\sqrt{\sum (Y_i - \hat{Y}_i)^2}}{n - 2} \quad (5.13)$$

Dans ces équations, les X_i représentent les temps abscisses des points de la régression, $\bar{X}$ le temps moyen de la régression, les Y_i les logarithmes népériens de la composante corrélée de la probabilité de deuxième comptage, et les $\hat{Y}_i$ les valeurs correspondant aux Y_i pour la régression.

5.4.4 Application à la détermination du temps mort du détecteur

On a vu que le temps mort du système de détection est issu d'une courbe de Rossi. La probabilité de deuxième comptage après une première détection est nulle par définition tant que le temps est inférieur au temps mort. On peut visualiser le temps mort sur des courbes comme celles ci-dessous.

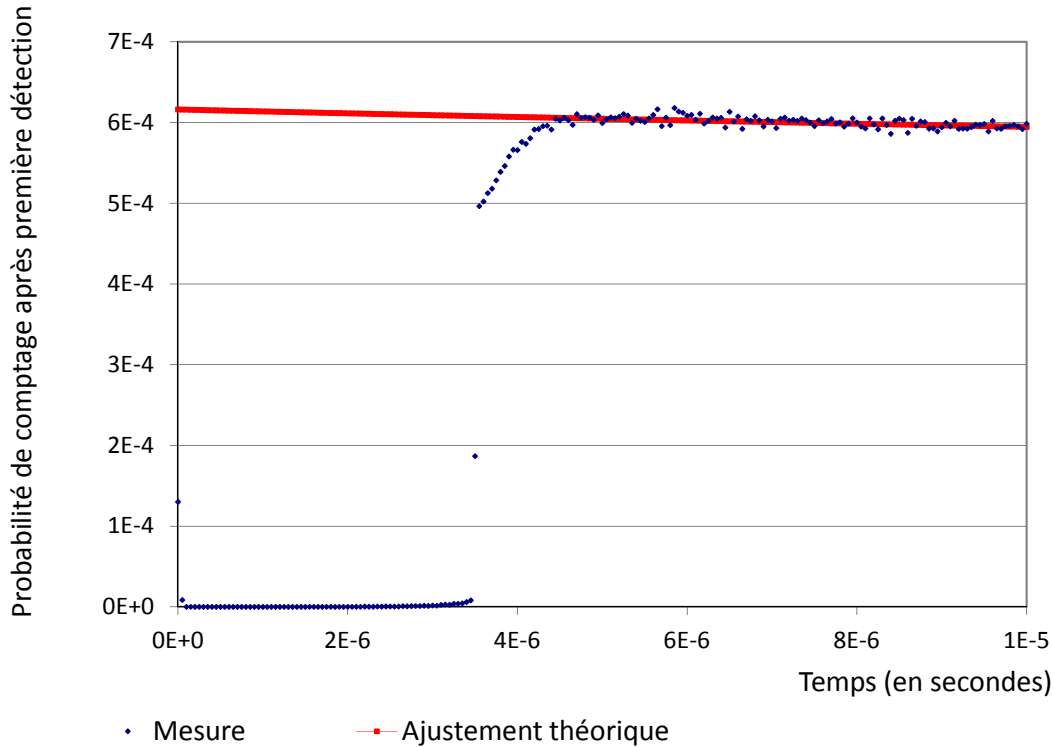


FIGURE 5.3 – Exemple d'extrait de courbe de Rossi, servant à l'évaluation du temps mort du système de détection

On remarque que l'effet du temps mort n'est pas brutal : il existe un intervalle de temps pour lequel la probabilité de deuxième comptage mesurée est très inférieure ou inférieure à la probabilité de deuxième comptage théorique. Pour déterminer le temps mort, on attribue donc à chaque instant un poids égal à la variation de l'écart entre comptage mesuré et comptage théorique rapportée au comptage théorique (pour s'affranchir de la variation de ce dernier).

Pour des instants très inférieurs au temps mort (pour lesquels le comptage mesuré est nul), comme pour les instants très supérieurs au temps mort (pour lesquels comptages mesurés et comptages réels sont égaux), ces poids sont nuls. En revanche, pour des temps

proches de la valeur attendue du temps mort, ces poids représentent la probabilité qu'à chaque durée d'être le temps mort pour un premier comptage donné.

Pour la détermination de l'incertitude associée à ce paramètre, on utilisera donc la formule :

$$\sigma_\tau = \sqrt{\int_0^\infty (t_i - \tau)^2 \cdot p(t_i) dt} \quad (5.14)$$

L'incertitude ainsi mesurée s'avèrera être négligeable.

5.5 Incertitudes liées au processus d'analyse

5.5.1 Application à la méthode de Rossi

Application à la détermination du comptage décorrélé

La composante décorrélée du comptage est évaluée à partir de la détermination de la probabilité de deuxième comptage. Il s'agit de la valeur asymptotique vers laquelle tend ce paramètre pour des temps élevés.

Pour déterminer ce paramètre, on s'intéressera donc à la moyenne des probabilités de deuxième comptage pour des temps supérieurs à 10 périodes du terme exponentiel. On adoptera alors comme incertitude σ_C l'écart-type de la distribution des probabilités de deuxième comptage. On note que cette incertitude pourra tendre vers une valeur nulle si l'intervalle considéré pour son évaluation est suffisamment long.

Application à la détermination du comptage corrélé

L'amplitude de la composante corrélée de la probabilité de deuxième comptage A est déterminée à partir de la probabilité de deuxième comptage après une première détection, qui décroît exponentiellement en fonction du temps. L'incertitude associée à ce paramètre est liée à la régression linéaire sur le logarithme de la composante corrélée, qui permet d'évaluer ce paramètre. Le paramètre d'intérêt sera la valeur à l'origine de la régression.

$$\sigma_{\ln A} = S \cdot \sqrt{\frac{\sum (X_i)^2}{n \cdot \sum (X_i - \bar{X})^2}} \quad (5.15)$$

où

$$S^2 = \frac{\sum (Y_i - \hat{Y}_i)^2}{n - 2} \quad (5.16)$$

Dans ces équations, les X_i représentent les temps abscisses des points de la régression, $\bar{X}$ le temps moyen de la régression, les Y_i les logarithmes népériens de la composante corrélée de la probabilité de deuxième comptage, et les $\hat{Y}_i$ les valeurs correspondant aux Y_i pour la régression.

On obtient alors l'incertitude sur A par propagation sur la fonction exponentielle.

$$\sigma_A = A \cdot \sigma_{\ln A} \quad (5.17)$$

Application à la détermination de la constante de décroissance des neutrons prompts par la méthode de Rossi

La constante de décroissance des neutrons prompts α est déterminée à partir de cette même composante corrélée de la probabilité de deuxième comptage après une première détection, qui décroît exponentiellement en fonction du temps. L'incertitude associée à ce paramètre est liée à la régression linéaire sur le logarithme de la composante corrélée, qui permet d'évaluer ce paramètre. Le paramètre d'intérêt sera le coefficient directeur de la régression.

$$\sigma_\alpha = \frac{S}{\sqrt{\sum (X_i - \bar{X})^2}} \quad (5.18)$$

où

$$S^2 = \frac{\sum (Y_i - \hat{Y}_i)^2}{n - 2} \quad (5.19)$$

Dans ces équations, les X_i représentent les temps abscisses des points de la régression, $\bar{X}$ le temps moyen de la régression, les Y_i les logarithmes népériens de la composante corrélée de la probabilité de deuxième comptage, et les $\hat{Y}_i$ la valeur correspondant à Y_i pour la régression.

Application à la détermination de la fraction effective de neutrons retardés

Le nombre de Nelson s'écrit :

$$N = -\frac{2 \cdot g \cdot S}{g \cdot \bar{\nu}_p \cdot \Gamma} \cdot \frac{A}{\alpha \cdot C} \quad (5.20)$$

En fonction des incertitudes précédemment définies, on pourra écrire :

$$\sigma_N = \sqrt{\left(\frac{N}{S}\right)^2 \cdot \sigma_S^2 + \left(\frac{N}{A}\right)^2 \cdot \sigma_A^2 + \left(\frac{N}{\bar{\nu}_p}\right)^2 \cdot \sigma_{\bar{\nu}_p}^2 + \left(\frac{N}{\Gamma}\right)^2 \cdot \sigma_\Gamma^2 + \left(\frac{N}{\alpha}\right)^2 \cdot \sigma_\alpha^2 + \left(\frac{N}{C}\right)^2 \cdot \sigma_C^2} \quad (5.21)$$

Le nombre de Nelson permet de déterminer :

$$\beta_{eff} = \frac{\rho_{\$}}{N \cdot (1 - \rho_{\$})^2 - \rho_{\$}} \quad (5.22)$$

d'où l'incertitude associée à la fraction de neutrons retardés :

$$\sigma_{\beta_{eff}} = \sqrt{\left(\frac{\rho_{\$} \cdot (1 - \rho_{\$})^2}{(N \cdot (1 - \rho_{\$})^2 - \rho_{\$})^2}\right)^2 \cdot \sigma_N^2 + \left(\frac{N \cdot (1 - \rho_{\$}^2)}{(N \cdot (1 - \rho_{\$})^2 - \rho_{\$})^2}\right)^2 \cdot \sigma_{\rho_{\$}}^2} \quad (5.23)$$

On remarque que l'on peut s'affranchir des incertitudes liées à $\rho_{\$}$ en se plaçant à une anti-réactivité proche du dollar.

Cette méthode a été suivie pour la détermination des incertitudes du nombre de Nelson et de la fraction de neutrons retardés associée présentées au chapitre 3. Néanmoins, les incertitudes associées au traitement de Rossi proprement dit loin de la criticité enlèvent leur intérêt aux mesures réalisées au voisinage d'une anti-réactivité d'un dollar.

5.5.2 Application à la méthode de Feynman

Application à la détermination de la variance d'un signal

Après avoir justifié les résultats fournis par la méthode de Feynman, Pal et Paszit s'intéressent aux erreurs expérimentales réalisées lors de son utilisation. En effet la variance du nombre de neutrons pendant un intervalle de mesure fixé n'est pas directement évaluée, mais seulement approchée par une variance empirique sur n mesures :

$$V_n(T) = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n \left(C_i - \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n C_i \right)^2 \quad (5.24)$$

dont l'espérance vaut alors :

$$E\{V_n(T)\} = C(T) \cdot \left[1 + \frac{\epsilon \cdot \Gamma}{(\beta_{eff} - \rho)^2} \cdot \left[1 - \frac{1 - e^{-\alpha \cdot t}}{\alpha \cdot t} \right] \cdot [1 - E_n(T, \theta)] \right] \quad (5.25)$$

où θ est le temps séparant deux mesures.

Le facteur de biais est alors évalué par :

$$E_n(T, \theta) = \frac{1}{n-1} \cdot \frac{(1 - e^{-\alpha \cdot T})^2}{(e^{-\alpha \cdot \theta} - e^{-\alpha \cdot T}) \cdot (\alpha \cdot T + e^{-\alpha \cdot T} - 1)} \cdot \left(1 - \frac{1 - e^{-n \cdot \alpha \cdot (T+\theta)}}{n \cdot (e^{\alpha \cdot (T+\theta)} - 1)} \right) \quad (5.26)$$

La convergence de la variance empirique vers la variance expérimentale s'accroît avec le nombre d'échantillons n et la largeur de la plage de mesure T .

Application à la détermination de l'écart à la prompt criticité

On a établi dans le premier chapitre que :

$$EV_\infty = \frac{\epsilon_f \cdot \Gamma}{(\rho - \beta_{eff})^2} \quad (5.27)$$

Cette expression est équivalente à :

$$(\rho - \beta) = \sqrt{\frac{\epsilon_f \cdot \Gamma}{EV_\infty}} \quad (5.28)$$

On en déduit l'incertitude sur l'écart à la prompt criticité obtenu de cette manière :

$$\sigma_{(\rho-\beta)} = \sqrt{\left(\frac{(\rho-\beta)}{2 \cdot \epsilon_f} \right)^2 \cdot \sigma_{\epsilon_f}^2 + \left(\frac{(\rho-\beta)}{2 \cdot EV_\infty} \right)^2 \cdot \sigma_{EV_\infty}^2 + \left(\frac{(\rho-\beta)}{2 \cdot \Gamma} \right)^2 \cdot \sigma_\Gamma^2} \quad (5.29)$$

Cette méthode a été suivie pour la détermination des incertitudes des écarts à la prompt criticité présentées au chapitre 3.

Application à la détermination du temps de vie moyen des neutrons

Par définition de la constante de décroissance des neutrons prompts, on peut écrire :

$$\alpha = \frac{1 - k_p}{\ell} \Leftrightarrow \ell = \frac{1 - k_p}{\alpha} \quad (5.30)$$

d'où :

$$\sigma_\ell = \sqrt{\left(\frac{\ell}{\alpha}\right)^2 \cdot \sigma_\alpha^2 + \left(\frac{1}{\alpha}\right)^2 \cdot \sigma_{k_p}^2} \quad (5.31)$$

5.5.3 Application au formalisme d'Hansen Dowdy

Propagation des incertitudes amont

Le but de ce paragraphe est d'étudier, selon le niveau de multiplication, l'influence de chaque paramètre nécessaire à la détermination de la multiplication sur cette dernière. Pour cela on évaluera à chaque niveau de multiplication, la variation de multiplication correspondant à une variation de 1 % de chaque paramètre. On déterminera ainsi un coefficient S_p définissable par $S_p = \frac{\partial F}{\partial p} / \frac{F}{p}$ où p désigne le paramètre qui subit la variation, tous les autres paramètres restant constants. On pourra ainsi étudier l'évolution de ces coefficients S_p suivant la multiplication. On les évalue pour chacun des paramètres amont décrits précédemment :

- L'efficacité de l'ensemble de détection ;
- La constante de décroissance dans le détecteur ;
- Le temps mort du système de détection ;
- Le nombre D de la source Californium servant à l'interrogation ;
- Le nombre D du milieu multiplicateur.

On obtient les coefficients représentés sur le graphique ci-dessous 5.4.

Seul le temps mort a une influence variable avec la multiplication : plus le système est proche de la criticité, plus le résultat fourni par le formalisme de Hansen-Dowdy est sensible à ce paramètre. Les configurations au voisinage de la criticité correspondent au taux de comptage les plus importants, et donc aux pertes par temps mort les plus élevées. Pour un temps mort τ , on écrit :

$$taux_{lu} = \frac{taux_{vrai}}{1 - \tau \cdot taux_{vrai}} \quad (5.32)$$

Parmi les autres paramètres, les données associées au matériau fissile du milieu ont une influence analogue à celle de l'efficacité de détection. L'influence des données associées à la source et à la constante de décroissance du détecteur peut être considérée comme négligeable.

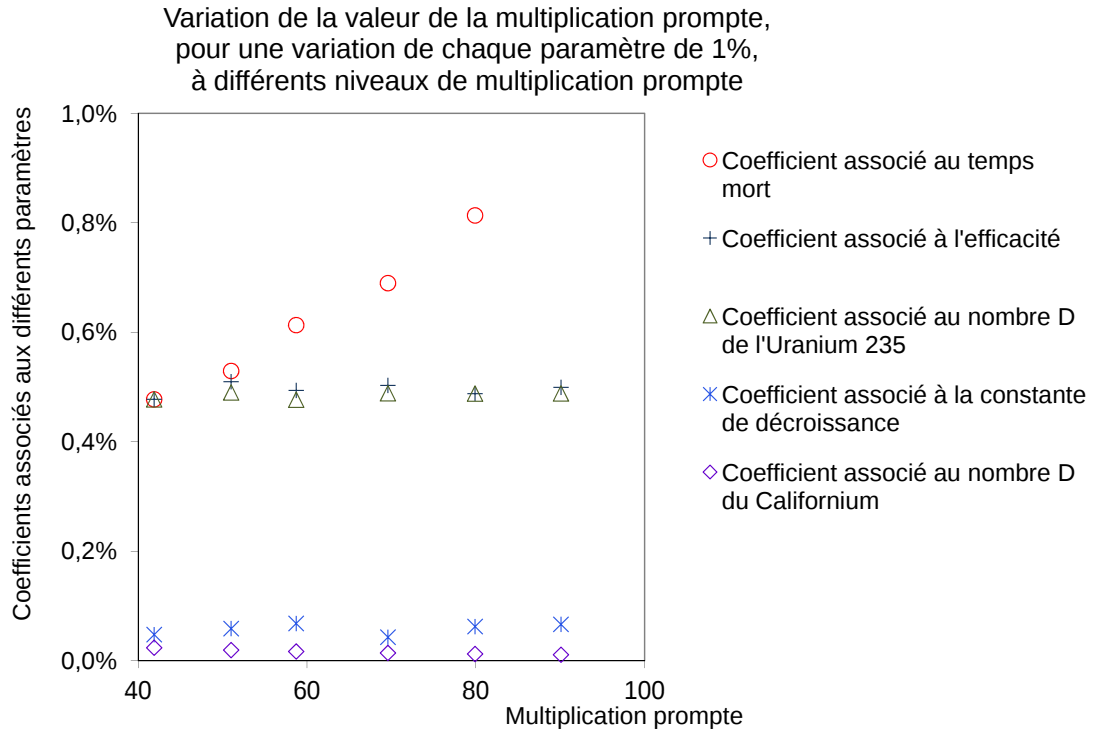


FIGURE 5.4 – Coefficients de sensibilité associés aux paramètres du détecteur

Incertitudes statistiques

Lors du traitement "Hansen-Dowdy", le résultat subit une variation en fonction de la largeur d'intervalle de mesure utilisé. On peut en déduire une incertitude sur le paramètre obtenu, que l'on peut comparer à celle issue de l'analyse de sensibilité appliquée à l'incertitude de chaque paramètre. On s'attend à obtenir le même ordre de grandeur d'incertitude : l'incertitude lors de l'utilisation de la méthode "Hansen-Dowdy" est la résultante de celle sur les paramètres initiaux. Cette démarche est adoptée en fin de chapitre.

5.5.4 Application au formalisme de Hage-Cifarelli

Problématique associée au temps mort du système de détection

La méthode de Hage-Cifarelli, basée sur l'interprétation des moments réduits d'ordre 1, 2 et 3 d'une distribution de neutrons, présente l'inconvénient de ne pas prendre en compte le temps mort associé au système de détection. Ce temps mort peut être séparé en deux composantes : une est liée à la décroissance des avalanches électroniques dans le détecteur (de l'ordre de quelques microsecondes), l'autre à la propagation du signal (de l'ordre de quelques nanosecondes). L'utilisation de plusieurs chambres à Hélium 3 en parallèle permet de limiter l'influence de la décroissance des avalanches électroniques.

Problématique de la conversion entre M_l et $\widetilde{M}_p$

Pour évaluer l'influence des méthodes d'interprétation, une même expérience de bruit neutronique a été interprétée par les méthodes de Hansen-Dowdy (fournissant la pseudo multiplication prompte $\widetilde{M}_p$) et de Hage-Cifarelli (fournissant la multiplication de fuite

MI). Les résultats sont présentés dans le graphique 5.5, en fonction de l'inverse de la multiplication totale (proportionnel à l'anti-réactivité). Cette courbe doit être comparée avec la courbe théorique d'évolution du rapport $\frac{M_L}{M_p}$, tracée d'après la formule de Serber.

