



HAL
open science

Développements méthodologiques et qualification de schémas de calcul pour la modélisation des échauffements photoniques dans les dispositifs expérimentaux du futur réacteur d'irradiation technologique Jules Horowitz (RJH)

David Blanchet

► To cite this version:

David Blanchet. Développements méthodologiques et qualification de schémas de calcul pour la modélisation des échauffements photoniques dans les dispositifs expérimentaux du futur réacteur d'irradiation technologique Jules Horowitz (RJH). Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2006. Français. NNT : 2006CLF21651 . tel-00689995

HAL Id: tel-00689995

<https://theses.hal.science/tel-00689995>

Submitted on 20 Apr 2012

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

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

Numéro d'ordre : DU 1651
EDSF : n°485

UNIVERSITÉ BLAISE PASCAL
(U.F.R. de Recherche Scientifique et Technique)

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES
N° 178

THÈSE

Présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITÉ

(Spécialité : Physique des réacteurs)

PAR

David BLANCHET

Diplômé d'Etudes Approfondies

**Développements méthodologiques et qualification de schémas de calcul pour
la modélisation des échauffements photoniques dans les dispositifs
expérimentaux du futur réacteur d'irradiation technologique Jules Horowitz
(RJH)**

Soutenue publiquement le 6 juin 2006, devant la commission d'examen :

M. Abdel Mjid NOURREDDINE	Président et Rapporteur
M. Cheikh DIOP	Rapporteur
M. Alain SANTAMARINA	Examineur
M. Pierre HENRARD	Directeur de thèse
M. Nicolas HUOT	Co-Directeur de thèse
M. Michel BOYARD	Responsable AREVA-TA
M. Loïc TILLARD	Invité
M. Ludo VERMEEREN	Invité

Résumé

L'objectif de cette thèse est de développer la modélisation des échauffements nucléaires au niveau des dispositifs expérimentaux du futur réacteur d'irradiation technologique Jules Horowitz (RJH). La forte puissance nucléaire spécifique produite (460 kW/l) induit des flux photoniques intenses qui provoquent des échauffements et des gradients de température importants, qu'il est nécessaire de maîtriser dès la conception. Or, les calculs d'échauffements sont pénalisés par des incertitudes rédhitoires estimées à une valeur enveloppe et majorante de 30% (2σ) provenant des lacunes et incertitudes des données d'émission gamma présentes dans les bibliothèques de données nucléaires de base. Le programme expérimental ADAPh vise à réduire ces incertitudes. Des mesures par détecteurs thermoluminescents (TLD) et par chambre d'ionisation sont réalisées dans les maquettes critiques EOLE (MOX) et MINERVE (UO₂). L'interprétation rigoureuse de ces mesures nécessite des développements spécifiques basés sur des simulations Monte-Carlo de transport couplé neutron-gamma et gamma-électron. Les développements effectués se singularisent notamment par la modélisation de phénomènes de cavités et d'émissions gamma retardés par décroissance des produits de fission. Les comparaisons calcul-mesure ont permis d'identifier un biais systématique C/E=0.72 confirmant une tendance des calculs à sous-estimer la mesure. Une méthode d'ajustement Bayésienne a été développée afin de ré-estimer les principales composantes de l'échauffement gamma et de transposer les résultats obtenus aux dispositifs du RJH dans des conditions de représentativités clairement définies. Cette thèse a permis de réduire significativement les incertitudes sur la détermination des échauffements gamma de 30% à 15% (2σ).

Mots-clés: RJH. Dispositifs expérimentaux. Modélisation. Echauffements gamma. TLD. Chambre d'ionisation. Cavités. Bayés. Ré-estimation.

Abstract

The objective of this thesis is to develop the modelling of the nuclear heating of the experimental devices of the future Jules Horowitz material testing reactor (JHR). The strong specific nuclear power produced (460 kW/l), induces intense photonic fluxes which cause heating and large gradients in temperature, that it is necessary to control by the design. However, calculations of heating are penalized by the very large uncertainties estimated at a value of about 30% (2σ) coming from the gaps and uncertainties of the data of emission gamma present in the libraries of basic nuclear data. The experimental program ADAPh aims at reducing these uncertainties. Measurements by thermoluminescent detectors (TLD) and ionisation chamber are carried out in the critical assemblies EOLE (MOX) and MINERVE (UO₂). The rigorous interpretation of these measurements requires specific developments based on Monte-Carlo simulations of coupled neutron-gamma and gamma-electron transport. The developments carried out are made different in particular by the modelling of cavities phenomena and delayed gamma emissions by decrease of the fission products. The comparisons calculation-measurement made it possible to identify a systematic bias confirming a tendency of calculations to underestimate measurements. A Bayesian method of adjustment was developed in order to re-estimate the principal components of the gamma heating and to transpose the results obtained to the devices of the JHR, under conditions clearly and definitely representative. This thesis made it possible to reduce significantly the uncertainties on the determination of the gamma heating from 30% to 15% (2σ).

Keywords: JHR. Experimental devices. Modelling. Gamma heating. TLD. Ionisation chamber. Cavities. Bayesian. Re-estimation.

Remerciements

Ce travail de thèse s'est déroulé au Service de Physique des Réacteurs et du Cycle du Centre d'Etudes Nucléaires de Cadarache, dans les locaux du Laboratoire de Projets Nucléaires. J'exprime ici toute ma gratitude à Messieurs Alain Zaetta et Jean-Paul Grouiller, successivement chefs du SPRC, et Monsieur Bruno Maugard chef du LPN, qui m'ont encouragé et permis d'effectuer ma thèse dans d'excellentes conditions.

Je tiens aussi à remercier Monsieur Guy Willermoz sans qui tout cela n'aurait pas été possible : tout d'abord il m'a encadré durant mon stage de DESS en mathématiques appliquées au LPN et ensuite il m'a accordé sa confiance en me proposant d'effectuer cette thèse.

J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur Pierre Henrard qui a accepté de diriger cette thèse et qui m'a fait confiance. Il s'est montré très disponible et ses remarques pertinentes et constructives m'ont toujours été très profitables.

Je remercie chaleureusement Monsieur Nicolas Huot, ingénieur au CEA et co-directeur de cette thèse : il m'a constamment guidé et conseillé. J'ai largement profité de son expérience et de son dévouement sans faille. Je lui dois beaucoup.

Messieurs Sébastien Czernecki et Michel Boyard, ingénieurs à AREVA-TA m'ont également encadré et guidé en faisant preuve d'une grande disponibilité, qu'ils en soient remerciés.

Je tiens à remercier vivement Monsieur Abdel Mjid Nourreddine, professeur à l'université de Strasbourg et Monsieur Cheikh Diop du CEA Saclay pour m'avoir fait l'honneur de s'intéresser à ce travail et pour avoir accepté d'en être les rapporteurs.

Un grand merci également à Monsieur Alain Santamarina, directeur de recherche au CEA, à Monsieur Loïc Tillard, ingénieur à AREVA-TA, et à Monsieur Ludo Vermeeren, ingénieur au Centre d'Etude Nucléaire de Mol (Belgique), qui se sont intéressés à mon travail et ont accepté de faire partie de cette commission d'examen.

Je remercie aussi pour leur fructueuse collaboration Mesdames Muriel Antony et Valérie Laval ainsi que Messieurs Patrick Blaise, Jean-Pascal Hudelot, Alain Roche et Hugues Servièrre du Service de Physique Expérimentale du CEA Cadarache.

Enfin, qu'il me soit permis d'adresser mes remerciements à l'ensemble des membres du Laboratoire de Projets Nucléaires, à l'équipe AREVA-TA des Etudes Physiques du RJH et à tout ceux qui m'ont cotoyé et avec qui j'ai pu sympathiser durant ces trois années.

A ma famille et à Eliette

Table des matières

Introduction	1
---------------------	----------

Partie I Introduction à la modélisation du transport des particules et des échauffements nucléaires	3
--	----------

Chapitre 1

Généralités sur les équations de transport et d'évolution
--

1.1	Définition des sections efficaces d'interactions	6
1.2	Bibliothèques de données nucléaires au format ENDF	6
1.3	Le transport des particules neutres	7
1.3.1	L'équation de Boltzmann	7
1.3.2	Le phénomène d'autoprotection	9
1.3.3	La méthode de Monte-Carlo	10
1.3.4	La méthode d'atténuation en ligne droite	10
1.4	Notions sur le transport des particules chargées	11
1.5	Equations d'évolution	12
1.5.1	Solutions analytiques	13
1.6	Aperçu général des méthodes de résolution et des codes de calcul associés	15

Chapitre 2

Etat et limitations de la modélisation des dommages dans les matériaux

2.1	Les défauts cristallins	18
2.2	Vieillessement et endommagement des matériaux spécifiques des centrales nucléaires	19
2.2.1	Vieillessement thermique et mécanique	19
2.2.2	Vieillessement sous irradiation	19
2.3	Méthodes de simulation	20

2.3.1	Notion de dpa	21
2.4	fragilisation sous irradiation : mécanique de la rupture	23
2.5	Importance de la maîtrise des conditions d'échauffement	24

<p>Chapitre 3</p> <p>Modélisation des échauffements nucléaires</p>
--

3.1	Notion de KERMA	26
3.2	Les échauffements neutroniques	27
3.2.1	Le KERMA neutron	27
3.2.2	Limites cinématiques	27
3.3	Les échauffements photoniques	30
3.3.1	Les émissions gamma	31
3.3.2	Les interactions photo-atomiques	31
3.3.3	Interactions des particules chargées	34
3.3.4	Les coefficients d'absorption et de transfert d'énergie massique	35
3.3.5	Analyse physique du dépôt d'énergie	37
3.4	Incertitudes sur les émissions photoniques	42
3.4.1	Formalisme ENDF et notations physiques	42
3.4.2	Analyse des données de covariance disponibles	43
3.4.3	Emissions gamma par fission	44
3.4.4	Emissions gamma par capture radiative	48
3.4.5	Etat de l'art des modèles théoriques et semi-empiriques	51

Partie II Le futur réacteur de recherche Jules Horowitz (RJH) 55

<p>Chapitre 4</p> <p>Présentation du futur réacteur d'irradiation technologique RJH</p>

4.1	Situation des réacteurs de recherche	58
4.2	Les spécificités du RJH	59
4.3	Les principales options de conception du RJH	60
4.3.1	Calendrier du projet	61
4.3.2	Vue d'ensemble du réacteur	62
4.3.3	Le cœur	62
4.3.4	Le réflecteur	66
4.3.5	L'assemblage combustible	68
4.3.6	Les barres de contrôle	70

4.3.7	Gestion des cycles	70
4.3.8	Les dispositifs expérimentaux	70
4.3.9	Performances générales	76

Chapitre 5 Développement des schémas de calcul neutronique et photonique du RJH
--

5.1	Objectifs du schéma de calcul HORUS3D	80
5.2	Le schéma de calcul neutronique	81
5.2.1	Description du maillage	82
5.2.2	Schéma de transport "double niveau"	82
5.2.3	Evolution des milieux	86
5.2.4	Validation du schéma HORUS3D/N	86
5.3	Le schéma de calcul photonique	91
5.3.1	Description du schéma HORUS3D/P	91
5.3.2	Homogénéisation spatiale des spectres sources	92
5.3.3	Validation du schéma HORUS3D/P	92
5.4	Les Programmes expérimentaux de qualification	96
5.4.1	Le programme VALMONT (Validation du combustible ALuminium-MOlybdène pour la NeuTronique)	96
5.4.2	Le programme AMMON	97
5.4.3	Le programme ADAPh	97

Partie III Le programme expérimental ADAPh 99

Chapitre 6 Etude de faisabilité des expériences ADAPh
--

6.1	Rappel du contexte et objectifs des mesures	102
6.2	Contraintes du programme	102
6.2.1	Choix des techniques de mesure	102
6.2.2	Description du réacteur EOLE	103
6.2.3	Description du réacteur MINERVE	105
6.3	Calendrier du projet	109

Chapitre 7 Principe physique des mesures par TLD et chambre d'ionisation

7.1	Principe physique des mesures par TLD	112
7.1.1	Définitions	112

7.1.2	Description phénoménologique de la thermoluminescence	112
7.1.3	Problématique des champs mixtes	116
7.2	Description des TLD	118
7.2.1	Principe de lecture des TLD	119
7.2.2	Lois de chauffage adoptées	121
7.2.3	Réponse en fonction de la dose absorbée	123
7.2.4	Réponse des TLD en fonction de l'énergie et de la qualité des rayonnements	124
7.2.5	Influences diverses	125
7.2.6	Caractéristiques du conditionnement des TLD utilisés	125
7.3	Principe physique des mesures par chambre d'ionisation	127
7.3.1	Problématique des champs mixtes	127
7.3.2	Description de la chambre d'ionisation	128
7.4	Problématique des phénomènes de cavité	129
7.4.1	Modèles déterministes de calcul des corrections de cavités	129

Chapitre 8

Réalisation des expériences ADAPh
--

8.1	Etalonnage des détecteurs	136
8.1.1	Etalonnage des TLD	136
8.1.2	Incertitude sur la caractérisation individuelle des TLD	140
8.1.3	Incertitude sur l'étalonnage	141
8.1.4	Interprétation de l'étalonnage des TLD	143
8.1.5	Etalonnage de la chambre à ionisation	144
8.2	Réalisation des mesures en réacteur par TLD	144
8.2.1	Mesures de bruit de fond gamma dans le cœur	144
8.2.2	Les expériences d'irradiations	146
8.2.3	Incertitude sur la mesure en réacteur	150
8.2.4	Synthèse	152
8.2.5	Validation des estimations d'incertitude	153
8.3	Réalisation des mesures par chambre à ionisation dans le réacteur MINERVE	153

Chapitre 9

Développement d'un schéma de calcul de référence pour l'interprétation des expériences ADAPh

9.1	Modélisation des phénomènes de cavité	157
9.1.1	Calcul des corrections de cavités liées à l'étalonnage des TLD	157

9.1.2	Calculs des corrections de cavités en réacteur par découplage local du problème	161
9.1.3	Corrections de cavité de la chambre d'ionisation	165
9.2	Calcul des débits de dose dûs aux émissions promptes	166
9.2.1	Définition d'un motif simple représentatif du cœur pour des études paramétriques	166
9.2.2	Calculs en régime stationnaire dans la géométrie complète du cœur	168
9.3	Calcul des débits de dose dûs aux émissions retardées	176
9.3.1	Interprétation des mesures	176
9.3.2	Calculs des sources de gamma retardés	178
9.3.3	Calculs de transport et de débit de dose des gamma retardés	178
9.3.4	Principales contributions des produits de fission	182
9.4	Calcul des débits de dose dûs aux neutrons	185
9.4.1	Correction de dose neutron	185
9.4.2	Facteurs de kerma neutron	187
9.4.3	Détermination des corrections neutroniques pour la chambre d'ionisation	190
9.5	Résultats et incertitudes de calcul	191
9.5.1	Evaluation des incertitudes de calcul	191
9.5.2	Résultats de calcul et incertitudes	194
9.6	Comparaisons calcul-mesure	197
9.6.1	Traverses axiales par chambres à fissions	197
9.6.2	Comparaisons calcul-mesure de traverses axiales sur le réacteur MINERVE.	199
9.6.3	Comparaison calcul-mesure des doses gamma intégrales dans EOLE et MINERVE	200
9.6.4	Comparaison calcul-mesure des doses retardées dans MINERVE	204
9.7	Synthèse	205

<p>Chapitre 10</p> <p>Ré-estimation des échauffements gamma dans le cœur RJH</p>
--

10.1	Incertitudes systématiques et aléatoires	208
10.2	Principe des études de sensibilité	208
10.2.1	Méthode des perturbations	209
10.2.2	Méthode directe	211
10.3	Les méthodes d'ajustement des données nucléaires de base	211
10.3.1	Formulation Bayésienne	211

10.3.2	Analyse du problème d'ajustement	213
10.3.3	Formulation linéaire	214
10.3.4	Formulation non linéaire	217
10.3.5	Les études de représentativité	217
10.4	Méthodologie d'ajustement appliquée aux paramètres macroscopiques de l'échauffement photonique	220
10.5	Méthode générale de ré-évaluation des échauffements gamma dans le RJH . .	223
10.5.1	Etudes de sensibilités pour différents dispositifs et différentes configurations	223
10.5.2	Synthèse des résultats	226
10.6	Recommandations pour la ré-évaluation des échauffements gamma dans le RJH230	
10.6.1	Recommandations particulières pour les dispositifs chouca isolés et chouca groupés	230
10.6.2	Recommandations générales	230
Conclusion		233

Annexe A	
Rappels de régression linéaire simple	237

Bibliographie	241
Table des figures	249
Liste des tableaux	255

Introduction

Les études du comportement des matériaux et des combustibles nucléaires constituent un axe majeur de recherche à la fois pour le soutien aux centrales nucléaires en fonctionnement (meilleure exploitation des combustibles, résistance accrue des matériaux...) mais aussi pour le développement des technologies nécessaires à la conception de réacteurs nucléaires du futur qui permettront notamment d'optimiser les ressources naturelles et de produire moins de déchets. Actuellement, en Europe, la plupart des installations de recherche, telles que le réacteur d'irradiation technologique OSIRIS à Saclay, ont été construites dans les années 60, sont vieillissantes et ne pourront être exploitées au delà de 2010. Dans la perspective du remplacement d'OSIRIS, le projet de construction d'un nouveau réacteur expérimental Européen, appelé Réacteur Jules Horowitz (RJH), se caractérise par des améliorations importantes en termes de performances, de capacité expérimentale et de flexibilité, de sorte qu'il puisse répondre aux objectifs de recherche des prochaines décennies. En effet, associé au développement de la simulation numérique, ce nouveau réacteur d'irradiation technologique se révélera indispensable pour permettre d'effectuer un saut technologique dans la compréhension des phénomènes sous irradiation et pour passer d'une approche descriptive à une approche prédictive et analytique.

Pour atteindre les performances requises, la conception de ce réacteur se distingue par la prise en compte directe des dispositifs expérimentaux tant du point de vue de leur impact sur le comportement neutronique du cœur que des caractéristiques qu'ils présentent en termes d'échauffements nucléaires, de doses reçues ou de dommages subis. L'objectif de cette thèse est de qualifier la modélisation des échauffements photoniques qui interviennent au niveau des dispositifs expérimentaux du RJH. En effet, la forte puissance nucléaire spécifique produite par le cœur du RJH (460kW/l) induit des niveaux de flux photoniques importants qui contribuent à l'essentiel (de l'ordre de 90%) de l'échauffement nucléaire total (neutronique plus photonique) des matériaux de structures non fissiles et en particulier des dispositifs expérimentaux. La détermination des échauffements nucléaires fournit les paramètres qui sont à la base des calculs de thermique dont l'objet est d'établir des niveaux de température. L'enjeu est surtout de maîtriser les gradients de température au niveau des échantillons de matériaux irradiés de telle sorte que l'on puisse garantir des transitions de phase (ductile-fragile par exemple) uniformes et que les expériences futures de caractérisation des matériaux sous irradiation qui seront menées puissent être correctement conçues, réalisées et interprétées.

Les méthodes utilisées actuellement et les schémas de calcul associés pour la modélisation des échauffements nucléaires sont disparates et ne rendent compte que de phénomènes partiels, généralement sans couplages de particules. L'enjeu de cette thèse est de développer et de mettre en œuvre des schémas de calculs pouvant répondre de façon pertinente au problème complexe de modélisation qui est posé.

Ce mémoire est organisé en trois parties et comprend dix chapitres : la première partie est une introduction théorique et générale qui présente le contexte, la problématique et les concepts nécessaires à la modélisation des échauffements nucléaires. Le premier chapitre définit les principales notions relatives à la modélisation du transport des particules et de l'évolution isotopique temporelle des milieux irradiés. Le deuxième chapitre met en évidence l'importance de la détermination des échauffements nucléaires dans le cadre de la modélisation des dommages dans les matériaux sous irradiation. Le troisième chapitre définit les concepts nécessaires et les problèmes liés à la modélisation des échauffements nucléaires.

La deuxième partie, constituée des chapitres 4 et 5, présente les caractéristiques générales et les choix technologiques réalisés lors des études de définition et de développement pour la conception du RJH. Pour réaliser ces études, le maître d'œuvre dispose du formulaire de calcul HORUS3D qui est un ensemble cohérent d'outils développés, validés et qualifiés en neutronique, photonique et thermohydraulique. L'utilisation de ce formulaire, constitué de schémas de calcul, impose des exigences fortes vis à vis de la précision des résultats et de la fiabilité des incertitudes associées. L'incertitude associée à la détermination des échauffements gamma est estimée à une valeur enveloppe de l'ordre de 30% (2σ) et provient essentiellement d'une méconnaissance des données d'émission photonique et de lacunes dans les bibliothèques de données nucléaires de base utilisées. Cette incertitude, qui restait acceptable pour la phase des études de définition, se révèle incompatible avec les objectifs de conception fixés par le cahier des charges pour la phase des études de développement. En effet, la prise en compte des incertitudes d'une façon trop conservatrice conduit à des sur-dimensionnements dépendant de leurs valeurs et de la perception des risques au moment des choix techniques. Dans ce contexte, le programme ADAPh a été défini pour constituer une base expérimentale solide servant de référence pour la qualification des schémas de calcul dédiés à la modélisation des échauffements photoniques au niveau des dispositifs expérimentaux du RJH. L'objectif des mesures ADAPh est de quantifier et réduire l'incertitude sur la détermination des échauffements photoniques pour la ramener à une valeur acceptable de 15% (2σ).

La troisième partie est consacrée au programme expérimental ADAPh. Le chapitre six présente les études de faisabilité, les choix techniques retenus et les objectifs fixés lors de la définition du programme ADAPh. Il s'agit d'établir des mesures de dose gamma à l'aide de détecteurs thermoluminescents (TLD) et d'une chambre à ionisation dans les réacteurs expérimentaux de type maquette critique EOLE et MINERVE à Cadarache. Le chapitre sept est consacré à la description des principes physiques des mesures effectuées par les TLD et la chambre d'ionisation. Le chapitre huit présente l'ensemble des expériences réalisées, le protocole expérimental et les résultats des mesures. Le chapitre neuf décrit l'ensemble des calculs effectués pour l'interprétation de ces mesures et donne les comparaisons calcul-mesure. Pour terminer, le chapitre dix présente la méthodologie d'ajustement développée pour la transposition au RJH des résultats obtenus à l'issue de ce programme expérimental.

Première partie

Introduction à la modélisation du transport des particules et des échauffements nucléaires

Chapitre 1

Généralités sur les équations de transport et d'évolution

Sommaire

1.1	Définition des sections efficaces d'interactions	6
1.2	Bibliothèques de données nucléaires au format ENDF	6
1.3	Le transport des particules neutres	7
1.3.1	L'équation de Boltzmann	7
1.3.2	Le phénomène d'autoprotection	9
1.3.3	La méthode de Monte-Carlo	10
1.3.4	La méthode d'atténuation en ligne droite	10
1.4	Notions sur le transport des particules chargées	11
1.5	Equations d'évolution	12
1.5.1	Solutions analytiques	13
1.6	Aperçu général des méthodes de résolution et des codes de calcul associés	15

Ce chapitre est consacré à la définition des sections efficaces d'interaction, à une présentation sommaire des bibliothèques de données nucléaires de base, et à quelques généralités concernant les équations du transport des particules et les équations d'évolution des composition isotopiques des matériaux sous irradiation. Les différentes approximations et méthodes de résolution utilisées sont passées brièvement en revue ; le lecteur peut se reporter à l'ouvrage de référence [1] pour davantage de précisions.

1.1 Définition des sections efficaces d'interactions

La collision ou interaction entre deux particules, est généralement décrite en termes de section efficace. Cette quantité donne une mesure de la probabilité qu'une réaction ou qu'un certain type de réaction se produise. L'unité de section efficace est le barn (b) : $1b = 10^{-28} m^2$. Si l'on considère un faisceau de particules (ϕ particules par cm^2 par seconde) qui frappe perpendiculairement une cible plane de matériau monoatomique M contenant N atomes par cm^2 et d'épaisseur 1 atome, le nombre de réactions nucléaires de type i observées par unité de surface et par unité de temps est défini par le taux de réaction τ_i :

$$\tau_i = N \cdot \sigma_i \cdot \phi \quad (1.1)$$

où σ_i est la section efficace d'interaction microscopique de type i sur le matériau monoatomique M . On distingue alors la section efficace microscopique notée σ de la section efficace macroscopique notée Σ et définie par : $\Sigma = N \cdot \sigma$.

Pour le cas des neutrons, les différentes probabilités d'interaction des particules avec les noyaux atomiques des matériaux sont décrites par les sections efficaces neutroniques qui dépendent de la vitesse des neutrons incidents, de la nature des noyaux cibles et de la température du matériau. Il existe quatre grands domaines de variations des sections efficaces neutroniques en fonction de l'énergie du neutron incident (voir figure 1.1) :

- *Le domaine thermique* désigne les énergies inférieures à 1 eV, les sections y présentent généralement des variations lentes avec de faibles gradients ;
- *Le domaine des résonances résolues* pour les énergies comprises entre 1 eV et quelques dizaines de keV, où les sections présentent de brusques variations localisées ;
- *Le domaine de résonances non résolues* pour des énergies comprises entre quelques dizaines et quelques centaines de keV, où les sections présentent une telle densité de résonances (d'amplitudes décroissantes avec l'énergie) que l'on est incapable de les séparer, si bien qu'elles sont décrites par des paramètres moyens ;
- *Le domaine du continuum*, pour des énergies supérieures à quelques centaines de keV, où les résonances sont tellement nombreuses et proches qu'elles se recouvrent mutuellement, conduisant à des variations à nouveau lentes des sections avec l'énergie.

1.2 Bibliothèques de données nucléaires au format ENDF

L'ensemble des données expérimentales associées aux mesures de sections efficaces, ou plus généralement, l'ensemble des travaux d'évaluation des données nucléaires de base sont les données nécessaires à la modélisation des systèmes nucléaires. Ces données sont regroupées dans des fichiers informatiques au format international standard "Evaluated Nuclear Data Files" ou ENDF [2]. Une bibliothèque de données nucléaires au format ENDF est hiérarchisée par "tape" ou enregistrement d'un ensemble de données sur un groupe de matériaux, et subdivisée en sections représentées par différents entiers :

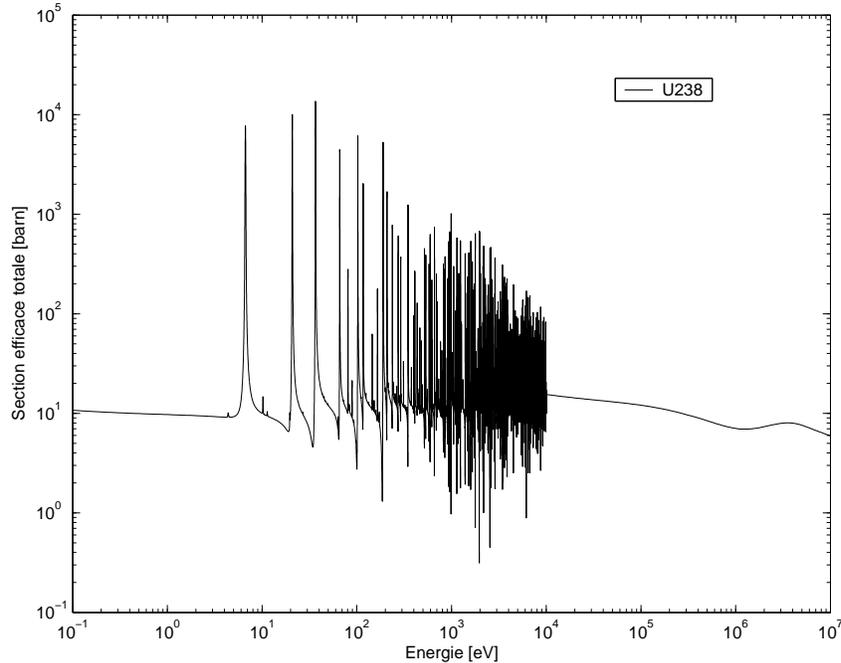


FIG. 1.1 – Section efficace totale de l'Uranium-238

- MAT : repère d'un isotope ou d'un matériau ;
- MF : repère d'un fichier concernant un type de données comme les sections efficaces en fonction de l'énergie ou bien les données de décroissance radioactive, ...
- MT : repère d'un type de réaction comme la section totale ou la section de capture radiative, ...

Elle se présente sous forme d'un ensemble de colonnes de données au format ASCII. La plupart de ces données se trouvent sous la forme de valeurs tabulées munies de lois d'interpolations appropriées, et d'autres sous la forme de paramètres de modèles utilisés pour reconstruire des centaines de milliers de points que nécessite la représentation de certains domaines d'énergies. Les différentes bibliothèques constituent des *évaluations*. Citons pour exemples quelques unes des bibliothèques d'évaluations les plus connues : l'Européenne JEFF, l'Américaine ENDF/B, la Japonaise JENDL ou encore la Russe BROND.

1.3 Le transport des particules neutres

L'équation régissant le transport des particules neutres est l'équation de Boltzmann que l'on présente dans la section suivante pour le cas des neutrons, mais qui peut tout aussi bien être appliquée dans le principe au cas des photons.

1.3.1 L'équation de Boltzmann

La population neutronique est représentée par une fonction appelée densité neutronique et notée n . La densité neutronique est définie comme étant le nombre n de neutrons par unité de

volume au point \vec{r} , par unité d'énergie E ou de vitesse v ($E = \frac{1}{2}mv^2$), par unité d'angle solide autour de la direction $\vec{\Omega}$ à l'instant t considéré. En physique des réacteurs, il est plus commode de se référer à la fonction de flux qui désigne le produit de la densité n par la vitesse v des neutrons :

$$\phi(\vec{r}, v, \vec{\Omega}, t) = v \cdot n(\vec{r}, v, \vec{\Omega}, t) \quad (1.2)$$

car cette fonction permet d'accéder directement aux taux de réactions qui sont les seules grandeurs physiques mesurables.

Dans le domaine des systèmes nucléaires classiques (réacteurs, systèmes de protection, ...), les interactions neutron-neutron peuvent être négligées et l'équation régissant la population neutronique (ou les flux neutroniques) dans le réacteur est l'équation du transport ou l'équation de Boltzmann qui s'écrit sous la forme intégréo-différentielle (intégrale par rapport aux variables v et $\vec{\Omega}$, différentielle par rapport aux variables \vec{r} et t) :

$$\begin{aligned} \overbrace{\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \phi(\vec{r}, v, \vec{\Omega}, t)}^{\text{bilan}} &= \overbrace{-\text{div} \left[\vec{\Omega} \cdot \phi(\vec{r}, v, \vec{\Omega}, t) \right]}^{\text{fuites}} \\ &\quad \underbrace{-\Sigma_t(\vec{r}, v, \vec{\Omega}, t) \cdot \phi(\vec{r}, v, \vec{\Omega}, t)}_{\text{disparitions par chocs}} \\ &\quad \underbrace{+ \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \int_0^\infty dv' \left[\Sigma_s(r, (v', \vec{\Omega}') \rightarrow (v, \vec{\Omega}), t) \cdot \phi(\vec{r}, v', \vec{\Omega}', t) \right]}_{\text{apparitions par chocs}} \\ &\quad \underbrace{+ S(\vec{r}, v, \vec{\Omega}, t)}_{\text{sources de neutrons}} \end{aligned} \quad (1.3)$$

Le terme *fuites* correspond aux déplacements (ou fuites) des neutrons de vitesse v (à dv près), de direction $\vec{\Omega}$ (à $d^2\Omega$ près) qui traversent la surface dS de l'élément de volume d^3r pendant l'intervalle de temps dt ; le terme *disparitions par chocs* correspond aux disparitions des neutrons de l'élément $d^3rdvd^2\Omega$ par choc (absorption ou transfert vers une autre vitesse ou une autre direction) pendant dt , avec Σ_t qui désigne la section efficace macroscopique de transfert; le terme *apparitions par chocs* correspond aux apparitions des neutrons dans l'élément $d^3rdvd^2\Omega$ par choc (lorsque le choc n'est pas une absorption) pendant dt , avec Σ_s qui désigne la section efficace macroscopique de diffusion; et le terme *sources de neutrons* désigne l'ensemble des neutrons produits par le réacteur ou par une source extérieure pendant dt . Dans un réacteur en fonctionnement, la principale source de neutrons correspond aux neutrons émis par fission. On distingue les neutrons "prompts" produits instantanément après la fission, et les neutrons "retardés" émis de façon différée par désintégration des noyaux radioactifs (produits de fission).

L'existence et l'unicité d'une solution à l'équation du transport sur un domaine D nécessite la connaissance des conditions initiales et des conditions aux limites du domaine. Ensuite, plusieurs hypothèses sont généralement admises pour simplifier et résoudre l'équation :

- l’hypothèse que les sections efficaces macroscopiques sont indépendantes du temps (ce qui est valide car leurs variations sont en effet toujours très lentes comparées au temps de vie des neutrons dans le réacteur) :

$$\Sigma_t(\vec{r}, v, \vec{\Omega}, t) = \Sigma_t(\vec{r}, v, \vec{\Omega}) \quad (1.4)$$

$$\Sigma_s(r, (v', \vec{\Omega}') \rightarrow (v, \vec{\Omega}), t) = \Sigma_s(r, (v', \vec{\Omega}') \rightarrow (v, \vec{\Omega})) \quad (1.5)$$

- l’hypothèse d’un milieu isotrope selon laquelle on considère que la section efficace totale ne dépend pas de la direction $\vec{\Omega}$, et la section différentielle de diffusion ne dépend que des cosinus de l’angle formé par les directions d’arrivée et de départ (c’est une approximation acceptable sachant que la taille des grains de la structure cristalline des composés métalliques du réacteur est négligeable devant la distance moyenne parcourue par un neutron entre deux chocs successifs) :

$$\Sigma_t(\vec{r}, v, \vec{\Omega}) = \Sigma_t(\vec{r}, v) \quad (1.6)$$

$$\Sigma_s(r, (v', \vec{\Omega}') \rightarrow (v, \vec{\Omega})) = \Sigma_s(r, v' \rightarrow v, \vec{\Omega}' \cdot \vec{\Omega}) \quad (1.7)$$

- l’hypothèse d’un régime stationnaire ou indépendant du temps est adoptée dans le cas d’étude du fonctionnement normal d’un réacteur à l’état critique : le premier terme *bilan* de l’équation 1.3 est alors nul et le terme *source* est exprimé à l’équilibre des émissions prompts et retardés. On vérifie alors que l’hypothèse d’état critique est correcte lorsque le facteur de multiplication effectif, c’est à dire le rapport du nombre de neutrons qui naissent par fission sur le nombre de neutrons qui disparaissent, est exactement égal à 1.

1.3.2 Le phénomène d’autoprotection

Les codes de calcul déterministes (tels que Apollo2) font appel à une discrétisation de la variable énergie et par conséquent effectuent la résolution "multigroupe" de l’équation de Boltzmann. Cette particularité impose la constitution de bibliothèques de sections efficaces multigroupes calculées à partir des évaluations standards, c’est à dire des bibliothèques de sections efficaces ponctuelles. La création de bibliothèques multigroupes est rendue délicate par l’existence du phénomène d’autoprotection des résonances de sections efficaces. A l’énergie des résonances, la section efficace prend brutalement des valeurs très élevées, ce qui signifie que les neutrons sont absorbés par le noyau et disparaissent, si bien que le flux neutronique a tendance à se creuser ; "Plus la section efficace dans la résonance est élevée, plus la dépression du flux que celle-ci induit est marquée : la résonance se protège elle-même, permettant de parler d’un phénomène d’autoprotection" [1]. Autrement dit, les sections efficaces multigroupes doivent tenir compte de ce phénomène de dépression du flux pour que l’approximation multigroupe conserve les taux de réaction. Aussi, la section efficace multigroupe notée $\sigma_{i,j}^g$, avec i l’isotope cible, j le type de section et g le groupe d’énergie du neutron incident, est définie comme :

$$\sigma_{i,j}^g(\vec{r}) = \frac{\int_g \sigma_{i,j}(E) \cdot \phi(\vec{r}, E) dE}{\int_g \phi(\vec{r}, E) dE} \quad (1.8)$$

avec ϕ le flux neutronique de pondération et $\sigma_{i,j}$ la section efficace ponctuelle. Selon cette définition, les sections efficaces multigroupes calculées ne sont pas indépendantes de la géométrie du

problème à cause du flux de pondération qui dépend de l'espace. Il est donc impossible de créer une fois pour toutes des bibliothèques qui soient indépendantes de la géométrie : les sections résonantes multigroupes doivent être déterminées avant chaque calcul.

1.3.3 La méthode de Monte-Carlo

Cette méthode, qui est fondée sur le tirage d'évènements aléatoires, s'appuie sur la connaissance des lois de probabilité régissant les interactions et le transport des particules dans la matière : elle utilise donc les mêmes données nucléaires que les méthodes déterministes sauf qu'aucune approximation n'est consentie :

- Utilisation de sections ponctuelles en énergies (pas d'approximation multigroupe ni de formalisme d'autoprotection) ;
- Description de la géométrie à partir d'un maillage physique (pas d'homogénéisation géométrique de milieux différents ni de maillages basés sur les régions de flux plats).

Le résultat d'une simulation Monte-Carlo visant à calculer un paramètre noté u est une valeur moyenne \bar{u} (obtenue sur l'ensemble des N histoires simulées) d'écart type σ proportionnel à $1/\sqrt{N}$. Lorsque N tend vers l'infini, le théorème central limite permet de définir des intervalles de confiance à 1σ et 2σ tels que $P(\bar{u} - \sigma < u < \bar{u} + \sigma) = 68\%$ et $P(\bar{u} - 2\sigma < u < \bar{u} + 2\sigma) = 95\%$. La méthode la plus simple pour réduire l'écart-type et avoir un intervalle de confiance acceptable consiste à simuler plus d'histoires, mais cela requiert davantage de temps de calcul et pour certains problèmes cela ne suffit pas. Il existe plusieurs modèles de simulation : la façon la plus simple et naturelle de simuler le transport des particules par la méthode de Monte-Carlo est d'utiliser le modèle dit "analogue". Ce modèle s'attache à une description événement par événement du transport des particules (de manière "analogue" à la réalité). Il permet d'effectuer le tirage aléatoire des particules en s'appuyant sur les probabilités "naturelles" de chaque événement. Le modèle de transport analogue par la méthode de Monte-Carlo donne de bonnes estimations à la condition qu'il y ait une fraction importante des particules simulées qui contribuent au résultat recherché. Ce n'est bien souvent pas le cas et il existe heureusement d'autres modèles de probabilité -qualifiés de "non-analogues"- qui permettent de palier à cette difficulté en réduisant significativement la variance des estimations. Les techniques de réduction de variance (biaisages) privilégient certaines histoires en leur affectant des poids statistiques plus importants et en réajustant les résultats obtenus en conséquence. Il existe de nombreuses techniques de réduction de variance parmi lesquelles on peut citer la roulette russe (etc...). Nous ne détaillerons pas davantage ici les caractéristiques d'une simulation Monte-Carlo du transport des neutrons : nous renvoyons le lecteur aux références [3] et [4] pour plus d'informations. Les principaux codes de transport de particules de l'industrie nucléaire utilisant cette méthode "stochastique" sont MCNP [5] et TRIPOLI4 [6] qui seront largement employés dans notre étude. Si la méthode de Monte-Carlo est une référence en termes de précision pour les calculs au temps $t = 0$, elle demeure généralement très onéreuse en termes de temps de calcul. De plus, aucun calcul en évolution n'est réalisable. En effet, lorsqu'on cherche à coupler un code Monte-Carlo 3D à un code d'évolution, on est confronté au problème de la propagation de l'erreur statistique commise sur le flux pour la résolution des équations de Bateman, en particulier lorsque le nombre de régions qui évoluent est important.

1.3.4 La méthode d'atténuation en ligne droite

La méthode d'atténuation en ligne droite est un modèle permettant de traiter de manière simplifiée la propagation des gamma dans la matière. Le principe de cette méthode consiste à

multiplier le flux sans choc des gamma provenant directement de la source avec une atténuation exponentielle par un facteur synthétique appelé "facteur d'accumulation" (ou "build-up factor" en anglais) qui permet de tenir compte de la contribution des gamma diffusés dans la matière. Cette méthode permet donc de faire l'économie d'un calcul explicite du flux en tout point de l'espace. Si l'on considère une source polycinétique de gamma spatialement distribuée de densité $S(\vec{r}_0, E, \vec{\Omega})$ (nombre de gamma émis par unité de temps au point \vec{r}_0 , par unité de volume, à l'énergie E par unité d'énergie, dans la direction $\vec{\Omega}$ par unité d'angle solide). Le flux sans choc ϕ_0 est la solution du transport de particules neutres en milieu purement absorbant (non diffusant) qui s'écrit :

$$\phi_0(\vec{r}, E) = \iiint_V S(\vec{r}'', E, \frac{\vec{r}' - \vec{r}''}{\|\vec{r}' - \vec{r}''\|}) \cdot \exp\left[-\int_0^{r''} \Sigma_t(\|\vec{r}' - \vec{r}''\|, E) dr''\right] \cdot \frac{dr''}{\|\vec{r}' - \vec{r}''\|^2} \quad (1.9)$$

où :

$$\vec{\Omega} = \frac{\vec{r}' - \vec{r}''}{\|\vec{r}' - \vec{r}''\|}$$

$\frac{1}{\|\vec{r}' - \vec{r}''\|^2} \cdot \exp\left[-\int_0^{r''} \Sigma_t(\|\vec{r}' - \vec{r}''\|, E) dr''\right]$ est appelé noyau ponctuel d'atténuation ("attenuation point kernel"); V est le volume source; $\Sigma_t(\|\vec{r}' - \vec{r}''\|, E)$ est la section efficace macroscopique totale à l'énergie E au point situé à la distance $\|\vec{r}' - \vec{r}''\|$ du point de calcul \vec{r}' . La méthode d'atténuation en ligne droite consiste à écrire le flux comme le produit du flux sans choc ϕ_0 par le facteur d'accumulation approprié pour tenir compte des photons diffusés :

$$\phi(\vec{r}, E) = \phi_0(\vec{r}, E) \cdot B\left[E, \eta(\|\vec{r}' - \vec{r}_0\|, E)\right] \quad (1.10)$$

$B\left[E, \eta(\|\vec{r}' - \vec{r}_0\|, E)\right]$ est le facteur d'accumulation associé au flux ϕ à l'énergie E d'un gamma émis par la source et correspondant à la traversée de tous les milieux existant entre un point de la source \vec{r}_0 et le point de calcul \vec{r}' . $\eta(E) = \Sigma_t(E, Z)\rho$ désigne le nombre de longueurs de relaxation avec $\Sigma_t(E, Z)$ la section efficace macroscopique des gamma d'énergie E pour un matériau de numéro atomique Z , et ρ est l'épaisseur de matériau traversé. En pratique, ce facteur d'accumulation est tabulé une fois pour toutes en fonction des différents paramètres et il est obtenu par résolution de l'équation de Boltzmann à l'aide d'une méthode exacte déterministe (SN) ou stochastique (Monte-Carlo).

La méthode d'atténuation en ligne droite est très rapide. Elle est surtout utilisée en spectrométrie gamma pour évaluer les corrections d'auto-absorption dans les objets mesurés (sans facteur d'accumulation) ou en calcul de radioprotection pour l'évaluation de débit de dose. L'évaluation du facteur d'accumulation demeure cependant entaché d'importantes incertitudes quant à la modélisation de la diffusion des milieux traversés, c'est pourquoi cette méthode n'a pas été utilisée dans ce travail.

1.4 Notions sur le transport des particules chargées

Lorsque les dimensions du détecteur ou de l'échantillon sont petites par rapport à la distance d'arrêt des électrons (typiquement de l'ordre du mm à 1 MeV), il est nécessaire de simuler explicitement le transport des électrons au travers du matériau pour évaluer le dépôt d'énergie

(voir chapitre ADAPh §7.4). Le transport des électrons est fondamentalement différent de celui des particules neutres (neutrons ou photons). Les interactions neutroniques ou photoniques sont des interactions à très courte portée, ces particules suivent donc une trajectoire libre d'un site d'interaction à un autre. Au contraire les électrons subissent une interaction Coulombienne à longue portée avec les électrons et les noyaux du matériau tout au long de leur trajet. Par exemple une perte d'énergie de 0.5 MeV à 0.0625 MeV dans de l'aluminium est effectuée en une trentaine de collisions dans le cas d'un neutron, une dizaine dans le cas d'un photon et environ 10^5 pour un électron. La modélisation du transport d'électron collision par collision n'est en générale pas réalisable. Différents modèles théoriques de la perte linéique d'énergie et de ses fluctuations (aussi bien énergétiques qu'angulaires) ont été établis sur la base d'un nombre d'interactions statistiquement important pour une perte d'énergie δE (ou une distance parcourue δx). La modélisation Monte-Carlo du transport d'un électron est donc une suite de pas élémentaires correspondant à une perte d'énergie δE donné par $\langle \frac{dE}{dx} \rangle \delta x$; à l'issue de chaque pas, l'énergie et la direction de l'électron sont corrigés par les termes de fluctuations aléatoires énergétiques et angulaires. Dans ces conditions, on comprend que le temps de calcul pour modéliser le transport d'électron soit beaucoup plus important que dans le cas des neutrons et des photons. C'est pourquoi au chapitre 9, nous serons amenés à modéliser le dépôt d'énergie électronique sur un motif de taille réduite en mode gamma-électron à partir d'un calcul cœur neutron-gamma, puisqu'un calcul neutron-gamma-électron est irréalizable.

1.5 Equations d'évolution

La composition des milieux irradiés évolue dans le temps par le biais des réactions nucléaires et des phénomènes de décroissance radioactive. Les concentrations $N_i(t)$ au cours du temps t des noyaux radioactifs d'espèces i satisfont à un système d'équations différentielles linéaires couplées appelées équations de Bateman qui s'écrivent d'une façon générale sous la forme :

$$\frac{dN_i(t)}{dt} = B_i + \sum_{j \neq i} C_{ij} \cdot N_j(t) - C_{ii} \cdot N_i(t) \quad (1.11)$$

où le coefficient C_{ij} désigne le taux de transmutation du noyau d'espèce j en un noyau d'espèce i suite à un processus de décroissance radioactive ou bien à une réaction nucléaire, le coefficient C_{ii} désigne le taux de disparition d'un noyau d'espèce i , tous processus physiques confondus, et le coefficient B_i désigne un terme source constant par palier d'irradiation et alimentant le nucléide i . L'équation 1.11 peut être réécrite sous une forme plus spécifique selon que l'on s'intéresse à l'évolution des produits de fission, des noyaux lourds, des produits d'activation ou de spallation [7]. On s'intéresse plus particulièrement à l'évolution des concentrations de produits de fission qui contribuent principalement aux émissions photoniques dites retardées. Dans ce cas, on exprime (pour un seul isotope fissile) :

$$B_i = N_f \cdot \sigma_f \cdot \phi \cdot Y_{fi} \quad (1.12)$$

$$C_{ij} = \lambda_{ij} + \sigma_{ij} \cdot \phi \quad (1.13)$$

$$C_{ii} = \lambda_i + \sigma_i \cdot \phi \quad (1.14)$$

avec N_f le nombre de noyaux fissiles, σ_f la section efficace de fission, ϕ le flux neutronique, Y_{fi} le rendement de fission de l'isotope i , λ_{ij} la constante de décroissance radioactive de l'isotope j vers l'isotope i , σ_{ij} la section efficace de la réaction de j vers i , λ_i la constante de décroissance

radioactive de l'isotope i , et σ_i la section efficace d'absorption de l'isotope i . Il existe différentes méthodes de résolution des équations de Bateman : une méthode analytique qui s'appuie sur un développement de la solution sur une base de fonctions exponentielles décroissantes et des méthodes numériques de type Runge-Kutta au quatrième ordre. Nous allons développer les solutions analytiques pour quelques cas particuliers et l'on pourra se reporter à la référence [7] pour davantage d'informations, notamment sur les méthodes numériques.

Le spectre d'émission des gamma retardés à l'instant t , $D(E_\gamma, t)$, s'exprime à partir des données λ_i de décroissance, des concentrations $N^i(t)$ au temps t , des énergies moyennes \bar{E}_γ^i d'émission gamma et des spectres normalisés de gamma retardés $d^i(E_\gamma)$ de l'ensemble des produits de fission :

$$D(E_\gamma, t) = \sum_i \lambda_i N^i(t) \bar{E}_\gamma^i d^i(E_\gamma) \quad (1.15)$$

La somme de l'expression précédente s'étend à l'ensemble des produits de fission. Les systèmes d'équations différentielles de Bateman régissent l'évolution de la concentration $N^i(t)$ des produits de fission, des noyaux lourds et des produits d'activation. Deux méthodes de résolution des équations de Bateman ont été implémentées dans le module d'évolution PEPIN2 du formulaire DARWIN : une méthode analytique basée sur un développement de la solution sur une base de fonctions exponentielles décroissantes et une méthode numérique de type Runge-Kutta du 4^{ème} ordre. Les systèmes différentiels ainsi que leurs méthodes de résolution sont exposés dans la notice de principe du formulaire DARWIN [7] à laquelle on se référera pour plus d'explications.

1.5.1 Solutions analytiques

L'hypothèse selon laquelle la chaîne de filiation est supposée ne contenir aucun chemin fermé permet d'ordonner les nucléides de manière à ce que le calcul du i -ième nucléide ne fasse intervenir que des nucléides déjà calculés. On recherche une solution générale sous la forme d'une série exponentielle. Sachant que $N_i(t)$ tend vers une valeur de saturation N_i^s lorsque $t \rightarrow \infty$, on pose :

$$N_i(t) = N_i^s - \sum_{j=1}^i K_{ij} \cdot e^{-C_{jj}t} \quad (1.16)$$

avec N_i^s et K_{ij} à déterminer. En dérivant l'équation 1.16 et en reportant dans l'équation 1.11, on obtient une expression qui, pour $t \rightarrow \infty$, donne :

$$N_i^s = \frac{1}{C_{ii}} \left(B_i + \sum_{j=1}^{i-1} C_{ij} N_j^s \right) \quad \text{si } C_{ii} \neq 0 \quad (1.17)$$

Pour $t = 0$, on suppose $N_i(0) = N_i^0$, que l'on reporte dans l'équation 1.16, pour obtenir :

$$K_{ii} = N_i^s - N_i^0 - \sum_{j=1}^{i-1} K_{ij} \quad (1.18)$$

Enfin, on peut montrer par récurrence que :

$$K_{ij} = \frac{1}{C_{ii} - C_{jj}} \sum_{k=j}^{i-1} C_{ik} \cdot K_{kj} \quad \text{si } C_{ii} \neq C_{jj} \text{ pour } j < i \quad (1.19)$$

Dans le cas particulier où $C_{ii} = 0$, c'est le cas des noyaux stables, on cherche plutôt une solution de la forme :

$$N_i(t) = N_i^s - \sum_{j=1}^{i-1} K_{ij} \cdot e^{-C_{jj}t} + P_{ii} \cdot t \quad (1.20)$$

et on procède de la même façon que précédemment pour obtenir :

$$K_{ij} = -\frac{1}{C_{jj}} \sum_{k=j}^{i-1} C_{ik} \cdot K_{kj} \quad (1.21)$$

$$K_{ii} = B_i + \sum_{j=1}^{i-1} C_{ij} \cdot N_j^s \quad (1.22)$$

$$N_i^s = N_i^0 + \sum_{j=1}^{i-1} K_{ij} \quad (1.23)$$

Ces résolutions de l'équation de Bateman supposent que les C_{ij} sont indépendants du temps et donc que le flux est indépendant du temps. Pour vérifier cette hypothèse, il suffit de discrétiser les variations de puissance dans le temps en petits paliers d'irradiations sur lesquels on peut résoudre les équations de Bateman car le flux est constant.

Au cours du refroidissement, le flux est nul, donc la source de production des nucléides B_i devient nulle et les expressions se simplifient : $B_i = 0$, $C_{ij} = \lambda_j$ et $C_{ii} = \lambda_i$; l'équation de Bateman devient :

$$\frac{dN_i(t)}{dt} = \sum_{j=1}^{i-1} \lambda_j \cdot N_j(t) - \lambda_i \cdot N_i(t) \quad (1.24)$$

Dans le cas des nucléides instables, on peut démontrer par récurrence que la solution est alors :

$$N_i(t) = -\sum_{j=1}^i K_{ij} \cdot e^{-\lambda_j t} \quad \text{avec :} \quad (1.25)$$

$$K_{ij} = \frac{1}{\lambda_i - \lambda_j} \sum_{k=j}^{i-1} \lambda_{ik} \cdot K_{kj} \quad (1.26)$$

$$K_{ii} = -N_i^0 - \sum_{j=1}^{i-1} K_{ij} \quad (1.27)$$

et dans le cas des nucléides stables :

$$N_i(t) = N_i^0 + \sum_{j=1}^{i-1} K_{ij} \cdot (1 - \exp^{-\lambda_j t}) \quad \text{avec :} \quad (1.28)$$

$$K_{ij} = \frac{-1}{\lambda_j} \sum_{k=j}^{i-1} \lambda_{ik} \cdot K_{kj} \quad (1.29)$$

$$K_{ii} = -N_i^0 - \sum_{j=1}^{i-1} K_{ij} \quad (1.30)$$

1.6 Aperçu général des méthodes de résolution et des codes de calcul associés

Pour résoudre numériquement l'équation du transport, on peut avoir recours à des méthodes probabilistes de type Monte-Carlo [4] ou bien à des méthodes déterministes qui font appel à différentes discrétisations des variables d'énergie et d'espace telles que les méthodes des probabilités de première collision P_{ij} [8], les méthodes dites d'ordonnées discrètes (SN, différences finies, ...) [9] ou les méthodes des caractéristiques [10]. La méthode stochastique de Monte-Carlo s'oppose aux méthodes déterministes par le fait qu'aucune discrétisation spatiale, angulaire ou énergétique n'est consentie lors de la résolution de l'équation du transport. Le respect de la réalité physique, en termes de géométrie du problème, de composition des matériaux et de lois microscopiques décrivant les interactions neutrons-noyaux, confère à cette méthode son caractère de référence (pas de prise en compte de l'autoprotection avec les sections ponctuelles). Cependant, l'utilisation de ces différentes méthodes reste parfois pénalisée par des temps de calculs trop importants, si bien qu'il peut être avantageux d'effectuer encore d'autres approximations (toutes basées sur des considérations physiques), comme par exemple l'approximation de la diffusion [11] pour le cas des neutrons, ou la méthode d'atténuation en ligne droite [12] pour le cas des photons.

Ainsi les équations du transport et de l'évolution, qui sont les équations fondamentales de la neutronique et de la photonique, ont fait l'objet de nombreux travaux d'analyse numérique qui sont à l'origine du développement de différents codes de calcul des réacteurs :

- APOLLO2 est le code de calcul français de transport des réacteurs thermiques, notamment des cœurs de REP (Réacteurs à Eau Pressurisée), développé dans le cadre d'un accord de partenariat entre le CEA, EDF et AREVA-NP. Ce code de calcul 2D prend en compte l'évolution des milieux par résolution des équations de Bateman à l'aide de méthodes numériques de type Runge-Kutta (voir §1.5). Il est basé sur une architecture modulaire et intègre les différentes méthodes de résolutions déterministes que l'on a évoquées plus haut.
- TRIPOLI4 est le code de transport Monte-Carlo polycinétique multi-particules français développé au CEA.
- MCNP est le code de transport Monte-Carlo polycinétique multi-particules américain.
- CRONOS2 [13], développé au CEA, est un code de calcul par éléments finis permettant la résolution 3D de l'équation de la diffusion des neutrons, et qui prend en compte (de façon couplée) l'évolution des milieux par résolution des équations de Bateman.
- PEPIN2 est un module du formulaire DARWIN [7] permettant de résoudre les équations de Bateman régissant l'évolution temporelle des noyaux radioactifs en utilisant à la fois des solutions analytiques et des méthodes numériques de type Runge-Kutta.
- MERCURE [14] est un code de calcul de radioprotection, développé au CEA, utilisant l'approximation de la méthode d'atténuation en ligne droite pour résoudre le problème du transport des photons.

Chapitre 2

Etat et limitations de la modélisation des dommages dans les matériaux

Sommaire

2.1	Les défauts cristallins	18
2.2	Vieillessement et endommagement des matériaux spécifiques des centrales nucléaires	19
2.2.1	Vieillessement thermique et mécanique	19
2.2.2	Vieillessement sous irradiation	19
2.3	Méthodes de simulation	20
2.3.1	Notion de dpa	21
2.4	fragilisation sous irradiation : mécanique de la rupture	23
2.5	Importance de la maîtrise des conditions d'échauffement	24

Le coeur du RJH est spécialement conçu pour accueillir un maximum de dispositifs expérimentaux qui bénéficient d'une exposition importante et parfaitement contrôlée aux flux neutroniques. On privilégie notamment une forte intensité du flux de neutrons rapides au niveau de ces dispositifs pour soumettre des échantillons tests de matériaux à des doses d'irradiation importantes. Le cahier des charges fonctionnel du RJH [15] spécifie des besoins en termes de niveau d'endommagement supérieurs à 15 dpa (déplacements par atome) par an. L'idée des expériences d'irradiation est d'accélérer le processus de vieillissement du matériau et de simuler en peu de temps les dommages qu'il pourrait recevoir pendant toute une vie dans un réacteur de puissance. Cela permet d'anticiper le remplacement des pièces irradiées et de définir la durée de vie des centrales nucléaires. Ainsi, les aciers de cuve des centrales du parc nucléaire actuel font l'objet d'une surveillance attentive pour des raisons évidentes de sécurité. Les filières de réacteurs du futur expriment aussi des besoins en termes de développements technologiques et de qualification de matériaux et de systèmes sous irradiation. Cependant, les mécanismes d'endommagement sont très complexes et font intervenir de nombreux phénomènes qui sont loin d'être parfaitement compris et maîtrisés. L'un des enjeux du RJH sera de pouvoir piloter en temps réel des séquences expérimentales innovantes de mesure en ligne des effets cumulés de l'irradiation neutronique et des contraintes mécaniques selon différentes conditions de température et de corrosion. La réalisation de ces expériences complexes et plus généralement l'acquisition d'une connaissance expérimentale des mécanismes élémentaires d'endommagement des matériaux sous irradiation s'inscrit bien sûr en cohérence avec le développement des outils de simulation numérique qui intègrent ces résultats expérimentaux pour améliorer notre capacité explicative et prédictive vis à vis des situations réelles.

Dans ce chapitre, on présente brièvement les mécanismes élémentaires de l'endommagement des matériaux sous irradiation et les efforts de modélisation qui leur sont consacrés. La faiblesse des modèles actuels, leurs domaines d'applicabilités restreints et leurs caractères empiriques sont mis en exergue : la difficulté est de pouvoir établir des liens théoriques entre les phénomènes élémentaires ayant lieu à l'échelle microscopique et leurs conséquences globales à l'échelle macroscopique. Nombre de paramètres sont à prendre en compte, et parmi eux, la température des matériaux et les conditions d'échauffements nucléaires jouent un rôle fondamental.

2.1 Les défauts cristallins

La plupart des matériaux présentent une structure atomique cristalline. Au dessus du zéro absolu, un matériau solide n'est jamais un cristal parfaitement ordonné : il contient toujours une multitude de défauts. Les différents types de défauts cristallins sont :

- les défauts thermiques :** les atomes vibrent autour de leur position moyenne et cette agitation thermique génère un type particulier de défauts appelés phonons qui sont responsables par exemple de la diminution de la conductivité électrique des métaux lorsque la température croît (diffusion des électrons par les phonons) et qui jouent aussi un rôle dans la conductivité thermique (diffusion des phonons par d'autres phonons) ;
- les défauts électroniques :** un dopage par un élément étranger induit des niveaux d'énergie d'impuretés (électrons ou trous électroniques) qui se logent dans la bande interdite ;
- les défauts atomiques :** dans l'approximation du modèle des sphères dures, les défauts atomiques élémentaires sont des lacunes, des interstitiels, des dislocations, des joints de grains, des interfaces qui peuvent s'associer pour former des défauts plus complexes comme les bilacunes, les trilacunes, les pores (de gros amas de lacunes). Ce sont ces défauts qui sont

responsables de la dégradation des propriétés mécaniques d'un matériau (élasticité, module d'Young).

Nous nous intéressons plus particulièrement aux défauts atomiques ponctuels qui sont des perturbations de la périodicité cristalline dont la dimension est celle des distances inter-atomiques, c'est à dire de l'ordre de l'angström. La lacune correspond à un manque d'atome en un site normal du réseau et l'interstitiel est un atome placé en insertion dans le réseau. Un ensemble lacune plus interstitiel produit simultanément constitue une paire de Frenkel. De nombreuses recombinaisons de paires de Frenkel se produisent spontanément par migration des défauts jusqu'à ce qu'un équilibre thermodynamique s'instaure. La température joue un rôle fondamental dans ces recombinaisons. La concentration de ces défauts à l'équilibre peut être déterminée par les lois de la mécanique statistique :

$$N \propto \exp(-\Delta H/kT) \quad (2.1)$$

avec k la constante de Boltzmann, ΔH l'enthalpie de formation du défaut et N la concentration de défauts à l'équilibre. Il existe différents modèles théoriques qui permettent de déterminer les enthalpies de formation et de migration des différents défauts. Nous reviendrons plus en détails sur cet aspect thermodynamique dans le cadre des principes physiques de mesure par détecteurs thermoluminescents (chapitre 7), où l'on s'intéressera en particulier aux cinétiques de créations et de recombinaisons des défauts électroniques dans un cristal.

2.2 Vieillessement et endommagement des matériaux spécifiques des centrales nucléaires

Le vieillissement des matériaux, c'est une modification des propriétés physiques ou mécaniques en fonction du temps due à une formation irréversible de défaut atomique. Cette modification est d'abord microscopique puis elle devient macroscopique selon des processus d'évolutions complexes. Couplé au temps, différents paramètres provoquent une forme d'endommagement particulière des matériaux : la température un vieillissement thermique, l'environnement chimique la corrosion, l'irradiation une fragilisation et la charge mécanique un vieillissement sous contrainte. Ces paramètres peuvent se cumuler dans le temps, mais dans tous les cas, le phénomène de base de l'endommagement est un déplacement des atomes qui provoque un réarrangement de la structure cristalline.

2.2.1 Vieillessement thermique et mécanique

L'expérience a montré qu'une fragilisation des aciers inoxydables constituant les coudes des circuits de refroidissement du circuit primaire dans une centrale nucléaire REP pouvait se produire après des maintiens de longue durée à la température de 300°C. Les examens et expertises réalisées ont montré que la fragilisation était liée à une teneur importante en Mo et également à d'autres éléments d'addition de l'alliage comme par exemple la teneur en chrome. Les mécanismes de la fragilisation des alliages sont complexes et demandent des études très approfondies.

2.2.2 Vieillessement sous irradiation

Fragilisation sous irradiation

Les neutrons de hautes énergies émis par fission interagissent fortement avec les noyaux atomiques des matériaux constitutifs du réacteur : durant leurs parcours, ils cèdent une partie de

leur énergie par chocs successifs jusqu'à se retrouver en équilibre thermique avec les atomes du milieu (s'ils n'ont pas été capturés avant). Au cours de son ralentissement, un neutron communique à l'atome choqué une énergie plus ou moins importante et provoque, si cette énergie est suffisante, le déplacement de l'atome hors de son site cristallin. L'atome déplacé devient à son tour projectile et se ralentit par collisions avec d'autres atomes dans le réseau : il en résulte une cascade de déplacements. Ce phénomène est instantané : en quelques pico secondes, sur un volume de quelques dizaines d'angström de rayon, un millier d'atomes changent de sites cristallins, une dizaine de sites restent vacants (lacunes) et les atomes correspondants s'insèrent dans le réseau (interstitiels). Sous l'effet de l'agitation thermique, ces défauts ponctuels changent de sites et l'échelle de temps de ces réarrangements est la microseconde. Par ces mécanismes microscopiques de déplacements d'atomes et de réarrangements du réseau cristallin, l'irradiation en réacteur provoque à long terme des dommages certains qui se manifestent par une dégradation des propriétés physico-chimiques et de la tenue mécanique des matériaux. Un exemple important de cette forme d'endommagement est la fragilisation des aciers de cuve des réacteurs.

A côté des dommages créés par les atomes de recul dans la structure cristalline, il faut prendre en compte également les dommages associés aux réactions nucléaires de transmutation (qui changent la nature du noyau de l'atome) et les réactions nucléaires produisant du gaz (hélium, gaz de fission qui peuvent conduire au gonflement du matériau).

Accélération de la corrosion sous irradiation

Nous pouvons mentionner que l'irradiation accroît la vitesse de corrosion : en effet, il semble que la création de défauts ponctuels sous irradiation, par exemple des lacunes d'oxygène, favorise la diffusion de l'oxygène dans l'oxyde, ce qui accélère la vitesse de corrosion. Prenons l'exemple de la corrosion des gaines de zircaloy contenant le combustible nucléaire (UO₂) dans un REP. Les pastilles de combustible sont confinées dans des tubes en zircaloy regroupés en assemblage. Le tout baigne dans de l'eau sous pression (150 bars) à une température voisine de 300°C. Le zircaloy s'oxyde selon le schéma :



Une partie de l'hydrogène libéré par la réaction se dissout partiellement dans le métal à chaud et y précipite à froid sous forme d'hydrides. La corrosion des gaines dépend du temps et de la température. La couche d'oxyde croît avec le temps ; cette couche d'oxyde diminue les échanges thermiques avec l'eau de refroidissement et diminue également la résistance mécanique de la gaine. Cette forme d'endommagement est l'élément limitant la durée de vie des assemblages combustibles.

2.3 Méthodes de simulation

Il est possible de simuler les phénomènes d'endommagement par des mécanismes d'interactions à l'échelle atomique. Les simulations s'appuient sur la définition d'une structure cristalline d'empilement d'atomes et sur la définition d'un potentiel d'interaction entre ces atomes. L'évolution de ce matériau numérique dans le temps, en fonction des sollicitations qu'il subit, peut être déterminée par deux types de méthode :

la méthode de dynamique moléculaire qui repose sur l'équation classique du mouvement et la connaissance des forces qui s'exercent sur chaque atome à chaque instant ;

la méthode de Monte-Carlo qui consiste schématiquement à simuler l'acceptabilité (du point de vue de l'énergie interne du matériau) d'une configuration résultant de la permutation aléatoire de deux atomes.

Ces deux méthodes permettent de simuler à l'échelle atomique les phénomènes complexes de cascades de déplacements ou de formation de précipités dans les alliages. Cependant, il n'existe pas de loi universelle macroscopique qui permette de prévoir le comportement des matériaux. A l'échelle des distances de parcours des neutrons dans le cœur d'un réacteur, il existe différents paramètres neutroniques qui peuvent être corrélés à l'endommagement macroscopique constaté par les métallurgistes et les mécaniciens :

- la fluence des neutrons d'énergies supérieures à 1 MeV,
- l'indice neutronique appelé dpa (déplacements par atome).

La fluence des neutrons supérieure à 1 MeV est déterminée, comme son nom l'indique, à partir du flux neutronique. Le nombre de déplacements par atome par seconde ($dpa \cdot s^{-1}$) est un indice neutronique calculé à partir du flux de neutrons et d'une section efficace dite de création de dommage. Cette notion de taux de création de dommage mérite d'être explicitée davantage : c'est l'objet du paragraphe suivant.

2.3.1 Notion de dpa

Lorsque T , l'énergie cinétique du neutron transmise à l'atome est faible, inférieure à E_d , l'énergie seuil de déplacement de l'atome (40 eV pour le fer), l'atome cible est mis en mouvement mais reste dans son site : il transmet son énergie en agitant les atomes voisins, cela correspond à un échauffement local. Mais si l'énergie transmise est très grande devant E_d , l'atome éjecté prend le nom de primaire (pka Primary Knocked Atom). Il va transférer par chocs successifs son énergie aux atomes adjacents et provoquer une cascade de déplacements.

Selon le modèle des collisions atomiques de Lindhard (interaction élastique de type sphère dure)[16], on évalue le nombre d'atomes déplacés N_d par un primaire d'énergie T à :

$$N_d = L(T) \cdot \frac{T}{2E_d} \quad (2.3)$$

A partir de la théorie de Thomas-Fermi, Lindhard a calculé une fonction $L(T)$ qui représente une efficacité de transfert de l'énergie cinétique du primaire aux atomes d'une cascade. Cette efficacité tient compte de la perte d'énergie due aux phénomènes d'excitations électroniques et d'ionisations. L'expression de cette fonction est donnée ci-dessous :

$$L(T) = \frac{1}{1 + k \cdot g(\epsilon(T))} \quad (2.4)$$

$$g(\epsilon) = \epsilon + 0.40244\epsilon^{3/4} + 3.4008\epsilon^{1/6} \quad (2.5)$$

$$k = 0.1667Z_1^{1/6} \sqrt{\frac{Z_1}{A_1}} \quad (2.6)$$

$$\epsilon = \left(\frac{9\pi^2}{128}\right)^{1/3} \cdot \frac{A_2}{(A_1 + A_2) \cdot Z_1 \cdot Z_2 \cdot \sqrt{Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}}} \cdot \frac{a_{bohr} \cdot T}{e^2} \quad (2.7)$$

où a_{bohr} est le rayon atomique de Bohr, A_1 et Z_1 sont la masse et le nombre atomique du primaire incident et A_2 et Z_2 sont la masse et le nombre atomique des atomes du réseau et e est la charge

de l'électron.

Introduisons la constante de structure fine :

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137} \quad (2.8)$$

avec \hbar la constante de planck réduite et c la célérité de la lumière dans le vide. Par définition, on a :

$$a_{bohr} = \frac{1}{\alpha} \frac{\hbar}{mc} \quad (2.9)$$

et donc :

$$\frac{a_{bohr}}{e^2} = \frac{1}{\alpha^2} \frac{1}{mc^2} \quad (2.10)$$

Si T est exprimé en MeV,

$$\frac{a_{bohr} \cdot T}{e^2} \approx 137^2 \cdot \frac{T}{0.511} \quad (2.11)$$

est sans dimensions. Prenons pour application numérique l'exemple du fer monoatomique : $Z_1 = Z_2 = 26$ et $A_1 = A_2 = 56$. On considère une énergie moyenne des neutrons rapides de 100 keV. Si on assimule l'énergie du primaire T à l'énergie de recul d'une collision élastique isotrope (c'est une estimation enveloppe, on aurait pu considérer un cas anisotrope ou une diffusion inélastique, de plus on néglige ici l'existence d'une énergie seuil de déplacement), on a (cf les formules de cinématique du §3.2.2) :

$$T = \frac{2AE}{(A+1)^2} = \frac{2 \cdot 56}{57^2} \cdot 0.1 \approx 3.4 \cdot 10^{-3} \text{ MeV} \quad \text{et} \quad L(T) \approx 0.74 \quad (2.12)$$

Une approche simplifiée, le modèle NRT (Norgett, Robinson, Torrens [17]) recommande en effet :

$$N_d = \beta \frac{T}{2E_d} \quad (2.13)$$

avec un facteur d'efficacité $\beta \approx 0.8$ qui tient compte en moyenne de l'ensemble des paramètres mentionnés plus haut (et qui intègre les différentes interactions neutroniques possibles). Pour connaître le nombre de dpa à l'issue d'une irradiation entre l'instant t_0 et l'instant t_1 , il suffit d'évaluer le taux de primaires induits par le flux Φ de neutrons pour l'énergie E desquels on connaît les sections efficaces σ_X des interactions X d'absorption et de diffusion, ainsi :

$$DPA = \int_{t_0}^{t_1} \int_E \phi(E, t) \cdot \left(\sum_X \sigma_X(E) \int_{E_d}^{E_{max}} P(E \rightarrow E'/X) \cdot N_D(E') dE' \right) dE dt \quad (2.14)$$

$P(E \rightarrow E'/X)$ est la densité de probabilité pour qu'un noyau de recul issu d'une interaction X avec un neutron d'énergie E , ait une énergie E' . $N_D(E')$ est le nombre d'atomes déplacés par un noyau de recul d'énergie E' . E_d est l'énergie seuil de déplacement. X désigne l'ensemble des réactions de diffusions et d'absorptions, dominées principalement par les réactions de diffusion élastiques. On peut ainsi définir une section efficace dpa et un facteur dpa [18] [19] tels que :

$$\sigma_{dpa} = \sum_X \sigma_X(E) \int_{E_d}^{E_{max}} P(E \rightarrow E'/X) \cdot N_D(E') dE' \quad (2.15)$$

et

$$f_{dpa}(E) = \frac{\sigma_{dpa}(E)}{\sigma_{tot}(E)} \quad (2.16)$$

Précisons que le facteur dpa et la section dpa ainsi définis sont relatifs à un matériau monoatomique donné. Le modèle présenté ne permet pas de calculer un nombre réel de déplacements atomiques, en particulier du fait qu'il ne tient pas compte explicitement des températures d'irradiation ni des cinétiques de recombinaisons associées. Il convient de rappeler que le taux de déplacement par atome est une notion "relative" qui permet d'évaluer les dommages d'irradiation, et en principe de corrélérer des irradiations réalisées dans des spectres différents, mais ce taux n'est pas une grandeur mesurable directement [20][21].

2.4 fragilisation sous irradiation : mécanique de la rupture

En France, le programme expérimental de surveillance de la fragilisation sous irradiation des aciers de cuve REP consiste à placer, dès la conception d'une centrale, des éprouvettes Charpy¹ au plus près du cœur (pour anticiper le vieillissement de la cuve) et à leur faire subir (à intervalle de temps régulier) des essais de résilience dans une large gamme de températures. C'est par ces essais de résiliences que l'on mesure l'énergie nécessaire à la rupture et que l'on tente de remonter à une grandeur caractéristique de la résistance à la propagation d'un défaut, tel que la ténacité. Ces essais permettent d'établir une courbe de transition fragile-ductile du matériau étudié. Pour mémoire, le domaine fragile d'un matériau intervient à basse température et se caractérise par une faible énergie à la rupture tandis que le domaine ductile intervient à haute température et nécessite une forte énergie à la rupture. Dans les conditions normales d'exploitation, l'acier de la cuve est sollicité dans son domaine ductile. Cependant, sous l'effet de l'irradiation neutronique, la cuve vieillit et tend à se fragiliser, ce qui se traduit par un décalage de la température de transition fragile-ductile.

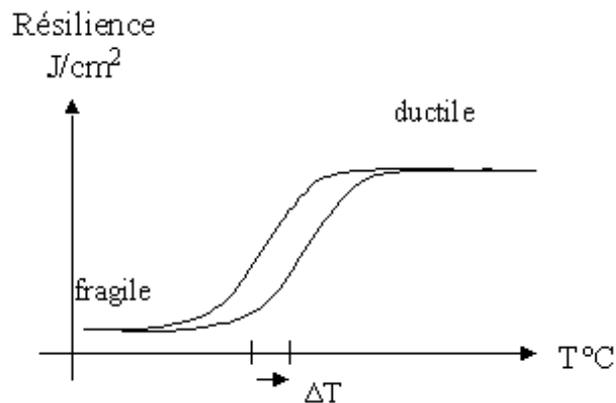


FIG. 2.1 – Déplacement de la température de transition ductile-fragile caractéristique de la fragilisation sous irradiation

¹Du nom de l'inventeur des essais de chocs sur éprouvettes entaillées, Georges Charpy (1901), pour caractériser la fragilité des métaux.

Ainsi, le contrôle de la fragilisation des aciers de cuve est effectué par le suivi du décalage de la température de transition. Des lois empiriques ont été établies à partir des données expérimentales recueillies afin de prévoir ce décalage de température en fonction de quelques paramètres tels que la composition chimique du matériau et la fluence $\Phi > 1\text{MeV}$ qu'il a reçu : ce sont les formules de prévision de la valeur moyenne (FIM) et de la valeur maximale (FIS) possibles en °C :

$$FIM = \left(17.3 + 1537(P - 0.008) + 238(Cu - 0.08) + 191 \cdot Ni^2 \cdot Cu\right) \cdot \left(\frac{\Phi(E > 1\text{MeV})}{10^{19}}\right)^{0.35} \quad (2.17)$$

$$FIS = 8 + \left(24 + 1537(P - 0.008) + 238(Cu - 0.08) + 191 \cdot Ni^2 \cdot Cu\right) \cdot \left(\frac{\Phi(E > 1\text{MeV})}{10^{19}}\right)^{0.35} \quad (2.18)$$

avec :

- *FIM* la valeur moyenne prévisionnelle du décalage de la température de transition ductile-fragile, exprimée en degrés Celsius ;
- *FIS* la valeur maximale prévisionnelle du décalage de la température de transition ductile-fragile, exprimée en degrés Celsius ;
- $\Phi > 1\text{MeV}$ la fluence de neutrons rapides, exprimée en n/cm^2 ;
- *Cu* la teneur massique en cuivre ;
- *P* la teneur massique en phosphore ;
- *Ni* la teneur massique en nickel ;

(sachant que si $P < 0.008$ alors $P - 0.008 = 0$ et si $Cu < 0.08$ alors $Cu - 0.08 = 0$). Ces formules sont données à titre d'exemple pour montrer leur caractère empirique et leur domaine d'applicabilité restreint (cf [22]). L'établissement d'une corrélation résilience-ténacité à partir de critères de la rupture est loin d'être un problème résolu, même si il existe aujourd'hui des développements importants fondés sur des approches plus locales de la modélisation qui permettent de mieux décrire les mécanismes élémentaires mis en jeu [23]. L'essai Charpy, qui est très simple, reste mécaniquement très complexe à décrire. Le passage d'une modélisation microscopique des phénomènes atomiques de déplacements d'atomes au sein de structures cristallines à l'approche globale et macroscopique de la mécanique énergétique de la rupture est un défi pour la recherche actuelle et future sur les matériaux.

2.5 Importance de la maîtrise des conditions d'échauffement

La détermination des conditions d'échauffements nucléaires fournit les paramètres qui sont à la base des calculs de thermique dont l'objet est d'établir des niveaux de température. L'enjeu est surtout de maîtriser les gradients de température au niveau des échantillons de matériaux qui seront irradiés dans le futur réacteur RJH. D'ailleurs, l'utilisation de fours dans les dispositifs expérimentaux du RJH (on le verra par exemple pour les dispositifs de type Chouca au §4.3.8) est justement prévue pour réguler la température (c'est à dire éviter des gradients trop importants) de sorte que l'on puisse garantir des transitions de phase (ductile-fragile par exemple) uniformes dans les échantillons de matériaux et que les expériences puissent ainsi être correctement interprétées.

Chapitre 3

Modélisation des échauffements nucléaires

Sommaire

3.1	Notion de KERMA	26
3.2	Les échauffements neutroniques	27
3.2.1	Le KERMA neutron	27
3.2.2	Limites cinématiques	27
3.3	Les échauffements photoniques	30
3.3.1	Les émissions gamma	31
3.3.2	Les interactions photo-atomiques	31
3.3.3	Interactions des particules chargées	34
3.3.4	Les coefficients d'absorption et de transfert d'énergie massique	35
3.3.5	Analyse physique du dépôt d'énergie	37
3.4	Incertitudes sur les émissions photoniques	42
3.4.1	Formalisme ENDF et notations physiques	42
3.4.2	Analyse des données de covariance disponibles	43
3.4.3	Emissions gamma par fission	44
3.4.4	Emissions gamma par capture radiative	48
3.4.5	Etat de l'art des modèles théoriques et semi-empiriques	51

L'échauffement nucléaire, c'est à dire l'énergie calorifique dégagée dans un matériau soumis aux rayonnements nucléaires, correspond à une augmentation du niveau d'équilibre de l'agitation thermique des électrons constituant ce matériau. Lors d'une réaction nucléaire, une partie de l'énergie produite est absorbée localement par les particules chargées (électrons, noyaux de recul, proton, alpha ...), tandis qu'une autre partie de l'énergie est transportée hors du site de la réaction par les neutrons et les photons émis. A leur tour, les neutrons et les photons interagissent avec la matière et produisent un flux de particules chargées qui se ralentissent progressivement jusqu'à l'équilibre thermique de la matière. Nous allons définir la notion de KERMA qui permet d'exprimer l'échauffement nucléaire dans les matériaux soumis à des flux de particules. Les mécanismes de dépôt d'énergie et les bilans énergétiques des différentes interactions nucléaires sont alors présentés brièvement. Comme la majeure partie de l'échauffement des éléments non combustibles d'un réacteur provient du rayonnement photonique, une analyse physique détaillée du dépôt d'énergie par les photons et une estimation préliminaire des incertitudes associées aux calculs d'échauffements gamma est présentée.

3.1 Notion de KERMA

L'échauffement nucléaire est évalué par une quantité définie sous le nom de KERMA (Kinetic Energy Release in MAterials), notée K . Les calculs distinguent généralement le kerma neutron (noté K_n) et le kerma photon (noté K_p) qui expriment les deux principales composantes de l'échauffement des matériaux dans un réacteur nucléaire :

$$K = K_n + K_p \quad (3.1)$$

En pratique le calcul du kerma repose sur le calcul des flux de particules (neutrons ou photons obtenus par résolution de l'équation du transport), et la connaissance des fonctions réponses d'échauffement (ou facteurs de kerma) spécifiques aux matériaux considérés.

$$K = \sum_i \sum_j \rho_i \cdot k_{ij}(E) \cdot \Phi(E) \quad (3.2)$$

avec :

- ρ_i la densité du matériau i ,
- $k_{ij}(E)$ le facteur de kerma du matériau i pour la réaction j à l'énergie de la particule incidente E (homogène à une énergie fois une section efficace, d'unité $eV.barns$),
- $\Phi(E)$ le flux de particules (neutrons ou photons) à l'énergie E (d'unité $particules.cm^{-2}$)

Le facteur de kerma d'un matériau i pour une réaction j est simplement le produit de la section efficace de la réaction j par l'énergie cinétique totale E_{ij} emportée par les particules chargées :

$$k_{ij}(E) = \sigma_{ij}(E) \cdot E_{ij}(E) \quad (3.3)$$

La difficulté principale pour calculer les facteurs de KERMA est de connaître avec précision l'énergie déposée localement, c'est à dire $E_{ij}(E)$: soit elle est disponible directement dans la bibliothèque de données nucléaires, soit elle est déduite en faisant le bilan énergétique des réactions. Nous allons redéfinir la notion de KERMA pour les cas particuliers des neutrons et des photons. Généralement, l'échauffement gamma représente 90% de l'échauffement nucléaire total des structures non combustibles du cœur d'un réacteur nucléaire.