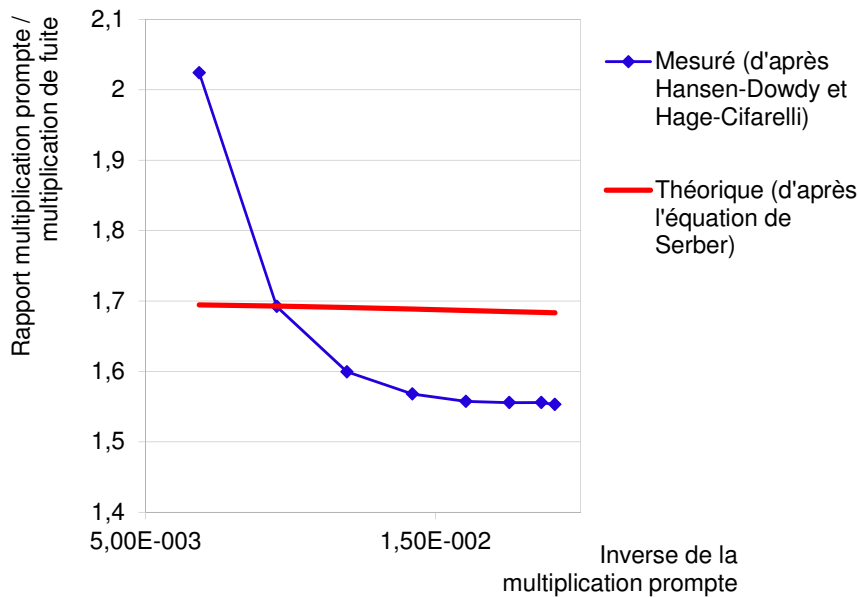


FIGURE 5.5 – Rapport M_t/M_l à différents niveaux de sous-criticité

Si l'ordre de grandeur mesuré est conforme à sa valeur théorique, l'écart observé au voisinage de la criticité peut être dû au temps mort de l'ensemble de détection, non corrigé par le formalisme de Hansen-Dowdy.

5.6 Intercomparaisons d'expériences de bruit neutronique

5.6.1 Présentation des acteurs des manipulations conjointes

Le Los Alamos National Laboratory a été fondé en 1943. Son histoire est liée à l'énergie atomique depuis sa genèse, puisqu'il prit part au projet Manhattan. Il héberge de nombreux acteurs de la mise en œuvre expérimentale des mesures de bruit neutronique comme de la simulation des expériences. On doit au LANL le développement et le support du code MCNP, code probabiliste de référence.

Les manipulations conjointes CEA Valduc - LANL ont été réalisées avec quatre acteurs de ce laboratoire : un superviseur, un expérimentateur, un spécialiste de l'interprétation des mesures de bruit et un spécialiste de la simulation des expériences au travers du code MCNP, en utilisant le jeu de données *benchmark* du réacteur Caliban.

Chaque équipe a disposé de son propre matériel, NPOD et SNAP pour l'équipe LANL, détecteur du SMNC pour l'équipe CEA (déjà décrit chapitre 2).

Le détecteur SNAP (figure 5.6) est constitué d'un tube d'Hélium 3, modéré par du polyéthylène, protégé de la réflexion par l'environnement par une feuille de Cadmium.

Le détecteur NPOD (figure 5.7) est un ensemble de 15 tubes d'Hélium 3, disposés en deux lignes dans un bloc de polyéthylène. L'expérimentateur peut choisir d'utiliser tout ou partie des tubes du détecteur suivant le signal mesuré. Compte tenu du grand nombre de tubes de ce détecteur, le temps mort associé peut être négligé.

FIGURE 5.6 – *Détecteur SNAP utilisé par le LANL*FIGURE 5.7 – *Détecteurs NPOD utilisés par le LANL*

Les interprétations ont initialement été réalisées en utilisant le formalisme d'Hansen-Dowdy pour l'équipe CEA, en utilisant le formalisme de Hage-Cifarelli pour l'équipe LANL. Les données issues des détecteurs employés par le LANL sont dans un format binaire dédié, celles issues des détecteurs du CEA sont en format texte. Une application permet de convertir les données en format binaire en données au format texte.

5.6.2 Interprétation des expériences réalisées sur le site du CEA Valduc, France

Détail des expériences réalisées sur le site du CEA Valduc, France

Les expériences réalisées visent à une amélioration de la maîtrise des incertitudes des mesures de bruit neutronique, qu'elles soient liées à la configuration expérimentale du réacteur, au processus de détection ou à l'interprétation des expériences. Elles comprendront

donc quatre phases :

1. une série de sept configurations fortement sous-critiques a été répétée deux fois, après un échange de la position des détecteurs du LANL et du CEA. Ces créniaux correspondent à des positions du bloc de sécurité de 0 cm (bloc totalement chuté), 20,02 cm, 40,02 cm, 60,01 cm, 65,03 cm, 67,50 cm et 70,531 cm. Les détecteurs sont placés successivement de telle sorte que leur centre géométrique soit dans le plan médian du réacteur Caliban, à une distance de 150 cm du plan médian (position 1 pour l'équipe CEA, position 2 pour l'équipe LANL), puis 61,5 cm sous le plan médian, à une distance dans le plan horizontal de 110 cm (position 2 pour l'équipe CEA, position 1 pour l'équipe LANL). Une source d'interrogation de Californium 252 est utilisée. Elle est placée de telle sorte que sa base soit à 8,9 cm du plan médian du réacteur, soit en partie haute du bloc fixe. Quatorze configurations expérimentales sont traitées.
2. des mesures de reproductibilité sont réalisées autour d'une des positions du bloc de sécurité (40 cm). Elles sont réalisées avec et sans la source d'interrogation, et avec de faibles variations dans la position du bloc de sécurité (39,9 cm au lieu de 40,02 cm). Pour l'équipe du CEA Valduc, elles sont également réalisées avec deux configurations différentes du détecteur : un nouveau branchement électronique a permis l'exploitation des trois chambres à Hélium en série. Trois nouvelles configurations expérimentales sont traitées.
3. des mesures de *rod-drop*, à des niveaux de réactivité quantifiables *a posteriori* par un modèle de cinétique ponctuelle sont réalisées, avec des chutes de barres correspondant à des réactivités visées respectivement de 80 ¢(sans la source de démarrage), 100 ¢(avec et sans la source de démarrage), 150 ¢, 200 ¢ et 300 ¢. Une mesure est également réalisée après la chute de toutes les barres. Ces niveaux de sous-criticité ont été confirmés par la suite. Huit configurations expérimentales sont traitées.
4. deux mesures sur-critiques sont enfin réalisées, sans la source de démarrage. On observe lors de ces mesures un temps de divergence relativement long (plus de deux minutes avant divergence effective).

Pour évaluer les incertitudes liées au processus d'analyse des données, un déplacement sur le site de Los Alamos a été effectué en novembre 2012. Ce traitement a permis d'une part une intercomparaison des résultats de chaque équipe, d'autre part, les méthodes de traitement associées à chaque détecteur ont été mises en œuvre sur les mesures issues de l'autre détecteur.

Interprétation des expériences de variations de hauteur du bloc de sécurité

Le formalisme d'Hansen Dowdy pour l'équipe CEA, et le formalisme d'Hage-Cifarelli pour l'équipe LANL, appliqués aux expériences de variations de hauteur du bloc de sécurité fournissent les résultats du tableau 5.4.

Exp.	Position des détecteurs	Hauteur du bloc de sécurité (mm)	pseudo-multiplication prompte (CEA)	Multiplication prompte totale (LANL)	Ecart relatif LANL / CEA
6.1	1	0	$11,2 \pm 0,78 \%$	$9,2 \pm 0,2 \%$	-9 %
6.2	1	20,02	$12,5 \pm 0,67 \%$	$10,2 \pm 0,3 \%$	-11 %
6.3	1	40,02	$14,9 \pm 0,85 \%$	$12,2 \pm 0,3 \%$	-7 %
6.4	1	60,01	$23,9 \pm 0,72 \%$	$19,1 \pm 0,1 \%$	-2 %
6.5	1	65,03	$30,4 \pm 0,60 \%$	$24,2 \pm 0,1 \%$	1 %
6.6	1	67,50	$36,2 \pm 0,80 \%$	$28,5 \pm 0,4 \%$	4 %
6.7	1	70,53	$48,5 \pm 0,74 \%$	$37,5 \pm 0,3 \%$	9 %
6.8	1	0	$11,0 \pm 3,85 \%$	$9,2 \pm 0,2 \%$	3 %
6.9	1	39,90	$14,3 \pm 3,66 \%$	$12,2 \pm 0,3 \%$	-11 %
6.11	2	0	$11,1 \pm 4,08 \%$	$9,7 \pm 0,6 \%$	8 %
6.12	2	20,02	$12,2 \pm 3,82 \%$	$10,7 \pm 0,2 \%$	12 %
6.13	2	40,02	$14,4 \pm 3,37 \%$	$12,9 \pm 0,2 \%$	15 %
6.14	2	60,01	$22,4 \pm 2,44 \%$	$20,5 \pm 0,2 \%$	26 %
6.15	2	65,03	$29,3 \pm 2,16 \%$	$26,1 \pm 0,03 \%$	31 %
6.16	2	67,50	$36,0 \pm 1,86 \%$	$30,8 \pm 0,3 \%$	33 %
6.17	2	70,53	$53,8 \pm 1,51 \%$	$40,7 \pm 0,3 \%$	32 %
6.18	2	39,90	$14,4 \pm 3,58 \%$	$12,9 \pm 0,2 \%$	17 %
6.24	2	70,53	$53,9 \pm 1,52 \%$	$40,7 \pm 0,3 \%$	28 %
6.25	2	09,97	$11,6 \pm 3,98 \%$	$10,1 \pm 0,7 \%$	9 %

Tableau 5.4 – *Comparaison des résultats LANL / CEA lors des premières expériences conjointes sur le réacteur Caliban (cas fortement sous-critiques)*

Les expériences 6.1 à 6.7 sont réalisées avec le seul détecteur B, situé dans le plan médian du cœur, à une distance de 150 cm du centre du cœur.

Les expériences 6.8 et 6.9 sont réalisées avec les trois détecteurs montés en série, le bloc de polyéthylène étant situé dans le plan médian du cœur, à une distance de 150 cm du centre du cœur.

Les expériences 6.11 à 6.18, 6.24 et 6.25 sont réalisées avec les trois détecteurs montés en série, le bloc de polyéthylène étant situé dans le plan médian du cœur, à une distance de 128 cm du centre du cœur (110 cm dans le plan horizontal et 61 cm dans le plan vertical).

Ces résultats montrent que le changement de la position du détecteur, après correction de l'efficacité par le carré de la distance, n'a pas d'impact sur le résultat de la mesure. En revanche, le passage des trois chambres du détecteur en série nécessite des approfondissements sur son efficacité.

Des simulations Monte-Carlo sont réalisées en utilisant les codes TRIPOLI (CEA - version 4.6.1 associée à la bibliothèque CEA v5) et MCNP (LANL). Elles fournissent les résultats du tableau 5.5.

Hauteur du bloc de sécurité (mm)	k_{eff} obtenu avec TRIPOLI	$\widetilde{M}_p$ déduite de la simulation TRIPOLI	k_{eff} obtenu avec MCNP	$\widetilde{M}_p$ déduite de la simulation MCNP
0	$0,88407 \pm 0,00011$	$8,2 \pm 0,001$	-	-
20	$0,89522 \pm 0,00011$	$9,0 \pm 0,001$	$0,88923 \pm 0,00018$	$8,6 \pm 0,002$
40	$0,91512 \pm 0,00011$	$11,0 \pm 0,001$	$0,91720 \pm 0,00026$	$11,3 \pm 0,003$
60	$0,95169 \pm 0,00012$	$18,3 \pm 0,002$	$0,95268 \pm 0,00028$	$18,7 \pm 0,005$
65	$0,96485 \pm 0,00012$	$24,1 \pm 0,003$	$0,96578 \pm 0,00027$	$24,6 \pm 0,007$
67,50	$0,97268 \pm 0,00012$	$29,6 \pm 0,004$	$0,97323 \pm 0,00029$	$30,1 \pm 0,009$
70,53	$0,98266 \pm 0,00013$	$42,0 \pm 0,005$	$0,98311 \pm 0,00028$	$42,8 \pm 0,012$

Tableau 5.5 – *Simulation des expériences conjointes sur le réacteur Caliban avec les codes TRIPOLI IV et MCNP*

Les valeurs obtenues sont cohérentes entre les deux codes (les deux jeux de données étant dérivés du *benchmark*) et fournissent des valeurs du même ordre de grandeur que les mesures expérimentales.

Pour séparer les différences de résultat des mesures de bruit conjointes CEA-LANL issues du processus de mesure de celles issues du processus d'analyse, une application de traitement Hage-Cifarelli a été développée par l'équipe française. On choisit de comparer la multiplication de fuite avec l'équipe LANL, pour éviter un éventuel biais lié à la conversion de multiplication de fuite en multiplication totale. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 5.6.

Exp.	Position des détecteurs	Hauteur du bloc de sécurité (mm)	Multiplication de fuite (CEA)	Multiplication de fuite (LANL)	Ecart relatif LANL / CEA
6.1	1	0	3,95	5,82	47 %
6.2	1	20,02	5,12	6,37	24 %
6.3	1	40,02	6,46	7,55	17 %
6.4	1	60,01	10,87	11,6	7 %
6.5	1	65,03	13,52	14,53	7 %
6.6	1	67,50	15,38	17,07	11 %
6.7	1	70,53	18,89	22,31	18 %
6.8	1	0	5,84	5,82	-0,4 %
6.9	1	39,9	7,24	7,55	4 %
6.11	2	0	5,72	6,07	6 %
6.12	2	20,02	6,24	6,67	7 %
6.13	2	40,02	7,35	7,94	8 %
6.14	2	60,01	10,30	12,4	20 %
6.15	2	65,03	12,19	15,67	29 %
6.16	2	67,50	13,75	18,43	34 %
6.17	2	70,53	16,84	24,18	44 %
6.18	2	39,90	7,10	7,94	10 %
6.24	2	70,53	16,91	24,18	43 %
6.25	2	9,97	6,09	6,3	3 %

Tableau 5.6 – *Comparaison des multiplications de fuite entre LANL et CEA*

On retrouve dans ce tableau un écart, amplifié, entre les résultats issus du seul détecteur B et ceux issus des trois détecteurs branchés en parallèle.

Le rapport entre les valeurs LANL et CEA est proche de 1 pour les fortes valeurs d'anti-réactivité, mais croît lorsque l'on se rapproche de la criticité.

Par ailleurs, une comparaison de la deuxième série d'expériences avec les données simulées issues du list-mode patch (tableau 4.21) montre un écart constant de 5% entre la valeur mesurée et la valeur simulée pour le NPOD. Pour le détecteur CEA, cet écart, variable entre 5% et 9% pour les fortes valeurs d'anti-réactivité, est respectivement de 26,62% et de 66,09% pour un bloc de sécurité à 67,5 mm et 70,53 mm. On peut y voir l'effet de la non-prise en compte du temps mort, pour lequel le détecteur du CEA n'est pas optimisé, par le formalisme de Hage-Cifarelli.

Les multiplications de fuite obtenues sont comparées avec les résultats de la simulation de bruit par le list-mode patch (tableau 4.21). On obtient le tableau 5.7.

Exp.	Hauteur du bloc de sécurité (mm)	Ecart relatif simulation / expérience (CEA)	Ecart relatif simulation / expérience (LANL)
6.11	0	-5 %	-5 %
6.12	20,02	+9 %	+5 %
6.13	40,02	-4 %	-
6.14	60,01	-2 %	+6 %
6.15	65,03	-9 %	+4 %
6.16	67,50	-26 %	-5 %

Tableau 5.7 – *Comparaison des multiplications de fuite du LANL et du CEA avec les valeurs simulées par le list-mode patch*

Seules sont traitées dans ce tableau les comparaisons avec des simulations achevées à plus de 95 %. On retient que les ordres de grandeur de résultats, proches pour les configurations fortement sous-critiques, le sont d'autant moins que le réacteur est proche de la criticité, pour les résultats CEA uniquement. Une représentation graphique est fournie en figure 5.8.

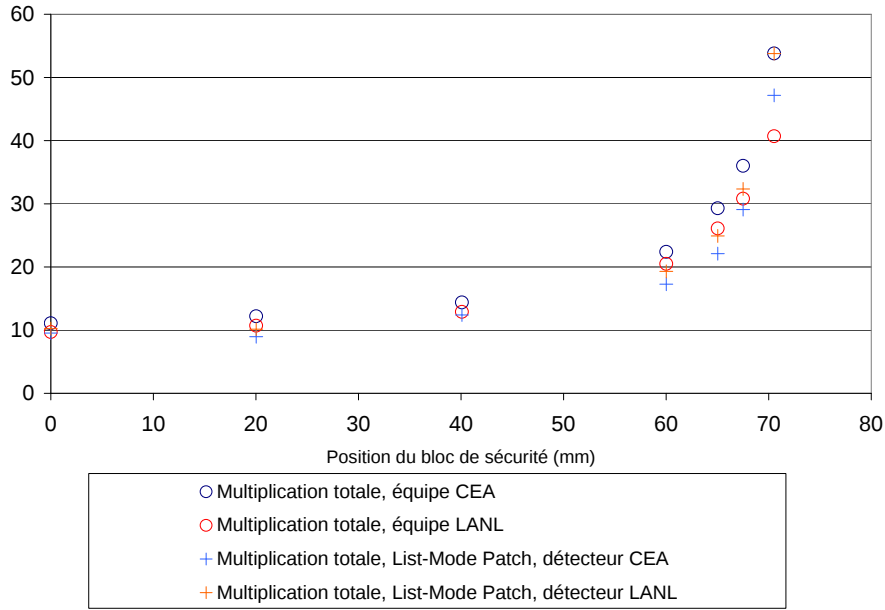


FIGURE 5.8 – Comparaison des mutliplications mesurées et simulées, pour les détecteurs du CEA et du LANL

On peut donc conclure que :

- la conversion de données de multiplication de fuite en multiplication totale ne génère pas de biais supplémentaire. L'ordre de grandeur des écarts à forte anti-réactivité est identique lorsque l'on compare les multiplications de fuite issues du formalisme de Hage-Cifarelli pour les deux équipes.
- des différences très importantes apparaissent lorsque le bloc mobile est proche du bloc fixe. Le même formalisme ayant été utilisé, ces écarts trouvent leur origine dans la caractérisation des détecteurs. Une étude de sensibilité aux paramètres de détection est donc nécessaire. On retiendra néanmoins que le formalisme de Hage-Cifarelli ne prend pas en considération le temps mort associé au détecteur, alors que ce paramètre prend une valeur plus importante sur le détecteur CEA que sur le NPOD.

Interprétation des expériences de *rod-drop*

Sept expériences de *rod-drop* ont été réalisées. Le modèle ponctuel, appliqué aux mesures faites par le compteur bas flux BF1 de la cellule Caliban, fournit les résultats du tableau 5.8.

Expérience	Réactivité, borne inférieure (en pcm)	Réactivité, estimation médiane (en pcm)	Réactivité, borne supérieure (en pcm)
6.10	-500	-527	-550
6.19	-625	-659	-675
6.20	-950	-989	-1030
6.21	-1280	-1360	-1440
6.22	-1550	-1650	-1750
6.23	-1827	-1977	-2127
6.28	-630	-659	-690

Tableau 5.8 – Réactivités atteintes lors de la suite des expériences conjointes sur le réacteur Caliban (cas faiblement sous-critiques)

Les trois premières expériences de mesures de bruit sont réalisées à des niveaux moyens de sous-criticité, c'est-à-dire avec des taux de comptage élevés. Les deux premières ne sont donc pas exploitables directement, la troisième fournit un résultat très différent de l'ordre de grandeur issu de l'étude cinétique :

Exp.	Position des détecteurs	Réactivité, d'après l'efficacité des barres (dollars)	Pseudo-Multiplication prompte (CEA)	Multiplication prompte (LANL)
6.10	1	-0,8	28,96 ± 0,61 %	43,07 ± 0,23 %
6.19	2	-1	saturation	79,68 ± 0,1 %
6.20	2	-1,5	saturation	69,58 ± 0,23 %
6.21	2	-2	82,67 ± 0,29 %	60,39 ± 0,1 %
6.22	2	-2,5	58,02 ± 0,44 %	-
6.23	2	-3	48,16 ± 0,33 %	47,07 ± 0,1 %
6.28	2	-1	62,65 ± 1,11 %	-

Tableau 5.9 – Comparaison des résultats LANL / CEA lors de la suite des expériences conjointes sur le réacteur Caliban (cas faiblement sous-critiques)

La "saturation" observée pour des valeurs de réactivité proches de la criticité en présence d'une source externe provient cette fois du processus de traitement et non du moyen utilisé pour la détection. Elle devrait pouvoir être résolue par un traitement approprié du signal mesuré.

Un traitement de type Hage-Cifarelli est également appliqué aux données CEA. Le résultat est comparé aux multiplications de fuite obtenues par l'équipe LANL.

Exp.	Position des détecteurs	Réactivité, d'après un modèle de cinétique ponctuelle (dollars)	Multiplication de fuite (CEA)	Multiplication de fuite (LANL)
6.10	1	-0,8	$29,01 \pm 0,47 \%$	$25,59 \pm 5,04 \%$
6.19	2	-1	$42,15 \pm 1,43 \%$	$46,98 \pm 0,10 \%$
6.20	2	-1,5	$38,98 \pm 1,01 \%$	$41,07 \pm 0,15 \%$
6.21	2	-2	$35,05 \pm 1,17 \%$	$35,71 \pm 0,13 \%$
6.22	2	-2,5	$31,14 \pm 1,35 \%$	-
6.23	2	-3	$28,27 \pm 1,25 \%$	$27,92 \pm 0,06 \%$
6.28	2	-1	$58,40 \pm 1,09 \%$	-

Tableau 5.10 – *Comparaison des résultats LANL / CEA lors de la suite des expériences conjointes sur le réacteur Caliban (cas faiblement sous-critiques) - suite*

Les points 6.10 et 6.28 ont été réalisés sans source d'interrogation externe. On observe de forts écarts des résultats, que ce soit entre les deux équipes, ou entre des points avec sources analysés à des niveaux de sous-criticité proches.

L'expérience 6.28 est particulièrement riche en enseignements en termes de conditions expérimentales. Cette expérience a été réalisée après les divergences commentées ci-dessous, donc dans une phase de décroissance de la population neutronique depuis un niveau élevé. On en retient les points suivants :

- La décroissance du comptage moyen provoque un allongement du temps nécessaire pour que chaque fichier soit complet : 131 000 détectons sont nécessaires. Cet allongement doit être pris en compte dans la temporisation d'enregistrement, soit provoquer un enregistrement manuel des fichiers ;
- Si l'analyse est réalisée sur des fichiers étalés sur une durée importante, la décroissance de la population neutronique empêche d'analyser l'excès de variance observé. L'excès de variance croît dans ce cas linéairement avec la largeur de fenêtre d'enregistrement. L'acquisition doit être un compromis entre des fichiers courts, pendant lesquels la décroissance du taux de comptage sera négligeable, et des fichiers suffisamment volumineux pour que le nombre de fenêtres de chaque mesure soit suffisant.

L'expérience 6.10 fournit des résultats très éloignés des valeurs attendues, compte tenu de la sous-criticité faible, vérifiée par un rod-drop, de l'expérience. Les formalismes de Hage-Cifarelli et de Hansen-Dowdy nécessitent un taux de comptage minimal pour pouvoir être appliqués.

Les résultats présentés pour les autres points sont très proches entre les deux équipes.

Interprétation des expériences sur-critiques

Deux expériences (6.26 et 6.27) sont consacrées à des divergences dans le domaine surcritique retardé. Les barres de contrôle sont montées tout d'abord à la cote critique. La barre BC3 est ensuite relevée de 2 millimètres pour l'expérience 6.26, puis à nouveau de 8 millimètres pour l'expérience 6.27. D'après la courbe d'étalonnage de cette barre, le réacteur est sur-critique de 3 ¢ pour l'expérience 6.26 et de 12 ¢ pour l'expérience 6.27. Si on adopte une fraction de neutrons retardés de 659 pcm, les pseudo multiplications promptes correspondant sont respectivement de 156 et 172.

La difficulté de l'interprétation de ce type d'expériences réside dans l'évolution du taux

de comptage décorrélé, comme on peut le voir figure 5.9, dans trois analyses de Rossi, réalisées à partir de données enregistrées respectivement en début, en milieu et en fin d'expérience 6.26.

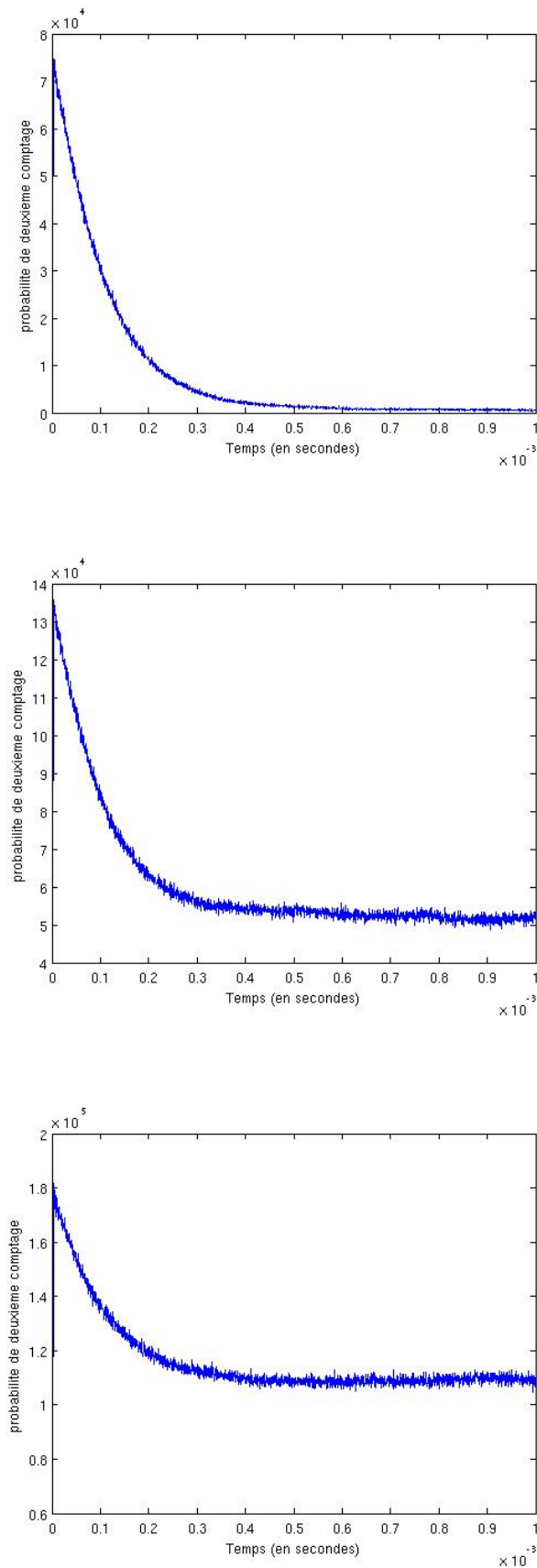


FIGURE 5.9 – *Traitement Rossi en début, milieu et fin d'expérience 6.26*

Ces variations sont supérieures à une décade entre les trois enregistrements considérés. Elles génèrent des difficultés dans le traitement de l'excès de variance associé aux expériences, pour des enregistrements de longueur trop importante.

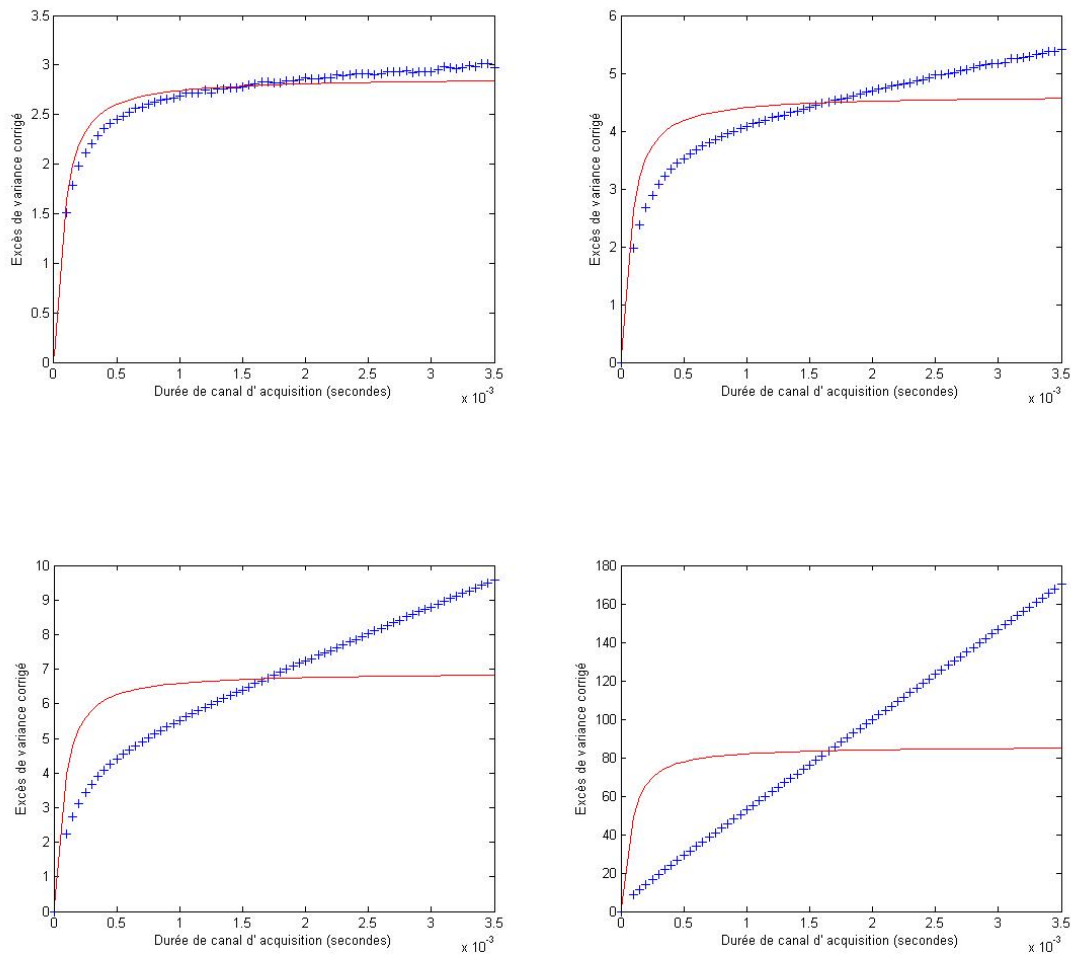


FIGURE 5.10 – *Excès de variance corrigé pour 1, 5, 15 ou 60 fichiers d'enregistrement*

Les analyses seront donc réalisées pour au plus un fichier d'enregistrement. Pour vérifier la répétabilité des analyses, plusieurs fichiers seront traités séparément, en début, en cours ou en fin de divergence.

Exp.	Réactivité	Multiplication prompte théorique	Pseudo- multiplication prompte (CEA)	Multiplication de fuite (CEA)
6.26 début	3 ¢	156	73,5 ± 1,8 %	79,4 ± 1,2 %
6.26 milieu			103,9 ± 3,3 %	80,6 ± 3,0 %
6.26 fin			-	76,5 ± 4,2 %
6.27 début	12 ¢	172	91,7 ± 2,0 %	91,1 ± 1,9 %
6.27 milieu			-	-
6.27 fin			-	-

Tableau 5.11 – *Résultats CEA lors des expériences surcritiques sur le réacteur Caliban*

On note que les résultats obtenus dans ce contexte sont peu robustes, notamment en ce qui concerne le formalisme de Hansen-Dowdy. Les résultats sont à la fois dispersés et éloignés de la valeur théorique attendue. Pour la deuxième divergence, le taux de comptage étant trop élevé pour que la correction par le temps mort ait un sens, aucun résultat n'est accessible en milieu et en fin de divergence.

Les résultats obtenus par le formalisme de Hage-Cifarelli semblent moins dispersés. Ils sont complétés par la conversion de la multiplication de fuite en multiplication totale par la formule de Serber (tableau 5.12).

Expérience	Réactivité	Multiplication prompte théorique	Multiplication prompte obtenue par conversion de la multiplication de fuite (CEA)
6.26 début	3 ¢	156	135,2 ± 1,3 %
6.26 milieu			137,3 ± 3,0 %
6.26 fin			130,2 ± 4,3 %
6.27 début	12 ¢	172	155,2 ± 1,9 %

Tableau 5.12 – Résultats CEA lors des expériences surcritiques sur le réacteur Caliban

Les résultats du formalisme de Hage-Cifarelli sont sous-estimés de 9,9 % pour l'expérience 6.27 et de 12,2 % à 16,7 % pour l'expérience 6.26. Comme pour le formalisme de Hansen-Dowdy, aucun résultat n'est accessible par le formalisme de Hage-Cifarelli en cours et en fin de deuxième divergence.

Sur ces mêmes expériences, l'équipe LANL a obtenu les résultats suivants en appliquant le formalisme de Hage-Cifarelli (tableau 5.13).

Expérience	Réactivité	Multiplication prompte théorique	Multiplication de fuite (LANL)	Multiplication totale (LANL)
6.26	3 ¢	156	81,8	139,2
6.27	12 ¢	172	582,3	995,7

Tableau 5.13 – Résultats CEA lors des expériences surcritiques sur le réacteur Caliban

Les résultats obtenus par le LANL pour l'expérience 6.26 sont proches de ceux obtenus par le CEA, mais éloignés de la valeur théorique attendue. En revanche, les résultats obtenus pour l'expérience 6.27 sont éloignés entre les deux équipes, comme avec la valeur théorique attendue.

Ces expériences démontrent néanmoins l'apport que peuvent constituer les méthodes probabilistes par rapport aux méthodes déterministes. La figure ci-dessous illustre, d'après les chaînes "bas flux" installées en cellule Caliban, le déroulement de la divergence 6.26 (figure 5.11). L'ordonnée est représentée en échelle logarithmique pour permettre une lecture directe du taux de croissance (inverse de la période).

La barre BC3 a été insérée de 2 millimètres (correspondant à 3 ¢ soit 20 pcm) dans le réacteur Caliban à 11 :05 :30. Pendant une dizaine de minutes, la puissance neutronique mesurée du réacteur Caliban, pourtant surcritique, n'évolue pas de manière significative. L'augmentation de puissance ensuite observée se fait lentement, avec un taux de croissance plus faible que celui attendu. La période n'est établie à sa valeur théorique qu'une vingtaine de minutes après la divergence.

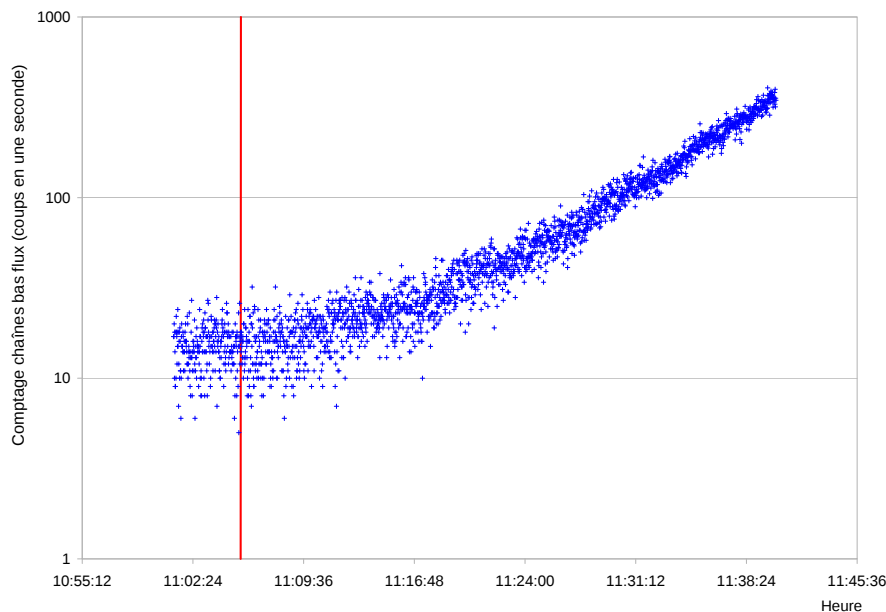


FIGURE 5.11 – *Déroulement de la divergence 6.26*

Les mesures de bruit constituent ainsi un moyen complémentaire des méthodes déterministes pour maîtriser la réactivité d'un réacteur.

5.6.3 Interprétation des expériences réalisées sur le site du NNSS, Nevada, USA

Une deuxième série d'expériences conjointes (correspondant à la dixième semaine) a été réalisée par les équipes du LANL et du CEA sur les réacteurs du NNSS décrits précédemment.

Mesures sur Godiva IV, un réacteur proche du réacteur Caliban

Le formalisme d'Hansen Dowdy pour l'équipe CEA, et le formalisme d'Hage-Cifarelli pour l'équipe LANL, appliqués aux expériences de variations de hauteur du bloc de sécurité fournissent les résultats présentés dans le tableau 5.14.

Les résultats présentés dans le tableau 5.14 sont très proches, quelle que soit l'équipe ayant procédé à la mesure, le matériel utilisé ou la méthode d'analyse. On remarque également que le changement de source d'interrogation, réalisé pour les expériences d'éjection totale du bloc de sécurité, ne conduisent pas à des changements dans le résultat de l'expérience. D'autres expériences ont été réalisées, à plus fort niveau de flux. Après une première tentative, la saturation des détecteurs placés en série entraîne un passage en parallèle de deux des chambres, dont le signal est analysé indépendamment.