3.2 Les échauffements neutroniques

3.2.1 Le KERMA neutron

Le calcul du facteur de kerma neutron est complexe à cause de la grande variété des réactions neutroniques et de l'émission possible de différentes particules. La difficulté est de calculer $E_{ij}(E)$ qui est l'énergie déposée localement dans le matériau i par la réaction j induite par le neutron d'énergie E . E_{ij} représente la somme des énergies cinétiques du noyau de recul, des particules chargées émises instantanément et des particules chargées produites par décroissance radioactive du noyau ou par phénomène de conversion interne. Cette énergie des particules chargées peut être soit directement disponible dans les fichiers d'évaluations nucléaires, soit déduite de l'ensemble des informations présentes dans les fichiers d'évaluations nucléaires par la méthode du bilan énergétique des réactions (appelée "Energy Balance Method" cf [24],[25]) :

$$k_{ij}(E) = \left(E + Q_{ij} - \overline{E_{ij,n}} - \overline{E_{ij,\gamma}} \right) \cdot \sigma_{ij}(E) \quad (3.4)$$

avec :

- Q_{ij} le bilan d'énergie massique de la réaction j sur un noyau du matériau i ,
- E l'énergie du neutron incident,
- $\overline{E_n}$ l'énergie totale emportée en moyenne par les neutrons,
- $\overline{E_\gamma}$ l'énergie totale emportée en moyenne par les photons.

L'énergie totale emportée par les neutrons ($\overline{E_n}$) ou les photons ($\overline{E_\gamma}$) peut être calculée :

- à partir des informations sur les spectres et multiplicités d'émission présentes dans les fichiers d'évaluations et issus de mesures expérimentales,
- du point de vue de la cinématique des réactions par les relations de conservation des moments.

Ces méthodes de calcul peuvent être confrontées les unes aux autres, elles sont complémentaires et permettent de vérifier globalement la bonne cohérence des données présentes dans les évaluations.

3.2.2 Limites cinématiques

Le code NJOY (version 99.90) [25] permet de générer des fichiers de données nucléaires au format voulu à partir des différentes évaluations. En particulier, le module HEATR permet de calculer les facteurs de kerma neutron par la méthode du bilan énergétique et par les relations de cinématique. HEATR calcule les maximums et les minimums cinématiques des facteurs de KERMA et les compare avec les résultats obtenus par bilans énergétiques des réactions. Les limites cinématiques peuvent être calculées pour l'ensemble des réactions possibles (fission, diffusions élastiques, diffusions inélastiques, captures radiatives, (n,2n), (n, α), (n,p) etc ...). Pour obtenir l'ensemble des détails de calculs des limites cinématiques de ces réactions, on se reportera aux références [25], [26], [27] et [28]. L'analyse des équations classiques de bilans d'énergie et de quantité de mouvement permet d'obtenir sur les processus de diffusion notamment des renseignements particulièrement utiles. Nous en présentons ci-dessous quelques résultats essentiels pour le cas des diffusions élastiques et inélastiques et de la capture radiative.

La diffusion élastique

La réaction de diffusion élastique peut s'écrire :



Le noyau reste dans son état énergétique fondamental. La diffusion élastique modifie la direction et la vitesse du neutron incident mais conserve l'énergie cinétique totale du système. Par définition, aucune donnée de production gamma n'est à prendre en compte et le bilan énergétique de la réaction est nul ($Q = 0$). L'énergie moyenne du neutron diffusé est évaluée à l'aide de la formule suivante (cf [29]) :

$$\overline{E_n} = \frac{E}{(A+1)^2} \cdot (1 + 2A \cdot \overline{\cos \theta} + A^2) \quad (3.6)$$

Du point de vue cinématique, la seule contribution au kerma neutron de diffusion élastique est le dépôt d'énergie cinétique du noyau de recul :

$$\overline{E_R} = \frac{2AE}{(A+1)^2} \cdot (1 - \overline{\cos \theta}) \quad (3.7)$$

avec :

- A le ratio de la masse du noyau cible sur la masse d'un neutron,
- $\overline{\cos \theta}$ le cosinus moyen de l'angle de diffusion dans le système du centre de masse.

$$\overline{\cos \theta} = \frac{\int_{-1}^1 \mu \sigma(\mu, E) d\mu}{\int_{-1}^1 \sigma(\mu, E) d\mu} \quad (3.8)$$

avec :

- $\mu = \cos \theta$
- σ la section différentielle de diffusion élastique.

La diffusion inélastique

La diffusion inélastique peut s'écrire :



La diffusion inélastique s'effectue avec formation intermédiaire d'un "noyau composé" qui se désintègre très rapidement (de l'ordre de 10^{-17} s), en émettant un neutron, généralement différent du neutron incident et en laissant le noyau résiduel dans un état excité. La diffusion inélastique conserve la quantité de mouvement et l'énergie totale du système, mais ne conserve pas l'énergie cinétique, dont une partie se retrouve sous forme d'énergie d'excitation du noyau résiduel. C'est une réaction à seuil : elle ne se produit que si le neutron incident a une énergie suffisante pour que l'énergie disponible soit supérieure à l'énergie du premier niveau excité du noyau cible. Dans le cas de la diffusion inélastique, le bilan d'énergie totale exprime le partage de l'énergie cinétique du neutron incident entre l'énergie cinétique du neutron ré-émis, celle du noyau de recul et l'énergie d'excitation du noyau composé. Il n'y a donc pas conservation de l'énergie cinétique et les modules des vecteurs vitesse de chaque neutron, avant et après le choc dans le référentiel du centre de masse, ne sont plus égaux (comme ils l'étaient dans le cas de la diffusion élastique). Le noyau excité produit au cours de la diffusion inélastique émet généralement un ou plusieurs photons (si l'on ignore le phénomène de conversion interne) afin de regagner l'état fondamental. La plupart du temps, les gamma sont émis instantanément (10^{-10} s). Dans le cas de la diffusion

inélastique discrète (émission d'une ou de quelques raies gamma localisées), l'énergie du noyau de recul dans le système du laboratoire s'exprime par :

$$\overline{E}_R = E - \overline{E}' - E_\lambda \quad (3.10)$$

avec E l'énergie cinétique du neutron incident, \overline{E}' l'énergie cinétique du neutron diffusé dans le système du laboratoire et E_λ l'énergie du niveau excité considéré. L'énergie du neutron diffusé s'écrit alors :

$$\overline{E}' = \frac{2AE}{(A+1)^2} \left[\frac{A^2+1}{2A} - \frac{(A+1) \cdot E_\lambda}{2E} + \sqrt{1 - \frac{(A+1)E_\lambda}{A} \cdot \overline{\cos\theta}} \right] \quad (3.11)$$

avec $\overline{\cos\theta}$ le cosinus moyen de l'angle de diffusion dans le système du centre de masse. L'énergie de recul du noyau s'exprime donc :

$$\overline{E}_R = E \cdot \frac{2A \cdot \left(1 - \sqrt{1 - \frac{(A+1)E_\lambda}{A} \cdot \overline{\cos\theta}}\right)}{(A+1)^2} - \frac{E_\lambda}{A+1} \quad (3.12)$$

Dans le cas de la diffusion inélastique continue (il y a suffisamment de raies pour réaliser l'approximation d'un spectre d'émission continu), le neutron secondaire est supposé émis de façon isotrope dans le système du centre de masse, ($\overline{\cos\theta} = 0$) et l'énergie moyenne du noyau de recul devient :

$$\overline{E}_R = E \cdot \frac{2A}{(A+1)^2} - \frac{\overline{E}_\lambda}{A+1} \quad (3.13)$$

avec \overline{E}_λ l'énergie d'excitation moyenne du noyau. Les limites cinématiques de minimum et de maximum sur le Kerma peuvent ainsi être définies :

$$\begin{aligned} \left(E_d\right)_{min} &= \overline{E}_R && \text{(seule l'énergie de recul est transférée au matériau)} \\ \left(E_d\right)_{max} &= \overline{E}_R + \left(\overline{E}_\lambda\right)_{max} && \text{(toute l'énergie cinétique du noyau de recul et des} \\ &&& \text{particules diffusées est transférée au matériau)} \end{aligned} \quad (3.14)$$

avec \overline{E}_R l'énergie moyenne du noyau de recul obtenue par les équations 3.12 et 3.13 ; $\left(\overline{E}_\lambda\right)_{max}$ la valeur moyenne maximale d'excitation du noyau ; E_d l'énergie déposée localement et absorbée par les particules chargées.

La capture radiative

La capture radiative peut s'écrire :



C'est l'absorption d'un neutron d'énergie E par un noyau qui devient excité et qui retourne à son état fondamental par l'émission d'une ou plusieurs raies gamma. L'énergie totale disponible

lors de la réaction de capture radiative est $E + Q$ qui varie énormément avec les résonances. Pratiquement toute cette énergie est émise sous forme de gamma si bien qu'il est parfois délicat de déduire l'énergie du noyau de recul (due à la collision du neutron incident) par la formule du bilan énergétique ; en effet, $E_R = E + Q - E_\gamma \ll 1$). C'est pourquoi, l'énergie du noyau de recul lors de la capture radiative est calculée par conservation des moments. L'énergie de recul est la somme de l'énergie de recul due au neutron incident et de l'énergie de recul liée à l'émission de photon (en faisant l'hypothèse qu'il n'y a pas de corrélation énergie-angle des photons ni de corrélation angulaire entre les photons émis) :

$$\overline{E_R} = \frac{E}{A+1} + \sum_{\gamma} \left(-2 \cdot \sqrt{\frac{E}{A+1}} \cdot \frac{\overline{E_\gamma}}{\sqrt{2(A+1)mc^2}} \cdot \overline{\cos \phi} + \frac{\overline{E_\gamma^2}}{2(A+1) \cdot mc^2} \right) \quad (3.16)$$

avec :

- $\overline{E_\gamma}$ l'énergie moyenne du photon émis,
- ϕ l'angle formé entre la direction du neutron incident et celle du photon émis,
- mc^2 l'énergie de masse du neutron.

La somme porte sur l'ensemble des photons émis lors d'une cascade d'émission photonique. L'hypothèse d'une émission isotrope permet de majorer l'expression de l'énergie du noyau de recul :

$$\overline{E_R} \leq \frac{E}{A+1} + \sum_{\gamma} \left(\frac{\overline{E_\gamma^2}}{2(A+1) \cdot mc^2} \right) \quad (3.17)$$

Cette formule, qui est utilisée dans le module HEATR du code NJOY, permet d'obtenir une énergie de recul du noyau qui n'est pas forcément respectueuse de la relation de conservation de l'énergie (on peut très bien obtenir $E_R - E - Q + E_\gamma \neq 0$). Dans ce cas, il peut donc y avoir des problèmes dans le calcul du KERMA neutron si les données nucléaires de capture radiative sont mauvaises. La section §3.4.4 présente justement un exemple concret de ce type d'incohérences rencontré pour les données nucléaires de capture de l'isotope ^{177}Hf de la bibliothèque ENDF/B-VI.

3.3 Les échauffements photoniques

En pratique, la détermination des échauffements photoniques s'effectue en trois étapes distinctes :

- calcul des sources photoniques (ce sont les réactions neutroniques qui produisent les photons)
- calcul du transport des photons depuis leur source (détermination des flux photoniques)
- calcul d'un échauffement local exprimé dans la grandeur KERMA (utilisation d'une fonction réponse d'échauffement spécifique au matériau considéré)

Nous allons énumérer l'ensemble des sources d'émissions gamma possibles et leur domaine énergétique. Nous décrirons les principales interactions photoniques que sont l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et la production de paires qui peuvent produire un flux d'électrons. Nous passerons alors en revue les mécanismes d'interactions des particules chargées. Enfin, nous définirons les coefficients d'atténuation, de transfert et d'absorption d'énergie massique des photons qui permettent d'exprimer l'échauffement gamma.

3.3.1 Les émissions gamma

Les émissions de photons proviennent essentiellement du phénomène atomique de desexcitation du noyau suite à une modification de sa structure. On distingue alors :

- les gamma de fission prompt (émis instantanément)
- les gamma de fission retardés (émis de façon différée par décroissance radioactive des produits de fission)
- les gamma de capture radiative (émis instantanément)
- les gamma d’activation (émis de façon différée suite à une capture neutronique)
- les gamma de diffusion inélastique (émis instantanément)

Il existe d’autres processus liés aux interactions des électrons qui donnent lieu à une production de photons :

- le rayonnement de freinage d’une particule chargée dans le champ électrique d’un atome (bremsstrahlung)
- la dématérialisation (ou annihilation positon-électron)
- les émissions X liés à la désexcitation du cortège électronique des atomes

En tous les cas, quelle que soit l’origine du photon, son comportement dans la matière sera rigoureusement identique à énergie égale. Les gammes d’énergies des photons sont fonctions de leur origine :

- du keV à quelques MeV pour les désintégrations nucléaires,
- de quelques keV jusqu’à environ 150 keV pour les émissions X,
- de quelques dizaines de keV jusqu’à la valeur de l’énergie cinétique de l’électron ou du positon qui lui a donné naissance pour le rayonnement de freinage,
- 511 keV pour les photons issus de la dématérialisation de la paire électron-positon au repos.

3.3.2 Les interactions photo-atomiques

L’expression des sections efficaces d’interaction photonique est très différente des sections efficaces neutroniques. Il n’y a pas de phénomène de résonance, la petitesse de la constante de structure fine autorise des calculs perturbatifs en électrodynamique quantique non réalisables en théorie de l’interaction forte de sorte que des expressions analytiques fiables permettent d’exprimer ces sections efficaces [30]. Les principales interactions photoniques sont l’effet photoélectrique, la diffusion incohérente (Compton) et la production de paires. Examinons ces trois interactions photoatomiques essentielles rencontrées dans le contexte du champ photonique présent à l’intérieur du cœur d’un réacteur nucléaire de fission.

L’effet photo-électrique

C’est l’absorption d’un photon suivi de l’éjection d’un électron lié du cortège électronique de l’atome. Du fait de la grande différence de masse entre électron et noyau, le recul du noyau est négligé et l’on considère que l’énergie du photon incident est transférée en totalité à l’électron. L’énergie cinétique de l’électron éjecté (E_c) est égale à la différence entre l’énergie $E = h\nu$ du photon incident et l’énergie de liaison de l’électron w :

$$E_c = h\nu - w \quad (3.18)$$

où h est la constante de Planck $h = 6.625 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$ et ν la fréquence du rayonnement en Hz . L’effet ne se produit que si l’énergie $h\nu$ est au moins égale à l’énergie de liaison de l’électron le plus faiblement lié de l’isotope choqué. Le réarrangement du cortège électronique produit

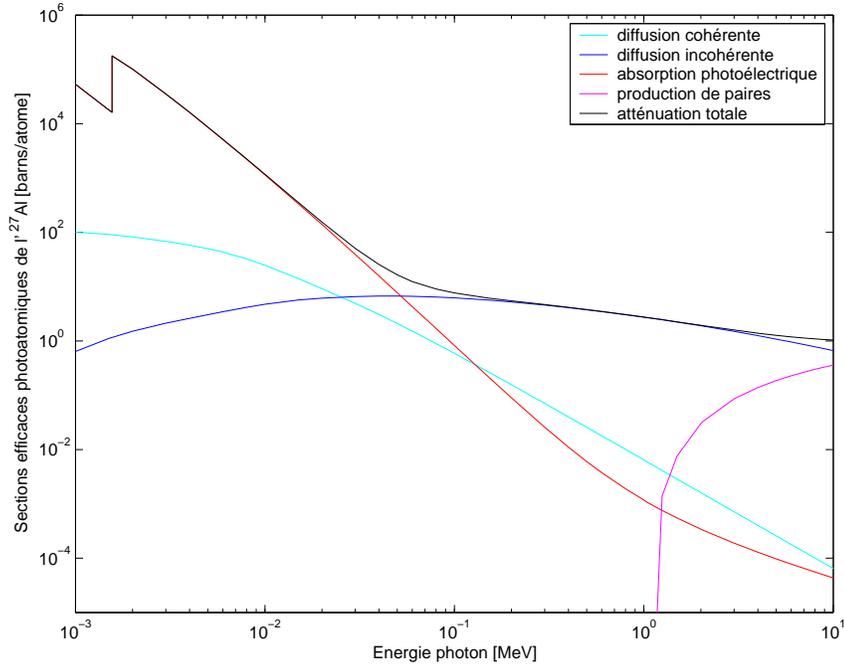


FIG. 3.1 – Sections d'interaction photoatomique de l'aluminium

de la fluorescence et l'énergie cinétique excédentaire communiquée à l'électron éjecté (E_c) se dissipe par ionisation sur une distance de l'ordre du millimètre et par bremsstrahlung. En définitive, l'énergie cinétique est transférée au réseau cristallin et transformée en chaleur : c'est ce mécanisme qui est à l'origine de l'échauffement gamma. La probabilité d'interaction par effet photoélectrique est représentée par la courbe de section efficace (cas de l'aluminium) figure 3.1. Il n'existe pas de forme simple de la section efficace de l'effet photoélectrique sur tout le domaine des numéros atomiques et des énergies de photons incidents car c'est une somme de réactions à seuils correspondants aux interactions sur les électrons des couches K, L, M, ... Cependant, les variations de cette section suivent la relation semi-empirique suivante :

$$\sigma_{ph} = \sum_{i=K,L,M,\dots} \sigma_{ph,i} \quad \sigma_{ph,i} = c_i \cdot \frac{Z^\alpha}{E^3} \quad \text{pour } E > w_i \quad (3.19)$$

avec c une constante, E l'énergie du photon incident, Z le numéro atomique de l'élément et $\alpha \approx 4$ à 5 pour $E > w$. L'effet photoélectrique est donc prédominant aux basses énergies ($E < 500\text{keV}$), voisines des énergies de liaison des couches K , L , M , (...) et surtout pour les matériaux de numéro atomique élevé. Si le photon incident est suffisamment énergétique, l'électron éjecté peut provenir de la couche K (proche du noyau) et le site laissé vacant être repeuplé par des électrons des couches externes, donnant lieu à l'émission de rayons X (et d'électrons Augers lorsque ces rayons X sont auto-absorbés). Notons que lorsque l'énergie du photon devient inférieure à l'énergie de liaison de la couche K , la section efficace chute brusquement (voir figure 3.1 à l'énergie $1.4 \cdot 10^{-3}$ MeV).

La diffusion Compton

La diffusion Compton est significative dans les énergies de photons incidents comprises entre 500 keV et 2 MeV. C'est une diffusion inélastique d'un photon sur un électron libre ou faiblement lié au noyau. Les relations de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement permettent d'obtenir la relation suivante reliant l'énergie E' du photon diffusé à l'énergie E du photon incident :

$$E' = E \cdot \frac{1}{1 + \frac{E}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (3.20)$$

(avec $m_0 c^2$ l'énergie de masse d'un électron et θ l'angle de déviation du photon). L'énergie cédée à la matière (énergie cinétique de l'électron de recul E_e se dissipant en ionisation et bremsstrahlung) est :

$$E_e = E - E' \quad (3.21)$$

La section efficace de cette interaction est donnée par la formule de Klein-Nishina :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{E'}{E} \right)^2 \left(\frac{E'}{E} + \frac{E}{E'} - \sin^2 \theta \right) \quad (3.22)$$

où r_0 est le rayon classique de l'électron. Lorsque le photon a une énergie faible (inférieure à 100 keV), l'hypothèse de la non-liaison de l'électron n'est plus justifiée, surtout pour les éléments lourds. La section efficace différentielle d'interaction Compton ne peut plus être décrite par la formule de Klein-Nishina, car celle-ci suppose la diffusion sur un électron initialement libre ou peu lié. Pour tenir compte des effets de liaison, la section efficace de Klein-Nishina est multipliée par un facteur $S(q, Z)$ tabulé dans les bibliothèques de données photoniques. Cette fonction, appelée fonction de diffusion incohérente représente la probabilité pour qu'un atome de numéro atomique Z soit excité ou ionisé lorsque le photon incident communique une quantité de mouvement q aux Z électrons de cet atome. Nous reviendrons en détails sur cette fonction de diffusion incohérente dans le paragraphe §3.3.5.

La production de paires

Ce phénomène, appelé encore "effet de matérialisation", n'intervient que pour des énergies de photons incidents supérieures à 1.022 MeV dans le champ électrique d'un noyau et devient prépondérant pour les photons de hautes énergies (supérieures à 10 MeV). Le photon incident d'énergie E disparaît par la matérialisation d'une paire électron-positon consommant une énergie de 1.022 MeV (équivalent à l'énergie de masse de deux électrons). L'électron et le positon se partagent l'excédent d'énergie ($E - 1.022$) sous forme d'énergie cinétique qui se dissipe sous forme d'ionisation et de bremsstrahlung. Le positon s'annihile avec un électron pour donner deux photons d'énergie 0.511 MeV qui sont émis dans des directions opposées. La loi de variation des sections efficaces de l'effet de création de paires en fonction de l'énergie du photon incident et du numéro atomique Z peut s'écrire approximativement :

$$\sigma_{pp} = k \cdot Z^2 \cdot \ln(E) \quad (3.23)$$

Cet effet est donc prépondérant pour des gamma de grande énergie et pour des matériaux de numéro atomique élevé.

Il existe également une réaction de production de paires (e^+,e^-) dans le champ d'un électron atomique, dite production de triplet ($2e^-,e^+$). Le laboratoire n'étant pas le référentiel du centre de masse de la réaction (contrairement à la création de paire dans le champ d'un noyau), l'électron incident doit apporter également l'énergie cinétique d'entraînement du centre de masse, ce qui conduit à une énergie de seuil de $4m_0c^2 \approx 2.044$ MeV. La section efficace par atome est aussi beaucoup plus faible que dans le cas de la production de paire puisque proportionnelle au nombre d'électron Z et non Z^2 . Néanmoins, cette réaction est prise en compte dans les calculs de coefficients d'absorption et de transfert énergétique (voir §3.3.4). Elle s'accompagne d'une importante émission X due à la réorganisation du cortège électronique suite à l'éjection de l'électron source du champ.

Les autres interactions

Les autres interactions de photons avec la matière sont l'absorption par le noyau, les diffusion Thomson et Rayleigh, les réactions (γ,n) et les photofissions. Comme ces réactions sont de moindre importance, elles sont simplement présentées rapidement ici sans faire l'objet d'un paragraphe spécifique.

La réaction (γ,n) intervient lorsque le photon a une énergie supérieure à l'énergie de liaison d'un neutron dans le noyau cible et alors il peut y avoir éjection d'un neutron. Il s'agit d'une réaction à seuil qui, dans les réacteurs à fission, n'intervient que sur les éléments légers. Le cas le plus fréquemment rencontré est celui du deutérium (seuil 2.23 MeV). Ce phénomène est donc à prendre en compte dans l'eau lourde. Il intervient aussi, bien que négligeable, dans l'eau ordinaire qui contient une faible teneur en deutérium. Parmi les réactions photonucléaires, les photofissions n'interviennent que pour des photons très énergétiques (d'énergies supérieures à 8 MeV); c'est donc un phénomène marginal dans le cadre de notre étude.

La diffusion cohérente (de Rayleigh) et la diffusion Thomson sont des diffusions élastiques d'un photon respectivement sur l'ensemble du cortège électronique d'un atome ou sur un seul électron libre; elles ne présentent pas d'intérêt dans notre étude car il n'y a pas de perte d'énergie du photon incident.

3.3.3 Interactions des particules chargées

On distingue les particules chargées légères et les lourdes. Les particules légères sont les électrons et positons issus de désintégrations de noyaux ou mis en mouvement par interactions photo-atomiques. Les particules lourdes sont des ions lourds (fragments de fission, produits de réactions nucléaires, protons, particules alpha, ...). Une particule chargée (lourde ou légère) passant à travers des atomes neutres interagit principalement avec les électrons atomiques par l'intermédiaire des forces Coulombiennes et provoque l'excitation et/ou l'ionisation des atomes par collision. Pour le cas des particules légères, il faut également tenir compte du phénomène de bremsstrahlung.

L'ionisation n'est possible que si l'énergie de la particule chargée incidente est supérieure à l'énergie de liaison de l'électron sur sa couche. Une partie de l'énergie est utilisée pour réaliser l'extraction de l'électron, l'autre est utilisée sous forme d'énergie cinétique par l'électron éjecté. Lorsque l'énergie incidente est inférieure à l'énergie de liaison de l'électron, on parle d'excitation. Lors du réarrangement du cortège électronique excité, le surplus d'énergie est émis sous forme de photons ou d'électrons (électron Auger).

L'autre interaction pour les particules légères chargées est la déviation : en passant dans le champ coulombien du noyau, la particule va être déviée et cette accélération se traduit par une

perte d'énergie sous forme de rayonnement de freinage (bremsstrahlung). La perte d'énergie de la particule chargée lourde s'effectue par un très grand nombre de chocs successifs sur les électrons atomiques. L'énergie cédée à chaque choc est faible (quelques keV). La trajectoire est quasiment rectiligne. Les grandeurs caractérisant le ralentissement des particules chargées lourdes sont :

- le pouvoir d'arrêt
- le parcours moyen
- le potentiel d'ionisation

Le pouvoir de ralentissement (ou le pouvoir d'arrêt) est le rapport de la valeur moyenne de la perte d'énergie par unité de longueur de la trajectoire :

$$S = \left(\frac{dE}{dx} \right) \quad (\text{MeV/cm}) \quad (3.24)$$

Pour le cas des particules légères chargées, on définit un pouvoir de ralentissement pour chacun des deux effets qui conduiront à une perte d'énergie :

- le pouvoir d'arrêt massique par collision : $\left(\frac{S}{\rho} \right)_{\text{collision}}$ en $\text{MeV.cm}^2.g^{-1}$
- le pouvoir d'arrêt massique par freinage : $\left(\frac{S}{\rho} \right)_{\text{freinage}}$ en $\text{MeV.cm}^2.g^{-1}$

$$\left(\frac{S}{\rho} \right)_{\text{total}} = \left(\frac{S}{\rho} \right)_{\text{collision}} + \left(\frac{S}{\rho} \right)_{\text{freinage}} \quad (3.25)$$

Il existe des expressions analytiques pour calculer ces différents coefficients que l'on peut retrouver dans la référence [31]. Les particules chargées lourdes ont une trajectoire quasiment rectiligne dans la matière. On appelle parcours moyen R la longueur de cette trajectoire.

$$R = \int_{E_0}^0 dx = \int_0^{E_0} \frac{dE}{\left(\frac{-dE}{dx} \right)} \quad (3.26)$$

On peut définir l'ionisation spécifique comme étant le nombre de paires d'ions créés par unité de parcours :

$$I_s = \frac{dI}{dx} \quad (3.27)$$

Ce terme est fonction de l'énergie de la particule et peut être déterminé expérimentalement. Connaissant le pouvoir de ralentissement et la valeur de l'ionisation spécifique, on peut déterminer l'énergie moyenne nécessaire pour créer une paire d'ions dans la matière :

$$\bar{w} = \frac{S_{\text{coll}}}{I_s} \quad (3.28)$$

3.3.4 Les coefficients d'absorption et de transfert d'énergie massique

Les coefficients de transfert et d'absorption massique d'énergie sont des facteurs de conversion des fluences énergétiques de photons dans un milieu irradié en quantités approximant la dose absorbée (cf [32]). Ces coefficients sont basés sur l'examen des processus impliqués après une interaction initiale d'un photon avec la matière, ils dépendent des sections efficaces d'interaction photon qui déterminent le coefficient d'atténuation. Le coefficient d'atténuation massique est une

mesure du nombre d'interactions entre le photon incident et la matière rencontrée, caractérisée par une masse par unité de surface. On définit le coefficient d'atténuation massique par :

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\mathcal{N}_a}{A} \cdot \sum_j \sigma_j \quad (3.29)$$

avec :

- ρ la densité du matériau cible,
- \mathcal{N}_a le nombre d'Avogadro,
- A le nombre de masse atomique du matériau,
- σ_j la section efficace d'interaction photonique j du matériau.

σ comprend l'absorption photoélectrique, la diffusion cohérente, la diffusion incohérente et la production de paires. La section efficace des réactions photonucléaires (qui peut contribuer à raison de 5 à 10% à la section totale pour des énergies comprises entre 10 et 30 MeV, selon l'énergie pour laquelle interviennent les résonances géantes du noyau cible [33]) n'est pas prise en compte dans le domaine d'énergie que l'on considère. La loi d'atténuation exponentielle du flux de photons ϕ_0 à travers une couche de matériau d'épaisseur massique x s'exprime par :

$$\phi = \phi_0 \cdot \exp\left(-\frac{\mu}{\rho} \cdot x\right) \quad (3.30)$$

avec :

- ϕ_0 le flux de photons incident,
- ϕ le flux de photons atténué,
- x l'épaisseur massique (g/cm^2) de matériau traversé,
- $\frac{\mu}{\rho}$ le coefficient d'atténuation massique du matériau.

Le coefficient de transfert d'énergie massique est une mesure de la somme des énergies produites associées à l'exposition aux rayonnements ionisants ; ce coefficient est défini par :

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{\mathcal{N}_a}{A} \cdot \sum_j f_j \cdot \sigma_j \quad (3.31)$$

avec :

- f_j la fraction d'énergie moyenne du photon transmise aux particules chargées en énergie cinétique pour l'interaction j .

Pour un photon d'énergie E , les fractions de transfert énergétiques sont :

$$\begin{aligned} f_{pe} &= 1 - \frac{X}{E} && \text{(interaction photoélectrique)} \\ f_{incoh} &= 1 - \frac{\langle E' \rangle + X}{E} && \text{(interaction Compton)} \\ f_{pair} &= 1 - \frac{2mc^2}{E} && \text{(production de paire e- e+)} \\ f_{trip} &= 1 - \frac{2mc^2 + X}{E} && \text{(production de triplet 2e- e+)} \end{aligned} \quad (3.32)$$

avec :

- X l'énergie moyenne des radiations fluorescentes émises lors de l'absorption,
- $\langle E' \rangle$ l'énergie moyenne du photon diffusé Compton,
- mc^2 est l'énergie de masse de l'électron.

Lors d'une diffusion cohérente, il y a un transfert d'énergie négligeable si bien que $f_{coh} = 0$. L'énergie X des émissions fluorescentes dépend de la distribution des "trous" dans le cortège électronique des atomes et X comprend toute la cascade d'émissions fluorescentes associée au processus de relaxation de l'atome lors du réarrangement du cortège électronique.

Chaque interaction de transfert d'énergie a lieu localement. Si l'on néglige les énergies de liaison chimique par rapport à l'énergie des photons mise en jeu, le coefficient de transfert d'énergie massique d'un matériau composite peut être obtenu par une somme pondérée des coefficients de transfert d'énergie massique de chaque élément atomique constitutif i par leur proportion massique w_i :

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{tr} = \sum_i \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{tr,i} \cdot w_i \quad (3.33)$$

Le coefficient d'absorption massique d'énergie est également une mesure de l'énergie moyenne transmise par le photon incident sous forme d'énergie cinétique aux particules chargées. L'énergie cinétique des particules chargées est une approximation de la somme des énergies produites associées à l'exposition aux rayonnements ionisants. A la différence du coefficient de transfert massique d'énergie, le coefficient d'absorption massique d'énergie prend en compte une fraction d'énergie cinétique qui est réémise sous forme radiative lors du ralentissement des électrons et des positrons (par des phénomènes tels que le rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung, l'annihilation de positron en vol ou encore les émissions fluorescentes consécutives à l'ionisation induite par ces électrons et positrons). Le coefficient d'absorption massique d'énergie sert à exprimer la dose reçue par le matériau, il est défini par :

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} \cdot (1 - g) \quad (3.34)$$

avec g la fraction d'énergie cinétique perdue sous forme radiative. Cette fraction d'énergie dissipée par rayonnement est une fonction croissante de l'énergie cinétique des électrons et du numéro atomique du matériau mais elle ne devient significative et prépondérante qu'à partir d'énergies élevées (par exemple : $g = 0.06$ seulement pour $E_\gamma = 5$ MeV dans le Fer). Ce coefficient d'absorption massique d'énergie est la fonction réponse d'échauffement que l'on utilise dans les calculs pour approximer la dose gamma absorbée par un matériau (ou l'échauffement gamma) exprimée dans la grandeur KERMA. On exprime ainsi le KERMA photon dans le matériau mat exposé au flux de photons Φ par :

$$K_\gamma = \int_{E_\gamma} \Phi(E_\gamma) \cdot \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{mat}(E_\gamma) \cdot E_\gamma \cdot dE_\gamma \quad (3.35)$$

3.3.5 Analyse physique du dépôt d'énergie

L'objet de cette section est de montrer analytiquement qu'il existe une certaine homogénéité du dépôt d'énergie massique des photons quelque soit la nature des matériaux rencontrés. Cette observation s'appuie sur une analyse préalable de la section de diffusion incohérente des photons. Nous vérifierons par la suite à travers un exemple concret le domaine de validité de nos observations.

La section de diffusion incohérente

La section de diffusion incohérente est définie par la formule suivante :

$$\frac{d\sigma(\mu)}{d\mu} = S(q, Z) \cdot \frac{d\sigma_{KN}(\mu)}{d\mu} \quad (3.36)$$

où :

- $\mu = \cos \theta$, l'angle de diffusion,
- $\frac{d\sigma(\mu)}{d\mu}$ est la section différentielle angulaire de diffusion incohérente,
- $S(q, Z)$ est la fonction de diffusion incohérente,
- $\frac{d\sigma_{KN}(\mu)}{d\mu}$ est la section de Klein-Nishina (voir équation 3.22),
- q est le moment de l'électron sans dimensions (rapporté à l'unité mc),
- Z est le numéro atomique de l'isotope considéré.

Le moment de l'électron q est défini par la formule suivante :

$$q = \alpha \cdot \sqrt{1 - 2 \cdot \mu \cdot \frac{\alpha'}{\alpha} + \left(\frac{\alpha'}{\alpha}\right)^2} \quad (3.37)$$

avec :

$$\alpha = \frac{E}{m_0 c^2} \text{ et } \alpha' = \frac{E'}{m_0 c^2}$$

où :

- E est l'énergie incidente du photon,
- E' est l'énergie après diffusion du photon,
- $m_0 c^2$ est l'énergie au repos de l'électron.

D'après l'ensemble de ces formules, le seul terme qui dépend de l'isotope considéré dans la section de diffusion incohérente est le terme $S(q, Z)$, c'est à dire la fonction de diffusion incohérente. Le prochain paragraphe s'attache à l'étude de cette fonction pour quelques isotopes fréquemment rencontrés.

La fonction de diffusion incohérente

La fonction de diffusion incohérente divisée par le numéro atomique est tracée pour quelques isotopes (carbone, aluminium, fer, zirconium, molybdène, plomb) rencontrés dans les calculs de dépôt d'énergie en fonction du moment de l'électron q sans dimensions [28]. D'une manière générale, la fonction est nulle pour les moments nuls, et tend vers Z pour les moments de valeur supérieure à 1 (on a une interaction Compton sur un électron du cortège électronique comme s'il était isolé).

L'énergie cinétique de l'électron vaut $E_e = (\sqrt{1 + q^2} - 1) \cdot mc^2$ en fonction du moment q , soit $E_e \approx 0.21$ MeV pour $q = 1$. Par conséquent, il apparaît clairement que les valeurs de q correspondant au domaine des photons présents dans le réacteur pour des dépôts d'énergie importants sont les valeurs pour lesquelles $S(q, Z)$ est égal à Z [34].

Dépôt massique d'énergie

Le nombre d'atomes d'un isotope de masse atomique A dans un matériau est défini par la formule suivante :

$$N = \frac{\rho \cdot \mathcal{N}_a}{A} \quad (3.38)$$

où :

- ρ est la masse volumique du matériau,
- \mathcal{N}_a est le nombre d'Avogadro,
- A est la masse atomique de l'isotope.

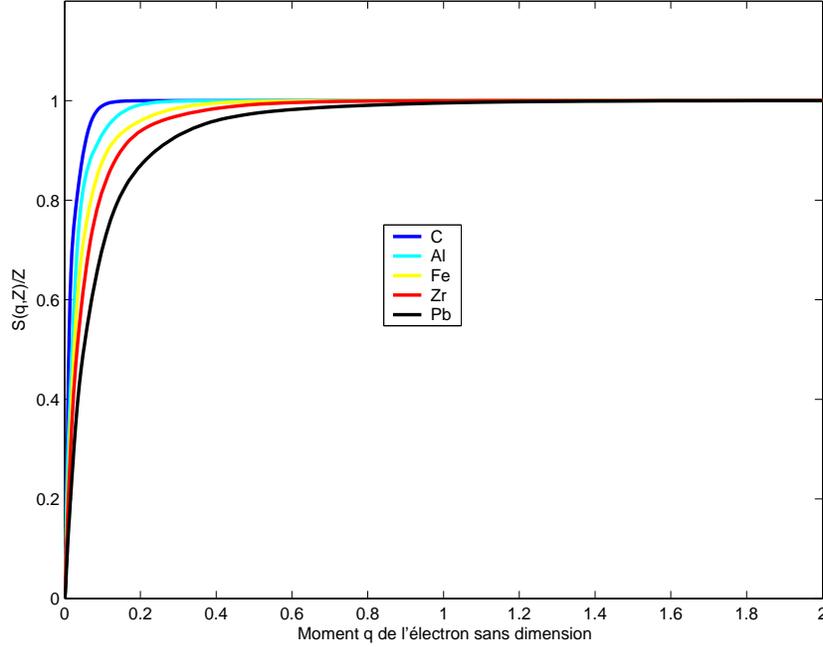


FIG. 3.2 – Fonction de diffusion incohérente pour quelques isotopes

Or A est voisin de $2 * Z$. Ceci est principalement vrai pour les isotopes de faible masse (excepté H). Cependant l'écart de A à $2 * Z$ n'est pas très important même pour des isotopes plus lourds tels que les zirconium où les molybdènes. On peut donc écrire :

$$N \approx \frac{\rho \cdot N_a}{2 \cdot Z} \quad (3.39)$$

La section macroscopique incohérente, qui détermine pour un flux de photons donné la densité de collision incohérente et le dépôt d'énergie qui en résulte est :

$$\frac{d\Sigma(\mu)}{d\mu} \approx \frac{\rho \cdot N_a}{2 \cdot Z} \cdot S(q, Z) \cdot \frac{d\sigma_{KN}(\mu)}{d\mu} \quad (3.40)$$

soit :

$$\frac{d\Sigma(\mu)}{d\mu} \approx \frac{S(q, Z)}{Z} \cdot \rho \cdot f(\mu) \quad (3.41)$$

avec $f(\mu)$ une fonction indépendante de Z .

Dans le domaine énergétique de l'étude et pour des pertes d'énergies importantes, $S(q, Z)$ est égal à Z , et la section macroscopique de diffusion incohérente (diffusion prépondérante dans le domaine énergétique étudié) devient indépendante de Z , et proportionnelle à la masse volumique du matériau. Le dépôt d'énergie massique qui découle directement de la section macroscopique de diffusion est donc relativement peu différent d'un matériau à l'autre, puisque ni Z , ni ρ n'interviennent plus dans la formule. Les faibles variations de dépôt d'énergie proviennent de l'écart

de A à $2 * Z$, de la partie du spectre dans laquelle les différentes interactions des photons sont en concurrence, des faibles variations de $S(q, Z)$ et des différences de dépôt d'énergie par l'effet photoélectrique et par l'effet de création de paire en fonction des différents éléments présents dans le matériau. A titre d'exemple et pour illustrer notre propos, nous reportons dans le tableau 3.1 les résultats de spectre de dépôt d'énergie massique des photons dans différents échantillons de matériaux insérés au niveau d'un dispositif chouca isolé au centre du cœur RJH obtenus par simulation Monte-Carlo effectuée à l'aide du code de calcul TRIPOLI4 [6] (les résultats sont normalisés sur l'échauffement total du graphite). Les résultats du tableau 3.1 montrent que le dépôt d'énergie est principalement obtenu par les photons d'énergie comprise entre 5 MeV et 0.1 MeV et en particulier entre 5 MeV et 0.5 MeV qui est la plage d'énergie dans laquelle la diffusion incohérente des photons est l'interaction prédominante (voir figure 3.1). Cette plage d'énergie des photons représente la majeure partie du dépôt d'énergie total (82% dans le carbone, 80% dans l'aluminium, 74% dans le fer, 61% dans le zirconium et seulement 41% dans le plomb).

TAB. 3.1 – Spectre de dépôt d'énergie massique (unités arbitraires) des photons dans différents échantillons de matériaux insérés au niveau d'un dispositif chouca isolé au centre du cœur RJH

Energie (MeV)	20 - 5	5 - 2	2 - 1	1 - 0.5	0.5 - 0.1	0.1 - 0	total (1σ)
C ($Z=6$)	0.0694	0.3024	0.2976	0.2158	0.1131	0.0017	1.0000 (0.68%)
Al ($Z=13$)	0.0768	0.3000	0.2864	0.2078	0.1131	0.0054	0.9894 (0.68%)
Fe ($Z=26$)	0.0906	0.3040	0.2767	0.2045	0.1612	0.0296	1.0668 (0.67%)
Zr ($Z=40$)	0.1011	0.3040	0.2663	0.2118	0.3152	0.0882	1.2866 (0.67%)
Pb ($Z=82$)	0.1275	0.3505	0.3257	0.4155	1.2754	0.1709	2.6655 (0.69%)

A l'exception du plomb, ces résultats montrent que le dépôt d'énergie massique est peu sensible à la nature du matériau (1.00 pour le carbone, 0.99 pour l'aluminium, 1.07 dans le fer et 1.29 dans le zirconium), ce qui confirme l'ensemble des observations réalisées dans les paragraphes précédents. En effet, le plomb se singularise entre autre par une importance relative accrue de la composante photoélectrique dans le dépôt d'énergie total et $A/Z > 2$.

Incertitudes sur le flux photonique liées aux problèmes d'atténuations

Dans le cas de la radioprotection, les problèmes d'atténuations se caractérisent généralement par des incertitudes très importantes. Cela s'explique par l'atténuation exponentielle (cf §3.3.4) des flux de photons à travers d'importantes épaisseurs de matériaux. En effet, si l'on considère la seule incertitude sur le coefficient d'atténuation (qui est très faible), l'écart-type du flux atténué est proportionnel à l'épaisseur de matériau traversé :

$$Var(I) = x^2 \cdot I^2 \cdot Var\left(\frac{\mu}{\rho}\right) \quad (3.42)$$

Cela explique l'importance des incertitudes rencontrées dans les calculs de radioprotection. Cependant, notre étude n'est pas un problème d'atténuation pure et les épaisseurs des différents matériaux traversés dans le cœur ne justifient pas que l'on prenne en compte cette incertitude dans nos calculs. En effet, si l'on définit le libre parcours moyen λ [cm] des photons à travers un matériau comme étant l'inverse de l'atténuation relative du flux de photons traversant une tranche d'épaisseur dx de ce matériau :

$$\frac{1}{\lambda} = \mu = \frac{-dN}{Ndx} \quad (3.43)$$

les inverses des différents libres parcours moyens des photons, correspondant aux différents matériaux rencontrés dans le cœur RJH, peuvent être combinés linéairement - ce qui est licite compte

tenu de l'équation 3.33 - et pondérés par la fraction massique de chaque matériau et la densité, pour obtenir le libre parcours moyen des photons dans un matériau homogénéisé qui est représentatif du cœur RJH. La figure 3.3 représente le libre parcours moyen des photons établi pour un matériau homogène représentatif des éléments combustibles du cœur RJH.

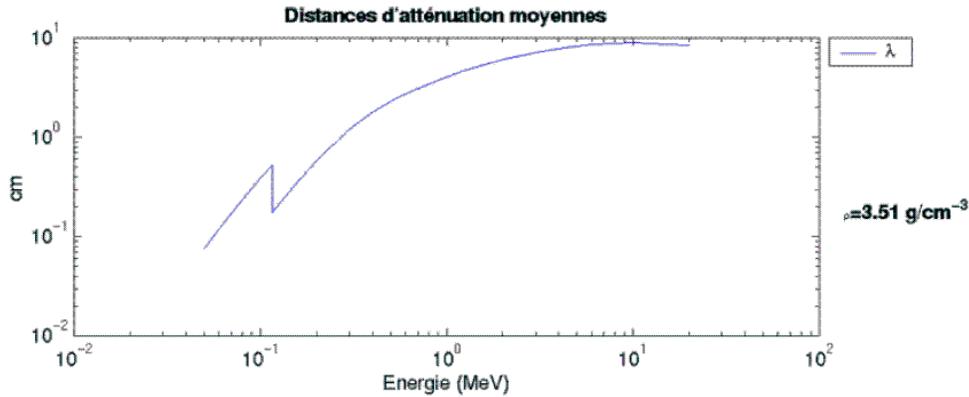


FIG. 3.3 – Libre parcours moyen dans la zone combustible homogénéisée du RJH

On vérifie ainsi que les photons produits dans le cœur RJH, ayant une énergie moyenne de 1 MeV, ont un libre parcours moyen correspondant de l'ordre de quelques centimètres et que cette faible distance d'atténuation n'induit pas d'incertitudes rédhibitoires au niveau de l'équation 3.42.

Incertitudes sur l'énergie déposée liées aux problèmes d'équilibre électronique

La connaissance des fonctions réponses de dépôt d'énergie gamma bénéficie des travaux effectués en dosimétrie et en médecine nucléaire. En effet, la seule différence entre les doses évaluées en radioprotection et en irradiation de matériaux réside dans le numéro atomique moyen, proche des composés oxygénés et carbonés dans le premier cas ou métalliques dans le second. Ces fonctions ont été mesurées expérimentalement avec une précision importante à l'aide de techniques calorimétriques ou à ionisations non pas en réacteur mais à l'aide d'irradiateurs ou d'accélérateurs permettant un contrôle précis des conditions de mesure [35] [36]. Par conséquent, sous réserve que l'atténuation photonique ne soit pas trop importante - ce que l'on a vérifié dans le paragraphe précédent - l'incertitude ne provient pas des fonctions réponses d'échauffement proprement dites. Cependant, il est crucial de noter la différence qui existe entre la perte d'énergie d'une particule et l'énergie qu'elle dépose dans un milieu, par exemple dans une couche active d'un détecteur. Pour des particules rapides, une fraction importante de l'énergie cinétique incidente est transférée à des particules secondaires énergétiques qui peuvent ensuite sortir du milieu considéré sans avoir déposé la totalité de leur énergie. Du fait de la complexité du phénomène, faisant intervenir des particules incidentes et secondaires parfois différentes, et de son interdépendance avec la géométrie et les caractéristiques des milieux (ou détecteurs), il n'existe pas de formule précise qui puisse être simplement utilisée pour obtenir l'énergie déposée. Ainsi, les hypothèses d'équilibre électronique (c'est à dire lorsque le flux d'électrons entrant est équivalent au flux d'électrons quittant le matériau considéré) qui sous-tendent l'utilisation de coefficients d'absorption massique d'énergie ne sont pas toujours réalisées, ce qui introduit une incertitude importante sur les calculs d'échauffement. Pour traiter ce problème, on a recours à des calcul de

type Monte-Carlo, qui exécutent une simulation complète de l'histoire d'une particule dans un milieu : parcours, collisions, génération de particules secondaires, énergie déposée.

3.4 Incertitudes sur les émissions photoniques

Les incertitudes associées aux calculs d'échauffement gamma sont liées :

- aux incertitudes sur les sections efficaces d'interactions photoniques (incertitudes très faibles cf §3.3.5 et §3.3.5) ;
- aux incertitudes sur l'énergie réellement déposée dans un milieu (à cause des problèmes d'équilibre électronique, cf §3.3.5)
- aux incertitudes sur les sources photoniques.

L'objet de cette section est de présenter les incertitudes associées au calcul des sources de photons qui sont de loin les principales incertitudes affectant les calculs d'échauffement gamma. Ces incertitudes proviennent directement des données nucléaires de base utilisées, c'est pourquoi, au préalable, nous introduisons le sujet par une présentation des notations physiques et du formalisme utilisé dans les bibliothèques pour décrire les grandeurs physiques d'intérêt associées au calcul des sources photoniques.

3.4.1 Formalisme ENDF et notations physiques

L'ensemble des données nucléaires de base concernant la production photonique à partir des réactions neutroniques sont disponibles au format ENDF (voir §1.2) dans les fichiers MF=12, 13, 14 et 15 des bibliothèques types (JEFF-3.0, ENDF/B-VI, JENDL-3.3, BROND-2.2, ...). Les grandeurs physiques intéressantes sont brièvement présentées ci-dessous selon le formalisme ENDF (cf [37]).

La section efficace de production gamma s'écrit :

$$\sigma_{n,f}^{\gamma}(E) = \sigma_{n,f}(E) \cdot \sum_k Y_k(E) \quad (3.44)$$

avec :

- E l'énergie du neutron incident,
- k une raie gamma discrète ou une composante gamma continue,
- $Y_k(E)$ la multiplicité du k -ième composant (MF=12),
- $\sigma_{n,f}(E)$ la section efficace de fission (MF=3).

La section efficace de distribution énergétique des gamma de fission s'écrit :

$$\sigma_{n,f}^{\gamma}(E \rightarrow E_{\gamma}) = \sigma_{n,f}(E) \cdot \sum_k Y_k(E) \cdot f_k(E \rightarrow E_{\gamma}) \quad (3.45)$$

avec $f_k [eV^{-1}]$ (MF=15), la distribution énergétique normalisée à 1 du k -ième composant (c'est à dire le spectre d'émission gamma) :

$$\int_0^{E_{\gamma}} f_k(E \rightarrow E_{\gamma}) dE_{\gamma} = 1 \quad (3.46)$$

Dans le cas d'un spectre d'émission continu ($k=1$), on désigne par :

$$\overline{E}_{\gamma} = \int E_{\gamma} \cdot f(E \rightarrow E_{\gamma}) dE_{\gamma} \quad (3.47)$$

l'énergie moyenne émise par les gamma et $\overline{\nu}_{\gamma} = Y(E)$ la multiplicité ou le rendement d'émission.

3.4.2 Analyse des données de covariance disponibles

Il existe très peu d'informations sur les incertitudes associées aux données de base photonique. En pratique, les seules informations précises dont on dispose concernent l'énergie totale émise par les gamma de fission. Cela ne suffit bien évidemment pas pour conclure sur l'incertitude associée à une partie du spectre d'émission gamma. En revanche, la neutronique bénéficie d'un effort considérable pour quantifier systématiquement les incertitudes associées aux évaluations proposées pour les données de sections efficaces d'interactions. Des matrices de variance-covariance sont présentes dans les évaluations et stockées au format ENDF dans les différents fichiers repérés par l'entier MF :

- MF30 permet un stockage souple de l'information de covariance, sous forme d'une matrice de covariance d'un certain nombre de paramètres clefs ;
- MF31 contient les covariances sur le nombre moyen de neutrons produits par fission (total, prompt et retardé) ;
- MF32 décrit les incertitudes sur les paramètres de résonance ;
- MF33 contient les covariances correspondant aux sections du file 3 ;
- MF34 est utilisé pour la représentation des covariances de la distribution angulaire du neutron en voie de sortie ;
- MF35 est utilisé pour la représentation des covariances de la distribution énergétique du neutron en voie de sortie ;
- MF36 est un format alternatif de représentation des covariances pour le couplage angle-énergie ;
- MF40 contient les covariances pour la production de noyaux radioactifs.

Un état des lieux des données de covariances disponibles a été réalisé pour la neutronique dans l'étude [38]. La matrice de variance-covariance de la réaction de fission de l'isotope U235 présente dans l'évaluation JEF2.2 est représentée à titre d'exemple sur la figure 3.4. Cette matrice est condensée à 15 groupes d'énergies des neutrons incidents par le module ERRORR du code NJOY.

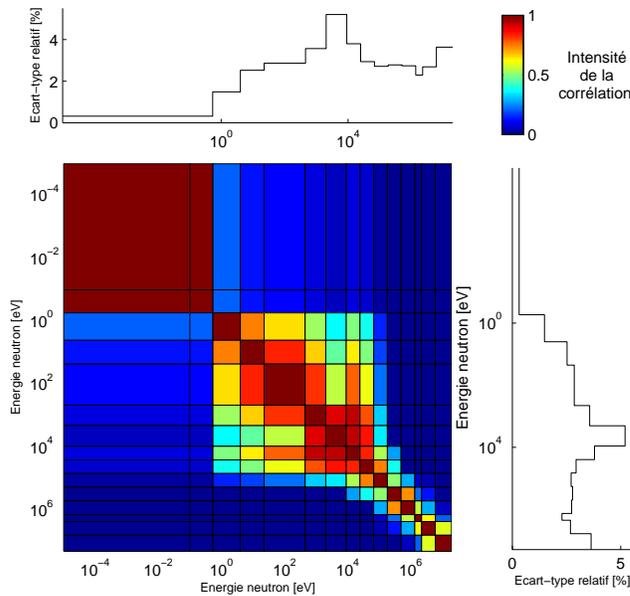


FIG. 3.4 – Représentation schématique de la matrice de covariance de fission de l'U235

3.4.3 Emissions gamma par fission

La fission d'un noyau lourd donne naissance à de nouveaux noyaux (le plus souvent deux) appelés "fragments de fission". Les fragments de fission, instables, engendrent d'autres noyaux selon différents modes de transformation. On appelle "produits de fission" l'ensemble des fragments de fission (produits directs de la fission) et leurs descendants (produits indirects de la fission). Les gamma prompts de fission désignent l'ensemble des photons émis par les fragments de fission excités (entre 10^{-14} s et 10^{-7} s après la scission du noyau). La plupart de ces émissions photoniques interviennent après l'expulsion des neutrons instantanés (qui a lieu en moins de 10^{-13} s après la scission) depuis les fragments très excités. Zommer et al. (cf [39]) estiment seulement à 4% la fraction énergétique des gamma émis avant la fin des émissions prompts de neutrons, et l'on considère (cf Verbinski [40]) que 95% des gamma prompts sont émis dans les 10^{-8} s suivant la scission.

Les premières études des émissions gamma prompts pour la fission de l' ^{235}U effectuées par Deutsch - Rotblatt en 1944 (cf [41]) et Kinsey - Hanna - Van Patter en 1948 (cf [42]) estiment l'énergie totale d'émission gamma par fission à (resp.) 4.6 et 5.1 MeV. Les analyses du phénomène de désexcitation des fragments de fission s'appuient sur une représentation du spectre d'émission neutronique selon le modèle statistique d'évaporation. Les premiers calculs privilégient les émissions neutroniques lorsque l'énergie le permet, au détriment des émissions gamma. Ainsi, jusqu'en 1958, on estime par le calcul que l'énergie moyenne des émissions gamma par fission, c'est à dire l'énergie résiduelle des fragments de fission après l'expulsion de tous les neutrons possibles, est de l'ordre de 4 à 5 MeV (cf Terrell [43]), alors que les résultats expérimentaux des mesures de Francis-Gamble (cf [44]) et Maienschein et al. (cf [45]) donnent les valeurs bien plus élevées de 7.46 et 8.0 MeV dès 1955. En 1958, Maienschein, Peele, Zobel et Love (cf [46]) donnent les valeurs (pour l' ^{235}U) de $E_\gamma = 7.2 \pm 0.8$ MeV/fission et $\nu_p = 7.4 \pm 0.8$ par fission pour un

spectre gamma allant de 0.3 à 10 MeV. L'écart entre le calcul et l'expérience vient de ce que les fragments de fission sont formés avec une forte valeur de moment angulaire : on observe rapidement une compétition entre la désexcitation par émission de neutrons et la désexcitation par transitions électromagnétiques. Très vite, cette dernière est favorisée et cela explique le fait que l'énergie émise pour une fission par les gamma instantanés dépasse nettement l'énergie moyenne de liaison d'un neutron. Les émissions de neutrons retardés procèdent quant à eux avec des demi-vies allant de 10^{-1} à 60 s. Tandis que les émissions de photons retardés par décroissance des produits de fission s'étendent au delà 10^{+4} s.

Données expérimentales de référence

Les évaluations concernant les émissions gamma par fission sont toutes basées sur des expériences de mesures réalisées dans les années 70. Ces mesures sont généralement effectuées à l'aide d'assemblages de scintillateurs cristallins pour ce qui est de la spectrométrie gamma. Les résultats de ces mesures nécessitent de sérieuses corrections pour tenir compte des efficacités intrinsèques des détecteurs. De plus, la disposition des détecteurs doit obéir à un assemblage astucieux qui permet de prendre en compte les nombreux phénomènes parasites d'émissions secondaires qui ont lieu via les processus de diffusions Compton ou de matérialisation. Les premières expériences ont permis d'observer une forte corrélation entre le spectre d'émission gamma mesuré et la répartition des masses de produits de fission. C'est pourquoi, des mesures de détection des produits de fission sont généralement réalisées en simultané par spectrométrie de masse. Des méthodes de temps de vol sont également utilisées pour discriminer le bruit neutronique mesuré. L'objet de cette section n'est pas de détailler davantage ces expériences de mesure mais simplement de mettre en évidence les difficultés expérimentales associées à ces mesures et le fait qu'il y ait de nombreux paramètres à prendre en compte. Toutefois, le lecteur intéressé pourra se reporter à l'excellente revue des phénomènes post-fission de Hoffmann [47].

Les résultats de ces mesures (que l'on retrouve dans les articles [48], [40] et [49]) sont reportés dans le tableau 3.2 pour le cas des isotopes les plus fréquemment rencontrés : U235 et Pu239. Nous constatons que la base de données expérimentales exploitable est relativement limitée : il n'y a en effet que trois mesures réalisées pour l'U235 et seulement deux pour le Pu239. Les difficultés expérimentales de ces mesures viennent entre autre du fait qu'il est difficile de s'affranchir du champ neutronique parasite qui accompagne la fission thermique de l'U235. Pour cette raison, les émissions gamma prompts consécutives à la fission spontanée du ^{252}Cf ont été généralement privilégiées dans les expériences menées jusqu'à nos jours pour l'étude des caractéristiques générales du phénomène de fission.

TAB. 3.2 – Données expérimentales de mesures des émissions gamma par fission

Isotope	Energie totale [MeV]	Multiplicité	Energie moyenne [MeV]	Référence
U235	6.43 ± 0.3	6.51 ± 0.3	0.99 ± 0.09	Pleasanton et al (1972)
	6.51 ± 0.4	6.69 ± 0.3	0.97 ± 0.05	Verbinski et al (1973)
	7.2 ± 0.3	7.45 ± 0.32	0.96 ± 0.05	Pelle and Maienschein (1971)
Pu239	6.73 ± 0.35	6.88 ± 0.35	0.98 ± 0.07	Pleasanton et al (1972)
	6.81 ± 0.3	7.23 ± 0.3	0.94 ± 0.05	Verbinski et al (1973)
Cf252	7.06 ± 0.35	8.32 ± 0.4	0.85 ± 0.06	Pleasanton et al (1972)
	6.84 ± 0.3	7.80 ± 0.3	0.88 ± 0.04	Verbinski et al (1973)

Nous constatons que les énergies gamma totales ainsi que les multiplicités d'émission (puisqu'elles sont corrélées) sont relativement différentes d'une mesure à l'autre. Toutefois, ces résultats de mesure s'accordent à peu près au vu des incertitudes expérimentales spécifiées.

Données présentes dans les évaluations

Les données de production gamma des isotopes U235 et Pu239 de la bibliothèque ENDF/B-VI proviennent intégralement de la bibliothèque ENDF/B-V. Aucune mise à jour n'a été effectuée pour ces données : cela vient du manque d'intérêt et de financement pour ce domaine de la physique nucléaire. Selon les informations présentes dans les en-têtes des fichiers d'évaluations, ces données ont été compilées par Hunter-Stewart (cf [50] et [51]). Selon les données présentes dans les évaluations, les émissions gamma par fission sont considérées comme isotropes faute de données expérimentales bien établies prouvant le contraire (cependant la répartition angulaire des photons peut être négligée dans un réacteur par l'hypothèse des milieux isotropes, cf §1.3.1). Aucune dépendance des gamma de fission vis à vis de l'énergie du neutron incident n'est mise en évidence dans les bibliothèques et cette hypothèse est une approximation puisque les multiplicités d'émission neutroniques par fission ont une dépendance avérée avec l'énergie du neutron incident (voir paragraphe 3.4.5) et que, par voie de conséquence sur le bilan énergétique de la réaction, il en va de même des gamma prompts émis. Les sections de production gamma ont été ajustées par rapport aux mesures de Drake (cf [52]) et doivent vérifier la contrainte de conservation de l'énergie suivante :

$$\int_0^{\infty} E_{\gamma} \cdot \sigma_{prod}(E_{\gamma}) dE_{\gamma} = E_{\gamma,f} \cdot \sigma_{n,f} + (E_0 - \overline{E_n}) \cdot \sigma_{n,n'} + (E_0 + E_b) \cdot \sigma_{n,\gamma} + (E_0 + Q_{2n} - 2\overline{E_n}) \cdot \sigma_{n,2n} \quad (3.48)$$

avec :

- E_{γ} l'énergie gamma,
- $\sigma_{prod}(E_{\gamma})$ la section efficace de production gamma intégrée en angle,
- $E_{\gamma,f}$ l'énergie gamma émise par les fragments de fission,
- $\sigma_{n,f}$ la section efficace de fission,
- E_0 l'énergie du neutron incident,
- $\overline{E_n}$ l'énergie cinétique moyenne du neutron diffusé inélastique,
- $\sigma_{n,n'}$ la section efficace de diffusion inélastique,
- E_b l'énergie de liaison d'un neutron de l'isotope fissile cible,
- $\sigma_{n,\gamma}$ la section efficace de capture radiative,
- Q_{2n} l'énergie de la réaction (n,2n),
- $\sigma_{n,2n}$ la section efficace d'émission de deux neutrons.

Selon les commentaires présents dans les en-têtes des fichiers d'évaluations, les données de fission de l'U235 présentes dans les bibliothèques B-VI ou JEF sont basées sur les mesures de Verbinski [40] et de Maienschein [49] ; tandis que celles présentes dans les bibliothèques JENDL ou BROND sont établies uniquement à partir des mesures de Verbinski-Sund [40]. Les spectres continus d'émissions gamma prompts de l'U235 des bibliothèques JENDL et B-VI sont tracés figure 3.5 et figure 3.6, ce qui permet de constater que les formes de spectre retenus par les deux évaluations sont sensiblement différentes. Aucune donnée de production gamma par fission du Pu239 ne sont présentes dans les bibliothèques JEF. Cependant des évaluations ont été proposées (cf [53]). Il est intéressant de consulter le fichier (MF1-MT458) des évaluations pour obtenir le bilan énergétique de la réaction de fission et les incertitudes associées. On s'intéresse en particulier aux

énergies cinétiques des gamma prompts et retardés émis par fission. Ainsi, l'incertitude associée à l'énergie totale des gamma prompts de fission de l'U235 est de l'ordre de 7.17% (1σ), tandis que l'incertitude associée à l'énergie des gamma retardés de fission reste inférieure au pourcent. Cela traduit bien la difficulté à mesurer les photons prompts par rapport aux retardés. Par ailleurs, en consultant les données plus spécifiques des spectres continus normalisés à un (MF15-MT18) et des multiplicités d'émissions (MF12-MT18), nous constatons, par une simple intégration sur l'ensemble du domaine énergétique des photons, que l'énergie gamma prompts totale émise par fission du Pu239 correspond à une valeur de 7.02 MeV qui n'est pas cohérente avec la valeur de 7.76 MeV (au vu des incertitudes : $\pm 2.83\%$ à 1σ) spécifiée dans le tableau 3.3 (MF1-MT458) ;

TAB. 3.3 – Données des évaluations de l'énergie libérée par fission

Quantité [MeV]	U235 (B-VI et JEFF3)	PU239 B-VI	PU239 JEFF3
Energie cinétique des fragments	169.12 \pm 0.29%	175.78 \pm 0.06%	175.78 \pm 0.23%
Energie cinétique neutrons prompts	4.79 \pm 1.46%	5.9 \pm 1.69%	6.06 \pm 1.65%
Energie cinétique neutrons retardés	0.0074 \pm 15%	0.0028 \pm 15%	0.00299 \pm 14.7%
Energie cinétique gamma prompts	6.97 \pm 7.17%	7.76 \pm 2.83%	6.75 \pm 6.96%
Energie cinétique gamma retardés	6.33 \pm 0.79%	5.17 \pm 1.16%	5.17 \pm 1.16%
Energie totale des beta retardés	6.5 \pm 0.77%	5.31 \pm 1.13%	5.31 \pm 1.13%
Energie emportée par les neutrinos	8.75 \pm 0.8%	7.14 \pm 1.26%	7.14 \pm 1.26%
Energie totale libérée par fission	202.47 \pm 0.06%	207.06 \pm 0.10%	206.21 \pm 0.57%
Energie totale moins les neutrinos	193.72 \pm 0.07%	199.92 \pm 0.11%	199.07 \pm 0.55%

elle est en revanche cohérente avec la valeur donnée par JEFF3, cependant les évaluations JEFF3 ne disposent d'aucune information sur les spectres et multiplicités d'émission. Ce même calcul d'intégration est effectué pour le cas de l'U235 et donne une valeur de 6.67 MeV qui est cohérente avec celle de 6.97 MeV ($\pm 7.17\%$ à 1σ).

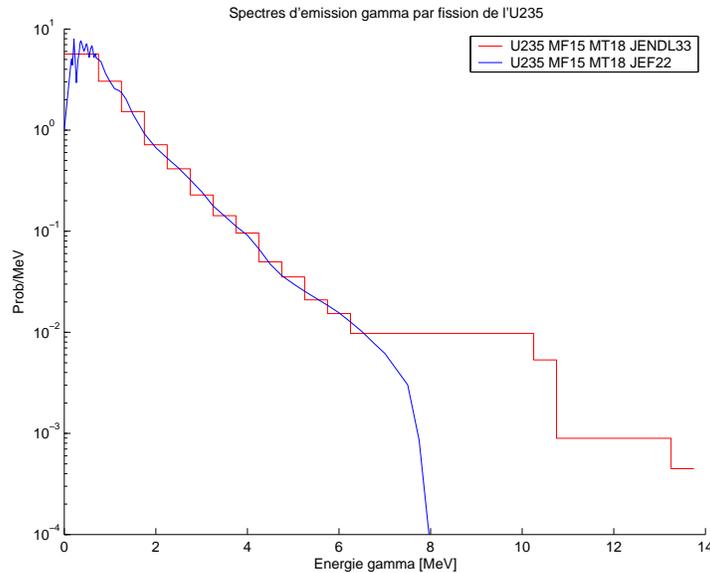


FIG. 3.5 – Comparaison des spectres d'émissions gamma par fission de l'U235 selon les bibliothèques JENDL33 et B-VI

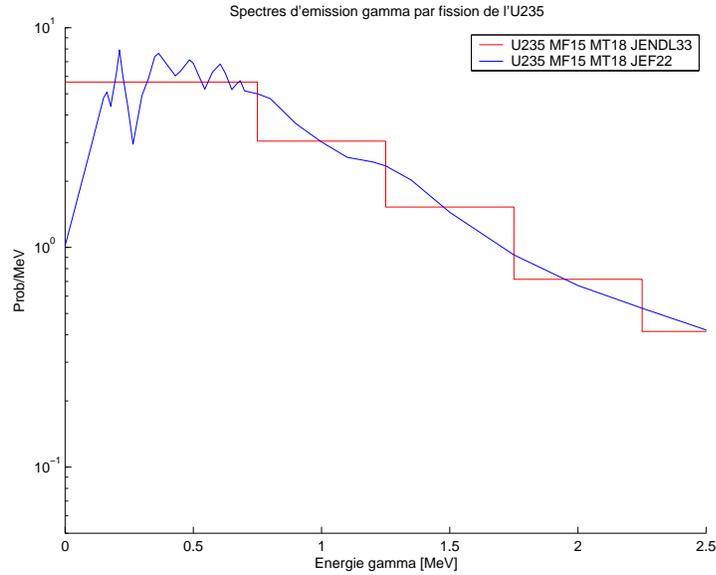


FIG. 3.6 – Zoom sur la comparaison des spectres d’émissions gamma par fission de l’U235 selon les bibliothèques JENDL33 et B-VI

Nous retenons que la modélisation des caractéristiques des sources de photons de fission souffre des lacunes et des incertitudes importantes associées aux données photoniques de base. Sachant que les photons de fission représentent la principale composante du flux photonique à l’intérieur du cœur d’un réacteur, la détermination des échauffements photoniques se trouve très pénalisée par propagation de ces incertitudes.

3.4.4 Emissions gamma par capture radiative

La réaction de capture radiative peut se produire avec des neutrons de toutes énergies mais elle est beaucoup plus probable aux basses énergies et en particulier à celles qui correspondent à de longues durées de vie du noyau composé. Cela résulte du fait que l’émission gamma est un phénomène très long dans la gamme des durées des processus nucléaires. D’autre part, pour qu’un nucléon soit éjecté du noyau composé, il faut qu’il acquiert une énergie supérieure à sa propre énergie de liaison dans le noyau. Cette condition est plus difficile à réaliser dans les noyaux lourds, où l’énergie du neutron absorbé se répartit par collision successives entre un plus grand nombre de nucléons si bien que la probabilité de desexcitation par émission gamma est plus élevée avec les noyaux lourds qu’avec les noyaux légers. Le retour du noyau composé à son état énergétique fondamental peut s’effectuer directement par émission d’un seul gamma (très énergétique), ou par passage par des niveaux d’excitations intermédiaires avec émission de nombreux photons gamma (cascades). Le spectre énergétique des gamma de capture radiative est en conséquence constitué d’un grand nombre de raies, d’énergies égales à toutes les différences possibles des énergies d’excitation du noyau composé. Aux énergies suffisamment éloignées d’une résonance, les sections efficaces de captures radiatives varient, sauf exception, en $1/v$ (avec v la vitesse du neutron incident), conformément à la relation de Breit et Wigner [54].

En pratique, les mesures de spectres d’émissions gamma par capture radiative effectuées sur

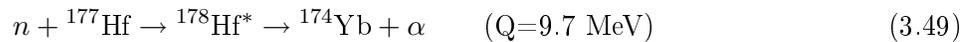
des isotopes non fissiles sont facilitées par le fait que l'on sait isoler la réaction de capture pour des neutrons incidents de faible énergie sans avoir de compétition qui intervient avec la réaction de fission. Bien souvent les spectres obtenus sont relativement précis puisqu'ils sont proposés sous forme de spectres de raies dans les évaluations. Comme le bilan énergétique Q de la réaction est déterminé avec précision, les spectres de raies mesurés peuvent être correctement normalisés, ce qui se traduit par une incertitude très faible sur l'énergie gamma totale émise par capture radiative sur les isotopes non fissiles. Une estimation d'incertitude de l'ordre de 1 à 2 % est donnée dans l'étude de A. Luthi [55]. Cependant nous avons déjà constaté que les évaluations peuvent connaître des lacunes au niveau des données d'émission photoniques (voir l'exemple du hafnium du paragraphe suivant). Dans ces cas, on ne parle plus d'incertitude mais d'absence de données relatives à un isotope avec les conséquences que l'on a vu sur la détermination locale des échauffements gamma.

Si l'on considère le cas des isotopes non fissiles pour lesquels nous disposons de données d'émission gamma par capture, l'incertitude principale vient du calcul du taux de réaction de capture. En effet, les sections efficaces de capture du Fe56 par exemple sont affectées d'incertitudes non négligeables et soupçonnées d'être à l'origine d'une sous-estimation de l'ordre de 10% du taux de réaction de capture.

Dans le cas des isotopes fissiles, la complexité des mesures n'autorise que des approximations basées sur des spectres d'émissions dits continus qui sont effectués parfois sur des isotopes non fissiles et ajustés à l'énergie de liaison de l'isotope fissile considéré. Les extrapolations et les normalisations permettant d'obtenir des données cohérentes au sein même d'une évaluation sont un processus d'ajustement complexe et doivent satisfaire notamment certaines contraintes de conservation de l'énergie telles que celles définies par l'équation de bilan (équation 3.48). Ces spectres d'émissions continus sont définis pour des plages assez larges d'énergies de neutrons incidents donc quasiment indépendants de l'énergie du neutron incident.

Exemple d'incohérence

Les limites cinématiques qui ont été définies dans les paragraphes précédents permettent de vérifier la bonne cohérence des données nucléaires au sein même d'une évaluation. Afin d'illustrer le problème, prenons l'exemple d'un calcul d'échauffement total dans les barres de contrôle de hafnium. Par définition, les barres de contrôle de hafnium présentent des taux de capture très importants dans le domaine épithermique principalement sur les isotopes ^{177}Hf (64%), ^{179}Hf (15%) et ^{178}Hf (14%). Du point de vue de la cinématique, plusieurs canaux de désexcitation du noyau composé sont possibles. Par exemple, dans le cas de ^{177}Hf :



L'énergie totale cédée dans le matériau correspond au bilan énergétique Q de la réaction de capture considérée, l'énergie cinétique du neutron incident peut en effet être négligée ainsi que les modes de désexcitation bêta. La distance de parcours des produits de la réaction dans le matériau est très faible pour les particules lourdes, de l'ordre de quelques dizaines de microns pour des particules alpha. Dans ce cas, on peut considérer qu'il y a dépôt local de l'énergie au site de l'interaction neutronique et on parle alors d'échauffement neutronique. Pour une réaction donnée, cet échauffement est alors simplement obtenu en pondérant Q par la probabilité de l'interaction p :

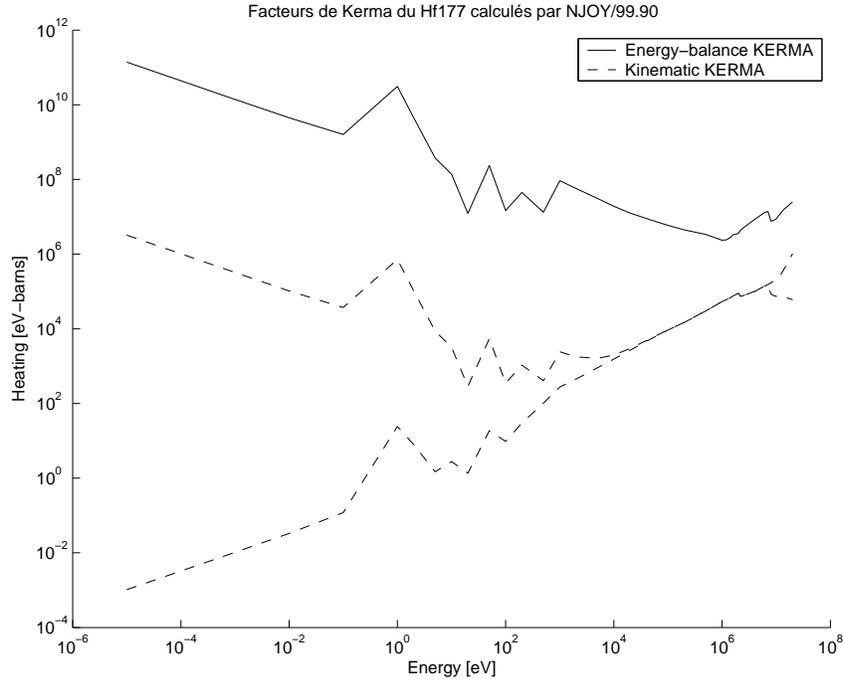
$$Ech_n = Q \cdot p \quad (3.51)$$

Les photons d'une énergie supérieure à 100 keV ont des distances de parcours non négligeables dans les matériaux, par exemple le libre parcours moyen de photons de 1 MeV dans le hafnium est de 1.1 cm. Ils ne déposent pas leur énergie localement, c'est pourquoi on parle alors d'échauffement photonique dont le calcul nécessite une procédure spécifique. Dans ce cas, l'énergie emportée par les photons E_γ doit être soustraite au bilan énergétique de la réaction et la contribution à l'échauffement neutronique est alors :

$$Ech_n = (Q - E_\gamma) \cdot p \quad (3.52)$$

Pour une réaction donnée, les valeurs du bilan énergétique Q sont bien connues car elles ne dépendent que de la différence des défauts de masse final et initial de la réaction. Par contre, les spectres d'émissions photoniques sont beaucoup moins connus. Si l'émission des photons est négligée ou n'est pas prise en compte dans la bibliothèque, alors leur énergie totale est comptabilisée dans l'échauffement neutronique. Si le libre parcours moyen des photons est faible par rapport aux dimensions de l'échantillon, l'échauffement total est correctement estimé mais si au contraire il y a une fuite non négligeable des photons hors du matériau l'échauffement total du matériau est surestimé et l'échauffement des matériaux périphériques sous estimée. La bibliothèque ENDF/B-VI ne prend pas en compte l'émission des photons de capture du hafnium, c'est pourquoi l'échauffement neutronique, et par voie de conséquence, l'échauffement total dans les barres de hafnium est largement surestimé par les calculs utilisant cette bibliothèque. Le facteur de kerma neutron du ^{177}Hf calculé par le code NJOY à partir de la bibliothèque ENDF/B-VI est tracé en fonction de l'énergie du neutron incident sur la figure 3.7. Nous constatons en effet sur cette figure que le facteur de kerma est largement surestimé puisqu'il est supérieur aux minimum et maximum définis par les limites cinématiques des réactions.

Par contre, la bibliothèque ENDL92 inclue l'émission de photons de capture d'une énergie moyenne de 1.8 MeV. En conséquence, il est recommandé d'utiliser cette bibliothèque pour des calculs d'échauffement total dans les barres de hafnium.


 FIG. 3.7 – Exemple d'incohérence : le cas de ^{177}Hf dans ENDF/B-VI

3.4.5 Etat de l'art des modèles théoriques et semi-empiriques

Les principaux besoins concernant l'amélioration des données de production gamma pour l'évaluation JEFF3 sont recueillis dans la référence [56]. Il nous a paru intéressant de relever encore dans la littérature quelques relations établies de façon semi-empirique qui participent à un effort de modélisation, éclairent les mécanismes du phénomène et permettent de comprendre ses paramètres fondamentaux.

L'une des premières méthode de modélisation empirique du spectre continu d'émission gamma est la technique du paramètre R par Howerton et al. [57] basée sur l'observation d'un spectre d'évaporation d'une forme simple :

$$\nu(E_\gamma) = \lambda \cdot E_\gamma^a \cdot e^{R \cdot E_\gamma} \quad (3.53)$$

avec a et R des paramètres à ajuster. Cette formule permet simplement d'exprimer sous forme mathématique une représentation du spectre, mais elle ne s'appuie pas sur des considérations théoriques si bien qu'elle n'a pas de valeur prédictive.

Nifenecker et al [58] ont démontré qu'il existe une relation linéaire entre l'énergie totale émise par gamma prompts de fission et le nombre de neutrons prompts ν_n , sur la base expérimentale des fissions du ^{252}Cf :

$$E_{\gamma,T}(\nu_n) = 0.75 \cdot \nu_n + 4.0 \quad (\text{MeV}) \quad (3.54)$$

A l'occasion d'une revue de l'état de l'art des connaissances sur les phénomènes "post-fision", Hoffman et al. (cf [47]) interprètent les résultats expérimentaux de Pleasonton et al. (cf [48]) et

mettent en évidence les variations linéaires de la multiplicité et de l'énergie totale des gamma de fission en fonction de la masse du noyau fissionnant. Ils obtiennent les relations empiriques suivantes :

$$\langle \nu_{\gamma,tot} \rangle = 0.112 \cdot A - 19.94 \quad (3.55)$$

$$\langle E_{\gamma,tot} \rangle = 0.028 \cdot A + 0.09 \quad (\text{MeV}) \quad (3.56)$$

Fréhaut (cf [53]) et Fort ont proposé un modèle dont l'idée principale est d'introduire un formalisme qui permet d'exprimer le spectre d'émission gamma par fission ($S(E_\gamma)$ comme étant le produit de la distribution des multiplicités gamma ($D(n)$ probabilité qu'une fission produise n photons) par la loi de probabilité de distribution en énergie de n photons ($P(n, E_\gamma)$) :

$$S(E_\gamma) = \sum_n D(n) \cdot P_n(E_\gamma) \quad (3.57)$$

Selon la "méthode de pondération" mise au point par Maier-Leibnitz (cf [59]), si la loi de probabilité d'émission d'un gamma est donné par :

$$P_1(E_\gamma) = \frac{e^{-\frac{E_\gamma}{\langle E_\gamma \rangle}}}{\langle E_\gamma \rangle} \quad (3.58)$$

on obtient la probabilité pour l'émission de n gamma :

$$P_n(E_\gamma) = \frac{E_\gamma^{n-1}}{\langle E_\gamma \rangle^{n-1} \cdot (n-1)!} \cdot P_1(E_\gamma) \quad (3.59)$$

Fréhaut effectue des mesures du spectre d'émission du ^{252}Cf . Puisque $D(n)$ est une loi statistique, il lisse les résultats expérimentaux selon la loi de Gauss (en premier lieu naturellement), puis selon la loi de Poisson (car $\text{Var}(D(n)) \approx \bar{n}$), c'est à dire :

$$D(n) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{n-\bar{n}}{\sigma}\right)^2} \quad (\text{loi de Gauss de paramètres } \bar{n} \text{ et } \sigma) \quad (3.60)$$

$$D(n) = \frac{\bar{n}^{-n}}{n!} \cdot e^{-\bar{n}} \quad (\text{loi de Poisson de paramètre } \bar{n}) \quad (3.61)$$

Les résultats qu'il obtient sont les suivants :

- Loi de Gauss : $\overline{E_\gamma} = 0.96$ MeV, $\overline{\nu_{\gamma,tot}} = 7.4$ et $\overline{E_{\gamma,tot}} = 7.104$ MeV
- Loi de Poisson : $\overline{E_\gamma} = 0.92$ MeV, $\overline{\nu_{\gamma,tot}} = 7.7$ et $\overline{E_{\gamma,tot}} = 7.08$ MeV

Les résultats obtenus s'accordent parfaitement avec d'autres résultats expérimentaux de Pleasonton et Verbinski (cf tableau 3.2). Les spectres proposés sont assez similaires à ceux obtenus par la technique du paramètre R (en forme de spectre d'évaporation). Ce modèle phénoménologique est utilisé dans l'évaluation JEF2.2 pour les émissions gamma par fission de l' $\text{U}238$. Récemment, Valentine (cf [60]) a effectué une approche similaire qui permet d'estimer le nombre moyen de gamma émis par fission.

La complexité du phénomène de fission des noyaux atomiques, notamment lors de la redistribution des masses et des charges des fragments de fission très excités, n'a pas pu jusqu'à ce

jour être décrite dans son ensemble par un seul et unique modèle théorique. Pourtant, les progrès accomplis en terme de performances des outils de simulations numériques ont permis une approche statistique de description des réactions nucléaires qui devient de plus en plus pertinente. Ainsi le modèle d'évaporation, qui s'appuie sur le formalisme de Hauser-Feshbach-Moldauer [61] [62] (utilisé dans la description statistique des réactions nucléaires), est employé pour l'analyse théorique des cascades de décroissance gamma des noyaux excités. L'ensemble des caractéristiques de désexcitation des fragments de fission (telles que les spectres d'émission de neutrons et de gamma, leurs multiplicités ou encore les rendements isomériques) pourraient être calculées avec succès à l'aide de ce modèle si seulement les indéterminations initiales concernant principalement la distribution des énergies d'excitation des fragments de fission ainsi que leurs moments angulaires étaient levées (il existe également d'autres difficultés d'indétermination liées aux caractéristiques des noyaux en excès de neutrons). Il ne nous appartient pas - dans le cadre de cette thèse - de détailler davantage ces modélisations statistiques : les références [63] et [64] peuvent être consultées pour approfondir le sujet.