Exp.	Source	Hauteur du bloc de sécurité (pouces)	Pseudo- multiplication prompte (CEA)	Multiplication prompte totale (LANL)	Ecart relatif LANL / CEA
10.2	2	0,130	$58,3 \pm 0,09 \%$	$56,1 \pm 0,4 \%$	-4 %
10.9	2	-0,161	$38,1 \pm 0,06 \%$	$37,0 \pm 0,03 \%$	-3 %
10.8	2	-0,272	$34,0 \pm 0,02 \%$	$33,1 \pm 0,15 \%$	-3 %
10.7	2	-0,522	$27,5 \pm 0,03 \%$	$26,6 \pm 0,8 \%$	-3 %
10.5	2	-0,883	$22,1 \pm 0,05 \%$	$20,9 \pm 1,0 \%$	-5 %
10.4	2	-0,988	$21,3 \pm 0,08 \%$	$20,1 \pm 1,5 \%$	-6 %
10.6	2	-2,083	$14,2 \pm 0,02 \%$	$13,7 \pm 1,6 \%$	-4 %
10.10	2	-7,844	$10,2 \pm 0,02 \%$	$9,3 \pm 1,0 \%$	-9 %
10.2	1	-7,844	$10,0 \pm 0,06 \%$	$9,5 \pm 0,6 \%$	-5 %

Tableau 5.14 – Comparaison des résultats LANL / CEA lors des premières expériences conjointes sur le réacteur Godiva IV (cas fortement sous-critiques)

Exp.	Hauteur CR1 (pouces)	Hauteur CR2 (pouces)	Pseudo- multiplication prompte (CEA)	Multiplication prompte totale (LANL)	Ecart relatif LANL / CEA
10.12	<i>out</i>	<i>out</i>	$60,6 \pm 0,4 \%$ (détecteur B)	$55,9 \pm 0,2 \%$	-7 %
			$60,0 \pm 0,4 \%$ (détecteur C)		-8 %
10.17	-3,606	-3,504	$62,8 \pm 0,3 \%$ (détecteur B)	$59,3 \pm 0,1 \%$	-6 %
			$62,3 \pm 0,04 \%$ (détecteur C)		-5 %
10.14	-2,258	-2,248	$75,0 \pm 0,4 \%$ (détecteur B)	$67,1 \pm 0,2 \%$	-10 %
			$74,3 \pm 0,08 \%$ (détecteur C)		-10 %
10.15	-1,706	-1,655	$88,9 \pm 0,6 \%$ (détecteur B)	$78,0 \pm 0,2 \%$	-12 %
			$88,3 \pm 0,1 \%$ (détecteur C)		-12 %
10.18	-1,344	-1,304	$100,1 \pm 0,8 \%$ (détecteur B)	$83,6 \pm 0,1 \%$	-16 %
			$99,6 \pm 0,2 \%$ (détecteur C)		-16 %
10.16	-1,048	-1,000	$112,5 \pm 1,0 \%$ (détecteur B)	$89,6 \pm 0,2 \%$	-20 %
			$111,4 \pm 0,3 \%$ (détecteur C)		-20 %
10.13	-0,363	-0,364	$420,1 \pm 5,6 \%$ (détecteur B)	-	-
			$302,6 \pm 1,3 \%$ (détecteur C)		-

Tableau 5.15 – Comparaison des résultats LANL / CEA lors de la suite des expériences conjointes sur le réacteur Godiva IV (cas faiblement sous-critiques)

Exp.	Hauteur CR1 (pouces)	Hauteur CR2 (pouces)	Pseudo- multiplication prompte (CEA - detecteur B)	seudo- multiplication prompte (CEA - detecteur C)
10.20	−0,158	−0,151	$151,2 \pm 2,6 \%$	$151,9 \pm 4,2 \%$
10.21	−0,097	−0,151	$156,3 \pm 4,5 \%$	$157,7 \pm 6,2 \%$
10.22	−0,097	−0,057	–	$183,4 \pm 9,3 \%$
10.23	−0,023	−0,057	–	$187,6 \pm 5,8 \%$

Tableau 5.16 – *Comparaison des résultats LANL / CEA lors de la suite des expériences conjointes sur le réacteur Godiva IV (cas sur-critiques)*

Pour toutes les expériences à faible sous-criticité, le bloc de sécurité est au contact du bloc fixe. La source utilisée est celle de faible émissivité. Le tableau 5.16 montre des différences plus importantes entre les résultats des équipes LANL et CEA Valduc. Deux hypothèses peuvent être émises :

- Il peut s’agir d’une illustration des problématiques associées à la saturation des détecteurs. La dernière ligne du tableau correspond au réacteur critique. Dans ce cas, la pseudo-multiplication prompte attendue est de l’ordre de 150 : les valeurs trouvées correspondent à une fraction effective de neutrons retardés de 240 pcm à 330 pcm, ce qui est absurde sur un réacteur constitué d’alliage très enrichi en Uranium 235. Cette surestimation est de plus en plus forte au fur et à mesure que l’anti-réactivité est faible, donc le flux d’équilibre important. L’analyse statistique des valeurs de multiplication trouvées pour différentes valeurs de fenêtre d’enregistrement ne permet pas de détecter cette anomalie.
- Il peut également s’agir d’un effet lié au temps mort des détecteurs, qui n’est pas pris en compte dans le cas du formalisme de Hage-Cifarelli. L’analyse statistique des valeurs de multiplication trouvées pour différentes valeurs de fenêtre d’enregistrement ne permet pas non plus de détecter cette anomalie.

Mesures sur Planet, une constante de temps très lente

Outre les valeurs de constante de décroissance des neutrons prompts déjà présentées, les expériences sur Planet ont donné lieu à des mesures de multiplication, totale et de fuite, respectivement par application des formalismes de Hansen-Dowdy et de Hage-Cifarelli. Les résultats suivants ont été obtenus par l’équipe du CEA Valduc (tableau 5.17).

Expérience	Source	Nombre de feuille d'Uranium utilisées	Pseudo- multiplication prompte (CEA)	Multiplication de fuite (CEA)
10.24	2	0	$12,3 \pm 67 \%$	$3,2 \pm 28 \%$
10.25	2	6	$4,4 \pm 37 \%$	$2,0 \pm 14 \%$
10.26	2	11	$10,1 \pm 8,8 \%$	$7,8 \pm 5,8 \%$
10.27	2	0	$2,2 \pm 23 \%$	$2,4 \pm 15 \%$
10.28	2	15	$18,4 \pm 1,7 \%$	$13,8 \pm 17 \%$
10.29	2	18	$34,2 \pm 0,2 \%$	$26,1 \pm 5,5 \%$
10.30	2	20	$66,0 \pm 0,1 \%$	$47,5 \pm 34 \%$
10.31	2	21	$118,1 \pm 1,0 \%$	$79,8 \pm 82 \%$
10.32	-	21,5	$138,1 \pm 1,3 \%$	$126,4 \pm 4,0 \%$
10.33	-	21,5	$169,4 \pm 0,9 \%$	$222,9 \pm 19 \%$
10.34	-	21,5	$159,2 \pm 2,0 \%$	$165,8 \pm 23 \%$
10.35	-	21,5	$201,8 \pm 1,3 \%$	$148,5 \pm 55 \%$

Tableau 5.17 – *Résultats CEA lors des expériences conjointes sur le réacteur Planet*

Les expériences 10.32 à 10.35 présentées en fin de tableau diffèrent par la hauteur à laquelle est montée la partie mobile de cette installation, voire pour les configurations 10.33 à 10.35 par la nature du poids qui maintient en position les plaques de la partie fixe. L'expérience 10.34 est réalisée à la criticité retardée, les expériences 10.32, 10.33 et 10.35 dans une configuration légèrement surcritique retardée.

On observe que les incertitudes statistiques des valeurs de multiplication sont extrêmement fortes, notamment pour les configurations à très basse multiplication, et les analyses réalisées avec le formalisme de Hage-Cifarelli.

- Pour les configurations à très basse multiplication, l'origine doit être recherchée dans la détermination de la constante de décroissance du réacteur (et non plus du détecteur, comme vu au chapitre 2). Comme la composante corrélée du signal est très faible, il s'est avéré impossible de la mesurer. Cette valeur a dû être extrapolée à partir des valeurs présentées au chapitre 2. Pour les configurations 10.25 et 10.26, on se souvient que ce paramètre avait été déterminé avec une incertitude de 18 % et 4 %, d'où l'incertitude sur le résultat final.
- Pour la mise en œuvre du formalisme de Hage-Cifarelli, on peut émettre un effet de la non prise en compte du temps mort.

Le lecteur peut enfin être surpris par les valeurs différentes de l'unité pour les multiplications déterminées sans que de la matière fissile soit présente. Compte tenu des incertitudes affichées, ces valeurs ne sont cependant pas aberrantes.

Enfin, à titre de comparaison, une seule valeur de multiplication totale évaluée par l'équipe LANL est disponible. Il s'agit de la configuration à 21 feuilles, pour lesquelles le LANL obtient $100,1 \pm 2,4 \%$, soit un écart relatif de -15% .

En revanche, les taux de comptage simples, doubles et triples sont enregistrés. Les multiplications de fuite et totales, ainsi que les taux de fissions spontanées issus des NPOD sont ainsi reconstitués en appliquant le formalisme de Hage-Cifarelli. Cette reconstitution débute évidemment par le traitement de l'expérience à 21 feuilles. L'analyse des données disponibles permet de générer le tableau 5.18.

Exp.	Source	Nombre de feuille d'Uranium utilisées	M_L (LANL)	Taux de fissions spontanées (en s^{-1})	$\widetilde{M}_p$ (LANL)	Ecart LANL/CEA sur $\widetilde{M}_p$
10.24	2	0	1,84	$1,09 \cdot 10^5$	2,44	+1,7 %
10.25	2	6	2,52	$6,80 \cdot 10^4$	3,59	-18,4 %
10.26	2	11	5,25	$8,84 \cdot 10^4$	8,27	-18,1 %
10.28	2	15	9,84	$1,11 \cdot 10^5$	16,12	-12,3 %
10.29	2	18	18,59	$1,35 \cdot 10^5$	31,09	-9,1 %
10.31	2	21	58,97	$2,93 \cdot 10^5$	100,21	-15,1 %

Tableau 5.18 – *Résultats LANL reconstitués lors des expériences conjointes sur le réacteur Planet et comparaison avec les résultats CEA*

La méthodologie de détermination des incertitudes par le LANL n'étant pas connue, les résultats du tableau précédent sont donnés sans incertitude associée.

Les écarts obtenus entre les deux équipes sur la multiplication sont importants quelle que soit la configuration considérée, mais d'ordre de grandeur constant suivant le nombre de feuilles utilisées. Cet écart peut être lié à une mauvaise estimation de l'efficacité du détecteur.

Les valeurs obtenues pour le taux de fission spontanées sont très dispersées, et éloignées de la valeur attendue pour la source utilisée ($5,78 \cdot 10^4$ fissions par seconde). Elles confirment les réserves déjà émises sur la détermination du taux de fissions spontanées par le formalisme de Hage Cifarelli.

Mesures sur Flattop, cas de réacteur réfléchi

Cinq configurations ont été réalisées sur Flattop, caractérisées par la position des deux quarts de réflecteur A et B, et des trois barres de contrôle E, F et G. On dresse ainsi le tableau 5.19 à partir des mesures de l'équipe CEA.

Exp.	Position des quarts de réflecteur (pouces)		Position des barres de contrôle (pouces)			Pseudo- multiplication prompte (CEA)
	A	B	E	F	G	
10.36	mesure hors réflecteur					$5,1 \pm 0,1$ %
10.37	-5	-5	-8,215	-4,597	-6,993	$9,8 \pm 2,5$ %
10.38	-0,068	-0,020	-8,215	-4,597	-6,993	$66,5 \pm 0,1$ %
10.39	-0,068	-0,020	-8,215	-1,851	-6,993	$87,9 \pm 0,1$ %
10.40	-0,076	-0,020	-2,242	-0,037	-6,993	$109,9 \pm 1,2$ %
10.41	-0,076	-0,020	-0,698	-0,037	-6,993	$112,9 \pm 3,1$ %

Tableau 5.19 – *Résultats CEA lors des expériences conjointes sur le réacteur Flattop*

La présence du réflecteur ne semble pas induire de difficulté particulière sur la mesure de bruit. Néanmoins, en l'absence de résultat LANL, il n'est pas possible de comparer les résultats obtenus.

5.7 Bilan, propagation d'incertitudes appliquées à une expérience du réacteur Caliban

A titre de conclusion, on peut appliquer les incertitudes développées dans ce chapitre à une expérience réalisée avec le réacteur Caliban. On choisit la configuration dans laquelle le bloc de sécurité est à une altitude de 40 mm.

Cette configuration a été alternativement traitée par quatre expériences (tableau 5.20).

Exp.	Position des détecteurs	Hauteur du bloc de sécurité (mm)	pseudo-multiplication prompt
6.3	1	40,02	$14,9 \pm 0,85 \%$
6.9	1	39,90	$14,3 \pm 3,66 \%$
6.13	2	40,02	$14,4 \pm 3,37 \%$
6.18	2	39,90	$14,4 \pm 3,58 \%$

Tableau 5.20 – Résultats obtenus pour une position du bloc de sécurité de 40 mm

Une moyenne sur ces quatre expériences fournit un résultat de 14,5 avec une incertitude de 2,87 %. Il faut ajouter à cette incertitude, de type A, les incertitudes de type B, sur les facteurs ayant influencé la mesure.

Le formalisme de Hansen-Dowdy a été appliqué en utilisant les nombres D calculés à partir des multiplicités et facteur de Diven fournis par Terrel¹. On obtient ainsi $D_1 = 2,08 \pm 1,8\%$ et $D_1 = 3,26 \pm 3,5\%$. Compte tenu des coefficients de sensibilité établis précédemment, il vient une incertitude à ajouter à la multiplication finale de 1,8%.

L'incertitude associée à la détermination du temps mort est de 1,3%, d'où une incertitude sur le résultat final de 0,6%.

L'incertitude de 15% sur la détermination de l'efficacité génère une incertitude sur le résultat final de 7,5%. On considère que les variations de l'efficacité liées à la position des barres sont incluses dans ce coefficient.

L'incertitude de 2,6% sur la détermination de la constante de décroissance du détecteur génère une incertitude sur le résultat final de 0,1%.

On aboutit à une somme des incertitudes de type B de 10,0%.

Les incertitudes associées à cette expérience peuvent sembler élevées. Elles sont néanmoins très faibles par rapport à celles associées à une évaluation déterministe de la réactivité : la réactivité correspondant est de -6750 pcm soit une période approximative de $-79,04$ secondes (d'après l'équation de Nordheim utilisant les six groupes de Keepin). Une période lue de $-78,8$ secondes conduirait à une réactivité de $-33\,000$ pcm.

1. JAMES TERREL, *Distribution of Fission Neutron Numbers*, Physical Review, **CVIII**,3, 783-789, 1957.

Chapitre 6

Conclusion : Amélioration de la sûreté par les mesures de bruit

6.1 Extrapolation de l'approche sous-critique sur le réacteur Caliban

Dans un réacteur sous-critique, la multiplication de la population neutronique s'écrit $M = \frac{g^*}{1-k_{eff}}$. L'inverse de la population neutronique d'équilibre, proportionnel à la multiplication, s'annule donc pour $k_{eff} = 1$ soit à la criticité du système.

La réactivité peut varier par la seule action des barres de contrôle. Loin des frontières du système, l'efficacité différentielle (variation de réactivité entraînée par une variation de hauteur de la barre) peut être considérée comme constante. Le tracé de l'inverse de la population neutronique en fonction de la hauteur des barres de contrôle est alors une droite, qui coupe l'axe des abscisses à la cote critique. Cette méthode, utilisée dans certaines configurations de divergence, est qualifiée d'Approche sous-critique ou *Approach-to-Critical*.

La méthode de Hansen-Dowdy utilisée précédemment permet d'isoler une pseudo-multiplication prompte définie par $\tilde{M}_p = \frac{1}{1-k_p}$. Ce paramètre a été recherché pour différents paliers d'une approche sous-critique, et la droite de l'inverse de la pseudo-multiplication prompte a été tracée sur le même graphique que l'inverse de la population neutronique totale. On obtient la figure 6.1.

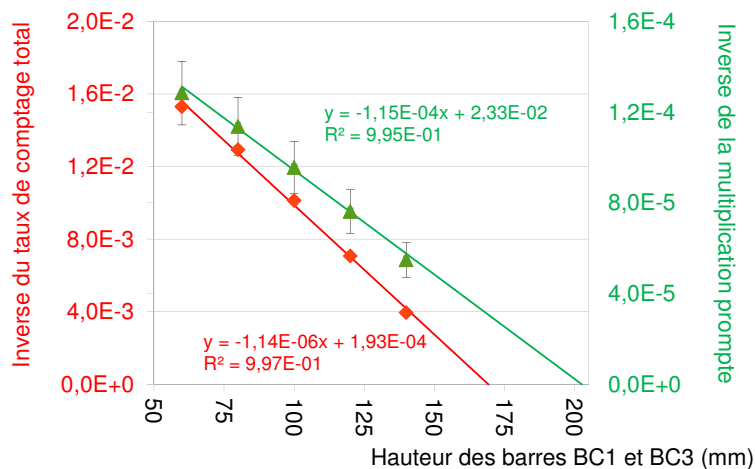


FIGURE 6.1 – Mesures de bruit pendant une approche sous-critique

On obtient deux droites de coefficients directeurs $-1,15 \cdot 10^{-4} \pm 4,48 \cdot 10^{-6}$ et $-1,14 \cdot 10^{-6} \pm 3,51 \cdot 10^{-8}$. Les ordonnées à l'origine associées sont respectivement de $2,33 \cdot 10^{-2} \pm 4,66 \cdot 10^{-4}$ et $1,93 \cdot 10^{-4} \pm 3,65 \cdot 10^{-6}$. Les points d'intersection des deux droites obtenues avec l'axe des abscisses sont respectivement à $169,2 \pm 6,1$ mm et $201,5 \pm 8,8$ mm. Ces droites ont été tracées avec les barres de contrôle BC1 et BC3 en manœuvre, l'efficacité différentielle de chaque barre étant de 1,45 ¢ par millimètre. L'écart entre ces deux positions correspond ainsi à une réactivité de $93,6 \pm 31$ ¢.

Cette méthode peut améliorer de manière substantielle la divergence d'un cœur neuf en fournissant à l'exploitant, en plus de la cote critique, l'écart qui le séparera de la prompt criticité lors de la divergence. Les incertitudes citées peuvent être aisément réduites en augmentant le nombre de points de mesure associés à cette méthode.

6.2 Extrapolation de l'approche sous-critique sur le réacteur Godiva IV

Les mesures faiblement sous-critiques réalisées sur les réacteur Godiva IV sont également mises à profit pour appliquer cette méthode d'approche sous-critique extrapolée. Les signaux de trois détecteurs sont alors disponibles : deux chambres en parallèle du détecteur CEA, et le signal des NPOD de l'équipe LANL.

Les variations de réactivité lors de l'expérience sont réalisées par action sur les barres de contrôle CR1 et CR2. D'après les mesures utilisées en exploitation, les efficacités différentielles associées sont respectivement de 35 ¢ par pouce et de 36 ¢ par pouce. On s'attend donc à un écart de 1,43 pouces entre les points d'intersection des deux droites (inverse du comptage moyen et inverse de la multiplication prompte) avec l'axe des abscisses.

Les résultats des mesures sont repris dans le tableau ci-dessous :

Position CR1 et CR2 (en pouces)	Comptage moyen			$\widetilde{M}_p$		
	Dét. B	Dét. C	NPOD	Dét. B	Dét. C	NPOD
-4,05	3855 <i>cp/s</i>	3600 <i>cp/s</i>	45097 <i>cp/s</i>	60,6	60,0	55,9
-3,55	4093 <i>cp/s</i>	3816 <i>cp/s</i>	47784 <i>cp/s</i>	62,8	62,3	59,3
-2,26	5450 <i>cp/s</i>	5084 <i>cp/s</i>	63228 <i>cp/s</i>	75,0	74,3	67,1
-1,67	7547 <i>cp/s</i>	7045 <i>cp/s</i>	86402 <i>cp/s</i>	60,6	60,0	55,9
-1,32	9801 <i>cp/s</i>	9153 <i>cp/s</i>	111276 <i>cp/s</i>	100,1	99,5	83,6
-1,02	13275 <i>cp/s</i>	12405 <i>cp/s</i>	148770 <i>cp/s</i>	112,5	111,4	89,6
-0,36	cote critique retardée mesurée					

Tableau 6.1 – *Approche sous-critique extrapolée sur le réacteur Godiva IV*

On peut ainsi déterminer des cotes critiques retardées et critiques promptes associées au mouvement des barres de contrôle :

Cote critique retardée			Cote critique prompte		
Dét. B	Dét. C	NPOD	Dét. A	Dét. B	NPOD
-0,16	-0,16	-0,10	1,45	1,45	2,64

Tableau 6.2 – *Approche sous-critique extrapolée sur le réacteur Godiva IV - suite*

D'où les écarts entre cote critique retardée et cote prompt critique :

Ecart cote critique retardée/prompte		
Dét. B	Dét. C	NPOD
1,61	1,61	2,74

Tableau 6.3 – *Approche sous-critique extrapolée sur le réacteur Godiva IV - suite et fin*

La lecture de ces tableaux appelle plusieurs remarques.

- Les cotes critiques déterminées par l'approche sous-critique sont supérieures à la cote critique expérimentale. L'efficacité différentielle associée est légèrement supérieure à la fin de la divergence par rapport au début (36 ¢par pouce contre une valeur moyenne adoptée de 35 ¢par pouce) : contrairement à Caliban, les barres de contrôle de Godiva ne sont pas traversantes.
- Les coefficients de détermination associés à la régression linéaire sont pourtant très bons (de 0,999919 à 0,9999828). Une autre hypothèse peut être associée à la détermination de l'état juste critique. Si on considère que la cote critique vraie est la plus éloignée de la cote expérimentale observée, l'efficacité différentielle conduit à un écart de 18 cents. Cette sous-criticité peut être masquée lors de la stabilisation de la puissance en fin de divergence, par les conditions expérimentales comme par l'émissivité de la source.
- Les cotes prompt-critiques fournies par le détecteur du CEA sont très éloignées des cotes prompt-critiques évaluées par les détecteurs du LANL. On ne peut que réitérer les remarques formulées lors des manipulations d'intercomparaison (non prise en compte du temps mort par le formalisme de Hage-Cifarelli, et sensibilité importante du détecteur CEA vis-à-vis de la saturation).
- La différence importante entre les cotes prompt critiques réelles et mesurées peut être expliquée par la saturation progressive des détecteurs utilisés (ce qui explique aussi que la cote de divergence réelle ait été mal évaluée).
- Les cotes prompt-critiques évaluées sont toutes les trois supérieures aux valeurs attendues d'après les valeurs d'efficacité différentielle des mécanismes. Cet écart relatif peut être pénalisant pour la sûreté, puisqu'il laisse penser à l'exploitant qu'il est plus loin du risque de prompt-criticité qu'il ne l'est réellement.

6.3 Enseignements des mesures de bruit neutronique réalisées et non réalisées

Les mesures de bruit neutronique constituent un outil utile pour l'amélioration de la sûreté d'une installation. La déconvenue de l'approche sous-critique extrapolée montre néanmoins qu'elles peuvent conduire à une conclusion erronée si elles sont utilisées aux limites du domaine de fonctionnement des détecteurs.

Ce travail de thèse a permis d'explorer de nombreuses méthodes d'analyse de bruit. Le tableau 6.4 permet d'en réaliser un bilan.

Méthode	Intérêt(s)	Inconvénient(s)
Méthode de Rossi sous-critique	⊕ Détermination de la constante α ⊕ Pas de filtration du signal ⊕ Interprétation aisée	⊖ Mesure possible uniquement dans des configurations faiblement sous-critiques
Méthode du nombre de Nelson	⊕ Accès à la fraction de neutrons retardés ⊕ Pas de sensibilité à l'efficacité de détection	⊖ Mesure possible uniquement dans des configurations faiblement sous-critiques
Méthode de la pente	⊕ Détermination du temps de vie en restant dans le domaine sous-critique ⊕ Détermination de la fraction de neutrons retardés	⊖ Plusieurs mesures nécessaires pour conclure ⊖ Fort besoin de simulation pour suivre l'évolution des facteurs de correction spatiale entre les différentes configurations
Méthode de Rossi critique	⊕ Accès à la constante de décroissance des neutrons prompts ⊕ Accès à la fraction de neutrons retardés ⊕ Accès au temps de vie moyen	⊖ Conditions expérimentales difficiles
Méthode de Rossi sur-critique	⊕ Accès à la constante de décroissance des neutrons prompts	⊖ Conditions de mesure d'autant plus difficiles que la surcriticité est importante : le temps pendant lequel le signal est exploitable est imposé par le niveau de saturation du détecteur
Méthode de Feynman sous-critique	⊕ Accès à la constante de décroissance des neutrons prompts ⊕ Pas de filtration du signal	⊖ Mesure possible uniquement dans des configurations faiblement sous-critiques
Méthode de Feynman critique	⊕ Accès à la constante de décroissance des neutrons prompts ⊕ Accès à la fraction de neutrons retardés ⊕ Accès au temps de vie moyen	⊖ Conditions expérimentales difficiles

Méthode	Intérêt(s)	Inconvénient(s)
Méthode de Feynman sur-critique	⊕ Accès à la constante de décroissance des neutrons prompts	⊖ Conditions de mesure d'autant plus difficiles que la surcriticité est importante : le temps pendant lequel le signal est exploitable est imposé par le niveau de saturation du détecteur
Formalisme de Hansen-Dowdy sous-critique	⊕ Accès à la multiplication prompte ⊕ Une série de plusieurs mesures peut permettre d'élaborer une approche sous-critique extrapolée ⊕ Très forte sensibilité à faible flux ⊕ Correction du temps mort du système de détection	⊖ Risque de saturation du détecteur, parfois non détectable
Formalisme de Hansen-Dowdy critique	⊕ Accès à la multiplication prompte ⊕ Accès à la fraction de neutrons retardés	⊖ Risque de saturation du détecteur, parfois non détectable
Formalisme de Hansen-Dowdy sur-critique	⊕ Accès à la multiplication prompte ⊕ Accès à la fraction de neutrons retardés	⊖ Risque de saturation du détecteur, parfois non détectable, pouvant intervenir rapidement ⊖ Conditions de reconstitution de l'excès de variance difficiles, compte tenu des évolutions du comptage moyen
Formalisme de Hage-Cifarelli	⊕ Accès à la multiplication de fuite ⊕ Accès au taux de fissions spontanées ⊕ Accès au taux de réactions (α, n)	⊖ Pas de prise en compte du temps mort ⊖ Pas d'accès direct à la multiplication totale ⊖ Sensibilité à la saturation du détecteur

Tableau 6.4 – *Bilan des méthodes mesures de bruit neutronique utilisées*

Ce tableau a été réalisé à partir de mesures conduites successivement sur deux réacteurs nus de géométrie cylindrique fortement enrichis en Uranium 235, un réacteur de géométrie sphérique avec un cœur fortement enrichi en Uranium 235 réfléchi par de l'Uranium naturel et enfin un réacteur hétérogène mettant en présence matériau hydrogéné et Uranium 235. Les principaux phénomènes physiques rencontrés dans un réacteur de puissance, émission par fission, modération, réflexion, absorption ou fuites ont donc séparément été abordés.

Une mesure, non concluante, a également été réalisée sur le réacteur à haut flux (RHF) de l'Institut Laue Langevin (ILL). Ce travail, a permis néanmoins de formuler quelques pré-requis supplémentaires sur les mesures de bruit sur un réacteur de puissance :

- Alors que les réacteurs Caliban, Godiva IV et Flattop avaient une constante de

décroissance des neutrons prompts de l'ordre de quelques 10^5 s^{-1} , la constante de décroissance estimée pour le RHF est au mieux de l'ordre de quelques 10^2 s^{-1} . Cet écart est lié au temps de vie moyen des neutrons, estimé entre 650 et 800 μs suivant le code de calcul utilisé (respectivement Apollo et MCNP). Un temps de mesure relativement long est donc nécessaire pour évaluer cette constante.

- Un nombre de détections de neutrons suffisamment important pour effectuer une mesure de bruit sur Caliban ne l'est pas pour une mesure sur le RHF. Les mesures effectuées sur le réacteur Planet ont pourtant fait apparaître des constantes de décroissance du même ordre de grandeur que celles attendues sur le RHF, avec un nombre de détections du même ordre de grandeur (de l'ordre de cinq millions de points). Trop peu de données sont disponibles pour réaliser un traitement Rossi qui permette d'isoler la constante de décroissance associée au deuxième comptage compte tenu du taux de comptage décorrélié (de l'ordre de $15\,000 \text{ s}^{-1}$ sur le RHF, contre $4\,400 \text{ s}^{-1}$ sur Planet). Une recherche d'excès de variance ne peut être réalisée, avec une statistique suffisante, que pour de trop faibles largeurs de fenêtres de détection. Le signal est alors poissonnien.
- Le nombre de détections nécessaires pour interpréter une mesure de bruit n'a pas été pondéré par l'efficacité de détection, pourtant très différente lors des mesures sur Planet (à deux mètres du réacteur) que lors de celles sur le RHF (de l'ordre de 7 mètres, soit une efficacité réduite d'un facteur 12).

Aucune de ces difficultés n'est cependant insurmontable.

L'utilisation des mesures de bruit neutronique pour la maîtrise de la réactivité d'un réacteur de forte puissance à l'arrêt n'a pas été réalisée dans le cadre de cette thèse. Néanmoins, les travaux présentés dans ce mémoire ont permis de s'assurer qu'aucun des phénomènes physiques rencontrés dans ce cadre n'était rédhibitoire. Ces méthodes pourraient être déployées sur un réacteur de grandes dimensions, tout en nécessitant un fort travail préalable de préparation.

Un réacteur industriel obéit dans ses phases d'arrêt à des impératifs de radioprotection. Son architecture est conçue pour minimiser l'émission de neutrons à proximité, dans une démarche ALARA (As Low As Reasonably Achievable) d'optimisation de la dose reçue par les travailleurs. Dans une démarche d'amélioration de l'efficacité du détecteur, le site de ce dernier doit être choisi avec soin, sur un "point rouge ALARA" correspondant à la dose neutrons maximale. Le bruit neutronique pourrait alors être analysé avec les formalismes associés aux détecteurs de forte efficacité. Pour améliorer la fiabilité d'une telle mesure, on pourrait envisager l'utilisation de plusieurs détecteurs. L'un serait optimisé pour l'application du formalisme de Hansen-Dowdy, avec un nombre de tube pouvant être limité, mais présentant un volume actif important. L'autre serait optimisé pour l'application du formalisme de Hage-Cifarelli, avec un nombre de tubes important, rendant négligeable la perte de comptage par temps mort.

Les phases d'arrêt du réacteur sont celles dans lesquelles le principe fondamental de sûreté de maîtrise de la réactivité est potentiellement le plus pénalisant : le réacteur est froid, donc dispose de marges vis-à-vis de la criticité réduites, et les contre-réactions sont absentes si une chaîne de fission devait diverger après un passage sur-critique (erreur de chargement du combustible, retrait involontaire d'absorbants, etc.).

L'utilisation des mesures de bruit neutronique dans un tel contexte présenterait un gain substantiel pour la sûreté en exploitation, mais aussi pour les études de conception préalables à l'établissement des rapports de sûreté. La partie de ces études consacrées aux opérations de chargement des cœurs pourrait s'appuyer sur des mesures expérimentales en cours d'opération. Ces mesures constitueraient des points d'arrêt après chaque modification du milieu : un cas non-conforme serait alors détecté très rapidement, rendant les études associées moins pénalisantes, notamment en termes de marges à adopter et à justifier.

Annexe A

Glossaire

- Facteur de multiplication effectif, noté k_{eff}
Dans un réacteur de dimension finie, quantifie le rapport d'une génération de neutrons sur la génération précédente.
- Facteur de multiplication infini, noté k_{∞}
Dans un réacteur de dimension infinie, donc sans prendre en compte les fuites, quantifie le rapport d'une génération de neutrons sur la génération précédente.
- Facteur de multiplication effectif prompt, noté k_p ou K
Dans un réacteur de dimension finie, quantifie le rapport d'une génération de neutrons sur la génération précédente, en ne prenant en compte que les neutrons prompts.
- Réactivité, notée ρ
Différence relative du facteur de multiplication effectif à 1 (c'est-à-dire au facteur de multiplication effectif d'un milieu à l'équilibre, dit "critique")
- Fraction de neutrons retardés, notée β
Fraction des neutrons émise après une fission par la décroissance des précurseurs par rapport au nombre total de neutrons émis.
- Fraction effective de neutrons retardés, notée β_{eff}
Fraction des neutrons émise après une fission par la décroissance des précurseurs par rapport au nombre total de neutrons émis, corrigée par le rapport de probabilité de générer une nouvelle fission.
- Réactivité en dollars noté ρ_s
Réactivité rapportée à la prompt-criticité. Le cent, correspondant au centième de dollar et noté ¢, est parfois utilisé comme sous-unité
- Temps de vie moyen, noté ℓ
Temps moyen entre la naissance d'un neutron et sa disparition, par absorption ou par fuite.
- Temps de génération moyen, noté θ
Temps moyen mis par un neutron depuis sa naissance pour générer un unique descendant.
- Temps mort, noté τ
Temps après chaque détection pendant lequel un détecteur ne peut pas enregistrer de nouvelle détection.
- Constante de décroissance des neutrons prompts, notée α
Coefficient représentatif de l'évolution des neutrons prompts.
- Facteur de Diven, noté Γ
Rapport permettant d'évaluer la dispersion de la distribution du nombre de neutrons après une fission.
- Distribution poissonnienne
Distribution dont la probabilité d'évènement positif par unité de temps est constante.
- Variance, notée V
Moyenne des écarts entre une distribution de mesures et leur valeur moyenne, éle-

- vés au carré pour éviter une compensation. Dans une distribution poissonnienne, la variance est égale à la moyenne.
- Excès de variance, noté Y
Permet de quantifier l'écart d'une distribution par rapport à une distribution poissonnienne.
Taux de perte de neutrons par unité de temps rapporté au taux d'émission de neutrons source par unité de temps.
 - Multiplication, notée M
Taux de perte de neutrons par fuite ou absorption, par unité de temps, rapporté au taux d'émission de neutrons source par unité de temps.
 - Multiplication de fuite, notée M_L
Taux de perte de neutrons par fuite, par unité de temps, rapporté au taux d'émission de neutrons source par unité de temps.
 - Multiplicité, notée $\bar{\nu}$
Nombre de neutrons émis après une fission.
 - Multiplicité prompte, notée $\bar{\nu}_p$
Nombre de neutrons prompts émis après une fission
 - Multiplicité retardée, notée $\bar{\nu}_d$
Nombre de neutrons retardés émis après une fission.
 - Neutrons retardés
Neutrons émis après une fission par décroissance des précurseurs.
 - Neutrons prompts
Anglicisme couramment utilisé désignant les neutrons nés instantanément après une fission.
 - Pseudo-multiplication prompte, notée $\widetilde{M}_p$
Quantité utilisée dans le formalisme d'Hansen-Dowdy, par analogie avec la multiplication prompte en formalisme ponctuel, pour désigner l'inverse de l'écart du facteur de multiplication prompt avec 1.
 - Facteur g
Facteur appliqué à l'amplitude de corrélation traduisant la différence de probabilité qu'a un neutron de donner naissance à une chaîne de fission suivant sa localisation dans le cœur.
 - Facteur g^*
Facteur appliqué à la multiplication traduisant la différence de probabilité qu'a un neutron d'entretenir la réaction en chaîne suivant sa localisation dans le cœur.
 - Source équivalente au mode fondamental
Distribution de la source pour laquelle chaque neutron source a une importance équivalente pour l'entretien de la réaction en chaîne.
 - Efficacité
Nombre de comptages réalisés par neutron présent (notée ϵ_c) ou par fission (notée ϵ_f). Dans ce dernier cas, elle dépend du k_{eff} .
 - Fonction de corrélation croisée
Fonction traduisant la similitude de deux signaux en fonction d'un paramètre de translation.
 - Fonction d'auto-corrélation
Fonction de corrélation d'un signal avec lui-même.
 - Fonction de densité spectrale croisée, notée G_{ij}
Transformée de Fourier de la fonction de corrélation croisée.
 - Fonction d'auto-densité spectrale, notée G_{ii}
Transformée de Fourier de la fonction d'auto-corrélation.

Annexe B

Configurations des réacteurs pendant les expériences réalisées

B.1 Expériences sur le réacteur Caliban

Pendant toutes les expériences sur le réacteur Caliban, la barre d'excursion BE est éjectée.

On rappelle que les barres de contrôle sont constituées du même alliage que le réacteur, elles sont manœuvrées depuis la position basse (éjectée). Les unités utilisées sont celles de l'interface homme-machine du réacteur.

Lorsque la configuration finale est atteinte après une action sur un élément mobile depuis l'état critique, les positions critiques et sous-critiques sont indiquées, séparées par une flèche.

Expérience	Positions (en mm)			
	bloc de sécurité	barre BC1	barre BC2	barre BC3
1.1	70,531	205,15	50,00	126,78 → 121,55
1.2	70,532	205,14	50,00	133,37 → 128,14
1.3	70,532	205,14	50,00	118,98 → 92,82

Tableau B.1 – Configurations du réacteur Caliban lors de la première semaine d'expériences

Nota : Pendant les deux premières semaines d'expériences, la réactivité finale est atteinte après descente des barres, et non après rod-drop.

Expérience	Positions (en mm)			
	bloc de sécurité	barre BC1	barre BC2	barre BC3
2.1	70,531	205,23	50,00	119,43 → 91,28
2.2	70,531	205,23	50,00	91,28 ↘ 0
2.3	70,531	205,22	50,00	133,94 → 124,68
2.4	70,532	205,14	50,00	134,02 → 111,34
2.5	70,532	205,23	50,00	117,60 → 106,46

Tableau B.2 – Configurations du réacteur Caliban lors de la deuxième semaine d'expériences

Nota : Pendant les deux premières semaines d'expériences, la réactivité finale est atteinte après descente des barres, et non après rod-drop.

Expérience	Positions (en mm)			
	bloc de sécurité	barre BC1	barre BC2	barre BC3
3.1	70,531	205,21	62,14	110,00 ↘ 0
3.1 (suite)	70,531	205,21	62,08	110,00 ↘ 0
3.1 (suite et fin)	70,531	205,21	62,03	110,00 ↘ 0

Tableau B.3 – Configurations du réacteur Caliban lors de la troisième semaine d'expériences

Nota : pour que la mesure puisse être interprétée malgré la très faible efficacité de la chambre à fission, la configuration traitée lors de la troisième semaine d'expérience a dû être répétée sur plusieurs jours.