Deuxième partie

Le futur réacteur de recherche Jules Horowitz (RJH)

Chapitre 4

Présentation du futur réacteur d'irradiation technologique RJH

Sommaire

4.1	Situation des réacteurs de recherche	58
4.2	Les spécificités du RJH	59
4.3	Les principales options de conception du RJH	60
4.3.1	Calendrier du projet	61
4.3.2	Vue d'ensemble du réacteur	62
4.3.3	Le cœur	62
4.3.4	Le réflecteur	66
4.3.5	L'assemblage combustible	68
4.3.6	Les barres de contrôle	70
4.3.7	Gestion des cycles	70
4.3.8	Les dispositifs expérimentaux	70
4.3.9	Performances générales	76

Compte tenu de l'importance de sa filière nucléaire, la France a le projet de développer sur le centre de Cadarache un réacteur de recherche de deuxième génération, consacré à l'étude des matériaux et combustibles sous irradiation, au service des utilisateurs européens. Il s'agit du projet de Réacteur Jules Horowitz (RJH). Ce chapitre présente brièvement la situation des réacteurs de recherche en Europe et les objectifs du projet RJH. Les performances ambitieuses attendues pour ce nouveau réacteur sont présentées ici essentiellement sous l'angle de la neutronique, avec une description des principales options de conception retenues à ce jour et qui concernent le cœur, le réflecteur, les assemblages combustibles et les dispositifs expérimentaux.

4.1 Situation des réacteurs de recherche

Les réacteurs expérimentaux sont des outils indispensables au développement et à l'évolution de l'énergie nucléaire (compréhension des phénomènes, validation des solutions, essais aux limites ...). De plus ils jouent un rôle clé dans la recherche fondamentale concernant l'étude de l'organisation de la matière. Enfin, les irradiations permettent la production d'isotopes pour des applications médicales et industrielles. Il existe six grandes familles de réacteurs de recherche :

- **Les maquettes critiques** (EOLE, MINERVE, MASURCA, ISIS, AZUR, ...) sont conçues pour répondre aux besoins de qualification des calculs neutroniques et de physique des cœurs. Ce sont des réacteurs de faible puissance (inférieures à 5 kW pour des flux neutroniques de l'ordre de $10^9 \text{ neutrons.cm}^{-2}$).
- **Les réacteurs d'irradiation technologique** sont utilisés pour l'étude de la tenue sous irradiation des combustibles et des matériaux. Ils se caractérisent par des flux neutroniques et des puissances importantes (de 25 à 100 MW, pour des flux de quelques $10^{14} \text{ n.cm}^{-2}$). Les échantillons de matériaux à irradier sont introduits dans des dispositifs expérimentaux dotés d'une instrumentation très poussée (mesures de température, de pression, de gonflement des échantillons). Le réacteur OSIRIS à Saclay est le réacteur actuel d'irradiation technologique du CEA : doté d'une puissance de 70 MW, il permet de réaliser 8 à 12 expériences d'irradiation par cycle de fonctionnement. Ces réacteurs sont également utilisés pour la production de radio-éléments à usage médical ou industriel.
- **Les réacteurs dédiés aux études de sûreté** et situations accidentelles tels que CABRI et PHEBUS à Cadarache. PHEBUS sert à la réalisation de programmes d'essais d'accidents graves avec fusion de combustibles et CABRI permet de réaliser des essais pour déterminer les limites de tenue des combustibles en cas d'accident de réactivité. Ce sont des réacteurs capables de puissances localement très élevées pendant des durées très courtes et qui mettent en œuvre des dispositifs de mesure très performants vis à vis des phénomènes rapides.
- **Les réacteurs de démonstration** (ou réacteurs prototypes) pour vérifier et analyser à une échelle représentative de la solution industrielle, la validité et les possibilités du réacteur. (EL4, RAPSODIE, PAT, RNG)
- **Les réacteurs d'enseignement et de formation** sont des réacteurs ne nécessitant pas de puissance notable, ils sont faciles d'accès, souples et simples d'utilisation. (ULYSSE et ISIS à Saclay, AZUR à Cadarache).
- **Les réacteurs "à faisceaux de neutrons"**, utilisés pour la recherche fondamentale (ORPHEE à Saclay et RHF à Grenoble), permettent de caractériser les structures de la matière condensée. Les neutrons ont des propriétés de pénétration et d'interaction permettant d'explorer la matière à l'échelle du noyau, de l'atome, de la molécule. Ces propriétés sont utilisées dans les études de physique du solide, le magnétisme, les structures cristal-

lines, la physico-chimie ou la biochimie.

TAB. 4.1 – Situation des réacteurs d’irradiation technologique en Europe

Europe	Réacteur	1ière divergence	Puissance (MW)
Norvège	Halden	1960	19
Suède	R2	1960	50
Hollande	HFR	1961	45
Belgique	BR2	1963	60
France	OSIRIS	1966	70

Pour répondre aux enjeux scientifiques et technologiques des réacteurs nucléaires de deuxième, troisième et quatrième génération, il faut concevoir des matériaux et des combustibles plus performants, plus résistants et produisant moins de déchets. Les études qui permettent d’analyser les phénomènes physico-chimiques responsables de l’évolution des matériaux et des combustibles sont de plus en plus complexes. En Europe, les réacteurs de recherche nécessaires à ce type d’étude, parmi lesquels le réacteur OSIRIS du CEA Saclay, datent des années 60 (voir tableau 4.1). La plupart d’entre eux seront progressivement arrêtés à partir de la prochaine décennie. Aussi, la disponibilité d’un outil de recherche moderne, permettant de maintenir un haut niveau d’expertise en France et en Europe, apparaît comme un besoin croissant dans le domaine de l’énergie nucléaire [65]. Le projet RJH répond à cet enjeu scientifique et technologique pour :

- L’amélioration de la compétitivité et de la durée de vie des centrales nucléaires en fonctionnement (longévité) ;
- Le développement des combustibles qui accompagnera l’évolution des réacteurs de troisième génération (performances) ;
- Le développement de nouveaux matériaux et combustibles pour les réacteurs de quatrième génération (meilleure utilisation des ressources naturelles d’uranium et réduction du volume des déchets) ;
- Tests des échantillons en situation incidentelle et accidentelle ;
- La production en Europe de radio-éléments pour les applications médicales à des fins de diagnostic et de thérapie.

4.2 Les spécificités du RJH

Le RJH s’inscrit dans une nouvelle génération de réacteurs d’expérimentations qui offre des performances accrues tout en apportant une grande flexibilité d’utilisation et en maintenant un haut degré de sûreté. En effet, la volonté de couvrir les besoins des différentes filières actuelles et à venir exige de disposer de performances neutroniques nettement plus élevées que la génération précédente tant pour les flux thermiques que pour les flux rapides. Le RJH est conçu pour apporter également une amélioration significative concernant la qualité des expérimentations. Les besoins exprimés se regroupent autour de deux axes principaux :

- Maîtriser avec précision les conditions d’essais : ceci nécessite par exemple, de prendre en compte l’effet de l’échauffement gamma sur les expériences, échauffement d’autant plus important que les flux de neutrons sont élevés dans le cœur du RJH. Une réduction des effets de l’échauffement gamma peut être atteinte soit par la mise en œuvre d’écrans gamma

entre la source de rayonnement et les expériences (en particulier en réflecteur), soit en intervenant sur la conception des dispositifs (par exemple, homogénéisation des températures des échantillons en cœur par mise en circulation du caloporteur du dispositif). Il nécessite également un effort important sur l'instrumentation. Tout ceci se traduit par la conception d'une nouvelle génération de dispositifs expérimentaux.

- Elargir la gamme de services expérimentaux sur l'installation. Cet objectif a conduit à doter le RJH d'un ensemble de moyens expérimentaux intégrés, en particulier : un laboratoire de mesure en ligne des produits de fission, un laboratoire de dosimétrie ainsi que des postes d'examen non destructifs des matériaux et combustibles directement reliés aux cellules chaudes de l'installation. Il a par ailleurs été décidé de développer sur le RJH une cellule chaude dédiée à l'exploitation d'expériences orientées sûreté, capable de traiter des échantillons et des dispositifs contaminés par des émetteurs alpha.

La conception du RJH obéit également à des exigences de flexibilité qui se traduisent par :

- une attention particulière dans le dimensionnement des composants difficilement remplaçables pour s'assurer qu'ils peuvent faire face à des configurations différentes d'utilisation ;
- des dispositions constructives permettant le remplacement de certaines parties de l'installation (c'est ainsi que l'ensemble du bloc pile situé dans la piscine réacteur est conçu démontable et interchangeable).

Enfin, à la différence des réacteurs construits dans les années 60, la démarche de conception du RJH obéit à une méthodologie d'analyse des critères de sûreté sévère basée sur un référentiel technique de construction, de matériaux, qui tire les bénéfices d'une expérience de plusieurs dizaines d'années.

4.3 Les principales options de conception du RJH

La conception s'est appuyée :

- sur un Cahier des Charges Fonctionnel [15] et un état initial [66] issus des études antérieures et déclinés par un Cahier des Charges Fonctionnel "cœur" [67] et des Spécifications Techniques des Besoins [68] [69] ;
- sur un processus itératif entre le concepteur et le client, avec, entre autres, un suivi des performances clés ;
- sur des choix communs maîtrise d'œuvre - maîtrise d'ouvrage pour les principales options ;
- sur le souci partagé d'avoir un objet respectant les objectifs et les contraintes mais ouvert.

Les critères d'appréciation permettant de justifier les choix de conception sont basés prioritairement sur des considérations relevant de la sûreté en cohérence avec les neuf performances clés de l'installation qui sont :

1. Niveau de flux dans la configuration de référence et "gamme de flux" propre à chaque configuration,
2. Capacité expérimentale propre à chaque configuration,
3. Capacité de la conception de l'interface réacteur/dispositifs à permettre l'accueil, dans des conditions de sûreté satisfaisantes, du domaine expérimental visé pour le RJH,
4. Disponibilité du réacteur supérieure à 275 jours/an,

5. Coût d'exploitation du réacteur et des dispositifs,
6. Maîtrise des échauffements gamma au niveau des échantillons,
7. Conception de deux emplacements peu perturbés neutroniquement pendant le cycle,
8. Aptitude à réaliser pendant les inter-cycles les chargements/déchargements des expériences, les essais non destructifs, les passages en cellules pour les besoins des expérimentateurs,
9. Démontabilité (et/ou) inspectabilité de tous les composants constituant les trois barrières en vue de la vérification de leur intégrité².

4.3.1 Calendrier du projet

Le projet s'articule suivant différentes phases : une phase de faisabilité (<2001), une phase de définition (2003-2005), une phase de développement (2006-2007) et une phase de réalisation (construction et tests : 2008-2013). Les phases de définition et de développement sont confiées au Maître d'œuvre constitué par un groupement AREVA-TA/AREVA-NP/EDF en équipe intégrée, tandis que la maîtrise d'ouvrage revient au CEA qui aura également le rôle d'exploitant. La fin des études de définition est marquée par la rédaction et la soumission d'un Rapport Préliminaire de Sécurité confié aux autorités de sûreté pour l'obtention d'un permis de construire (prévu pour Mars 2007). Par ailleurs, comme le montre le diagramme de la figure 4.1, le projet est soumis à des enquêtes et des concertations pour un débat public.

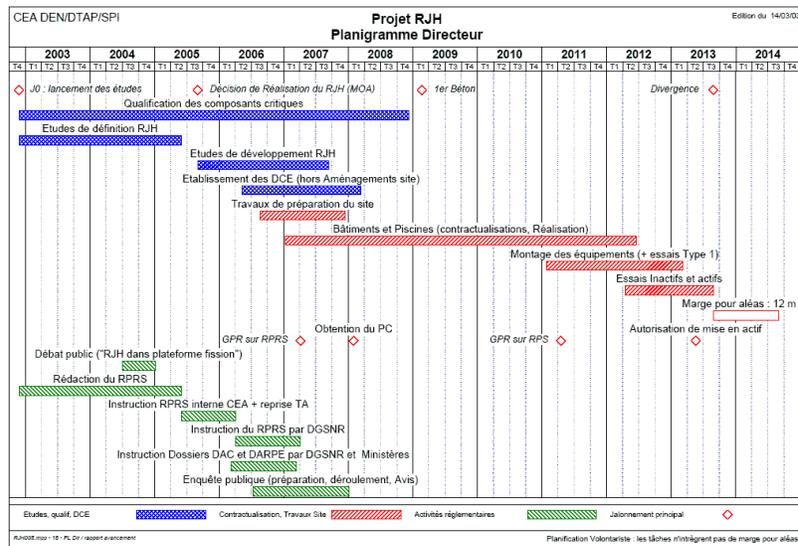


FIG. 4.1 – Diagramme de Gant du projet RJH

²Les performances 8 et 9 ne concernent pas directement le cœur du réacteur.

4.3.2 Vue d'ensemble du réacteur

L'installation comprendra deux bâtiments principaux accolés (voir figure 4.2) :

- le bâtiment réacteur abritera le réacteur nucléaire, les équipements nécessaires à son exploitation et ceux utilisés pour suivre les expérimentations,
- le bâtiment des annexes comportera des cellules pour la préparation, le conditionnement et l'examen des échantillons expérimentaux et trois piscines d'entreposage.

Un canal permettra de transférer sous eau les dispositifs expérimentaux entre le bâtiment réacteur et le bâtiment des annexes.

Trois circuits d'eau, indépendants les uns des autres, participeront au refroidissement du réacteur :

- le circuit primaire (cœur - dispositifs expérimentaux - réflecteur) refroidira le cœur du réacteur par circulation d'eau sous pression (circuit fermé à l'intérieur du bâtiment réacteur),
- le circuit secondaire, isolé du circuit primaire, refroidira le circuit primaire grâce à des échangeurs de chaleur placés entre les deux circuits dans le bâtiment réacteur,
- le circuit externe refroidira le circuit d'eau secondaire à travers d'autres échangeurs de chaleur placés dans le bâtiment des réfrigérants. Ce circuit sera alimenté via une canalisation acheminant l'eau provenant du canal de provenance.

La température de l'eau sera de l'ordre de 30°C à l'entrée du cœur et restera inférieure à 60°C à la sortie.

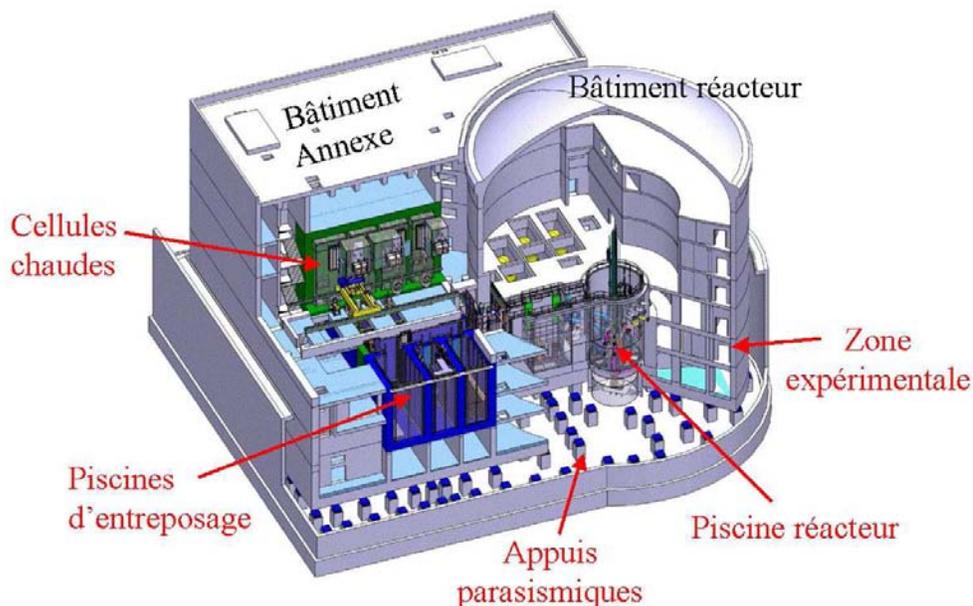


FIG. 4.2 – Vue d'ensemble du réacteur RJH

4.3.3 Le cœur

Pour l'irradiation des dispositifs expérimentaux, deux configurations de cœur et de réflecteur sont étudiées :

- une configuration d'exploitation dite "de référence" (cf figures 4.3 et 4.4) capable des plus hautes performances en terme de flux neutronique en cœur et en réflecteur,
- une configuration d'exploitation dite "large" (cf figure 4.5) capable d'irradier un nombre plus important d'échantillons et comportant deux gros dispositifs fixes en cœur.

La géométrie de référence est constituée d'un cœur et d'un caisson de forme cylindrique permettant les performances nominales. Un caisson cylindrique résiste mieux à la pression, son épaisseur est moindre et les performances de flux en réflecteur sont donc meilleures. Un casier en aluminium est construit indépendamment du caisson pour une meilleure flexibilité d'utilisation (à moindre coût, l'exploitant peut changer le casier afin de l'adapter à d'autres configurations de la charge expérimentale). Concernant la nature du matériau, le choix de l'aluminium est motivé pour son faible impact neutronique (comparé au béryllium) et son faible coût de fabrication (comparé au zirconium). Le casier comporte 37 alvéoles dont 34 au moins sont occupées par des éléments combustibles. La géométrie large comporte un casier de 49 alvéoles permettant d'accueillir en cœur deux boucles d'un diamètre plus important (emplacements couvrant trois alvéoles). La puissance nucléaire maximale déposée à l'intérieur du caisson a été fixée à 100 MW pour l'ensemble des configurations et des combustibles étudiées.

Le flux rapide élevé visé au niveau des dispositifs en cœur (flux perturbé de $5.10^{14} \text{ n./cm}^2/\text{s}$) requiert une forte puissance volumique (environ 460 kW/l). Cette forte puissance volumique impose de minimiser la masse de modérateur présente. Pour minimiser la masse de modérateur sans diminuer excessivement la masse de caloporteur, le choix logique est de ne pas utiliser d'autre modérateurs que l'eau. Compte tenu de la forte vitesse de l'eau en cœur (environ 15 m/s dans le combustible), nécessaire pour l'évacuation de la puissance, un dessin d'élément combustible cylindrique a été retenu afin d'optimiser l'utilisation de l'eau sous flux.

La disposition des assemblages selon une configuration irrégulière permet d'optimiser le flux rapide au niveau des dispositifs placés en réflecteurs et la forme du cœur choisie proche de l'orthocylindre permet de minimiser les fuites neutroniques et de rallonger la durée de cycle pour obtenir une disponibilité opérationnelle minimale de 25 JEPP (Jours Equivalents à Pleine Puissance). Pour respecter l'objectif de consommation réduite d'éléments, une gestion par fractionnement est recherchée (voir §4.3.7).

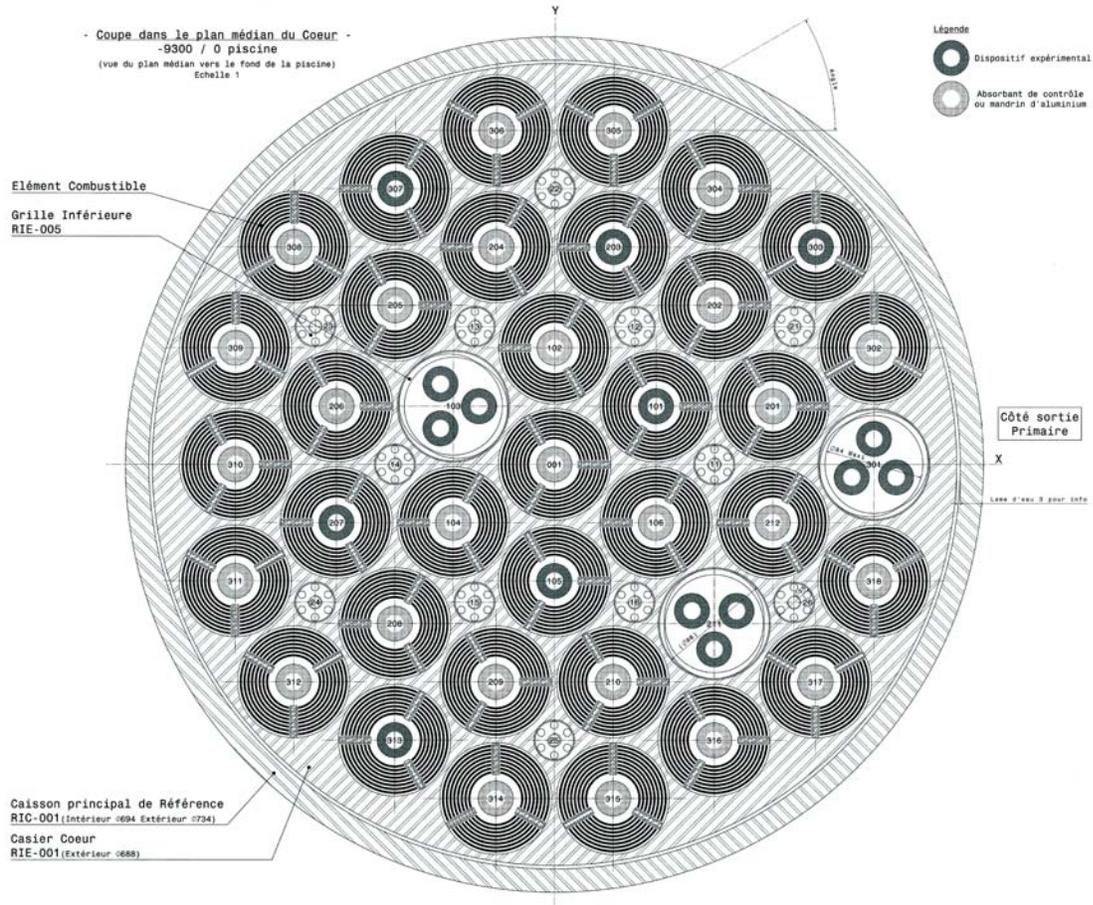


FIG. 4.3 – Plan technique d'une coupe radiale de la zone combustible du cœur R.JH "de référence"

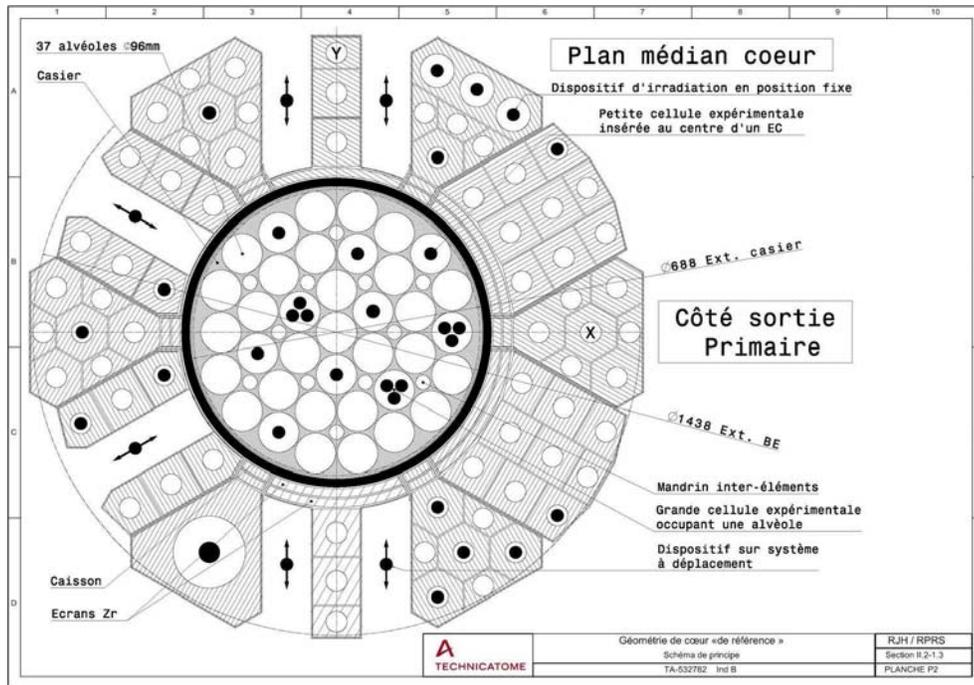


FIG. 4.4 – Plan technique d'une coupe radiale du coeur RJH "de référence"

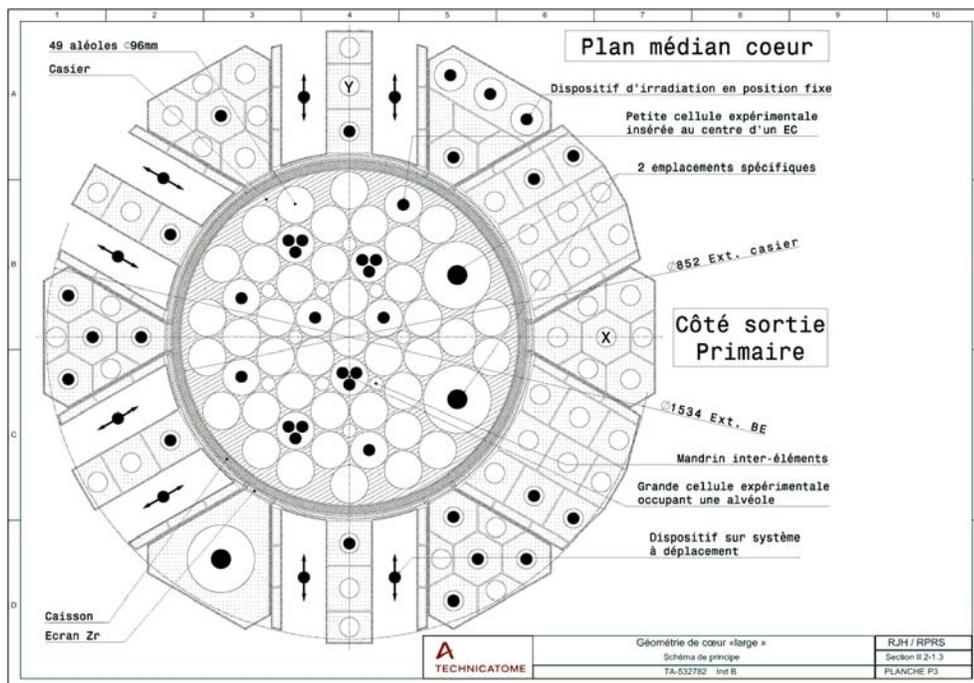


FIG. 4.5 – Plan technique d'une coupe radiale du coeur RJH type "configuration large"

4.3.4 Le réflecteur

Du fait de ses hautes performances, la conception du cœur a été orientée vers un ensemble fortement hétérogène constitué, d'une part, d'un cœur où le volume d'eau est minimisé pour obtenir des flux rapides élevés, et d'autre part, d'un réflecteur béryllium qui permet de retrouver une économie de neutrons intéressante. Le réflecteur, constitué de blocs de béryllium (cf figure 4.6), est modulaire et facilement reconfigurable par réarrangement des blocs dans la piscine réacteur. Les blocs sont conçus pour permettre l'accueil et la réfrigération par lames d'eau de dispositifs de tailles variables (emplacements expérimentaux fixes). Par ailleurs, le réflecteur est aménagé pour permettre l'accueil de systèmes à déplacement ; ceux-ci permettent, à puissance constante du cœur, de réaliser des variations contrôlées de puissance sur des dispositifs, par déplacement radial par rapport au cœur.

Après une revue des différents matériaux possibles (eau légère, eau lourde, béryllium, graphite), le béryllium a été choisi pour les raisons suivantes :

- la nécessité d'un réflecteur facilement reconfigurable pour accueillir des chargements expérimentaux très divers élimine la possibilité d'utiliser l'eau lourde car elle nécessite une enveloppe solide ;
- la bonne tenue sous flux requise du point de vue sûreté n'est plus assurée pour le cas du graphite (effet Wigner³) ;
- l'obtention d'un flux rapide élevé en réflecteur dans un volume suffisant aux besoins expérimentaux exclue l'utilisation de l'eau légère ;
- la contrainte de minimisation des fuites neutroniques radiales (pour l'économie de combustible) n'est pas satisfaite avec l'utilisation de l'eau légère.

L'intense rayonnement gamma produit dans le cœur est atténué à l'interface cœur-réflecteur par des écrans de protection en zircaloy (2 fois 2 cm d'épaisseur), démontables, entourant presque totalement le cœur. Cela permet de limiter l'échauffement nucléaire au niveau de certains dispositifs en réflecteurs à des valeurs inférieures à $2 W/g$.

³L'énergie emmagasinée au sein des structures cristallines du graphite (correspondant aux dommages provoqués par les flux neutroniques) se trouve brutalement libérée à la suite d'un réarrangement atomique (consécutif à une élévation de l'agitation thermique des atomes par exemple), ce qui provoque une brusque et importante élévation de la température du graphite. Ce phénomène est appelé "effet Wigner", du nom du physicien qui l'a découvert.

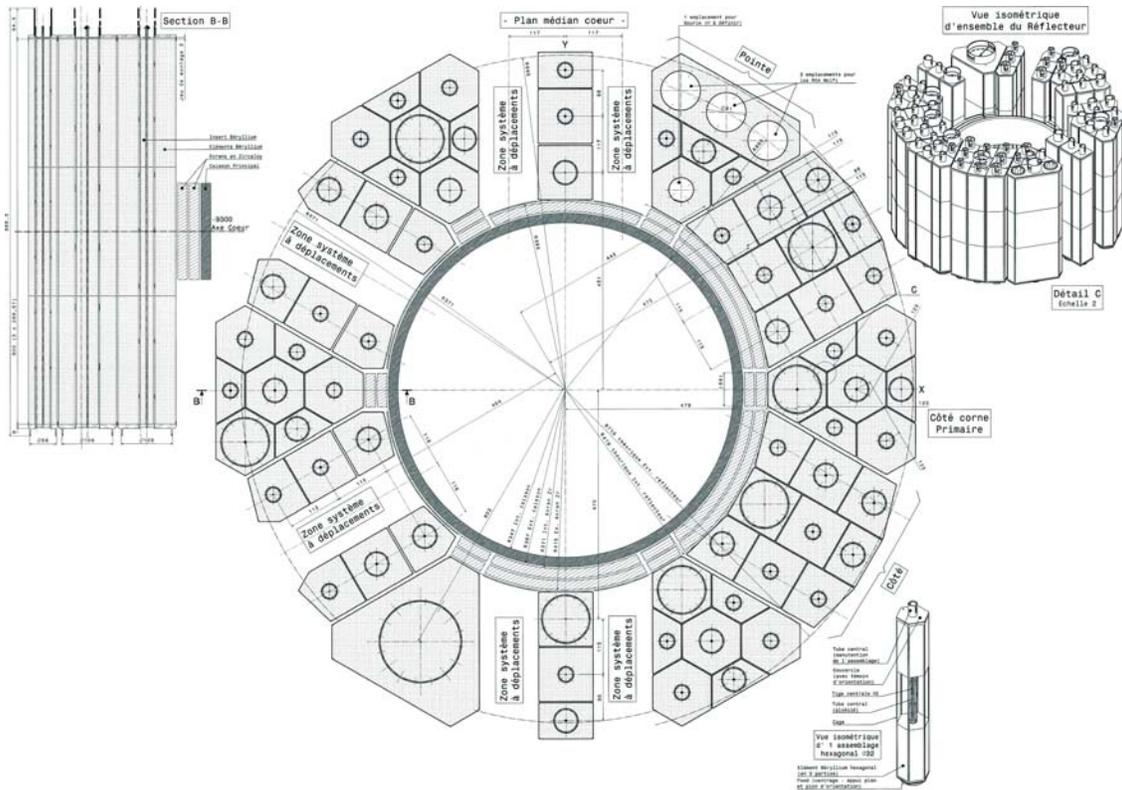


FIG. 4.6 – Plan technique d’une coupe radiale du réflecteur RJH

4.3.5 L'assemblage combustible

Il a été retenu comme objectif de dimensionner le cœur pour permettre, à terme, un fonctionnement avec un combustible faiblement enrichi (19.75% pour satisfaire aux contraintes internationales de non-prolifération [70]) et très fortement chargé en uranium (8 g.cm^{-3}). Le combustible retenu à cette fin est de type UMo (uranium-molybdène), actuellement en cours de développement. Les délais de développement de ce combustible ne permettent pas d'en disposer à la divergence de l'installation. Un combustible de repli U3Si2 (siliciure), à 4.8 gU/cm^3 est qualifié par ailleurs et retenu pour le démarrage. Le niveau d'enrichissement de ce combustible a été calé à 27% de manière à assurer une équivalence de longueur de cycle avec le combustible UMo.

Les plaques combustibles sont obtenues par colaminage de la matrice aluminium contenant les grains d'UMo ou d' U3Si2 combustible et des gaines en aluminium. Le cintrage permet d'obtenir des plaques ayant la courbure voulue. Ces plaques, au nombre de huit, sont ensuite fixées sur trois raidisseurs qui définissent l'élément combustible cylindrique (cf figure 4.7). Cette géométrie a été retenue principalement pour les considérations suivantes :

- au niveau de la thermomécanique de l'élément combustible : les plaques cintrées ont une bonne résistance sous vitesse d'écoulement de l'eau élevée et la tenue mécanique de l'ensemble est bonne ;
- au niveau de la thermohydraulique sûreté : la dilatation des plaques sous flux (dilatation thermique ou gonflement sous irradiation) est connue et conserve la forme de l'élément ;
- au niveau fabrication : le futur fabricant a un grand retour d'expérience sur ce type de géométrie (c'est, entre autres, la géométrie des éléments de BR2).

Chaque élément peut recevoir en son centre soit un dispositif expérimental - entourée d'un tube aluminium permettant de découpler l'écoulement entre la plaque combustible interne et les composants présents au centre de l'élément - soit un absorbant de contrôle, soit un mandrin aluminium (Diamètre externe : 32 mm). Il est par ailleurs possible de retirer un élément d'une alvéole du cœur pour y aménager un emplacement expérimental (Diamètre externe : 92 mm).

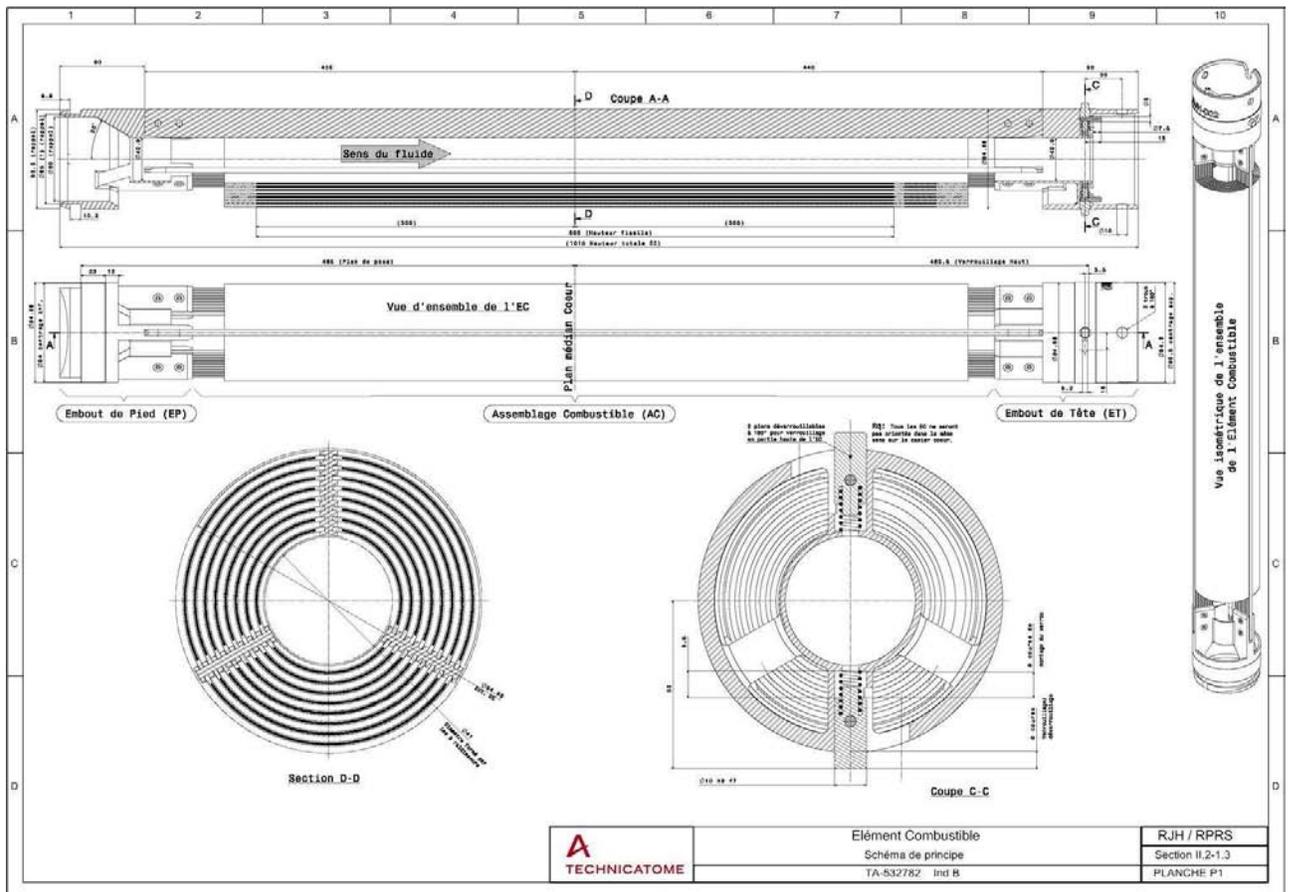


FIG. 4.7 – Schéma technique de l'assemblage RJH

4.3.6 Les barres de contrôle

Le contrôle de la réactivité du cœur (réactivité totale d'environ 22000 pcm) est assuré par trois systèmes :

- un système de pilotage de la puissance du réacteur constitué de 3 mécanismes de barres,
- un système d'arrêt d'urgence comportant 3 mécanismes de barres mis en position haute avant la divergence et dimensionnés pour l'arrêt rapide du réacteur (chute en 0.5 secondes),
- un système de compensation de la réactivité (21 mécanismes de barre), pour maîtriser les évolutions lentes et la forme de la nappe de flux en cœur.

Cela fait un total de 27 éléments pour la configuration de référence. Le système de pilotage est utilisable comme deuxième système d'arrêt de la réactivité en plus du système d'arrêt d'urgence. Le système de compensation est utilisé pour le maintien à long terme de la sous-criticité après arrêt du réacteur. Le nombre d'absorbants de compensation a été défini pour permettre une flexibilité maximale des chargements de cœur. Les différents types d'absorbants sont implantés dans la zone cœur, au centre des éléments combustibles ou au niveau des emplacements inter-éléments. La solution de référence pour ces barres de contrôle consiste à utiliser deux cylindres hafniés concentriques avec un noyau en aluminium. Le choix d'implantation des absorbants au centre des éléments combustibles est préférable car il permet de limiter les perturbations de flux induites sur les emplacements expérimentaux environnants en cœur. Les douze emplacements inter-assemblage qui apparaissent au niveau de la géométrie de référence peuvent alors être utilisés pour insérer de petits dispositifs ou de l'instrumentation ; ils ouvrent également des possibilités d'ajustement concernant le contrôle de la réactivité et la stabilité des performances du cœur, en particulier dans le cas de certaines charges expérimentales qui peuvent perturber l'efficacité des absorbants hafniés : dans ce cas, on envisage l'utilisation de poisons consommables (sous forme de mandrins aluminium ayant une couche mince de Gadolinium ou de Cadmium insérés dans ces emplacements), pour compenser l'excès de réactivité initial du cœur neuf, modifier la côte critique d'insertion des barres et déplacer ou minimiser les points chauds des facteurs de puissance dans le cœur.

4.3.7 Gestion des cycles

La gestion du rechargement des éléments combustibles est effectuée par fractionnement (par tiers pour la configuration de référence et par cinquième pour la configuration large) avec un plan de chargement optimal (voir figure 4.8) permettant de minimiser les points chauds des facteurs de puissance. Les performances atteintes en termes de durée de cycle (JEPP pour 100 MW) pour les différents cœurs étudiés sont résumées dans le tableau 4.2. Comme le montre ce tableau, la demande de la maîtrise d'ouvrage d'avoir la même performance en terme de durée de cycle quelque soit le type de combustible employé dans la configuration de référence (U-Mo ou U3-Si2), est entièrement satisfaite. Remarquons cependant que les pentes de perte en réactivité diffèrent notablement : -181 pcm/JEPP pour l'U-Mo contre -228 pcm/JEPP pour l'U3-Si2. Cela s'explique par le fait que le Si absorbe moins de neutrons que le Mo et que l'ajustement de la durée de cycle a été fait en mettant moins d'U235 au niveau du cœur U3Si2, d'où une pente d'usure plus prononcée.

4.3.8 Les dispositifs expérimentaux

Le RJH présente des potentialités nouvelles qui nécessitent, pour être pleinement exploitées, la conception de dispositifs expérimentaux spécialement aménagés - destinés à réaliser des irradiations de matériaux et de combustibles - sachant répondre aux besoins liés au soutien du parc

TAB. 4.2 – Performance des durée de cycle des cœurs

type de cœur	Fractionnement	Durée de cycle (JEPP 100MW)
Cœur U-Mo type configuration de référence	par tiers	31.5
Cœur U-Mo type configuration large	par cinquième	29
Cœur U3-Si2 type configuration de référence	par tiers	31.5

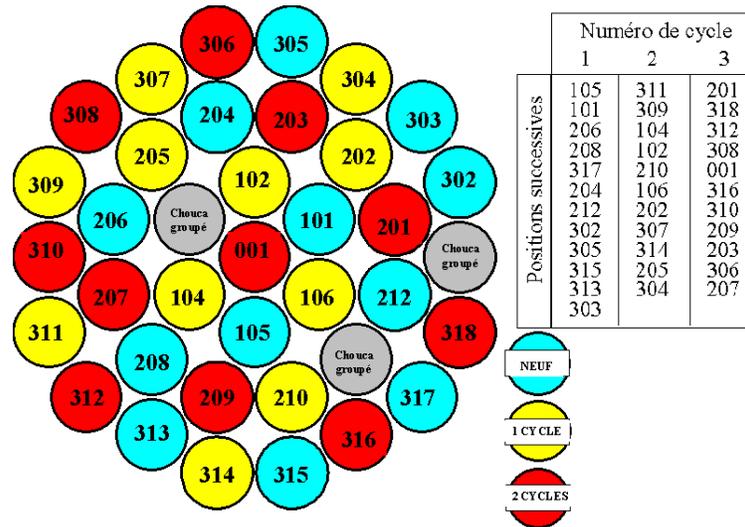


FIG. 4.8 – Plan de chargement-déchargement du cœur type configuration de référence en fractionnement par tiers

nucléaire actuel et au développement des nouvelles filières de réacteurs du futur. Même s'il est impensable de disposer, en phase de conception, de toutes les caractéristiques possibles de tous les dispositifs envisageables pour le RJH, il est important de bien identifier les différentes familles de dispositifs envisageables et leurs flexibilités sachant que les besoins évolueront au cours de la vie du réacteur. Pour mettre en évidence les qualités et les possibilités du RJH dès sa conception, il est essentiel d'étudier et de proposer quelques dispositifs bien ciblés. La conception du cœur s'est faite en intégrant des dispositifs types et en examinant la réponse du cœur à d'autres dispositifs. Nous allons présenter des dispositifs de référence qui sont d'ors et déjà pris en compte au niveau des études de développement, puis quelques dispositifs innovants qui sont encore en phase d'étude de faisabilité.

Aperçu de quelques dispositifs standards

Le dispositif chouca isolé (voir figure 4.9). Ce dispositif s'insère au centre d'un assemblage combustible standard et permet d'irradier des échantillons de matériaux. Le dispositif Chouca est une capsule comprenant une double enveloppe constituée d'une barrière thermique, de six éléments chauffants régulés en température et d'un porte échantillons adapté pour chaque charge expérimentale. La barrière thermique est constitué d'un milieu NaK permettant d'avoir une bonne homogénéisation des températures tout en s'activant peu sous flux et en étant liquide

aux températures normales de fonctionnement. La température des échantillons est régulée entre 250°C et 400°C par les fours. Les Choucas isolés sont placés au centre du cœur (au sein du réseau d'assemblages combustibles) et peuvent ainsi bénéficier d'une importante exposition au flux de neutrons rapides, ce qui est particulièrement utile pour l'étude des phénomènes de dommages sous irradiation des aciers.

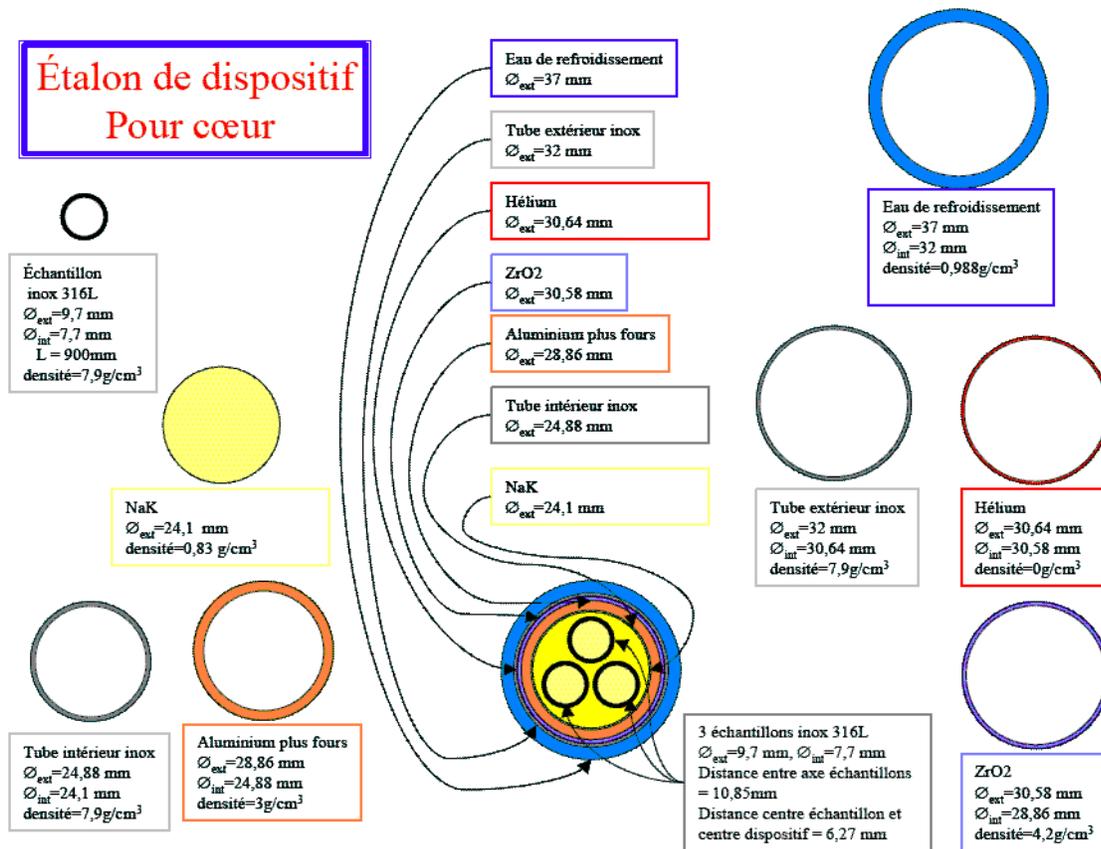


FIG. 4.9 – Dispositif étalon type "CHOUCA isolé"

Le dispositif chouca groupé. Ce dispositif est constitué d'un groupement de trois chouca isolés qui occupent une alvéole du casier à la place d'un assemblage standard. Un écran de Zircaloy a été recommandé pour ce dispositif afin de minimiser les échauffements gamma au niveau des trois échantillons irradiés tout en conservant les performances de flux rapide souhaitées.

Le dispositif griffon (voir figure 4.10). Ce dispositif est destiné à l'irradiation de crayons combustibles dans les conditions les plus proches de celles rencontrées dans les REP (Réacteurs à Eau Pressurisés). Il est implanté en réflecteur et peut accueillir différents types de crayons (neufs ou pré-irradiés, UO₂, MOX, instrumentés ou non). Les mesures effectuées permettront de caractériser les crayons combustibles étudiés ; par exemple du point de vue de la température en fonction du taux de combustion, de la déformation de la gaine pendant l'interaction pastille-gaine, du gonflement gazeux, ou de la corrosion des gaines... Ce dispositif est de type bouilleur et l'évacuation de la puissance générée par le crayon est assurée par convection naturelle de l'eau sous pression.

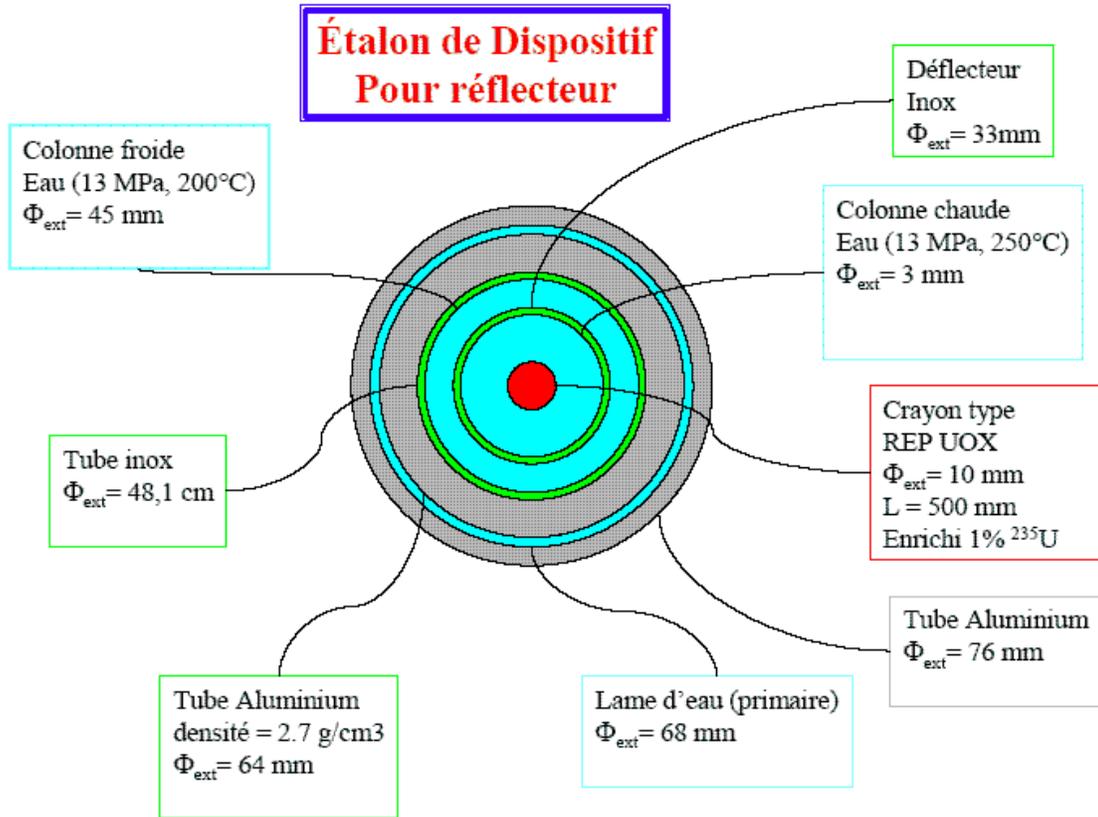


FIG. 4.10 – Dispositif étalon type GRIFFON

Aperçu de quelques dispositifs innovants

Sont regroupés sous cette appellation les dispositifs spécifiques au R.JH qui nécessitent des études préliminaires de faisabilité et de pré-conception avant d'être pris en charge par la maîtrise d'œuvre. Les dispositifs concernés sont destinés à être placés en cœur et doivent répondre à des objectifs nouveaux ou à des contraintes particulières liés aux potentialités accrues du R.JH par rapport aux réacteurs expérimentaux de la génération précédente. Les dispositifs identifiés actuellement sont :

- le convertisseur,
- le dispositif TPC,
- le dispositif d'irradiation sous haut flux gamma,
- les dispositifs d'irradiation pour la filière gaz.

Le convertisseur. Il s'agit d'un dispositif permettant de modifier localement le flux neutronique du cœur afin de pouvoir mener, en son centre, des expériences en spectre rapide avec un taux de dommage annuel satisfaisant. L'objectif visé est d'obtenir un gain de 20% en flux rapide par rapport au cœur de référence. La faisabilité est démontrée d'un point de vue neutronique [71] pour plusieurs types d'approches qui néanmoins nécessitent toutes une concentration locale élevée de matière fissile. Cette particularité oriente les études vers l'utilisation d'un combustible métallique de type UMo avec un taux d'enrichissement en U235 élevé (93%). Le point critique de la conception porte sur le refroidissement de ce combustible et la solution de référence repose sur l'emploi d'aiguilles de forme cruciforme qui permet de disposer d'une grande surface d'échange pour une quantité de combustible donnée. Les études en cours visent à confirmer la faisabilité du convertisseur du point de vue de la thermohydraulique, à valider le choix du combustible et à démontrer la fabricabilité des aiguilles. Une coopération avec le RIAR et le VNIMN, deux organismes russes qui exploitent le réacteur SM utilisant ce type d'aiguilles, a été mise en oeuvre afin de bénéficier de l'expérience disponible sur ces éléments combustible peu connus en France [72].

Le dispositif TPC (Transitoire de Puissance Combustible). L'objectif de ce dispositif est d'aider à la compréhension des phénomènes affectant le combustible lors d'un accident de réactivité. Un échantillon test de combustible irradié sera soumis à un transitoire de puissance obtenu par déplacement rapide (environ 200 ms) dans le cœur, à travers un flux neutronique thermique dont le niveau est environ cinquante fois supérieur à celui d'un REP. Pour être représentatif, l'équilibre des produits de fission à vie courte doit être reconstitué par une irradiation préalable de quelques jours de l'échantillon avant la réalisation du transitoire. Les études en cours portent sur la faisabilité d'un système mécanique d'entraînement capable d'effectuer ce déplacement rapide. Par ailleurs, la création d'un flux thermique élevé nécessitera probablement l'utilisation de la position centrale du cœur dans laquelle il faudra laisser un trou d'eau suffisant pour réaliser la thermalisation des neutrons [73].

Le dispositif d'irradiation sous haut flux gamma. Il s'agit de revisiter un dispositif de type CHOUC A afin de limiter les gradients de températures dans les échantillons de matériaux en cours d'irradiation. En effets, le niveau élevé de flux gamma régnant dans le cœur du R.JH conduit à des valeurs importantes qui compliquent la conception des expériences réalisées (on passerait d'un dépôt d'énergie de 8W/g dans OSIRIS à 20 W/g dans R.JH, voir plus dans le convertisseur). Plusieurs solutions ont déjà été examinées au niveau des principes, et les études à venir doivent conduire à une mise en oeuvre industrielle de l'une d'entre elles.

Les dispositifs d'irradiation dédiés à la filière gaz Il s'agit d'un dispositif visant à irradier sous flux neutronique des plaques combustibles de type GFR (Gas Fast Reactor). Les

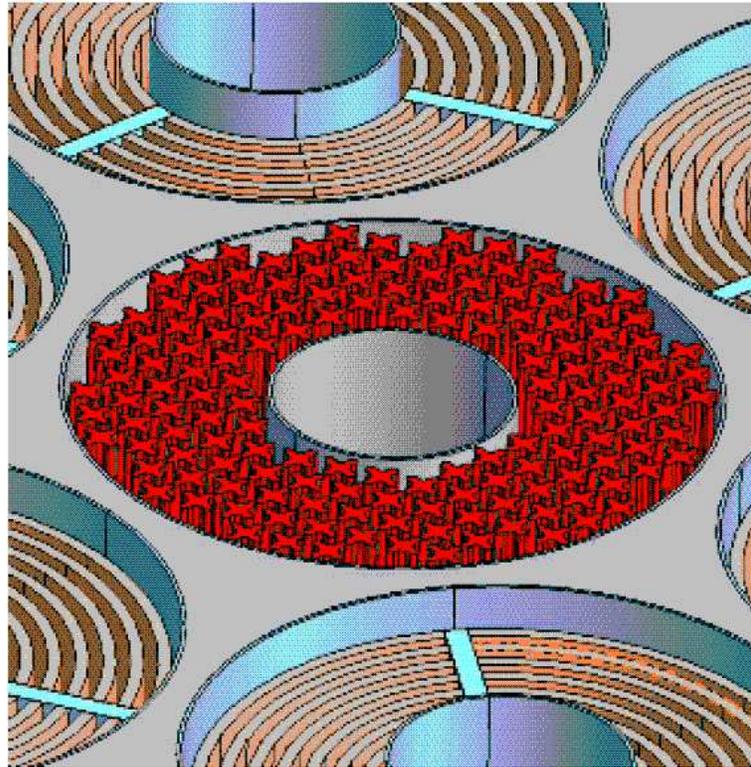


FIG. 4.11 – Positionnement du dispositif "convertisseur" à aiguilles dans le RJH

conditions d'irradiation, en terme de taux de réaction de fission et de dommage subis par le combustible étudié, doivent être similaires à celles du fonctionnement nominal du GFR. L'ajustement des flux neutroniques d'irradiation afin de respecter les critères objectifs de représentativité de l'expérience est à encore à l'étude [74] ; les solutions envisagées s'appuient sur la mise en place d'écrans neutroniques capturant ou fissiles.

4.3.9 Performances générales

Quelques unes des performances clés calculées pour le cœur RJH dans sa configuration de "référence" et sa configuration "large" sont présentées (les résultats sont issus de la référence [75]).

Dans le cœur de référence

La charge expérimentale de calcul des performances comporte :

- 10 emplacements d'irradiation en cœur comprenant :
 - 7 emplacements isolés au centre d'un élément combustible, portant un dispositif standard matériaux ("Chouca isolé"),
 - 3 groupes de 3 dispositifs standards matériaux dans un boîtier aluminium occupant une alvéole du cœur ("Chouca groupé"),
- 6 emplacements sur systèmes à déplacement en réflecteur,
- 6 emplacements fixes d'irradiation en réflecteur,
- 9 emplacements en réflecteur pour production de radioéléments artificiels.

Les performances calculées de cette configuration avec son chargement complet sont les suivantes pour 100MW de puissance nucléaire et un combustible UMo [76] ou [77] :

- Flux rapide ($> 0,907$ MeV) maximum perturbé sur un échantillon matériaux standard à mi-hauteur du cœur : entre 1,8 et $5.5 \cdot 10^{14}$ $n/cm^2/s$ selon la position,
- Flux rapide ($> 0,907$ MeV) max perturbé sur un dispositif combustible standard en réflecteur (combustible à 1% U235) $8.8 \cdot 10^{13}$ $n/cm^2/s$,
- Puissance linéique max. sur échantillon combustible en réflecteur (calcul avec échantillon combustible à 1% U235) : 600 W/cm,
- Durée de cycle : 31 jours,
- Vitesse de l'eau dans le combustible : 15 m/s,
- Nombre d'emplacements d'absorbants mobiles : 27,
- Nombre d'emplacements utilisables pour des poisons fixes : 12.

Dans le cœur large

Ce cœur nécessite l'installation d'un caisson plus volumineux pour intégrer une plus grande capacité expérimentale, incluant deux gros emplacements en cœur (occupant chacun la place de trois alvéoles combustible standard). La charge expérimentale de calcul des performances comporte :

- 12 emplacements d'irradiation en cœur comprenant :
 - 6 emplacements isolés au centre d'un élément combustible, portant un dispositif standard matériaux ("Chouca isolé"),

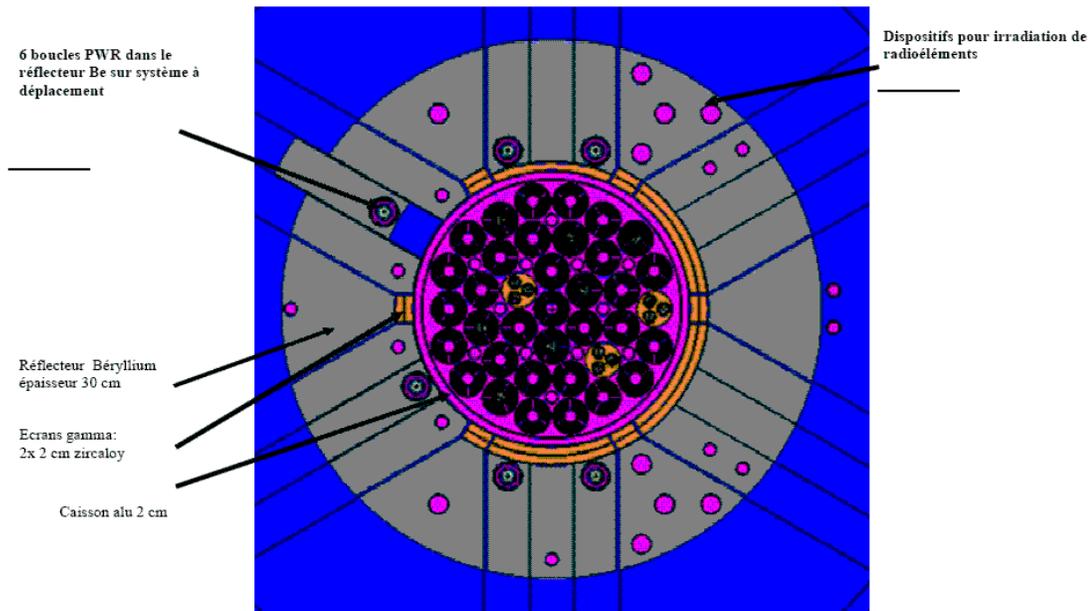


FIG. 4.12 – Cœur type configuration de référence avec son chargement expérimental

- 4 groupes de 3 dispositifs standards matériaux dans un boîtier aluminium occupant une alvéole du cœur ("Chouca groupé"),
- 16 dispositifs en réflecteurs chargés de boucles de type REP dont 6 à 8 sur systèmes à déplacement,
- 9 emplacements fixes chargés de dispositifs pour production de radioéléments.

Les performances calculées sur cette configuration avec son chargement complet sont les suivantes pour 100 MW de puissance nucléaire et un combustible UMo :

- Flux rapide ($> 0,907$ MeV) max perturbé sur un échantillon matériaux standard à mi-hauteur du cœur : entre 1.6 et $4.4 \cdot 10^{14}$ $n/cm^2/s$ selon la position,
- Flux rapide ($> 0,907$ MeV) max perturbé sur un dispositif combustible standard en réflecteur (combustible à 2.25% U235) $7.7 \cdot 10^{13}$ $n/cm^2/s$,
- Puissance linéique max. sur échantillon combustible en réflecteur (calcul avec échantillon combustible à 2.5% U235) : 800 W/cm,
- Durée de cycle : 30 jours,
- Vitesse de l'eau dans le combustible : 12 m/s.

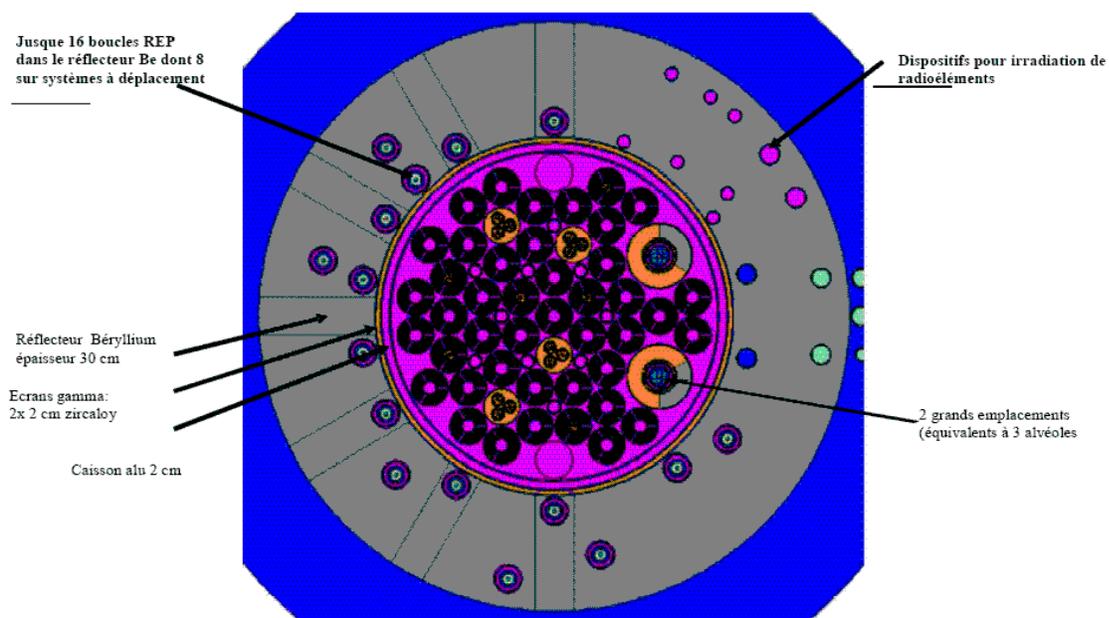


FIG. 4.13 – Cœur type configuration large avec son chargement expérimental

Chapitre 5

Développement des schémas de calcul neutronique et photonique du RJH

Sommaire

5.1	Objectifs du schéma de calcul HORUS3D	80
5.2	Le schéma de calcul neutronique	81
5.2.1	Description du maillage	82
5.2.2	Schéma de transport "double niveau"	82
5.2.3	Evolution des milieux	86
5.2.4	Validation du schéma HORUS3D/N	86
5.3	Le schéma de calcul photonique	91
5.3.1	Description du schéma HORUS3D/P	91
5.3.2	Homogénéisation spatiale des spectres sources	92
5.3.3	Validation du schéma HORUS3D/P	92
5.4	Les Programmes expérimentaux de qualification	96
5.4.1	Le programme VALMONT (Validation du combustible ALuminium-MOlybdène pour la NeuTronique)	96
5.4.2	Le programme AMMON	97
5.4.3	Le programme ADAPh	97

Afin de réaliser les études pour le RJH, AREVA-TA (Maître d'œuvre) doit disposer d'un ensemble cohérent d'outils validés et qualifiés en neutronique, photonique et thermohydraulique : c'est l'objet du schéma de calcul HORUS-3D (Horowitz Reactor simulation Unified System) [78]. Le schéma HORUS-3D/N permet la modélisation neutronique en évolution des cœurs RJH à pas irrégulier. Ce schéma [79] est basé sur l'utilisation de la méthode des caractéristiques [80] avec le code de calcul APOLLO2 [81]. Le schéma de calcul HORUS3D/P est dédié à la photonique du cœur RJH pour la détermination des échauffement gamma au niveau des dispositifs expérimentaux et des matériaux de structures. Les échauffements nucléaires calculés en cœur constituent les données d'entrée du schéma de thermohydraulique HORUS3D/Th qui réalise les calculs de dimensionnement des systèmes de refroidissement du cœur.

Nous présentons les deux schémas HORUS3D/N et HORUS3D/P, ainsi qu'une analyse détaillée des incertitudes qui leurs sont associées (dues aux biais de modélisation et aux données nucléaires de base utilisées). Plusieurs programmes expérimentaux ont été définis pour répondre aux besoins de qualification de ces schémas et réduire leurs incertitudes : les programmes VALMONT et AMMON pour ce qui est de la neutronique ; le programme ADAPh pour l'aspect photonique.

5.1 Objectifs du schéma de calcul HORUS3D

Le développement et la qualification des outils de calcul et du formulaire HORUS3D est assuré par différentes unités du CEA, parmi lesquelles :

- le Service de Physique des Réacteurs et du Cycle (SPRC), au sein duquel le Laboratoire des Projets Nucléaires (LPN) est en charge des activités de développement et de qualification de schémas de calcul pour les réacteurs expérimentaux et les réacteurs de propulsion navale ;
- le Service d'Etudes et de Recherches en Modélisation Avancée (SERMA) qui est en charge du développement et de la maintenance applicative des différents codes de calcul du CEA.

Pour réaliser les études durant les phases de définition et de développement, le maître d'œuvre RJH (AREVA-TA) recense ses besoins en termes de formulaires de calcul à travers des Spécifications Techniques des Besoins [82] [83] qui définissent les fonctionnalités requises, les grandeurs d'intérêt et leurs incertitudes associées. Quelques une des grandeurs d'intérêt et leurs incertitudes cibles associées sont présentées dans le tableau 5.1.

TAB. 5.1 – Exemple de grandeurs d'intérêt et leurs incertitudes cibles pour le formulaire HORUS au cours des études de définition et de développement

Grandeurs d'intérêt	Incertitudes visées (2σ)	
	Définition	Développement
Flux rapide en cœur	± 20 %	± 10 %
Flux thermique en cœur	± 20 %	± 10 %
dpa/an	± 20 %	± 10 %
Réactivité temps zéro	± 2000 pcm	± 1000 pcm
Echauffements nucléaires	$\pm 20\%$	$\pm 15\%$

5.2 Le schéma de calcul neutronique

Ce schéma permet la réalisation des études neutroniques de conception et de dimensionnement général du cœur et des réflecteurs, au temps zéro (cœur neuf) et en évolution, vis à vis des critères de sûreté, des objectifs et contraintes d'exploitation, et des performances d'irradiations. Les grandeurs neutroniques accessibles et les études réalisables par ce schéma sont les suivantes :

- la réactivité initiale du cœur et sa variation en évolution en fonction de l'usure du cœur (Keff et pente de réactivité) ;
- la gestion du combustible (réactivité du cœur à l'équilibre, plan de chargement, nombre d'éléments déchargés par cycle) ;
- la consommation en uranium 235 par élément combustible et d'une manière générale le bilan isotopique en évolution ;
- les taux de combustion par élément combustible ;
- l'optimisation de la masse de poison consommable entre les éléments, sa répartition sur le cœur et son antiréactivité ;
- les nappes de puissance macroscopiques sur le cœur, à 2D et 3D, dans la gamme de fonctionnement du réacteur et pour différentes situations de pilotage (détermination du pic de puissance radial élément et pic axial élément) ;
- la distribution de puissance par plaque à l'intérieur de l'élément en cœur pour les différents types d'éléments (en fonction de la nature du barreau central : absorbant, inerte ou expérience) ;
- la reprise de réactivité entre différentes températures et effets différentiels (coefficients de température) ;
- l'antiréactivité des absorbants de contrôle hafnium ;
- les antiréactivités et concentrations de xénon et samarium à l'équilibre et après arrêt du réacteur ;
- les nappes de flux neutronique macroscopique rapide, épithermique et thermique (6 groupes d'énergie) en cœur et en réflecteur non perturbé, à 3D. Les indices de spectres correspondants ;
- l'antiréactivité et l'impact sur la distribution de puissance des dispositifs expérimentaux en cœur ainsi que des trous d'eau.

Au cours des études de définition, la géométrie du cœur RJH a connu de profondes modifications (d'une forme de cœur parallélépipédique à une forme cylindrique, d'une structure d'arrangement régulière à une structure irrégulière des assemblages combustibles...). Dans le schéma HORUS3D/N initial, la géométrie régulière des assemblages conduisait à maillage simple du cœur qui permettait de réaliser les calculs d'évolution à l'aide du code CRONOS2 (cf §1.6), qui est un code de résolution de l'équation de la diffusion basé sur des éléments finis. Cependant, les changements de géométrie ont rendu l'utilisation de ce schéma obsolète. Actuellement, des développements sont en cours pour la modélisation par éléments finis de ces géométries irrégulières dans CRONOS. En attendant, le schéma actuel a été développé à partir du code de calcul APOLLO2 (cf §1.6) en se basant sur la méthode des caractéristiques (dont c'est l'une des premières application industrielle) qui, même si elle est limitée à 2D, permet d'effectuer des calculs en évolution sur une géométrie générale. Les calculs cœur en 3D sont actuellement réalisés en effectuant des reprises des compositions dans le code Monte-Carlo TRIPOLI4.

5.2.1 Description du maillage

Pour réaliser un calcul APOLLO2 en méthode des caractéristiques, il faut disposer d'une géométrie d'entrée au format TDT [84]. Ce format peut être généré par l'outil graphique SILENE [85]. L'objectif est de définir un maillage suffisamment fin pour obtenir un bon compromis temps de calcul / précision. Les régions de flux plat peuvent être homogénéisées. Le maillage du cœur est réalisé par inclusions successives de maillages référencés : le maillage "casier" est inclus dans le maillage "réflecteur" pour former le maillage "cœur". Puis les maillages "assemblages" peuvent être inclus dans le maillage cœur suivant la configuration voulue. Cette procédure de construction du maillage du cœur est illustrée par la figure 5.1.

La bibliothèque des maillages assemblages disponibles comprend :

- l'assemblage standard (voir §4.3.5),
- l'assemblage standard découpé sur 60 degrés,
- le dispositif chouca isolé (voir §4.3.8),
- le dispositif chouca groupé (voir §4.3.8),
- le dispositif griffon (voir §4.3.8),
- la barre d'aluminium externe (voir §4.3.5).

De plus, le cœur peut être chargé d'assemblages de contrôle équipés de barres de hafnium extrudées et deux types de poisons consommables peuvent être insérés dans des emplacements inter-assemblages (voir §4.3.6) :

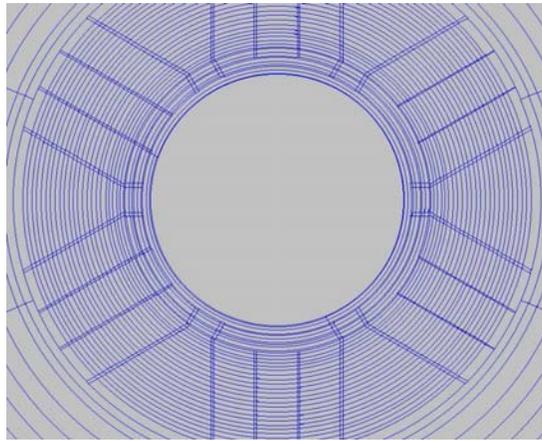
5.2.2 Schéma de transport "double niveau"

Après avoir modélisé la géométrie du réacteur et déterminé un maillage, le calcul classique de transport neutronique en évolution utilisant le code déterministe APOLLO2 comprend généralement quatre étapes successives qui peuvent être itérées en boucle (suivant le nombre de pas d'évolutions) :

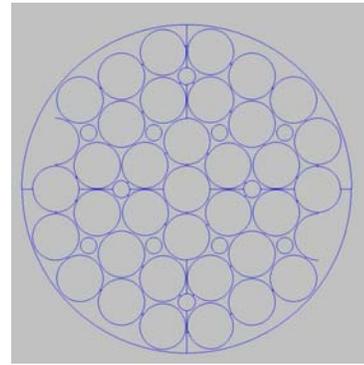
- l'autoprotection des sections efficaces multigroupes des noyaux lourds résonnants,
- le calcul de la valeur propre (keff) et du flux neutronique multigroupe (à l'instant t),
- l'homogénéisation et la condensation (pour les sorties, la constitution de SAPHYB, qui sont des bibliothèques de sections efficaces microscopiques homogénéisées et condensées, utilisées par le code de calcul CRONOS2),
- le calcul de l'évolution des noyaux évoluant.

La nature hétérogène du cœur nécessite l'utilisation de solveurs de calcul de flux à deux dimensions. Pour optimiser le temps de calcul, il est nécessaire d'utiliser des bibliothèques de sections efficaces condensées : la discrétisation initiale en 172 groupes d'énergie des bibliothèques disponibles au format APOLLO2 est ainsi réduite à 6 groupes d'énergies, sans perte importante de précision. Le calcul d'autoprotection préalable des sections efficaces d'entrée à 172 groupes d'énergies est optimisé en utilisant seulement une description géométrique de type traverse 1D d'un motif du cœur. Cette méthode de calcul est qualifiée de schéma "double niveau" et permet de concilier précision et temps de calcul. En résumé, le calcul de transport "double niveau" comprend deux étapes :

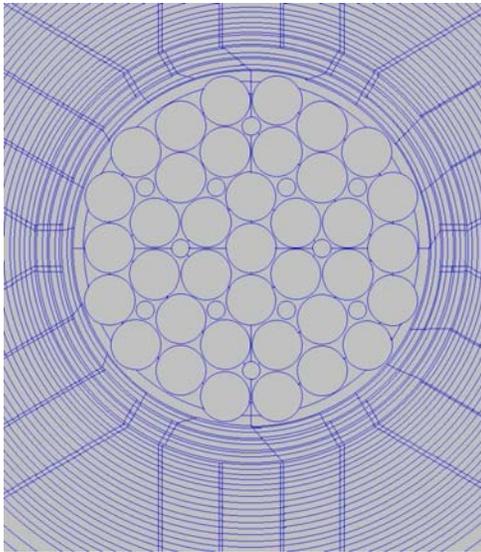
- la constitution d'une bibliothèque interne (appelée APOLIB) de sections efficaces macroscopiques autoprotégées à une dimension (1D) et condensées en un nombre réduit de N groupes d'énergies ($N < 172$),



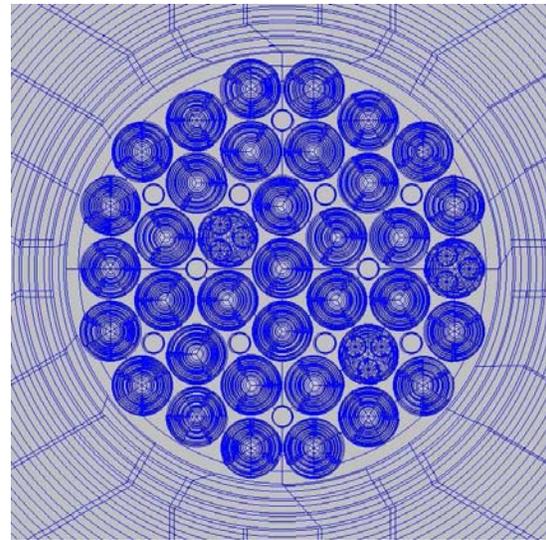
(a) Réflecteur



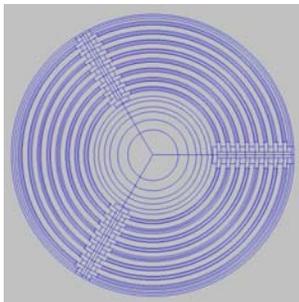
(b) Casier



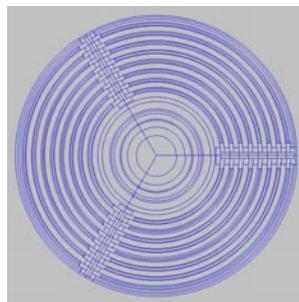
(c) = (a)+(b); Cœur "nu"



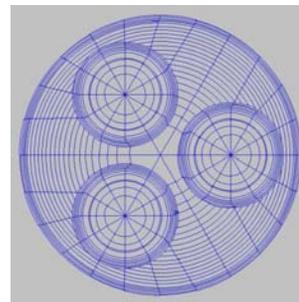
(d) = (c)+(e)+(f)+(g)+(h); Cœur de référence



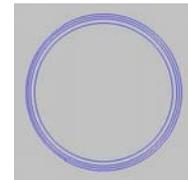
(e) Assemblage std



(f) Chouca isolé



(g) Chouca groupé



(h) Barre inter-ass.

FIG. 5.1 – Principe de la création des géométries SILENE pour le maillage du cœur RJH de "référence"

- le calcul de flux hétérogène sur le cœur décrit en deux dimensions et à N groupes d'énergies.

La constitution de l'APOLIB à $N = 6$ groupes d'énergie est réalisée selon l'enchaînement suivant :

- calcul d'autoprotection des sections efficaces à 172 groupes d'énergies et à 1 dimension,
- calcul de flux hétérogène à 172 groupes d'énergies sur des motifs 1D⁴
- condensation en N groupes d'énergie des sections efficaces autoprotégées (et pondérées par le flux calculé).

Une synoptique du schéma "double niveau" est représentée sur la figure 5.2.

⁴Excepté pour les barres de contrôle (motif 2D à cause de l'anisotropie azimutale du flux à proximité des raidisseurs et de forts gradients de flux au niveau d'une très faible épaisseur de Hafnium) et les poisons consommables (motif 2D car il n'y a pas de symétrie de révolution vis à vis des assemblages périphériques).

5.2.3 Evolution des milieux

Après avoir défini et numéroté l'ensemble des milieux associés à ce maillage, on détermine un nombre de régions évoluant et un pas de temps optimal pour obtenir une bonne précision sur l'évolution des concentrations isotopiques. Pour rendre compte de l'évolution fine du combustible en fonction du flux sur chaque plaque, il est nécessaire de distinguer autant de milieux (évoluants) que de plaques combustibles. Les calculs d'évolution sont effectués à 6 groupes d'énergie ; périodiquement, les assemblages combustibles, les barres de contrôle et de poisons sont réautoprotégés par un calcul APOLLO2 utilisant la méthode des probabilités de première collision (P_{ij}) avec un découpage énergétique de 172 groupes. Cette procédure de réautoprotection est schématisée sur la figure 5.2.

5.2.4 Validation du schéma HORUS3D/N

Notion de calcul étalon

Les biais introduits par les différents modèles physiques ou les approximations utilisés dans les codes déterministes des schémas de calcul doivent être quantifiés par rapport à un calcul de référence dit calcul "étalon" comportant le minimum d'approximations physiques. La méthode de Monte-Carlo polycinétique s'impose alors tout naturellement comme étalon (cf §1.3.3).

Démarche générale de validation d'un formulaire neutronique

Les activités de Validation / Qualification d'un formulaire neutronique sont organisées en quatre étapes successives (conformément à la méthodologie développée pour le cas particulier des Réacteurs à Eau Légère [86], [87]) :

1. La vérification des versions figées du code pour s'assurer que les modules (respectivement bibliothèques) ne présentent pas d'erreurs de programmation (respectivement de création) et fournissent les résultats numériques attendus. Cette étape est confiée aux équipes de développement (respectivement d'élaboration des bibliothèques).
2. La validation des fonctionnalités du code et des schémas de référence. Cette validation est réalisée par la comparaison des résultats obtenus avec le formulaire à un calcul au temps zéro "étalon" qui utilise les mêmes données nucléaires. Le calcul étalon correspond généralement à un calcul Monte-Carlo polycinétique TRIPOLI4, qui résout l'équation de Boltzmann sans approximations physiques. La comparaison des résultats du schéma de calcul aux résultats du calcul étalon permet d'optimiser le schéma et de calibrer son biais résiduel (sélection des options de calcul les plus adéquates pour obtenir un bon compromis précision/temps de calcul). Cette validation permet également de détecter d'éventuelles erreurs dans la bibliothèque introduites par la création des évaluations.
3. La qualification qui compare les résultats de l'ensemble "Code+Schéma de référence +Bibliothèque" à des résultats expérimentaux. La qualification sur des expériences "maquettes" permet de calibrer l'erreur de l'outil pour le calcul de chaque paramètre de projet. Ce processus de validation expérimentale permet également de détecter les erreurs sur les données nucléaires et d'obtenir des tendances sur la bibliothèque de données de base. Les améliorations souhaitées sont transmises aux évaluateurs qui peuvent justifier la réalisation de mesures différentielles spécifiques.
4. Les études de sensibilités permettent d'obtenir des informations sur la précision du schéma lorsque la confrontation à des mesures expérimentales est impossible. La propagation des

incertitudes des données de base permet de donner un ordre de grandeur des incertitudes associées aux grandeurs neutroniques d'intérêt fournies par le formulaire.