Expérience	Positions (en mm)			
	bloc de sécurité	barre BC1	barre BC2	barre BC3
4.1	70,531	205,22	64,61	110,00 ↘ 0
4.2	70,531	205,21	62,08	110,00 ↘ 0
4.3	70,531	205,21	43,33	124,00 ↘ 0
4.4	70,531	120,00	114,26	142,00 ↘ 0
4.5	70,531	120,00	77,73	179,00 ↘ 0
4.6	70,533	205,23	81,22	96,00 ↘ 0
4.7	70,533	144,00 ↘ 0	86,17	145,00 ↘ 0

Tableau B.4 – Configurations du réacteur Caliban lors de la quatrième semaine d'expériences

Expérience	Positions (en mm)			
	bloc de sécurité	barre BC1	barre BC2	barre BC3
5.1	70,532 ↘ 0	205,25 ↘ 0	50,00 ↘ 0	116,60 ↘ 0
5.2	0	0	0	0 ↘ 0
5.3	70,532	120,00	94,29	162,53 ↘ 0
5.4	70,532	120,00	94,03	162,53 ↘ 0
5.5	70,532	120,00	94,44	162,53 ↘ 0
5.6	70,532	120,00	92,51	162,53 ↘ 0
5.7	70,532	205,22	125,73	37,10 ↘ 0

Tableau B.5 – Configurations du réacteur Caliban lors de la cinquième semaine d'expériences

Expérience	Positions (en mm)			
	bloc de sécurité	barre BC1	barre BC2	barre BC3
6.1	0	0	0	0
6.2	20,020	0	0	0
6.3	40,018	0	0	0
6.4	60,009	0	0	0
6.5	65,031	0	0	0
6.6	67,501	0	0	0
6.7	70,531	0	0	0
6.8	0	0	0	0
6.9	39,900	0	0	0
6.10	70,530	0	0	0
6.11	0	0	0	0
6.12	20,020	0	0	0
6.13	40,020	0	0	0
6.14	60,009	0	0	0
6.15	65,031	0	0	0
6.16	67,502	0	0	0
6.17	70,530	0	0	0
6.18	39,900	0	0	0
6.19	70,532	205,12	69,99	110,00 $\searrow$ 0
6.20	70,532	120,00	118,51	142,00 $\searrow$ 0
6.21	70,532	120,00	82,63	179,00 $\searrow$ 0
6.22	70,532	127,00 $\searrow$ 0	125,47	128,00 $\searrow$ 0
6.23	70,532	144,00 $\searrow$ 0	90,85	145,00 $\searrow$ 0
6.24	70,530	0	0	0
6.25	9,970	0	0	0
6.26	70,532	205,10	50,00	125,59 $\nearrow$ 127,59
6.27	70,532	205,10	50,00	127,59 $\nearrow$ 135,59
6.28	70,532	205,10	71,79	110,00 $\searrow$ 0

Tableau B.6 – Configurations du réacteur Caliban lors de la sixième semaine d'expériences (en présence d'une équipe LANL)

Expérience	Positions (en mm)			
	bloc de sécurité	barre BC1	barre BC2	barre BC3
7.1	70,533	0	0	0
7.2	70,533	0	0	0
7.3	70,533	0	0	0
7.4	70,534	0	0	0
7.5	70,532	0	0	0
7.6	70,532	0	0	0
7.7	70,532	0	0	0
7.8	70,534	0	0	0
7.9	70,533	0	0	0
7.10	70,531	40,00	160,76	162,53 ↘ 0
7.11	70,531	80,00	131,88	162,53 ↘ 0
7.12	70,531	120,00	93,16	162,53 ↘ 0
7.13	70,531	160,00	40,72	162,53 ↘ 0
7.14	70,531	172,42	15,00	162,53 ↘ 0
7.15	70,531	162,50 ↘ 0	119,73	93,37
7.16	70,531	162,50 ↘ 0	160,00	41,03
7.17	70,531	120	165,00 ↘ 0	91,26

Tableau B.7 – Configurations du réacteur Caliban lors de la septième semaine d'expériences

Expérience	Positions (en mm)			
	bloc de sécurité	barre BC1	barre BC2	barre BC3
8.1	70,531	205,50	77,27	96,00 ↘ 0
8.1 (suite)	70,531	205,41	77,41	96,00 ↘ 0
8.1 (suite)	70,532	205,42	77,29	96,00 ↘ 0
8.1 (suite et fin)	70,532	205,38	77,24	96,00 ↘ 0
8.2	70,532	110,00	77,29	0
8.3	70,532	115,00	77,29	0
8.4	70,532	120,00	77,29	0
8.5	70,532	130,00	77,29	0
8.6	70,532	140,00	77,29	0
8.7	70,532	150,00	77,29	0
8.8	70,532	160,00	77,29	0

Tableau B.8 – Configurations du réacteur Caliban lors de la huitième semaine d'expériences

Expérience	Positions (en mm)			
	bloc de sécurité	barre BC1	barre BC2	barre BC3
9.1	70,531	205,45	62,62	110,00 ↘ 0
9.2	70,531	205,45	40,81	124,00 ↘ 0
9.3	70,531	120,00	113,27	142,00 ↘ 0
9.4	70,531	162,00 ↘ 0	36,48	163,00 ↘ 0
9.5	70,531	162,00 ↘ 0	36,20	163,00 ↘ 0
9.6	70,531	20,00	36,20	20,00
9.7	70,531	40,00	36,20	40,00
9.8	70,531	140,00	36,20	140,00
9.9	70,531	162,00 ↘ 0	36,45	163,00 ↘ 0
9.10	70,531	60,00	36,45	60,00
9.11	70,531	80,00	36,45	80,00
9.12	70,531	100,00	36,45	100,00
9.13	70,531	120,00	36,45	120,00
9.14	70,531	140,00	36,45	140,00
9.15	70,531	160,00	36,45	160,00

Tableau B.9 – Configurations du réacteur Caliban lors de la neuvième semaine d'expériences

Expérience	Positions (en mm)			
	bloc de sécurité	barre BC1	barre BC2	barre BC3
EAMEA	70,533	205,37	50,00	133,78

Tableau B.10 – Configurations du réacteur Caliban lors de la dixième semaine d'expériences (en présence d'élèves de l'EAMEA)

Expérience	Positions (en mm)			
	bloc de sécurité	barre BC1	barre BC2	barre BC3
11.1	70,532	52,00	205,37	114,17
11.2	70,532	52,00 ↘ 0	205,38	117,11
11.3	70,532	52,00 ↘ 0	205,38	117,11
11.4	70,532	72,00	205,37	102,79
11.5	70,532	72,00 ↘ 0	205,37	102,79

Tableau B.11 – Configurations du réacteur Caliban lors de la onzième semaine d'expériences

B.2 Expériences sur les réacteurs du NNSS

Exp.	Hauteur du bloc de sécurité (pouces)	Hauteur CR1 (pouces)	Hauteur CR2 (pouces)
10.2	-7,844	<i>out</i>	<i>out</i>
10.2	0,130	<i>out</i>	<i>out</i>
10.4	-0,988	<i>out</i>	<i>out</i>
10.5	-0,883	<i>out</i>	<i>out</i>
10.6	-2,083	<i>out</i>	<i>out</i>
10.7	-0,522	<i>out</i>	<i>out</i>
10.8	-0,272	<i>out</i>	<i>out</i>
10.9	-0,161	<i>out</i>	<i>out</i>
10.10	-7,844	<i>out</i>	<i>out</i>
10.12	0,130	<i>out</i>	<i>out</i>
10.13	0,130	-0,363	-0,364
10.14	0,130	-2,258	-2,248
10.15	0,130	-1,706	-1,655
10.16	0,130	-1,048	-1,000
10.17	0,130	-3,606	-3,504
10.18	0,130	-1,344	-1,304

Tableau B.12 – Configurations du réacteur Godiva IV (cas faiblement sous-critiques)

Exp.	Hauteur CR1 (pouces)	Hauteur CR2 (pouces)
10.20	-0,158	-0,151
10.21	-0,097	-0,151
10.22	-0,097	-0,057
10.23	-0,023	-0,057

Tableau B.13 – Configurations du réacteur Godiva IV (cas sur-critiques)

Expérience	Nombre de feuille d'Uranium utilisées	Expérience	Nombre de feuille d'Uranium utilisées
10.24	0	10.30	20
10.25	6	10.31	21
10.26	11	10.32	21,5
10.27	0	10.33	21,5
10.28	15	10.34	21,5
10.29	18	10.35	21,5

Tableau B.14 – Configurations du réacteur Planet

Exp.	Position des quarts de réflecteur (pouces)		Position des barres de contrôle (pouces)		
	A	B	E	F	G
10.36	mesure hors réflecteur				
10.37	−5	−5	−8,215	−4,597	−6,993
10.38	−0,068	−0,020	−8,215	−4,597	−6,993
10.39	−0,068	−0,020	−8,215	−1,851	−6,993
10.40	−0,076	−0,020	−2,242	−0,037	−6,993
10.41	−0,076	−0,020	−0,698	−0,037	−6,993

Tableau B.15 – Configurations du réacteur Flattop

Annexe C

Détermination des réactivités atteintes après les expériences de *rod-drop*

La méthodologie présentée en début de chapitre 3 a permis de caractériser l'ensemble des expériences de *rod-drop* réalisées. Les résultats sont donnés dans cette annexe.

Expérience	Réactivité visée	Réactivité estimée		
		Hypothèse basse	Hypothèse médiane	Hypothèse haute
1.1	-50 pcm	-58 pcm	-54 pcm	-50 pcm
1.2	-50 pcm	-58 pcm	-54 pcm	-50 pcm
1.3	-250 pcm	-270 pcm	-265 pcm	-260 pcm

Tableau C.1 – *Détermination des réactivités atteintes après rod-drop lors de la première semaine d'expériences*

Expérience	Réactivité visée	Réactivité estimée		
		Hypothèse basse	Hypothèse médiane	Hypothèse haute
2.1	-250 pcm	-280 pcm	-270 pcm	-260 pcm
2.2	-735 pcm	-960 pcm	-760 pcm	-610 pcm
2.3	-100 pcm	-100 pcm	-95 pcm	-90 pcm
2.4	-200 pcm	-240 pcm	-225 pcm	-210 pcm
2.5	-100 pcm	-110 pcm	-108 pcm	-105 pcm

Tableau C.2 – *Détermination des réactivités atteintes après rod-drop lors de la deuxième semaine d'expériences*

Expérience	Réactivité visée	Réactivité estimée		
		Hypothèse basse	Hypothèse médiane	Hypothèse haute
3.1	-659 pcm	-710 pcm	-659 pcm	-630 pcm

Tableau C.3 – Détermination des réactivités atteintes après rod-drop lors de la troisième semaine d'expériences

Expérience	Réactivité visée	Réactivité estimée		
		Hypothèse basse	Hypothèse médiane	Hypothèse haute
4.1	-659 pcm	-692 pcm	-659 pcm	-626 pcm
4.2	-791 pcm	-857 pcm	-824 pcm	-791 pcm
4.3	-989 pcm	-1022 pcm	-989 pcm	-956 pcm
4.4	-1318 pcm	-1400 pcm	-1318 pcm	-1250 pcm
4.5	-527 pcm	-527 pcm	-511 pcm	-494 pcm
4.6	-1977 pcm	-2100 pcm	-1900 pcm	-1800 pcm

Tableau C.4 – Détermination des réactivités atteintes après rod-drop lors de la quatrième semaine d'expériences

Expérience	Réactivité visée	Réactivité estimée		
		Hypothèse basse	Hypothèse médiane	Hypothèse haute
5.1	-13200 pcm	–	–	–
5.2	-13200 pcm	–	–	–
5.3	-1186 pcm	–	–	–
5.4	-1186 pcm	-1250 pcm	-1180 pcm	-1100 pcm
5.5	-1186 pcm	-1300 pcm	-1200 pcm	-1100 pcm
5.6	-1186 pcm	-1250 pcm	-1200 pcm	-1150 pcm
5.7	-119 pcm	-117 pcm	-110 pcm	-105 pcm

Tableau C.5 – Détermination des réactivités atteintes après rod-drop lors de la cinquième semaine d'expériences

Expérience	Réactivité visée	Réactivité estimée		
		Hypothèse basse	Hypothèse médiane	Hypothèse haute
6.19	- 660 pcm	- 625 pcm	- 659 pcm	- 675 pcm
6.20	- 990 pcm	- 950 pcm	- 990 pcm	- 1030 pcm
6.21	- 1360 pcm	- 1280 pcm	- 1360 pcm	- 1440 pcm
6.22	- 1650 pcm	- 1550 pcm	- 1650 pcm	- 1750 pcm
6.23	- 1980 pcm	- 1827 pcm	- 1977 pcm	- 2127 pcm

Tableau C.6 – Détermination des réactivités atteintes après rod-drop lors de la sixième semaine d'expériences

Expérience	Réactivité visée	Réactivité estimée		
		Hypothèse basse	Hypothèse médiane	Hypothèse haute
7.1	- 1200 pcm	- 1100 pcm	- 1200 pcm	- 1300 pcm
7.2	- 1200 pcm	- 1100 pcm	- 1200 pcm	- 1300 pcm
7.3	- 1200 pcm	- 1100 pcm	- 1200 pcm	- 1300 pcm
7.4	- 1200 pcm	- 1100 pcm	- 1200 pcm	- 1300 pcm
7.5	- 1200 pcm	- 1050 pcm	- 1150 pcm	- 1250 pcm
7.6	- 1200 pcm	- 1050 pcm	- 1150 pcm	- 1250 pcm
7.7	- 1200 pcm	- 1050 pcm	- 1150 pcm	- 1250 pcm
7.8	- 1200 pcm	- 1100 pcm	- 1200 pcm	- 1300 pcm

Tableau C.7 – Détermination des réactivités atteintes après rod-drop lors de la septième semaine d'expériences

Expérience	Réactivité visée	Réactivité estimée		
		Hypothèse basse	Hypothèse médiane	Hypothèse haute
8.1	- 527 pcm	- 510 pcm	- 525 pcm	- 540 pcm

Tableau C.8 – Détermination des réactivités atteintes après rod-drop lors de la huitième semaine d'expériences

Expérience	Réactivité visée	Réactivité estimée		
		Hypothèse basse	Hypothèse médiane	Hypothèse haute
9.1	- 659 pcm	- 620 pcm	- 640 pcm	- 660 pcm
9.2	- 790 pcm	- 730 pcm	- 780 pcm	- 830 pcm
9.3	- 988 pcm	- 960 pcm	- 1000 pcm	- 1040 pcm

Tableau C.9 – Détermination des réactivités atteintes après rod-drop lors de la neuvième semaine d'expériences

Expérience	Réactivité visée	Réactivité estimée		
		Hypothèse basse	Hypothèse médiane	Hypothèse haute
11.1	- 198 pcm	- 190 pcm	- 195 pcm	- 200 pcm
11.2	- 329 pcm	- 320 pcm	- 330 pcm	- 340 pcm

Tableau C.10 – Détermination des réactivités atteintes après rod-drop lors de la onzième semaine d'expériences

Annexe D

Description des procédures utilisées pour l'analyse de bruit

Les fichiers enregistrés lors de ce travail de recherche l'ont été en mode liste. Cette annexe décrit succinctement les étapes à opérer pour pouvoir les analyser. Après suppression des en-têtes présentant les conditions d'enregistrement et concaténation des fichiers, l'utilisateur dispose d'une liste d'entiers correspondant au nombre de périodes du générateur d'impulsions entre deux détections.

D.1 Génération d'une courbe de Rossi

L'établissement d'une telle courbe nécessite de définir :

- La durée T prise en compte pour le calcul de la probabilité de deuxième détection ;
- La résolution temporelle prise en compte pour ce calcul, assimilable au temps minimal pour discriminer deux détections. Pour que ce paramètre ait un sens, il doit être supérieur ou égal à la période du générateur d'impulsions utilisé pour la mesure ;
- Le nombre N de premières détections prises en compte pour l'établissement de cette probabilité. Plus N est élevé, plus faible sera l'incertitude associée à la probabilité de deuxième détection ;
- Le nombre M de détections considérées après la première comme étant des deuxièmes détections potentielles.

Pour établir la probabilité de deuxième détection, N vecteurs sont définis, de longueur $l = \frac{T}{t}$. Une première détection est associée à chaque vecteur. Le i -ième élément de ce vecteur est rempli par le nombre de détections survenant entre $(i - 1) \cdot t$ et $i \cdot t$. Le nombre M de détections considérées après la première comme étant des deuxièmes détections potentielles doit être choisi suffisamment grand pour que la M -ième détection ait lieu après T dans chaque vecteur.

La probabilité de deuxième comptage est obtenue dans un vecteur de longueur l , dont chaque i -ième élément est construit comme la somme de tous les N i -ième éléments des N vecteurs précédents, rapportée au nombre de vecteurs considérés.

D.2 Génération d'un diagramme de Feynman, à largeur de fenêtre fixée a

Pour générer un diagramme de Feynman, la première étape consiste à identifier l'instant de chaque détection à partir de la période du générateur d'impulsions. On obtient ainsi la durée D associée à l'ensemble des détections. Un vecteur de longueur $\frac{D}{a}$ est alors généré,

dont chaque i -ième élément est constitué du nombre de détections entre $(i - 1) \cdot a$ et $i \cdot a$. Ce vecteur peut alors être analysé de plusieurs manières :

- le calcul de la variance et de la moyenne des éléments du vecteur permet d'obtenir l'excès de variance ;
- pour chaque nombre de détections, le nombre de fenêtres d'enregistrement associées peut être déterminé, ce qui permet de tracer l'histogramme D.1 (sur lequel une distribution poissonnienne de moyenne équivalente a été superposée).

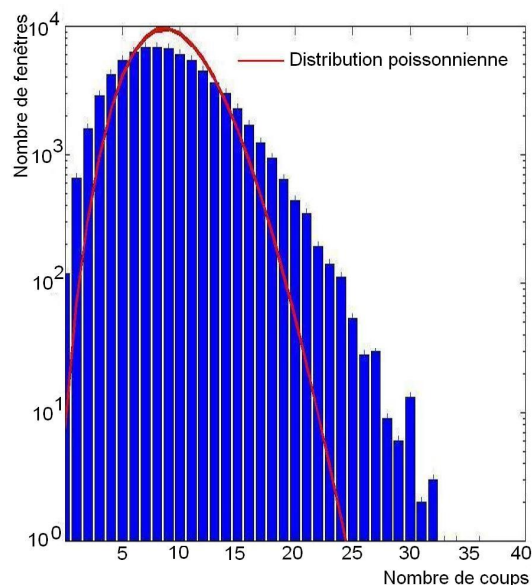


FIGURE D.1 – *Exemple d'histogramme de Feynman*

D.3 Génération d'une courbe de Feynman, avec une largeur de fenêtre variable

La démarche précédente peut alors être renouvelée pour une largeur d'intervalle variable. L'utilisateur devra néanmoins être vigilant sur les points suivants :

- le temps nécessaire au calcul d'excès de variance pour une fenêtre infiniment petite est infiniment grand ;
- un fichier de données de grande taille est inutile pour ce type d'analyse.

Ces précautions étant prises, on aboutit à des courbes du type de celle présentée ci-dessous :

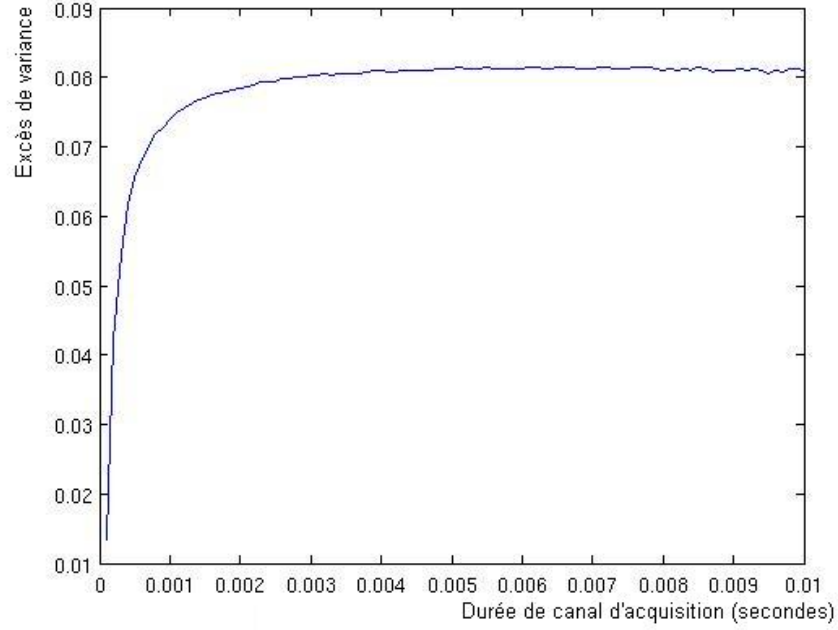


FIGURE D.2 – *Exemple d'évolution de l'excès de variance avec la largeur d'intervalle d'enregistrement*

La courbe de Feynman peut recevoir des paramètres complémentaires liés au détecteur (efficacité, temps mort, constante de temps), pour que soit appliqué le formalisme de Hansen-Dowdy. La pseudo-multiplication prompte totale peut alors être évaluée pour chaque largeur d'intervalle de détection.