Paramètres clés de la validation

Les paramètres de validation du schéma caractéristiques sont les grandeurs neutroniques suivantes :

- le facteur de multiplication infini,
- les distributions de puissances au niveau macroscopique des assemblages du cœur et plus finement au niveau de chaque plaque combustible,
- les flux de neutrons rapides,
- les flux de neutrons thermiques.

Le premier des paramètres d'étude est le facteur de multiplication infini et sa décomposition en six facteurs afin de mettre en évidence d'éventuelles compensations d'erreurs. Dans un calcul sans fuites, le facteur de multiplication infini s'écrit :

$$k_{\infty} = \frac{\text{Production}}{\text{Source}} \quad (5.1)$$

et selon la décomposition de la formule des six facteurs :

$$k_{\infty} = \chi_{n,2n} \cdot \epsilon_{\text{pair}} \cdot \epsilon_{\text{impair}} \cdot p \cdot f \cdot \eta \quad (5.2)$$

où :

- $\chi_{n,2n}$: est le facteur (n,2n),
- ϵ_{pair} est le facteur de fission rapide des isotopes pairs,
- ϵ_{impair} est le facteur de fission rapide des isotopes impairs,
- p est le facteur anti-trappe,
- f est le facteur d'utilisation thermique,
- η est le facteur de multiplication neutronique.

Ces facteurs peuvent être calculés comme :

$$\chi_{n,2n} = \frac{\text{Absorption totale}}{\text{Source}} = \frac{A^1 + A^2}{S} \quad (5.3)$$

$$\epsilon_{\text{pair}} = \frac{\text{Production totale}}{\text{Production des isotopes impairs}} = \frac{P_{\text{impair}} + P_{\text{pair}}}{P_{\text{impair}}} \quad (5.4)$$

$$\epsilon_{\text{impair}} = \frac{\text{Production des isotopes impairs}}{\text{Production thermique}} = \frac{P_{\text{impair}}}{P^2} \quad (5.5)$$

$$p = \frac{\text{Absorption thermique totale}}{\text{Absorption totale}} = \frac{A^2}{A^1 + A^2} \quad (5.6)$$

$$f = \frac{\text{Absorption thermique dans le combustible}}{\text{Absorption thermique totale}} = \frac{A_c^2}{A^2} \quad (5.7)$$

$$\eta = \frac{\text{Production thermique totale}}{\text{Absorption thermique dans le combustible}} = \frac{P^2}{A_c^2} \quad (5.8)$$

en notant :

- P^1 , (resp. P^2) : le taux de production rapide (resp. thermique),
- P_{pair} , (resp. P_{impair}) : le taux de production des isotopes pairs (resp. impairs),
- A^1 , (resp. A^2) : le taux d'absorption rapide (resp. thermique),
- A_c^2 : le taux d'absorption thermique dans le combustible.

Validation au temps $t=0$

Le schéma caractéristique a été comparé pour un cœur neuf au temps $t=0$ à des calculs étalons TRIPOLI4 utilisant la méthode Monte-Carlo. La validation porte sur les grandeurs neutroniques de réactivité (éventuellement décomposée en 6 facteurs), de distributions de puissances, de flux rapides et thermiques par plaque dans différentes configurations de cœur instrumenté et pour différentes options de calcul (avec ou sans fuites). Le tableau 5.2 présente la validation du calcul de la réactivité du cœur de référence nu sans fuites axiales par la méthode des six facteurs.

TAB. 5.2 – Validation du calcul de la réactivité du cœur de référence nu à $B2=0$ par la méthode des six facteurs

Paramètre	TRIPOLI4	APOLLO2	Ecart (pcm)
χ	1.00746	1.00843	96
ϵ_{pair}	1.01267	1.01288	21
ϵ_{impair}	1.24496	1.24654	127
p	0.72988	0.727833	-281
f	0.73956	0.740763	163
η	2.03146	2.0314	-3
Produit	1.39278	1.39449	118
k_{∞}	1.39279	1.39449	123

Ce tableau permet de vérifier qu'il n'y a pas de compensations d'erreurs majeures et que les biais sur chacun des facteurs demeurent inférieurs au biais sur la réactivité. Le biais maximum vient des facteurs f et p correspondant aux proportions d'absorption thermique dans le combustible et dans le cœur. Les écarts maximum rencontrés pour les différentes configurations de cœur de référence non barré par rapport à TRIPOLI4 sont résumés dans le tableau 5.3 :

TAB. 5.3 – Ecart TRIPOLI4-APOLLO2 sur les principaux paramètres neutroniques du cœur de référence

k_{eff}	Puissance	Flux thermique	Flux rapide
+200pcm	4% (1σ)	4% (1σ)	5% (1σ)

Les écarts sur les distributions de puissance et de flux par rapport aux calculs Monte-Carlo de référence sont respectivement inférieurs aux objectifs spécifiés [82] de 10% et 20% et pourraient facilement être améliorés par une segmentation plus fine du maillage géométrique. Les écarts sur les réactivités sont de l'ordre de 200 pcm sauf pour les configurations barrées pour lesquelles l'écart atteint 400 pcm (5% du poids des absorbants).

Validation en évolution

Le transport cœur complet à 2D avec la méthode des caractéristiques (code APOLLO2) en adoptant une représentation hétérogène détaillée des plaques et la modélisation fine (c'est à dire un maillage temporel fin) de l'évolution de parties des plaques dans leur environnement réel, sans restriction aucune sur le temps de calcul, constitue un calcul de référence en ce qui concerne l'évolution. En effet, il n'existe pas de calcul étalon stochastique pour valider le calcul de l'évolution du combustible. La stratégie utilisée dans cette étude est fondée sur la validation de benchmarks simples, sur lesquels le flux est correctement calculé et l'équation d'évolution du combustible ou des poisons consommables est résolue finement à l'aide de codes déterministes (APOLLO2).

A partir d'un calcul de référence très raffiné (autoprotection à chaque pas de temps), le problème est donc de déterminer l'ensemble minimal des points de calcul d'autoprotection nécessaires pour obtenir une précision suffisante sur les concentrations isotopiques en évolution (et donc le niveau de réactivité). Par définition, les options de calcul retenues pour le schéma caractéristique ont été choisies pour répondre à une double exigence de précision et de temps de calcul raisonnable.

Des validations ponctuelles du niveau de réactivité au début des trois premiers cycles d'une gestion par tiers ont été effectuées par rechargement du combustible utilisé par plaque dans TRIPOLI4. On a vérifié qu'il n'y a pas de dérive importante sur le calcul de la réactivité, l'écart initial au cycle un est quasiment conservé aux cycles deux et trois (de l'ordre de 200 pcm).

Estimation des biais et incertitudes

L'estimation des incertitudes associées aux différentes grandeurs neutroniques calculées à l'aide du schéma HORUS3D/N est fondée :

- sur une analyse des biais obtenus vis à vis des calculs de référence Monte-Carlo (TRIPOLI4) ou des calculs déterministes très précis (cf les rapports de validation),
- sur des études de propagation d'incertitudes liées aux données nucléaires de base [38],
- sur des données d'incertitudes technologiques (dont on trouvera quelques éléments dans les références [88] et [38]).

Le tableau 5.4 récapitule les incertitudes actuelles garanties par le schéma (qui seront appliquées au niveau des études de sûreté du Rapport Préliminaire de Sûreté), et les incertitudes optimales qui sont évaluées à partir de l'expérience acquise sur les études de validation et sur l'interprétation de la base de données expérimentales de qualification retenue. Cette base de qualification est essentiellement composée à ce jour de la base de qualification des Réacteurs à Eau Légère et du programme VALMONT (voir §5.4.1). Un certain nombre d'expériences élémentaires du programme ICSBEP (International Criticality Safety Benchmark Evaluation Project) complèteront cette base de qualification.

L'incertitude sur les flux neutroniques (thermiques et rapides) dans le cœur et plus particulièrement dans les dispositifs expérimentaux est dominée par des biais numériques non-systématiques : l'écart-type par plaque de la distribution de flux rapide est d'environ 5% et celui de la distribution de flux thermique est d'environ 6%. L'incertitude liée aux données nucléaires de base intervient de manière négligeable : elle est estimée à 2% (1σ) [89]. Pour les configurations Chouca Isolés (CI) qui perturbent peu la distribution du flux d'un assemblage combustible, l'incertitude optimale est obtenue en combinant l'incertitude aléatoire liée aux biais numériques (5% et 6% respectivement pour les flux rapides et thermiques à 1σ) et l'incertitude liée aux don-

TAB. 5.4 – Incertitudes garanties par le schéma HORUS3D/N V1.5.1 (2σ) sur les grandeurs neutroniques du cœur RJH

Grandeurs neutroniques	Incertitudes Garanties (2σ)	Incertitudes Optimales (2σ)
Flux rapide en cœur (perturbé ou non)	$\pm 20 \%$	CI : $\pm 11\%$ CG : $\pm 15\%$
Flux thermique en cœur (perturbé ou non)	$\pm 20 \%$	CI : $\pm 13\%$ CG : $\pm 15\%$
Réactivité temps zéro	± 2000 pcm	+200pcm \pm 1200 pcm
Réactivité fin de cycle	± 2000 pcm	+200pcm \pm 1200 pcm
Antiréactivité Xenon à l'équilibre	$\pm 10 \%$	< 200 pcm
Longueur de cycle	± 6 jepp	± 1200 pcm
Efficacité intégrale du Hafnium	$\pm 10 \%$	$\pm 8 \%$
Efficacité différentielle des absorbants	$\pm 10 \%$	$\pm 8 \%$
Antiréactivité des dispositifs expérimentaux	$\pm 10 \%$	$\pm 10 \%$
Facteur de puissance assemblage	< $\pm 10 \%$	$\pm 8 \%$
Facteur de puissance plaque chaude	$\pm 10 \%$	$\pm 8 \%$
Taux de combustion assemblage	$\pm 10 \%$	$\pm 8 \%$
Taux de combustion plaque	$\pm 20 \%$	$\pm 8 \%$
(Mistral1-UOx) Coefficient de température (Mistral3-MOx)	± 4 pcm/°C	20°C : 0.3 ± 0.6 pcm/°C 70°C : -0.6 ± 1 pcm/°C 20°C : -2.3 ± 0.6 pcm/°C 70°C : -0.8 ± 0.6 pcm/°C

nées nucléaires de base (2% à 1σ). Pour les configurations Chouca Groupés (CG), l'incertitude optimale est obtenue en combinant l'incertitude aléatoire estimée par la comparaison des flux par plaque à TRIPOLI4 (7% à 1σ dans le cas le plus défavorable d'environnement en zircaloy) à la part liée aux incertitudes sur les données nucléaires de base.

L'incertitude sur la réactivité initiale peut se décomposer en biais de calcul et incertitude liée aux données de base. Les biais de calcul du schéma HORUS3D/N obtenus par comparaison avec le calcul étalon TRIPOLI4 sont inférieurs à 200 pcm (pour un calcul sans fuites axiales, configuration non barrée). Au niveau des données nucléaires de base, l'estimation de l'incertitude sur la réactivité initiale s'appuie sur un calcul de propagation des incertitudes [38], et la réduction d'incertitude apportée par les programmes expérimentaux. Dans le cas du RJH, les incertitudes sont largement dominées par les incertitudes sur les sections efficaces de l'uranium et de l'aluminium qui est présent en grande quantité dans le cœur (combustible et casier alvéolé). Depuis le programme expérimental VALMONT [90], l'incertitude sur l'uranium a été réduite de 400 pcm, ramenant l'incertitude totale de 2000 pcm (2σ) à une incertitude optimale de 1200 pcm.

L'incertitude optimale de 1200 pcm sur la réactivité initiale correspond à une incertitude de ± 6 jepp (jours équivalents à pleine puissance) sur une durée de cyclage de 60 jepp ; ceci conduit à une incertitude d'environ $\pm 10\%$ sur le coût annuel en combustible. Le biais en réactivité reste globalement constant le long du cycle et la perte de réactivité par jour pour le cœur de référence a été estimée à 200 pcm.

L'incertitude concernant l'antiréactivité Xenon à l'équilibre est estimée à 60 pcm à 1σ dans la référence [38] et provient notamment de l'incertitude sur le rendement de fission. Une autre

partie provient de l'incertitude sur les sections efficaces des noyaux fissiles. L'incertitude totale à 2σ est estimée inférieure à 200 pcm.

L'incertitude de l'efficacité des barres absorbantes, due à la méconnaissance des sections efficaces de l'Hafnium, s'élève à 7% à 2σ (principalement due à l'Hafnium-177). On cumule quadratiquement cette incertitude à celle de la détermination du flux local de 4% (2σ) en présence des barres pour une incertitude totale de 10% (2σ). Les biais numériques sur l'efficacité des barres (comparaison APOLLO2/TRIPOLI4) sont de l'ordre du pourcent donc négligeables. On attend de la qualification élémentaire portant sur des expériences ICSBEP et MISTRAL 4⁵, une réduction de l'incertitude totale à 8% (2σ).

Les valeurs de coefficients de température spécifiées proviennent de la référence [87]. En l'absence d'études complémentaires, nous faisons l'hypothèse que les erreurs se conservent pour le cas du combustible UMoAl (au lieu de UO₂ ou MOX) avec un enrichissement de 20% (au lieu de 3 à 7%) et une géométrie différente (plaques au lieu de crayons).

5.3 Le schéma de calcul photonique

5.3.1 Description du schéma HORUS3D/P

Les études antérieures [91] sur l'échauffement photonique ont montré que, en cœur, cet échauffement est dû essentiellement aux photons de fission. L'émission de ces photons de fission est évidemment proportionnelle aux taux de fission donc au niveau de puissance local. C'est pourquoi dans ce schéma HORUS-3D/P de calcul des échauffements des dispositifs en cœur, nous déterminons le terme source gamma par APOLLO2 au niveau d'un assemblage pour une puissance de référence, puis cette source est distribuée dans le calcul Monte-Carlo TRIPOLI4 de transport gamma sur tous les assemblages, au prorata de la puissance 2D obtenue par un calcul neutronique (méthode des caractéristiques, HORUS-3D/N). Les différentes étapes du schéma de calcul HORUS3D/P sont illustrées dans la figure 5.3. Le processus de validation qui apparaît à titre indicatif sur cette figure est décrit dans les paragraphes suivants.

⁵Le programme expérimental MISTRAL, qui concerne l'étude des réseaux à eau légère chargés à 100% de MOX et à modération accrue, a débuté en 1996 dans le cadre d'une collaboration nationale et internationale avec le consortium Japonais NUPEC. La dernière configuration d'études (MISTRAL 4) a débuté en août 1999 et s'est terminée en juillet 2000. Parmi les nombreuses mesures réalisées sur cette configuration, on s'intéresse notamment aux mesures d'effets en réactivité du bore soluble et aux mesures d'efficacités des grappes d'absorbants, ce qui constitue une base expérimentale importante de qualification des schémas de calculs français et japonais.

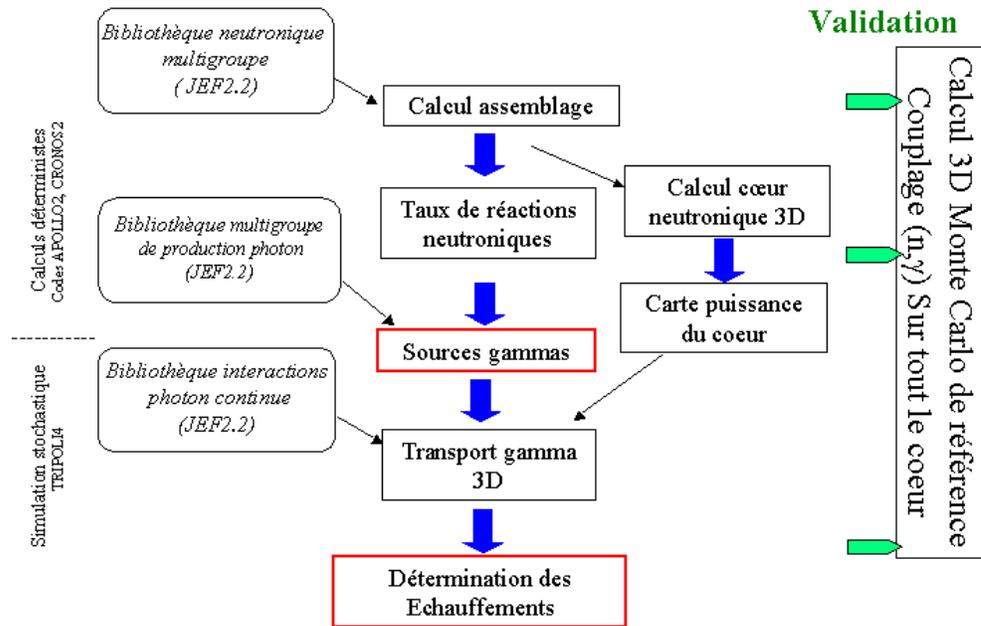


FIG. 5.3 – Le schéma de calcul HORUS-3D/P

5.3.2 Homogénéisation spatiale des spectres sources

Dans le combustible UMoAl, le libre parcours moyen des photons de 1 MeV (voir figure 5.4) est d'environ 1 cm, c'est à dire du même ordre de grandeur que les dimensions d'une couronne combustible, c'est pourquoi il est licite d'homogénéiser l'ensemble des couronnes (voir figure 5.5). D'après les spectres d'émission des différentes régions d'un assemblage (voir figure 5.6), la contribution des photons autres que de fission apparaît comme assez faible, sauf évidemment s'ils sont créés au sein même ou à proximité du dispositif, puisque la réponse d'échauffement aux basses énergies croît fortement. Compte tenu de ces données, les sources gamma sont homogénéisées en couronnes (voir figure 5.5) : pour l'assemblage standard, toute la zone combustible est homogénéisée (en rouge) et les contributions des autres parties de l'assemblage sont négligées ; pour l'assemblage chouca isolé, les choix d'homogénéisation prennent en compte une partie "échantillon" (en bleu), une partie "instrumentation périphérique" (en vert), et la zone combustible (en rouge) ; enfin, l'assemblage chouca groupé tient compte d'une partie "échantillon" (en bleu) et d'une partie casier aluminium (en vert). Ces choix reflètent un compromis entre le nombre de sources (c'est à dire la durée d'initialisation de TRIPOLI4) et une description fine des assemblages. Ils sont effectués sur la base d'une comparaison entre les libres parcours moyens à l'énergie moyenne des photons émis par rapport aux dimensions caractéristiques de la région considérée et par rapport à la proximité de la zone échantillon. Ils ne sont justifiés qu'à posteriori par le calcul de référence neutron-gamma couplé.

5.3.3 Validation du schéma HORUS3D/P

Le calcul de référence

Le code TRIPOLI4 (version 3) permet de mener des calculs critiques incluant le transport couplé de neutrons et de photons sur la base des données JEF2. Le calcul des flux photoniques est

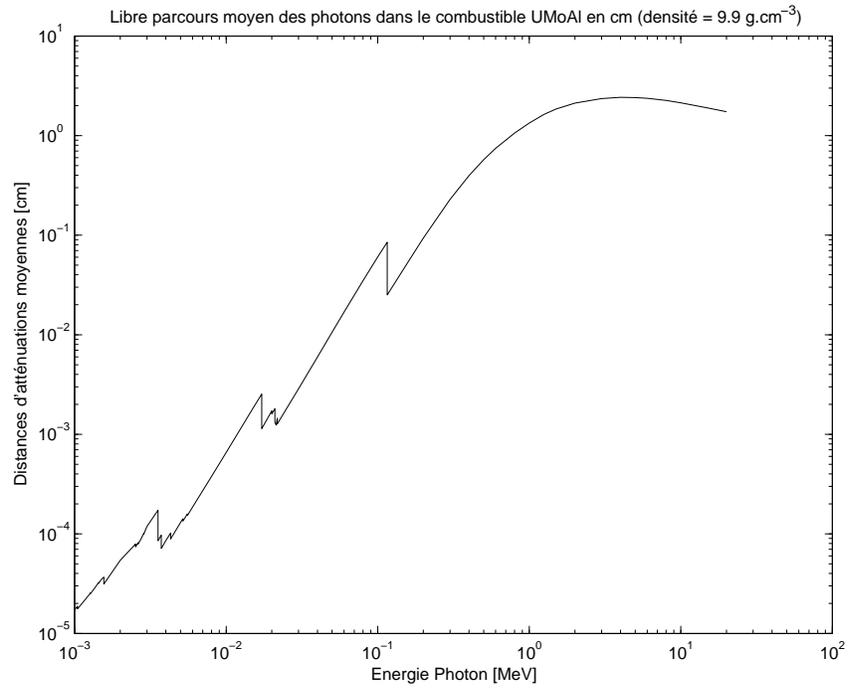


FIG. 5.4 – Libre parcours moyen des photons dans le combustible UMoAl

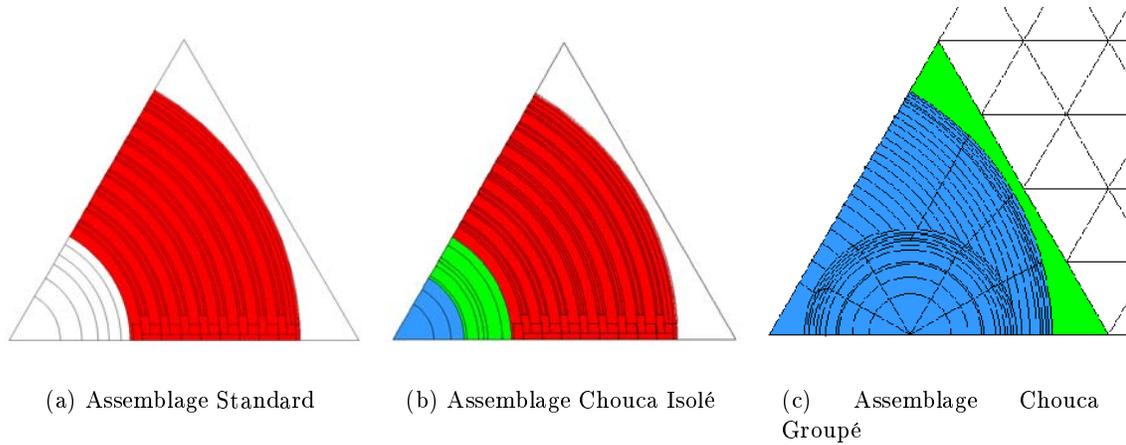
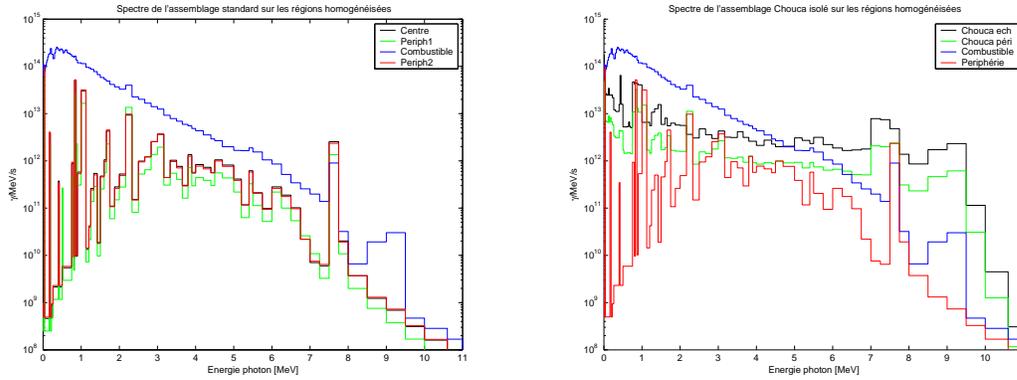


FIG. 5.5 – Homogénéisation spatiale des sources gamma pour l’assemblage standard, l’assemblage chouca isolé et l’assemblage chouca groupé



(a) Assemblage Standard

(b) Assemblage Chouca Isolé

FIG. 5.6 – Spectres d'émissions gamma de l'assemblage standard et de l'assemblage chouca isolé sur les différentes régions homogénéisées

donc obtenu directement pour une configuration de cœur arbitraire mais au prix d'un temps de calcul non négligeable. Il a été vérifié que ce mode de calcul permettait de retrouver les mêmes grandeurs neutroniques (k_{eff} , puissance) qu'un calcul neutron seul. Un biaisage spécifique est utilisé à la production de photon : le ratio photon/neutron est de 10. L'énergie de coupure des photons est de 100 keV (libre parcours inférieur au cm), il a été vérifié également que ces paramètres ne créaient pas d'écarts significatifs par rapport à un calcul sans biaisage.

Le calcul TRIPOLI4 couplé neutron-photon constitue le calcul de référence. Il permet d'obtenir des valeurs d'échauffement indépendamment de toute hypothèse d'homogénéisation ou de calcul de terme source, cependant il demeure assez coûteux en temps de calcul.

Le calcul par enchaînement APOLLO2-TRIPOLI4 est rapide. Dès que les bibliothèques de sources photoniques sont générées à l'aide d'APOLLO2, l'adaptation à une configuration de cœur particulière est très souple. Des comparaisons de temps de calcul sur une même machine et pour un même écart-type de convergence montrent que le calcul de transport photonique par TRIPOLI4 à partir de sources gamma évaluées avec APOLLO2 est environ 2,5 fois plus rapide que le calcul TRIPOLI4 couplé neutron-photon.

Estimation des incertitudes

Ce paragraphe esquisse une évaluation enveloppe de l'incertitude liée aux données de base. Il ne s'agit pas d'un calcul de propagation d'incertitude mais d'une simple estimation préliminaire sur la base d'incertitudes sur les données raisonnablement pénalisantes. Toutes ces incertitudes sont évaluées sur le principe d'incertitude de type B. On considère que l'échauffement gamma est proportionnel au produit :

- d'un facteur $F_{\gamma_{fission}}$ donnant le flux de photons de fission prompt, principale contribution à l'échauffement photonique,
- d'un facteur $F_{\gamma_{retardés}}$ donnant la proportion de l'échauffement due aux photons retardés, sa valeur moyenne est 1.3,
- d'un facteur $F_{\gamma_{non\ fission}}$ donnant la proportion de l'échauffement due aux photons d'origine non fissile (capture, diffusion inélastique),

- d'un facteur $F_{\text{réponse}}$ représentant la conversion du flux de photons en échauffement (fonction réponse).

L'échauffement ech s'exprime donc par :

$$ech = K \cdot F_{\text{réponse}} \cdot F_{\gamma \text{ non fission}} \cdot F_{\gamma \text{ retardés}} \cdot F_{\gamma \text{ fission}} \quad (5.9)$$

où K est une constante.

Tous ces facteurs sont supposés indépendants et se combinent multiplicativement pour le calcul de l'échauffement final, ce qui autorise un calcul de l'incertitude type relative combinée $u_{cr}(ech)$ par une simple addition quadratique des incertitudes-types relatives des différents facteurs :

$$u_{cr}(ech) = \sqrt{u_r(F_{\text{réponse}})^2 + u_r(F_{\gamma \text{ non fission}})^2 + u_r(F_{\gamma \text{ retardés}})^2 + u_r(F_{\gamma \text{ fission}})^2} \quad (5.10)$$

L'incertitude relative sur le facteur de production de photons de fission $F_{\gamma \text{ fission}}$ a déjà été estimée dans le rapport [91] à une valeur de 16% (2σ). Cette évaluation prenait en compte essentiellement 14% (2σ) lié à la méconnaissance de l'énergie des photons de fission prompts (cf §3.4) et 4% (2σ) lié au calcul du taux de fission.

Les écart-types des facteurs $F_{\gamma \text{ retardés}}$ et $F_{\gamma \text{ non fission}}$ sont estimés en supposant que les variables suivent des lois rectangulaires entre les valeurs extrêmes x_{max} et x_{min} conformément aux recommandations des références [92] et [93] soit :

$$\sigma = \frac{x_{max} - x_{min}}{2\bar{x}\sqrt{3}} \quad (5.11)$$

Les incertitudes-types relatives pour un facteur d'élargissement de 2 sont donc obtenues par :

$$u_r(x) = \frac{x_{max} - x_{min}}{\bar{x}\sqrt{3}} \quad (5.12)$$

Le facteur $F_{\gamma \text{ retardés}}$ est égal à 1,3. Les spectres des photons prompts et retardés ne sont pas strictement identiques, ce qui peut entraîner des facteurs d'échauffement légèrement différents suivant l'emplacement considéré dans le cœur favorisant plus ou moins la fuite de photons d'énergie élevée. Nous considérons qu'il peut varier entre 1,2 et 1,4. L'incertitude-type relative correspondante est donc estimée par :

$$u_r(F_{\gamma \text{ retardés}}) = \frac{1,4 - 1,2}{\sqrt{3} \cdot 1,3} \approx 9\% \quad (5.13)$$

Une contribution faible mais non négligeable à l'échauffement provient des photons émis lors de réactions de diffusions inélastiques ou de captures. Nous estimons que le facteur $F_{\gamma \text{ non fission}}$ peut varier entre 1 et 1,3 avec une moyenne d'environ 1,15. L'incertitude-type est alors évaluée à :

$$u_r(F_{\gamma \text{ non fission}}) = \frac{1,3 - 1}{\sqrt{3} \cdot 1,15} \approx 15\% \quad (5.14)$$

Le facteur $F_{\text{réponse}}$ exprime le dépôt d'énergie en fonction du flux gamma. Il dépend des différentes sections efficaces photoniques qui sont relativement bien connues. Les principales

incertitudes viennent des hypothèses d'équilibre électronique liées à l'environnement local autour du détecteur et des corrections de cavités qui peuvent y être attachés suivant les distances de parcours des électrons ou des photons X dans les matériaux par rapport aux géométries mises en jeu. Nous adoptons une incertitude-type relative de 10%, valeur couramment admise dans les calculs de dépôt d'énergie dans les réponses de détecteurs en l'absence de données de calibration [94].

Nous obtenons ainsi une incertitude-type combinée de :

$$u_{cr}(ech) = \sqrt{0,10^2 + 0,15^2 + 0,09^2 + 0,16^2} \approx 26\% \quad (5.15)$$

Nous retenons une valeur enveloppe de l'ordre de 30% (2σ).

Il est clair que l'objectif majeur du programme expérimental ADAPH est d'une part de quantifier précisément cette incertitude et surtout de la ramener à au moins 15% (2σ) grâce à l'application d'une méthode d'ajustement [95].

5.4 Les Programmes expérimentaux de qualification

L'utilisation du formulaire HORUS3D dans le cadre des études de définition et de développement du réacteur impose des exigences fortes vis à vis de la précision des résultats et de la fiabilité des incertitudes associées. La prise en compte des incertitudes d'une façon trop conservatrice, quel que soit le mode de cumul, conduit à des surdimensionnements dépendant de leur valeur (et de la perception des risques) au moment des choix techniques. Certains choix de conception doivent donc être figés sur la base :

- des incertitudes garanties au moment du choix, correspondant à l'état instantané de la qualification sur la base d'expériences existantes,
- des incertitudes cibles, jugées réalisables à terme sur la base d'une modélisation et d'un programme expérimental spécifique.

Les caractéristiques du cœur du RJH et de ses assemblages en font un objet neutronique unique et complexe à calculer, dont la base expérimentale de qualification est de fait extrêmement limitée. Si la validation du schéma (c'est à dire la comparaison de ses résultats avec ceux d'un calcul étalon) est une étape importante - qui permet de justifier les choix de la modélisation et de certains aspects numériques - la qualification quant à elle, par une confrontation directe avec la réalité, est un complément indispensable, en particulier sous l'angle de l'acceptation du formulaire et de ses résultats auprès des autorités de sûreté.

5.4.1 Le programme VALMONT (Validation du combustible ALuminium-MOLybdène pour la NeuTronique)

Pour atteindre les performances neutroniques souhaitées et remplir la contrainte de non-prolifération, le combustible de référence prévu pour le RJH est le nouveau UMo/Al. La prise en compte de ce nouveau combustible - actuellement en cours de qualification [96] - au niveau du formulaire HORUS3D/N, est soumise à deux contraintes majeures :

1. Sa nature innovante (structure métallique avec une matrice Al, enrichissement d'environ 20%, présence de Molybdène) lui confère des caractéristiques assez éloignées de celles des combustibles des Réacteurs à Eau Légère si bien qu'il ne bénéficie pas de la base de données expérimentale de qualification neutronique acquise pour ce domaine.

2. Le concepteur du RJH (AREVA-TA) souhaite que le formulaire de calcul neutronique soit capable de déterminer le facteur de multiplication effectif avec une incertitude inférieure ou égale à ± 500 pcm (1σ). Or, des études [38] ont montré que les incertitudes sur les données nucléaires de base contribuent de manière significative à cette incertitude globale. L'incertitude résultante est d'environ 880 pcm à 1σ .

Ainsi, la réalisation d'un programme expérimental afin de qualifier le calcul neutronique du combustible UMo/Al s'est révélée indispensable, et le programme VALMONT dans le réacteur MINERVE a été conçu pour répondre à ce besoin. Ce programme s'est achevé en 2004 et a consisté en une série de mesures de l'effet en réactivité par la technique d'oscillations sur des échantillons de combustible, ainsi que des mesures gamma-métriques sur un crayon test et sur les échantillons combustibles. L'interprétation de ce programme expérimental [90] [97] a permis de confirmer la qualification du produit constitué de la bibliothèque CEA93V7 et du code de calcul APOLLO2.7, utilisé dans le formulaire HORUS3D/N, pour le calcul du combustible RJH. Il a été démontré que ni la présence de Molybdène, ni le haut enrichissement ne conduisent à des biais supplémentaires.

5.4.2 Le programme AMMON

Le projet de programme expérimental AMMON⁶ [98], prévu pour 2008, consiste à installer un réseau de 7 assemblages du RJH au sein du massif nourricier de crayons combustibles du réacteur EOLE. Ce programme constitue une phase expérimentale intermédiaire entre VALMONT (qualification des sections efficaces) et le mode maquette RJH (qualification globale). L'avantage indéniable de ce programme, c'est de profiter de la disponibilité et de la qualité de l'instrumentation associée au réacteur EOLE. Ce programme s'intéressera à la compréhension des effets physiques fins (gradients de flux, de spectres locaux . . .) aux interfaces d'un réseau (suffisamment représentatif) combustible-dispositif, combustible-absorbant, combustible-réfecteur. Il permettra de distinguer les biais et incertitudes "réseau" de ceux identifiés globalement dans le mode maquette.

5.4.3 Le programme ADAPh

L'objectif du programme expérimental ADAPh (Amélioration des Données de bAse PHotoniques) est de qualifier le schéma de calcul des échauffements photoniques du RJH à partir de confrontations calcul-mesure effectuées sur des réacteurs existants. Des doses gamma sont mesurées dans les maquettes critiques EOLE et MINERVE en utilisant des détecteurs thermoluminescents (TLD) et une chambre à ionisation. Une analyse de sensibilité de la dose gamma par rapport aux données nucléaires de base doit d'une part fixer le degré de représentativité de ces expériences vis à vis du RJH et d'autre part permettre d'obtenir une réduction des incertitudes sur le calcul des échauffements. Le programme expérimental ADAPh s'est achevé en juin 2005 et fait l'objet de la partie III de ce document.

⁶Divinité Egyptienne

Troisième partie

Le programme expérimental ADAPh

Chapitre 6

Etude de faisabilité des expériences ADAPh

Sommaire

6.1	Rappel du contexte et objectifs des mesures	102
6.2	Contraintes du programme	102
6.2.1	Choix des techniques de mesure	102
6.2.2	Description du réacteur EOLE	103
6.2.3	Description du réacteur MINERVE	105
6.3	Calendrier du projet	109

6.1 Rappel du contexte et objectifs des mesures

La détermination des conditions d'échauffements nucléaires dans le cœur du RJH, et en particulier au niveau des dispositifs expérimentaux, joue un rôle fondamental aussi bien pour la conception que pour l'interprétation correcte des expériences d'irradiation de matériaux qui seront menées (voir chapitre 2).

La forte puissance nucléaire spécifique produite par le cœur RJH (460kW/l) induit des niveaux de flux photoniques importants qui contribuent à l'essentiel (de l'ordre de 90%) de l'échauffement nucléaire total (neutronique plus photonique) des matériaux de structures non fissiles tels que les dispositifs expérimentaux.

La modélisation actuelle des échauffements gamma est assurée par le schéma de calcul industriel HORUS3D/P qui comporte un certain nombre d'approximations (voir chapitre 5) permettant d'optimiser les temps de calcul et d'effectuer des études paramétriques rapides. Ce schéma a été validé par comparaison à un calcul de référence de type simulation Monte-Carlo permettant la modélisation du transport couplé des particules neutrons et photons.

Une estimation préliminaire des incertitudes associées aux grandeurs d'échauffements déterminées par ce schéma de référence a permis de mettre à jour l'existence d'importantes lacunes et incertitudes au niveau des données photoniques de base utilisées. L'incertitude estimée a priori, de l'ordre de 30% à 2σ , est acceptable pour les études de définitions, mais se révèle incompatible avec les objectifs de conception fixés par le cahier des charges pour la phase des études de développement.

Dans ce contexte, l'objectif du programme ADAPh est de constituer une base expérimentale solide servant de référence pour la qualification des schémas de calcul dédiés à la modélisation des échauffements photoniques au niveau des dispositifs expérimentaux du RJH. Les expériences réalisées devront permettre, par une confrontation calcul-mesure, d'effectuer un ajustement des paramètres les plus pénalisants vis à vis de l'incertitude propagée sur la grandeur d'échauffement, et par suite, d'obtenir une réduction des incertitudes associées aux schémas actuels.

6.2 Contraintes du programme

La mise en œuvre d'un tel programme expérimental est assujétie à la disponibilité des réacteurs expérimentaux existants et à leur capacité d'accueillir ce type d'expériences. De plus, la nécessité de disposer de mesures fiables dans des conditions expérimentales parfaitement maîtrisées et qui soient représentatives des conditions d'échauffements du RJH, oriente plutôt notre étude de faisabilité vers des réacteurs de type maquette critique, tels que EOLE et MINERVE sur Cadarache, qui sont spécialement dédiées aux études neutroniques de réseaux modérés, et qui peuvent fonctionner à très faible puissance. Dans la période plannifiée pour le déroulement du programme ADAPh, le cœur MINERVE présente les meilleures caractéristiques du point de vue de la représentativité vis à vis du cœur RJH, car il est constitué d'un réseau modéré de crayons combustibles de type Uranium (UO₂), tandis que le cœur du réacteur EOLE est constitué d'un réseau modéré de crayons combustibles de type Oxyde Mixte d'Uranium et de Plutonium (MOX).

6.2.1 Choix des techniques de mesure

La mesure d'une grandeur physique dans un quelconque milieu peut poser un certain nombre de problèmes, et quoi qu'il en soit, demande un minimum de réflexion pour répondre à la question suivante : la valeur du signal mesuré à l'aide d'un capteur introduit dans le milieu correspond-

elle à la grandeur physique que l'on est sensé quantifier ? Plusieurs règles sont à respecter pour répondre positivement :

- Le capteur ne doit pas perturber le milieu dans lequel on veut faire la mesure ni en changer sa nature.
- Le capteur doit avoir des propriétés physiques voisines de celles du milieu pour l'effet qu'induit sur la matière le phénomène à quantifier.
- Le capteur, par sa seule présence, ne doit pas perturber le phénomène à mesurer dans le milieu.
- Les temps de réponse au phénomène du milieu et du détecteur doivent être connus et du même ordre de grandeur.

Un certain nombre d'exemples illustrent cette problématique, dont les plus communs sont la mesure de température dans un milieu continu, d'une tension électrique aux bornes d'un composant, l'observation d'une image de très faibles dimensions... Dans le cas de la dosimétrie gamma en champ mixte en réacteur, toutes ces difficultés sont réunies.

Pour ce qui concerne le choix d'une quantité de référence accessible à la fois par la mesure et le calcul, la *dose gamma* est une quantité que nous estimons suffisamment représentative des échauffements. Cependant, la dose gamma peut être mesurée par différentes techniques : à l'aide de chambres à ionisation, de détecteurs à scintillation, d'émulsions photographiques, de dosimètres chimiques, de calorimètres ou de détecteurs thermoluminescents (TLD). Dans le contexte de mesures intégrales en réacteur, étant donné les fortes doses envisageables, la présence d'un champ de rayonnement mixte (neutron-gamma) et les contraintes liées à l'accessibilité des emplacements expérimentaux dans le cœur du réacteur, les mesures par TLD ont été préférées car elles se révèlent peu coûteuses, simples à mettre en œuvre, et leur fiabilité pour ce type d'expérience a déjà été démontrée plusieurs fois par le passé [55] [99].

Sachant que les TLD ne mesurent que des doses intégrales et qu'il existe des phénomènes d'émissions gamma prompts et retardés (voir chapitre 3), il est souhaitable de pouvoir réaliser également des mesures de débits de dose en ligne afin de pouvoir suivre l'évolution des différentes contributions au cours du temps. La technique de mesure traditionnellement utilisée pour ce type d'expérience est la chambre d'ionisation. La difficulté est d'obtenir une chambre suffisamment petite pour être insérée au niveau du réseau de crayons combustibles.

6.2.2 Description du réacteur EOLE

La configuration de cœur BASALA-C/16Gd (Boiling water reactor Advanced core physics Study Aimed at MOX fuel LAttices Cold conditions / 16 Gadolinium pins per assembly)⁷ de la maquette critique EOLE est utilisée pour les expériences d'irradiation de TLD du programme ADAPh. Le cœur se caractérise par un réseau de crayons combustibles d'oxydes mixtes d'uranium et de plutonium (MOX) regroupés en assemblages 9x9 de type REB avancé. La cuve cylindrique du réacteur (diamètre=1 m, hauteur=1 m) contient le modérateur (de l'eau légère) dont la température, contrôlée par thermocouples, est maintenue à 20 degrés Celsius (dans les conditions de fonctionnement à froid) et le réseau d'assemblages est équipé de 4 barres de contrôle (B_4C) et 1 barre de pilotage placées dans des trous d'eau. La criticité est atteinte en ajustant le nombre de crayons MOX et UOX en périphérie du cœur. La description géométrique du cœur EOLE - BASALA, ainsi que le bilan matière, nécessaires pour les calculs d'interprétation sont détaillés

⁷Dans le cadre d'une collaboration internationale entre l'organisme japonais NUPEC (NUclear Power Engineering Corporation) la COGEMA et le CEA, le programme BASALA fournit des données expérimentales en support à la qualification des méthodes utilisées pour les calculs de dimensionnement des cœur de Réacteur à Eau Bouillante (REB) chargés en totalité de combustible MOX.

dans la note [100].

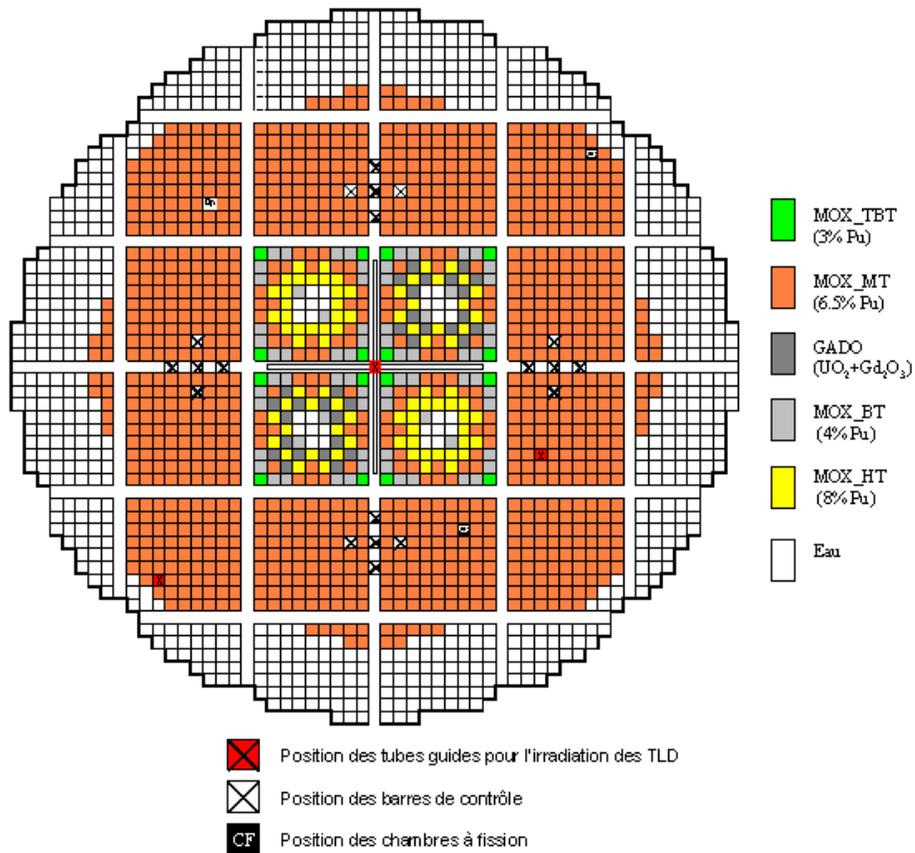


FIG. 6.1 – Configuration du cœur BASALA C/16Gd du réacteur EOLE. Trois positions de surgaines pour l’irradiation des TLD et deux positions de chambres à fission.

Les TLD sont disposés par lots de 10 micro tubes dans 3 sur-gaines vides en aluminium. L’aluminium est neutre neutroniquement et s’active peu. Des cales en aluminium sont glissées dans la partie basse et haute des sur-gaines afin de centrer l’irradiation dans le plan axial médian du cœur ($z = \pm 10$ cm). Les sur-gaines contenant les TLD sont insérées au sein du massif nourricier : l’une est placée au centre du cœur, au niveau de l’évidement central permettant l’insertion d’une croix de contrôle, les deux autres remplacent des crayons combustibles situés en positions radiales médianes et périphériques (voir figure 6.1).

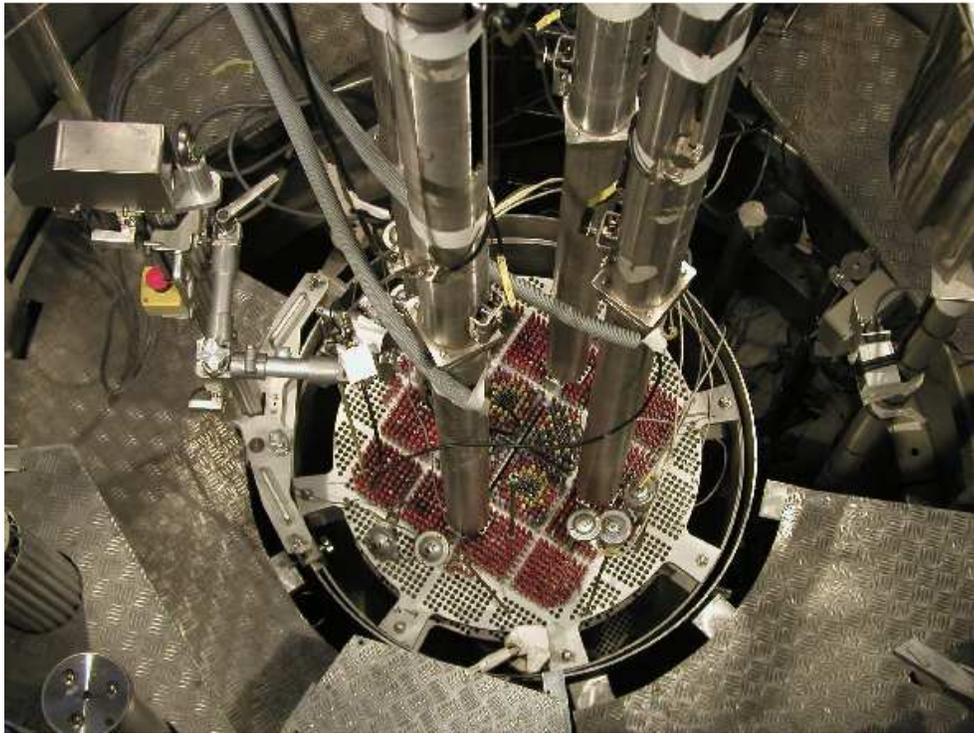


FIG. 6.2 – Photographie du cœur BASALA (réacteur EOLE)

6.2.3 Description du réacteur MINERVE

MINERVE est une pile expérimentale de type piscine, qui était implantée en 1959 au Centre d'Etudes Nucléaires de Fontenay-aux-Roses et qui a été transférée en 1977 sur le centre d'Etudes Nucléaires de Cadarache.

Le cœur, de puissance très faible (< 100 W), est immergé sous trois mètres d'eau. Les éléments combustibles nourriciers (assemblages de plaques d'Uranium fortement enrichis en U235) et les éléments réflecteurs en graphite sont disposés autour d'une zone expérimentale qui forme une cavité carrée au centre du cœur (voir figures 6.3 et 6.4). A l'intérieur de cette cavité peuvent être placés différentes configurations de réseaux expérimentaux sous-critiques. Au moment des expériences ADAPh, dans le cadre des programmes expérimentaux HTC (Hauts Taux de Combustion), VALMONT, OCEAN (Oscillations en Cœur d'Echantillons d'Absorbants Neutroniques) et OSMOSE (OScillations dans Minerve d'isOtopes dans des spectres Eupraxiques) qui se dérouleront entre 2003 et 2012, le réacteur MINERVE présente une configuration de cœur dite "massif MELODIE IV", réseau R1-UO2. La configuration expérimentale MELODIE IV réseau R1-UO2 a été optimisée afin d'être représentative d'un réseau REP à combustible UO2. Elle permet de réaliser des mesures d'oscillation dans un spectre UOx. Le chargement type du cœur nourricier pour le réseau R1-UO2 est représenté figure 6.5. Ce réseau, chargé au centre de la zone nourricière de MINERVE, se présente sous la forme d'un massif cylindrique de 800 cellules. Dans cette configuration, toutes les cellules contiennent un crayon UO2 enrichi à 3% de U235 (776 crayons) exceptées 24 cellules placées à la périphérie du réseau remplies par des crayons en aluminium, et 1 cellule centrale. La description géométrique du cœur MINERVE - MELODIE IV - R1-UO2, ainsi que le bilan matière, nécessaires pour les calculs d'interprétation sont détaillés

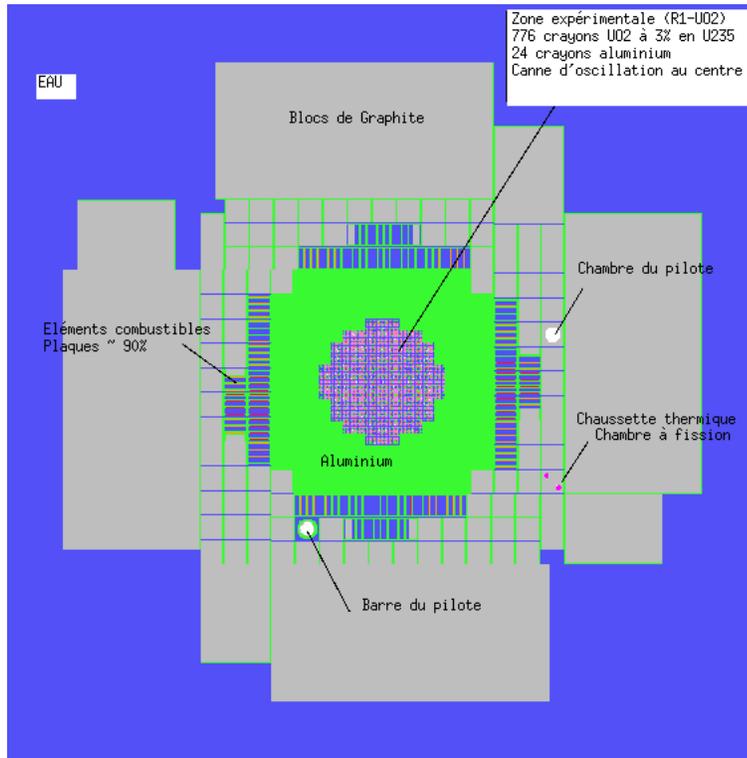


FIG. 6.3 – Coupe radiale du cœur MINERVE, vue d'ensemble

dans la note [101]. Les micro-tubes contenant les TLD sont placés dans une sur-gaine qui est insérée en position centrale de la zone expérimentale (cf figure 6.5).

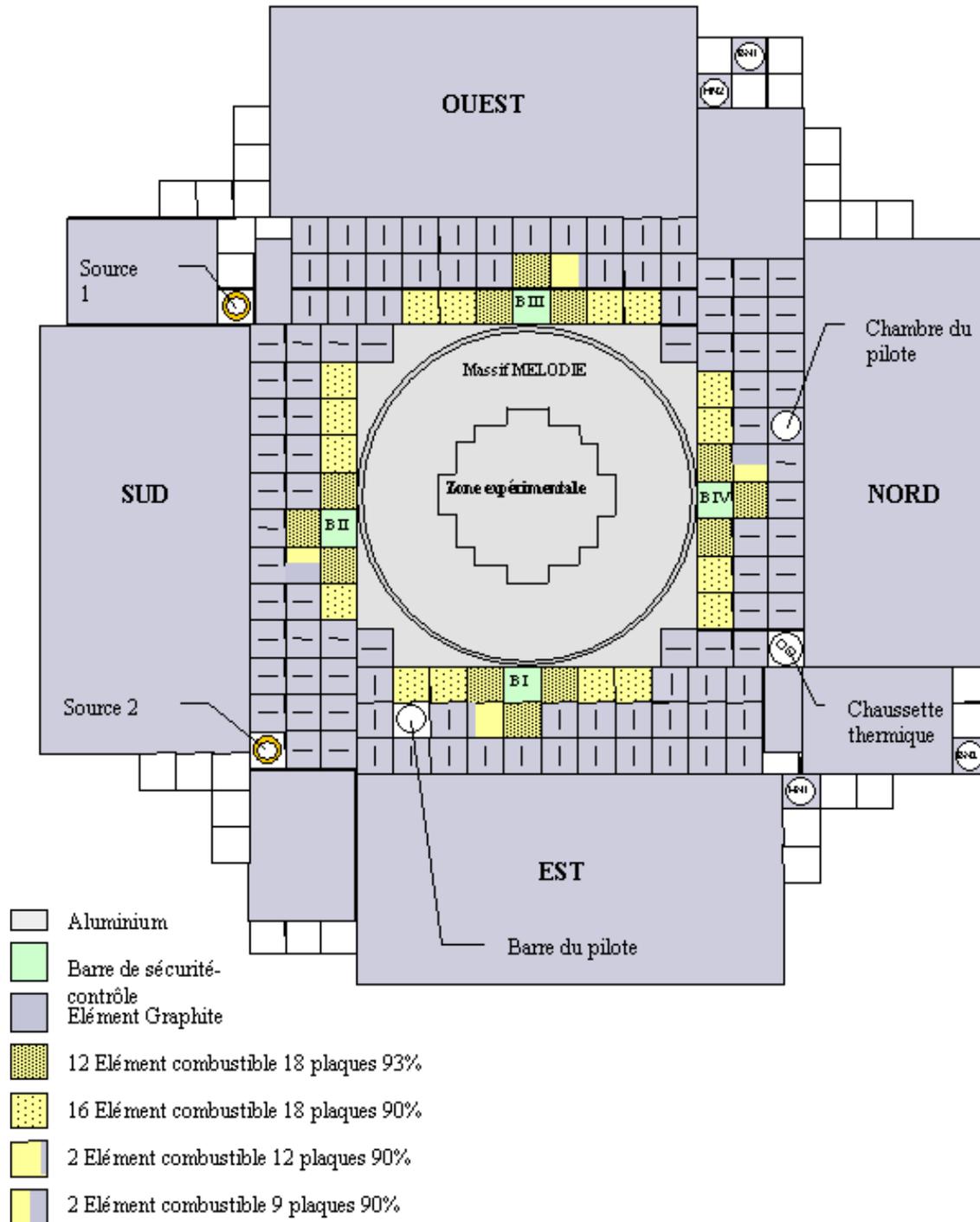


FIG. 6.4 – Chargement critique de la zone nourricière - MINERVE - MELODIE R1-UO2 (594 plaques)

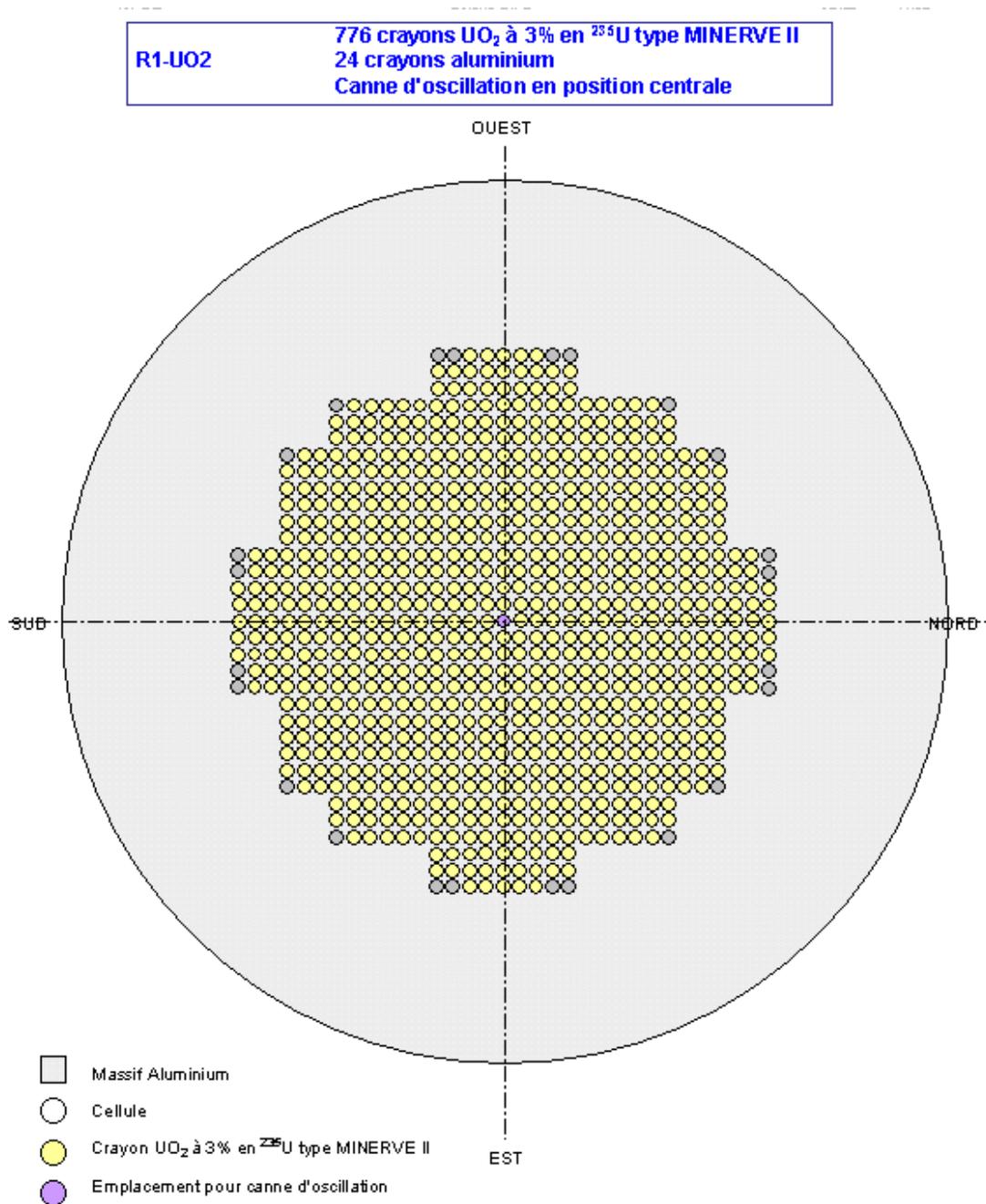


FIG. 6.5 – Chargement de la zone expérimentale - MINERVE - MELODIE R1-UO2

6.3 Calendrier du projet

Le calendrier d'ensemble du projet expérimental est représenté sur le diagramme de Gantt de la figure 6.6. Les études de faisabilité du projet expérimental se sont déroulées en 2003. Le banc de mesure TLD a été remis en service en mars 2003 pour effectuer une expérience préliminaire d'étalonnage des TLD auprès d'une source de Co60. Les TLD utilisés proviennent alors de lots acquis il y a plusieurs années dont l'historique d'utilisation reste indéterminé. Etant donné le nombre de TLD, il a été décidé de procéder à un étalonnage par lots. Une expérience préliminaire d'irradiation de ces TLD a été effectuée dans le réacteur EOLE en juin 2003 sur un palier de puissance de 40 Watts - 10 minutes. Cette expérience a montré notamment que la dose intégrée par les TLD était trop importante (de l'ordre de 10 Gy) et qu'il était nécessaire d'effectuer des mesures à plus faible puissance. Ces essais préliminaires ont aussi permis de mettre en place un protocole expérimental de mesure. L'essai d'étalonnage a montré une certaine dispersion des réponses TL des détecteurs pris au sein d'un même lot. Par ailleurs, on a établi une corrélation entre la dispersion des réponses TL et celle des masses des détecteurs, si bien qu'une caractérisation individuelle des détecteurs a été effectuée en août 2003, en tenant compte de leur réponse massique (La masse est un des paramètres qui peut expliquer la dispersion). L'expérience de faisabilité du programme ADAPh s'est déroulée en septembre 2003 sur le réacteur EOLE avec un palier d'irradiation de 15W pendant 10 minutes. L'acquisition de nouveaux TLD (TLD MTS7 de type $FLi7:Mg, Ti$, TLD400 de type $CaF_2:Mn$ et poudre micro-cristalline de type $Al_2O_3:Na$) en février 2004 est suivi d'un étalonnage de l'ensemble des détecteurs auprès d'une source de Co60. En mars 2004, la première phase des expériences ADAPh d'irradiation de TLD est réalisée dans le réacteur EOLE. En janvier 2005, la deuxième phase du programme ADAPh consiste à irradier les TLD dans le réacteur MINERVE. Enfin, en juin 2005, l'acquisition d'une micro chambre à ionisation a permis d'effectuer des mesures en ligne de débits de dose dans le réacteur MINERVE.

Chapitre 7

Principe physique des mesures par TLD et chambre d'ionisation

Sommaire

7.1	Principe physique des mesures par TLD	112
7.1.1	Définitions	112
7.1.2	Description phénoménologique de la thermoluminescence	112
7.1.3	Problématique des champs mixtes	116
7.2	Description des TLD	118
7.2.1	Principe de lecture des TLD	119
7.2.2	Lois de chauffage adoptées	121
7.2.3	Réponse en fonction de la dose absorbée	123
7.2.4	Réponse des TLD en fonction de l'énergie et de la qualité des rayonnements	124
7.2.5	Influences diverses	125
7.2.6	Caractéristiques du conditionnement des TLD utilisés	125
7.3	Principe physique des mesures par chambre d'ionisation	127
7.3.1	Problématique des champs mixtes	127
7.3.2	Description de la chambre d'ionisation	128
7.4	Problématique des phénomènes de cavité	129
7.4.1	Modèles déterministes de calcul des corrections de cavités	129

Après la définition du phénomène de thermoluminescence, nous présenterons une description des principes physiques qui sous-tendent l'utilisation des détecteurs thermoluminescents et des chambres d'ionisation. Les caractéristiques des différents détecteurs utilisés pour la mesure de dose gamma et leurs conditionnements pour les irradiations dans les réacteurs EOLE et MINERVE sont précisément décrits. L'interprétation des mesures effectuées par ces détecteurs peut se révéler problématique dans le cadre des irradiations en réacteur à cause de la présence d'un champ mixte neutron-gamma et de la difficulté de discriminer ces deux composantes de la dose mesurée. Ces deux types de détecteurs posent également la problématique des phénomènes de cavités, de la réalisation de conditions d'équilibre électronique et plus généralement du transport des électrons pour l'interprétation correcte de la dose mesurée.

7.1 Principe physique des mesures par TLD

7.1.1 Définitions

La luminescence (1899 ; du latin *lumen*, -inis, "lumière") consiste en une émission de lumière par un corps non incandescent. Elle peut être définie à partir de la contrainte qui lui donne naissance. Elle est alors provoquée par une radiation lumineuse excitatrice (photoluminescence), un courant électrique (électroluminescence), la radioactivité (radioluminescence), une réaction chimique (chimiluminescence), la dissolution (lyoluminescence), la chaleur (thermoluminescence), un choc mécanique (triboluminescence). Un autre type de classification est basé sur l'origine immédiate (fluorescence) ou différée (phosphorescence) de ce phénomène.

Les propriétés d'inflammabilité et de luminescence dans l'obscurité de l'élément de numéro atomique 15 ont été naturellement à l'origine de son nom : Phosphore (1677 ; du grec *phosphoros* "lumineux", de *phôs* "lumière"). Il était employé aussi pour toute substance capable de devenir lumineuse dans l'obscurité. C'est en 1784 qu'est créé le mot phosphorescence, afin de dissocier le nom d'un élément (le phosphore) de ces propriétés qui, de plus, sont communes à beaucoup de substances (deux tiers des minéraux sont luminescents à des degrés divers). Le terme de fluorescence, adopté en 1852 en Angleterre et 1865 en France, décrit le phénomène consistant, pour une substance, en l'émission de lumière visible (UV, rayons X, ...). A la différence de la phosphorescence, qui est une luminescence isotherme, la fluorescence cesse avec l'excitation.

La thermoluminescence désigne le processus par lequel certaines substances (matériau luminescent), préalablement irradiées, émettent, sous l'action d'une stimulation thermique, un rayonnement lumineux dont l'intensité est fonction de l'énergie emmagasinée pendant l'irradiation préalable. Les références [102], [103], [104] et [105] fournissent un historique très détaillée de la découverte des phénomènes de luminescence.

7.1.2 Description phénoménologique de la thermoluminescence

Les premiers travaux de description phénoménologique sur la TL et qui constituent une référence datent des années 1940 et sont l'œuvre de J.T. Randall et M.H.F. Wilkins [106] ainsi que de G.F.J. Garlick et A.F. Gibson [107]. Leur théorie se base sur un modèle simple qui n'a pas pu rendre compte de toutes les situations complexes. Ils considèrent un matériau isolant, donc de bande interdite (gap) typiquement supérieure à 2 eV. Les impuretés et les défauts du matériau créent dans la bande interdite des niveaux électroniques. Nous décrivons ci-dessous une configuration typique des niveaux qui participent à l'apparition de la TL. Suivant leur rôle, leur fonctionnalité, on les différencie en deux catégories :

- les niveaux pièges, généralement proches des bandes de conduction, ont des échanges avec ces dernières. Ils captent et libèrent des électrons suite à un apport d'énergie ;
- des centres de recombinaison plus profonds dans le gap récupèrent les électrons dépiégés. C'est lors de cette recombinaison (avec un trou) qu'un photon peut être émis.

Un matériau thermoluminescent possède des défauts cristallins susceptibles de piéger un porteur de charge. Lors de l'interaction d'un photon ou d'une particule chargée, l'électron de la bande de valence gagne de l'énergie et est "projeté" dans la bande de conduction où il circule librement jusqu'à ce qu'il retombe dans sa bande d'origine, ou bien dans un piège à électron proche de la bande de conduction. Il peut rester dans cet état pendant un temps d'autant plus long que la température est faible (ou que ce niveau est profond dans le gap). Lorsqu'un matériau thermoluminescent est chauffé, la chaleur fournie met en vibration les ions autour de leur position normale. Les électrons piégés dans les défauts s'agitent et finissent par quitter leur piège. Ils peuvent alors circuler librement dans le cristal jusqu'à leur recombinaison avec un trou qui, en situation de centre fluorescent, s'accompagne de l'émission d'un photon. Le cristal reste neutre, il existe autant d'électrons que de trous. Deux paramètres participent au vidage des pièges : la température de façon forte (loi de Boltzmann) et le temps de façon douce (déclin exponentiel).

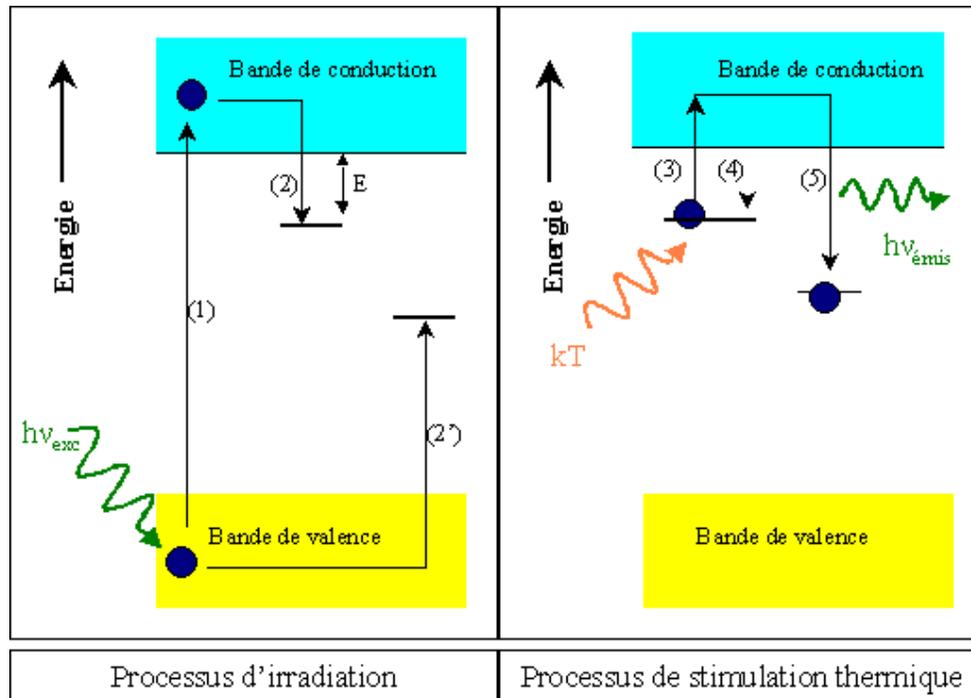


FIG. 7.1 – Principe de la thermoluminescence

Les hypothèses de Randall et Wilkins sont les suivantes :

- un seul type de niveau piège isolé à une énergie E_0 ;
- pas de repiégeage des électrons lors de la stimulation thermique ;
- passage de l'électron lors de la recombinaison par la bande de conduction.

Dans ce cas, la variation au cours du temps du nombre d'électrons sur le niveau piège est proportionnelle au nombre d'électrons présents sur ce niveau :

$$\frac{dN}{dt} = -P(T) \cdot N(t) \quad (7.1)$$

avec $N(t)$ la densité d'électrons sur le niveau piège à l'instant t et $P(T)$ la densité de dépiégeage d'un électron en fonction de la température T . Cette probabilité correspond à l'inverse de la durée de vie τ de l'électron sur ce niveau et est égale à :

$$P(T) = \frac{1}{\tau} = S_0 \cdot \exp\left[\frac{-E_0}{kT}\right] \quad (7.2)$$

avec S_0 un facteur de fréquence [s^{-1}] qui est lié à la fréquence des vibrations atomiques du matériau (dont la valeur peut varier en fonction de la nature du matériau et qui en première approximation peut être supposé constant avec la température) et $k = 1.38 \cdot 10^{-23} J.K^{-1}$ la constante de Boltzmann. L'intensité de TL $I(t)$ est alors proportionnelle à dN/dt :

$$I(t) = C \cdot N(t) \cdot S_0 \cdot \exp\left[\frac{-E_0}{kT}\right] \quad (7.3)$$

avec un facteur de proportionnalité C qui représente le rendement de luminescence (si toutes les combinaisons sont radiatives, $C = 1$). L'intensité de TL augmente de façon exponentielle dès que le terme kT , c'est à dire la température par l'intermédiaire de la constante de Boltzmann, se rapproche de E_0 . Au cours du chauffage, les pièges se vident de leurs électrons, la population $N(t)$ diminue conduisant à la décroissance de la TL après son maximum. Si l'on suppose une loi de chauffage linéaire du type $T = T_0 + \beta \cdot t$ avec $\beta = dT/dt$ constant, l'expression intégrale (obtenue en combinant les équations 7.1 et 7.2) :

$$\int \frac{dN}{N} = \int \frac{S_0}{\beta} \cdot \exp\left[\frac{-E_0}{kT}\right] dT \quad (7.4)$$

permet d'exprimer le terme $N(t)$:

$$N(t) = N_0 \cdot \exp\left[-\frac{S_0}{\beta} \cdot \int \exp\left[\frac{-E_0}{kT}\right] dT\right] \quad (7.5)$$

et l'intensité de TL, pour une vitesse de chauffage constante, est donc égale à :

$$I(t) = C \cdot S_0 \cdot N_0 \cdot \exp\left[\frac{-E_0}{kT}\right] \cdot \exp\left[-\frac{S_0}{\beta} \cdot \int_{T_0}^T \exp\left[\frac{-E_0}{kT}\right] dT\right] \quad (7.6)$$

Les courbes théoriques suivantes, qui sont établies suivant le modèle simple de Randall et Wilkins, permettent de visualiser l'influence sur l'intensité de TL de la profondeur des pièges (voir figure 7.2), du facteur de fréquence (voir figure 7.3) et de la vitesse de chauffage (voir figure 7.4).

Sur la figure 7.2, nous constatons que l'apport d'énergie kT doit être d'autant plus important que le niveau piège est éloigné de la bande de conduction. On remarque sur la figure 7.3 que l'énergie nécessaire au dépiégeage des électrons est d'autant plus petite que la fréquence de vibration liée aux pièges est grande. Enfin, signalons sur la figure 7.4 que les intégrales de TL obtenues pour chacune des vitesses de chauffage sont égales, ce qui se justifie par le fait que les temps de dépiégeages diminuent quand la vitesse de chauffage augmente : s'il faut 37.2 s pour atteindre le pic du maximum de TL (situé à 486 K) à la vitesse de $5 K.s^{-1}$, il faut seulement 13.5 s pour atteindre le pic du maximum de TL (situé à 502 K) à la vitesse de $15 K.s^{-1}$ ⁸. De

⁸Ce gain de temps autorise des temps de lecture assez courts qui sont à l'origine de l'utilisation des lasers pour chauffer les matériaux TL (avec des temps de lecture compris entre 5 ms et 50 ms suivant la densité de puissance du faisceau laser [102]).

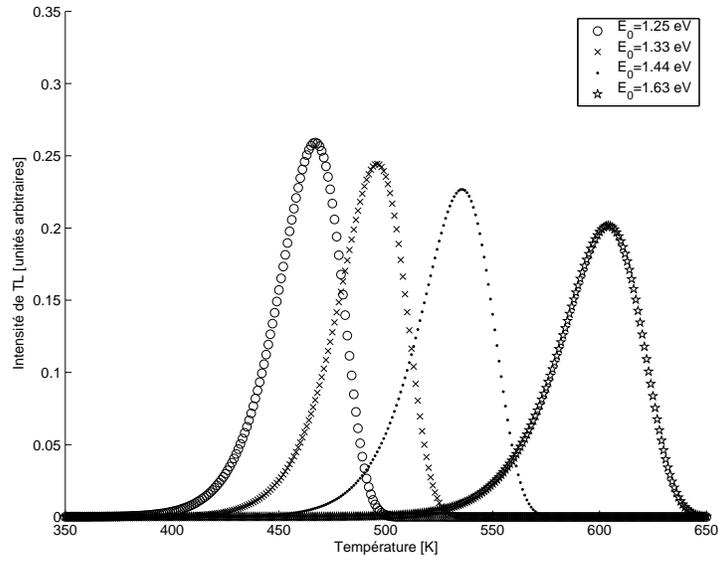


FIG. 7.2 – Courbes théoriques de l'intensité de TL en fonction de la température, avec comme paramètres fixes $S = 2.10^{13} s^{-1}$, $\beta = 10 K.s^{-1}$ et $T_0 = 300 K$, pour différentes énergies d'activation E_0 .

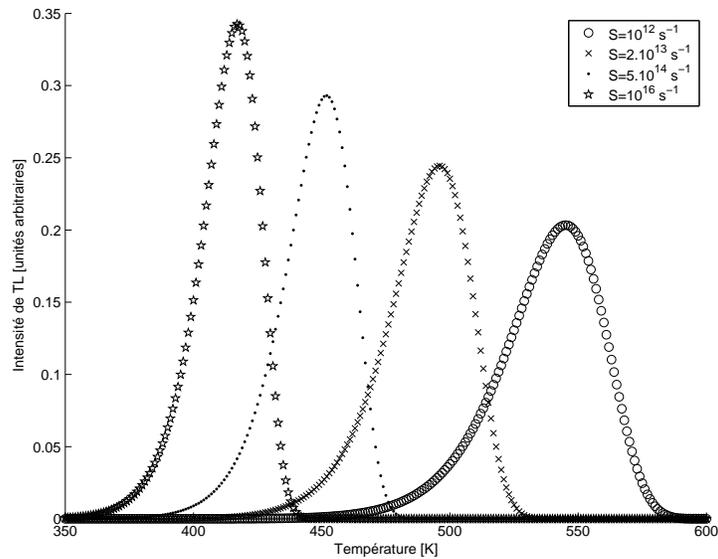


FIG. 7.3 – Courbes théoriques de l'intensité de TL en fonction de la température, avec comme paramètres fixes $E = 1.33 eV$, $\beta = 10 K.s^{-1}$ et $T_0 = 300 K$, pour diverses valeurs du facteur de fréquence S .

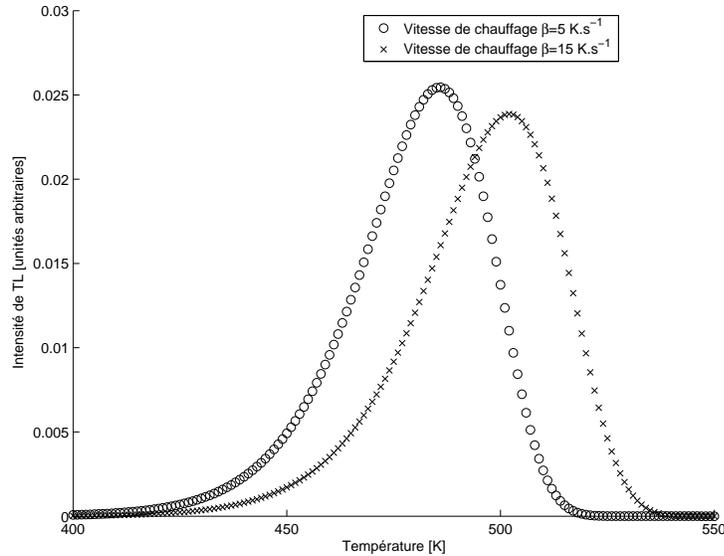


FIG. 7.4 – Courbes théoriques de l'intensité de TL en fonction de la température, avec comme paramètres fixes $E = 1.33 \text{ eV}$, $S = 2.10^{13} \text{ s}^{-1}$ et $T_0 = 300 \text{ K}$, pour des vitesses de chauffage de $\beta = 5 \text{ K.s}^{-1}$ et $\beta = 15 \text{ K.s}^{-1}$.

même que l'intensité de TL croît, on constate une augmentation de la température du maximum de TL avec la vitesse de chauffage.

Le nombre d'électrons piégés au cours de l'irradiation est proportionnel au nombre d'électrons créés dans le cristal suite aux interactions des rayonnements incidents avec ce cristal (et surtout son environnement si c'est une petite cavité), lui même proportionnel à l'énergie cédée par ces rayonnements au sein du cristal et par conséquent à la dose absorbée dans le cristal. Pour déterminer le nombre d'électrons piégés au cours de l'irradiation, le dosimètre est chauffé et la quantité de lumière émise par suite du phénomène de thermoluminescence est mesurée à l'aide d'un photomultiplicateur. Pour interpréter correctement cette thermoluminescence, il faut procéder à un étalonnage préalable des TLD.

7.1.3 Problématique des champs mixtes

Les mesures par TLD de dose gamma en réacteur sont délicates du fait de la présence d'un champ mixte de particules neutrons et gamma qui interagissent simultanément avec le matériau TL. La difficulté est bien sûr de parvenir à discriminer, à l'issue d'une irradiation, les contributions respectives des neutrons et des gamma au signal intégral de TL mesuré. On évalue la dose due aux neutrons et on la soustrait à la dose totale mesurée. A priori, il semble que la dosimétrie des neutrons par TLD n'est pas aussi simple que celle des photons, d'une part parce qu'il existe de nombreux processus de transfert d'énergie et d'autre part parce que les sections efficaces d'interaction neutroniques présentent des variations importantes : les résonances. En effet, le transfert d'énergie des neutrons à un matériau quelconque est un processus complexe qui comprend deux étapes : d'abord la production de particules ionisantes (à la fois dans le matériau du détecteur et son milieu environnant), et ensuite l'étape par laquelle ces particules vont ve-

nir dissiper leur énergie par collisions électroniques et nucléaires dans le matériau du détecteur. La réponse des TLD aux neutrons dépend donc du Kerma pour ce qui est des interactions au sein même du matériau détecteur. Cependant, il faut tenir compte également de la sensibilité intrinsèque du matériau TL vis à vis des différentes particules produites par les réactions neutroniques. On peut se représenter cette sensibilité comme étant un facteur d'efficacité de TL qui dépend au premier ordre des coefficients de Transfert Linéique d'Énergie (TLE) des particules produites. L'observation expérimentale de différents spectres d'émissions TL selon le taux de TLE des particules incidentes (voir figure 7.5) vient confirmer la distinction qui s'opère entre les particules ayant un faible TLE (β et γ) et les particules à TLE élevé (α). D'autre part, la figure 7.6 présente différentes courbes de TL ayant des pics plus ou moins décalés selon la nature de l'irradiation subie par le TLD. Cela confirme bien le fait qu'il existe différents niveaux de pièges électroniques qui sont préférentiellement occupés ou laissés vacants selon qu'il s'agit d'une irradiation aux neutrons ou aux photons. Il faut bien comprendre, dans le cas d'une irradiation en champ mixte neutron-gamma, qu'il est très délicat - si l'on utilise uniquement les courbes de TL [108] - de distinguer la TL due aux neutrons de celle due aux photons.

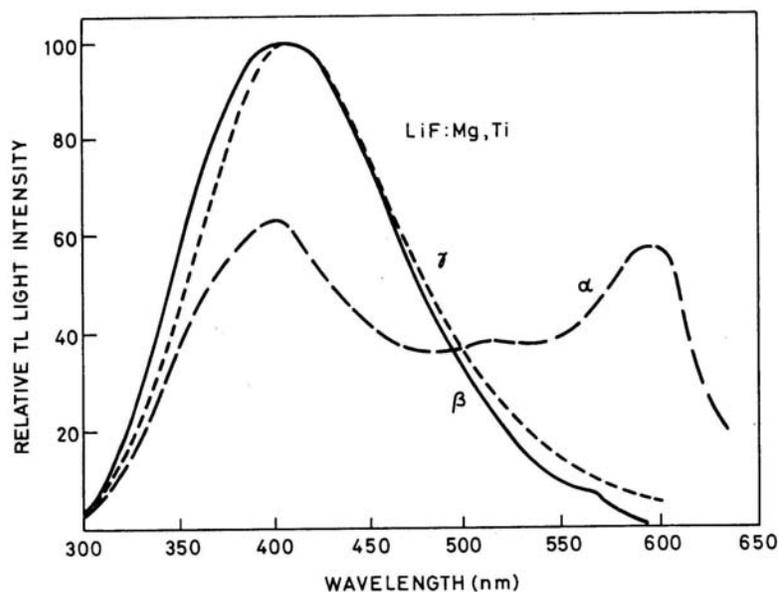


FIG. 7.5 – Spectre d'émission des principaux pic de thermoluminescence du matériau LiF :Mg,Ti après exposition à différents types de radiations (Oltman et al, 1968)

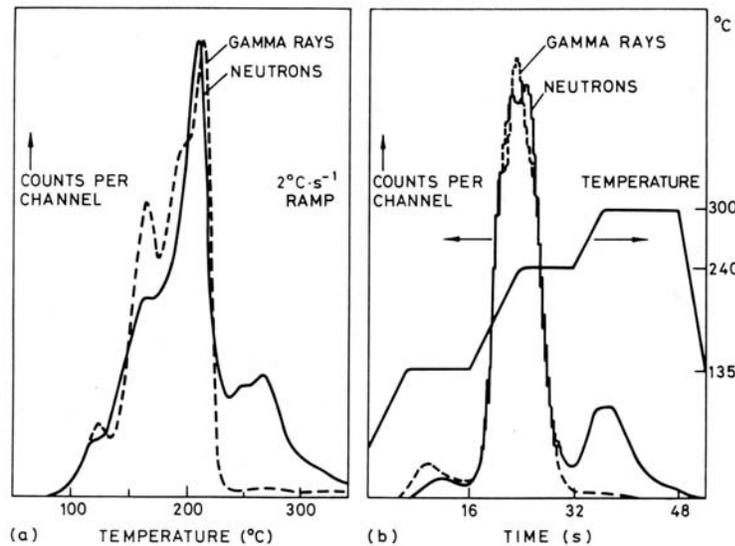


FIG. 7.6 – Courbes de thermoluminescence d'un TLD600 obtenues respectivement par chauffage linéaire (a) et chauffage par plateaux (b), pour des cas d'irradiations aux neutrons et aux gamma (J.A.B. Gibson, 1985 [110])

7.2 Description des TLD

Les TLD mis en œuvre sont les suivants (voir photographie sur la figure 7.7) :

- Lot de 60 TLD500 ($Al_2O_3:C$) : disques de diamètre 5 mm et d'épaisseur 1 mm, de masse 74.72 mg \pm 5.9% ;
- Lot de 51 TLD700 ($FLi7:Mg,Ti$) : bâtonnets de longueur 6 mm et de côté 1x1 mm², de masse 15.77 mg \pm 3.4% ;
- Lot de 90 TLD MTS7 ($FLi7:Mg,Ti$) : disques de diamètre 4.5 mm et d'épaisseur 0.9 mm, de masse 34.06 mg \pm 3.1% ;
- Lot de 97 TLD400 ($CaF_2:Mn$) : parallélépipèdes à base carrée de côté 3.2x3.2 mm² et d'épaisseur 0.9 mm, de masse 29.96 mg \pm 0.9%.

De plus, pendant la première phase des expériences (c'est à dire lors des mesures EOLE), de l'alumine ($Al_2O_3:Na$) a été employée sous forme de poudre micro-cristalline. Son utilisation reste délicate car la reproductibilité de la quantité de poudre placée sur le lecteur TLD n'est pas optimale, c'est pourquoi elle a été abandonnée par la suite.

La sensibilité d'un produit TL est déterminée par son efficacité intrinsèque de TL qui représente la proportion d'énergie absorbée ré-émise sous forme de photons lumineux. Cependant, on n'observe qu'une sensibilité apparente valable pour un appareillage déterminé et pour les réglages sélectionnés. Le seuil de détection détermine la dose minimale décelable et dépend non seulement de la sensibilité du matériau utilisé, mais également d'un certain nombre de phénomènes parasites qui entraînent l'apparition d'une pré-dose apparente :

- l'émission lumineuse du système de chauffage ;
- l'émission de triboluminescence⁹ ;

⁹Le frottement des cristaux les uns contre les autres crée des tensions superficielles qui libèrent leur énergie sous forme d'émissions lumineuses pendant le chauffage. Ce phénomène est appelé triboluminescence. La poudre



FIG. 7.7 – Types de TLD utilisés

– la rémanence ;

7.2.1 Principe de lecture des TLD

Les mesures de TL sont réalisées sur un lecteur conventionnel de type Harshaw-3500 (voir figure 7.8), dont le principe de fonctionnement (schématisé figure 7.9) est le suivant : le TLD est placé dans une chambre noire au contact d'un four qui suit une loi de chauffage programmée (et adaptée à chaque type de TLD). Simultanément, le photomultiplicateur capte les émissions thermoluminescentes du TLD, délivre un signal électrique en nC et l'intégrateur reconstitue la courbe de TL [nC] en fonction de la température imposée [°C]. Chaque TLD est lu individuellement. La manipulation des TLD s'effectue à l'aide de pinces Brucelles. Le positionnement des TLD dans le lecteur et leur contact thermique avec l'élément chauffant doit être assuré de façon reproductible.

Au cours du chauffage, la présence de micro-poussières qui deviennent incandescentes ou le phénomène de triboluminescence peuvent perturber les mesures ; pour limiter ces phénomènes, la circulation d'un gaz neutre (tel que l'azote ou l'argon) est imposée dans la chambre noire afin d'éviter la présence d'oxygène au contact du TLD.

Une partie du spectre d'émission du système de chauffage (l'émission infra-rouge) peut être détectée par le photomultiplicateur, en particulier pour les corps présentant des pièges utiles à haute température. Deux solutions peuvent être envisagées : diminuer la température de chauffage ou utiliser un filtre optique. Le lecteur est déjà équipé d'un filtre optique afin d'éliminer la partie du spectre d'émission lumineuse supérieure à 650 nm correspondant aux émissions infra-rouge.

L'alumine, qui présente un spectre d'émission prédominant dans la gamme des grandes longueurs d'ondes [111] et qui a une forte sensibilité, a provoqué un phénomène de saturation du photomultiplicateur. Les mesures de luminescence de l'alumine ont donc été atténuées d'un facteur 8 environ par réflexion à l'aide d'un filtre optique neutre (référence 100FN46-50S ORIEL).

micro-cristalline présente une triboluminescence plus importante que les détecteurs frittés ou micro-cristallins car ceux-ci subissent moins de contraintes lors des manipulations.



FIG. 7.8 – Lecteur de TLD de type Harshaw-3500

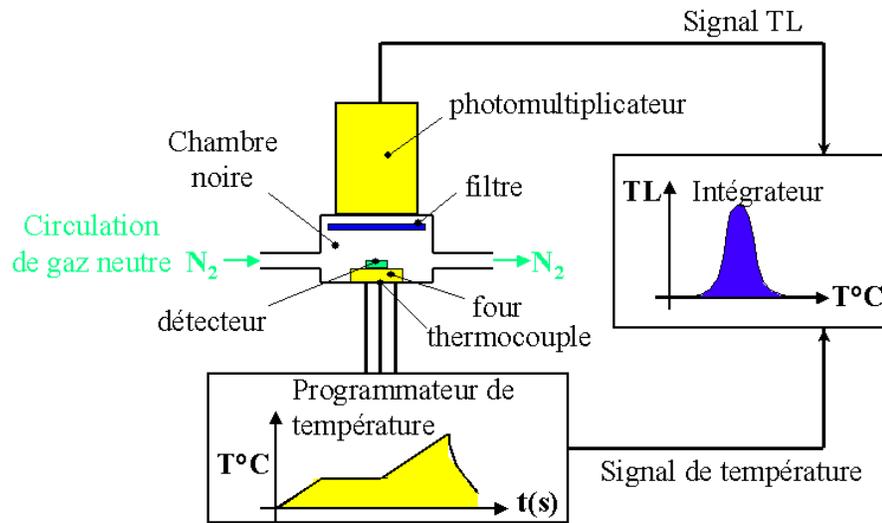


FIG. 7.9 – Schéma de principe du fonctionnement du lecteur TLD

7.2.2 Lois de chauffage adoptées

Pour les applications dosimétriques

Généralement, dans la gamme des températures utilisées pour la dosimétrie, les matériaux TL présentent une série de pics de TL qui correspondent à la libération des pièges de différents niveaux énergétiques (voir figure 7.10). Les niveaux les plus bas correspondent à des pièges peu profonds d'où les électrons s'échappent progressivement, même à température ambiante. Pour les applications dosimétriques, seuls les pièges relativement stables présentent un intérêt, car ils conservent intacte l'information entre l'irradiation et la lecture. La luminescence mesurée sur certains pics peut être très variable selon la stabilité et l'importance relative des pièges de faible énergie. La luminescence globale émise par toute la série de pics n'est donc pas compatible avec la précision requise pour nos mesures. Plusieurs méthodes permettent d'éliminer l'influence des pics instables :

- la méthode de mesure de l'amplitude des pics (à condition que les pics instables ne dominent pas les stables et que l'on puisse les séparer),
- la méthode de "régénération" : pour certains matériaux TL, un traitement thermique approprié peut être effectué systématiquement avant l'utilisation pour modifier la répartition des pièges et favoriser les niveaux stables (voir plus loin la procédure de recuit),
- si les niveaux énergétiques sont suffisamment éloignés, il est possible d'éliminer les pièges les plus instables par un traitement thermique approprié effectué sur le détecteur irradié avant de procéder à la lecture.

L'adoption de lois de chauffage spécifiques à chaque type de TLD permet ainsi d'obtenir une bonne reproductibilité des mesures. Ces lois de chauffages sont représentées figure 7.11.

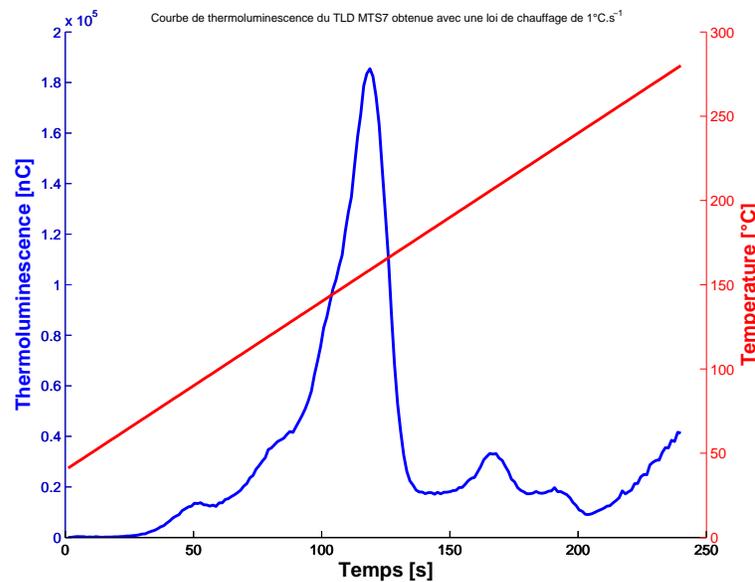


FIG. 7.10 – Courbe de thermoluminescence du TLD MTS7 obtenue avec une loi de chauffage de $1^{\circ}\text{C}/\text{s}$

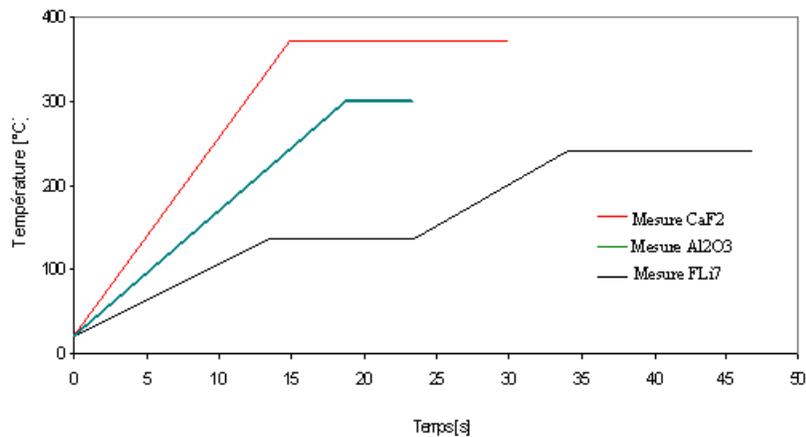


FIG. 7.11 – Loi de chauffage adoptées pour la lecture des différents TLD

Pour le processus de recuit

Lors de la lecture, la température atteinte est insuffisante pour vider complètement les pièges les plus profonds, généralement non utilisés pour la dosimétrie. Par un phénomène de migration des porteurs d'un niveau énergétique à un autre, il s'établit un nouvel équilibre et le produit TL semble se "recharger" : c'est la dose rémanente. De ce fait, avant d'être ré-utilisés, il est impératif de régénérer les produits qui ont subi une irradiation trop importante car le cycle de chauffage du lecteur est insuffisant pour effacer totalement l'information précédente. L'objet du recuit est d'éliminer totalement les électrons piégés dans le TLD (il s'agit d'une remise à zéro). Tous les détecteurs sont recuits dans une étuve, avec un cycle de recuit d'une heure de chauffage à 400°C suivi de deux heures à 100°C. Ce cycle est représenté figure 7.12.

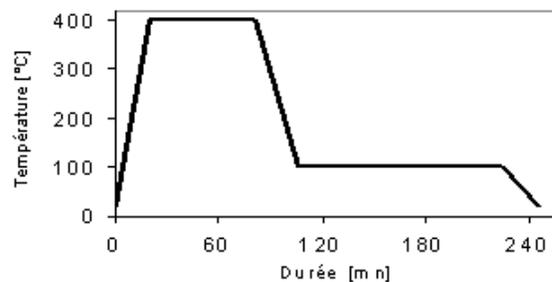


FIG. 7.12 – Loi de chauffage adoptée pour le recuit des TLD

Phénomène de "fading"

La perte de signal au cours du temps d'un TLD, préalablement irradié et maintenu à température constante, est un paramètre important pour la dosimétrie des rayonnements ionisants. Ce phénomène, connu sous le nom de "fading", caractérise un matériau TL du point de vue de ces capacités à stocker l'information. Le fading est représenté par la diminution, en fonction

du temps, du signal TL d'un échantillon irradié et lu dans des conditions bien déterminées. Les premiers pics en température sont plus affectés par ce phénomène puisqu'ils correspondent aux pièges les plus proches de la bande de conduction. C'est pourquoi, lors de la lecture, un préchauffage est effectué afin de ne pas prendre en compte dans le signal de TL la contribution de ces pics instables. Un stockage à la lumière ambiante, à une température et une humidité trop élevées peuvent induire un fading supplémentaire. Le tableau suivant fournit les valeurs du fading adoptées pour les matériaux TL considérés dans cette étude.

TAB. 7.1 – Valeurs de fading adoptées pour les TLD considérés [112]

	$Al_2O_3:C$	$CaF_2:Mn$	$Flu7:Mg,Ti$
Fading (% par mois)	0.25%	4.0%	0.42%

7.2.3 Réponse en fonction de la dose absorbée

La courbe de réponse d'un matériau TL en fonction de la dose absorbée dans l'air comprend généralement une zone linéaire, une zone supra-linéaire et une zone de saturation. La zone linéaire est la plus intéressante car c'est un domaine où les mesures sont effectuées avec le maximum de précision. La zone linéaire est limitée du côté des faibles doses par les phénomènes parasites décrits plus haut (tous les phénomènes parasites d'émission lumineuse du système de chauffage, d'émission de triboluminescence ou de rémanence ...). Au delà de la zone linéaire, dans la zone supra-linéaire, la sensibilité croît avec la dose absorbée. Bien que la sensibilité des cristaux soit supérieure, la précision des mesures effectuées dans ce domaine est inférieure à celle de la zone linéaire. Cela provient du fait qu'il est nécessaire d'introduire un facteur de correction générateur d'erreurs supplémentaires et qui varie notamment avec le TLE du rayonnement mis en jeu. La zone de saturation intervient lorsque tous les pièges sont occupés et est annoncée par une inversion accélérée de la sensibilité entre 10^4 et 10^6 Gy selon les corps. La structure cristalline subit alors des dommages très importants. D'après [99], la réponse du matériau *Flu7* (*TLD700* et *MTS7*) est linéaire jusqu'à 5 Gy, puis devient non linéaire jusqu'à 1000 Gy où intervient un phénomène de saturation ; le domaine de linéarité du $CaF_2:Mn$ s'étend de 1 μ Gy à 100 Gy, tandis que celui de l' $Al_2O_3:C$ s'étend de 1 μ Gy jusqu'à approximativement 1 Gy, puis devient peu à peu non linéaire jusqu'à une dose de saturation de l'ordre de 30 Gy. Le domaine de dose approximativement envisagé pour les expériences d'irradiation dans les réacteurs EOLE et MINERVE se situe autour de 1 Gy, ce qui correspond au domaine linéaire des détecteurs.

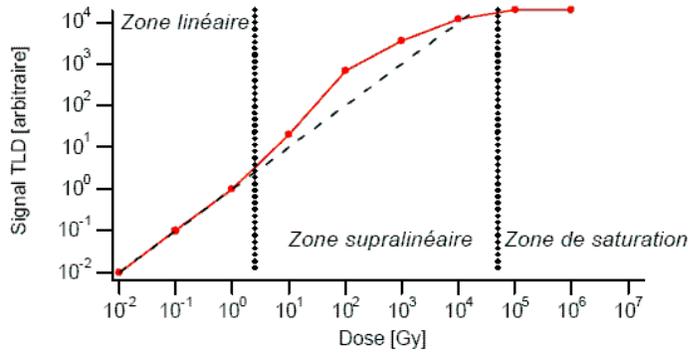


FIG. 7.13 – Exemple de non linéarité de la réponse d'un TLD (*FLi7*) en fonction de la dose absorbée

7.2.4 Réponse des TLD en fonction de l'énergie et de la qualité des rayonnements

Nous avons reporté sur la figure 7.14 la réponse théorique des divers produits TL étudiés ici en fonction de l'énergie des rayonnements électromagnétiques incidents.

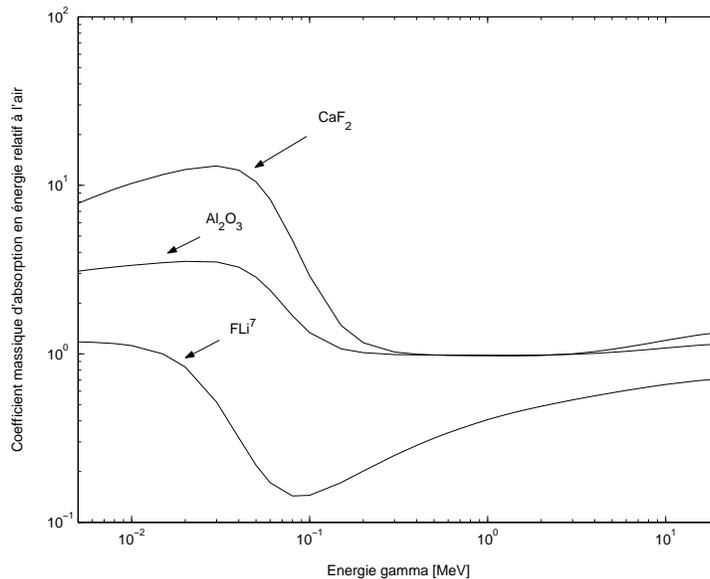


FIG. 7.14 – Réponse relative en fonction de l'énergie des photons pour les trois matériaux thermoluminescents employés

La zone inférieure à 150 keV, où prédomine l'effet photoélectrique est la plus intéressante : en effet, dans cette région, le coefficient d'absorption massique en énergie varie considérablement en fonction de l'énergie du rayonnement et du numéro atomique efficace Z_e du corps considéré. Dans le domaine d'énergie où prédominent les interactions photo-électriques ($E < 150$ keV) Z_e

est donné par (cf [111]) :

$$\bar{Z}_e^m = \sum_i a_i \cdot \bar{Z}_i^m \quad (7.7)$$

où a_i représente la fraction d'électrons contenue dans l'élément d'indice i et m est voisin de 3. On obtient :

- pour le CaF_2 :(3% Mn), $\bar{Z}_e = 16.6$
- pour le $FLi7$:(0.04% Mg), $\bar{Z}_e = 8.14$
- pour le Al_2O_3 :(X% C), $\bar{Z}_e = 10.2$
- pour l'air, $\bar{Z}_e = 7.64$

Le CaF_2 et le Al_2O_3 ont des Z_e plus importants, et en cas d'exposition à des photons de faible énergie (typiquement < 120 keV), le résultat sera caractérisé par une sur-réponse. De ce fait, seuls les produits composés essentiellement d'éléments à numéro atomique faible, présentent une réponse qui varie peu avec l'énergie. Les produits dont le numéro atomique efficace est élevé présentent une hypersensibilité importante dont le maximum se situe à 45 keV environ. Leur utilisation est donc limitée au domaine d'énergie supérieur. La réponse des TLD est indépendante du type de particule incidente et de son énergie, dans la mesure où le TLE des particules chargées produites est faible.

7.2.5 Influences diverses

Les conditions de conservation des TLD (température, humidité, lumière) peuvent influencer les mesures en jouant sur des variations de sensibilités des détecteurs. Il est impératif de respecter un protocole expérimental strict en terme de stockage et de manipulation des détecteurs afin d'assurer la fiabilité et la reproductibilité des mesures d'une irradiation à l'autre. Avant et après leur utilisation, les TLD sont systématiquement stockés dans des boîtes hermétiques à la lumière, les protégeant des rayonnements UV. La lumière peut effectivement augmenter la prédose des cristaux non irradiés ou bien vider les pièges de leurs électrons et faire décroître la thermoluminescence des cristaux irradiés.

7.2.6 Caractéristiques du conditionnement des TLD utilisés

Le choix du conteneur ou de l'emballage est important. En effet, il est susceptible :

- d'être activé par le rayonnement incident (les interactions des neutrons de forte énergie, supérieurs à 10 MeV, avec les noyaux constituant les emballages peuvent entraîner une activation dont il faut tenir compte),
- de modifier l'établissement de l'équilibre électronique (cas des conteneur de numéro atomique élevé),
- de favoriser l'absorption du rayonnement incident,
- d'engendrer des protons de recul ou des particules alpha sous l'action des neutrons (l'action des protons de recul produits lors de l'interaction des neutrons avec les noyaux d'hydrogène a été mise en évidence [111]).

En pratique, chaque TLD a été placé dans un micro-tube conique de matière lucoflex (C_2H_3Cl) d'une contenance de 0,2 ml (voir figure 7.15). Les micro-tubes contenant les TLD ont été disposés à l'intérieur d'une surgaine vide, en aluminium, destinée à être insérée parmi les crayons combustibles des réacteurs EOLE ou MINERVE. Afin que le micro-tube central soit positionné à mi-hauteur combustible, des cales en aluminium sont glissées en partie basse et haute de la

surgaine (voir figure 7.16). L'ensemble sur-gaine, bouchon supérieur est muni d'un dispositif (une cordelette) permettant son extraction immédiate à l'issue de l'irradiation.

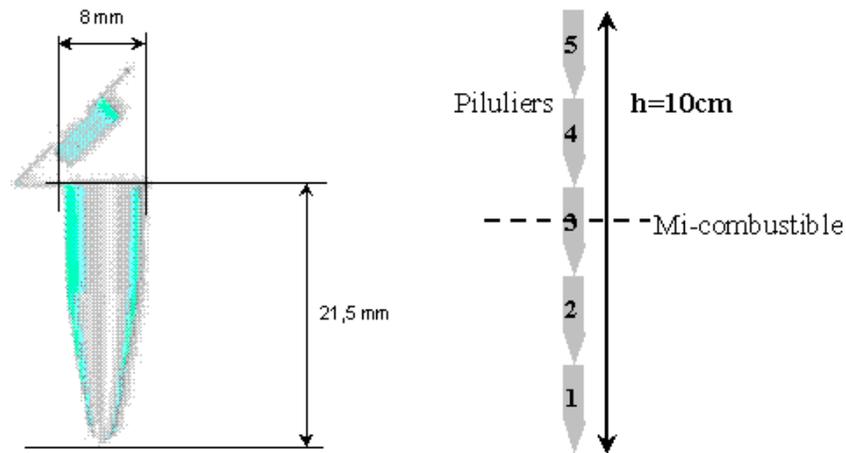


FIG. 7.15 – Caractéristiques du conditionnement et positionnement des TLD

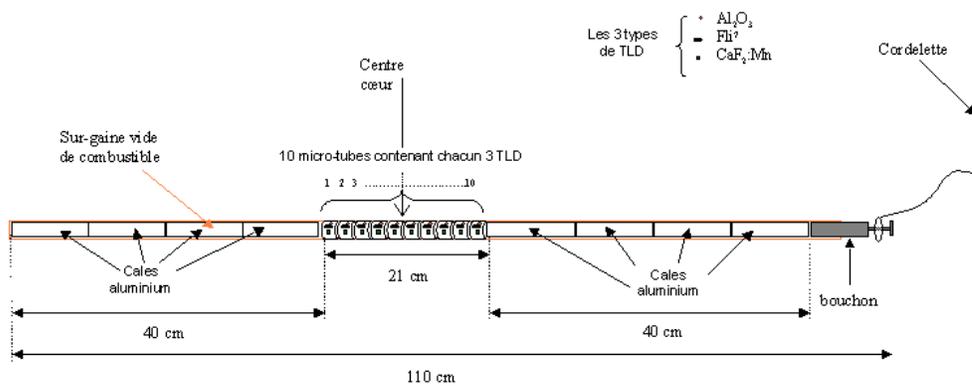


FIG. 7.16 – Mise en place des TLD dans la sur-gaine (de diamètre < 1 cm)

7.3 Principe physique des mesures par chambre d'ionisation

La chambre à ionisation est un détecteur qui fonctionne sur le principe d'ionisation des gaz. La chambre à ionisation est constituée généralement d'une anode et d'une cathode séparées par une cavité remplie de gaz. Les particules que l'on cherche à détecter interagissent avec le gaz et produisent des charges par ionisation. La tension qui est maintenue entre l'anode et la cathode permet de collecter ces charges. L'énergie déposée dans le gaz par les rayonnements ionisants est proportionnelle au courant collecté par l'anode de sorte que l'on peut estimer le débit de dose induit par le rayonnement incident à condition d'avoir étalonné la chambre au préalable.

7.3.1 Problématique des champs mixtes

La figure 7.17 illustre les différentes voies possibles du mécanisme d'ionisation de la cavité d'air de la chambre.

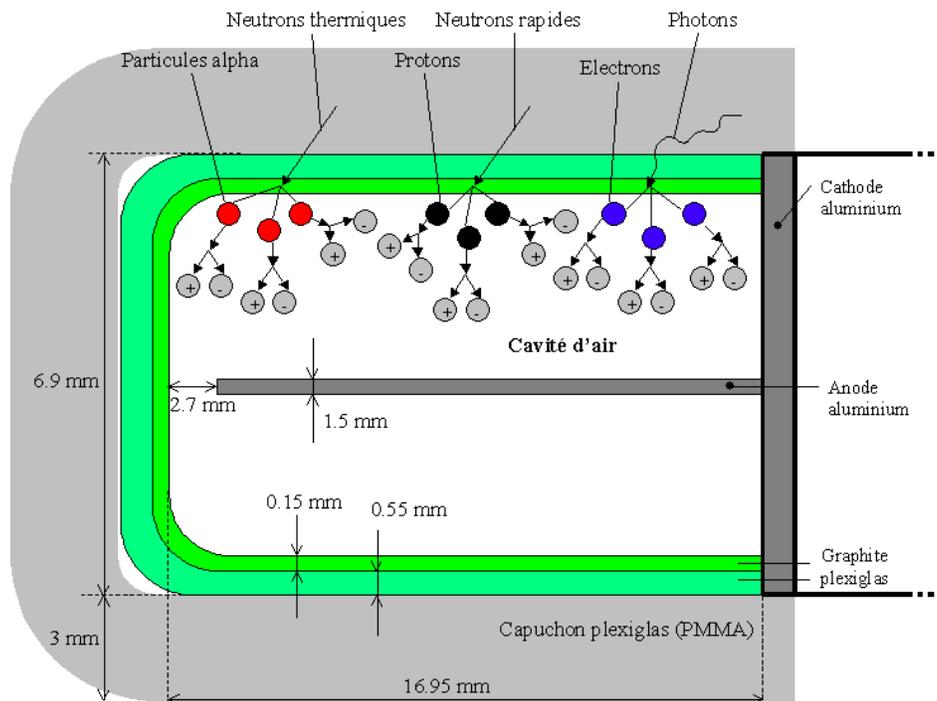


FIG. 7.17 – Différents mécanismes d'ionisation de la cavité d'air de la chambre d'ionisation

Les interactions des neutrons avec les matériaux de la chambre sont susceptibles de produire des particules chargées lourdes de type alpha (réactions de désintégrations (n,α) induites par les neutrons thermiques) ou des protons (réactions (n,p) avec les neutrons rapides) qui, si ils atteignent la cavité d'air, peuvent contribuer de façon importante à l'ionisation au même titre que les électrons générés par interactions photoniques. Ce phénomène est plus important que dans le cas des TLD puisque le matériau sensible, ici l'air, présente une densité très inférieure à celle des matériaux environnants, contrairement aux TLD (le rapport signal sur bruit est plus faible). Par conséquent, il est nécessaire de déterminer la sensibilité de la chambre aux neutrons pour pouvoir mesurer le débit de dose gamma. En contre partie, la chambre d'ionisation permet un suivi en temps réel de la dose et donc l'évaluation de la contribution des gamma retardés.

7.3.2 Description de la chambre d'ionisation

La chambre d'ionisation PTW M31013 (volume $0,3 \text{ cm}^3$) [113] a été employée durant la deuxième phase des expériences (c'est à dire lors des mesures MINERVE). Elle s'utilise avec un capuchon en plexiglas qui s'applique sur la chambre et permet d'établir des conditions d'équilibre électronique optimales pour les mesures. Cependant, le capuchon fourni par le fabricant est d'un diamètre supérieur à celui du tube guide en aluminium dans lequel doit être placée la chambre avant d'être insérée au centre du cœur MINERVE. Le diamètre du capuchon a donc été ajusté aux dimensions du tube guide.



FIG. 7.18 – Chambre d'ionisation gamma

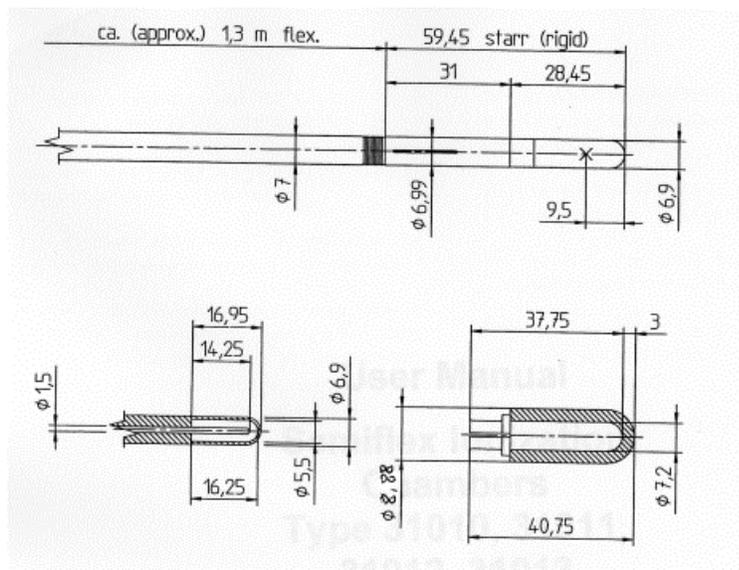


FIG. 7.19 – Caractéristiques géométriques de la chambre à ionisation et de son capuchon en plexiglas

7.4 Problématique des phénomènes de cavité

La définition du Kerma de collision (cf chapitre 3) permet d'exprimer une énergie déposée localement qui est une approximation de la dose absorbée dans le matériau. Le terme "localement" signifie ici que les dimensions du matériau considéré sont suffisamment grandes comparées au parcours des électrons (la fuite des électrons est négligeable) ou que ce matériau présente des conditions dites d'"équilibre électronique" avec son milieu environnant (le flux d'électrons entrant équivaut au flux d'électrons sortant). En effet, si les dimensions du matériau deviennent comparables aux distances de parcours des électrons, la notion de Kerma de collision ne suffit plus et il est nécessaire de s'intéresser aux flux électroniques pour calculer précisément l'énergie déposée par les électrons dans le matériau. La dose gamma absorbée par un matériau peut se déduire de la mesure du nombre d'ionisations créées dans une cavité remplie d'air ; c'est le principe des chambres d'ionisation. La relation entre les ionisations mesurées dans la cavité et l'énergie dissipée dans le matériau environnant est établie pour la première fois par la formule de Bragg-Gray qui exprime le pouvoir d'arrêt électronique massique relatif de l'air et du matériau environnant pour l'énergie cinétique moyenne des électrons éjectés par les photons. Plus généralement, la théorie des cavités traite du dépôt d'énergie dans un milieu quelconque formant une cavité dite de Bragg-Gray au sein d'un autre milieu quelconque irradié. Ainsi l'introduction d'un TLD dans le cœur d'un réacteur constitue une cavité de Bragg-Gray dans le sens où l'énergie dissipée par unité de masse dans le TLD est généralement différente de celle dissipée dans le milieu environnant : cela dépend des pouvoirs de ralentissement électronique propres à chaque matériau, des dimensions de la cavité formée par le TLD, et du spectre énergétique du rayonnement gamma incident. On parle de « petite » cavité lorsque l'énergie électronique déposée dans la cavité par l'incidence des photons dans cette cavité est négligeable comparée à l'énergie déposée dans la cavité par les électrons générés dans le milieu environnant et qui traversent la cavité ; ce qui revient à dire que la cavité ne perturbe pas le flux d'électrons du milieu. C'est le cas lorsque les dimensions de la cavité sont petites comparées aux parcours maximum des électrons. Les TLD, du fait de leurs faibles dimensions (ex : 0.09x0.09x0.6 cm³ pour le TLD-700 (FLi7)), comparées aux parcours maximum des électrons (cf figure 7.20-(b)) sont typiquement des « petites » cavités. A l'inverse, une cavité ayant des dimensions bien supérieures au parcours maximum des électrons récoltera pour l'essentiel l'énergie des électrons générés dans la cavité (c'est à dire des photons absorbés). Dans le premier cas présenté sur la figure 7.20-(a), le Kerma photon dans le TLD sous estime l'énergie déposée ; tandis que dans le deuxième cas, le Kerma photon estime correctement l'énergie déposée dans le TLD puisque l'interposition d'un écran de densité électronique équivalente au TLD entre la source de photon et le TLD permet d'établir les conditions d'équilibre électronique (les électrons retro-diffusés par le TLD sont négligeables). Différents modèles de calcul des corrections de cavités sont présentés dans la suite et fournissent des relations liant les doses D_c et D_m de la cavité et de son milieu environnant :

$$D_m = \frac{1}{f} \cdot D_c \quad (7.8)$$

avec f un facteur dit de correction de cavité.

7.4.1 Modèles déterministes de calcul des corrections de cavités

Modèle de Bragg-Gray

Le modèle de Bragg-Gray [114] fut le premier à établir une relation entre les doses absorbées dans un dosimètre et son milieu environnant. La première condition d'une "cavité de Bragg-

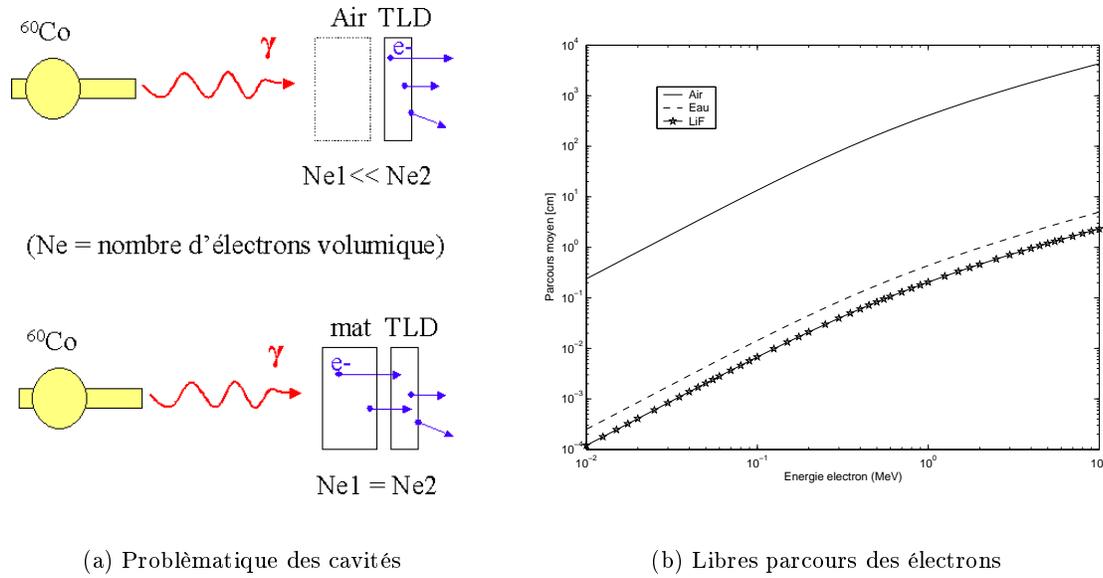


FIG. 7.20 – (a) Problématique de l'énergie déposée par les électrons dans un TLD formant une cavité en fonction du matériau environnant. (b) Libres parcours moyen des électrons dans l'air, l'eau et le FLi7.

Gray" est satisfaite lorsque les dimensions de la cavité sont petites comparées aux parcours des particules chargées. En conséquence, lorsque l'équilibre électronique est réalisé, le flux d'électrons établi dans le milieu environnant est considéré comme non perturbé à travers la cavité. La deuxième condition c'est que les interactions des photons dans la cavité soient négligeables si bien que l'énergie dissipée dans la cavité provient seulement du ralentissement des particules chargées primaires générées en dehors et qui la traversent. Dans ces conditions,

$$\frac{D_m}{D_c} = \frac{\int_0^{E_{max}} \Phi_e(E) \left(\frac{S}{\rho}\right)_{coll,m} dE}{\int_0^{E_{max}} \Phi_e(E) \left(\frac{S}{\rho}\right)_{coll,c} dE} \quad (7.9)$$

où $\Phi_e(E)$ désigne le flux d'électrons primaires du milieu environnant et $\left(\frac{S}{\rho}\right)_{coll}$ a été défini à la section §3.3.3. Remarquons que le modèle de Bragg-Gray ne prend pas explicitement en compte la création d'électrons secondaires lors du ralentissement des électrons primaires. En effet certains des électrons secondaires créés dans la cavité ont suffisamment d'énergie pour s'en échapper et déposer la majeure partie de leur énergie en dehors comme le feraient des primaires. Ainsi le total des énergies cédées par collisions des primaires à la traversée de la cavité diffère donc de la véritable énergie déposée dans la cavité. C'est pourquoi Spencer et Attix [115] [116] ont étendu les conditions de Bragg-Gray sur l'ensemble des particules chargées primaires et secondaires et ont déterminé l'énergie cinétique seuil Δ d'un électron (primaire ou secondaire) en dessous de laquelle on considère qu'elle est absorbée localement (localement signifie en l'occurrence dans le volume d'intérêt formé par la cavité). Il en résulte une généralisation à deux groupes d'énergie du modèle de Bragg-Gray. Cependant, dans le cadre de notre étude, nous nous contenterons efficacement du modèle à un groupe de Bragg-Gray pour calculer l'énergie transférée dans une petite cavité.

Modèle de Burlin

Le flux électronique dans la cavité a deux composantes : l'une caractéristique des électrons générés dans la cavité, l'autre caractéristique des électrons générés en dehors de la cavité et qui la traversent. Selon l'importance relative de ces deux composantes, on définit deux cas extrêmes de « petite » et « grande » cavités, avec leurs coefficients de correction respectifs f_s et f_l . Selon la théorie générale des cavités de Burlin [117], toute cavité relève d'une situation intermédiaire entre ces deux cas. On parle de grande cavité lorsque les dimensions de la cavité sont grandes devant le parcours maximum des électrons au sein de la cavité. L'énergie apportée dans la cavité par les électrons du milieu environnant est négligeable par rapport à l'énergie totale déposée dans la cavité. On considère alors que l'énergie déposée dans la cavité ne dépend que du flux d'électrons générés dans la cavité. Le facteur de correction de grande cavité reliant la dose dans la cavité à la dose dans le milieu environnant est simplement le rapport des coefficients d'absorption photonique massique d'énergie des deux matériaux :

$$f_l(E_{E_\gamma}) = \frac{\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_C(E_\gamma)}{\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_M(E_\gamma)} \quad (7.10)$$

Les coefficients d'absorption massique d'énergie utilisés proviennent des bases de données du NIST établies par J.H. Hubbel et S.M. Seltzer (cf [118]).

La correction de petite cavité est la correction de Bragg-Gray et s'exprime, comme on l'a vu à la section précédente, comme le rapport des pouvoirs d'arrêt électronique massiques de la cavité et du matériau environnant pondérés par le flux d'électrons primaires générés dans le milieu environnant :

$$f_s(E_\gamma) = \frac{\int_0^{T_{max}} \left(\frac{1}{\rho} \frac{dT}{dx}\right)_C \cdot \Phi_e(E_\gamma, T) dT}{\int_0^{T_{max}} \left(\frac{1}{\rho} \frac{dT}{dx}\right)_M \cdot \Phi_e(E_\gamma, T) dT} \quad (7.11)$$

avec T désignant l'énergie cinétique des électrons, et $\Phi_e(E_\gamma, T)$ le spectre énergétique des électrons primaires générés lors de l'interaction d'un photon d'énergie E_γ . La correction générale de cavité de Burlin relève d'une situation intermédiaire entre les deux cas extrêmes de petite et grande cavité définis précédemment :

$$f(E_\gamma) = d(E_{\gamma, cavit}) \cdot f_s(E_\gamma) + (1 - d(E_{\gamma, cavit})) \cdot f_l(E_\gamma) \quad (7.12)$$

avec $d(E_{\gamma, cavit})$ un facteur de pondération à définir, dépendant à la fois de l'énergie du gamma incident et des caractéristiques de la cavité considérée en termes de dimensions et de matériaux. Dans ce modèle, l'intensité du flux d'électrons générés dans le matériau environnant décroît exponentiellement avec la distance parcourue à travers la cavité selon un coefficient β d'atténuation électronique (en revanche la forme du spectre reste la même). Cela permet de définir la dégradation $d(E_{\gamma, cavit})$ à travers la cavité du flux d'électrons générés à l'équilibre dans le milieu environnant, et sert à exprimer un niveau de pondération entre les corrections dites de petite et de grande cavité :

$$d = \frac{\int_0^g e^{-\beta x} dx}{\int_0^g dx} = \frac{1 - e^{-\beta g}}{\beta g} \quad (7.13)$$

avec $g = \frac{4V}{S}$ la corde moyenne de la cavité, V et S le volume et la surface totale de la cavité. On définit le coefficient β d'atténuation électronique à partir du parcours R (g/cm^2) des électrons à travers un matériau quelconque de densité ρ et d'un niveau d'atténuation fixé à 99% par Burlin :

$$\beta = \frac{-\ln(0.01)}{R} \quad (7.14)$$

Pour des électrons d'énergie comprise entre 0.01 et 3 MeV , l'approximation empirique établie par Katz et Penfold [119] [120] (1951) fournit la relation :

$$R = 0.412 \cdot E^n \quad (7.15)$$

avec $n = 1.265 - 0.0954 \cdot \ln(E)$, où E est l'énergie en MeV maximum des électrons, c'est à dire l'énergie E_γ du photon incident.

Application numérique de la correction de Burlin

Nous détaillons ici la modélisation du phénomène de cavité pour les calculs de corrections selon le modèle de Burlin. Un programme Matlab a été développé à partir d'un cas particulier de petite cavité formé par un TLD700 environné de fer. Différents graphes viennent illustrer les étapes du calcul, mais les résultats numériques obtenus par le biais de cette modélisation ne sont pas fournis ici. Ils seront présentés et exploités à l'occasion des calculs d'interprétation de l'étalonnage des TLD (cf §9.1.1).

Les trois principales interactions photon-matière qui génèrent le flux d'électrons $\Phi_e(E_\gamma, T)$ sont modélisées respectivement pour :

- L'effet photoélectrique (voir §3.3.2) : on considère ici (et cette approximation est raisonnable pour nos calculs, cf [120]) que l'énergie du photon incident est emportée intégralement sous forme d'énergie cinétique par un électron du cortège électronique (électron Auger) en négligeant les émissions X.
- L'effet Compton (voir §3.3.2) : La section efficace totale est fournie par la formule de Klein-Nishina (voir équation 3.22), à partir de laquelle on obtient la section efficace différentielle en énergie des électrons [120], c'est à dire le spectre des électrons générés par effet Compton :

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{\pi r_0^2 \left(\alpha m_e c^2 T + E_\gamma^2 - T E_\gamma \right)^2}{\alpha^2 m_e c^2 E_\gamma^6 (T - E_\gamma)^2} \cdot \left(2E_\gamma^4 - 4E_\gamma^3 T + 3E_\gamma^2 T^2 - E_\gamma T^3 - 2E_\gamma^2 m_e c^2 T + 2E_\gamma T^2 m_e c^2 + m_e^2 c^4 T^2 \right) \quad (7.16)$$

(que l'on a représenté pour différentes énergies de photons incidents sur la figure 7.21), avec : T l'énergie de l'électron diffusé, E_γ l'énergie gamma, c la célérité de la lumière dans le vide, m_e la masse de l'électron, r_0 le rayon classique de l'électron, $\alpha = \frac{2\pi e^2}{hc}$ la constante de structure fine, e la charge de l'électron et h la constante de planck.

- La production de paires (voir §3.3.2) : Cet effet n'intervient pas de façon prépondérante dans le domaine d'énergie considéré.

La correction de petite cavité résultante est la somme des corrections de petite cavité $f_{s,ph}$, $f_{s,c}$ et $f_{s,pp}$ (calculées à partir des spectres électroniques associés $\Phi_{e,ph}$, $\Phi_{e,c}$ et $\Phi_{e,pp}$ qui désignent respectivement les spectres énergétiques des électrons générés par l'effet photoélectrique, l'effet

Compton et la production de paires) pondérées par leurs probabilités respectives à l'énergie du photon incident :

$$f_s(E_\gamma) = \frac{\sigma_{ph}(E_\gamma)}{\sigma_{tot}(E_\gamma)} \cdot f_{s,ph}(E_\gamma) + \frac{\sigma_c(E_\gamma)}{\sigma_{tot}(E_\gamma)} \cdot f_{s,c}(E_\gamma) + \frac{\sigma_{pp}(E_\gamma)}{\sigma_{tot}(E_\gamma)} \cdot f_{s,pp}(E_\gamma) \quad (7.17)$$

avec respectivement σ_{tot} , σ_{ph} , σ_c et σ_{pp} la section efficace totale, photoélectrique, Compton et de production de paires. Pour le domaine d'énergie que l'on étudie, la production de paires peut être négligée dans le calcul du spectre électronique. Pour exemple, la correction de petite cavité d'un TLD *FLi7* environné de Fer est représentée sur la figure 7.22 avec ses composantes photoélectriques et Compton en fonction de l'énergie du photon incident. La correction générale de Burlin, calculée à partir des corrections de petites et grandes cavités, est représentée sur la figure 7.23 dans le cas d'un TLD *FLi7* environné de Fer, et dans la section §9.1.1, sur les figures 9.1 et 9.2, pour des environnements Air et Lucoflex. On constate sur la figure 7.23 que la correction de grande cavité domine jusqu'à près de 2 MeV.

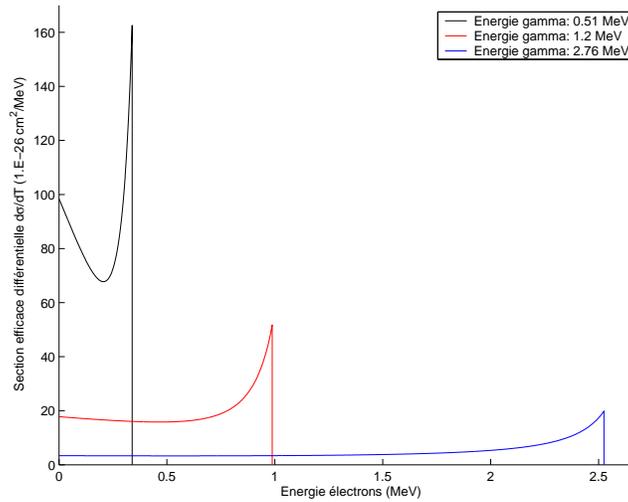


FIG. 7.21 – Distributions énergétiques de l'électron Compton diffusé par un photon d'énergie 0.51 MeV, 1.2 MeV et 2.76 MeV (section efficace différentielle énergétique $d\sigma/dT$).

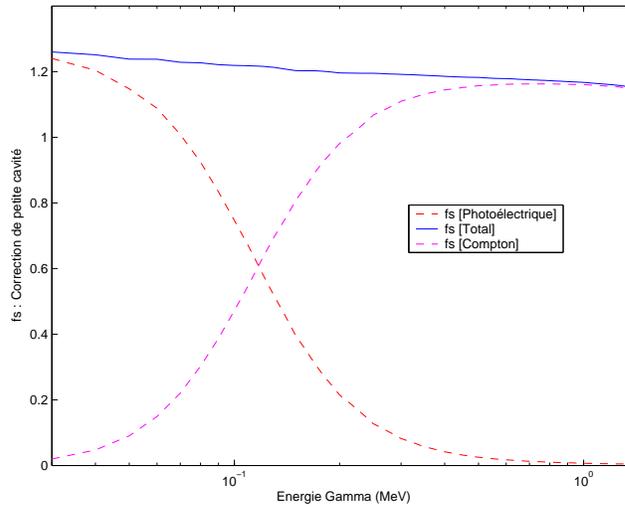


FIG. 7.22 – Correction de petite cavité f_s dans le cas d'un TLD FLi7 environné de Fer en fonction de l'énergie du gamma incident, avec ses composantes photoélectriques et Compton.

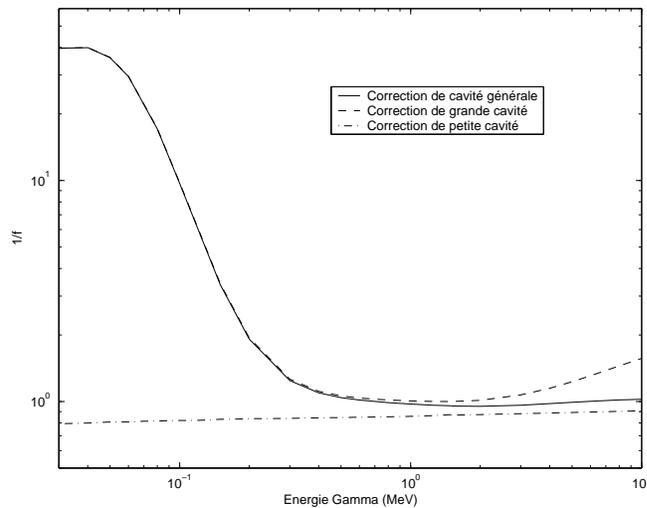


FIG. 7.23 – Correction de cavité générale de Burlin établie à partir des corrections de petite et grande cavité pour un TLD FLi7 (1x1x6mm) dans un environnement Fer. (Ce graphe est identique au graphe de l'article [122]).

Chapitre 8

Réalisation des expériences ADAPh

Sommaire

8.1	Etalonnage des détecteurs	136
8.1.1	Etalonnage des TLD	136
8.1.2	Incertitude sur la caractérisation individuelle des TLD	140
8.1.3	Incertitude sur l'étalonnage	141
8.1.4	Interprétation de l'étalonnage des TLD	143
8.1.5	Etalonnage de la chambre à ionisation	144
8.2	Réalisation des mesures en réacteur par TLD	144
8.2.1	Mesures de bruit de fond gamma dans le cœur	144
8.2.2	Les expériences d'irradiations	146
8.2.3	Incertitude sur la mesure en réacteur	150
8.2.4	Synthèse	152
8.2.5	Validation des estimations d'incertitude	153
8.3	Réalisation des mesures par chambre à ionisation dans le réac- teur MINERVE	153

Ce chapitre présente les expériences d'étalonnage des détecteurs, les mesures pour la détermination du bruit de fond et les différentes irradiations effectuées. Une estimation des incertitudes de mesure par TLD est réalisée et validée par un test statistique sur l'ensemble des résultats expérimentaux.

8.1 Etalonnage des détecteurs

L'étalonnage consiste à associer au signal de TL (mesuré en termes de charges [nC] dans le cas des TLD) - ou au signal électrique collecté (mesuré aussi en termes de charges [nC] dans le cas de la chambre d'ionisation) - une grandeur de dose absorbée en Gray [Gy]. Les détecteurs ont été irradiés auprès de la source de Co60 de l'irradiateur du laboratoire d'étalonnage du SPR (Service de Protection Radiologique) au CEA Cadarache, accrédité par le COFRAC. La grandeur d'étalonnage (Kerma air) pour cette source a été raccordée auprès du LNHB qui est le laboratoire primaire en France pour les rayonnements ionisants. Ce raccordement est effectué à l'aide d'une chambre d'ionisation étalon dans la grandeur débit de Kerma air avec une incertitude relative élargie ($k=2$) évaluée à 2.7%.

8.1.1 Etalonnage des TLD

Les TLD conditionnés chacun dans leur micro-tube ont été placés en 3 rangées de 10 sur un support en Lucoflex. Le support a été positionné de manière à ce que la distance entre la source et les détecteurs soit de 1 mètre (cf. figure 8.1). Le faisceau de rayonnement est uniforme sur un diamètre de l'ordre de 20 cm et par conséquent l'irradiation des TLD est considérée comme homogène (c'est à dire que les écarts de débit de dose dus au positionnement des microtubes le long de la plaque de lucoflex sont négligeables). Le support en lucoflex, d'épaisseur 3 mm, est interposé entre les échantillons et la source radioactive, de sorte que les TLD sont placés dans des conditions d'équilibre électronique (voir §7.4). A la date de l'étalonnage, la source de Co60 se caractérise par une activité de $6.97 \cdot 10^{+11}$ Bq. La désintégration de Co60 s'accompagne de l'émission équiprobable de 2 raies gamma de 1.17 et 1.33 MeV. La grandeur d'étalonnage est le Kerma dans l'air, mesuré à 214.4 mGy/h à un mètre de la source par une chambre d'ionisation de référence avec une incertitude relative élargie ($k=2$) évaluée à 2.7%. Plusieurs séries de dosimètres (au total 150 TLD) ont été irradiées à quatre Kerma-air différents : 50 mGy, 250 mGy, 500 mGy et 1600 mGy (connus avec une incertitude relative élargie ($k=2$) évaluée à 2,7%). La réponse des TLD est proportionnelle à la dose de rayonnement reçue pour un domaine d'énergie entre quelques microGray et plusieurs Gray selon la nature du TLD (cf §7.2.3). Des TLD témoins pour chaque type de matériau ont accompagné les TLD irradiés sur l'installation. Ces TLD, n'ayant pas subi l'irradiation au Co60, nous permettront de déterminer le bruit de fond induit par le rayonnement ambiant (naturel et artificiel) pendant la durée entre le recuit et la lecture, et de le soustraire au signal de TL des échantillons irradiés.

Caractérisation individuelle des TLD

Les expériences préliminaires d'irradiation des TLD à l'aide de la source étalonnée de Co60 ont montré une certaine hétérogénéité des réponses thermoluminescentes (TL) des détecteurs d'un même type, pris au sein d'un même lot de fabrication. Ces variations s'expliquent naturellement par des différences d'un TLD à l'autre au niveau de la masse de matériau, de la concentration de dopant ou des propriétés optiques. Cependant, l'écart-type d'échantillon obtenu par exemple sur les réponses TL d'un lot de 10 *TLD700* irradiés à un Kerma air de 50 mGy dépasse les 5%.

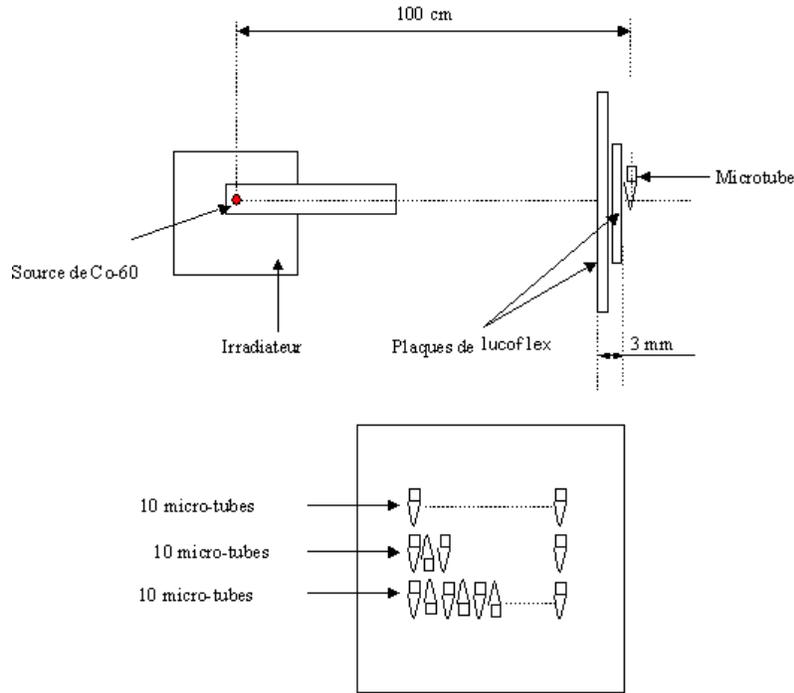


FIG. 8.1 – Configuration géométrique de l'étalonnage des TLD

En conséquence, le coefficient d'étalonnage moyen déterminé pour ce lot de détecteurs induit une incertitude trop importante sur le résultat de mesure d'un détecteur individuel. La solution pour réduire l'incertitude de mesure est de procéder à une caractérisation individuelle de chaque détecteur. Un facteur correctif, dit de « sensibilité individuelle », noté S_i , est déterminé pour chaque détecteur i de la façon suivante :

- Pesage des TLD.
- Irradiation de l'ensemble des TLD à une même dose absorbée. En l'occurrence, il s'agit d'une dose de 50 mGy¹⁰.
- Lecture des TLD et calcul de la réponse massique.
- Moyenne et écart-type de la réponse massique des TLD.
- Elimination des TLD dont la réponse contribue de manière importante à l'écart-type. La stratégie de détection consiste simplement à repérer les points (x_i, y_i) atypiques, c'est à dire ceux qui s'écartent de plus de 5% de la moyenne.
- Moyenne et écart-type sur les TLD sélectionnés.
- Calcul du coefficient de sensibilité pour chaque TLD.

Les coefficients de sensibilité sont calculés de la sorte :

$$S_i = \frac{\sum_{j=1}^n \frac{M_j}{m_j}}{\frac{n}{M_i} \frac{1}{m_i}} \quad i = 1 \dots n \quad (8.1)$$

¹⁰Le coefficient de sensibilité individuel est donc déterminé en un seul point de la droite d'étalonnage. Le choix de ce point situé à 50 mGy résulte d'un compromis entre un niveau de dose suffisant et un temps d'irradiation raisonnable.

avec M_i la mesure brute du signal de TL du TLD i et m_i la masse du TLD i .

Droites d'étalonnage des TLD

Les droites de regression correspondant à l'étalonnage des différents TLD sont tracées sur les figures 8.2, 8.3, 8.4 et 8.5. Les coefficients de corrélations associés à ces droites d'étalonnages valent respectivement :

- $r=0.9995$ pour le *MTS7*
- $r=0.9991$ pour le *CaF₂:Mn*
- $r=0.9970$ pour le *TL700*
- $r=0.9870$ pour l'*Al₂O₃:C*

(avec $r = \frac{\sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y}) \cdot (x_i - \bar{x})}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 \cdot \sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2}}$, où les couples (x_i, y_i) désignent l'ensemble des points

d'étalonnage dont les moyennes sont \bar{x} et \bar{y}). Ces coefficients sont une mesure de la qualité de la régression (lorsque $r^2 \rightarrow 1$, l'équation de la droite de régression représente correctement les valeurs expérimentales).

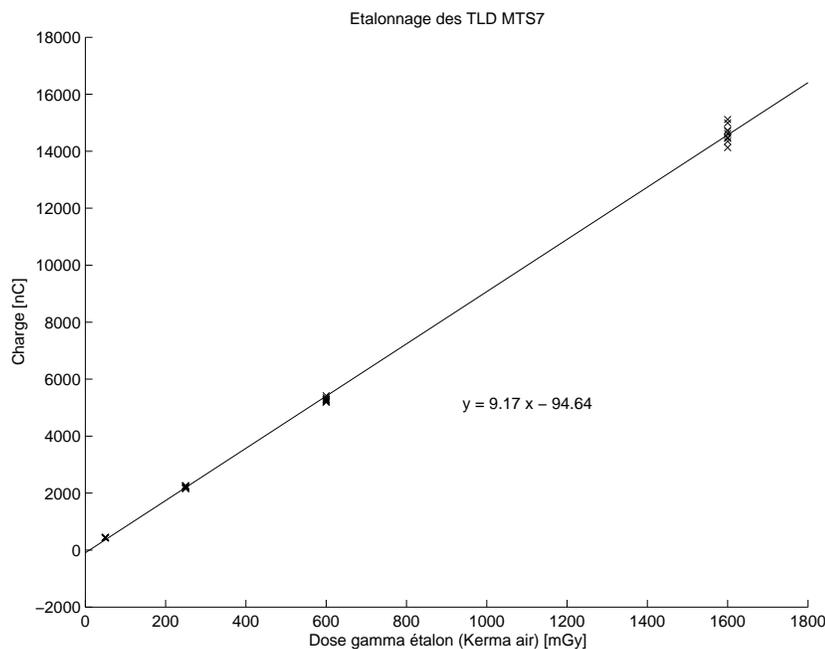
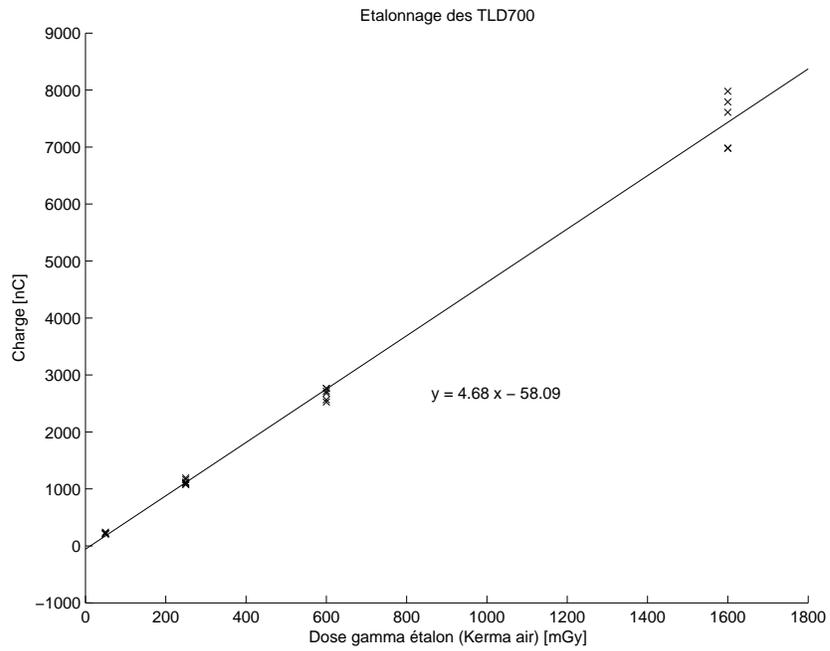
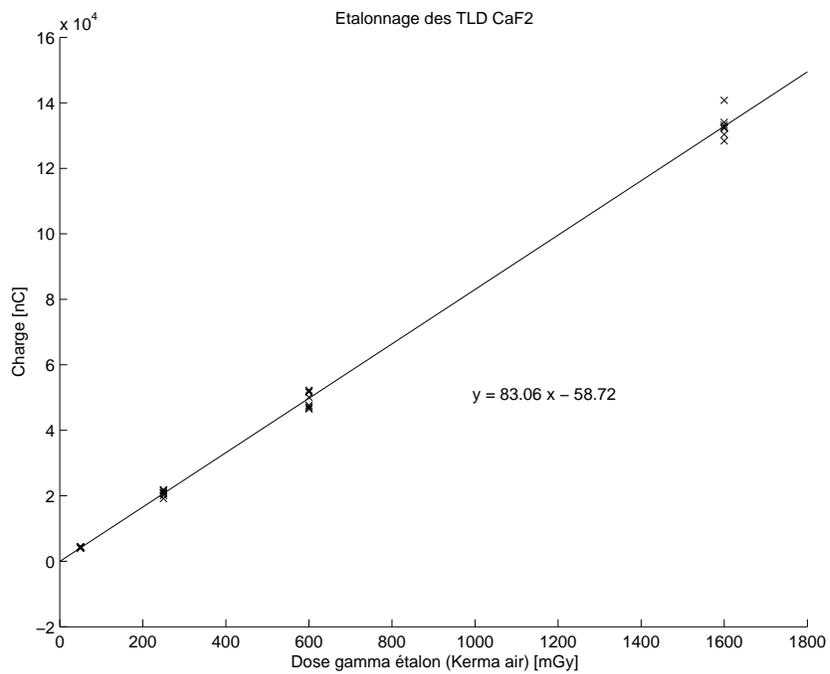
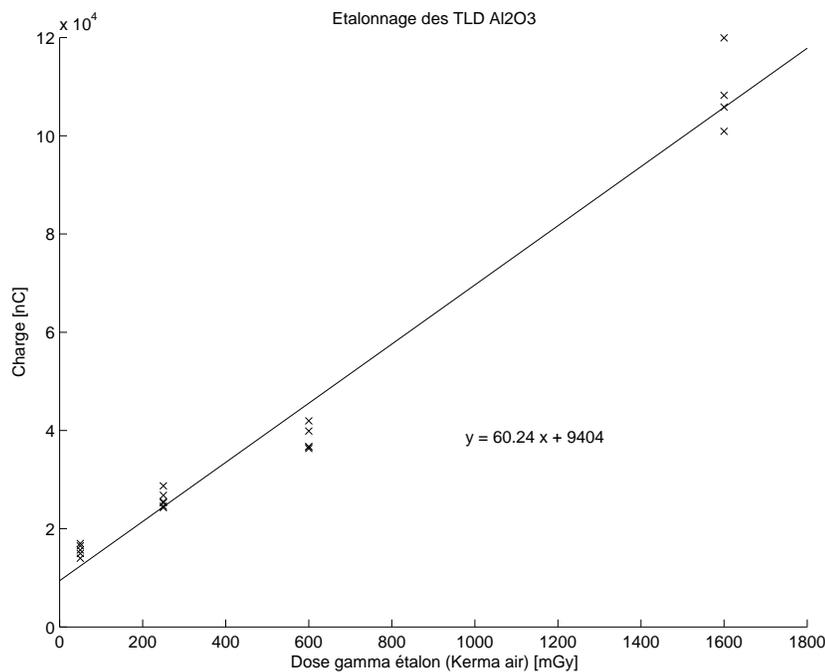


FIG. 8.2 – Droite d'étalonnage des TLD *MTS7*

FIG. 8.3 – Droite d'étalonnage des *TLD700*FIG. 8.4 – Droite d'étalonnage des TLD *CaF₂:Mn*


 FIG. 8.5 – Droite d'étalonnage des TLD $Al_2O_3:C$

8.1.2 Incertitude sur la caractérisation individuelle des TLD

L'écart-type d'échantillon sur les réponses massiques des TLD exprime l'incertitude associée au dénominateur de l'équation 8.1 ; tandis que l'écart-type de la moyenne des réponses massiques des TLD exprime l'incertitude associée au numérateur. En négligeant la corrélation du numérateur et du dénominateur, les incertitudes se combinent quadratiquement selon la loi de propagation des incertitudes. L'écart-type d'échantillon et l'écart-type de la moyenne des réponses massiques sont reportés dans le tableau 8.1 ci-dessous.

TAB. 8.1 – Ecart-types des réponses massiques des TLD

Type de TLD	Effectif	Ecart-type	Ecart-type de la moyenne
<i>MTS7</i>	90	2.60%	0.27%
<i>CaF₂:Mn</i>	97	2.80%	0.30%
<i>Al₂O₃:C</i>	60	8.75%	1.25%
<i>TLD700</i>	51	5.17%	0.72%

On retient une incertitude combinée ($k=2$) sur le coefficient de sensibilité de :

- 5.22% pour le *MTS7*,
- 5.64% pour le *CaF₂:Mn*,
- 17.68% pour l' *Al₂O₃:C*,
- 10.44% pour le *TLD700*.

L'incertitude sur le coefficient de sensibilité - calculée ci dessus à partir des incertitudes de type A qui sont l'écart-type d'échantillon et l'écart-type de la moyenne, cf tableau 8.1 - prend en compte implicitement les incertitudes élémentaires suivantes (cf [123] et [124]) :

- le re-positionnement des plaques de fixation des TLD d’une irradiation à l’autre a été assuré avec une reproductibilité évaluée à ± 1.5 mm
- le positionnement des TLD dans leur micro-tube : ± 1 mm de jeu possible
- la reproductibilité du lecteur TLD Harshaw
- l’incertitude liée à « l’histoire » de chaque TLD : les *TLD700* et *Al₂O₃:C* employés proviennent de lots acquis il y a plusieurs années et dont l’historique d’utilisation (irradiations, lectures, recuits) ne peut pas être reconstruit
- l’incertitude élémentaire sur la composante statistique de la charge exprimée dans l’unité nanoCoulomb (nC).

En revanche, comme il s’agit d’une mesure relative, les incertitudes sur la grandeur d’étalonnage réalisée (kerma air) ne sont pas prises en compte.

8.1.3 Incertitude sur l’étalonnage

La source d’étalonnage a été étalonnée au préalable à l’aide d’une chambre d’ionisation étalon dans la grandeur kerma air avec une incertitude relative élargie ($k = 2$) évaluée à 2,7%. Les TLD ont été irradiés à quatre Kerma-air différents en faisant varier le temps d’exposition : 50 mGy, 250 mGy, 600 mGy et 1600 mGy. D’après le §7.2.3, l’ensemble des TLD irradiés ont une réponse que l’on peut qualifier de linéaire dans le domaine des doses reçues lors de l’étalonnage.

Si l’on note X la variable aléatoire qui représente la grandeur de référence exprimée en Kerma gamma dans l’air et Y la variable aléatoire qui représente le signal de TL d’un TLD :

$$X = Ka \quad (8.2)$$

$$Y = (M \cdot S - BdF) \cdot (1 + F) \quad (8.3)$$

avec Ka le Kerma air de référence, M le signal brut de thermoluminescence (obtenu par le lecteur de TLD), S le coefficient de sensibilité individuel appliqué à la mesure brute (cf §8.1.1), BdF le

bruit de fond tel que $BdF = \frac{\sum_{k=1}^{nb} M_k \cdot S_k}{nb}$ (avec nb le nombre de TLD témoins) et F un terme correctif qui prend en compte le fading, c’est à dire la perte de signal TL dans le temps entre l’instant d’irradiation et l’instant de lecture du TLD.

TAB. 8.2 – Moyennes des mesures corrigées (par le facteur de sensibilité), lors de l’étalonnage [nC]

Type de TLD	BdF	50 mGy	250 mGy	600 mGy	1600 mGy
<i>MTS7</i>	1	437	2211	5275	14621
<i>CaF₂:Mn</i>	13	4252	20862	49262	132994
<i>TLD700</i>	0.4	219	1124	2668	7468
<i>Al₂O₃:C</i>	22	15624	25859	38313	108727

Comme le montre le tableau 8.2, le bruit de fond mesuré par les TLD témoins est négligeable comparé aux irradiations à différents kerma air. D’autre part, compte tenu du délai de 24 heures entre l’instant d’irradiation et la lecture des TLD, le terme correctif pour la prise en compte du fading est négligeable d’après les données recueillies auprès des fournisseurs de TLD (cf §7.2.2). Ces deux considérations permettent de simplifier l’expression de Y : $Y = M * S$. Supposons provisoirement que X est affecté d’incertitudes négligeables (X est une constante) mais que Y est

entaché d'erreurs expérimentales aléatoires. La droite d'étalonnage $Y = AX + B$ est déterminée à partir des points expérimentaux (x_i, y_i) par une méthode de régression linéaire de y sur x selon le critère des moindres carrés (cf annexe A). On suppose que les populations de points ont la même variance ¹¹. L'utilisation de cette méthode permet d'obtenir la meilleure droite possible et de calculer les incertitudes associées. a et b (les estimateurs des moindres carrés des coefficients A et B) sont distribués selon une loi de student à $n - 2$ degrés de libertés :

$$a = \frac{\sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y}) \cdot (x_i - \bar{x})}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad \text{et} \quad b = \bar{y} - a \cdot \bar{x} \quad (8.4)$$

Les écarts-types de a et b sont donnés par les relations :

$$\sigma_a = \frac{\sigma}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}} \quad \text{et} \quad \sigma_b = \sigma \cdot \sqrt{\frac{1}{n} + \frac{\bar{x}^2}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}} \quad (8.5)$$

où σ peut être estimé par :

$$s = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (y_i - \hat{y}_i)^2}{n - 2}} \quad (8.6)$$

avec $\hat{y}_i = ax_i + b$ la valeur prédite par le modèle.

Pour un risque de première espèce α (avec $1 - \alpha = 95\%$), les intervalles de confiance de a et b sont alors donnés par :

$$a \pm t(n - 2, \alpha)\sigma_a \quad \text{et} \quad b \pm t(n - 2, \alpha)\sigma_b \quad (8.7)$$

Les valeurs des facteurs d'élargissement sont reportés dans le tableau 8.3. On considère raisonnablement que les populations sont gaussiennes et que $t(n - 2, \alpha) \simeq 2$ puisque $n > 20$. Les coefficients de régression et leurs incertitudes types sont reportés dans le tableau 8.4.

TAB. 8.3 – Facteurs d'élargissement de la loi de student

Type de TLD	n	$t(n - 2, \alpha)$
MTS7	36	2.032
$CaF_2:Mn$	34	2.037
TLD700	23	2.08
$Al_2O_3:C$	20	2.101

¹¹Nous pourrions envisager une technique d'estimation comme les moindres carrés pondérés qui permet de relâcher cette hypothèse, mais le gain de précision ne justifie pas un tel investissement de calcul. Admettre la validité de cette hypothèse conduit à des expressions simples et à des résultats satisfaisants.

TAB. 8.4 – Incertitudes de régression

	<i>MTS7</i>	<i>TLD700</i>	<i>CaF₂:Mn</i>	<i>Al₂O₃:C</i>
<i>a</i>	9.17	4.68	83.06	60.24
σ_a	4.9e-2	7.9e-2	0.61	2.31
<i>b</i>	-94.64	-58.09	-58.72	9404
σ_b	42.51	64.42	514.91	1824.3

On remarquera que les points de mesure de l'alumine ont une dispersion importante autour de la droite de régression, ce qui traduit un manque de reproductibilité des mesures. Remarquons également que $b = 0$ est acceptable (compte tenu de σ_b) pour tous les TLD sauf pour l'alumine qui se caractérise par le fait que sa droite d'étalonnage ne passe pas par l'origine.

Considérons à présent l'incertitude sur la grandeur d'étalonnage (incertitude sur $X = Ka$). Le débit de kerma air de la source de Co60 a été déterminé (par l'utilisation d'une chambre à ionisation) avec une incertitude type relative estimée à $\sigma_{KA} = 1.35\%$. Cette incertitude contribue à l'incertitude de l'ordonnée à l'origine de la droite de régression précédente (cf tableau 8.4). On retient donc une incertitude combinée :

$$\sigma_b = \sqrt{\sigma^2 \cdot \left(\frac{1}{n} + \frac{\bar{x}^2}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \right) + a^2 \cdot \sigma_{KA}^2 \cdot \bar{x}^2} \quad (8.8)$$

- $\sigma_b = 88.3$ pour le *MTS7*
- $\sigma_b = 844.6$ pour le *CaF₂:Mn*
- $\sigma_b = 74.2$ pour le *TLD700*
- $\sigma_b = 1880$ pour l'*Al₂O₃:C*

8.1.4 Interprétation de l'étalonnage des TLD

L'étalonnage des TLD est effectué selon la configuration schématisée figure 8.1. La dose absorbée de référence est la grandeur d'étalonnage Kerma gamma dans l'air notée par la suite KA^{calib} . Cette grandeur d'étalonnage ne correspond pas à l'énergie réelle déposée dans le TLD que l'on note E_D^{calib} du fait des phénomènes de cavités. En considérant la linéarité de la réponse du TLD pour les doses vues lors de l'étalonnage et en réacteur, on note η l'efficacité pour convertir l'énergie déposée dans le TLD en thermoluminescence Q :

$$\eta = \frac{Q^{calib}}{E_D^{calib}} = \frac{Q^{reacteur}}{E_D^{reacteur}} \quad (8.9)$$

Le résultat expérimental du rapport de la grandeur d'étalonnage, KA^{calib} , et du signal de thermoluminescence émise, Q^{calib} , peut se décomposer en un produit phénoménologique de deux facteurs en introduisant l'énergie déposée E_D^{calib} :

$$\frac{KA^{calib}}{Q^{calib}} = \frac{KA^{calib}}{E_D^{calib}} \cdot \frac{E_D^{calib}}{Q^{calib}} \quad (8.10)$$

- Le facteur $\frac{E_D^{calib}}{Q^{calib}} = \frac{1}{\eta}$ est quasi constant du fait de la linéarité de la réponse thermoluminescente en fonction de l'énergie déposée dans le domaine des doses reçues.
- Le facteur $\frac{KA^{calib}}{E_D^{calib}}$ corrige le phénomène de petite cavité lié aux dimensions des TLD. La relation entre la dose dans l'air à l'endroit du TLD et la dose réelle déposée dans le TLD s'écrit ainsi conformément à la théorie présentée :

$$E_D^{calib} = \langle C \rangle_{calib} \cdot KA^{calib} \quad (8.11)$$

de sorte que :

$$\frac{KA^{calib}}{Q^{calib}} = \frac{1}{\langle C \rangle_{calib}} \cdot \frac{1}{\eta} \quad (8.12)$$

L'étalonnage expérimental permet d'accéder à l'efficacité η du TLD pour interpréter correctement la thermoluminescence résultant de l'irradiation en réacteur. Le problème est que le signal de thermoluminescence est indissociable expérimentalement de l'effet de cavité caractéristique de la configuration d'étalonnage. En principe, le kerma-air dans le réacteur s'écrira de la même manière que dans la configuration d'étalonnage avec une correction de cavité adaptée à l'environnement du TLD en réacteur :

$$KA^{reacteur} = \frac{1}{\langle C \rangle_{reacteur}} \cdot \frac{1}{\eta} \cdot Q^{reacteur} = \frac{1}{\langle C \rangle_{reacteur}} \cdot \langle C \rangle_{calib} \cdot \frac{KA^{calib}}{Q^{calib}} \cdot Q^{reacteur} \quad (8.13)$$

8.1.5 Etalonnage de la chambre à ionisation

La configuration d'irradiation en réacteur de la chambre - c'est à dire la chambre prise dans son capuchon en plexiglas, insérée à l'intérieur du tube guide en aluminium - est reproduite pour réaliser un étalonnage à un mètre de la source de Co60 du SPR. Dix irradiations de 200 secondes chacune ont permis d'étalonner la chambre : le coefficient d'étalonnage est estimé à $9.95 \cdot 10^{-5} Gy/pC$ avec une incertitude élargie (k=2) de 4.3%.

Pour connaître la sensibilité de la chambre vis à vis des neutrons, plusieurs expériences ont été tentées auprès de sources de neutrons rapides (source *AmBe*) et thermiques (source *Cf252* modérée). Cependant, aucune dose n'a été mesurée lors de ces expériences car la limite de sensibilité de cette chambre d'ionisation de très faible volume est de $1.2 mGy/min$.

8.2 Réalisation des mesures en réacteur par TLD

Les mesures effectuées en réacteur sont de trois types :

- des mesures de bruit de fond gamma à l'arrêt ;
- des mesures sur des montées en puissance du réacteur ;
- des mesures sur des paliers d'irradiation à puissance constante.

8.2.1 Mesures de bruit de fond gamma dans le cœur

Avant de procéder aux irradiations en cœur, des mesures de bruit de fond gamma ont été effectuées dans les cœurs EOLE (nu, c'est-à-dire sans eau) pendant 24 heures et MINERVE pendant 66 heures. Cela permet de déterminer en première approximation l'environnement gamma

des installations et de déterminer son importance par rapport aux mesures en puissance. Cependant, du fait de l'absence d'eau (EOLE), ce sont des mesures très majorantes du bruit de fond gamma en cœur et elles ne peuvent pas être soustraites aux mesures d'irradiation.

Dans EOLE

Les doses dépouillées fournissent les résultats suivants reportés dans le tableau 8.5, en fonction de la position des détecteurs thermoluminescents. Les incertitudes spécifiées indiquent les écarts-types autour de la moyenne. L'analyse de ces résultats montre une différence entre les TLD de type $CaF_2:Mn$ et les autres détecteurs. Le rayonnement gamma résiduel provient essentiellement des produits de fission (présents en très petites quantités dans le cœur) et de ^{241}Am qui se caractérise par des émissions gamma de faibles énergies (59 keV). Pour ces faibles énergies, on observe sur la figure 7.14 des sensibilités plus ou moins prononcées pour les différents détecteurs utilisés. Ainsi, la sensibilité du CaF_2 à ces faibles énergies est très forte, tandis que celle du $FLi7$ est minimale, cela explique les différences de mesures entre les différents détecteurs. On constate également que la dose augmente en périphérie par rapport au centre du cœur : cela indique clairement un effet de ciel. Ces résultats permettent de voir que la dose due aux gamma résiduels reste très faible, pour une irradiation d'une journée complète.