D.4 Application du formalisme de Hage-Cifarelli

Pour appliquer le formalisme de Hage-Cifarelli, la première étape consiste à identifier, comme pour une courbe de Feynman, l'instant de chaque détection à partir de la période du générateur d'impulsions. On obtient ainsi la durée D associée à l'ensemble des détections.

La détermination des moments réduits d'ordre 1, 2 et 3 pour une largeur de fenêtre d'enregistrement connue, avec un détecteur dont l'efficacité et la constante de décroissance est connue, permet d'obtenir, pour cet enregistrement de longueur D , le taux de singulets, doublets et triplets. Pour une largeur de fenêtre variable, les courbes suivantes peuvent être tracées (figure D.3)

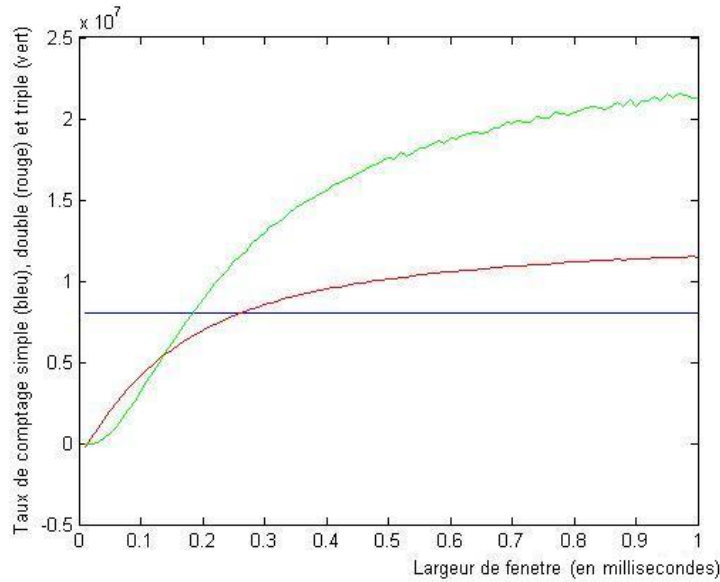


FIGURE D.3 – Exemple d'évolution des taux de comptages simples, doubles ou triples avec la largeur d'intervalle d'enregistrement

La multiplication de fuite est alors obtenue par l'obtention de la plus petite racine réelle positive d'un polynôme de degré 3. Le taux de fissions spontanées et le taux d'émission de neutrons par réactions (α, n) sont obtenus à partir des taux de comptage simple, double ou triple et des paramètres caractéristiques des matériaux utilisés pendant l'expérience.

Si, compte tenu de la difficulté de mesure du taux de comptage triple, les nombres obtenus donnent un résultat qui n'est pas physique (nombre négatif), le taux d'émission de neutrons par réactions (α, n) est imposé à zéro, ce qui permet d'éliminer une variable du système. La procédure précédente est alors renouvelée pour obtenir la nouvelle valeur de la multiplication prompte de fuite et le taux de fissions spontanées.

La pseudo-multiplication prompte totale est alors obtenue par application de la formule de Serber.

D.5 Résolution déterministe des équations de la cinétique

La résolution déterministe des équations de la cinétique est basée sur la modélisation de Keepin¹ à six groupes de précurseurs. Cet outil est dédié aux expériences sous-critiques, depuis et vers un état d'équilibre du réacteur.

Chaque calcul propage une hypothèse d'anti-réactivité, qui permet de déterminer l'émissivité de la source à partir de la valeur finale de la puissance, à l'efficacité de détection près.

Les abondances initiales de précurseurs sont évaluées en fonction de la puissance initiale.

L'évolution des neutrons libres et des précurseurs est alors modélisée par différences finies, avec un pas de temps très faible en début de simulation, pour éviter les instabilités liées à l'évolution des neutrons instantanés. Ce pas de temps est élargi par la suite, avec des résultats enregistrés toutes les secondes.

1. KEEPIN, *Physics of nuclear Kinetics*, 1964

Annexe E

Bibliographie

Les ouvrages présents dans cette liste sont présentés selon leur thématique principale, mais peuvent concerner plusieurs domaines. Sauf mention contraire, les chiffres romains correspondent aux volumes, les chiffres en gras aux numéros, les chiffres séparés par un tiret aux pages, les derniers chiffres aux années de parution.

E.1 Ouvrages de référence

- M. M. R. WILLIAMS, *The Slowing Down and Thermalization of Neutrons*, 1966.
- M. M. R. WILLIAMS, *Mathematical Methods in Particle Transport Theory*, 1971.
- M. M. R. WILLIAMS, *Random Processes in Nuclear Reactors*, 1974.
- Robert E. UHRIG, *Random Noise Techniques in Nuclear Reactor Systems*, 1970.
- KNOLL, *Radiation Detection and Measurement*, 1999.
- KEEPIN, *Physics of nuclear Kinetics*, 1964.
- Paul REUSS, *Précis de neutronique*, Editeur EDP Sciences, Collection Génie Atomique.
- Hugues DELORME, *Cours de neutronique*, documentation interne EAMEA, session 2005-2006.
- Mark SMITH-NELSON *Neutron Specialist Handbook and Informational Text*, LA-UR-07-6170, 2007.
- Imre PAZSIT, Leonard PAL *Neutron Fluctuations, a treatise on the physics of branching processes*, Elsevier, 2008.

E.2 Phénoménologie

E.2.1 Multiplication de fuite et multiplication totale

- SERBER, *The Definition of Neutron Multiplication*, **LA-335**, 1945.
- R. W. BREWER, THE RELATIONSHIP BETWEEN NEUTRON MULTIPLICATION AND KEFF, International Conference on Nuclear Criticality Safety, **LA-UR-95-2127**, 1995.

E.2.2 Caractérisation de la multiplicité (nombre de neutrons par fission)

- B. C. DIVEN, H. C. MARTIN, R. F. TASCHEK, J. TERREL, *Multiplicities of Fission Neutrons*, Physical Review, **CI, 3**, 1012-1016, 1956.

TERREL, *Distribution of Fission Neutron Numbers*, Physical Review, **CVIII**, 3, 783-789, 1957.

E.2.3 Caractérisation des neutrons retardés

Bedirhan AKDENİZ, Erwin MÜLLER, Dobromir PANAYOTOV, Kostadin N. IVANOV, *Enhancing the Accuracy of the Simplified k-ratio Method of Estimating the Delayed Neutron Importance Factor*, Trans. American Nuclear Society, **97**, 501-505, 2007.

Gregory D. SPRIGGS, Robert D. BUSCH, Joann M. CAMPBELL, *Calculation of the delayed neutron effectiveness factor using ratios of k-eigenvalues*, Annals of Nuclear Energy, **28**, 477-487, 2001.

A.I. LENDEL, T.I. MARINETS, D.I. SIKORA, E.I. CHARNOVICH, *Determining Delayed Neutron Yields by SemiEmpirical Formulas*, Atomaya Energiya (trad.), **LXI**, 3, 215-216, 1986.

G. RUDSTAM, Ph. FINCK, A. FILIP, A. D'ANGELO, R.D. MC KNIGHT, *Delayed Neutrons Data for the Major Actinides*, A report by the Working Party on International Evaluation Co-operation of the NEA Nuclear Science Committee, 2002.

E.2.4 Calcul neutronique et simulation

Benoît RICHARD *Mesures de Perturbations sur le Réacteur CALIBAN - Interprétation en terme de qualification des données nucléaires*, Thèse de doctorat, 2013.

ESTES, BROCKHOFF *MCNP Multiplication Analysis of Subcritical HEU Experiments*.

Burt. A. ZOLOTAR, *Monte Carlo Analysis of Nuclear Reactor Fluctuation Models*, Nuclear Science and Engineering, **31**, 282-294, 1968.

Timothy E. VALENTINE, *Reactor Dynamics from Monte-Carlo Calculations*, Advances in Nuclear Science and Technology, **25**, 31-52, 1997.

M. M. R. WILLIAMS, *Stochastic Eigenvalues in Multiplying Systems*, Nuclear Science and Engineering, **174**, 172-178, 2013.

George I. BELL, *On the Stochastic Theory of Neutron Transport*, Nuclear Science and Engineering, **21**, 390-401, 1965.

Guy P. ESTES, Ronald C. BROCKHOFF, *MCNP Multiplication Analysis of Subcritical HEU Experiments*, Data and Analysis for Nuclear Criticality Safety, 182-183.

Nicolas AUTHIER, *Mise au point d'un estimateur ponctuel du flux et des taux de réactions dans les calculs de transport des particules neutres par la méthode de Monté Carlo*, Thèse de doctorat, 1999.

Steven Douglas NOLEN, *The Chain Length Distribution in Subcritical Systems*, **LA 13721-T**, PhD Thesis, 2000.

E.3 Enjeux des mesures de bruit

E.3.1 Amélioration de la sûreté des installations existantes

Aude VERDIER, *Evaluation de la sous-criticité lors des opérations de chargement d'un réacteur nucléaire REP*, Thèse de doctorat, 2005.

Augusto GANDINI, Massimo SALVATORES, *The Physics of Subcritical Multiplying Systems*, Journal of Nuclear Science and Technology, **XXXIX**, 6, 673-686, 2002.

E.3.2 Application au pilotage des ADS (Accelerator Driven Systems)

Benoît GESLOT *Contribution au développement d'un système de mesure multimode pour des mesures neutroniques dynamiques et traitement des incertitudes associées*, Thèse de doctorat, 2006.

Y.S. RANA, S.B. DEGWEKER, *Feynman-Alpha and Rossi-Alpha Formulas with Delayed Neutrons for Subcritical Reactors Driven by Pulsed Non-Poisson Sources with Correlation Between Different Pulses*, Nuclear Science and Engineering, **169**, 98-109, 2011.

A. BILLEBAUD et al. *The MUSE Experiments in the MASURCA Facility*

E.4 Méthodes déterministes de détermination de la réactivité

Yoichiro SHIMAZU, Masashi TSUJI, Nobuhide SUZUKI, *Feasibility Study on Subcriticality Monitoring with a Digital Reactivity Meter*, Journal of Nuclear Science and Technology, **XXXIX**, **11**, 1182-1189, 2002.

Seiji TAMURA, *Signal Fluctuation and Neutron Source in Inverse Kinetics Method for Reactivity Measurement in the Sub-Critical Domain*, Journal of Nuclear Science and Technology, **XL**, **3**, 153-157, 2003.

Masashi TSUJI, Nobuhide SUZUKI, Yoichiro SHIMAZU, *Subcriticality Measurement by Neutron Source Multiplication Method with a Fundamental Mode Extraction*, Journal of Nuclear Science and Technology, **XL**, **3**, 158-160, 2003.

Kenji NISHIHARA, Tomohiko IWASAKI, Yutaka UDAGAWA, *A new Static and Dynamic One-Point Equation and Analytic and Numerical Calculations for a Subcritical System*, Journal of Nuclear Science and Technology, **XL**, **7**, 481-492, 2003.

Win NAING, Masashi TSUJI, Yoichiro SHIMAZU, *The Effect of Neutron Source Distribution on Subcriticality Measurement of Pressurized Water Reactors Using the Modified Neutron Source Multiplication Method*, Journal of Nuclear Science and Technology, **XL**, **11**, 951-958, 2003.

Yoichiro SHIMAZU, Hironobu UNESAKI, Nobuhide SUZUKI, *Subcriticality Monitoring with a Digital Reactivity*, Journal of Nuclear Science and Technology, **XL**, **11**, 970-974, 2003.

Yoichiro SHIMAZU, Win NAING, *Some Technical Issues on Continuous Subcriticality Monitoring by a Digital Reactivity Meter during Criticality Approach*, Journal of Nuclear Science and Technology, **XLII**, **6**, 515-524, 2005.

Carl-Magnus PERSSON, Per SELTBORG, Alexandra AHLANDER, Wacław GUDOWSKI, Thomas STUMMER, Hanna KIYAVITSKAYA, Victor BOURNOS, Yuriy FOKOV, Ivan SERAFIMOVICH, Sergey CHIGRINOV, *Analysis of reactivity determination methods in the subcritical experiment Yalina*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A554**, 374-383, 2005.

E.5 Méthodes employées dans les mesures de bruit

E.5.1 Méthodes de Rossi et de Feynman

John D. ORNDOFF, *Prompt Neutron Periods of Metal Critical Assemblies*, Nuclear Science and Engineering, **2**, 150-160, 1957.

Imre PAZSIT, M. CEDER, Z. KUANG *Theory and Analysis of the Feynman-Alpha Me-*

thod for Deterministically and Randomly Pulsed Neutron Sources, Nuclear Science and Engineering, **148**, 67-78, 2004.

Carl BERGLOF *On Measurement and Monitoring of Reactivity in Subcritical Reactor Systems*, PhD Thesis, 2010.

Yannick DEFOSSE *Mesures sous-critiques sur l'appareillage B, du service de recherche en sûreté et criticité, en utilisant la méthode de alpha Feynman*, Projet de fin d'études du génie atomique, 1998.

Tsuyoshi MISAWA, Seiji SHIROYA, Keiji KANDA *Measurement of Prompt Neutron Decay Constant and Large Subcriticality by the Feynman- α Method*, Nuclear Science and Engineering, **104**, 53-65, 1990.

Gregory D. SPRIGGS, Alvam Luiz G. CARNEIRO, Paul Rogerio P. COELHO, Ricardo DINK, Rinaldo FUGA, Rogerio JEREZ, Alfredo Y. ABE, Anselmo E MIRANDA, Adimir DOS SANTOS, *Preliminary Results of a Rossa-Alpha Experiment in the IPENMB-01 Research Reactor*, **LA-UR-97-3901**, 1997.

G. E. HANSEN, H. C. PAXTON, *Thor, Aa Thorium-Reflected Plutonium-Metal Critical Assembly*, Nuclear Science and Engineering, **71**, 287-293, 1979.

R. KURAMOTO, A. DOS SANTOS, R. JEREZ, U. D'UTRA BITELLI, R. DINIZ, T. M. FILHO, S. C. SANTOS, *Rossi-alpha Experiment in the IPEN/MB01 Research Reactor*, Brazilian Journal of Physics, **XXXV**, **3B**, 751-753, 2005.

J. T. MIHALCZO, *The Use of Californium-252 as a Randomly Pulsed Neutron Source for Prompt Neutron Decay Measurements*, Nuclear Science and Engineering, **53**, 393-414, 1974.

E.5.2 Méthodes dérivées de la méthode de Rossi

Distribution des intervalles

Dusan BABALA, *Point Reactor Theory of Rossi-alpha Experiments*, Nuclear Science and Engineering, **28**, 237-242, 1967.

Dusan BABALA, *Interval Distribution in Neutron Counting Statistics*, Nuclear Science and Engineering, **28**, 243-246, 1967.

M. PRASAD, N. SNYDERMAN, J. VERBEKE, R. WURTZ, *Time Interval Distributions and the Rossi Correlation Function*

Probabilité d'extinction

Scott D. RAMSEY, Gregory J. HUTCHENS, *High Fidelity Approximations for Extinction Probability Calculations*, Nuclear Science and Engineering, **173**, 197-205, 2013.

Autres méthodes

Carl-Magnus PERSSON, Andrei FOKAU, Ivan SERAFIMOVICH, Victor BOURNOS, Yurii FOKOV, Christina ROUTKOVSKAIA, Hanna KIYAVITSKAYA, Wacław GUDOWSKI, *Pulsed neutron source measurements in the subcritical ADS experiment YALINA-Booster*, Annals of Nuclear Energy, **35**, 2357-2364, 2008.

Gregory D. SPRIGGS, Robert D. BUSCH, John G. WILLIAMS, *Two-Region Kinetic Model for Reflected Reactors*, Annals of Nuclear Energy, **XXIV**, **3**, 205-250, 1997.

E.5.3 Méthodes dérivées de la méthode de Feynman

Formalisme de Hansen-Dowdy

A. A. ROBBA, E. J. DOWDY, H. F. ATWATER, *Neutron Multiplication Measurements using Moments of the Neutron Counting Distribution*, Nuclear Instruments and Methods, **215**, 473-479, 1983.

E. J. DOWDY, G. E. HANSEN, A. A. ROBBA, J. C. PRATT, *Effects of (α , n) Contaminants and Sample Multiplication on Statistical Neutron Correlation Measurements*, Proc. 2nd Annual ESARDA Symp on Safeguards and Nuclear Material Management, Edinburgh, Scotland, 1980.

JOHN D. BESS, JESSON HUTCHINSON, *Nickel Reflected Plutonium Metal Sphere Subcritical Noise Measurements*, INL/CON-09-15223, 2009.

Formalisme de Hage-Cifarelli

D. M. CIFARELLI, W. HAGE *Models for a Three-Parameter Analysis of Measurements for Fissile Material Assay Neutron Signal Correlation*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A251**, 550-563, 1986.

Charles L. HOLLAS, Charles A. GOULDING, William L. MYERS *Subcritical Neutron Multiplication Measurements of HEU Using Delayed Neutrons as the Driving Source*, Sixth International Conference on Nuclear Criticality Safety, Versailles, France, 1999.

AVDIC, ENQVIST, PAZSIT *Unfolding Sample Parameters from Neutron and Gamma Multiplicities using Artificial Neural Networks*, ESARDA BULLETIN, **43**, Décembre 2009.

Autres méthodes

Kotaro TONOIKE, Toshihiro YAMAMOTO, Shoichi WATANABE, Yoshinori MIYOSHI, *Real Time Value Measurement with Feynman-Method Utilizing Time Series Data Acquisition on Low Enriched Uranium System*.

C. DEMAZIERE, Imre PAZSIT, C. SUNDE, J. WRIGHT, *Research and Developpement Program in Reactor Diagnosticand Monitoring with Neutron Noise Methods*, SKI Report **2004 :57**, 2004.

S. B. DEGWEKER, *Some variants of the Feynman alpha method in critical and accelerator driven sub critical systems*, Annals of Nuclear Energy, **27**, 1245-1257, 2000.

Z.-F. KUANG, Imre PAZSIT, *A Quantitative Analysis of the Feynman- and Rossi-Alpha Formulas with Multiple Emission Sources*, Nuclear Science and Engineering, **136**, 305-319, 2000.

Imre PAZSIT, Y. YAMANE, *The Backward Theory of Feynman- and Rossi-Alpha Methods with Multiple Emission Sources*, Nuclear Science and Engineering, **133**, 269-281, 1999.

E.5.4 Méthodes fréquentielles

Méthode CSDNA

PEREZ, Timothy E. VALENTINE, John T. MIHALCZO, MATTINGLY, *Determination of the Multiplication Factor and its bias by the ^{252}Cf Source Technique - a Method for Code Benchmarking with Subcritical Configurations*, Joint International Conference on Mathematical Methods and Supercomputing for Nuclear Applications, Saratoga Springs, New

York, 1997.

Jesson HUTCHINSON, Timothy E. VALENTINE, *Subcritical Measurements of a Plutonium Sphere Reflected by Polyethylene and Acrylic*, Nuclear Science and Engineering, **161**, 357-362, 2009.

Alison M. STOLLE *Application of Stochastic Diffusion Theory to the Interpretation of the 252 Cf Source Driven Noise Analysis Method for Subcriticality Determination*, Annals of Nuclear Energy, **XX**, **3**, 167-183, 1993.

John T. MIHALCZO, V. K. PARE, E. D. BLAKEMAN, Timothy E. VALENTINE, S. VES-SARD, N. L. PRUVOST, *Time and Frequency Domain Measurements for Plutonium Metal Rings Application de la méthode CSDNA à une des anneaux de plutonium anneaux de Pu*, Institute of Nuclear Materials Management 37th annual Meeting Naples, Florida, 1996.

Timothy E. VALENTINE, J.K. MATTINGLY, John T. MIHALCZO, *Dry Spent Fuel Cask Monitoring by 252Cf-Source-Driven Frequency Analysis Measurements*, Institute of Nuclear Materials Management 37th annual Meeting Naples, Florida, 1996.

Timothy E. VALENTINE, John T. MIHALCZO, Jeffery W. POTTER, *Sensitivity of Calculation of 252 Cf Source Driven Noise Analysis Measurements to Cross-Sections for Aqueous Fissile Plutonium Solutions*.

E.D BLAKEMAN, *Summary Description of the 252 Cf-Source Driven Noise Analysis Method for Measurement of Subcriticality*, ORNL/TM-2008/187, 2009.

VALENTINE, *Review of Subcritical Source Driven Noise Analysis Measurements*, ORNL /TM-1999 /288, Oak Ridge National Laboratory, 1999.

Autres méthodes fréquentielles

Charles Erwin COHN, *A Simplified Theory of Pile Noise Bases de l'analyse fréquentielle*, Nuclear Science and Engineering, **7**, 472-475, 1960.

Austin BLAQUIÈRE, René CASTAGNÉ, Jean CAZEMAJOU, *Fluctuations neutroniques d'un réacteur nucléaire ayant une structure en cellules*, Le journal de physique et le radium, Physique appliquée, **XXIII**, **12** (supplément), 193A-200A, 1962.

Daniel BALLESTER, José L. MUNOZ COBO, *The Pulsing CPSD Method for Subcritical Assemblies with Pulsed Sources*, 2005.

Y. RUGAMA, J. M. KLOOSTERMAN, José L. MUNOZ COBO, *Application of the Stochastic Transport Theory to Reactivity Measurements in a Subcritical Assembly Driven by a Pulsed Source*, Nuclear Mathematical and Computational Sciences/A century in Review, A century Anew, Gatlinburg, Tennessee, April 6-11, 2003.

E.6 Détermination des paramètres cinétiques à partir des mesures de bruit

Gregory D. SPRIGGS, *Two Rossi- α Techniques for Measuring the Effective Delayed Neutron Fraction*, Nuclear Science and Engineering, **113**, 161-172, 1993.

Benoît RICHARD, *Détermination des paramètres cinétiques du réacteur Caliban par mesures de bruit neutronique*, Projet de fin d'études du génie atomique, 2010.

R. P. FEYNMAN, F. DE HOFFMAN, R. SERBER, *Dispersion of the Neutron Emission in the ^{235}U fission*, Journal of Nuclear Energy, **3**, 64-69, 1956.

Pierre CASOLI, Nicolas AUTHIER, Jérémie BAUD, *Calculation of Kinetic Parameters of Caliban Metallic Core Experimental Reactor from Stochastic Neutron Measurements*,

ANIMMA, 2009.

R. YOICHI, R. KURAMOTO, A. DOS SANTOS, R. JEREZ, R. DINIZ *Absolute Measurement of Beta eff Based on Rossi-alpha Experiments and the Two-Region Model in the IPEN/MB-01 Research Reactor*, Nuclear Science and Engineering, **158**, 272-283, 2008.

R.W. WALDO, R.A. KARAM, R.A. MEYER, *Delayed Neutron Yields : Time Dependant Measurements and a Predictive Model*, Physical Review, **XXIII**, **3**, 1113-1127, 1981.

Gregory D. SPRIGGS, Takeshi SAKURAI, Shigeaki OKAJIMA, Rossi-alpha and Beta eff Measurements in a Fast Critical Assembly, Progress in Nuclear Energy, **XXXV**, **2**, 169-181, 1999.

Yusushi NAUCHI, Takanori KAMEYAMA, *Proposal of Direct Calculation of Kinetic Parameters Beta eff and Lambda Based on Continuous Energy Monte Carlo Method*, Journal of Nuclear Science and Technology, **XLII**, **6**, 503-514, 2005.

Robin Klein MEULEKAMP, Staven C. VAN DER MARCK, *Calculating the Effective Delayed Neutron Fraction with Monte Carlo Comparaison*, Nuclear Science and Engineering, **152**, 142-148 2006.

Ken NAKAJIMA *Re Evaluation of the Effective Delayed Neutron Fraction Measured by the Substitution Technique for a Light Water Moderated Low-enriched Uranium Core*, Journal of Nuclear Science and Technology, **XXXVIII**, **12**, 1120-1125, 2001.

Takeshi SAKURAI, Shigeaki OKAJIMA, *Adjustment of Total Delayed Neutron Yields of ^{235}U , ^{238}U and ^{239}Pu in JENDL-3.2 Using Benchmark Experiments on Effective Delayed Neutron Fraction Beta eff*, Journal of Nuclear Science and Technology, **XXXIX**, **1**, 19-30, 2002.

Go CHIBA, *Calculation of Effective Delayed Neutron Fraction Using a Modified k-Ratio Method*, Journal of Nuclear Science and Technology, **XLVI**, **5**, 399-402, 2009.

Gregory D. SPRIGGS, *A Measurement of the Effective Delayed Neutron Fraction of the Westinghouse Idaho Nuclear Company Slab Tank Assembly using Rossi alpha Techniques*, Nuclear Science and Engineering, **115**, 76-80, 1993.

E.7 Domaine de validité des méthodes de mesure de bruit neutronique

E.7.1 Facteurs de correction spatiale

Robert D. BUSCH, Shigeaki OKAJIMA, Takeshi SAKURAI, Gregory D. SPRIGGS, *The Equivalent, Fundamental Mode Source*, 1996.

Gordon E. HANSEN, *The Rossi- α Method*, DOE subcritical reactivity measurements workshop, 1985.

D. R. HARRIS, *Neutron Fluctuations in a Reactor of Finite Size*, Nuclear Science and Engineering, **21**, 369-381, 1965.

SHEFF, ALBRECHT, *The space Dependance of Reactor Noise - I Theory*, Nuclear Science and Engineering, **24**, 246-259, 1965.

SHEFF, ALBRECHT, *The space Dependance of Reactor Noise - II Calculations*, Nuclear Science and Engineering, **26**, 207-221, 1965.

Win NAING, Masashi TSUJI, Yoichiro SHIMAZU, *Subcriticality Measurement of Pressurized Water Reactors during Criticality Approach using a Digital Reactivity Meter*, Journal of Nuclear Science and Technology, **XLII**, **2**, 145-152, 2005.

Tsutomu IJIMA, Teruo SUGI, Hideo EZURE, Mineo KASAI, *Space Dependant Effects in*

Rossi *alpha Experiments*, Technical note JAERI, 344-348, 1968.

Joetta M. GODA, Robert D. BUSCH, *Fundamental-Mode Sources in Approach to Critical Experiments*, American Nuclear Society, 2000 annual meeting, San Diego, **LA-UR-00-2423**, 2000.

E.7.2 Analyse d'incertitudes

V. F. DEAN *ICSBEF Guide to the Expression of Uncertainties*, 2007.

P. PEERANI, M. MARIN FERRER *Sensitivity Analysis of Physical/Operational Parameters in Neutron Multiplicity Counting*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A577**, 682-689, 2007.

P. PEERANI, M. MARIN FERRER *Assessment of uncertainties in Neutron Multiplicity Counting*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A589**, 304-309, 2008.

JOINT COMMITTEE FOR GUIDES IN METROLOGY, COMPRENANT : BIPM (BUREAU INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES), IEC (INTERNATIONAL ELECTROTECHNICAL COMMISSION), IFCC (INTERNATIONAL FEDERATION OF CLINICAL CHEMISTRY), ISO (INTERNATIONAL ORGANIZATION FOR STANDARDIZATION), IUPAC (INTERNATIONAL UNION OF PURE AND APPLIED CHEMISTRY), IUPAP (INTERNATIONAL UNION OF PURE AND APPLIED PHYSICS), OLML (INTERNATIONAL ORGANIZATION OF LEGAL METROLOGY), *Evaluation of measurement data - Guide to the expression of uncertainty in measurement*, 2008.

E.7.3 Problématiques associées à la détection

Taira HAZAMA, *Practical correction of dead time effect in variance-to-mean ratio measurement*, Annals of Nuclear Energy, **30**, 615-631, 2003.

Gregory D. SPRIGGS, *The Reactor Noise Threshold*, Nuclear Science and Engineering, **116**, 67-72, 1994.

A. Z. AKCASU, A. STOLLE, *Comments on the Noise Equivalent Source in the Langevin Technique* Annals of Nuclear Energy, **XVI**, **10**, 493-508 1989.

E.8 Moyens utilisés

E.8.1 Installations expérimentales

Nicolas AUTHIER *Bare, highly enriched Uranium fast burst reactor Caliban*, Benchmark **HEU-MET-FAST-080** 2007.

Xavier JACQUET, Pierre CASOLI, Nicolas AUTHIER, Guillaume ROUSSEAU, Christophe BARSU *New Measurements and the Associated Unfolding Methodologies to Characterize the Caliban Pulsed Reactor Cavity Neutron Spectrum by the Foil Activation Method*, Journal of ASTM International, **IX**, **3**, Paper ID JAI104020, 2012.

Russell MOSTELLER, Joetta M. GODA, *Analysis of Godiva-IV Delayed-Critical and Static Super-Prompt-Critical Conditions*, 2009 International Conference on Advances in Mathematics, Computations, and Reactor Physics, **LA-UR-09-01007**, 2009.

Russell MOSTELLER, Joetta M. GODA, *Godiva-IV Delayed-Critical and Static Super-Prompt-Critical Experiments*, **LA-UR-08-5613**, 2008.

Luka SNOJ, Gasper ZEROVNIK, Matjaz RAVNIK, Igor LENGAR, Rene SANCHEZ, *One Dimensional Array of Highly Enriched Uranium, Moderated and Reflected by Polyethylene*,

Benchmark **HEU-MET-THERM-032**, 2010.

R. W. BREWER, *Uranium-235 Sphere Reflected by Normal Uranium using FLATTOP*, Benchmark **HEU-MET-FAST-028**, 1999.

Yoann CALZAVARA, Stephane FUARD, Aurelien BERGERON, *Evaluation of Measurements Performed on the French High Flux Reactor (RHF)*, Benchmark **RHF-FUND-RESR-001**, 2011.

J.D. BESS, J. HUTCHINSON, *Nickel-reflected Plutonium Metal Sphere Subcritical Noise Measurement*, Benchmark **SUB-PU-MET-FAST-003**, 2010.

E.8.2 Codes de calcul et logiciels

Code TRIPOLI 4

O. PETIT, F. X. HUGOT, Y. K. LEE, C. JOUANNE, A. MAZZOLO, *TRIPOLI-4 Version 4 - Manuel de l'utilisateur*, **Rapport CEA-R-6170**, Janvier 2008.

F. X. HUGOT, E. DUMONTEIL, O. PETIT, Y. K. LEE, C. JOUANNE, A. MAZZOLO, *Notice d'utilisation du code TRIPOLI-4 version 5 : code de transport de particules par la méthode de Monte Carlo*, **SERMA/LTSD/RT/07-4169/A**, 26 juin 2007.

O. PETIT, F. X. HUGOT, *TRIPOLI-4 Version 7 User Guide*, **SERMA/LTSD/RT/10-4941/A**, 25 juin 2010.

Code MCNP

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**, 24 avril 2003 (révisé le 3 octobre 2005).

X-5 MONTE CARLO TEAM, *MCNP - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5, Volume II : User's Guide*, **LA-CP-03-0245**, 24 avril 2003 (révisé le 3 octobre 2005).

X-5 MONTE CARLO TEAM, *MCNP - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5, Volume III : Developer's Guide*, **LA-CP-03-0284**, 24 avril 2003 (révisé le 3 octobre 2005).

CLELL J. (CJ) SOLOMON, *Modifications to the MCNP5 Multiplication Patch*, **LA-UR-11-04711**, 11 août 2011.

Code PARTISN

Ray E. ALCOUFFE, Randal S. BAKER, Jon A. DAHL, Scott A. TURNER, Robert C. WARD, *PARTISN : A Time-Dependant, Parallel Neutral Particle Transport Code System*, **LA-UR-05-3925 Manual**, Mai 2005.

Annexe F

Liste des publications et communications réalisées par l'auteur

- Journées des doctorants du CEA Valduc : mai 2011, octobre 2012 (poster présenté par B. Richard) et octobre 2013 (présentation réalisée par P. Casoli)
- Journées de l'école doctorale SIMEM (université de Caen) : septembre 2010, mai 2012
- Matinales scientifiques de l'EAMEA : juin 2011, juillet 2012 et juin 2013
- Conseil scientifique de la DAM (septembre 2011)
- Conférence PHYSOR 2012 : *Determination of the kinetic parameters of the Caliban metallic core reactor from stochastic neutron measurements* (co-rédaction, présentation par P. Casoli)
- Conférence Nuclear Data 2013 : *Joint Neutron Noise Measurements on Metallic Reactor Caliban* (poster présenté par P. Casoli et article dans le *proceedings* de la conférence)
- Conférence ANIMMA 2013 : *Joint Neutron Noise Measurements on Metallic Reactor Caliban*, présentation orale et article IEEE Transactions on Nuclear Science (TNS)
- Transactions of the American Nuclear Society, Vol 108, Atlanta, Georgia, June 16-20, 2013, citation comme co-auteur de l'article *Experimental Results of Joint LANL/CEA Measurements on CALIBAN*, premier auteur : Jesson Hutchinson, 704-706
- LA-UR-14-20118 ANS annual 2014, citation comme co auteur de l'article *Joint LANL/CEA Measurements on Godiva IV*, premier auteur : Jesson Hutchinson
- LA-UR-20158 Physor 2014, citation comme co auteur de l'article *Caliban and Godiva IV Measurements Using Helium 3 Detector Systems*, premier auteur : Jesson Hutchinson

Annexe G

Liste des symboles utilisés

- a : largeur de fenêtre d'enregistrement de comptage neutronique (en s)
- A : composante corrélée du bruit neutronique (en s^{-1})
- A_c : composante corrélée du bruit neutronique à la criticité (en s^{-1})
- A_0 : mode fondamental de la composante corrélée du bruit neutronique (en s^{-1})
- A_p : p^{ieme} harmonique de la composante corrélée du bruit neutronique (en s^{-1})
- α : constante de décroissance des neutrons prompts (en s^{-1})
- α_c : constante de décroissance des neutrons prompts à la criticité (en s^{-1})
- α_0 : constante du mode fondamental de décroissance des neutrons prompts (en s^{-1})
- α_p : constante de la p^{ieme} harmonique de décroissance des neutrons prompts (en s^{-1})
- β : constante de décroissance des neutrons dans le modérateur du détecteur (en s^{-1})
- β_{eff} : fraction effective de neutrons retardés (en pcm)
- C : composante décorrélée du bruit neutronique (en s^{-1}) ou comptage intégré dans une fenêtre d'enregistrement (sans unité)
- c : densité de précurseurs (en cm^{-3})
- χ_f : spectre neutronique (sans unité)
- D : nombre D, produit du facteur de Diven et de la multiplicité (sans unité) ou taux de doublets (en s^{-1})
- ϵ_c : efficacité du détecteur (en coups par neutrons dans le réacteur)
- ϵ_d : efficacité du détecteur (en coups par neutrons dans le détecteur)
- ϵ_f : efficacité du détecteur (en coups par fissions dans le réacteur)
- EV_0 : pente à l'origine d'une courbe de Feynman
- EV_∞ : excès de variance asymptotique d'une courbe de Feynman
- f : taux moyen de fission en un point (en s^{-1})
- F : taux moyen de fission dans le réacteur (en s^{-1})
- f_s : taux moyen de fission en un point et à un instant (en s^{-1})
- Γ : facteur de Diven (sans unité)
- g : facteur de correction spatiale de la composante corrélée du bruit (sans unité)
- g^* : facteur de correction spatiale de la composante décorrélée du bruit (sans unité)
- G : fonction de Green

I	: importance des neutrons de fission
I_s	: importance des neutrons sources
k_{eff}	: facteur de multiplication effectif (sans unité)
k_p	: facteur de multiplication prompt (sans unité)
k'_s	: rapport des productions et des pertes solutions du problème stationnaire à source fixe (sans unité)
λ	: constante de décroissance des précurseurs (en s^{-1})
ℓ	: durée de vie moyenne des neutrons (en s)
L	: opérateur de fuite
L'	: opérateur de fuite pondéré par le flux adjoint
L^+	: opérateur de fuite adjoint
M	: multiplication totale (sans unité)
M_L	: multiplication de fuite (sans unité)
M_p	: multiplication prompte (sans unité)
$\widetilde{M}_p$	: multiplication prompte en modélisation ponctuelle (sans unité)
$\overline{m}_i$	: moment réduit d'ordre i d'un signal (sans unité)
n	: densité de neutrons libres (en cm^{-3})
ν	: multiplicité (sans unité)
ν_p	: multiplicité prompte (sans unité)
$\overline{\nu}_p$	: multiplicité prompte moyenne (sans unité)
ν_d	: multiplicité retardée (sans unité)
$\overline{\nu}_{ij}$	: moment réduit d'ordre j de la multiplicité des fissions induites (sans unité)
$\overline{\nu}_{sj}$	: moment réduit d'ordre j de la multiplicité des fissions sources (sans unité)
p	: probabilité d'obtenir un comptage (en s^{-1})
p_a	: probabilité d'obtenir un comptage aléatoire décorrélé (en s^{-1})
p_c	: probabilité d'obtenir un comptage corrélé (en s^{-1})
Φ	: flux neutronique (en $cm^{-2} \cdot s^{-1}$)
Φ_d	: flux dans le détecteur (en $cm^{-2} \cdot s^{-1}$)
Φ_s	: flux solution du problème stationnaire à source fixe (en $cm^{-2} \cdot s^{-1}$)
Φ_0	: mode fondamental du flux (en $cm^{-2} \cdot s^{-1}$)
Φ_0^+	: flux adjoint fondamental (en $cm^{-2} \cdot s^{-1}$)
P	: opérateur de production
P'	: opérateur de production pondéré par le flux adjoint
P^+	: opérateur de production adjoint
R_c	: composante corrélée du bruit neutronique entre deux instants (en s^{-1})
R_i	: taux de comptage lu dans le détecteur i (en s^{-1})
ρ	: réactivité (en pcm)
$\rho_{\$}$	: réactivité (en \$ ou en ¢)
S	: émissivité de la source (en s^{-1}) ou taux de singulets (en s^{-1})

S' : émissivité de la source pondérée par le flux adjoint (en s^{-1})
 Σ_f : section efficace macroscopique de fission (en cm^{-1})
 θ : temps de génération moyen des neutrons (en s)
 τ : temps mort de détecteur (en s)
 τ_{mf} : temps moyen entre deux fissions (en s)
 T : taux de triplets (en s^{-1}) ou période (en s)
 T_0 : largeur de fenêtre d'acquisition (en s)
 T_m : durée de mesure (en s)
 v : vitesse du neutron (en $m \cdot s^{-1}$)
 V : signal qu'enregistrerait un détecteur en l'absence de temps mort (en s^{-1})
 Y : excès de variance (sans unité)
 Y_c : excès de variance corrigé (sans unité)
 Ω : direction du neutron (sans unité)