TAB. 8.5 – Résultats des mesures par TLD de bruit de fond gamma dans le cœur EOLE sans eau pendant 24 heures [mGy] ; les incertitudes indiquent les écarts-types autour de la moyenne

Position TLD	<i>poudre</i>	<i>MTS7</i>	<i>CaF₂:Mn</i>	<i>TLD700</i>	<i>Al₂O₃:C</i>
Périphérique	156.37 6.2%	164.48 2.4%	922.92 2.6%	178.86 1.4%	253.09 1.8%
Médiane	314.53 1.6%	185.95 2.4%	1002.13 0.6%	201.67 0.3%	273.33 4.5%
Centrale	335.72 0.8%	99.58 1.0%	442.07 3.0%	111.99 11.7%	118.37 10.9%

Dans MINERVE

Quatre TLD (1 TLD de chaque sorte) ont été disposés dans les 3 piluliers centraux à l'intérieur de la surgaine en aluminium placée au centre du cœur et soumis au rayonnement durant un week-end. La durée précise d'exposition des TLD est de 66 heures. Contrairement aux mesures de bruit de fond dans EOLE, les résultats fournis par les différents détecteurs restent cohérents entre eux. Comme la distribution des produits de fission dans un combustible MOX est tout à fait comparable à celle d'un combustible UOX, la principale différence entre les deux cœurs provient certainement de l'absence de ^{241}Am dans le combustible de MINERVE. Les rayonnements de faibles énergies émis par cet isotope provoquaient une sur-réponse du CaF_2 qui n'est plus observé dans le cas de MINERVE puisque les résultats de ce même CaF_2 sont cohérents avec ceux du $FLi7$.

TAB. 8.6 – Résultats des mesures par TLD de bruit de fond gamma dans le cœur MINERVE sans eau pendant 66 heures [mGy]; les incertitudes indiquent les écarts-types autour de la moyenne

Position TLD	<i>MTS7</i>	<i>CaF₂:Mn</i>	<i>TLD700</i>	<i>Al₂O₃:C</i>	Moyenne
Centrale	366.1 0.1%	392.3 3.5%	351.9 3.8%	424.4 8.9%	383.7 8.9%

8.2.2 Les expériences d'irradiations

Les TLD ont été introduits dans leurs piluliers, à raison de 4 TLD (TLD700, MTS7, TLD400 et TLD500) par pilulier, et insérés dans des surgaines vides : pour EOLE il s'agit de trois surgaines en aluminium contenant chacune 10 piluliers superposés sur une hauteur de ± 10 cm, tandis que pour MINERVE il s'agit d'une seule surgaine en aluminium contenant 5 piluliers superposés sur une hauteur de ± 5 cm (cf §7.2.6). Pour chacun des réacteurs, les mesures ne prennent en compte que les résultats des TLD contenus dans les quatre piluliers centraux afin d'avoir une courbure de dose négligeable. Pour chacune des expériences, un lot de TLD a été placé hors du cœur (en salle de commande) afin de servir de témoin pour la détermination du bruit de fond induit par le rayonnement ambiant (naturel et artificiel) pendant la durée entre le recuit et la lecture, et le soustraire au signal de TL des échantillons irradiés.

Deux types d'expériences d'irradiation en réacteur ont été réalisées :

- des mesures de montée en puissance (après la divergence du réacteur, on effectue une montée à la puissance requise et dès qu'elle est atteinte on fait chuter les barres de contrôle pour retirer les TLD),
- des mesures sur un palier de puissance (après divergence du réacteur, on effectue une montée en puissance puis une stabilisation à la puissance requise pour réaliser un palier de puissance d'une certaine durée, enfin on fait chuter les barres de contrôle pour récupérer les TLD).

Les TLD ont été insérés juste avant la montée des barres de contrôle, les deux barres de sécurité hautes et les deux barres de contrôle basses, afin de s'affranchir au maximum de l'irradiation parasite lors de l'approche sous-critique. A la chute des barres de contrôle-sûreté du réacteur, les sur-gaines contenant les TLD sont extraites à l'aide de leur cordelette. Le délai entre la chute des barres et la récupération est de l'ordre de quelques secondes. Les irradiations ont été de courtes durées et à faibles puissances (paliers de 10 min à 15 W pour EOLE et 20 min à 10 W pour MINERVE), afin d'éviter une trop forte dose et une saturation des TLD ou de leur système de lecture. Par ailleurs, un délai de l'ordre de 2 jours a été respecté entre chaque mesure en puissance, de façon à pouvoir négliger le bruit de fond gamma du combustible après irradiation.

Irradiation sur la montée en puissance

Pour chacun des réacteurs, trois irradiations ont été réalisées avec chaque type de TLD afin de tester la reproductibilité des mesures. Les résultats obtenus sont reportés de façon synthétique dans les tableaux 8.7 et 8.8. Un exemple de suivi par chambre à fission est présenté figure 8.6.

TAB. 8.7 – Résultats des mesures par TLD de montée en puissance à 15W dans le cœur EOLE [mGy] (mars 2004) ; les incertitudes indiquent les écarts-types d'échantillons autour de la moyenne sur 4 détecteurs.

Position TLD	Poudre	<i>MTS7</i>	<i>CaF₂:Mn</i>	<i>TLD700</i>	<i>Al₂O₃:C</i>	Moyenne
Centrale	88.9	109.9	98.2	101.7	96.1	99.0
	3.9%	1.6%	2.9%	3.8%	11.0%	7.8%
Médiane	66.8	72.5	78.3	70.3	71.0	71.8
	4.5%	1.1%	1.7%	4.5%	12.2%	5.8%
Périph.	27.5	29.6	36.5	30.0	29.4	30.6
	4.9%	4.3%	4.8%	1.7%	4.8%	11.2%

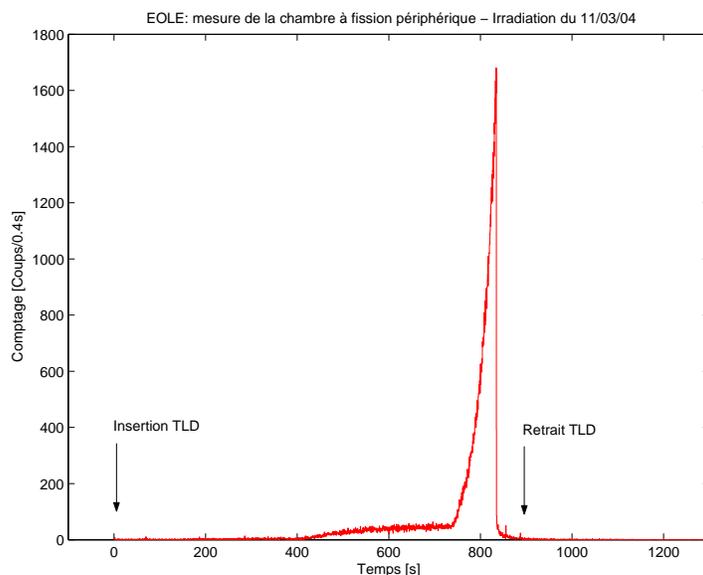


FIG. 8.6 – Mesure par chambre à fission obtenue à l'emplacement périphérique du cœur EOLE, lors des irradiations de montée en puissance.

TAB. 8.8 – Résultats des mesures par TLD de montée en puissance à 10W dans le cœur MINERVE [mGy] (Janvier 2005); les incertitudes indiquent les écarts-types d'échantillons autour de la moyenne sur 5 détecteurs.

Position TLD	$MTS7$	$CaF_2:Mn$	$TLD700$	$Al_2O_3:C$	Moyenne
Centrale	17.7 2.5%	16.2 2.2%	15.6 4.6%	16.9 10.6%	16.6 7.4%

Irradiation complète sur un palier de puissance

Pour chacun des réacteurs, trois irradiations ont été réalisées avec chaque type de TLD afin de tester la reproductibilité des mesures. Un exemple de suivi par chambre à fission est présenté figure 8.7 pour le cas d'une irradiation de 15W - 10 minutes dans le réacteur EOLE.

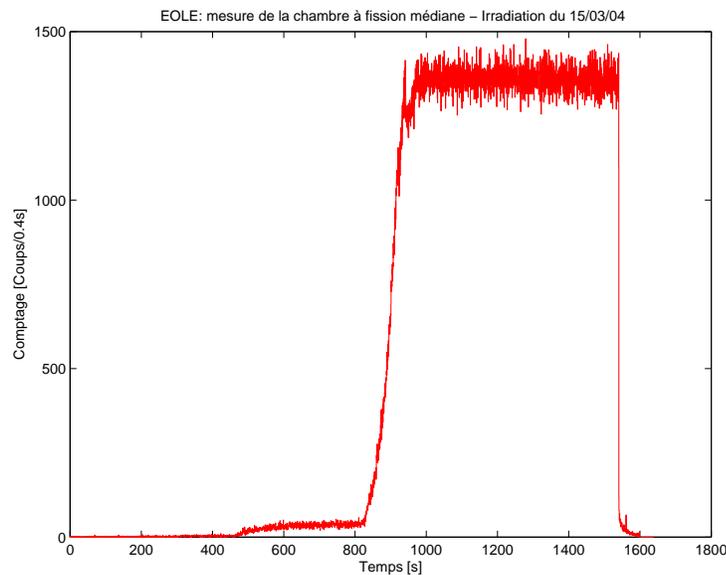


FIG. 8.7 – Mesure par chambre à fission obtenue à l'emplacement médian du cœur EOLE, lors des irradiations de palier de puissance.

Nous ne pouvons malheureusement pas être exhaustif ici dans la présentation des résultats expérimentaux (on peut se reporter aux notes [125], [126], [127], [128] et [129] pour avoir tous les détails), c'est pourquoi nous présenterons uniquement les résultats de la deuxième phase du programme, obtenus sur le réacteur MINERVE - sachant que le chapitre 9 des comparaisons calcul-mesure offrira l'occasion de commenter davantage l'ensemble des résultats expérimentaux. Les résultats de mesure par TLD sur le réacteur MINERVE au cours d'un palier de puissance de 10W - 20 minutes sont reportés dans les tableaux 8.9, 8.10 et 8.11. Pour chacune des trois irradiations, la dose moyenne et l'écart-type sont obtenus pour des échantillons de cinq TLD de même type. Des réponses trop incohérentes (c'est à dire qui s'écartent significativement de la moyenne) obtenues à partir de certains TLD ont été exclues (3 TLD Al_2O_3 et 1 TLD700). Les

TLD700 et $Al_2O_3:C$ employés proviennent de lots acquis il y a plusieurs années, dont l'historique d'utilisation (irradiations, lectures, recuits) ne peut pas être reconstruit ; cela explique la forte dispersion aléatoire des résultats obtenus à l'aide de ces détecteurs (notamment $\sigma=19.95\%$ pour l'alumine lors de l'irradiation n°1, cf tableau 8.9). Cependant, mis à part l'alumine, il faut constater une très bonne reproductibilité des mesures d'une irradiation à l'autre. L'ensemble des résultats de mesure est tracé sur la figure 8.8 avec les écart-types expérimentaux calculés sur des échantillons de 5 TLD.

TAB. 8.9 – Résultats de mesures par TLD dans MINERVE lors de l'irradiation n°1

Type de TLD	Dose [mGy]	écart-type	écart-type [%]
<i>MTS7</i>	784.7	26.8	3.41%
<i>TLD700</i>	720.6	28.4	3.94%
<i>CaF₂ : Mn</i>	718.3	20.3	2.83%
<i>Al₂O₃ : C</i>	710.5	141.7	19.95%

TAB. 8.10 – Résultats de mesures par TLD dans MINERVE lors de l'irradiation n°2

Type de TLD	Dose [mGy]	écart-type	écart-type [%]
<i>MTS7</i>	777.4	10.0	1.29%
<i>TLD700</i>	722.6	47.5	6.57%
<i>CaF₂ : Mn</i>	734.9	24.8	3.37%
<i>Al₂O₃ : C</i>	699.8	70.3	10.05%

TAB. 8.11 – Résultats de mesures par TLD dans MINERVE lors de l'irradiation n°3

Type de TLD	Dose [mGy]	écart-type	écart-type [%]
<i>MTS7</i>	778.8	17.4	2.24%
<i>TLD700</i>	720.3	24.6	3.42%
<i>CaF₂ : Mn</i>	728.1	17.4	2.39%
<i>Al₂O₃ : C</i>	792.1	28	3.53%

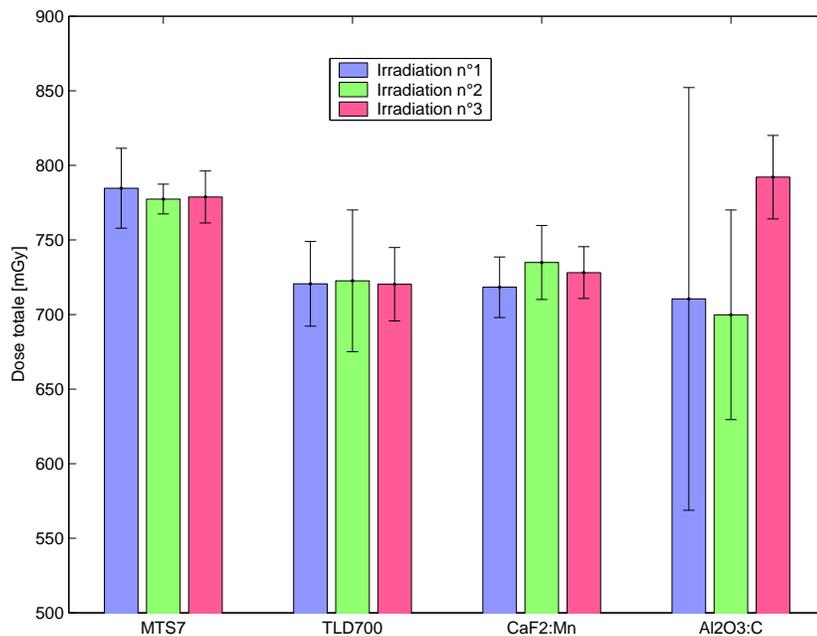


FIG. 8.8 – Résultats des mesures par TLD sur le cœur MINERVE

8.2.3 Incertitude sur la mesure en réacteur

Il convient de rappeler que les conditions expérimentales de l'irradiation en réacteur sont différentes de celles rencontrées lors de l'étalonnage :

- parce que les matériaux environnants sont différents
- parce que l'irradiation en réacteur présente un champ mixte (neutron+gamma)
- à cause de l'aspect directionnel du flux gamma.

La fonction de transfert (permettant d'interpréter l'irradiation en réacteur à l'aide de l'irradiation d'étalonnage) sera déterminée par le calcul (voir les corrections de cavités et les corrections de doses neutroniques présentées dans le chapitre suivant). L'incertitude associée à cette fonction de transfert n'est donc pas prise en compte dans la présente évaluation des incertitudes de mesure : on suppose que les conditions d'étalonnage sont représentatives des conditions d'irradiation en réacteur.

La dose D_i mesurée en réacteur par le TLD i s'exprime alors :

$$D_i = \frac{(M_i \cdot S_i - BdF) \cdot (1 + F) - b}{a} \quad (8.14)$$

Pour les mêmes raisons que précédemment, le bruit de fond BdF et le fading F sont négligeables. L'expression précédente se trouve simplifiée :

$$D_i = \frac{M_i \cdot S_i - b}{a} \quad (8.15)$$

On considère l'incertitude liée à l'utilisation de la droite d'étalonnage (déterminée au §8.1.3), l'incertitude sur le coefficient de sensibilité individuel (déterminée au §8.1.2) et l'incertitude sur le signal brut de TL mesuré. L'incertitude sur le signal brut mesuré prend en compte une

incertitude sur la reproductibilité du lecteur estimée à $\sigma_M = 2.85\%$. Cet écart-type d'échantillon est évalué à l'aide de la mesure régulière d'une source de référence (^{14}C , émetteur bêta, associé à un matériau scintillant) intégrée au lecteur.

Les différents termes d'incertitudes sont indépendants (hormis a et b), la loi de propagation des incertitudes s'applique :

$$V(D) = \left(\frac{S}{a}\right)^2 \cdot \sigma_M^2 + \left(\frac{M}{a}\right)^2 \cdot \sigma_S^2 + \left(\frac{1}{a}\right)^2 \cdot \sigma_b^2 + \left(\frac{MS-b}{a^2}\right)^2 \cdot \sigma_a^2 + 2 \cdot \left(-\frac{MS-b}{a^2}\right) \cdot \left(\frac{-1}{a}\right) \cdot \text{cov}(a, b) \quad (8.16)$$

avec

$$\text{cov}(a, b) = \frac{-\bar{x}\sigma^2}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}$$

Ainsi, l'incertitude combinée ($k=2$) associée aux résultats de mesures intégrales est estimée à :

- 8.0% pour le *MTS7*
- 8.4% pour le *CaF₂:Mn*
- 12.2% pour le *TLD700*
- 23.4% pour l'*Al₂O₃:C*

Afin de comprendre l'importance relative des composantes de l'incertitude finale, on pose :

$$\alpha_1 = \frac{\left(\frac{S}{a}\right)^2 \cdot \sigma_M^2}{V(D)} \quad (8.17)$$

$$\alpha_2 = \frac{\left(\frac{M}{a}\right)^2 \cdot \sigma_S^2}{V(D)} \quad (8.18)$$

$$\alpha_3 = \frac{\left(\frac{1}{a}\right)^2 \cdot \sigma_b^2}{V(D)} \quad (8.19)$$

$$\alpha_4 = \frac{\left(\frac{MS-b}{a^2}\right)^2 \cdot \sigma_a^2}{V(D)} \quad (8.20)$$

$$\alpha_5 = \frac{\left(\frac{2(MS-b)}{a^3}\right) \cdot \text{cov}(a, b)}{V(D)} \quad (8.21)$$

Ces composantes sont données dans le tableau 8.12 qui appelle quelques dernières remarques :

- Les deux principales composantes de l'incertitude finale sont l'incertitude de reproductibilité du lecteur de TLD (qui est la même pour tous les TLD) et l'incertitude sur le facteur de sensibilité individuel (qui est dominante dans le cas de l'alumine et du TLD700 avec respectivement 83.8% et 73.3% de l'incertitude totale).
- L'incertitude d'étalonnage se répartit entre une incertitude sur la pente et une incertitude sur l'ordonnée à l'origine de la droite de régression. La covariance négative de la pente et

de l'ordonnée à l'origine traduit le fait que si l'on augmente la pente, l'ordonnée à l'origine diminue.

- L'incertitude sur la pente des TLD700 et des TLD $Al_2O_3:C$ n'est pas négligeable (elle contribue à l'incertitude finale respectivement à hauteur de 7.7% et 13.2%). Cela exprime un manque de reproductibilité des mesures pour ces deux types de détecteurs qui s'explique vraisemblablement par leur historique d'utilisation (cf §8.1.2).

TAB. 8.12 – Composantes de l'incertitude finale

	α_1	α_2	α_3	α_4	α_5
<i>MTS7</i>	52.9%	44.3%	2.4%	1.9%	-1.5%
<i>TLD700</i>	21.9%	73.3%	2.4%	7.7%	-5.3%
<i>CaF₂:Mn</i>	48.9%	47.9%	2.4%	3.3%	-2.5%
<i>Al₂O₃:C</i>	8.7%	83.8%	3.2%	13.2%	-8.9%

8.2.4 Synthèse

Sachant qu'il n'est pas envisageable d'étalonner individuellement les TLD, un coefficient d'étalonnage moyen est déterminé pour un ensemble de détecteurs. Mais au sein d'un même lot de fabrication, les TLD ont des réponses thermoluminescentes (TL) parfois dispersées (l' $Al_2O_3:C$ notamment). Aussi, l'incertitude sur le résultat de mesure d'un détecteur en particulier est importante. Afin de réduire cette incertitude, les détecteurs ont été caractérisés individuellement par un coefficient de sensibilité. Ce coefficient est déterminé sur un seul point de la droite d'étalonnage (à 50 mGy en l'occurrence) et exprime la réponse massique d'un TLD individuel par rapport à la réponse moyenne du lot. Il est vérifié que la dispersion des réponses TL corrigées par ce facteur individuel est alors plus faible. L'estimation d'incertitude sur l'étalonnage, sur le facteur de sensibilité et sur les résultats de mesure en réacteur s'appuie sur les recommandations de la norme internationale en vigueur [130]. L'incertitude sur le facteur de sensibilité est estimée par l'écart-type d'échantillon et l'écart-type de la moyenne des réponses massiques du lot de TLD, combinées quadratiquement selon la loi de propagation des incertitudes. L'incertitude d'étalonnage tient compte :

- d'une incertitude de type B sur le Kerma air délivré par la source d'étalonnage,
- d'une incertitude qui correspond à l'utilisation d'une droite d'étalonnage déterminée par un modèle de régression (cf annexe A et [131]).

Enfin, l'incertitude combinée sur le résultat de mesure par TLD en réacteur prend en compte les incertitudes précédentes (c'est à dire l'incertitude d'étalonnage et l'incertitude du facteur de sensibilité) et une incertitude de type A qui correspond à la reproductibilité du lecteur TLD Harshaw (évaluée à l'aide d'un échantillon de mesures effectuées à intervalles de temps régulier sur une source lumineuse de référence). L'estimation de l'incertitude de mesure ne prend pas en compte les différents facteurs correctifs calculés (corrections de cavités et corrections neutroniques). Finalement, l'incertitude combinée ($k=2$) associée au résultat brut de mesure par TLD est estimée respectivement à 8.0% et 12.2% pour les dosimètres MTS7 et TLD700 (fluorure de lithium), 8.4% pour le fluorure de calcium et 23.4% pour l'alumine.

8.2.5 Validation des estimations d'incertitude

Afin de vérifier que ces incertitudes ont été correctement estimées, un test du χ^2 est effectué sur l'écart-type de l'ensemble des mesures obtenues par un même type de TLD. Nous exploitons ici les résultats présentés §8.2.2 qui correspondent aux mesures effectuées sur le réacteur MINERVE. Ainsi, nous vérifions que l'écart-type estimé théoriquement est compris dans l'intervalle de confiance à $1 - \alpha = 95\%$ de l'écart-type des mesures (les résultats sont reportés dans le tableau 8.13). Précisons toutefois que l'écart-type théorique est estimé à partir d'erreurs aléatoires (liées à la reproductibilité des mesures) et d'erreurs systématiques (notamment l'incertitude de type B associée à la grandeur d'étalonnage : le Kerma gamma dans l'air de la source de Co60). Comme l'écart-type expérimental estimé ici ne mesure que les erreurs aléatoires, le test du Chi2 ne doit (en toute rigueur) être effectué que sur les composantes aléatoires de l'écart-type théorique. Aussi, l'incertitude systématique sur la grandeur d'étalonnage n'intervient pas dans l'estimation de l'écart-type théorique présenté ici.

TAB. 8.13 – Test du χ^2 sur les écart-types expérimentaux : vérification de la cohérence avec l'écart-type estimé

Type de TLD	Effectif [n]	écart-type exp. [%]	intervalle de confiance à 95%	Ecart-type théorique
<i>MTS7</i>	15	2.5%	[1.8% - 3.9%]	3.8%
<i>TLD700</i>	14	4.3%	[3.1% - 6.9%]	6.0%
<i>CaF₂ : Mn</i>	15	2.8%	[2.0% - 4.4%]	4.0%
<i>Al₂O₃ : C</i>	12	12.2%	[8.6% - 20.7%]	11.7%

8.3 Réalisation des mesures par chambre à ionisation dans le réacteur MINERVE

On enregistre avec la chambre d'ionisation, une irradiation identique à celle qui a été réalisée sur les TLD (cf §8.2.2). Afin de pouvoir recalibrer les mesures en fonction de la puissance du réacteur, on utilisera les données du taux de comptage intégral d'une chambre à fission *Pu239* positionnée dans la chaussette thermique. Les acquisitions de chambre d'ionisation et de chambre à fission sont lancées simultanément et se font sur des laps de temps de 8 secondes. La limite de détection de la chambre d'ionisation (la valeur en deçà de laquelle la chambre ne permet plus de mesurer la dose pendant la courte durée d'intégration de 8 secondes) est de 1.2 mGy/min. L'une des trois irradiations effectuées est représentée sur la figure 8.9. Les incertitudes expérimentales associées à ces mesures sont les incertitudes d'étalonnage de la chambre (cf §8.1.5).

Des mesures supplémentaires de traverses axiales sont effectuées. Le réacteur est à puissance stable 10 W et la chambre d'ionisation est couplée à un système de déplacement linéaire qui permet un positionnement axial avec une incertitude de 1 mm. Des acquisitions successives de 60 s ont été lancées, via ce dispositif, pour des déplacements de 10 mm de 0 à 250 mm (soit une demi hauteur de combustible MINERVE) de la chambre d'ionisation. La chambre à fission *Pu239* reste positionnée dans la chaussette thermique au centre axial, afin de pouvoir recalibrer les mesures en fonction de la puissance du réacteur. Les résultats de la traverse obtenue sont représentés sur la figure 8.10.

Nous reviendrons en détail sur l'ensemble des résultats de mesure obtenus par chambre d'ionisation à l'occasion des comparaisons calcul-mesure dans le chapitre 9.

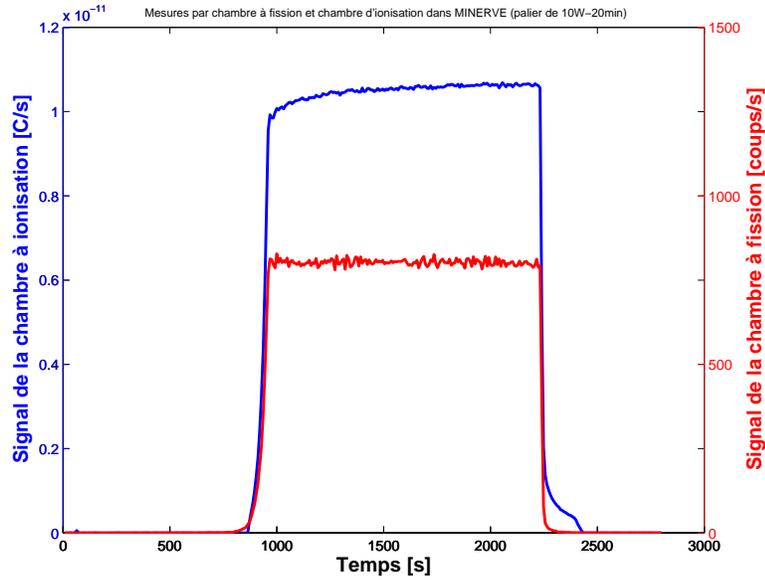


FIG. 8.9 – Résultats des mesures par chambre à fission et par chambre d'ionisation au cours d'une irradiation de 10 W - 20 min dans le réacteur MINERVE

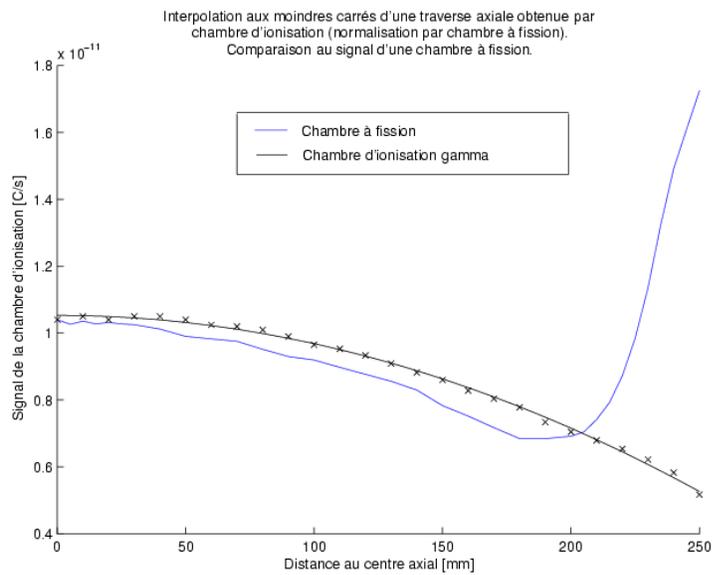


FIG. 8.10 – Interpolation par cosinus d'une traverse axiale obtenue par chambre d'ionisation

Chapitre 9

Développement d'un schéma de calcul de référence pour l'interprétation des expériences ADAPh

Sommaire

9.1	Modélisation des phénomènes de cavité	157
9.1.1	Calcul des corrections de cavités liées à l'étalonnage des TLD	157
9.1.2	Calculs des corrections de cavités en réacteur par découplage local du problème	161
9.1.3	Corrections de cavité de la chambre d'ionisation	165
9.2	Calcul des débits de dose dûs aux émissions promptes	166
9.2.1	Définition d'un motif simple représentatif du cœur pour des études paramétriques	166
9.2.2	Calculs en régime stationnaire dans la géométrie complète du cœur	168
9.3	Calcul des débits de dose dûs aux émissions retardées	176
9.3.1	Interprétation des mesures	176
9.3.2	Calculs des sources de gamma retardés	178
9.3.3	Calculs de transport et de débit de dose des gamma retardés	178
9.3.4	Principales contributions des produits de fission	182
9.4	Calcul des débits de dose dûs aux neutrons	185
9.4.1	Correction de dose neutron	185
9.4.2	Facteurs de kerma neutron	187
9.4.3	Détermination des corrections neutroniques pour la chambre d'ionisation	190
9.5	Résultats et incertitudes de calcul	191
9.5.1	Evaluation des incertitudes de calcul	191
9.5.2	Résultats de calcul et incertitudes	194
9.6	Comparaisons calcul-mesure	197
9.6.1	Traverses axiales par chambres à fissions	197
9.6.2	Comparaisons calcul-mesure de traverses axiales sur le réacteur MINERVE.	199
9.6.3	Comparaison calcul-mesure des doses gamma intégrales dans EOLE et MINERVE	200
9.6.4	Comparaison calcul-mesure des doses retardées dans MINERVE	204

9.7 Synthèse 205

Ce chapitre décrit l'ensemble des calculs d'interprétation des mesures ADAPh. Ces calculs constituent un schéma de référence qui prend en compte la modélisation de l'ensemble des émissions photoniques (promptes et retardées), la modélisation du dépôt d'énergie des photons (avec prise en compte des phénomènes de cavité) et la modélisation du dépôt d'énergie des neutrons (détermination des corrections neutroniques).

9.1 Modélisation des phénomènes de cavité

Nous allons tester le modèle de Burlin présenté au paragraphe 7.4.1 pour la détermination des corrections de cavités relatives à la configuration d'étalonnage des TLD. Ensuite, des simulations Monte-Carlo de transport couplé des particules gamma et électrons seront menées afin d'obtenir des corrections de cavités dites de "référence" à la fois pour cette configuration d'étalonnage (cf §9.1.1) et pour les configurations d'irradiations en réacteur (cf §9.1.2).

9.1.1 Calcul des corrections de cavités liées à l'étalonnage des TLD

La correction générale de Burlin est déterminée pour chaque énergie de gamma incident. Dans les basses énergies (<1 MeV), la correction générale tend vers une correction de grande cavité (car les cavités sont grandes pour les distances de parcours des électrons de faibles énergies), tandis qu'aux énergies plus importantes, la correction générale tend vers une correction de petite cavité. Lorsque les matériaux environnants ont un numéro atomique supérieur au matériau de la cavité, la correction de grande cavité est supérieure à la correction de petite cavité. C'est le cas du fer (figure 7.23) et du lucoflex (figure 9.2). Les résultats obtenus sont recueillis dans le tableau 9.1. L'environnement réel des TLD est complexe (Air + lucoflex + autres TLD), or le choix d'un matériau homogène environnant le TLD est déterminant pour assurer la pertinence des résultats obtenus par le modèle de Burlin.

TAB. 9.1 – Corrections de cavité calculées par le modèle de Burlin

Matériau environnant le TLD700 (FLi7)	Correction de petite cavité ($E_\gamma = 1.25\text{MeV}$)	Correction de cavité générale (Burlin) ($E_\gamma = 1.25\text{MeV}$)	Correction de grande cavité ($E_\gamma = 1.25\text{MeV}$)
Lucoflex	1.092	1.099	1.105
Air	1.102	1.095	1.079
Fer	0.863	0.961	1.001

Si l'on considère le TLD (dans sa configuration d'étalonnage) environné par du Lucoflex, la correction de cavité obtenue par application du modèle de Burlin se révèle tout à fait correcte vis à vis de la correction de référence calculée par simulation MCNP (cf tableau 9.2 et tableau 9.1; erreur relative : $[(1.122-1.099)/1.122] = 2\%$). Nous en concluons que, en vertu de sa simplicité, la configuration d'étalonnage se prête bien aux calculs déterministes de correction de cavité, mais ce ne sera plus le cas pour la configuration d'irradiation en réacteur (cf §9.1.2) qui est beaucoup plus complexe du point de vue des matériaux environnants. Nous privilégions donc dès à présent et pour toute la suite, les calculs de référence effectués par simulations MCNP dont les résultats sont présentés dans le tableau 9.2. Dans ce tableau, la grandeur kerma air calculée (transport de photons dans MCNP suivi d'une pondération du flux de photon obtenu à un mètre

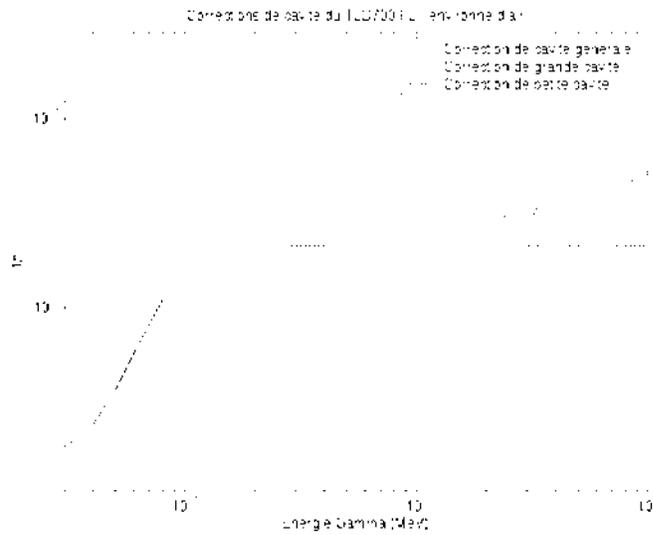


FIG. 9.1 – Corrections de cavité de Burlin calculées pour le TLD700 FLi7 environnement air.

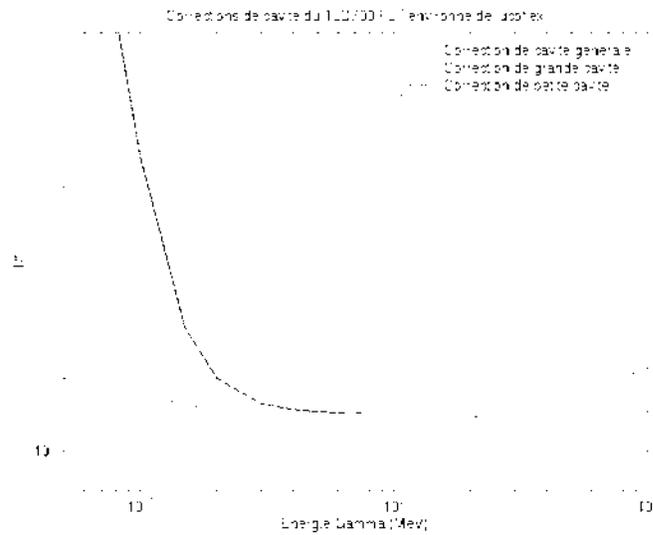


FIG. 9.2 – Corrections de cavité de Burlin calculées pour le TLD700 FLi7 environnement lucoflex (C_2H_3Cl). A basse énergie, le numéro atomique élevé du chlore (17) contenu dans le lucoflex induit une remontée importante de la correction de grande cavité.

de la source par les coefficients d'absorption massique d'énergie de l'air provenant des données du NIST [118]) est de $KA_2 = 211.33 \pm 0.08$ mGy/h en concordance avec la mesure étalon de $KA_1 = 214 \pm 5$ mGy/h. Nous présentons également le résultat du Kerma air calculé à un mètre de la source en interposant les plaques de lucoflex. L'atténuation du flux photon provoquée par ces plaques se traduit par un Kerma air calculé légèrement inférieur : $KA_3 = 209.01 \pm 0.08$. Les débits de dose dans les différents TLD sont calculés avec un couplage de particules photons-électrons (modélisation fine du dépôt d'énergie par les électrons) dans la configuration d'étalonnage avec le code MCNP. La convergence du calcul couplé devient acceptable lorsque la source photon est biaisée dans la direction d'un angle solide délimitant un TLD cible prisonnier dans sa micro-capsule avec 500 millions de particules simulées. Les résultats des calculs de dépôt électronique d'énergie sont présentés dans la seconde partie du Tableau 2. Un calcul supplémentaire a été effectué (non retranscrit dans le tableau) pour illustrer l'importance des conditions d'équilibre électronique réalisé à l'aide des plaques de lucoflex. En effet, si l'on supprime ces plaques, les TLD se retrouvent environnés d'air seulement (dont la densité électronique est très faible), et l'énergie électronique déposée, dans ces conditions, diminue considérablement : 76 mGy/h \pm 6 pour le cas du TLD700 (voir figure 9.3). La figure 9.3 présente une illustration des problèmes d'équilibre électronique liés à la configuration d'étalonnage des TLD : les plaques de lucoflex sur lesquelles sont fixés les TLD doivent mesurer au moins 3 mm d'épaisseur pour atteindre des conditions d'équilibre électronique optimales.

TAB. 9.2 – Etalonnage des TLD $FLi7$ CaF_2 et Al_2O_3 par calcul MCNP photon-électron 500 millions de particules (Les incertitudes concernant le positionnement des TLD sont négligeables)

Calculs et mesure du Kerma gamma dans l'air	
Kerma Air	Dose γ (mGy/h) $\pm 2\sigma$
Mesure dans l'air à 1 mètre (Chambre d'ionisation)	$KA_1 = 214.4 \pm 5$
Calcul dans l'air à 1 mètre (MCNP)	$KA_2 = 211.33 \pm 0.08$
Calcul à 1mètre (pilulier+support lucoflex)	$KA_3 = 209.01 \pm 0.08$
Calculs de dépôts électroniques d'énergie : ED_{calib}	
Type du TLD - Masse	Dose γ (mGy/h) $\pm 2\sigma$
$FLi7$ (TLD700) 15.8 mg	188.3 ± 1.7
CaF_2 pastille 29.3 mg	197.8 ± 1.5
$FLi7$ pastille 37.7 mg	193.0 ± 1.3
Al_2O_3 pastille 78.1 mg	196.7 ± 0.9
Calcul des corrections de cavités stochastiques (MCNP)	
Type du TLD	Correction de cavité (KA_2/ED_{calib})
$FLi7$ (TLD700)	1.122
CaF_2 pastille	1.068
$FLi7$ pastille	1.095
Al_2O_3 pastille	1.074

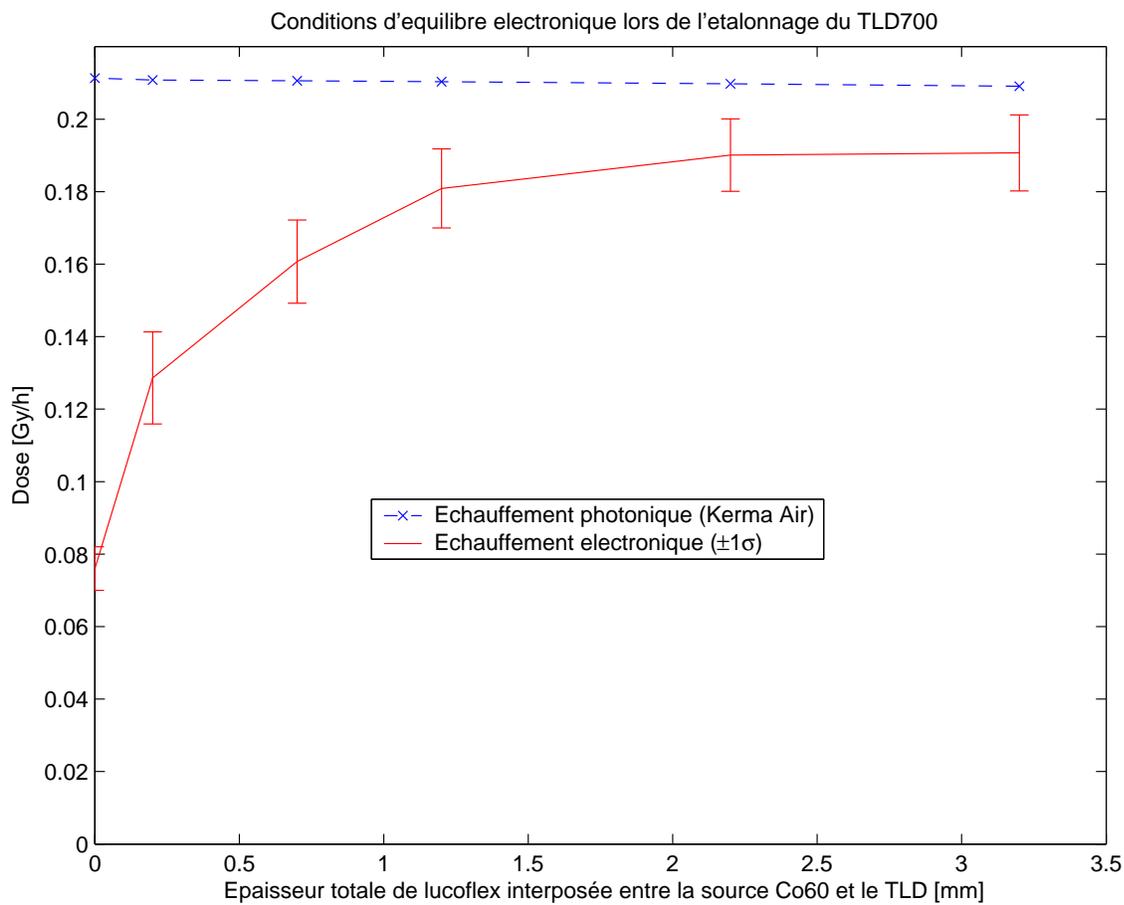


FIG. 9.3 – Optimisation des conditions d'équilibre électronique pour l'étalonnage du TLD700

9.1.2 Calculs des corrections de cavités en réacteur par découplage local du problème

Les calculs de dépôt d'énergie MCNP couplés photons-électrons que l'on entreprend ne permettent pas d'utiliser les techniques habituelles de réduction de variance (cf [5]), et les dimensions du cœur sont trop importantes pour obtenir une convergence acceptable des calculs. Aussi, la méthode retenue pour le calcul des corrections de cavité en réacteur consiste à découpler le problème de transport neutron-photon effectué à l'échelle du cœur complet et le problème local de transport photon-électron à l'emplacement d'irradiation des TLD. C'est à dire que le dépôt électronique d'énergie dans les TLD est calculé par simulations Monte-Carlo (g,e) effectuées sur un petit motif caractérisé par une description géométrique très précise des différents TLD et de leurs matériaux environnants (voir motif figure 9.4). Le passage du problème neutron-gamma sur tout le cœur au problème gamma-électron sur le motif est établi grâce à la dose gamma exprimée dans la grandeur Kerma Air pour chacun des deux problèmes. Le spectre gamma calculé à l'échelle du cœur est utilisé comme spectre gamma source au niveau du motif afin d'assurer l'équivalence des deux problèmes. A l'échelle du cœur complet, le calcul du Kerma gamma dans l'air à l'emplacement du TLD ne présente pas de difficulté majeure à condition de considérer un volume suffisant pour la convergence. En revanche des difficultés apparaissent lors du calcul local car il faut créer une source gamma à partir du spectre gamma calculé en cœur et faire en sorte que la dose distribuée dans le volume local soit relativement constante d'un point à un autre. Quand la distance de la source au point de mesure de la dose croît en progression arithmétique, la dose en ce point décroît de façon « pseudo-exponentielle » ($e^{-\mu r}/r^2$), c'est à dire très vite près de la source et lentement loin de la source. Il est donc impératif de distribuer la source dans une sphère de rayon suffisamment grand pour à la fois englober le problème local et obtenir une dose gamma homogène au centre entre les différents TLD présent dans un pilulier. Mais si le volume source est trop grand, la convergence du calcul de l'énergie électronique déposée devient difficile. Une étude paramétrique a permis de répondre à ce problème : le choix d'un rayon optimal $R=6$ cm de la sphère source contenant le motif environné de vide minimise à la fois les incertitudes liées à la convergence des calculs électroniques et les incertitudes dues aux écarts relatifs de Kerma air d'un TLD à l'autre. Cette étude paramétrique est illustrée par la figure 9.5. Sur cette figure, chaque point de calcul est le résultat d'une simulation (γ,e) de 1 milliard de particules. Le Kerma air et l'énergie électronique dans le TLD700 sont tracés en fonction du rayon de la sphère source. Le rapport de ces valeurs, c'est à dire la valeur de correction de cavité du TLD700, est donné pour chaque point de calcul. Les incertitudes de convergence statistique des calculs d'énergie électronique déposée sont linéairement croissantes avec le rayon de la sphère, tandis que les incertitudes dues aux écarts relatifs maximaux de Kerma air d'un TLD à l'autre sont minimales pour $R = 6$ cm. Le compromis optimal peut ainsi être réalisé avec une source sphérique de rayon $R = 6$ cm et une simulation de 1 milliard de particules dont les résultats sont présentés tableaux 9.3 et 9.4.

Dans les tableaux 9.3 et 9.4, la dose gamma au centre de chacun des réacteurs est exprimée en Kerma Air et normalisée aux taux de comptages moyens obtenus par les chambres à fission pour les différentes dates d'irradiation (voir la normalisation des simulations Monte-Carlo à la section suivante). Lors des calculs de corrections de cavité en configuration d'étalonnage (cf tableau 9.2), les Kerma air calculés d'un TLD à l'autre sont strictement identiques (209.01 mGy) parce qu'il n'y a pas de phénomène d'atténuation des gamma d'énergie moyenne de 1.25 MeV (issus de la source Co60) d'une position de TLD à une autre. En revanche, nous remarquons, pour le

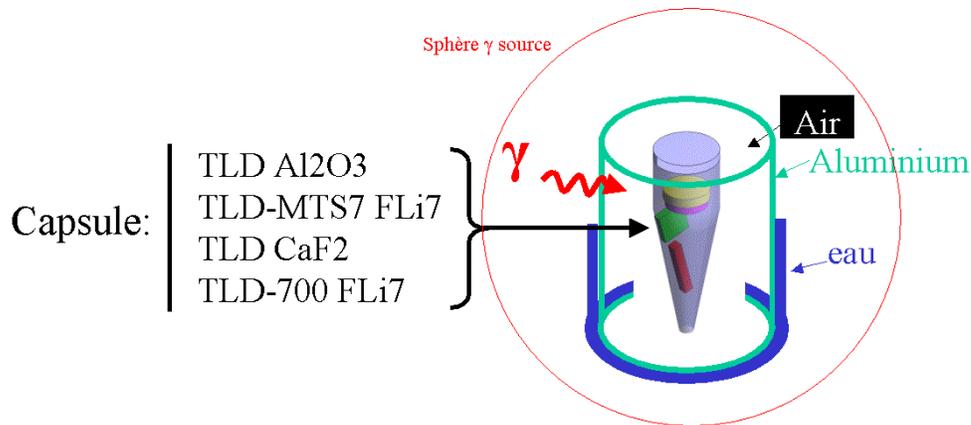


FIG. 9.4 – Différents TLD contenus dans un pilulier en chlorure de polyvinyl environné d'air et inséré dans une sur-gaine de crayon combustible en aluminium entourée d'eau. L'ensemble est irradié par le spectre gamma moyen obtenu lors des simulations TRIPOLI4 sur la géométrie complète du cœur. Les corrections de cavité relatives à chaque TLD sont calculées par une simulation MCNP du transport couplé des particules photons et électrons.

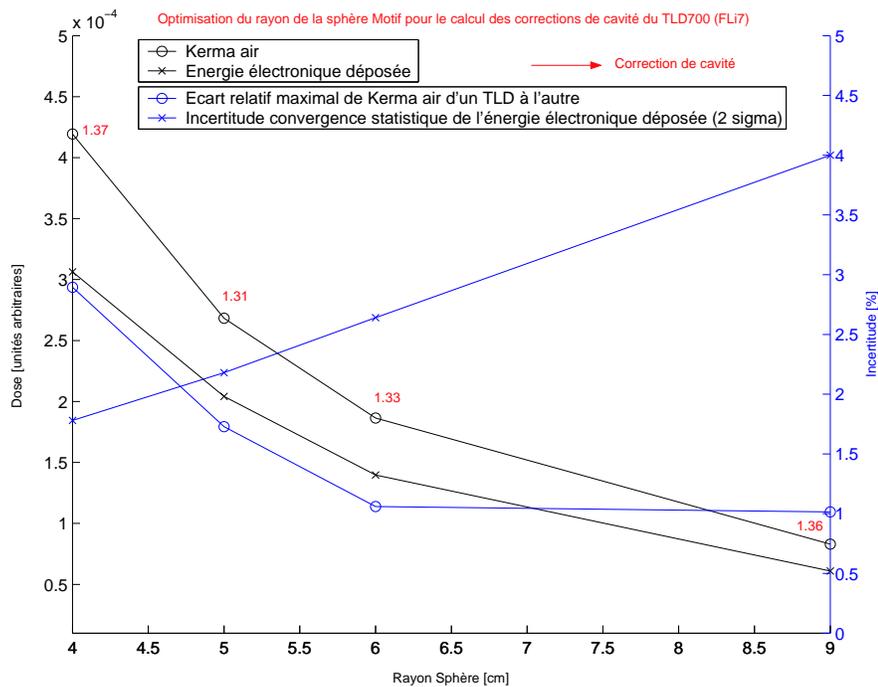


FIG. 9.5 – Etude paramétrique du rayon de la sphère modélisant la source gamma autour du motif afin de calculer la correction de cavité du TLD700 (*FLi7*) en réacteur.

TAB. 9.3 – Résultats des calculs de corrections de cavités relatives à la configuration d’irradiation du réacteur EOLE (le Kerma air moyen sur l’ensemble des 4 TLD au centre axial et radial est normalisé au Kerma air moyen des dates 1,2 et 3 : $KA_{\text{moy}}=0.876$ Gy)

Type de TLD	Dose gamma (Kerma air) D_γ [Gy] $\pm\sigma$	Dépôt d’énergie électronique D_e [Gy] $\pm\sigma$	Correction de cavité $D_\gamma/D_e \pm\sigma$
<i>TLD700</i>	0.8785 ± 0.0018	0.6573 ± 0.0087	1.337 ± 0.018
<i>MTS7</i>	0.8755 ± 0.0015	0.7117 ± 0.0066	1.230 ± 0.012
<i>Al₂O₃ : C</i>	0.8721 ± 0.0013	0.7458 ± 0.0053	1.169 ± 0.008
<i>CaF₂ : Mn</i>	0.8779 ± 0.0017	0.7147 ± 0.0076	1.228 ± 0.013

TAB. 9.4 – Résultats des calculs de corrections de cavités relatives à la configuration d’irradiation du réacteur MINERVE (le Kerma air moyen sur l’ensemble des 4 TLD est normalisé au Kerma air moyen des dates 1,2 et 3 : $KA_{\text{moy}}=0.4233$ Gy)

Type de TLD	Dose gamma (Kerma air) D_γ [Gy] $\pm\sigma$	Dépôt d’énergie électronique D_e [Gy] $\pm\sigma$	Correction de cavité $D_\gamma/D_e \pm\sigma$
<i>TLD700</i>	0.4248 ± 0.0008	0.3181 ± 0.0038	1.335 ± 0.016
<i>MTS7</i>	0.4230 ± 0.0006	0.3447 ± 0.0029	1.227 ± 0.010
<i>Al₂O₃ : C</i>	0.4212 ± 0.0005	0.3627 ± 0.0023	1.161 ± 0.007
<i>CaF₂ : Mn</i>	0.4243 ± 0.0007	0.3469 ± 0.0033	1.223 ± 0.012

calcul des corrections de cavités de la configuration d’irradiation en réacteur, que le Kerma air diffère sensiblement d’un TLD à l’autre sans que cela puisse être expliqué par les incertitudes de convergence statistique des simulations Monte-Carlo. L’atténuation des photons de faibles énergies sur de courtes distances est un effet de modélisation qui explique les différences de Kerma air d’une position de TLD à une autre à l’intérieur même d’un pilulier. Cependant, la géométrie a été optimisée pour modéliser une dose homogène et ces légères différences n’entraînent pas de biais significatifs. On retiendra que les corrections de cavité en réacteur, que ce soit pour EOLE ou MINERVE sont bien supérieures à celles de l’étalonnage. La première différence vient de la complexité du matériau environnant le TLD dans le cas de l’irradiation en réacteur : la densité électronique des matériaux environnants les TLD en réacteur est beaucoup plus élevée que dans l’étalonnage. De ce point de vue, il eût été difficile de calculer correctement les corrections de cavité en réacteur à l’aide de la théorie de Burlin. Ensuite, même si l’énergie gamma moyenne de l’étalonnage est à peu près identique à celle du réacteur, la différence notable vient de la contribution importante des gamma de hautes énergies aux effets de cavités en réacteur. L’importance des gamma de hautes énergies aux effets de cavités en réacteur est illustrée par la figure 9.6. Les points tracés sur cette figure représentent les résultats du rapport Kerma air sur énergie électronique déposée déterminés par différentes simulations MCNP (gamma, électrons) menées pour des spectres énergétiques des gamma sources tronqués au dessus d’une certaine énergie seuil. On constate que ce sont les gamma sources de hautes énergies (situés entre $4 \text{ MeV} < E_\gamma < 7 \text{ MeV}$) qui induisent une dose exprimée en kerma air supérieure à l’énergie électronique déposée au niveau du TLD.

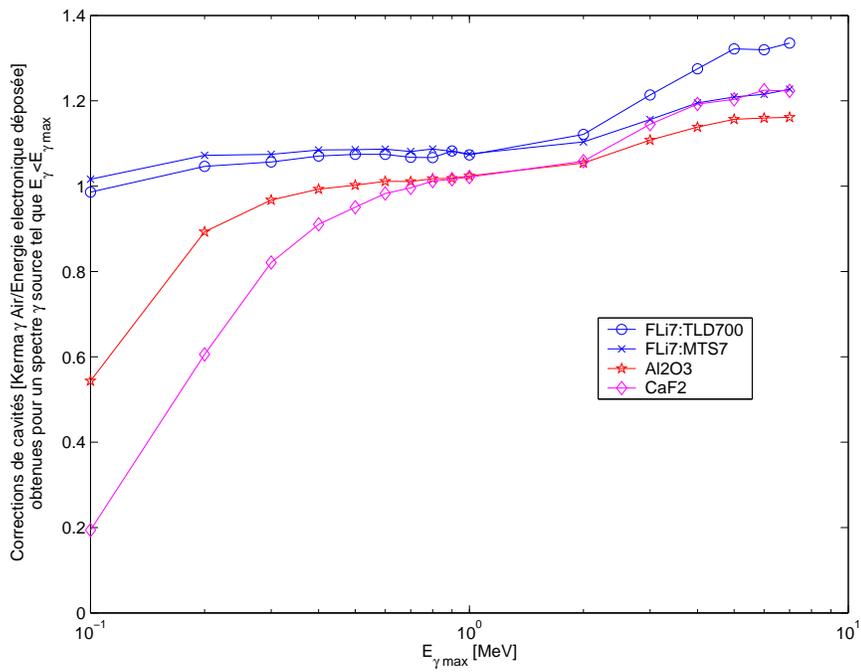


FIG. 9.6 – Etude paramétrique de l'influence du spectre gamma source sur les résultats de corrections de cavités obtenues sur le motif réacteur MINERVE.

9.1.3 Corrections de cavité de la chambre d'ionisation

Calcul de la correction de cavité dans la configuration d'étalonnage

Les conditions d'équilibre électronique de la chambre lors de l'étalonnage sont calculées pour différentes épaisseurs de capuchon. À l'origine, le capuchon présente une épaisseur de 3 mm qui a due être réduite pour s'ajuster au diamètre de la surgaine aluminium (voir §7.3.2). La configuration d'irradiation adoptée prend en compte une épaisseur de 1 mm de capuchon et de 0.2 mm d'aluminium. Les conditions d'équilibre électronique caractéristiques de cette configuration d'irradiation sont suffisamment proches de celles obtenues avec un capuchon de 3 mm d'épaisseur comme le montre la figure 9.7. Les résultats des corrections de cavité calculées sont reportés dans le tableau 9.5.

TAB. 9.5 – Calcul de correction de cavité de la chambre d'ionisation lors de l'étalonnage

Kerma air $\pm 1\sigma$ [mGy/h]	Dose électronique $\pm 1\sigma$ [mGy/h]	Correction de cavité
$209.8 \pm 0.1\%$	$217.9 \pm 3.7\%$	$0.963 \pm 3.7\%$

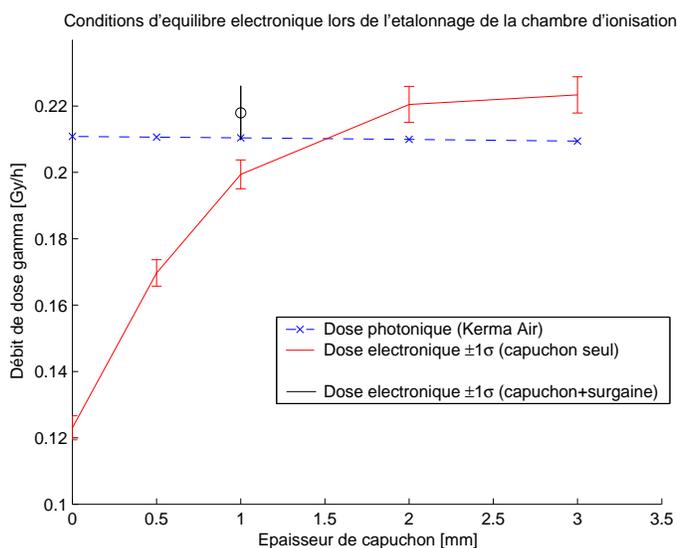


FIG. 9.7 – Equilibre électronique dans la cavité d'air de la chambre d'ionisation lors de l'étalonnage

Calcul de la correction de cavité dans le réacteur MINERVE

Les résultats de correction de cavité obtenus pour la configuration d'irradiation en réacteur sont reportés dans le tableau 9.6.

TAB. 9.6 – Calcul de correction de cavité de la chambre d'ionisation dans la configuration d'irradiation du réacteur MINERVE pour une puissance de 10W

Dose gamma $\pm 1\sigma$ [Gy]	Dose électronique $\pm 1\sigma$ [mGy/h]	Correction de cavité
$0.420 \pm 0.06\%$	$0.365 \pm 1.78\%$	$1.151 \pm 1.78\%$

9.2 Calcul des débits de dose dûs aux émissions promptes

Le transport neutronique est couplé au transport photonique dans des simulations Monte-Carlo de référence réalisées à l'aide du code TRIPOLI4 sur des descriptions géométriques complètes des cœurs étudiés. Les simulations Monte-Carlo couplées neutron-gamma ne prennent en compte que les émissions promptes de gamma (principalement les gamma de fission, de captures radiatives et de diffusion inélastiques). Les spectres et débits de dose dûs aux émissions gamma promptes sont calculés aux emplacements d'irradiation des TLD. Des distributions axiales de taux de fission sont calculées aux emplacements des chambres à fission pour effectuer l'ajustement calcul-mesure à la puissance du cœur.

9.2.1 Définition d'un motif simple représentatif du cœur pour des études paramétriques

Les simulations Monte-Carlo (neutron-gamma) effectuées sur la géométrie complète du cœur nécessitent des temps de calcul importants, c'est pourquoi on définit un motif géométrique simplifié constitué d'un réseau de crayons combustibles dont les dimensions sont équivalentes au libre parcours moyen des photons produits en cœur. Cette configuration simplifiée est représentative de la photonique du cœur et permet des calculs paramétriques rapides en relatif. Cela permet notamment d'effectuer des analyses de sensibilité pour déterminer les contributions relatives des différents isotopes et réactions neutroniques à la dose totale. Le libre parcours moyen λ [cm] des photons à travers un matériau est défini par l'inverse de l'atténuation relative du flux de photons traversant une tranche d'épaisseur dx de ce matériau :

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{-dN}{Ndx} \quad (9.1)$$

La figure 9.8 représente le libre parcours moyen des photons établi pour un matériau homogène représentatif des éléments du cœur BASALA. En général le libre parcours moyen est utile pour effectuer des choix d'homogénéisation. Il permet ici de définir une configuration simplifiée représentative du centre du cœur BASALA en terme de photonique, c'est à dire un petit réseau de crayons dont les dimensions correspondent au libre parcours moyen des photons de 1 MeV (l'énergie moyenne des photons de fission prompts), avec des conditions de réflexion imposées sur les bords pour avoir une configuration critique. Cette configuration simplifiée (cf figure 9.9) permet d'effectuer des études paramétriques rapides en relatif (1/2 heure en parallèle sur 32 processeurs d'une machine COMPAQ HP SC512).

Pour le cœur MINERVE, la même méthode est employée pour définir un motif simplifié d'une dizaine de centimètres de côté avec des conditions de réflexions aux bords. D'après les études paramétriques effectuées sur la configuration simplifiée du réacteur EOLE, la contribution des isotopes du plutonium (Pu239, Pu240, Pu241, Pu242) au taux de fission total dans EOLE est de 91%. La bibliothèque JEF2 ne contient pas de données de production gamma par fission sur

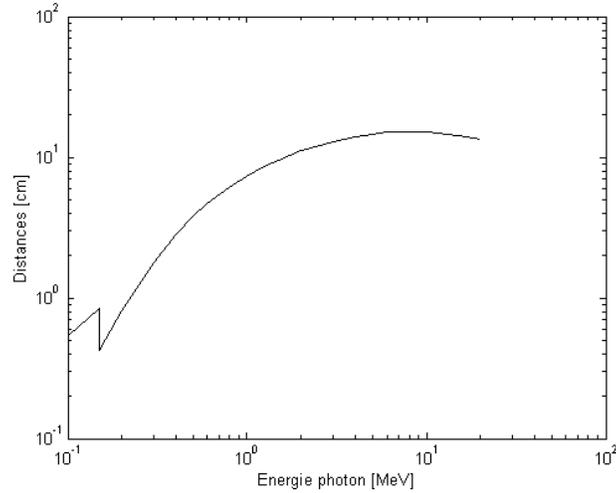


FIG. 9.8 – Parcours moyen des photons sur le cœur BASALA C/16Gd homogénéisé. On note une discontinuité photoélectrique à basse énergie. Les parcours moyens des photons de 1 MeV et 500 KeV sont respectivement 7.3 cm et 3.8 cm.

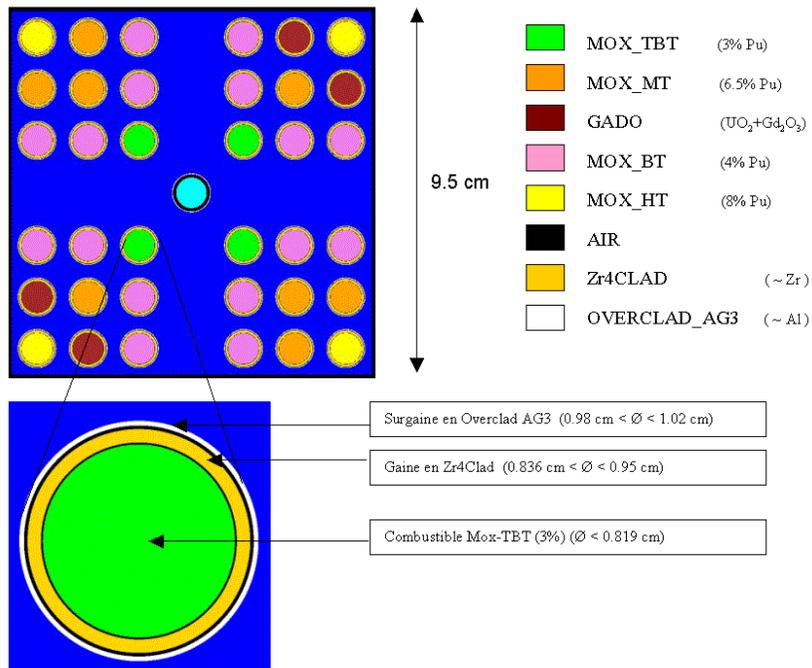


FIG. 9.9 – Coupe radiale de la configuration BASALA simplifiée (hauteur 21cm, longueur 9.5cm). Au centre se trouve une sur-gaine en OVERCLAD-AG3 remplie d'air représentative des conditions d'irradiation des TLD.

ces isotopes (voir §3.4.3), par conséquent seule l'évaluation ENDFB6R4 est utilisée dans la suite. La contribution au débit de dose gamma (calculé au niveau des TLD) des principales réactions de production gamma est présentée pour l'ensemble des isotopes fissiles dans le tableau 9.7. Ces résultats mettent en valeur l'importance de la contribution du Pu239 par fission (38%) et par capture radiative (20%), ainsi que la contribution de l'U238 et du Pu241 par capture (resp. 12% et 10%) pour le réacteur EOLE. Pour le réacteur MINERVE, l'essentiel des contributions provient des fissions de l'U235 et des captures de l'U238 (resp 53% et 23%).

TAB. 9.7 – Contribution des principales réactions de production gamma au débit de dose gamma prompts dans EOLE et MINERVE

	EOLE		MINERVE	
	Fission	Capture	Fission	Capture
Pu239	38%	20%	.	.
Pu240	0%	10%	.	.
Pu241	4%	1%	.	.
U235	3%	1%	53%	12%
U238	2%	12%	3%	23%
Total	91%		91%	

9.2.2 Calculs en régime stationnaire dans la géométrie complète du cœur

Les flux photoniques ainsi que les débits de dose gamma dans la grandeur Kerma air aux différents emplacements d'irradiation des TLD sont obtenus directement à l'aide de calculs critiques incluant le transport couplé de neutrons et de photons avec le code TRIPOLI4 sur la base de données ENDFB6/R4. Nous avons vérifié que ce mode de calcul avec couplage de particules permettait de retrouver les mêmes grandeurs neutroniques (keff, puissance) qu'un calcul neutron seul [127]. Un biaisage spécifique est utilisé à la production de photons : le ratio neutron/photon est de 10. Il a été montré que ce biaisage permettait d'accélérer la convergence statistique des résultats de calculs de débit de dose gamma [132]. L'énergie de coupure des photons peut être fixée à 100 keV sans incidence sur les débits de dose (voir §9.2.2, figure 9.10). Les différentes simulations ont été réalisées sur l'ordinateur Compaq HP SC512 du CCRT de Bruyère-Le-Chatel (processeurs de 1250 MHz). L'utilisation de 30 processeurs pendant 24 heures de calcul (temps maximum d'utilisation en continu) permet de simuler environ 60 millions d'histoires.

Spectres et débits de dose gamma

Les débits de dose gamma exprimés dans la grandeur Kerma air sur l'ensemble des emplacements d'irradiation de TLD sont calculés par simulation TRIPOLI4 au temps $t = 0$ avec un couplage de particules neutrons-gamma. Les spectres gamma associés à ces débits de dose sont calculés simultanément afin d'étudier les corrections de cavité au niveau des TLD dans une simulation ultérieure couplée gamma électron menée à l'échelle d'un pilulier (cf §9.1.2). La figure 9.10 représente le spectre gamma obtenu en moyenne sur les 30 (3 radials, 10 axials) emplacements d'irradiation des TLD dans EOLE et le pourcentage de contribution à la dose gamma totale dans la grandeur kerma air du spectre précédent pour un macro découpage énergétique. Cela permet notamment de comprendre que la coupure basse énergie des photons à 100 KeV n'affecte en rien

le résultat de débit de dose obtenu. Le domaine d'énergie significatif en termes de dose gamma dans l'air s'étend de 100 KeV à 5 MeV. Par ailleurs, on note la présence du pic des photons d'annihilation de 511 KeV. D'après la figure 9.12, la distribution énergétique des photons est à peu près similaire dans les cœurs EOLE et MINERVE : cela se traduit par des corrections de cavité en réacteur pratiquement identiques.

L'énergie moyenne du spectre gamma dans EOLE est de 1.22 MeV qui correspond à peu près à la somme des énergies moyennes d'émission par fission et capture :

$$60\% \langle E_{\gamma, Pu239, fission} \rangle + 40\% \langle E_{\gamma, Pu239, capture} \rangle \approx 1.2 \text{ MeV}, \text{ sachant que :} \quad (9.2)$$

$$\langle E_{\gamma, Pu239, fission} \rangle = 0.86 \text{ MeV et } \langle E_{\gamma, Pu239, capture} \rangle = 1.72 \text{ MeV} \quad (9.3)$$

La figure 9.11 représente les 3 spectres gamma moyens obtenus sur chacun des trois emplacements radiaux d'irradiation de TLD (moyennes sur 10 positions axiales) du réacteur EOLE comparés au spectre moyen global de référence. Le constat est qu'il n'y a pas de différence notable de spectre entre les différents emplacements, mais seulement l'intensité du flux qui diminue de plus en plus à la périphérie du cœur. Cela signifie que les corrections de cavité déterminées pour la configuration d'irradiation des TLD en réacteur sont valables quel que soit l'emplacement radial dans le cœur. Les résultats de débits de dose gamma dans la grandeur Kerma air sont donnés dans le tableau 9.8, avec les incertitudes de convergence statistique des simulations Monte-Carlo. La hauteur axiale d'intégration du débit de dose gamma modélisé correspond à la hauteur des TLD pris en compte dans la mesure (5 piluliers au centre axial, cf §8.2.2).

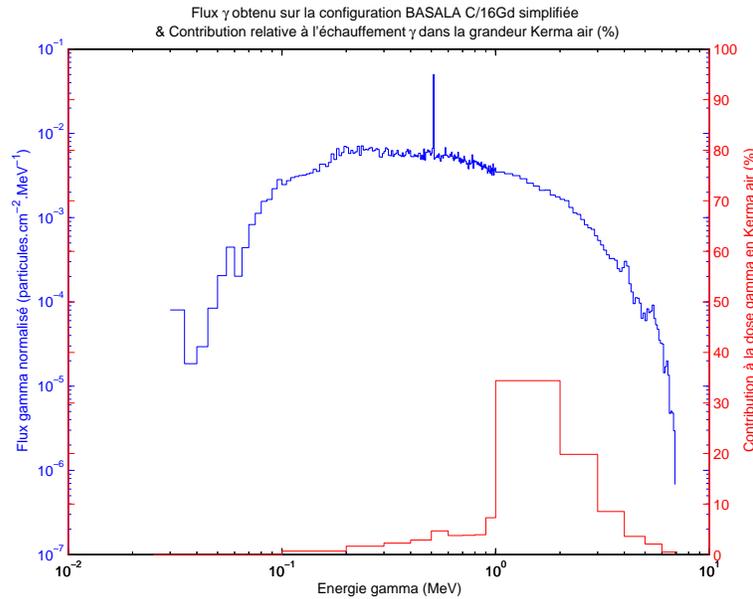


FIG. 9.10 – Spectre gamma prompt moyenné sur l'ensemble des emplacements d'irradiation des TLD dans la configuration de cœur BASALA C/16Gd du réacteur EOLE pour un niveau de puissance de 15W, et Réponse relative d'échauffement dans la grandeur KERMA air.

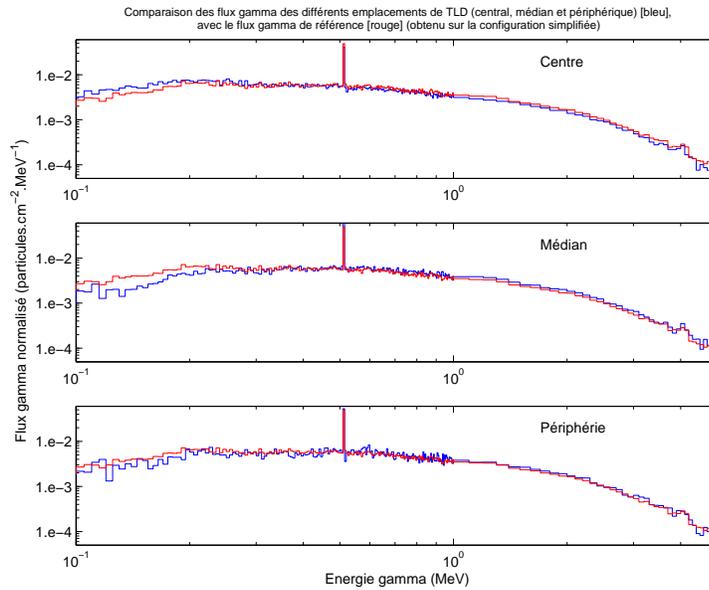


FIG. 9.11 – Spectres gamma prompts obtenus aux différents emplacements d’irradiation de TLD (voir figure 6.1) comparés au spectre gamma prompts moyen (de référence) sur l’ensemble des emplacements. On constate une meilleure convergence statistique du spectre moyen et l’on vérifie que le spectre des photons est identique sur les 3 emplacements d’irradiation.

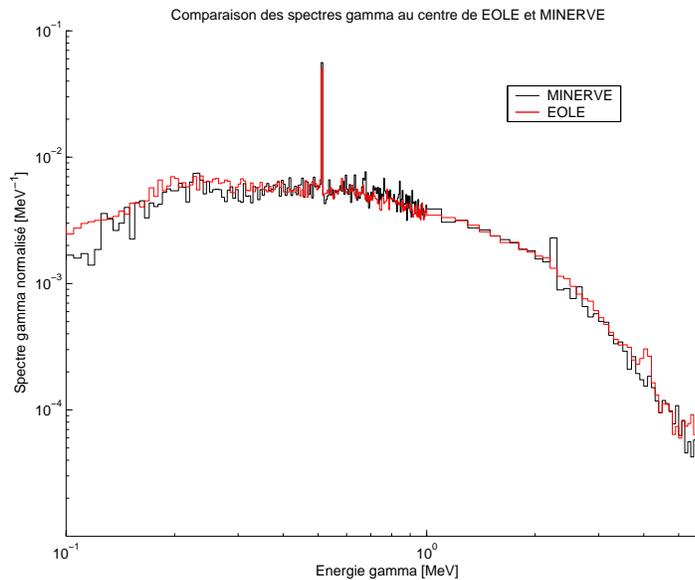


FIG. 9.12 – Comparaison des spectres photoniques calculés au centre des réacteurs EOLE et MINERVE

TAB. 9.8 – Résultats des calculs TRIPOLI4 de dose gamma prompt exprimés en Kerma air pour les réacteurs EOLE et MINERVE (normalisation à la puissance par les comptages moyens des chambres à fission au cours des trois irradiations)

Dose gamma en Kerma air au centre axial [Gy] $\pm 1\sigma$			
EOLE (15W-10min)			MINERVE (10W-20min)
Centre	Médian	Périph.	Centre
0.891 $\pm 1.3\%$	0.666 $\pm 1.5\%$	0.239 $\pm 2.6\%$	0.423 $\pm 2.0\%$

Modélisation des chambres à fission

Une chambre à fission est une chambre d'ionisation qui contient de la matière fissile. Le principe de fonctionnement d'une chambre à fission est schématisé sur la figure 9.13.

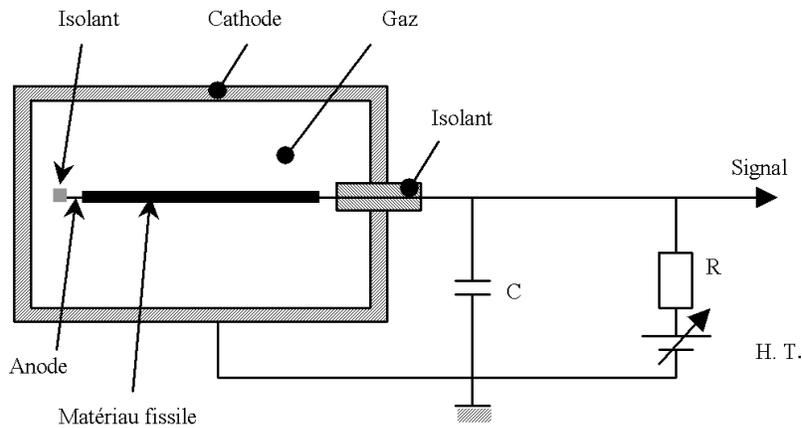


FIG. 9.13 – Principe de fonctionnement (en impulsions) d'une chambre à fission

Si l'on modélisait les chambres à fission suivant leur géométrie réelle, l'estimation du taux de fission se ferait sur un volume microscopique V qui correspond au dépôt de matière fissile autour de l'anode (cf figure 9.13), et il serait impossible d'atteindre une convergence stochastique raisonnable lors d'un calcul sur tout le cœur. Cette modélisation n'est donc pas envisageable ; la convergence des calculs ne peut être améliorée que si l'on encaisse les neutrons dans un volume ($V' > V$) plus important. Dès lors, les modélisations envisagées sont :

- Introduire en dilution infinie l'exact bilan matière en isotopes fissiles de la chambre considérée dans le volume V' et y calculer un taux de fission macroscopique.
- Calculer des taux de fission microscopiques fictifs dans le volume V' en multipliant le flux de neutrons par chacune des sections efficaces microscopiques de fission des isotopes fissiles de la chambre considérée.

Différents tests pour la comparaison des deux méthodes et l'évaluation des dimensions requises du volume V' pour une convergence acceptable des calculs ont été réalisés à partir de la configuration simplifiée du cœur BASALA présentée au §9.2.1. Les raisonnements qui suivent ont été établis sur cette configuration de cœur, mais les conclusions auxquelles ils aboutissent sont exploitables en toute généralité et sont notamment appliquées à la modélisation des chambres à fission dans

le réacteur MINERVE. La question est de savoir si les modélisations envisagées sont valides et si la présence d'une chambre à fission dans un milieu donné est susceptible de perturber le flux neutronique dans ce milieu. Les faibles dimensions d'une chambre font que ce phénomène est négligeable en ce qui concerne le flux de neutrons rapides dont le libre parcours moyen est très grand devant l'épaisseur d'une chambre. Cela paraît moins évident pour les neutrons thermiques. Dans la réalité, l'absorption des neutrons thermiques a lieu au niveau du dépôt microscopique (de l'ordre du micromètre) de matière fissile autour de l'anode et le libre parcours moyen des neutrons thermiques reste bien supérieur à l'épaisseur du dépôt, c'est pourquoi l'on considère (cf [133]) que le flux neutronique (rapide et thermique) n'est pas perturbé par la présence de la chambre et qu'il n'y a pas de problèmes d'autoprotection spatiale. De ce point de vue, les deux modélisations sont correctes car elles ne provoquent pas non plus de problème d'autoprotection spatiale. (Le flux de neutrons thermiques n'est pas perturbé par la faible quantité de matière fissile introduite dans le volume V'). La convergence des calculs est raisonnable si l'on considère un volume V' cylindrique de dimensions $R=0.49\text{cm}$ et $h=5\text{cm}$ contenu à l'intérieur du tube guide en aluminium.

Pour le cas du réacteur EOLE, trois traverses axiales (centre, médian, périphérie) (voir figure 6.1) de taux de fission microscopiques sont calculées pour les isotopes fictifs (U234, U235, U236, U238) et représentées sur la figure 9.14. Ces taux doivent être pondérés par les nombres d'isotopes présents dans les chambres afin d'exprimer des taux macroscopiques directement comparables à ceux qui sont mesurés. Si la composition isotopique du dépôt de matière fissile est relativement bien connue (1.168% d'U234, 97.652% d'U235, 0.173% d'U236 et 1.005% d'U238), il est en revanche plus délicat de déterminer l'exacte quantité de matière présente sur l'anode. Il existe une masse "réelle" fournie par le fabricant et une masse "effective" que l'on détermine par étalonnage¹² (cf [133]). Pour les deux modélisations envisagées, nous considérons dorénavant les masses "effectives". La masse effective de la chambre U235, insérée en position radiale périphérique, a été déterminée par étalonnage à $m = 226.22$ mg avec une incertitude-type de 2.2% [133]. La masse effective de la chambre U235, insérée en position radiale médiane, a été déterminée en relatif par rapport à la précédente dans le spectre du réacteur MINERVE à $m = 111.34$ mg avec une incertitude-type de 3% [134].

Les résultats de calcul obtenus pour les deux modélisations de chambres à fission sont comparés dans le tableau 9.9. Ces résultats sont normalisés à l'aide du taux de fission total (des isotopes Pu239, Pu240, Pu241, Pu242, Am241, Np237, U234, U235, U236 et U238) calculé sur tout le cœur, pour une puissance théorique de 15W pendant 10 minutes, en admettant que l'énergie moyenne libérée par fission est de 200 MeV. Compte tenu des incertitudes de convergence statistique données à 1 sigma, les deux méthodes donnent des résultats cohérents. Cependant, la méthode de dilution est préférable et sera retenue pour la suite car elle converge plus rapidement.

TAB. 9.9 – Comparaison des résultats de calcul obtenus pour les deux modélisations de chambres à fission envisagées

Comptage des chambres à fission calculé [nb coups] au centre axial par TRIPOLI4 - Normalisation à 15W 10 minutes			
Position radiale	Modélisation	Méthode de dilution du bilan matière	Méthode des isotopes fictifs
Périphérie		1960000 ± 60000 (1σ)	2070000 ± 80000 (1σ)
Médian		1740000 ± 30000 (1σ)	1700000 ± 40000 (1σ)

¹²Le rapport masse effective sur masse réelle représente l'efficacité de détection d'une fission et est inférieure à l'unité.

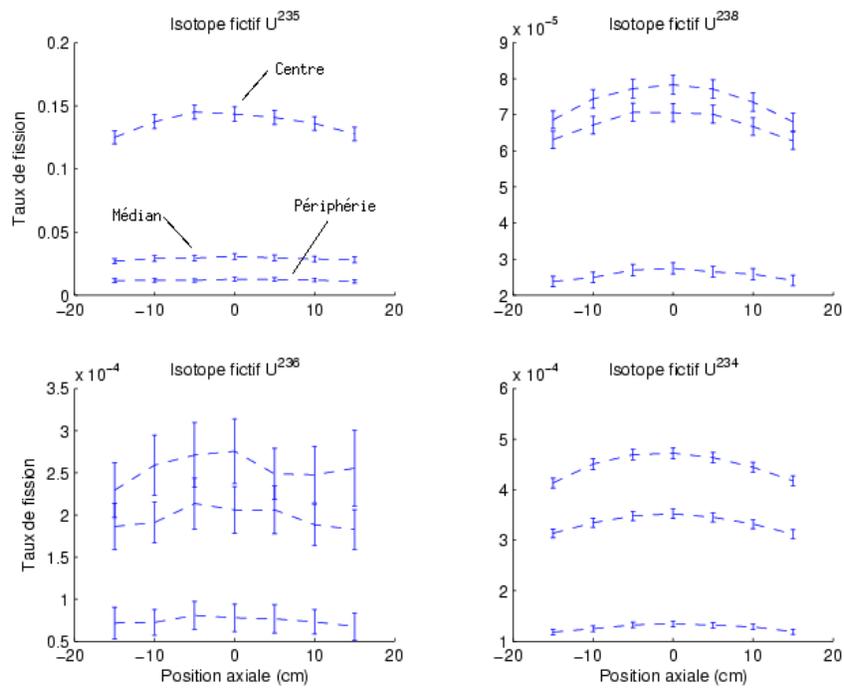


FIG. 9.14 – Traverses axiales de taux de fission calculées aux positions d'irradiation du réacteur EOLE pour les isotopes fictifs U²³⁵, U²³⁸, U²³⁶ et U²³⁴. (Les incertitudes sont données à $\pm 2\sigma$).

Normalisation à la puissance

Afin de pouvoir recaler les réponses des TLD en fonction de la puissance du réacteur, des mesures par chambres à fission sont réalisées simultanément pour chaque expérience d'irradiation. Les chambres utilisées sont composées principalement d'U235 ou de Pu239 et sont très sensibles au spectre thermique des neutrons. Elles mesurent donc des taux de fission thermique et sont représentatives d'un niveau de puissance local. Les taux de comptage enregistrés vont donc permettre de normaliser avec précision les calculs critiques à un niveau de puissance réel du réacteur. Pour EOLE, deux chambres à fissions composées d'U235 sont insérées au centre axial du cœur dans des positions radiales médiane et périphérique, comme indiqué sur la figure 6.1. Pour MINERVE, une seule chambre à fission composée de Pu239 est positionnée dans la chaussette thermique ¹³ (voir figures 6.3 et 6.1). Les signaux des chambres, enregistrés tout au long des irradiations, ont été synchronisés sur l'insertion et l'extraction des TLD dans le cœur. Les comptages mesurés par chambres à fission au cours des différentes irradiations avec palier de puissance sont donnés dans le tableau 9.10. Les statistiques de comptage sont importantes et les seules incertitudes associées à ces résultats expérimentaux correspondent aux incertitudes sur la détermination des masses effectives de matière fissile des chambres utilisés. Ces incertitudes ont été déterminées lors de l'étalonnage des chambres [133]. Signalons qu'il s'est produit une panne d'enregistrement des comptages de chambre à fission au début de l'irradiation à la date 3 dans EOLE. La normalisation des résultats de calcul à cette date a dû être corrigée à partir des comptages moyens des dates 1 et 2 intégrés pendant l'intervalle de temps de la panne.

TAB. 9.10 – Comptage intégral des chambres à fission placées au centre axial lors des irradiations par paliers de puissance pour EOLE et MINERVE.

Réacteur	chambre à fission (type, masse effective $\pm 1\sigma$)	Comptage intégral [coups]		
		Date 1	Date 2	Date 3
EOLE Périph.	U235 $m = 226.22\mu\text{g} \pm 2.2\%$	2444974	2440879	2471067
EOLE Médian	U235 $m = 111.34\mu\text{g} \pm 3.0\%$	2222740	2200471	2231983
MINERVE	Pu239 $m = 27.92\mu\text{g} \pm 2.2\%$	995339	986143	1000986

Les rapports calcul-mesure des comptages des chambres à fission au centre axial du cœur constituent des facteurs de normalisation des résultats de débits de dose gamma issus du même calcul. Les incertitudes associées à ces facteurs de normalisations correspondent à la somme quadratique des incertitudes sur la masse effective des chambres (déterminée lors de l'étalonnage) et des incertitudes liées à la convergence statistique des simulations Monte-Carlo pour l'estimation des taux de fission au niveau de ces chambres. On estime ainsi une incertitude relative combinée de l'ordre de 3.5%.

Une traverse radiale de taux de fission a été calculée sur la diagonale du cœur EOLE et ajustée au niveau des résultats de mesure de la position périphérique. Par cet "ajustement périphérique", l'accord calcul-mesure de la position médiane est satisfaisant (avec néanmoins une légère sous-estimation du calcul de 2.5%). Les oscillations observées sur la figure 9.15 correspondent à des accroissements du flux thermique au voisinage de trous d'eau. Cependant, l'agencement stratégique des crayons MOX de différents teneurs isotopiques en Pu239 (voir l'agencement et les teneurs figure 6.1) permet d'aplanir la distribution de puissance au sein des assemblages pour limiter les facteurs dits de "points chauds". En effet, les crayons situés au voisinage des trous

¹³Cette chambre, placée en périphérie du cœur, a au préalable été calibrée par rapport à une chambre placée au centre du cœur afin de vérifier l'évaluation correcte du niveau de puissance à l'emplacement des TLD.

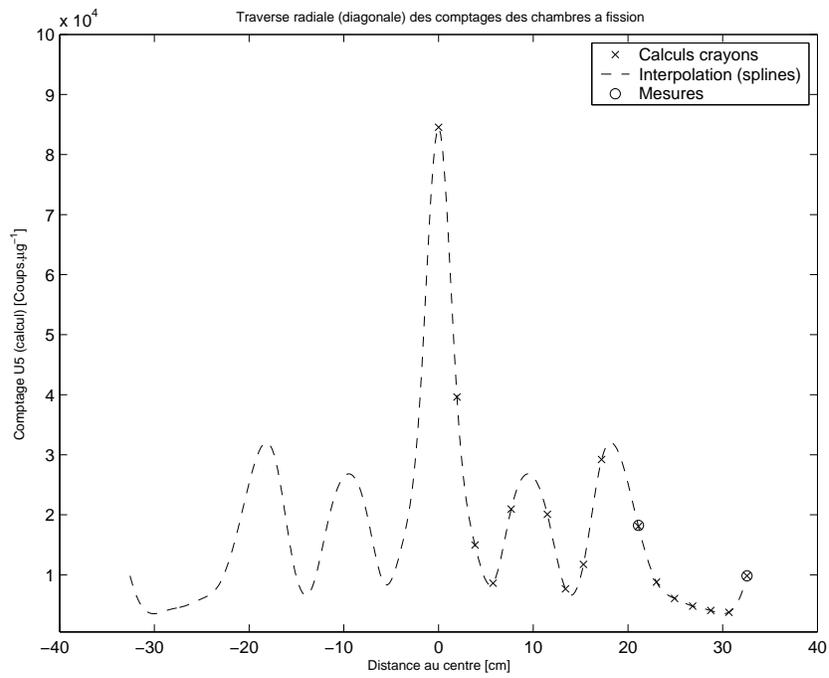


FIG. 9.15 – Traverse radiale (sur la diagonale) des taux de comptage (calculés) de chambres à fission

d'eau sont les moins enrichis (3%), tandis que ceux qui sont moins modérés peuvent atteindre les 8%.

9.3 Calcul des débits de dose dûs aux émissions retardées

Les émissions retardées de gamma par les produits de fission représentent une part importante de l'ensemble des gamma émis dans un réacteur en fonctionnement. Après la chute des barres de contrôle et l'évanescence de la production de neutron retardés, les gamma retardés de fission deviennent la principale source gamma et contribuent à ce que l'on appelle la puissance résiduelle du réacteur. Les simulations Monte-Carlo réalisées (TRIPOLI4 couplés neutrons-gamma cf paragraphe précédent) pour le transport gamma et le dépôt d'énergie au niveau des TLD ne prennent en compte que l'ensemble des émissions prompts de gamma. Il convient désormais de calculer la composante due aux gamma retardés de la dose gamma intégrée par les TLD. D'après les études menées sur le cœur RJH [135] [91], ces photons peuvent apporter une contribution qui représente de l'ordre de 30% de la dose totale.

9.3.1 Interprétation des mesures

Concrètement l'irradiation des TLD comprend quatre étapes, qui ont été évoquées au chapitre précédent, que l'on rappelle :

- l'approche sous-critique à puissance nulle au cours de laquelle les barres de contrôle sont une à une progressivement relevées,
- la montée en puissance qui correspond au retrait de la dernière barre (barre de pilotage),
- le palier d'irradiation à puissance constante de 15W pendant 10 minutes,
- la chute des barres jusqu'au retrait des TLD.

Des mesures supplémentaires de montée en puissance ont été réalisées (voir figure 9.16) dans l'objectif de connaître la dose intégrée par les TLD lors des étapes d'approche sous-critique et de montée en puissance. La figure 9.17 représente les taux de comptage des chambres à fission lors des mesures EOLE de palier d'irradiation de 15 W - 10 minutes et de la montée en puissance. On considère que les taux de comptage des chambres à fissions sont proportionnels aux taux de fissions du combustible et représentent correctement l'évolution du débit de dose dû aux gamma prompts (de fissions, captures et diffusions). Ainsi les taux de comptage enregistrés par les chambres à fissions, intégrés au cours des différentes étapes de l'irradiation des TLD fournissent les proportions relatives à chaque étape de la dose due aux gamma prompts. Il est cependant impossible ici de séparer expérimentalement la contribution des gamma retardés à la dose totale intégrée par les TLD. L'évolution de la contribution des gamma retardés aux débits de dose gamma au cours de l'irradiation doit être calculée à partir d'un couplage TRIPOLI4-DARWIN [7].

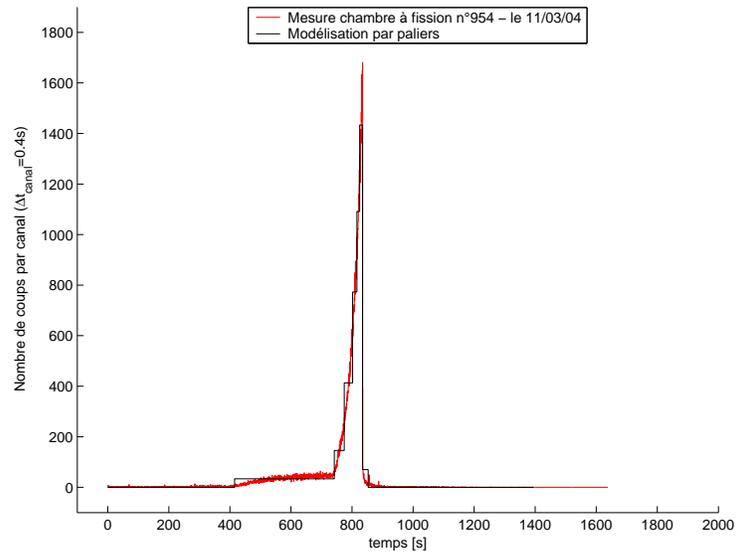


FIG. 9.16 – Taux de comptage de la chambre à fission lors d’une irradiation de montée en puissance

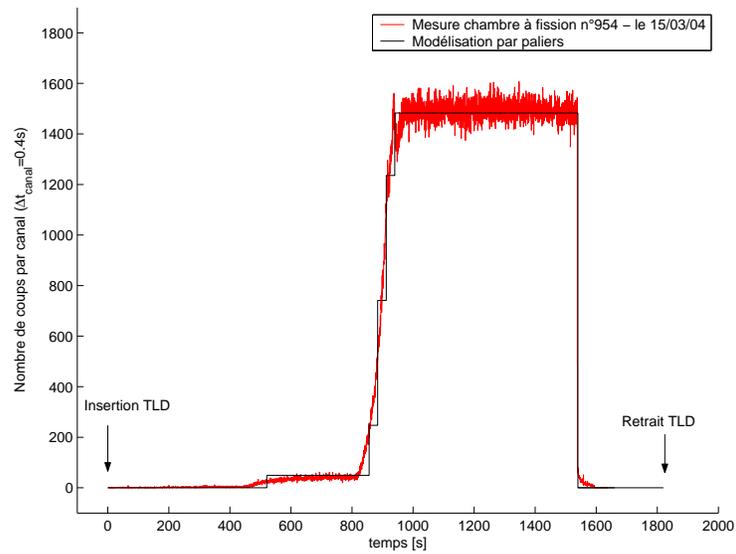


FIG. 9.17 – Taux de comptage de la chambre à fission lors d’une irradiation avec palier

9.3.2 Calculs des sources de gamma retardés

Le calcul des sources de gamma retardés est expliqué dans le chapitre 1. La figure 9.18 représente le schéma de calcul de la dose gamma retardés que nous avons développé. Ce schéma est basé sur un couplage de codes TRIPOLI4-PEPIN2. Les différents enchaînements impliquant la constitution de jeux de données et le post-traitement de résultats sont assurés par une interface MATLAB développée spécifiquement. Les taux de comptage des chambres à fission sont modélisés par des paliers de taux de comptage constants représentant les différents niveaux de puissance au cours du temps (cf figure 9.17). Ces paliers constituent un historique des niveaux de puissance. On considère que les flux neutroniques sont proportionnels d'un palier à l'autre avec leurs niveaux d'intensité ajustés par rapport au niveau de référence du palier d'irradiation de 15 W - 10 min. A l'intérieur d'un palier à puissance constante, le flux neutronique est supposé indépendant du temps, ce qui permet de résoudre les équations de Bateman. Les flux neutroniques calculés pour chaque crayon combustible (par TRIPOLI4) et chaque palier d'irradiation (dans l'hypothèse d'un spectre proportionnel ajusté aux niveaux des taux de comptage des chambres à fission) ainsi que les compositions des crayons combustibles constituent les données d'entrée pour le code PEPIN2. Ainsi, les sources de gamma retardés (leurs intensités et leurs spectres énergétiques) sont déterminées à chaque instant de l'irradiation selon une discrétisation temporelle définie par l'utilisateur. Les calculs de transport et de dépôt d'énergie enchaînés à partir de ces sources vont permettre de connaître le débit de dose dû aux gamma retardés à chaque instant de l'irradiation au niveau des TLD.

Les termes sources de photons retardés calculés au niveau de chaque crayon combustible par le code PEPIN2 sont distribués dans un calcul TRIPOLI4 de transport gamma et pondérés par la distribution des niveaux d'intensité de flux neutrons intégrés. Cet enchaînement s'inspire du schéma de calcul HORUS3D/P (voir chapitre 5) pour lequel des bibliothèques de termes sources de gamma prompts sont calculés par le code APOLLO2 au niveau assemblage et redistribués dans un calcul TRIPOLI4 de transport gamma au niveau cœur selon une distribution de densité de puissance 2D assemblage. Notre méthode d'enchaînement et de redistribution des sources quelque peu différente de celle utilisée dans le schéma HORUS3D/P est validée pour un cas simple où l'on ne considère que les sources prompts de gamma de fission du Pu239. Les termes sources sont alors les spectres gamma de fission du Pu239 disponibles dans les bibliothèques ENDF-B6 et le calcul de référence est un calcul Monte-Carlo couplé neutron-gamma avec un biaisage spécifique n'autorisant que la génération des photons prompts de fission du Pu239 (fonctionnalité PIKMT du code MCNP). Les écarts relatifs de notre méthode par rapport au calcul de référence en termes de débit de dose gamma sont de l'ordre de 0.88% et justifient la méthode.

Les spectres d'émissions prompts et retardés du Pu239 et de l'U235 sont comparés dans les figures 9.19 et 9.20. L'énergie moyenne des gamma prompts émis par fission du Pu239 (resp U235) est estimée à 0.87 MeV (resp 0.94 MeV) à partir des spectres d'émissions de l'évaluation ENDF/B-VI. L'énergie moyenne des gamma retardés est estimée à 1.3 MeV (resp 1.57 MeV) à partir des spectres d'émissions retardés calculés à l'équilibre à l'aide du code d'évolution PEPIN2 qui s'appuie sur les évaluations JEF2.

9.3.3 Calculs de transport et de débit de dose des gamma retardés

Les sources de gamma retardés ont été calculées pour chaque crayon combustible de la configuration simplifiée (cf §9.2.1) en chaque instant de l'irradiation à l'aide du code PEPIN2 et des jeux de données pour le transport Monte-Carlo à partir de ces sources ont été constitués afin de déterminer le débit de dose dû aux gamma retardés au niveau des TLD. Les résultats des calculs

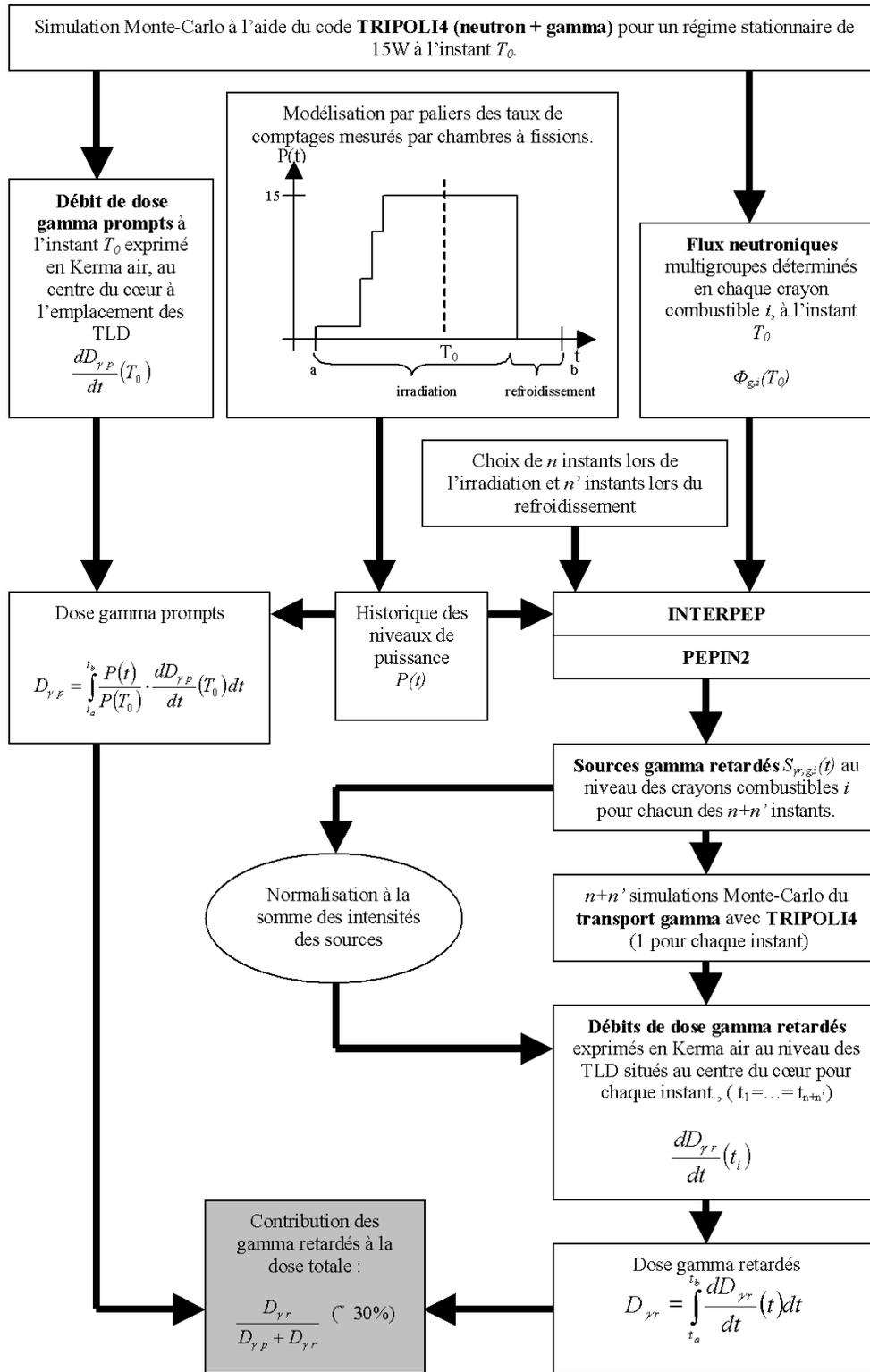


FIG. 9.18 – Synoptique du couplage TRIPOLI4-DARWIN pour le calcul de la contribution des gamma retardés à la dose intégrée par le TLD

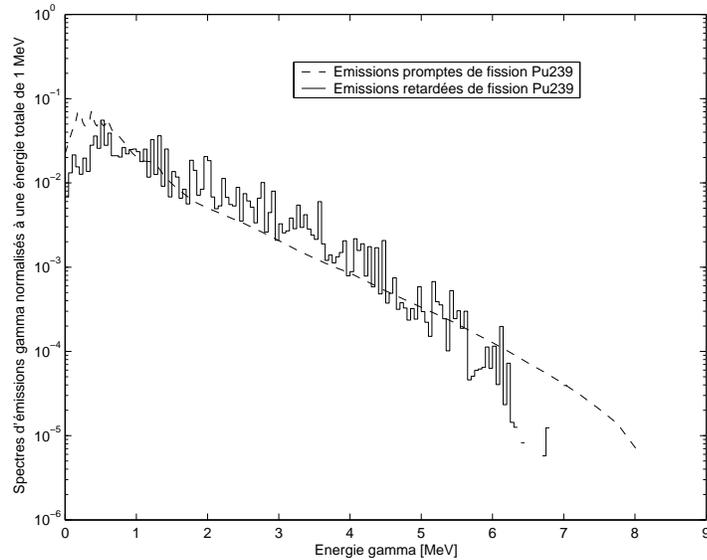


FIG. 9.19 – Comparaison des formes de spectres d'émissions gamma promptes par fission du Pu239 (ENDF/B-VI) et d'émissions gamma retardées par décroissance des produits de fission du Pu239 (Calcul PEPIN2 à l'équilibre)

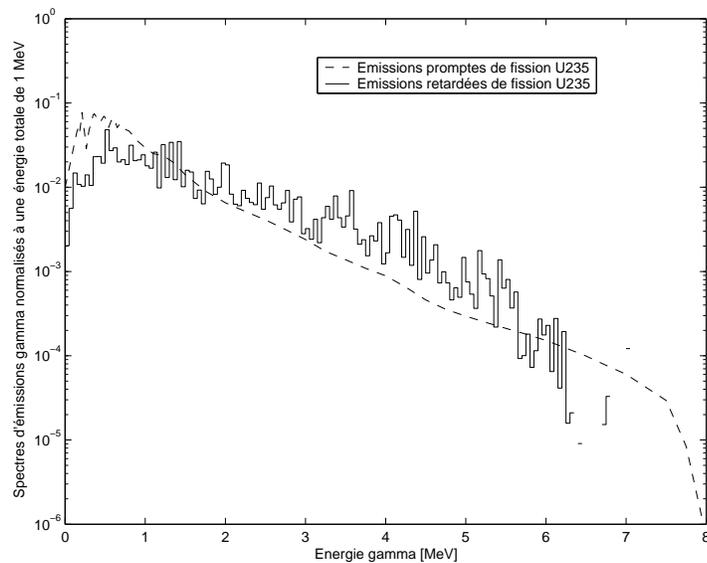


FIG. 9.20 – Comparaison des formes de spectres d'émissions gamma promptes par fission de l'U235 (ENDF/B-VI) et d'émissions gamma retardées par décroissance des produits de fission de l'U235 (Calcul PEPIN2 à l'équilibre)

de débit de dose gamma retardés obtenus pour les cas d'irradiation du palier de 15 W - 10 min et de la montée en puissance sont normalisés par rapport aux débits de dose de gamma prompts et représentés sur les figures 9.21 et 9.22. Nous avons choisi une discrétisation temporelle (voir tableau 9.11) adaptée au profil des irradiations (irradiation avec palier de 10 minutes : 22 instants au total dont 11 pendant le refroidissement ; irradiation de montée en puissance : 20 instants au total dont 13 pendant le refroidissement). La discrétisation est d'autant plus fine que le débit de dose varie rapidement. L'interpolation linéaire entre les différents points de calcul constitue une approximation acceptable. La même méthodologie est appliquée pour le calcul des débits de dose retardés dans le cas des irradiations sur MINERVE (voir figure 6.3).

TAB. 9.11 – Discrétisation temporelle des différentes étapes lors des irradiations de 15 W - 10 min et de montée en puissance dans le réacteur EOLE

	Irradiation avec palier 15W			Irradiation de montée en puissance		
	t_{debut} [s]	t_{fin} [s]	nb points	t_{debut} [s]	t_{fin} [s]	nb points
Montée en puissance	0	420	5	0	420	7
Palier 15W	420	1020	6	420	420	0
Refroidissement	1020	1300	11	420	980	13

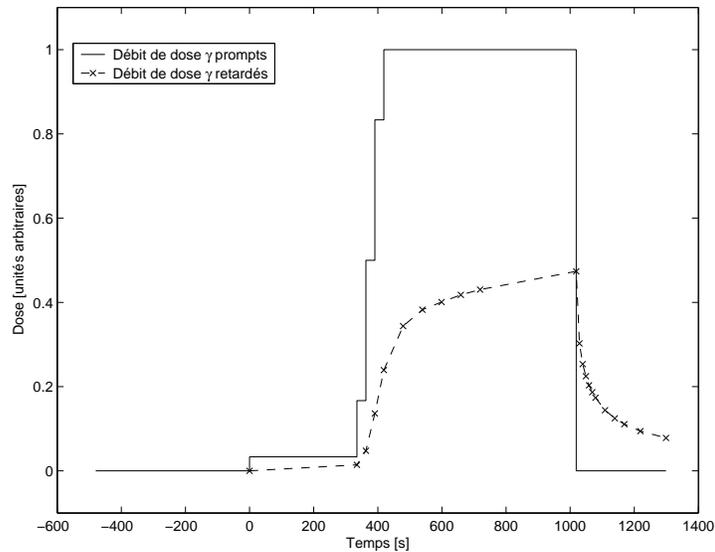


FIG. 9.21 – Comparaison des résultats de calcul des débits de dose gamma prompts et gamma retardés au cours du palier d'irradiation de 15 W - 10 min dans le réacteur EOLE

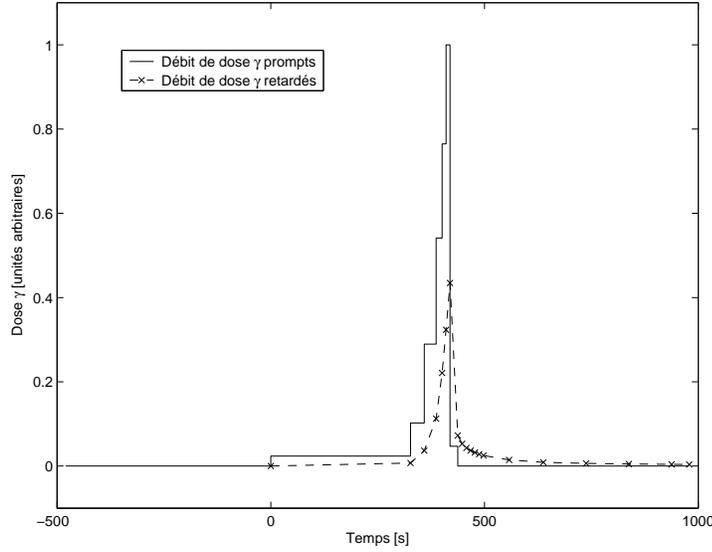


FIG. 9.22 – Comparaison des résultats de calcul des débits de dose gamma prompts et gamma retardés au cours de la montée en puissance dans le réacteur EOLE

9.3.4 Principales contributions des produits de fission

La figure 9.24 retrace l'évolution des plus importantes contributions des produits de fission d'un crayon MOX au débit de dose gamma retardés dans l'air, au cours de l'une des irradiations avec palier dans EOLE. La comparaison des contributions isotopiques est évaluée en calculant un débit de dose "relatif" à proximité du volume source en négligeant l'atténuation linéique à partir de la seule distribution du terme source. D'après le modèle d'atténuation en ligne droite (et si l'on néglige le facteur d'accumulation), le flux photonique à la distance r de la source s'exprime comme :

$$\Phi_{\gamma}(E) = \int_{V-source} A(E) \cdot \frac{e^{-\mu(E) \cdot r}}{4\pi r^2} \cdot d^3r \quad (9.4)$$

(avec A l'activité de la source [$cm^{-3} \cdot MeV^{-1}$]). L'échauffement s'exprime alors :

$$ech = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \Phi_{\gamma}(E) \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{en}(E) \cdot E dE \quad (9.5)$$

soit :

$$ech = \int_{V_S} \frac{d^3r}{4\pi r^2} \left(\int_{E_{min}}^{E_{max}} A(E) \cdot e^{-\mu(E) \cdot r} \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{en}(E) \cdot E dE \right) \quad (9.6)$$

Or $e^{-\mu(E)r} \approx 1$ à proximité du volume source (supposé petit par rapport au libre parcours moyen $1/\mu$). Par conséquent on peut écrire :

$$ech = K \cdot \left(\int_{E_{min}}^{E_{max}} A(E) \cdot \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{en}(E) \cdot E dE \right) \quad (9.7)$$

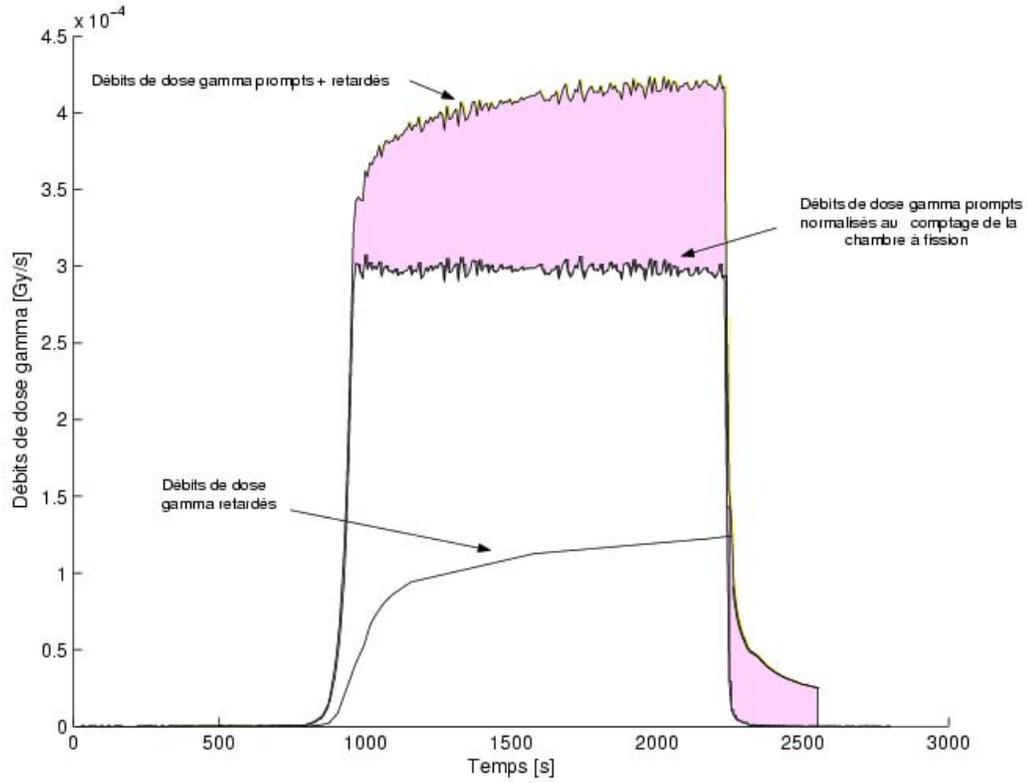


FIG. 9.23 – Résultats des calculs de débits de dose gamma prompts et retardés (normalisation à la puissance du cœur à l'aide des taux de comptage de la chambre à fission)

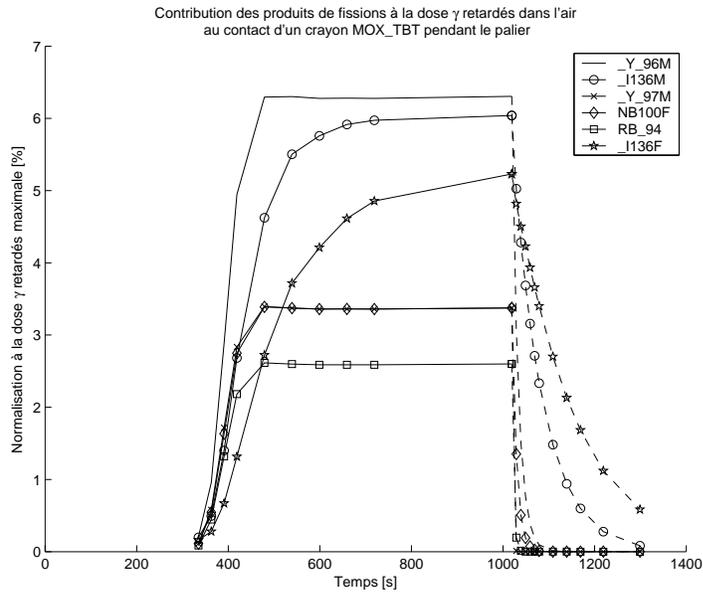


FIG. 9.24 – Principales contributions des produits de fission d'un crayon MOX au débit de dose gamma retardés dans l'air

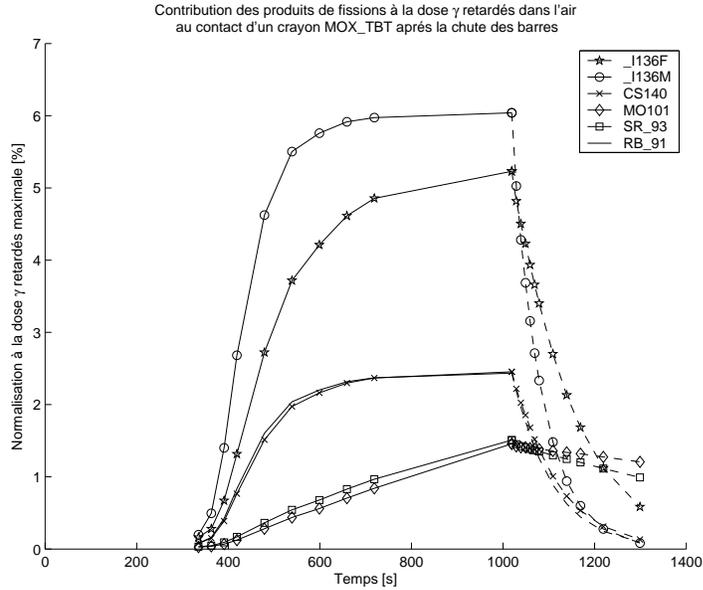


FIG. 9.25 – Principales contributions des produits de fission d'un crayon MOX au débit de dose gamma retardés dans l'air

(avec K =constante). La grandeur calculée (et représentée figure 9.24) est proportionnelle à l'échauffement (via la constante K), c'est un débit de dose relatif à l'activité de chaque produit de fission, normalisé au débit de dose relatif à l'activité maximale (juste avant la chute des barres) de l'ensemble des produits de fission.

Dès que la chaîne des réactions de fission cesse, (à la chute des barres de contrôle), certains produits de fission qui contribuaient majoritairement à la dose gamma retardée (comme par exemple le Y96M) ne sont plus générés, tandis que d'autres, par le jeu des différences de périodes de décroissances radioactives, deviennent de première importance (comme par exemple l'I136 qui décroît en Xe136 par décroissance β^- en 1.4 minutes). Le premier graphe de la figure représente l'évolution de six contributions à la dose gamma retardés, sélectionnées pour être les plus importantes pendant le régime stationnaire de 15 W. Le graphe de la figure 9.25 représente les contributions les plus importantes sélectionnées après la chute des barres.

9.4 Calcul des débits de dose dûs aux neutrons

9.4.1 Correction de dose neutron

Les TLD irradiés en réacteur sont exposés à un champ mixte neutron+gamma et on admet qu'ils intègrent de façon additive et indépendante (en l'absence de données expérimentales claires prouvant le contraire), une dose gamma et une dose neutron notées respectivement D_γ et D_n . Les différents matériaux thermoluminescents constituant les TLD sont caractérisés par leurs efficacités η_γ et η_n à convertir respectivement des doses Kerma gamma et Kerma neutron en porteurs de charges piégés qui libèrent une thermoluminescence Q lors de la thermostimulation :

$$\eta_\gamma = \frac{Q_\gamma}{K_\gamma} \quad (9.8)$$

$$\eta_n = \frac{Q_n}{K_n} \quad (9.9)$$

La réponse thermoluminescente d'un TLD irradié en réacteur correspond à la somme : $Q = Q_\gamma + Q_n$. On exprime donc la dose gamma intégrée par le TLD en soustrayant la contribution neutronique :

$$D_\gamma = \frac{1}{\eta_\gamma} Q - \frac{\eta_n}{\eta_\gamma} D_n \quad (9.10)$$

L'efficacité η_γ des TLD a été déterminée lors de l'étalonnage, tandis que l'efficacité relative η_n/η_γ est une donnée caractéristique de chaque type de TLD. Selon le taux de déposition d'énergie (ou le LET, Linear Energy Transfer, quotient de dE_e par dx où dE_e est l'énergie moyenne déposée localement par les particules chargées d'énergies E_e traversant une distance dx) des radiations incidentes, on observe différents spectres de thermoluminescence. A doses égales, les particules ayant un fort LET (alpha, noyaux de recul des interactions neutroniques) induisent une réponse TL moindre que les particules ayant un faible LET (beta, gamma), parce que les recombinaisons et les phénomènes de saturation sont favorisés le long du parcours des particules ayant un fort LET. Ainsi, à doses équivalentes, un même matériau TL est plus sensible aux gamma qu'aux neutrons. D'après le rapport de Gibson [110], le facteur d'efficacité relative des matériaux TL est pratiquement constant pour des énergies de neutrons allant du domaine thermique jusqu'à 10 MeV. Au delà de 10 MeV, ce facteur peut augmenter de façon significative pour certains matériaux thermoluminescents. Cette augmentation s'interprète physiquement par une diminution du LET moyen des particules produites aux hautes énergies des neutrons.

Neutrons épithermiques et rapides

La dose neutronique "équivalente gamma" intégrée par les TLD dépend du facteur d'efficacité relative et du kerma :

$$D_n = \frac{\eta_n}{\eta_\gamma} \left(\sum_g \Phi_g \cdot k_{n,mat,g} \right) \quad (9.11)$$

avec $k_{n,mat,g}$ le facteur de kerma neutron multigroupe (groupe g) du matériau mat et Φ_g le flux multigroupe neutronique. Les différents facteurs de kerma neutron utilisés pour les TLD $FLi7$, CaF_2 et Al_2O_3 sont représentés par les histogrammes des figures 9.26, 9.28 et 9.29. Pour des neutrons monocinétiques d'énergie E_n , le facteur de Kerma, k , est calculé par la relation :

$$k(E_n) = \sum_i N_i \left[\sum_j \overline{E_{ij}}(E_n) \sigma_{ij}(E_n) \right] \quad (9.12)$$

où i désigne les éléments, j identifie le type de réaction (fissions, captures $((n,\gamma), (n,\alpha), (n,p), \dots)$ et diffusions (élastiques, inélastiques)). N_i est le nombre de noyaux de l'élément i , $\overline{E_{ij}}$ est le total d'énergie transférée aux particules chargées lors d'une collision de section efficace $\sigma_{ij}(E_n)$. Le Kerma neutron K s'exprime comme le produit du flux neutronique Φ par le facteur de Kerma k . Les différents kerma neutrons calculés sont représentés figure 9.30. Les différents facteurs d'efficacité relative des TLD utilisés sont donnés dans le tableau 9.12 pour des énergies de neutrons allant de 10 keV à 20 MeV. Les facteurs couvrant le domaine de 10 keV à 10 MeV restent constants pour des énergies inférieures, jusqu'au domaine thermique. En pratique nous considérons ces facteurs valables de 1 eV à 10 MeV.

TAB. 9.12 – Sensibilités relatives des TLD aux kerma neutrons (η_n/η_γ). (référence [110])

Type de TLD	10 keV - 10 MeV	10 MeV - 20 MeV
7LiF (0.007% 6Li)	0.12 ± 0.01	0.26 ± 0.02
Al_2O_3	0.24 ± 0.06	0.63 ± 0.05
CaF_2	0.29 ± 0.04	0.54 ± 0.05

Neutrons thermiques

Dans le cas du matériau $FLi7$ (TLD700 et MTS7), il apparaît que l'efficacité relative η est constante ($0.118 \pm 4\%$) pour des neutrons de 0.15 à 7.5 MeV d'après [110] [136]. Cependant le TLD $FLi7$ contient des traces de 6Li qui a une très forte section efficace (n,α) (945 barns) aux neutrons thermiques si bien qu'il est indispensable d'évaluer l'importance du spectre thermique lors de l'irradiation en termes de contribution au Kerma neutron du $FLi7$ et d'utiliser un facteur d'efficacité relative spécifique au domaine d'énergie thermique des neutrons si cette contribution est non négligeable. Bien que cette contribution des neutrons thermiques au Kerma $FLi7$ soit évaluée négligeable à 0.4% dans l'étude de A. Luthi [55] qui travaille sur un réacteur à neutrons rapides, il est nécessaire de la prendre en compte dans la présente étude. Pour exprimer la sensibilité des TLD vis à vis des neutrons thermiques, on utilise généralement un facteur de réponse de dose proportionnel à la fluence des neutrons thermiques. Nous avons sélectionné les facteurs les plus pertinents (soulignés) - a priori (en fonction de leur date de publication et de leur faible dispersion par rapport à la valeur moyenne) - parmi ceux proposés dans la littérature.

Les incertitudes spécifiées correspondent à la dispersion des valeurs sélectionnées autour de leur moyenne. Le tableau 9.13 dresse un récapitulatif de nos choix.

TAB. 9.13 – Choix des facteurs de réponse de dose neutronique (neutrons thermiques) parmi les données de références bibliographiques

Type de TLD (fabricant)	Références bibliographiques (dates)	Facteurs de réponses proposés [Gy/(10 ¹² .neutrons.cm ⁻²)]	R = facteurs moyens retenus pour la présente étude
<i>CaF₂ : Mn</i> (Harshaw)	Ayyangar (1974) [137] Reddy (1969) [138] Rossiter (1977) [139]	<u>0.61</u> 0.1 - 0.13 <u>0.53</u>	0.57 ± 9.9%
<i>FLi7 TLD700</i> (Harshaw)	Ayyangar (1974) [137] Simpson (1967) [140] Reddy (1969) [138] Scarpa (1970) [141] Dua (1971) [142] Majborn (1972) [143] Horowitz (1977) [144] Rossiter (1977) [139]	<u>1.1</u> 0.7 0.87 - 0.96 1.0 2.5 <u>1.3</u> 0.19 <u>1.7</u>	1.4 ± 21.8%
<i>Al₂O₃ : C</i>	Portal (1978) [111]	<u>0.35</u>	0.35 ± 9.9%

La dose neutronique totale intégrée par les TLD s'exprime ainsi comme la somme de deux termes couvrant l'ensemble du domaine énergétique des neutrons (rapide+épithermique et thermique) :

$$D_n = \left(R \cdot \Phi_{n,th} \right)_{E_n < 0.625 \text{eV}} + \left(\frac{\eta_n}{\eta_\gamma} \left(\sum_g \Phi_g \cdot k_{n,mat,g} \right) \right)_{0.625 \text{eV} < E_n < 20 \text{MeV}} \quad (9.13)$$

où $\Phi_{n,th}$ désigne la fluence des neutrons « thermiques » (<0.625eV) et Φ_g le flux neutronique multigroupe "rapide" de 0.625 eV à 20 MeV. Les résultats obtenus et leurs commentaires sont présentés à la section §9.5.1.

9.4.2 Facteurs de kerma neutron

La figure 9.26 représente les facteurs de kerma du *FLi7* selon différents teneurs en ⁶Li. On peut constater l'influence prédominante d'une faible teneur de ⁶Li sur le facteur de kerma neutron aux faibles énergies. La figure 9.27 met en vis à vis le facteur de kerma *FLi7* évalué pour une teneur de 0.007% de ⁶Li et les sections efficaces totales de chaque isotope constitutif du *FLi7*. Dans le domaine d'énergie thermique, c'est la section du ⁶Li qui domine largement les autres sections, à cause des réactions ⁶Li(n, α)³H produisant des tritons et des particules alpha. Le découpage fin en énergie du facteur de kerma retrace bien 2 pics situés à environ 100 keV et 280 keV qui correspondent à deux résonances des sections efficaces en vis à vis. Les autres résonances des sections ne sont pas reproduites par le facteur de kerma simplement à cause du découpage énergétique plus grossier, mais elles existent. L'ensemble de ces résonances, que ce soit pour le ⁷Li ou le ¹⁹F, sont dues aux réactions de diffusions élastiques. Les figures 9.28 et 9.29 représentent les facteurs de kerma du fluorure de calcium et de l'alumine avec le flux neutronique calculé au niveau du TLD central. Enfin la figure 9.30 représente une comparaison des kerma du fluorure de lithium, du fluorure de calcium et de l'alumine pour un même flux neutronique de pondération obtenu au niveau du TLD central.

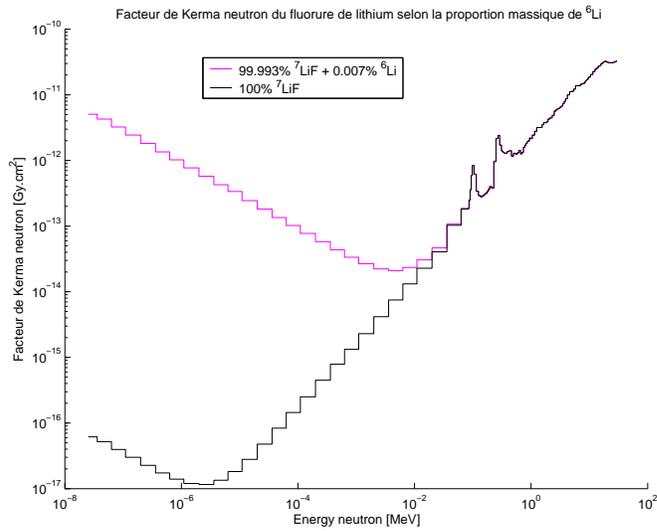


FIG. 9.26 – Facteurs de kerma $FLi7$ avec différentes proportions isotopiques de ^6Li . (Les facteurs de kerma de chaque isotope proviennent de [145]).

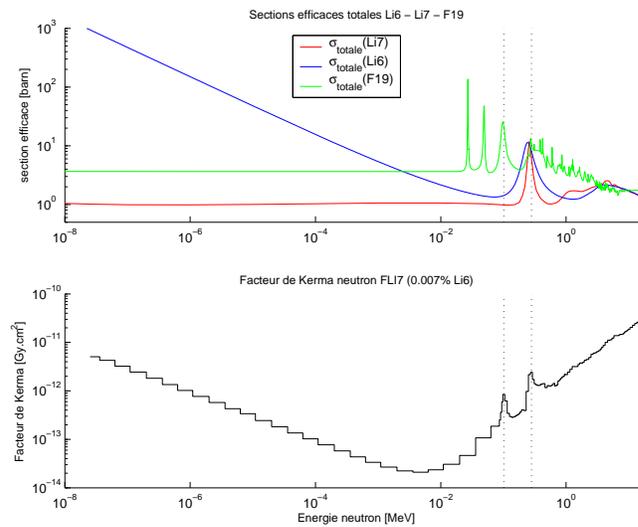


FIG. 9.27 – Facteurs de kerma du $FLi7$ en vis à vis avec les sections efficaces totales des isotopes constitutifs.

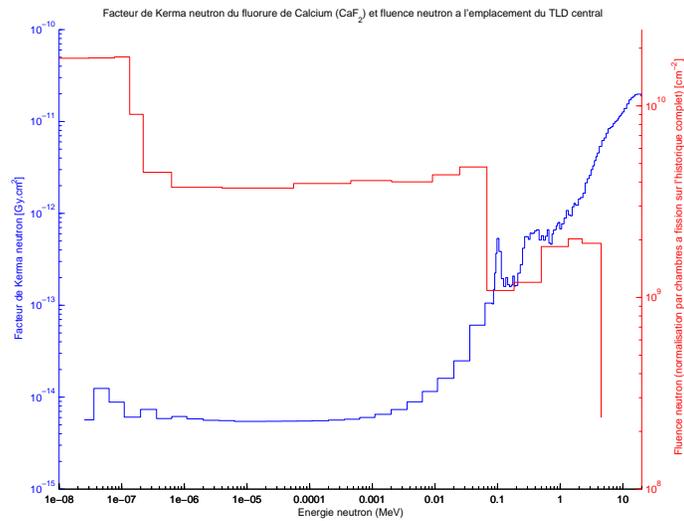


FIG. 9.28 – Facteur de kerma neutron du CaF_2 et fluence des neutrons calculée à 20 groupes au niveau du TLD central (normalisation par chambres à fission).

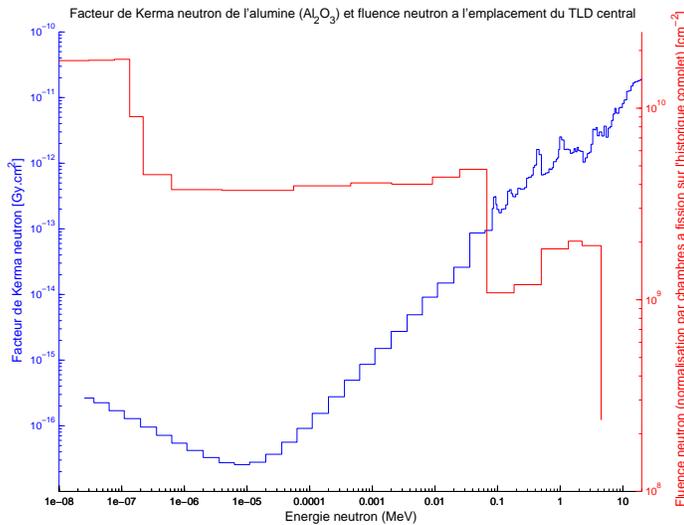


FIG. 9.29 – Facteur de kerma neutron du Al_2O_3 et fluence des neutrons calculée à 20 groupes au niveau du TLD central (normalisation par chambres à fission).

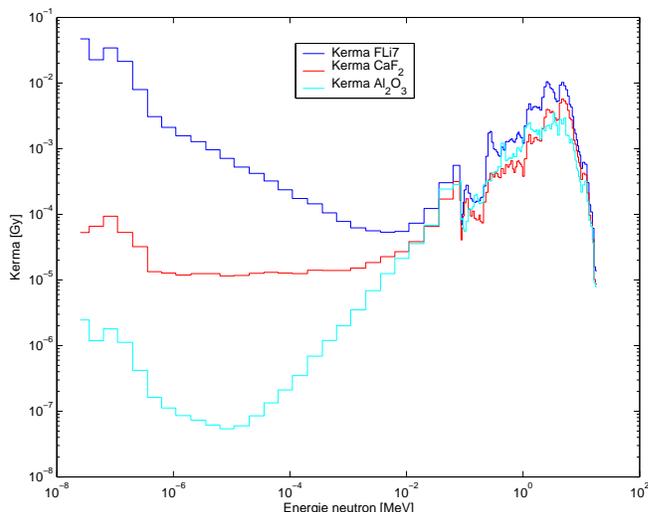


FIG. 9.30 – Kerma des TLD calculés pour un spectre neutronique obtenu au centre du cœur BASALA

9.4.3 Détermination des corrections neutroniques pour la chambre d'ionisation

La problématique des champs mixtes pour la chambre d'ionisation a déjà été abordée au §7.3.1. Pour déterminer la sensibilité de la chambre au champ de rayonnement neutronique, des simulations Monte-Carlo de dépôt d'énergie sont réalisées à l'aide du code MCNP. Les résultats obtenus sont reportés dans le tableau 9.14.

TAB. 9.14 – Calcul de la correction neutronique pour la chambre d'ionisation

Composantes	[Gy]	$\pm 1\sigma$
Dose neutrons	0.333	0.53%
Dose gamma prompts	0.420	0.77%
Dose totale	0.753	0.49%

On peut considérer que les résultats des calculs de dépôt d'énergie fournissent une estimation acceptable de la contribution respective des neutrons et des photons au signal mesuré par la chambre. La sensibilité de la chambre au champ neutronique n'ayant pas pu être mesurée expérimentalement, il demeure par conséquent une incertitude notable sur la contribution des neutrons à l'ensemble des charges collectées par l'anode de la chambre. Le tableau 9.15 donne les résultats de dépôt d'énergie induits par les neutrons et les gamma prompts au niveau des différents matériaux de la chambre. Le tableau 9.15 montre que l'énergie déposée dans le graphite et le plexiglas (environnant la cavité d'air de la chambre) est de l'ordre de mille fois plus importante que l'énergie déposée directement dans la cavité d'air. De plus, 73% de l'énergie totale déposée dans le plexiglas provient des neutrons tandis que dans la cavité d'air elle-même, les neutrons contribuent seulement à 44% de l'énergie totale déposée. D'autre part, les calculs ont

montré qu'il y a une production non négligeable de particules alpha au niveau du matériaux plexiglas environnant la cavité d'air (pour des neutrons d'énergie 4.631 MeV, la section efficace de production alpha représente près d'un quart de la section efficace totale de ^{16}O).

TAB. 9.15 – Dépôts d'énergie induits par les neutrons et les gamma prompts au niveau des différents matériaux de la chambre (simulation Monte-Carlo MCNP)

Composantes [MeV]	Eléments de la chambre d'ionisation		
	Cavité d'air	Graphite	Plexiglas
Energie neutron déposée	6.2e-7	2.9e-5	1.1e-3
Energie gamma prompt déposée	7.9e-7	6.0e-5	3.9e-4
Energie totale déposée	1.4e-6	9.0e-5	1.5e-3

Il est vraisemblable que ces particules alpha se transportent dans la cavité et induisent une ionisation importante. Le transport des particules alpha n'est pas pris en compte dans les simulations Monte-Carlo MCNP et TRIPOLI réalisées, c'est pourquoi il est impossible de déterminer par le calcul avec précision la contribution des neutrons à la dose mesurée par la chambre. La figure 7.17 du chapitre 7 illustre les différentes voies possibles du mécanisme d'ionisation de la cavité d'air de la chambre. Une solution expérimentale envisageable pour déterminer les contributions neutroniques au signal mesuré dans le réacteur MINERVE, serait d'utiliser une deuxième chambre caractérisée par une sensibilité neutronique différente de la première, ou bien de placer la chambre dans la chaussette thermique. De plus, l'étude différentielle des corrélations entre plusieurs configurations d'irradiations pour ces deux chambres (avec des écrans d'atténuation des photons et/ou des neutrons) permettrait de calculer les différentes contributions au signal mesuré. Cependant, nous ne disposons pas de cette deuxième chambre et nous ne poursuivrons pas davantage ces investigations, dans la mesure où nous avons un niveau de confiance suffisant sur les mesures de dose gamma effectuées à l'aide des TLD. En effet, les résultats de la chambre d'ionisation peuvent toujours être renormalisés par rapport aux résultats obtenus par TLD.

9.5 Résultats et incertitudes de calcul

9.5.1 Evaluation des incertitudes de calcul

L'ensemble des calculs réalisés sont synthétisés dans la formule suivante :

$$D_{tot,calc} = \frac{Tf_{exp}}{Tf_{calc}} \left[\left(K\gamma_{air}^P + K\gamma_{air}^R \right) \cdot \left(\frac{ED_{reac}}{K\gamma_{air}^{reac}} \frac{K\gamma_{air}^{calib}}{ED_{calib}} \right) + D_n \right] \quad (9.14)$$

avec :

- $\frac{Tf_{exp}}{Tf_{calc}}$ le facteur de normalisation des calculs à l'aide des comptages de la chambre à fissions ;
- $K\gamma_{air}^P$ la dose gamma prompts, résultat des simulations TRIPOLI4(n, γ), exprimée dans la grandeur Kerma air à l'emplacement d'irradiation des TLD en réacteur ;
- $K\gamma_{air}^R$ la dose gamma retardés, résultat des simulations TRIPOLI4(n, γ) couplées avec le code PEPIN2 du formulaire DARWIN, exprimée dans la grandeur Kerma air à l'emplacement d'irradiation des TLD en réacteur ;
- $\frac{ED_{reac}}{K\gamma_{air}^{reac}}$ les corrections de cavité des TLD calculées dans la configuration d'irradiation en réacteur à l'aide des simulations MCNP(γ,e) ;

- $\frac{K\gamma_{air}^{calib}}{ED_{calib}}$ les corrections de cavité des TLD calculées dans la configuration d'étalonnage à l'aide des simulations MCNP(γ, e);
- D_n la dose neutronique intégrée par les TLD en réacteur, résultat des simulations TRIPOLI4;

avec l'expression de la dose neutronique :

$$D_n = \frac{\eta_n}{\eta_\gamma} \cdot \phi_{rap} \cdot k_n + R \cdot \phi_{th} \quad (9.15)$$

avec :

- $\frac{\eta_n}{\eta_\gamma}$ le facteur de sensibilité des TLD aux neutrons rapides;
- ϕ_{rap} le flux des neutrons rapides (calculé par TRIPOLI4);
- k_n le facteur de kerma neutron des matériaux thermoluminescents;
- R le facteur de réponse des TLD aux neutrons thermiques;
- ϕ_{th} le flux des neutrons thermiques (calculé par TRIPOLI4);

et l'expression de la dose gamma dans l'air :

$$K\gamma_{air} = \phi_\gamma \cdot E_\gamma \cdot \frac{\mu_{en}(air)}{\rho} \quad (9.16)$$

avec :

- ϕ_γ le flux gamma à l'emplacement d'irradiation des TLD en réacteur (calculé par TRIPOLI4);
- E_γ l'énergie gamma;
- $\frac{\mu_{en}(air)}{\rho}$ le coefficient d'absorption massique d'énergie de l'air relatif aux rayonnements gamma.

Les incertitudes que l'on cherche à estimer ici sont uniquement des biais de modélisation : il ne s'agit pas d'incertitudes liées aux données nucléaires de base utilisées. L'équation 9.14, qui synthétise l'ensemble des calculs réalisés pour obtenir une valeur de dose totale comparable à celle des mesures par TLD, est de la forme $y = f(x_1, \dots, x_N)$ avec $y = D_{tot,calc}$ la valeur de dose totale calculée et $x = (Tf_{exp}, Tf_{calc}, K\gamma_{air}^P, K\gamma_{air}^R, ED_{reac}, K\gamma_{air}^{reac}, K\gamma_{air}^{calib}, ED_{calib}, D_n)$ les valeurs des différents paramètres. Les simulations stochastiques effectuées à l'aide des codes TRIPOLI4 et MCNP fournissent les espérances mathématiques x_i des variables aléatoires X_i de l'équation $y = f(x)$ et la mesure des précisions associées en terme d'écart-type notés $u(x_i)$. On suppose que f peut être approchée par un développement linéaire de Taylor au premier ordre au voisinage de (x_1, \dots, x_N) . L'espérance mathématique et la variance de la variable aléatoire Y s'écrivent alors selon la loi de propagation des incertitudes :

$$\begin{aligned} \mathbb{E}(Y) &= y \approx f(x_1, \dots, x_N) + \frac{1}{2} \cdot \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \frac{\partial^2 f(x_1, \dots, x_N)}{\partial x_i \partial x_j} \cdot u(x_i, x_j) \\ Var(Y) &= u_c^2(y) \approx \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 \cdot u^2(x_i) + 2 \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right) \cdot \left(\frac{\partial f}{\partial x_j} \right) \cdot u(x_i, x_j) \end{aligned} \quad (9.17)$$

avec $u(x_i)$ l'écart-type associé à x_i , et $u(x_i, x_j)$ la covariance associée à x_i et x_j . En pratique, on considère que $y \approx f(x_1, \dots, x_N)$, car le poids des autres termes est négligeable, et on suppose que les paramètres sont indépendants ($\forall i \neq j, u(x_i, x_j) = 0$), ce qui tend à majorer l'estimation d'incertitude sur y .

L'ensemble des valeurs des paramètres associés aux corrections de cavité (il s'agit de ED_{reac} , $K\gamma_{air}^{reac}$, $K\gamma_{air}^{calib}$ et ED_{calib}) ont été données au §9.1 avec leurs incertitudes qui correspondent uniquement aux incertitudes de convergence stochastique des simulations Monte-Carlo (il est vérifié par des études paramétriques que les variations de positionnement des TLD à l'intérieur des piluliers n'induisent pas de biais de modélisation supplémentaires).

Les valeurs de paramètres associés à la normalisation des calculs (il s'agit de Tf_{exp} et Tf_{calc}) ont été données au paragraphe 9.2.2 avec leurs incertitudes associées. L'incertitude sur le taux de fission mesuré correspond uniquement à l'incertitude d'étalonnage concernant la masse effective de matière fissile de la chambre à fission utilisée. L'incertitude sur le taux de fission calculé prend uniquement en compte l'incertitude de convergence stochastique des simulations Monte-Carlo.

Les valeurs du paramètre $K\gamma_{air}^P$ (le Kerma gamma dans l'air dû aux émissions promptes calculé à l'emplacement d'irradiation des TLD) sont données au §9.2.2 ainsi que leurs incertitudes liées à la convergence stochastique des simulations Monte-Carlo.

Les valeurs du paramètre $K\gamma_{air}^R$ (le Kerma gamma dans l'air dû aux émissions retardées calculé à l'emplacement d'irradiation des TLD) sont données au §9.3. La dose gamma retardée est déterminée en relatif par rapport à la dose gamma prompte sur une configuration de cœur simplifiée mais représentative de la géométrie complète du point de vue photonique. La modélisation par palier des taux de comptage des chambres à fission (cf figure 9.17) est optimale (pas de biais en valeurs intégrales). A partir de cette modélisation par paliers, les sources de gamma retardés (obtenues par résolution des équations de Bateman) ne souffrent pas de biais de modélisation - les seuls biais envisageables, et qui ne sont pas pris en compte ici, seraient causés par des incertitudes ou des lacunes sur les données nucléaire de base de décroissances radioactives (bibliothèque JEF2 utilisée par le code PEPIN2). Aussi, comme il n'existe pas de biais de modélisation quantifiables sur le calcul de la dose retardée, nous adoptons par principe une incertitude forfaitaire majorante sur la dose gamma totale (prompte plus retardée) estimée à 3% au centre et 3.7% en périphérie du cœur étudié. Cette incertitude forfaitaire correspond aux incertitudes de convergence stochastique des simulations Monte-Carlo (c'est pourquoi elle passe de 3% au centre à 3.7% en périphérie du cœur), aux incertitudes de modélisation des données géométriques des matériaux en cœur, et aux incertitudes liées à l'utilisation d'un motif géométrique simplifié équivalent. Par ailleurs, l'utilisation de corrections de cavité identiques que ce soit pour les flux gamma prompts ou retardés est une approximation acceptable dans la mesure où les spectres d'émissions prompts et retardés sont à l'origine très semblables (comme en témoignent les figures 9.20 et 9.19), et qu'après atténuation dans le cœur jusqu'aux emplacements d'irradiation des TLD, les flux gamma prompts et retardés deviennent pratiquement identiques si bien qu'ils induisent les mêmes corrections de cavités.

Les valeurs des paramètres D_n sont données dans les tableaux 9.18 et 9.19. Le tableau 9.16 spécifie la contribution des différents domaines d'énergie des neutrons à la dose neutronique intégrée par les TLD. Il apparaît que deux domaines d'énergie des neutrons sont significatifs vis à vis de la dose neutron intégrée, et ce, pour l'ensemble des TLD : le domaine d'énergies thermiques et le domaine d'énergies rapides. Le domaine thermique est particulièrement important pour le matériau $FLi7$ à cause de la présence de 6Li (cf §9.4.1). En effet 72.5% de la dose neutronique intégrée par le $FLi7$ au centre de EOLE provient des neutrons d'énergies inférieures à 0.625 eV. De manière générale (pour l'ensemble des TLD), au centre du cœur, ce sont les neutrons

thermiques qui contribuent le plus à la dose, tandis qu'à la périphérie, ce sont les neutrons rapides. Les incertitudes associées aux valeurs de doses neutroniques calculées prennent en compte (selon la loi de propagation appliquée à l'équation 9.15) l'incertitude sur le calcul des flux neutroniques (thermiques et rapides) liée à la convergence stochastique des simulations Monte-Carlo et les incertitudes sur les facteurs de sensibilité aux neutrons présentées dans les tableaux 9.12 et 9.13. Ces incertitudes sur les facteurs correctifs R et η sont rappelées dans le tableau 9.17 et propagées sur le calcul de la dose neutronique intégrée par les TLD.

TAB. 9.16 – Contribution des différents domaines énergétiques des neutrons à la dose neutronique intégrée par les TLD dans EOLE et MINERVE

			$E_n < 0.625\text{eV}$	$0.625\text{eV} < E_n < 0.15\text{MeV}$	$0.15\text{MeV} < E_n < 10\text{MeV}$	$10\text{MeV} < E_n < 20\text{MeV}$
Eole	Centre	<i>FLi7</i>	72.5%	1.2%	25.8%	0.5%
		<i>CaF2</i>	50.0%	1.0%	47.8%	1.2%
		<i>Al2O3</i>	46.7%	1.3%	50.3%	1.7%
	Médian	<i>FLi7</i>	39.1%	2.2%	57.9%	0.8%
		<i>CaF2</i>	19.6%	1.6%	77.4%	1.4%
		<i>Al2O3</i>	17.3%	2.1%	78.8%	1.9%
	Périph	<i>FLi7</i>	40.3%	2.0%	57.1%	0.6%
		<i>CaF2</i>	20.3%	1.5%	77.2%	1.1%
		<i>Al2O3</i>	18.3%	1.9%	78.6%	1.3%
Minerve	Centre	<i>FLi7</i>	51.8%	6.0%	41.6%	0.6%
		<i>CaF2</i>	31.5%	1.7%	65.6%	1.2%
		<i>Al2O3</i>	27.4%	2.2%	68.9%	1.5%

TAB. 9.17 – Incertitudes sur les facteurs correctifs permettant le calcul de la dose neutron intégrée par les TLD et propagation de ces incertitudes sur la dose neutronique calculée dans EOLE et MINERVE

Type TLD	facteur R	facteur η	Incertitude propagée sur la dose neutronique calculée			
			EOLE			MINERVE
			Centre	Médian	Périph	Centre
TLD700	$1.4 \pm 21.8\%$	$0.12 \pm 8.3\%$	17.9%	13.3%	13.5%	15.6%
<i>CaF2</i>	$0.57 \pm 9.9\%$	$0.29 \pm 13.7\%$	11.5%	12.6%	12.6%	12.8%
MTS7	$1.4 \pm 21.8\%$	$0.12 \pm 8.3\%$	17.9%	13.3%	13.5%	15.6%
<i>Al2O3</i>	$0.35 \pm 9.9\%$	$0.24 \pm 25\%$	17.2%	21.4%	21.4%	20.9%

9.5.2 Résultats de calcul et incertitudes

Les tableaux 9.18 et 9.19 donnent l'ensemble des résultats de calcul obtenus pour les différentes irradiations effectuées dans les réacteurs EOLE et MINERVE. Ces tableaux appellent quelques commentaires :

- Les incertitudes de calcul (ou biais de modélisation) sont du même ordre de grandeur quel que soit le réacteur et la position radiale d'irradiation dans le cœur.
- L'alumine et le fluorure de calcium sont les matériaux les moins sensibles aux neutrons, mais ils intègrent néanmoins des doses neutroniques non négligeables au centre du cœur qui représentent des contributions moyennes à la dose totale estimées respectivement à 5.5% et 8.5% quel que soit le réacteur (EOLE ou MINERVE). Les *FLi7* placés au centre du cœur ont la contribution neutronique maximale (de l'ordre de 13%) à la dose totale intégrée. Les incertitudes importantes associées aux calculs de dose neutron (15.6% pour

- le *FLi7*, cf tableau 9.17) contribuent peu à l'incertitude globale (de l'ordre de 2.5% pour le *FLi7*) du fait de la faible contribution neutronique à la dose totale.
- Pour chaque position et chaque type de TLD, les calculs fournissent des doses compatibles à 2σ si bien qu'il est impossible d'exploiter des différences de sensibilités d'un TLD à un autre pour obtenir des informations supplémentaires.
 - La contribution de la dose gamma retardée à la dose gamma totale calculée représente 29% dans le cas des irradiations de 15 W - 10 minutes dans le réacteur EOLE et 24.4% dans le cas des irradiations de 10 W - 20 minutes dans le réacteur MINERVE. Toutefois, à l'équilibre des émissions retardées (au bout de $t=10$ minutes d'irradiation dans EOLE et $t=20$ minutes d'irradiation dans MINERVE), la contribution du débit de dose gamma retardé au débit de dose gamma total représente 32.2% dans EOLE et 29% dans MINERVE.
 - Les doses calculées, normalisées aux taux de comptage des chambres à fission, sont reproductibles d'une date à l'autre.

TAB. 9.18 – Calculs des doses totales intégrées par les TLD sur EOLE [Gy] (irradiations de 15 W - 10 minutes)

CENTRE AXIAL, POSITION RADIALE CENTRALE DANS EOLE								
	K_{air} γ P	K_{air} γ P+R	Cavités		$C_\gamma \pm 1\sigma$	$C_n \pm 1\sigma$	$C = (C_\gamma + C_n) \pm 1\sigma$	C_n/C
Date 1	0.884	1.246	TLD700	1.044	$1.044 \pm 5.0\%$	$0.164 \pm 17.9\%$	$1.208 \pm 5.0\%$	13.6%
			CaF2	1.080	$1.080 \pm 4.8\%$	$0.097 \pm 11.5\%$	$1.177 \pm 4.5\%$	8.2%
			MTS7	1.102	$1.102 \pm 4.9\%$	$0.164 \pm 17.9\%$	$1.266 \pm 4.8\%$	13%
			Al2O3	1.134	$1.134 \pm 4.6\%$	$0.064 \pm 17.2\%$	$1.198 \pm 4.5\%$	5.3%
Date 2	0.873	1.230	TLD700	1.031	$1.031 \pm 5.0\%$	$0.162 \pm 17.9\%$	$1.193 \pm 5.0\%$	13.6%
			CaF2	1.066	$1.066 \pm 4.8\%$	$0.096 \pm 11.5\%$	$1.162 \pm 4.5\%$	8.2%
			MTS7	1.089	$1.089 \pm 4.9\%$	$0.162 \pm 17.9\%$	$1.251 \pm 4.8\%$	13%
			Al2O3	1.120	$1.120 \pm 4.6\%$	$0.063 \pm 17.2\%$	$1.183 \pm 4.5\%$	5.3%
Date 3	0.887	1.249	TLD700	1.047	$1.047 \pm 5.0\%$	$0.165 \pm 17.9\%$	$1.211 \pm 5.0\%$	13.6%
			CaF2	1.083	$1.083 \pm 4.8\%$	$0.097 \pm 11.5\%$	$1.180 \pm 4.5\%$	8.2%
			MTS7	1.105	$1.105 \pm 4.9\%$	$0.165 \pm 17.9\%$	$1.270 \pm 4.8\%$	13%
			Al2O3	1.137	$1.137 \pm 4.6\%$	$0.064 \pm 17.2\%$	$1.201 \pm 4.5\%$	5.3%

CENTRE AXIAL, POSITION RADIALE MEDIANE DANS EOLE								
	K_{air} γ P	K_{air} γ P+R	Cavités		$C_\gamma \pm 1\sigma$	$C_n \pm 1\sigma$	$C = (C_\gamma + C_n) \pm 1\sigma$	C_n/C
Date 1	0.667	0.940	TLD700	0.787	$0.787 \pm 4.8\%$	$0.066 \pm 13.3\%$	$0.854 \pm 4.6\%$	7.8%
			CaF2	0.815	$0.815 \pm 4.7\%$	$0.054 \pm 12.6\%$	$0.868 \pm 4.5\%$	6.2%
			MTS7	0.831	$0.831 \pm 4.7\%$	$0.066 \pm 13.3\%$	$0.898 \pm 4.5\%$	7.4%
			Al2O3	0.855	$0.855 \pm 4.6\%$	$0.038 \pm 21.4\%$	$0.893 \pm 4.5\%$	4.2%
Date 2	0.659	0.928	TLD700	0.778	$0.778 \pm 4.8\%$	$0.065 \pm 13.3\%$	$0.843 \pm 4.6\%$	7.8%
			CaF2	0.804	$0.804 \pm 4.7\%$	$0.053 \pm 12.6\%$	$0.858 \pm 4.5\%$	6.2%
			MTS7	0.821	$0.821 \pm 4.7\%$	$0.065 \pm 13.3\%$	$0.886 \pm 4.5\%$	7.4%
			Al2O3	0.845	$0.845 \pm 4.6\%$	$0.037 \pm 21.4\%$	$0.882 \pm 4.5\%$	4.2%
Date 3	0.669	0.942	TLD700	0.790	$0.790 \pm 4.8\%$	$0.066 \pm 13.3\%$	$0.856 \pm 4.6\%$	7.8%
			CaF2	0.817	$0.817 \pm 4.7\%$	$0.054 \pm 12.6\%$	$0.871 \pm 4.5\%$	6.2%
			MTS7	0.834	$0.834 \pm 4.7\%$	$0.066 \pm 13.3\%$	$0.900 \pm 4.5\%$	7.4%
			Al2O3	0.858	$0.858 \pm 4.6\%$	$0.038 \pm 21.4\%$	$0.895 \pm 4.5\%$	4.2%

CENTRE AXIAL, POSITION RADIALE PERIPHERIQUE DANS EOLE								
	K_{air} γ P	K_{air} γ P+R	Cavités		$C_\gamma \pm 1\sigma$	$C_n \pm 1\sigma$	$C = (C_\gamma + C_n) \pm 1\sigma$	C_n/C
Date 1	0.243	0.342	TLD700	0.287	$0.287 \pm 5.8\%$	$0.029 \pm 13.5\%$	$0.316 \pm 5.4\%$	9.2%
			CaF2	0.296	$0.296 \pm 5.7\%$	$0.022 \pm 12.6\%$	$0.318 \pm 5.4\%$	6.9%
			MTS7	0.303	$0.303 \pm 5.7\%$	$0.029 \pm 13.5\%$	$0.332 \pm 5.4\%$	8.8%
			Al2O3	0.311	$0.311 \pm 5.6\%$	$0.015 \pm 21.4\%$	$0.326 \pm 5.4\%$	4.6%
Date 2	0.240	0.338	TLD700	0.283	$0.283 \pm 5.8\%$	$0.029 \pm 13.5\%$	$0.312 \pm 5.4\%$	9.2%
			CaF2	0.293	$0.293 \pm 5.7\%$	$0.022 \pm 12.6\%$	$0.314 \pm 5.4\%$	6.9%
			MTS7	0.299	$0.299 \pm 5.7\%$	$0.029 \pm 13.5\%$	$0.328 \pm 5.4\%$	8.8%
			Al2O3	0.307	$0.307 \pm 5.6\%$	$0.015 \pm 21.4\%$	$0.322 \pm 5.4\%$	4.6%
Date 3	0.243	0.343	TLD700	0.287	$0.287 \pm 5.8\%$	$0.029 \pm 13.5\%$	$0.317 \pm 5.4\%$	9.2%
			CaF2	0.297	$0.297 \pm 5.7\%$	$0.022 \pm 12.6\%$	$0.319 \pm 5.4\%$	6.9%
			MTS7	0.303	$0.303 \pm 5.7\%$	$0.029 \pm 13.5\%$	$0.333 \pm 5.4\%$	8.8%
			Al2O3	0.312	$0.312 \pm 5.6\%$	$0.015 \pm 21.4\%$	$0.327 \pm 5.4\%$	4.6%

TAB. 9.19 – Calculs des doses totales intégrées par les TLD sur MINERVE [Gy] (irradiations de 10 W - 20 minutes)

	K_{air} γ P	K_{air} γ P+R	Cavités	$C_\gamma \pm 1\sigma$	$C_n \pm 1\sigma$	$C = (C_\gamma + C_n) \pm 1\sigma$	C_n/C
Date 1	0.424	0.561	TLD700 0.471	$0.471 \pm 4.6\%$	$0.068 \pm 15.6\%$	$0.539 \pm 4.5\%$	13%
			CaF2 0.489	$0.489 \pm 4.4\%$	$0.047 \pm 12.8\%$	$0.536 \pm 4.2\%$	9%
			MTS7 0.500	$0.500 \pm 4.5\%$	$0.072 \pm 15.6\%$	$0.572 \pm 4.4\%$	13%
			Al2O3 0.518	$0.518 \pm 4.3\%$	$0.033 \pm 20.9\%$	$0.551 \pm 4.2\%$	6%
Date 2	0.420	0.555	TLD700 0.466	$0.466 \pm 4.6\%$	$0.067 \pm 15.6\%$	$0.533 \pm 4.5\%$	13%
			CaF2 0.485	$0.485 \pm 4.4\%$	$0.047 \pm 12.8\%$	$0.532 \pm 4.2\%$	9%
			MTS7 0.495	$0.495 \pm 4.5\%$	$0.072 \pm 15.6\%$	$0.567 \pm 4.4\%$	13%
			Al2O3 0.514	$0.514 \pm 4.3\%$	$0.033 \pm 20.9\%$	$0.547 \pm 4.2\%$	6%
Date 3	0.426	0.563	TLD700 0.473	$0.473 \pm 4.6\%$	$0.068 \pm 15.6\%$	$0.541 \pm 4.5\%$	13%
			CaF2 0.489	$0.489 \pm 4.4\%$	$0.048 \pm 12.8\%$	$0.540 \pm 4.2\%$	9%
			MTS7 0.500	$0.500 \pm 4.5\%$	$0.072 \pm 15.6\%$	$0.574 \pm 4.4\%$	13%
			Al2O3 0.518	$0.518 \pm 4.3\%$	$0.034 \pm 20.9\%$	$0.555 \pm 4.2\%$	6%

9.6 Comparaisons calcul-mesure

9.6.1 Traverses axiales par chambres à fissions

Plusieurs traverses axiales par chambres à fission ont été réalisées aux différents emplacements d'irradiations des TLD. Ces mesures sont réalisées à l'aide de deux chambres à fission : l'une effectue le déplacement axial au niveau d'un emplacement d'irradiation de TLD, tandis que l'autre reste fixe au centre axial (insérée dans un autre emplacement d'irradiation) afin de pouvoir recalibrer les mesures en fonction de la puissance du réacteur. Ces expériences sont indépendantes des irradiations de TLD mais elles ont été réalisées à puissance constante et leurs résultats sont de ce fait tout à fait exploitables pour nos mesures.

Comparaisons calcul-mesure de traverses axiales sur le réacteur EOLE.

Les comparaisons calcul-mesure des distributions axiales des taux de fission sur l'isotope Pu239 (représentatif de la distribution de flux thermique) sont présentées dans les figures suivantes (figures 9.31, 9.32 et 9.33) pour chacune des positions radiales d'irradiation des TLD dans le réacteur EOLE. Ces courbes sont normalisées à 1 au centre axial du cœur. L'écart-type associé aux valeurs de taux de fission calculés est de l'ordre de 3.2% en périphérie, 2.4% en position médiane, et 1.2% au centre, tandis que l'incertitude combinée ($k=1$) associée à un résultat de comptage de la chambre est estimé à $u_c=2.2\%$ (incertitude déterminée lors de l'étalonnage de la chambre à fission, cf [133]).

Les remontées de flux thermique aux extrémités axiales du cœur (que l'on peut observer pour chacune des positions radiales sur les figures suivantes) paraissent beaucoup moins importantes au centre radial du cœur qu'en périphérie. Cela s'explique par le fait qu'il y a un flux thermique très important au centre radial et axial du cœur. Dans la zone des TLD pris en compte pour la mesure (± 5 cm autour du centre axial), la variation maximale de flux est faible (inférieure à 2%).

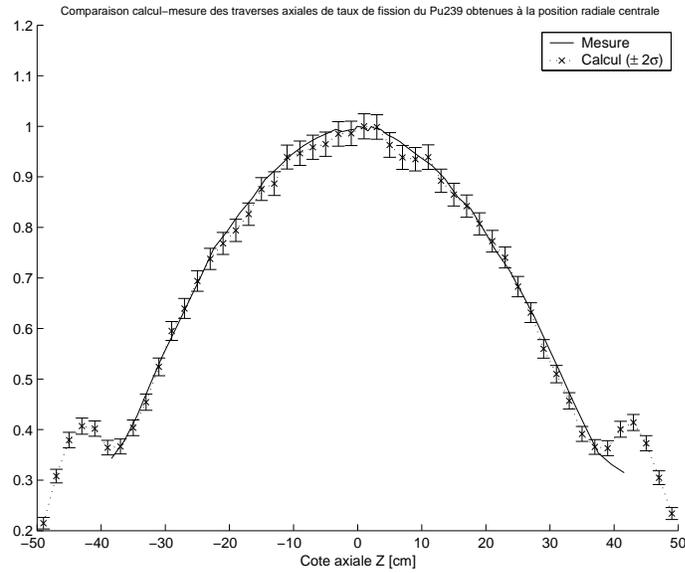


FIG. 9.31 – Comparaison calcul-mesure des traverses axiales de taux de fission du Pu239 à la position radiale centrale

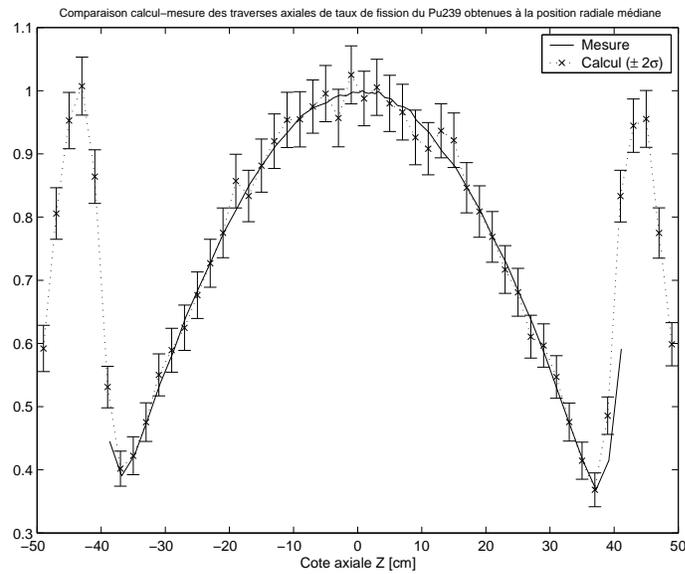


FIG. 9.32 – Comparaison calcul-mesure des traverses axiales de taux de fission du Pu239 à la position radiale médiane

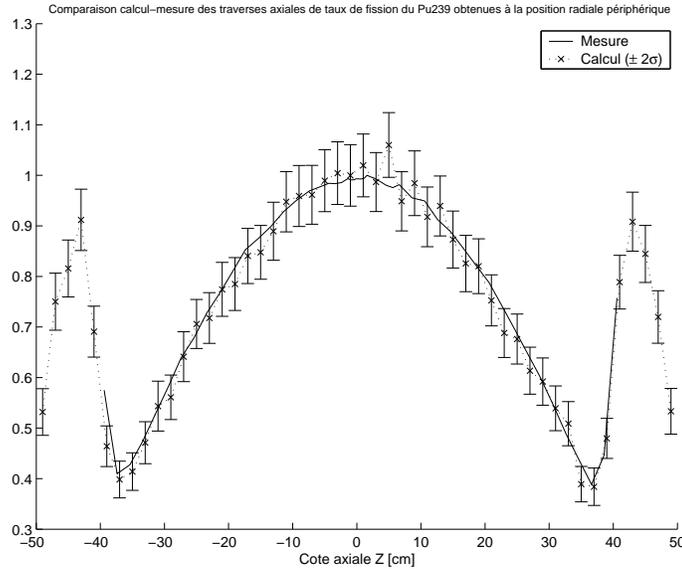


FIG. 9.33 – Comparaison calcul-mesure des traverses axiales de taux de fission du Pu239 à la position radiale périphérique

9.6.2 Comparaisons calcul-mesure de traverses axiales sur le réacteur MINERVE.

Une mesure de traverse axiale de taux de fission est réalisée au centre du cœur MINERVE à l'aide d'une chambre à fission U235 lorsque le réacteur est à puissance stable. Simultanément, la chambre à fission Pu239 reste positionnée au centre axial de la chaussette thermique afin de recalibrer les mesures en fonction de la puissance du réacteur. La comparaison calcul-mesure de cette traverse est tout à fait satisfaisante (cf figure 9.34) et appelle quelques commentaires :

- Sachant que les calculs sont normalisés à l'aide du rapport calcul-mesure des comptages d'une chambre à fission placée dans la chaussette thermique (c'est à dire en périphérie radiale du cœur), et que le rapport calcul mesure des taux de comptage obtenu au centre du cœur est excellent (comme le montre l'ensemble de la traverse axiale), nous en concluons que la modélisation neutronique de l'ensemble du cœur est validée par les mesures.
- L'ensemble des cinq piluliers contenant les TLD est disposé au centre du cœur, sur une hauteur axiale de 10 cm (c'est à dire plus ou moins cinq centimètres autour de la cote $z=0$) ; nous constatons sur la figure que cela correspond à une zone de flux plat (limite maximale de variation de l'ordre de 2%) et par conséquent la dose reçue par les TLD est homogène sur l'ensemble de cette hauteur axiale (cela est confirmé par la figure 8.10). Comme pour EOLE, la modélisation de la dose Kerma air reçue par les TLD a été effectuée sur une hauteur identique à celle pris en compte lors des mesures.
- Nous observons des remontées de taux de fission aux extrémités axiales du cœur (au delà de la hauteur combustible de 50cm) qui correspondent à une thermalisation importante du flux neutronique provoquée par la présence d'eau.

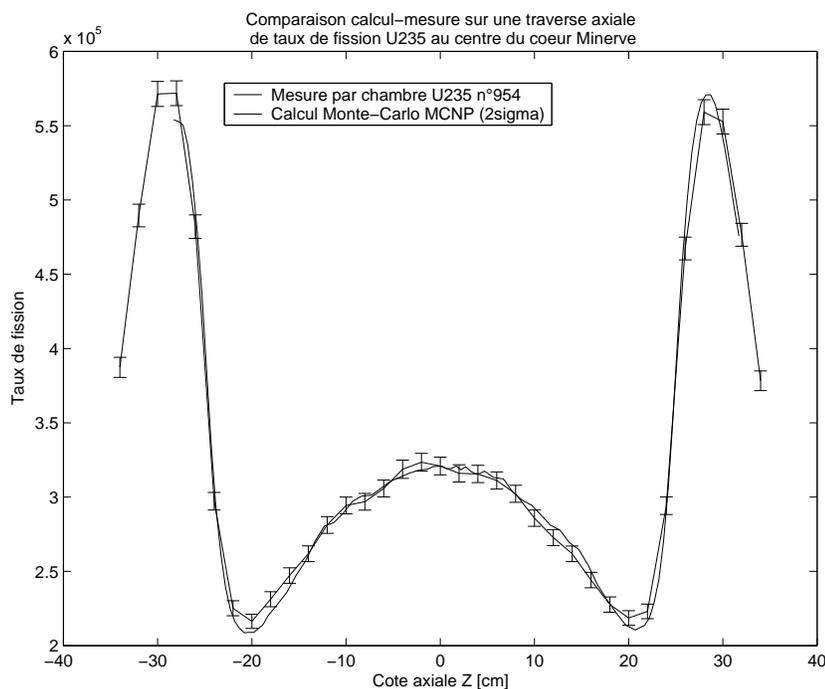


FIG. 9.34 – Comparaison calcul-mesure d'une traverse axiale de taux de fission obtenue par la chambre à fission U235 insérée au centre radial du cœur

9.6.3 Comparaison calcul-mesure des doses gamma intégrales dans EOLE et MINERVE

Les résultats de calculs et de mesures de la dose gamma (la dose neutron calculée a été soustraite aux mesures) sont donnés dans le tableau 9.20 où $u_{cr}(E)$, $u_{cr}(C)$ et $u_{cr}(C/E)$ désignent respectivement les incertitudes combinées relatives de la mesure, du calcul et du rapport calcul-mesure. Plusieurs remarques s'imposent :

- Globalement il apparaît que l'on obtient à peu près les mêmes C/E (en moyenne 0.75) quelle que soit la position d'irradiation et quel que soit le réacteur (MOX ou UO₂). Les valeurs moyennes de C/E obtenues sont détaillées un peu plus loin dans le tableau 9.23.
- Les meilleures précisions obtenues concernent les rapports C/E des TLD CaF_2 et MTS7. En revanche, l'incertitude associée aux mesures par TLD Al_2O_3 est rédhitoire (manque de reproductibilité des mesures, voir chapitre 8).

Les incertitudes de mesure de dose intégrale par TLD ont été déterminées selon la méthode présentée au §8.2.4. L'incertitude combinée ($k=2$) associée au résultat de mesure de dose gamma par TLD est estimée respectivement en moyenne à 9.3% et 13.8% pour les dosimètres MTS7 et TLD700 (fluorure de lithium), 9.1% pour le fluorure de calcium et 24.6% pour l'alumine (voir note [128]). L'incertitude combinée ($k=2$) associée au résultat de calcul de dose gamma intégrée par un TLD est estimée selon la loi de propagation des incertitudes (voir note [127]), et vaut en moyenne 10% pour l'ensemble des dosimètres MTS7, TLD700, CaF_2 et Al_2O_3 . Il en résulte une incertitude combinée ($k=2$) associée au résultat C/E de dose gamma de 17% pour le TLD700, 13.4% pour le MTS7 et le CaF_2 et 26% pour l'alumine.

Ces résultats d'incertitudes ainsi que les contributions relatives de chaque composante sont donnés dans les tableaux 9.21 et 9.22. Il apparaît que les termes dominants l'incertitude finale

TAB. 9.20 – Comparaisons calcul-mesure pour les TLD dans EOLE et MINERVE [Gy]

	TLD	$u_{cr}(C_\gamma)$	$u_{cr}(E_\gamma)$	$u_{cr}(C_\gamma/E_\gamma)$	Date 1			Date 2			Date 3		
					C_γ	E_γ	C_γ/E_γ	C_γ	E_γ	C_γ/E_γ	C_γ	E_γ	C_γ/E_γ
Eole Centre	TLD700	5.0%	7.1%	8.7%	1.044	1.366	0.764	1.031	1.312	0.786	1.047	1.520	0.688
	CaF ₂	4.8%	4.4%	6.5%	1.080	1.377	0.784	1.066	1.366	0.781	1.083	1.508	0.718
	MTS7	4.9%	4.8%	6.8%	1.102	1.471	0.750	1.089	1.434	0.759	1.105	1.606	0.688
	Al ₂ O ₃	4.8%	11.3%	12.2%	1.134	1.236	0.917	1.120	1.324	0.846	1.137	1.434	0.793
Eole Médian	TLD700	4.8%	6.5%	8.1%	0.787	1.080	0.729	0.778	0.920	0.845	0.790	1.044	0.756
	CaF ₂	4.7%	4.4%	6.4%	0.815	1.122	0.726	0.804	0.970	0.829	0.817	1.071	0.762
	MTS7	4.7%	4.3%	6.4%	0.831	1.099	0.756	0.821	0.901	0.912	0.834	1.051	0.793
	Al ₂ O ₃	4.6%	11.4%	12.3%	0.855	1.103	0.775	0.845	0.969	0.872	0.858	1.058	0.811
Eole Périph	TLD700	5.8%	7.0%	9.1%	0.287	0.403	0.712	0.283	0.420	0.674	0.287	0.406	0.708
	CaF ₂	5.7%	4.8%	7.4%	0.296	0.418	0.710	0.293	0.421	0.694	0.297	0.429	0.693
	MTS7	5.7%	4.7%	7.4%	0.303	0.410	0.739	0.299	0.415	0.720	0.303	0.395	0.768
	Al ₂ O ₃	5.6%	14.1%	15.2%	0.311	0.402	0.775	0.307	0.448	0.686	0.312	0.431	0.723
Minerve Centre	TLD700	4.6%	7.0%	8.3%	0.471	0.653	0.721	0.466	0.656	0.711	0.473	0.652	0.726
	CaF ₂	4.4%	4.6%	6.4%	0.489	0.671	0.729	0.485	0.688	0.705	0.492	0.680	0.723
	MTS7	4.5%	4.7%	6.5%	0.500	0.713	0.701	0.495	0.705	0.703	0.502	0.707	0.711
	Al ₂ O ₃	4.3%	12.3%	13.0%	0.518	0.677	0.766	0.514	0.667	0.770	0.521	0.758	0.687

sont (par ordre décroissant d'importance) : les coefficients de sensibilité individuels des TLD et la reproductibilité du lecteur de TLD. Une diminution des incertitudes sur le C/E nécessitera en priorité une amélioration dans l'évaluation de ces facteurs.

TAB. 9.21 – Composantes finales de l'incertitude du C_γ/E_γ dans MINERVE

	TLD700	Al ₂ O ₃	CaF ₂	MTS7
Dose totale moyenne mesurée (mGy)	721	734	727	780
Signal TL associé (pC)	3318	53620	60320	7057
Incertitude [%] $\sigma(C_\gamma)$	4.6%	4.3%	4.4%	4.5%
Incertitude [%] $\sigma(E_\gamma)$	7.0%	12.3%	4.6%	4.7%
Incertitude [%] $\sigma(C_\gamma/E_\gamma)$	8.3%	13.0%	6.4%	6.5%
Composantes de l'incertitude du $\frac{C_\gamma}{E_\gamma}$	TLD700	Al ₂ O ₃	CaF ₂	MTS7
$T_{f,exp}$ (Taux de fission mesuré)	9.2%	3.2%	14.4%	15.1%
$T_{f,calc}$ (Taux de fission calculé)	5.5%	1.9%	8.6%	9.1%
K_{air}^{reac} (Kerma gamma air calculé)	13.0%	5.3%	22.3%	21.4%
ED_{cavite}^{reac}	2.0%	0.2%	2.3%	1.7%
K_{air}^{reac}	0.1%	0.0%	0.1%	0.1%
K_{air}^{calib}	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%
ED_{cavite}^{calib}	0.3%	0.0%	0.4%	0.3%
D_n (Dose neutronique calculée)	4.1%	0.6%	2.0%	6.5%
M (Mesure Brute en réacteur)	13.9%	7.7%	22.9%	22.9%
S (Coefficient de sensibilité individuel)	46.5%	74.2%	22.5%	19.2%
b (ordonnée à l'origine de droite d'étalonnage)	8.6%	11.7%	5.5%	4.4%
a (pente de droite d'étalonnage)	5.0%	9.5%	1.5%	0.8%
correlation (a, b)	-8.1%	-14.5%	-2.5%	-1.3%
TOTAL	100%	100%	100%	100%

Nous allons estimer les C/E moyens (de la dose gamma) pour chaque réacteur dans les différentes positions d'irradiation. Nous pouvons pour cela calculer la moyenne arithmétique et

TAB. 9.22 – Composantes finales de l'incertitude du C_γ/E_γ dans EOLE (centre et périphérie radiale du cœur)

	TLD700		Al_2O_3		CaF_2		MTS7	
	EOLE C	EOLE P	EOLE C	EOLE P	EOLE C	EOLE P	EOLE C	EOLE P
Dose moy mes (mGy)	1563	439	1395	442	1513	445	1667	436
Signal TL moyen (pC)	7261	1998	93439	36030	125610	36900	15190	3903
$u(C_\gamma)$	5.0%	5.8%	4.6%	5.6%	4.8%	5.7%	4.9%	5.7%
$u(E_\gamma)$	7.1%	7.0%	11.3%	14.1%	4.4%	4.8%	4.8%	4.7%
$u(C_\gamma/E_\gamma)$	8.7%	9.1%	12.2%	15.2%	6.5%	7.4%	6.8%	7.4%
$T_{f,exp}$	16.0%	7.1%	6.8%	2.3%	25.2%	10.1%	25.6%	10.5%
$T_{f,calc}$	2.6%	15.0%	1.1%	4.9%	4.0%	21.3%	4.1%	22.3%
K_{air}^{reac}	12.0%	16.5%	6.1%	6.0%	21.2%	24.7%	19.4%	24.9%
ED_{cavite}^{reac}	2.3%	2.1%	0.3%	0.2%	2.7%	2.0%	1.9%	1.6%
K_{air}^{reac}	0.1%	0.1%	0.0%	0.0%	0.1%	0.1%	0.1%	0.1%
K_{air}^{calib}	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%
ED_{cavite}^{calib}	0.3%	0.2%	0.0%	0.0%	0.3%	0.3%	0.2%	0.2%
D_n	6.1%	1.2%	0.5%	0.3%	1.6%	0.8%	8.5%	1.8%
M	13.3%	10.6%	7.5%	6.9%	21.9%	16.2%	21.3%	16.1%
S	44.5%	35.6%	71.8%	66.7%	21.4%	15.9%	17.9%	13.5%
b	1.7%	18.1%	3.7%	23.2%	1.2%	10.4%	0.9%	10.2%
a	4.7%	3.9%	11.0%	6.9%	1.5%	1.1%	0.8%	0.6%
corr (a, b)	-3.5%	-10.4%	-8.8%	-17.3%	-1.2%	-2.9%	-0.6%	-1.7%
TOTAL	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%

utiliser l'estimateur de l'écart-type de la moyenne comme mesure de la variance du C/E moyen. Une approche un peu plus correcte est de pondérer chaque C/E par sa variance respective afin de privilégier les mesures les plus fiables. On définit alors la moyenne pondérée des C/E par :

$$\left(\frac{\bar{C}}{\bar{E}}\right)_p = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{\left(\frac{C}{E}\right)_i}{u^2\left[\left(\frac{C}{E}\right)_i\right]}}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{u^2\left[\left(\frac{C}{E}\right)_i\right]}} \quad (9.18)$$

Un premier estimateur de la variance du C/E moyen pondéré est la variance pondérée de la moyenne définie par :

$$S_p^2\left(\left(\frac{\bar{C}}{\bar{E}}\right)_p\right) = \frac{\sum_{i=1}^n \left[\frac{\left(\frac{C}{E}\right)_i - \left(\frac{\bar{C}}{\bar{E}}\right)_p}{u\left[\left(\frac{C}{E}\right)_i\right]}\right]^2}{(n-1) \cdot \sum_{i=1}^n \frac{1}{u^2\left[\left(\frac{C}{E}\right)_i\right]}} \quad (9.19)$$

la variance interne permet aussi d'estimer la variance du C/E moyen ; elle est définie par :

$$u_{\text{int}}^2\left(\left(\frac{\bar{C}}{\bar{E}}\right)\right) = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{u^2\left[\left(\frac{C}{E}\right)_i\right]}} \quad (9.20)$$

TAB. 9.23 – Comparaisons calcul-mesure C/E (de la dose gamma) pour les TLD dans EOLE et MINERVE

	$(\overline{C/E})$	$s[(\overline{C/E})]$	$(\overline{C/E})_p$	$S_p[(\overline{C/E})_p]$	$u_{\text{int}}[(\overline{C/E})]$
EOLE (dates 1+2+3)	0.7623	1.35%	0.7529	1.22%	1.59%
EOLE (dates 1+2)	0.7725	1.78%	0.7625	1.60%	1.94%
EOLE (dates 1+2+3) sans Al_2O_3	0.7498	1.38%	0.7476	1.32%	1.69%
EOLE Centre	0.7728	3.13%	0.7539	1.98%	2.69%
EOLE Centre sans Al_2O_3	0.7464	2.32%	0.7434	1.77%	2.88%
EOLE Médian	0.7972	3.56%	0.7867	2.09%	2.58%
EOLE Médian sans Al_2O_3	0.7898	4.26%	0.7832	2.49%	2.75%
EOLE Périph.	0.7168	1.26%	0.7139	1.14%	3.02%
EOLE Périph. sans Al_2O_3	0.7131	1.29%	0.7127	1.27%	3.19%
MINERVE Centre	0.7211	1.00%	0.7160	0.73%	2.58%
MINERVE Centre sans Al_2O_3	0.7144	0.49%	0.7137	0.50%	2.73%

Le tableau 9.23 donne les résultats des C/E moyens, des C/E moyens pondérés et les différentes estimations de variances associées pour les réacteurs EOLE et MINERVE dans les différentes positions d'irradiation. La variance pondérée de la moyenne et la variance interne fournissent des indications intéressantes pour la mesure de la variance du C/E, mais elles ne peuvent pas être interprétées directement comme des variances au sens strict du terme. L'écart-type pondéré de la moyenne donne une mesure de la dispersion des C/E autour de leur valeur moyenne (variance externe) tandis que la variance interne est une mesure de la variance qui s'applique par hypothèse pour des variables aléatoires indépendantes. Les incertitudes systématiques sur les C/E (évaluées précédemment) ne sont pas prises en compte par ces estimateurs. Nous savons que les C/E concernés ne sont pas indépendants, par conséquent il faut être prudent quant à l'interprétation de cette variance interne. Nous l'utilisons cependant uniquement dans l'objectif de vérifier la compatibilité des différents C/E partiels entre eux. De ce point de vue, le C/E moyen dans EOLE pour l'ensemble des TLD, des positions d'irradiations et des expériences (dates 1+2+3) est de $0.75 \pm 3.2\%$ (2σ). La position centrale, la position médiane et la position périphérique donnent des C/E moyens compatibles entre eux à 2σ : respectivement $0.75 \pm 5.4\%$, $0.79 \pm 5.2\%$ et $0.71 \pm 6.0\%$. Par ailleurs, différentes estimations de C/E moyens ont été établies pour voir l'impact des TLD Al_2O_3 (qui sont affectés d'incertitudes importantes) et l'impact de la mesure réalisée à la date 3 dans EOLE (pour laquelle il s'est produit une panne d'enregistrement partielle des comptages de chambre à fission). Il apparaît que la mesure de la date 3 reste cohérente avec les autres dates, ce qui signifie que la correction de normalisation que l'on a effectuée (en tenant compte des dates 1 et 2) est satisfaisante. Il apparaît que l'alumine a une influence notable sur le C/E moyen, mais au niveau du C/E moyen pondéré par les variances, elle peut, par définition (et c'est l'intérêt de la moyenne pondérée), être prise en compte à sa juste mesure. Pour le réacteur MINERVE, le C/E moyen au centre est de $0.72 \pm 5.2\%$ (2σ).

En définitive, en prenant en compte les incertitudes totales (aléatoires et systématiques), nous retenons un rapport moyen pour EOLE de $C/E \approx 0.75$ avec 15% (2σ) d'incertitudes dites expérimentales (qui prennent en compte les incertitudes de mesure et les incertitudes dues aux biais de modélisation) ; et un rapport moyen pour MINERVE de $C/E \approx 0.72$ avec 15% (2σ) d'incertitudes expérimentales. Bien que ces C/E soient compatibles aux incertitudes près, nous préférons

ne pas les regrouper car les réacteurs EOLE et MINERVE sont constitués de combustibles très différents.

9.6.4 Comparaison calcul-mesure des doses retardées dans MINERVE

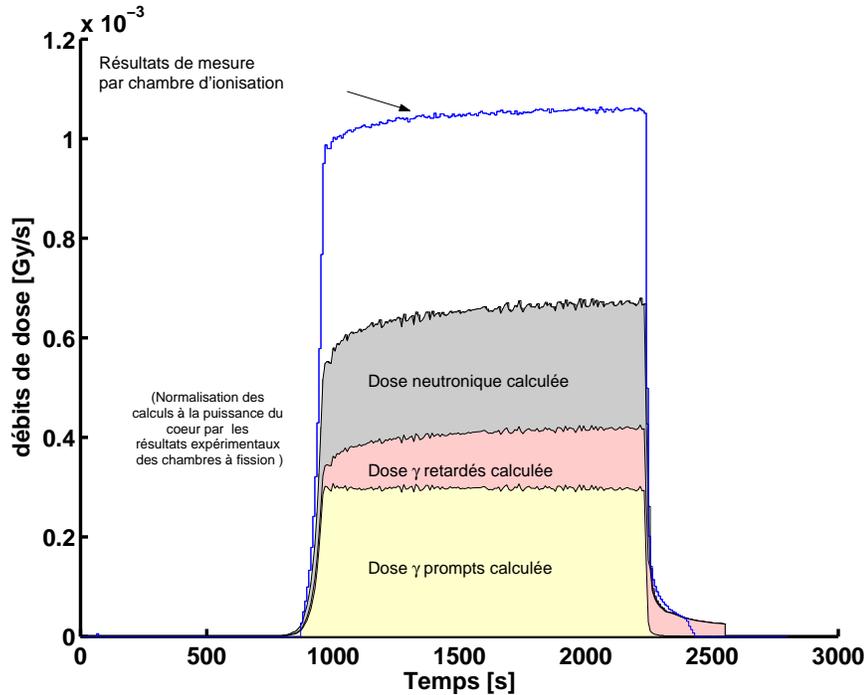


FIG. 9.35 – Comparaison calcul mesure par chambre d'ionisation sur le cœur MINERVE (date 1)

Les résultats de mesures intégrales par chambre d'ionisation sont :

- 1.375 Gy ($\pm 2.15\%$) à la date 1,
- 1.380 Gy ($\pm 2.15\%$) à la date 2,
- 1.383 Gy ($\pm 2.15\%$) à la date 3,

ce qui fait en moyenne 1.379 Gy. Le résultat de calcul intégral est de 0.816 Gy \pm 5.1%. Le rapport C/E obtenu pour la chambre d'ionisation est donc de C/E=0.6. L'incertitude associée à ce rapport calcul-mesure est évaluée par combinaison quadratique des incertitudes d'étalonnage ($\sigma=2.15\%$) et des incertitudes de convergence statistique des simulations Monte-Carlo ; pour le calcul de la dose gamma totale ($\sigma=3\%$) et pour le calcul des corrections de cavités (respectivement étalonnage et réacteur, $\sigma=3.7\%$ et $\sigma=1.78\%$) :

$$u_c = \sqrt{2.15^2 + 3^2 + 1.78^2 + 3.7^2} \approx 5.5\% \quad (9.21)$$

Il existe une incertitude importante sur la contribution des neutrons à la dose totale intégrée par la chambre d'ionisation qui ne permet pas d'établir avec précision une mesure absolue de la dose gamma prompte (voir §9.4.3). Cependant, la chambre d'ionisation permet de suivre la décroissance des gamma retardés après la chute des barres de contrôle alors qu'il n'y a plus de contribution neutronique (compte tenu de la décroissance rapide des neutrons retardés). Comme

le montre la figure 9.35, on observe une bonne cohérence calcul-mesure après la chute des barres (avant que la dose mesurée ne chute en dessous de la limite de détection de la chambre). Cela permet de qualifier les calculs de débits de dose gamma retardés par les résultats expérimentaux. En effet, le rapport calcul-mesure de la dose gamma retardée intégrée depuis l'instant de la chute des barres jusqu'à l'instant où le signal est trop faible pour être mesuré donne $C/E=0.88$. Nous retenons un rapport $C/E=0.88 \pm 5.5\%$ (1σ) pour la dose due aux gamma retardés.

9.7 Synthèse

Les comparaisons calcul-mesure de dose gamma sur les réacteurs EOLE et MINERVE présentent des C/E de respectivement $0.75 \pm 7.5\%$ (1σ) et $0.72 \pm 7.5\%$ (1σ). Ces résultats sont compatibles entre eux. Par contre ils ne sont pas compatibles avec $C/E=1$ et un niveau de confiance de 95% (2σ). Nous en déduisons l'existence d'un biais systématique des calculs d'échauffement d'environ 27%. Le calcul minimise systématiquement la mesure, ce qui peut s'interpréter comme un manque de données d'émission photonique dans les bibliothèques de données nucléaires.

La comparaison calcul-mesure de l'échauffement retardé réalisée sur le réacteur MINERVE présente un C/E de $0.88 \pm 5.5\%$ (1σ). La sous-estimation du calcul est moins importante, presque compatible avec un niveau de confiance de 95%.

Afin de mener à bien les études de transposition au cœur RJH du chapitre suivant, nous retenons les valeurs de comparaison calcul-mesure du cœur Uranium MINERVE :

- $C/E = 0.72 \pm 7.5\%$ (1σ) pour l'échauffement gamma total
- $C/E = 0.88 \pm 5.5\%$ (1σ) pour l'échauffement gamma retardé.

Chapitre 10

Ré-estimation des échauffements gamma dans le cœur RJH

Sommaire

10.1 Incertitudes systématiques et aléatoires	208
10.2 Principe des études de sensibilité	208
10.2.1 Méthode des perturbations	209
10.2.2 Méthode directe	211
10.3 Les méthodes d'ajustement des données nucléaires de base . .	211
10.3.1 Formulation Bayésienne	211
10.3.2 Analyse du problème d'ajustement	213
10.3.3 Formulation linéaire	214
10.3.4 Formulation non linéaire	217
10.3.5 Les études de représentativité	217
10.4 Méthodologie d'ajustement appliquée aux paramètres macro-	
scopiques de l'échauffement photonique	220
10.5 Méthode générale de ré-évaluation des échauffements gamma	
 dans le RJH	223
10.5.1 Etudes de sensibilités pour différents dispositifs et différen-	
tes configurations	223
10.5.2 Synthèse des résultats	226
10.6 Recommandations pour la ré-évaluation des échauffements gamma	
 dans le RJH	230
10.6.1 Recommandations particulières pour les dispositifs chouca isolés et	
chouca groupés	230
10.6.2 Recommandations générales	230

L'objectif des expérimentations ADAPh est de qualifier les calculs d'échauffements gamma réalisés au niveau des dispositifs expérimentaux du RJH. Les expériences ADAPh réalisées dans le réacteur MINERVE ont montré un biais systématique $C/E=0.72 \pm 15\%$ (2σ). Dans quelles conditions peut-on transposer ce biais systématique aux résultats de calculs réalisés pour le RJH ? Quelle est la réduction d'incertitude apportée par ces expériences ?

Les méthodes d'ajustement des données nucléaires de base présentées dans ce chapitre fournissent un cadre logique pour l'analyse des expériences intégrales menées dans le réacteur MINERVE et leur interprétation vis à vis du réacteur RJH. Cependant, du fait des lacunes dans les bibliothèques de données d'émissions photoniques, de l'absence d'informations concernant les incertitudes associées aux données présentes, et surtout vu le nombre limité de résultats d'expériences intégrales dont nous disposons, il paraît délicat de mettre en œuvre une méthodologie d'ajustement strictement conforme à celle utilisée généralement pour les données neutroniques. Dans ce contexte, nous allons définir un jeu de macro-paramètres (intermédiaires entre les paramètres microscopiques et les grandeurs intégrales) avec leurs incertitudes associées afin d'établir un cadre d'étude optimal pour la résolution de ce problème d'ajustement photonique.

10.1 Incertitudes systématiques et aléatoires

Les données nucléaires de base désignent un ensemble de paramètres élémentaires utilisés pour les modèles décrivant les phénomènes nucléaires. Ces paramètres sont issus de mesures qui donnent un résultat avec une certaine précision. Les données mesurées, notées $\{x_i\}_{i=1\dots n}$, sont affectées par des erreurs expérimentales dont les incertitudes et corrélations sont décrites par la matrice de variance-covariance (notée Σ_x) :

$$\Sigma_x = \langle \delta x_i, \delta x_j^t \rangle \quad (10.1)$$

avec $\delta x_i = x_i - \bar{x}$ où \bar{x} désigne la valeur d'espérance mathématique prise par la variable aléatoire X . Si les erreurs sur les données (notées δx_i) étaient exclusivement d'origine statistique, elles ne seraient pas corrélées et la matrice Σ_x serait diagonale :

$$\Sigma_x = \delta_{ij} \cdot Var(x_i) \quad (10.2)$$

avec δ_{ij} le symbole de Kronecker. Mais il existe des erreurs dites "systématiques" qui, contrairement aux erreurs "statistiques", sont communes à tout un jeu de données mesurées : par exemple les erreurs sur le bruit de fond, les erreurs de normalisation du flux ou de calibration du détecteur, c'est à dire des erreurs sur un facteur multiplicatif commun à toutes les données. Généralement ce sont ces erreurs systématiques, communes à plusieurs données, qui caractérisent les corrélations entre les données. Les termes non diagonaux de la matrice de covariance viennent surtout du traitement non linéaire des données directement mesurées (déconvolution des sections efficaces à partir des taux de réactions mesurés). Remarquons enfin que les matrices de covariance sont des matrices symétriques et strictement définies positives (cf [38] et [146]).

10.2 Principe des études de sensibilité

Dans le cadre de la physique des réacteurs, l'analyse de sensibilité désigne l'étude systématique des effets des variations de certains paramètres de base notés X (sections efficaces, densités atomiques, géométrie du système, ...) sur les grandeurs intégrales notées Y qui caractérisent le

réacteur (Keff, puissance, indices de spectres, échauffements, etc...). Le principe des analyses de sensibilité est de rechercher une expression linéaire du type :

$$\delta Y = \sum_i \left(\frac{\partial Y}{\partial X_i} \right) \delta X_i \quad (10.3)$$

On appelle coefficient de sensibilité de la grandeur intégrale Y au paramètre X_i , l'expression suivante :

$$S_i = \frac{\partial Y}{\partial X_i} \quad (10.4)$$

Les coefficients de sensibilité sont d'un grand intérêt pour la compréhension physique des phénomènes et les analyses paramétriques. Les coefficients de sensibilités permettent également de relier les incertitudes des données de base aux incertitudes sur les paramètres intégraux, à condition toutefois de disposer d'une matrice de variance-covariance des incertitudes sur les paramètres X_i :

$$\Sigma_Y(Y) = S^t \Sigma_X S = \sum_{i,j} \frac{\partial Y}{\partial X_i} \frac{\partial Y}{\partial X_j} \Sigma_{X_{i,j}} \quad (10.5)$$

avec Σ_Y la matrice de variance-covariance des grandeurs intégrales Y et Σ_X la matrice de variance-covariance des paramètres X_i . Il existe deux méthodes pour le calcul des sensibilités : l'une est basée sur la théorie des perturbations et l'autre est le résultat de calculs directs.

10.2.1 Méthode des perturbations

Le principal intérêt de la théorie des perturbations appliquée à la physique des réacteurs, c'est d'effectuer des analyses de sensibilité : c'est à dire que l'on cherche à déterminer l'effet d'une modification de certains paramètres de base du système sur l'état global du réacteur. La théorie des perturbations se caractérise notamment par l'introduction d'une équation dite "adjointe" associée à l'équation "directe" du problème. La théorie montre qu'à partir des équations directe et adjointe du problème non perturbé et de l'équation directe du problème perturbé au premier ordre, il est possible de déterminer l'expression des coefficients de sensibilité de façon simple et une fois pour toute (quel que soit la perturbation envisagée). Ainsi, les principaux problèmes traités en physique des réacteurs peuvent être classés en deux catégories :

- la théorie des perturbations standard (TPS) qui s'intéresse aux perturbations de l'équation du bilan neutronique (perturbation de la valeur propre critique Keff) ;
- la théorie des perturbations généralisée (TPG) qui s'intéresse aux perturbations d'une fonctionnelle linéaire du flux direct (c'est le cas d'un taux de réaction) ou d'une fonctionnelle bilinéaire des flux direct et adjoint (c'est le cas de la réactivité).

Nous ne développons pas davantage ces deux théories : le lecteur peut se reporter à l'abondante littérature existante sur le sujet qui est résumé dans la référence [147]. Nous présentons ici un aspect particulier (qui nous intéresse davantage) de la théorie des perturbations avec un exemple d'analyse de sensibilité dans le domaine de la propagation des photons (cas des système avec source). Le flux photonique est solution de l'équation de Boltzmann (équation directe du problème non perturbé) :

$$M_\gamma \Phi_\gamma = S_{(n \rightarrow \gamma)} \quad (10.6)$$

c'est une équation non homogène où M_γ est l'opérateur de Boltzmann pour le transport des photons et $S_{(n \rightarrow \gamma)}$ est la source photonique qui résulte des réactions neutroniques. La source $S(E_\gamma, r)$ des photons d'énergie E_γ au point de l'espace r s'exprime ainsi :

$$S(E_\gamma, r) = \sum_k \int \Sigma_k(E_n) \cdot f_k(E_n \rightarrow E_\gamma) \cdot \Phi_n(E_n, r) dE_n \quad (10.7)$$

avec $\Phi_n(E_n, r)$ le flux de neutrons d'énergie E_n au point r , Σ_k la section efficace macroscopique de la réaction neutronique k produisant des photons ; $f_k(E_n \rightarrow E_\gamma)$ la fonction de distribution en énergie des photons issus de la réaction neutronique de type k à l'énergie des neutrons E_n . Si l'on considère l'échauffement photonique H_γ^i d'un matériau i , il s'exprime dans la grandeur Kerma :

$$H_\gamma^i = \langle K_\gamma^i, \Phi_\gamma \rangle \quad (10.8)$$

avec K_γ^i le facteur de Kerma du matériau i (avec \langle, \rangle désignant l'intégration sur l'espace des phases). L'échauffement ainsi exprimé est une fonctionnelle linéaire du flux photonique. Pour une variation δS de la source, nous écrivons le problème direct perturbé :

$$M_\gamma(\Phi_\gamma + \delta\Phi_\gamma) = S_{(n \rightarrow \gamma)} + \delta S_{(n \rightarrow \gamma)} \quad (10.9)$$

Nous pouvons définir, de façon classique, un opérateur adjoint M_γ^* qui se caractérise par la propriété suivante : pour tout vecteur u et v de l'espace des phases, $\langle u, M_\gamma v \rangle = \langle M_\gamma^* u, v \rangle$; et l'on définit le flux adjoint $\Phi_{\gamma, i}^*$ et l'équation adjointe au problème non perturbé par :

$$M_\gamma^* \Phi_{\gamma, i}^* = K_\gamma^i \quad (10.10)$$

A partir de l'équation du problème direct perturbé, on multiplie par le flux adjoint et on intègre sur l'espace des phases pour obtenir :

$$\langle \Phi_{\gamma, i}^*, M_\gamma \Phi_\gamma \rangle + \langle \Phi_{\gamma, i}^*, M_\gamma \delta\Phi_\gamma \rangle = \langle \Phi_{\gamma, i}^*, S_{(n \rightarrow \gamma)} \rangle + \langle \Phi_{\gamma, i}^*, \delta S_{(n \rightarrow \gamma)} \rangle \quad (10.11)$$

qui s'écrit encore :

$$\langle \Phi_{\gamma, i}^*, (M_\gamma \Phi_\gamma - S_{(n \rightarrow \gamma)}) \rangle + \langle M_\gamma^* \Phi_{\gamma, i}^*, \delta\Phi_\gamma \rangle = \langle \Phi_{\gamma, i}^*, \delta S_{(n \rightarrow \gamma)} \rangle \quad (10.12)$$

Le premier terme à gauche est zéro et le deuxième terme à gauche correspond à δH_γ^i , par conséquent nous obtenons les coefficients de sensibilité de l'échauffement de la forme :

$$\delta H_\gamma^i = \langle \Phi_{\gamma, i}^*, \delta S_{(n \rightarrow \gamma)} \rangle \quad (10.13)$$

L'inconvénient majeure de cette méthode, c'est qu'elle exige l'utilisation de codes de calcul et de données nucléaires de base spécifiquement développés pour cette application. Il va de soi que cela représente un investissement de calcul non négligeable.

10.2.2 Méthode directe

La méthode directe consiste à perturber directement un des paramètres impliqués et à calculer l'impact de cette modification sur la grandeur intégrale étudiée. Cette méthode simple peut être mise en œuvre à l'aide de n'importe quel code de calcul résolvant l'équation du transport des particules et ne nécessite aucune autre modification que celle du paramètre d'entrée. La principale difficulté de cette méthode, toutefois, c'est qu'il faut envisager autant de calculs que de paramètres à perturber. L'utilisation de codes déterministes pourrait alors être recommandée afin de minimiser les temps de calcul ; mais dans le cadre de notre étude, nous avons le souci d'être au plus proche des données nucléaires de base, c'est à dire d'effectuer des études "sans aucune approximation" avec des codes de simulations stochastiques utilisant la méthode de Monte-Carlo. Les études de sensibilité effectuées à l'aide de simulations Monte-Carlo doivent le plus souvent faire intervenir des techniques de biaisage spécifiques afin d'accélérer la convergence stochastique des résultats. Les études de sensibilités que nous avons réalisées sont toutes effectuées à l'aide de code de Monte-Carlo (MCNP et TRIPOLI4) dont les simulations sont basées sur des modèles non analogues avec réduction de variance (voir chapitre 1).

10.3 Les méthodes d'ajustement des données nucléaires de base

L'évaluation des données nucléaires de base est un processus d'ajustement complexe qui implique l'analyse des résultats de mesures provenant d'expériences dites différentielles ou intégrales et des résultats obtenus par la modélisation de ces expériences [148] [149] [150]. Nous verrons que la formulation de Bayes offre un cadre logique à l'évaluation et à l'ajustement des données nucléaires de base : elle montre comment une connaissance a priori (un fichier de données existant) peut être réactualisée avec une nouvelle information (des nouvelles mesures). Enfin, nous définirons la notion de représentativité et présenterons les études de représentativité en tant que domaine d'application des études d'ajustement.

10.3.1 Formulation Bayésienne

Les paramètres microscopiques

Les paramètres microscopiques désignent les valeurs élémentaires utilisées pour les modèles décrivant les phénomènes physiques. Ces paramètres sont obtenus par des expériences différentielles. Les paramètres microscopiques, déterministes mais inconnus sont les paramètres à estimer. Notons $\{X_i\}_{i=1..I}$ le vecteur des paramètres microscopiques qui désigne dans notre cas les données nucléaires de base utilisées. Une connaissance a priori des paramètres microscopiques est contenue dans la bibliothèque des données nucléaires de base utilisée et représentée par le vecteur $\{X_i^0\}_{i=1..I}$. La matrice carrée de variance-covariance associée à $\{X_i^0\}$ est supposée connue et notée Σ_{X^0} .

Principe d'entropie maximum

Le principe du maximum d'entropie¹⁴ justifie que *si seules la meilleure valeur (la moyenne) et l'erreur quadratique moyenne (l'écart-type) sont données, la distribution de probabilité optimale pour une nouvelle inférence est la gaussienne correspondante* (cf [152]).

¹⁴Il s'agit du concept d'entropie d'information introduit par Shannon (1948) [151] en tant que mesure de l'indétermination d'une distribution de probabilité. L'entropie d'information S d'une distribution continue de probabilité $p(x)$ est définie par : $S = - \int p(x) \ln(p(x)) dx$

Le vecteur aléatoire des paramètres microscopiques $\{X\}$ se caractérise par la connaissance que l'on a a priori de son espérance $\mathbb{E}(X) = X^0$ et de sa matrice de variance-covariance Σ_{X^0} . Par conséquent, en vertu du principe fondamental d'entropie maximum, la distribution gaussienne est la distribution de probabilité la plus probable pour décrire le caractère statistique de ce vecteur aléatoire. Suivant ce principe, la distribution a priori de X sachant X^0 (et sa matrice de covariance associée Σ_{X^0}) s'écrit :

$$P(X|X^0) = (2\pi)^{-\frac{I}{2}} |\Sigma_{X^0}|^{-\frac{1}{2}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}(X - X^0)^t \Sigma_{X^0}^{-1} (X - X^0)\right) \quad (10.14)$$

Les paramètres observables

Généralement les paramètres observables sont des grandeurs intégrales. Ici intégral signifie dépendant de nombreux phénomènes élémentaires et caractéristique d'un état global du système. Les paramètres du réacteur ou bien les quantités mesurées dans un réacteur par exemple sont des quantités dites intégrales. Désignons par $\{Y_j\}_{j=1\dots J}$ le vecteur des quantités intégrales mesurées. Par hypothèse, la valeur "vraie" notée Y des quantités intégrales observables peut être estimée à partir de modèles qui s'appuient sur la connaissance véritable notée X des paramètres microscopiques. Cela signifie qu'il existe une relation fonctionnelle du type $Y = f(X)$. Une connaissance a priori des valeurs du vecteur des observables Y est donnée par le vecteur noté $\{Y_j^0\}_{j=1\dots J}$ qui est le résultat d'une expérience de mesure et auquel est associé une matrice de variance-covariance notée Σ_{Y^0} . Remarquons que l'on a toutes les chances d'observer $Y^0 \neq f(X^0)$ (sinon l'ajustement ne serait plus à faire).

Le principe du maximum de vraisemblance

La vraisemblance d'obtenir ces valeurs Y^0 à partir des vraies valeurs du vecteur des paramètres X est donnée par la fonction de vraisemblance :

$$P(Y^0|X, X^0) = (2\pi)^{-\frac{J}{2}} |\Sigma_{Y^0}|^{-\frac{1}{2}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}(Y^0 - Y(X))^t \Sigma_{Y^0}^{-1} (Y^0 - Y(X))\right) \quad (10.15)$$

Le principe du maximum de vraisemblance recommande de prendre la valeur du paramètre qui maximise la fonction de vraisemblance.

La méthode de Bayes

Le théorème de Bayes, dans sa forme la plus simple, s'énonce à l'aide des probabilités conditionnelles comme suit :

$$P(A|BC) = \frac{P(B|AC)P(A|C)}{P(B|C)} \quad (10.16)$$

La formulation bayésienne peut être résumée de la sorte :

$$\text{a posteriori} \propto \frac{\text{vraisemblance} \times \text{a priori}}{\text{evidence}} \quad (10.17)$$

c'est à dire que la distribution a posteriori des paramètres microscopiques, qui est la distribution que l'on recherche, est donnée par le produit de la distribution a priori de ces paramètres et de

la fonction de vraisemblance des nouvelles données expérimentales ; si l'on pose $A = X$, $B = Y^0$ et $C = X^0$, on a :

$$P(X|Y^0, X^0) = \text{constante} \cdot P(X|X^0) \cdot P(Y^0|X, X^0) \quad (10.18)$$

et donc :

$$P(X|Y^0, X^0) \propto \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[(X - X^0)^t \Sigma_{X^0}^{-1} (X - X^0) + (Y^0 - Y(X))^t \Sigma_{Y^0}^{-1} (Y^0 - Y(X)) \right] \right\} \quad (10.19)$$

Le produit de deux distributions de lois normales est une distribution de loi normale si bien que la distribution de probabilité a posteriori suit une loi normale et s'écrit encore :

$$P(X|X^*) \propto \exp \left\{ -\frac{1}{2} (X - X^*)^t \Sigma_{X^*}^{-1} (X - X^*) \right\} \quad (10.20)$$

avec X^* le meilleur estimateur de X , c'est à dire le vecteur le plus probable de la distribution de probabilité a posteriori, ou encore celui qui maximise la vraisemblance a posteriori. La maximisation de cette fonction exponentielle (equation 10.19) équivaut à la minimisation d'un χ^2 généralisé :

$$\chi^2 \equiv (X - X^0)^t \Sigma_{X^0}^{-1} (X - X^0) + (Y^0 - Y(X))^t \Sigma_{Y^0}^{-1} (Y^0 - Y(X)) = \text{minimum} \quad (10.21)$$

Les équations 10.20 et 10.19 expriment deux distributions de probabilité a posteriori qui sont équivalentes et que l'on peut égaliser. Les arguments des exponentielles sont alors égaux à un facteur de normalisation près :

$$(X - X^*)^t \Sigma_{X^*}^{-1} (X - X^*) + Z = (X - X^0)^t \Sigma_{X^0}^{-1} (X - X^0) + (Y^0 - Y(X))^t \Sigma_{Y^0}^{-1} (Y^0 - Y(X)) \quad (10.22)$$

où Z représente la constante de normalisation de la relation de Bayes (indépendante de X^0).

10.3.2 Analyse du problème d'ajustement

Minimisation d'un critère composite

Remarquons que la solution de ce problème de minimisation doit réaliser un compromis entre une fidélité aux données mesurées, représentée par la minimisation du terme $(Y^0 - Y(X))^t \Sigma_{Y^0}^{-1} (Y^0 - Y(X))$, et une fidélité à une information a priori, représentée par la minimisation du terme $(X - X^0)^t \Sigma_{X^0}^{-1} (X - X^0)$. Plusieurs méthodes existent pour trouver la solution de ce problème de minimisation.

Fidélité aux données observables

La solution du problème pourrait être celle du maximum de vraisemblance (la vraisemblance étant la distribution dans laquelle la variable Y prend sa valeur observée Y^0 et le paramètre X devient la variable) :

$$X^* = \max_X P(Y^0|X, X^0) \quad (10.23)$$

Dans le cas particulier où cette distribution $P(Y^0|X, X^0)$ est gaussienne, la solution du maximum de vraisemblance devient :

$$X^* = \min_X \left(Y^0 - Y(X) \right)^t \Sigma_{Y^0}^{-1} \left(Y^0 - Y(X) \right) \quad (10.24)$$

qui est la solution des moindres carrés (pondérés par la matrice de variance-covariance $\Sigma_{Y^0}^{-1}$). La solution des moindres carrés minimise le carré de l'erreur entre le modèle $Y(X)$ et les données Y^0 et en ce sens elle procure une grande fidélité aux données observées Y^0 . Mais le problème est de savoir quelle confiance accorder à la solution obtenue par cette méthode, sachant que l'on ne dispose généralement que de peu de résultats d'expériences et que ces observations sont bruitées.

Fidélité aux données a priori

Une alternative au maximum de vraisemblance est de choisir une solution qui à la fois maximise la vraisemblance et appartient à une classe de solutions physiquement acceptables. La régularisation consiste à pénaliser certains choix (ou à renforcer certaines propriétés souhaitables) qui résument notre connaissance a priori de la solution [153] [154]. Dans le cadre Bayésien, le terme de régularisation se justifie comme une distribution de probabilité a priori.

10.3.3 Formulation linéaire

L'hypothèse linéaire

Supposons que Y est une fonction linéaire de X . On développe Y en série de Taylor tronquée au premier ordre autour de sa valeur moyenne X^0 . X^0 convient ici car c'est le meilleur estimateur a priori de la valeur exacte X .

$$Y(X) = Y(X^0) + S_Y \cdot (X - X^0) \quad (10.25)$$

où S_Y désigne la sensibilité des paramètres intégraux par rapport aux paramètres microscopiques :

$$(S_Y)_{j,i} = \left(\frac{\partial Y_j}{\partial X_i} \right)_{X=X^0} \quad (10.26)$$

Solution de Bayes

l'hypothèse supplémentaire de linéarité de la fonctionnelle f reliant les paramètres observables aux paramètres microscopiques permet de trouver une solution explicite au problème d'inférence Bayésienne. En substituant l'équation 10.25 dans l'équation 10.22, il vient :

$$\begin{aligned} & \left(X - X^* \right)^t \Sigma_{X^*}^{-1} \left(X - X^* \right) + Z = \left(X - X^0 \right)^t \Sigma_{X^0}^{-1} \left(X - X^0 \right) + \\ & \left[Y^0 - Y \left(X^0 \right) - S_Y \left(X - X^0 \right) \right]^t \Sigma_{Y^0}^{-1} \left[Y^0 - Y \left(X^0 \right) - S_Y \left(X - X^0 \right) \right] \end{aligned} \quad (10.27)$$

En posant $X - X^0 = X - X^* + X^* - X^0$ dans l'équation 10.27 et en réarrangeant les termes, il vient :

$$\begin{aligned}
 (X - X^*)^t \Sigma_{X^*}^{-1} (X - X^*) + Z &= (X - X^*)^t \left(\Sigma_{X^0}^{-1} + S_Y^t \Sigma_{Y^0}^{-1} S_Y \right) (X - X^*) \\
 &+ (X - X^*)^t \left[\left(\Sigma_{X^0}^{-1} + S_Y^t \Sigma_{Y^0}^{-1} S_Y \right) (X^* - X^0) - S_Y^t \Sigma_{Y^0}^{-1} (Y^0 - Y(X^0)) \right] \\
 &+ \left[(X^* - X^0)^t \left(\Sigma_{X^0}^{-1} + S_Y^t \Sigma_{Y^0}^{-1} S_Y \right) - (Y^0 - Y(X^0))^t \Sigma_{Y^0}^{-1} S_Y \right] (X - X^*) \\
 &\quad + (X^* - X^0)^t \Sigma_{X^0}^{-1} (X^* - X^0) \\
 &+ \left[Y^0 - Y(X^0) - S_Y (X^* - X^0) \right]^t \Sigma_{Y^0}^{-1} \left[Y^0 - Y(X^0) - S_Y (X^* - X^0) \right] \quad (10.28)
 \end{aligned}$$

Comme cette équation doit être vérifiée pour tout X , on égalise les termes quadratiques, linéaires et constants en $(X - X^*)$. Les termes quadratiques permettent d'obtenir l'équation de Bayes donnant l'expression de la matrice de variance-covariance a posteriori Σ_{X^*} , les termes linéaires permettent d'obtenir l'équation de Bayes donnant l'expression du vecteur des paramètres a posteriori X^* , et les termes constants donnent une expression appelée "Khi-deux bayésien".

Expression de la matrice de covariance a posteriori

L'égalisation des termes quadratiques de l'équation 10.28 donne l'expression de la matrice de covariance ajustée :

$$\Sigma_{X^*}^{-1} = \Sigma_{X^0}^{-1} + S_Y^t \Sigma_{Y^0}^{-1} S_Y \quad (10.29)$$

que l'on exprime encore :

$$\Sigma_{X^*} = \left[I + \Sigma_{X^0} S_Y^t \Sigma_{Y^0}^{-1} S_Y \right]^{-1} \cdot \Sigma_{X^0} \quad (10.30)$$

où I représente la matrice identité. Après quelques manipulations algébriques, on obtient :

$$\Sigma_{X^*} = \Sigma_{X^0} - \Sigma_{X^0} S_Y^t \left(S_Y \Sigma_{X^0} S_Y^t + \Sigma_{Y^0} \right)^{-1} S_Y \Sigma_{X^0} \quad (10.31)$$

Expression des paramètres microscopiques a posteriori

L'égalisation des termes linéaires de l'équation 10.28 permet d'obtenir l'équation de Bayes donnant l'expression du vecteur des paramètres a posteriori X^* :

$$\left(\Sigma_{X^0}^{-1} + S_Y^t \Sigma_{Y^0}^{-1} S_Y \right) (X^* - X^0) = S_Y^t \Sigma_{Y^0}^{-1} (Y^0 - Y(X^0)) \quad (10.32)$$

D'après l'équation 10.29, on constate que le terme de gauche est $\Sigma_{X^*}^{-1}$, que l'on inverse pour arriver à :

$$(X^* - X^0) = \Sigma_{X^*} S_Y^t \Sigma_{Y^0}^{-1} (Y^0 - Y(X^0)) \quad (10.33)$$

que l'on réécrit en utilisant l'équation 10.31 :

$$X^* = X^0 + \Sigma_{X^0} S_Y^t \left(S_Y \Sigma_{X^0} S_Y^t + \Sigma_{Y^0} \right)^{-1} (Y^0 - Y(X^0)) \quad (10.34)$$

Expression de la cohérence statistique des résultats

L'égalisation des termes constants de l'équation 10.28 donne l'expression :

$$Z = \left(Y^0 - Y(X^0) \right)^t \Sigma_{Y^0}^{-1} \left(Y^0 - Y(X^0) \right) - \left(Y^0 - Y(X^0) \right)^t \Sigma_{Y^0}^{-1} S_Y \Sigma_{X^0} \left[I + \Sigma_{X^0} S_Y^t \Sigma_{Y^0}^{-1} S_Y \right]^{-1} S_Y^t \Sigma_{Y^0}^{-1} \left(Y^0 - Y(X^0) \right) \quad (10.35)$$

qui se réduit à :

$$Z = \left(Y^0 - Y(X^0) \right)^t \left(S_Y \Sigma_{X^0} S_Y^t + \Sigma_{Y^0} \right)^{-1} \left(Y^0 - Y(X^0) \right) \quad (10.36)$$

Y^0 suit une loi normale de moyenne \bar{Y} et de variance Σ_{Y^0} et $Y(X^0)$ suit une loi normale de moyenne \bar{Y} et de variance $S_Y \Sigma_{X^0} S_Y^t$:

$$Y^0 \sim N(\bar{Y}, \Sigma_{Y^0}) \quad (10.37)$$

$$Y(X^0) \sim N(\bar{Y}, S_Y \Sigma_{X^0} S_Y^t) \quad (10.38)$$

et par conséquent $\left(Y^0 - Y(X^0) \right)^t \left(S_Y \Sigma_{X^0} S_Y^t + \Sigma_{Y^0} \right)^{-1} \left(Y^0 - Y(X^0) \right)$ suit une loi de Khi-deux à I degrés de libertés, avec $I = \dim(X)$, le nombre de paramètres microscopiques :

$$\left(Y^0 - Y(X^0) \right)^t \left(S_Y \Sigma_{X^0} S_Y^t + \Sigma_{Y^0} \right)^{-1} \left(Y^0 - Y(X^0) \right) \sim \chi^2(I) \quad (10.39)$$

On peut ainsi définir un domaine de confiance à $100 \cdot (1 - \alpha)\%$ sur X à partir de l'inégalité :

$$\left(Y(X) - Y(X^0) \right)^t \left(S_Y \Sigma_{X^0} S_Y^t + \Sigma_{Y^0} \right)^{-1} \left(Y(X) - Y(X^0) \right) \leq \chi_\alpha^2(I) \quad (10.40)$$

où $\chi_\alpha^2(I)$ est la valeur pour laquelle la fonction de répartition de la loi de Khi-deux à I degrés de libertés vaut $(1 - \alpha)$. Si le calcul de $Y(X)$ n'est pas toujours immédiat, il est également possible et plus simple de calculer une région de confiance pour X à partir de l'expression :

$$\left(X - X^* \right)^t \left(\Sigma_{X^*} \right)^{-1} \left(X - X^* \right) \leq \chi_\alpha^2(I) \quad (10.41)$$

Schéma itératif

L'hypothèse de linéarité entre les paramètres microscopiques et les paramètres observables est une approximation irréaliste. Pour obtenir une ré-estimation plus précise des paramètres microscopiques, il est possible d'utiliser une méthode itérative : le développement de Taylor peut être réalisé autour des estimations successives X^0, X^*, \dots, X^n obtenues par résolution des équations de Bayes (10.34 et 10.31) :

$$Y(X) = Y(X^n) + \left(\frac{\partial Y_j}{\partial X_i} \right)_{X=X^n} \cdot (X - X^n) \quad (10.42)$$

Ce schéma est très couteux puisqu'à chaque itération, il nécessite le calcul de matrices de sensibilité des paramètres intégraux vis à vis des paramètres microscopiques réactualisés, ce qui est bien souvent difficilement réalisable dans la pratique ¹⁵.

¹⁵Toutefois, en théorie, les calculs adjoints permettent de calculer des sensibilités "une fois pour toute", si bien que leur réactualisation ne devrait pas être un problème.

10.3.4 Formulation non linéaire

D'après les considérations du paragraphe 10.3.2, il est clair que la solution doit être fidèle à la fois aux données observées et aux données a priori. Le choix de la fonctionnelle régularisante a été justifiée par l'approche Bayésienne. Il est cependant possible de reformuler le problème avec des hypothèses très différentes (voir par exemple [155] et [156]). Au final, le problème revient toujours à un problème de minimisation de la forme :

$$\min_X \left(X - X^0 \right)^t \Sigma_{X^0}^{-1} \left(X - X^0 \right) + \left(Y^0 - Y(X) \right)^t \Sigma_{Y^0}^{-1} \left(Y^0 - Y(X) \right) \quad (10.43)$$

qui peut s'écrire sous la forme d'un problème du maximum de vraisemblance ou des moindres carrés non linéaires généralisés :

$$\min_Z \left(Z^0 - Z(X) \right)^t \Sigma_{Z^0}^{-1} \left(Z^0 - Z(X) \right) \quad (10.44)$$

avec $Z = \begin{bmatrix} X \\ Y \end{bmatrix}$ obtenu en empilant des vecteurs aléatoires indépendants X et $Y(X)$ de lois normales, d'espérances inconnues X^0 et Y^0 et de variance-covariance Σ_{X^0} et Σ_{Y^0} connues ; et $Z(X) = \begin{bmatrix} X \\ Y(X) \end{bmatrix}$. La résolution numérique du problème des moindres carrés non linéaires généralisés est effectuée généralement à l'aide de la méthode de Gauss-Newton. Il faut souligner que la première itération de cette méthode aboutit à la solution de Bayes du modèle linéaire.

10.3.5 Les études de représentativité

Considérons un paramètre intégral $\{F_k\}_{k=1:K}$ (différent du paramètre Y) et notons F^0 sa valeur estimée à partir d'une connaissance a priori des paramètres microscopiques (notée X^0) : $F^0 = F(X^0)$. La sensibilité S_F de ce paramètre intégral vis à vis des paramètres microscopiques peut être estimée a priori :

$$\left(S_F \right)_{k,i} = \left(\frac{\partial F_k}{\partial X_i} \right)_{X=X^0} \quad (10.45)$$

La loi de propagation des incertitudes permet d'exprimer la matrice de variance-covariance a priori de ce paramètre intégral :

$$\Sigma_{F^0} = S_F^t \Sigma_{X^0} S_F \quad (10.46)$$

L'ajustement réalisé à partir du paramètre intégral Y permet donc d'obtenir une estimation a posteriori de la matrice de variance-covariance de F . A partir de l'équation de Bayes 10.31 donnant l'expression de la matrice de variance-covariance des paramètres microscopiques a posteriori, on effectue le produit à gauche et à droite respectivement par S_F et S_F^t pour obtenir :

$$S_F \Sigma_{X^*} S_F^t = S_F \Sigma_{X^0} S_F^t - S_F \Sigma_{X^0} S_Y^t \left[S_Y \Sigma_{X^0} S_Y^t + \Sigma_{Y^0} \right]^{-1} S_Y \Sigma_{X^0} S_F^t \quad (10.47)$$

que l'on réécrit en tenant compte de la loi de propagation des incertitudes (équation 10.46) :

$$\Sigma_{F^*} = \Sigma_{F^0} - S_F \Sigma_{X^0} S_Y^t \left[S_Y \Sigma_{X^0} S_Y^t + \Sigma_{Y^0} \right]^{-1} S_Y \Sigma_{X^0} S_F^t \quad (10.48)$$

Cette équation permet d'exprimer un facteur de réduction d'incertitudes sur le paramètre F . L'expression de ce facteur de réduction d'incertitude fait apparaître un facteur de représentativité et la notion de représentativité.

Le facteur de représentativité

Pour bien fixer les idées, supposons $K = 1$, $I > 1$, et $J = 1$. Le facteur de représentativité noté R , est le facteur de corrélation entre $F(X)$ et $Y(X)$ sachant les incertitudes sur X . Il s'exprime comme :

$$R(F, Y) = \frac{(S_F^t \Sigma_{X^0} S_Y)}{\sqrt{(S_F^t \Sigma_{X^0} S_F)(S_Y^t \Sigma_{X^0} S_Y)}} \quad (10.49)$$

La représentativité est jugée acceptable si ce facteur est supérieur à une valeur seuil R_s à définir en fonction du niveau de confiance que l'on veut accorder au modèle d'ajustement.

Le facteur de réduction d'incertitudes

Le facteur de réduction d'incertitude du paramètre intégral F est le rapport des incertitudes a posteriori sur les incertitudes a priori ; d'après l'équation 10.48 :

$$\frac{\Sigma_{F^*}}{\Sigma_{F^0}} = 1 - \frac{R(F, Y)^2}{1 + \Sigma_{Y^0} / (S_Y^t \Sigma_{X^0} S_Y)} \quad (10.50)$$

La figure 10.1 reproduit la variation du facteur de réduction d'incertitudes (qui est le rapport des incertitudes a posteriori sur a priori) pour différentes valeurs de représentativité, en fonction du rapport des incertitudes expérimentales sur les incertitudes de calcul a priori.

Bien que les paramètres microscopiques "a posteriori" n'apparaissent pas explicitement dans l'équation 10.50, pour que cette réduction d'incertitude soit effective, il est nécessaire que F^* soit estimé à partir des paramètres "a posteriori" X^* donnés par l'équation 10.34, ou que la valeur calculée a priori soit corrigée de $S_Y \cdot \Delta X$.

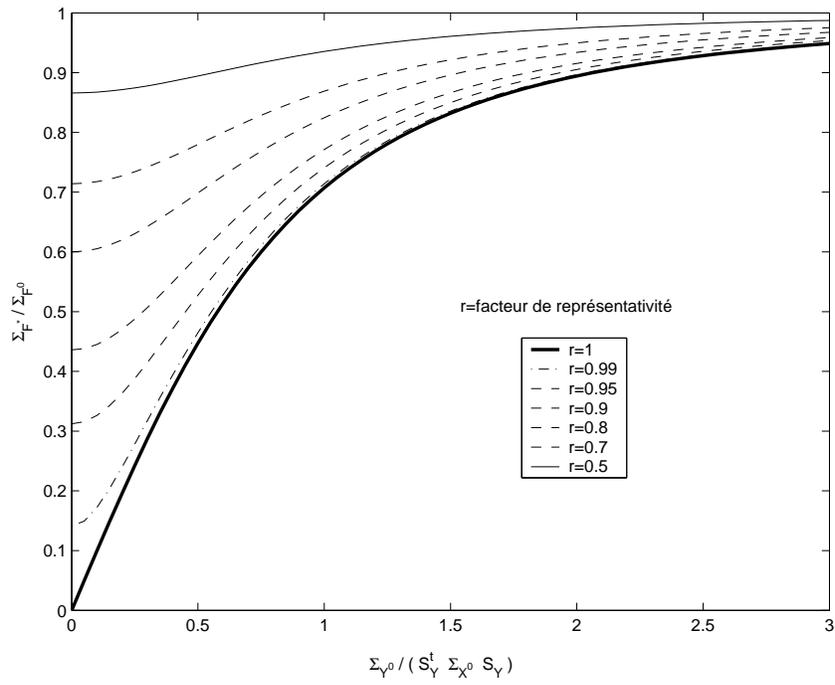


FIG. 10.1 – Facteur de réduction d'incertitude en fonction du facteur de représentativité et des incertitudes expérimentales

10.4 Méthodologie d'ajustement appliquée aux paramètres macroscopiques de l'échauffement photonique

L'échauffement photonique peut être décomposé en trois contributions : l'échauffement dû aux photons de fission prompts $e_{\gamma,pr}$, l'échauffement dû aux photons de fissions retardés à l'équilibre $e_{\gamma,ret}$ et l'échauffement dû aux photons de capture (et de ralentissement inélastique) noté $e_{\gamma,capt}$;

$$e_{\gamma} = e_{\gamma,pr} + e_{\gamma,ret} + e_{\gamma,capt} \quad (10.51)$$

L'échauffement dû aux photons de fission prompts s'exprime par :

$$e_{\gamma,pr} = \int_{E_{\gamma}} \int_{\Omega} \int_{E_n} \int_{E'_{\gamma}} K_{\gamma}(E_{\gamma}) \cdot \Phi_n(E_n) \cdot \sigma_{\gamma,pr}(E_n, E'_{\gamma}) \cdot G(\vec{r}^I, E'_{\gamma} \rightarrow \vec{r}, E_{\gamma}) \quad dE_n dE'_{\gamma} d\Omega dE_{\gamma} \quad (10.52)$$

avec K_{γ} le Kerma gamma du matériau considéré et $\sigma_{\gamma,pr}(E_n, E'_{\gamma})$ qui désigne l'ensemble des productions photoniques par fissions (induites par des neutrons d'énergie E_n) contribuant au flux photonique d'énergie E_{γ} à l'emplacement \vec{r}^I du matériau considéré via la fonction de Green $G(\vec{r}^I, E'_{\gamma} \rightarrow \vec{r}, E_{\gamma})$. En toute généralité, l'ajustement des données nucléaires consiste en l'introduction d'une fonction $X_1(E_n, E'_{\gamma})$ permettant d'obtenir un échauffement ré-estimé par :

$$e_{\gamma,pr}^1 = \int_{E_{\gamma}} \int_{\Omega} \int_{E_n} \int_{E'_{\gamma}} K_{\gamma}(E_{\gamma}) \cdot \Phi_n(E_n) \cdot [X_1(E_n, E'_{\gamma}) \cdot \sigma_{\gamma,pr}(E_n, E'_{\gamma})] \cdot G \quad dE_n dE'_{\gamma} d\Omega dE_{\gamma} \quad (10.53)$$

Le faible nombre de données intégrales dont nous disposons ne nous permet pas d'évaluer $X_1(E_n, E'_{\gamma})$ de façon générale, aussi nous allons rechercher X_1 sous forme d'une constante de telle sorte que :

$$e_{\gamma,pr}^1 = X_1 \cdot e_{\gamma,pr} \quad (10.54)$$

Cette démarche simplificatrice nous permet d'envisager une ré-estimation - non pas des données microscopiques ; mais de l'échauffement prompt macroscopique. Evidemment, X_1 est a priori dépendant de la configuration de calcul de l'échauffement. Par un raisonnement analogue sur les échauffements retardés et dûs aux captures, nous exprimons l'échauffement total sous la forme :

$$e_{\gamma} = X_1 \cdot e_{\gamma,pr} + X_2 \cdot e_{\gamma,ret} + X_3 \cdot e_{\gamma,capt} \quad (10.55)$$

Actuellement, l'échauffement se calcule en prenant :

$$X_1 = X_1^0 = 1 \quad (10.56)$$

$$X_2 = X_2^0 = 1 \quad (10.57)$$

$$X_3 = X_3^0 = 1 \quad (10.58)$$

En utilisant la méthodologie d'ajustement précédemment décrite (cf §10.3), nous allons ré-évaluer ces coefficients sur la base des mesures intégrales ADAPh :

– échauffement gamma total mesuré dans MINERVE : C/E=0.72 ± 7.5% (1σ)

– échauffement gamma retardé mesuré dans MINERVE : C/E=0.88 ± 5.5% (1σ)

On remarque que compte tenu du modèle utilisé, $e_{\gamma,pr}$, $e_{\gamma,ret}$ et $e_{\gamma,capt}$ correspondent respectivement aux sensibilités de l'échauffement à nos paramètres d'ajustement X_1 , X_2 et X_3 :

$$e_{\gamma,pr} = \left. \frac{\partial e_{\gamma}}{\partial X_1} \right|_{X_1^0} \quad (10.59)$$

$$e_{\gamma,ret} = \left. \frac{\partial e_{\gamma}}{\partial X_2} \right|_{X_2^0} \quad (10.60)$$

$$e_{\gamma,capt} = \left. \frac{\partial e_{\gamma}}{\partial X_3} \right|_{X_3^0} \quad (10.61)$$

En reprenant l'évaluation d'incertitude "a priori" du §5.3.3, nous adoptons les incertitudes "a priori" suivantes sur X_1 , X_2 et X_3 :

- $X_1^0 = 1 \pm 19.4\%$ (1σ)
- $X_2^0 = 1 \pm 15.0\%$ (1σ)
- $X_3^0 = 1 \pm 26.1\%$ (1σ)

car

$$u(e_\gamma) = \sqrt{\left(\frac{\partial e_\gamma}{\partial X_1}\right)^2 \cdot u^2(X_1) + \left(\frac{\partial e_\gamma}{\partial X_2}\right)^2 \cdot u^2(X_2) + \left(\frac{\partial e_\gamma}{\partial X_3}\right)^2 \cdot u^2(X_3)} \quad (10.62)$$

d'où l'on déduit :

$$u(X_1) = \frac{u(e_\gamma) \Big|_{\substack{u(X_2) = 0 \\ u(X_3) = 0}}}{\left(\frac{\partial e_\gamma}{\partial X_1}\right)} \quad (10.63)$$

$$u(X_2) = \frac{u(e_\gamma) \Big|_{\substack{u(X_1) = 0 \\ u(X_3) = 0}}}{\left(\frac{\partial e_\gamma}{\partial X_2}\right)} \quad (10.64)$$

$$u(X_3) = \frac{u(e_\gamma) \Big|_{\substack{u(X_1) = 0 \\ u(X_2) = 0}}}{\left(\frac{\partial e_\gamma}{\partial X_3}\right)} \quad (10.65)$$

C'est à dire que si l'on se place à l'équilibre des émissions retardées, les coefficients de sensibilités de l'échauffement gamma au centre de MINERVE sont :

$$\left(\frac{\partial e_\gamma}{\partial X_1}\right) = 0.4128 \quad (10.66)$$

$$\left(\frac{\partial e_\gamma}{\partial X_2}\right) = 0.3000 \quad (10.67)$$

$$\left(\frac{\partial e_\gamma}{\partial X_3}\right) = 0.2874 \quad (10.68)$$

A partir de ces sensibilités et de l'estimation d'incertitude a priori du §5.3.3, on déduit :

$$u(X_1) \approx \frac{0.08}{0.4128} \approx 19.4\% \quad (10.69)$$

$$u(X_2) \approx \frac{0.045}{0.3} \approx 15.0\% \quad (10.70)$$

$$u(X_3) \approx \frac{0.075}{0.2874} \approx 26.1\% \quad (10.71)$$

Le problème d'ajustement s'écrit :

$$X^* = \min_X \left[(Y^0 - Y(X))^t \cdot \Sigma_{Y^0}^{-1} \cdot (Y^0 - Y(X)) + (X^0 - X)^t \cdot \Sigma_{X^0}^{-1} \cdot (X^0 - X) \right] \quad (10.72)$$

avec Y^0 qui désigne les deux mesures intégrales réalisées sur MINERVE :

$$Y^0 = \begin{pmatrix} Y_1^0 \\ Y_2^0 \end{pmatrix} \quad (10.73)$$

où Y_1^0 et Y_2^0 désignent respectivement l'échauffement gamma total et l'échauffement gamma retardés mesurés. Les incertitudes associées à ces mesures prennent en compte de façon quadratique les incertitudes expérimentales et les biais de modélisation ; la matrice de variance-covariance associée s'écrit a priori :

$$\Sigma_{Y^0} = \begin{pmatrix} \sigma^2(Y_1^0) & 0 \\ 0 & \sigma^2(Y_2^0) \end{pmatrix} \quad (10.74)$$

X désigne les paramètres microscopiques à ré-estimer :

$$X = \begin{pmatrix} X_1 \\ X_2 \\ X_3 \end{pmatrix} \quad (10.75)$$

où X^0 et X^* désignent respectivement les valeurs a priori et a posteriori du vecteur des paramètres. La matrice de covariance de X s'écrit a priori :

$$\Sigma_{X^0} = \begin{pmatrix} \sigma^2(X_1^0) & 0 & 0 \\ 0 & \sigma^2(X_2^0) & 0 \\ 0 & 0 & \sigma^2(X_3^0) \end{pmatrix} \quad (10.76)$$

Enfin, $Y(X)$ désigne les grandeurs intégrales calculées à partir des paramètres X , destinées à être comparées aux grandeurs mesurées Y^0 . La sensibilité de la grandeur intégrale $Y(X)$ par rapport au paramètre X s'écrit :

$$S_Y = \begin{pmatrix} \left. \frac{\partial Y_1}{\partial X_1} \right|_{X_1^0} & \left. \frac{\partial Y_1}{\partial X_2} \right|_{X_2^0} & \left. \frac{\partial Y_1}{\partial X_3} \right|_{X_3^0} \\ 0 & \left. \frac{\partial Y_2}{\partial X_2} \right|_{X_2^0} & 0 \end{pmatrix} \quad (10.77)$$

En linéarisant $Y(X) = Y(X^0) + S_Y \cdot (X - X^0)$, la solution de ce problème est donnée par les équations :

$$\begin{cases} X^* &= X^0 + \Sigma_{X^0} S_Y^t (S_Y \Sigma_{X^0} S_Y^t + \Sigma_{Y^0})^{-1} (Y^0 - Y(X^0)) \\ \Sigma_{X^*} &= \Sigma_{X^0} - \Sigma_{X^0} S_Y^t (S_Y \Sigma_{X^0} S_Y^t + \Sigma_{Y^0})^{-1} S_Y \Sigma_{X^0} \end{cases} \quad (10.78)$$

Les solutions numériques obtenues sont présentées dans le tableau 10.1.

TAB. 10.1 – Composantes a priori et a posteriori (ré-estimées) de l'échauffement gamma dans le réacteur MINERVE et incertitudes (1σ) associées (L'échauffement total $Y_1(X)$ résultant des valeurs a priori des paramètres a été arbitrairement normalisé à 1).

Paramètre	Valeur a priori	Incertitude a priori	Valeur a posteriori	Incertitude a posteriori
X_1	1	19.4%	1.2264	13.5%
X_2	1	15.0%	1.1278	5.1%
X_3	1	26.1%	1.3227	16.5%
$Y_1(X)$	1	12.5%	1.2344	6.4%

10.5 Méthode générale de ré-évaluation des échauffements gamma dans le RJH

Pour pouvoir appliquer cette correction, nous devons vérifier que la représentativité des expériences vis à vis de la configuration RJH est acceptable. L'échauffement total dans le RJH s'exprime par :

$$e_{\gamma}^{rjh} = X_1 \cdot e_{\gamma,pr}^{rjh} + X_2 \cdot e_{\gamma,ret}^{rjh} + X_3 \cdot e_{\gamma,capt}^{rjh} \quad (10.79)$$

Le vecteur de sensibilité est donc :

$$S_Y^{rjh} = \left(\frac{\partial e_{\gamma}^{rjh}}{\partial X_1} \Big|_{X_1^0} \frac{\partial e_{\gamma}^{rjh}}{\partial X_2} \Big|_{X_2^0} \frac{\partial e_{\gamma}^{rjh}}{\partial X_3} \Big|_{X_3^0} \right) = \left(e_{\gamma,pr}^{rjh} e_{\gamma,ret}^{rjh} e_{\gamma,capt}^{rjh} \right) \quad (10.80)$$

L'étude de représentativité pour le RJH consiste à déterminer la corrélation R entre les vecteurs de sensibilités S_Y^{rjh} et $S_Y^{minerve}$. Mathématiquement, il n'existe pas de règles strictes permettant de définir le seuil de représentativité d'une façon universelle. Aussi, nous avons estimé qu'une valeur acceptable pour ce seuil est $R_s = 0.99$; ce choix sera justifié a posteriori par les résultats présentés dans le paragraphe §10.5.2.

10.5.1 Etudes de sensibilités pour différents dispositifs et différentes configurations

Les études d'échauffements gamma dans le RJH que nous présentons portent sur les dispositifs chouca isolés et les dispositifs chouca groupés (cf §4.3.8) placés en différentes positions radiales du centre à la périphérie du cœur (voir figure 10.2). Quatre dispositifs chouca isolés sont étudiés : "CI1" désigne un chouca isolé placé au centre parmi les assemblages de la première couronne, "CI2" un chouca isolé de la deuxième couronne, "CI3a" et "CI3b" deux chouca isolés de la troisième couronne (l'un à proximité de l'écran Zircaloy, l'autre à proximité du réflecteur Beryllium). De la même manière, "CG1", "CG2" et "CG3" désignent respectivement les chouca groupés de la première, deuxième et troisième couronne. Les échauffements sont déterminés au centre axial du cœur, au niveau d'un milieu homogénéisé constitué du caloporteur NaK et d'un échantillon de matériau en inox dans chacun des dispositifs. Dans le cas des chouca groupés, on distingue les trois portes échantillons par les dénominations "A", "B" et "C"; si rien n'est précisé, il s'agit d'un résultat moyen sur "A", "B" et "C". Nous allons étudier l'ensemble des ces dispositifs successivement dans la configuration où aucune barre de contrôle en Hafnium n'est insérée et dans la configuration où toutes les barres en Hafnium sont insérées. Dans ce dernier cas, nous examinerons aussi les conditions d'échauffements gamma au niveau d'une barre de contrôle en Hafnium placé dans l'assemblage central.

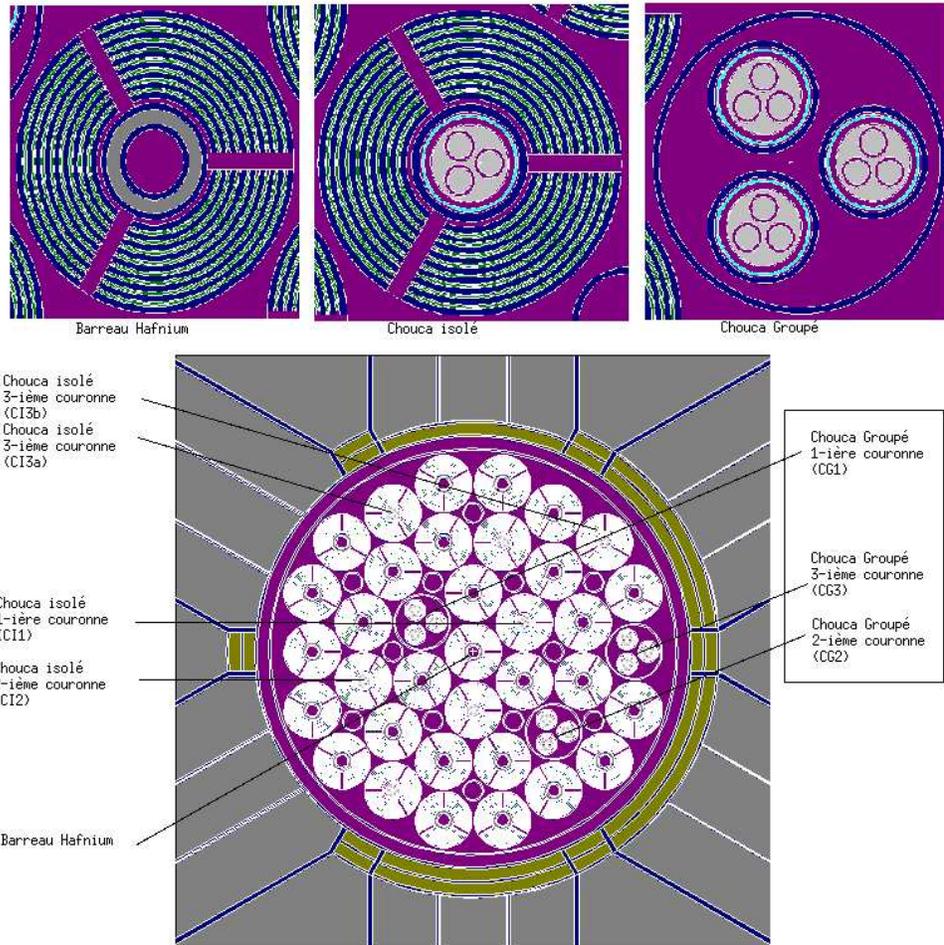


FIG. 10.2 – Configuration du cœur RJH et dispositifs étudiés pour la ré-estimation des échauffements gamma

Cas des dispositifs Chouca isolés

Les tableaux 10.3 et 10.2 fournissent les résultats d'études de sensibilités des échauffements gamma dûs aux émissions prompts pour les configurations barrées et non barrées. Pour MINERVE, les contributions relatives à la dose gamma sont calculées dans un volume d'air situé au centre axial du cœur, à l'intérieur du dispositif d'irradiation des TLD (désigné par "CAC", c'est à dire la Canne d'Aluminium au Centre radial du cœur). Nous avons vérifié que pour un même flux photonique, la réponse d'échauffement relative au domaine d'énergie des photons incidents calculée dans l'air est représentative de l'ensemble des matériaux de faibles numéros atomiques (C, Al, Fe, ...), et en particulier du matériau homogène (NaK+Inox) dans lequel on calcule les échauffements des dispositifs du RJH (cette corrélation des fonctions réponses d'échauffement des matériaux de faibles numéros atomiques a déjà été mise en évidence au §3.3.5). Dans MINERVE, les doses gamma et neutron spécifiées correspondent aux doses moyennes intégrées par les TLD, déterminées par calcul. Dans ces deux tableaux, on remarque que :

- Les principaux isotopes contribuant à l'échauffement gamma des dispositifs sont : U235 (par fissions et captures), U238 (par captures et diffusions inélastiques) et Al (par diffusions inélastiques et captures).
- Il existe une nette différence de contribution des captures de U238 à l'échauffement entre le RJH et MINERVE (respectivement 7% et 25%). Cela vient des différences d'enrichissement en U235 : dans la zone expérimentale de MINERVE, les crayons combustibles sont enrichis à 3% tandis que dans le RJH l'enrichissement du combustible est de 20%. Pour une même masse de U235, il y a donc environ 8 fois plus de U238 dans MINERVE que dans RJH, ce qui explique que la contribution relative de U238 à l'échauffement soit plus importante dans MINERVE que dans RJH.
- Lorsque les barres de Hafnium sont insérées, les émissions gamma par capture du Hafnium contribuent jusqu'à 11% de l'échauffement gamma prompt des dispositifs.

TAB. 10.2 – Echauffement gamma, échauffement neutronique, échauffement total et contributions isotopiques à l'échauffement gamma des dispositifs chouca isolés placés de la première à la troisième couronne du cœur RJH U_3Si_2 à 27% (Configuration toutes barres de contrôle en Hafnium non-insérées)

Réacteurs		MINERVE 10 W	RJH combustible U_3Si_2 (27% U5) 100 MW			
Dispositifs		CAC	CI1	CI2	CI3a	CI3b
Contrib. isot. éch. γ	U235	57.0%	71.1%	71.5%	69.8%	70.6%
	U238	24.5%	6.7%	6.5%	6.3%	6.3%
	Al	5.2%	7.7%	8.1%	8.9%	8.9%
	Fe	1.4%	4.0%	4.1%	4.2%	4.3%
	Cr	0.6%	1.4%	1.4%	1.5%	1.5%
	Zr	3.7%	0.3%	0.3%	0.6%	1.2%
	Mo	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%
	Hf	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%
	Be	0.0%	0.0%	0.1%	0.3%	0.2%
	Reste	7.7%	8.8%	8.0%	8.5%	7.0%
	Total	100%	100%	100%	100%	100%
Ech. (γ) (W/g)		8.22E-7	9.4	8.4	6.4	5.3
Ech. (n) (W/g)		9.17E-8	0.5	0.4	0.3	0.3
Ech. tot. (W/g)		9.14E-7	9.9	8.8	6.7	5.6
Contribution (n/tot)		10.0%	4.8%	4.8%	4.8%	4.7%

TAB. 10.3 – Echauffement gamma, échauffement neutronique, échauffement total et contributions isotopiques à l'échauffement gamma des dispositifs chouca isolés placés de la première à la troisième couronne du cœur RJH U_3Si_2 à 27% (Configuration toutes barres de contrôle en Hafnium insérées)

Réacteurs		MINERVE 10 W	RJH combustible U_3Si_2 (27% U5) 100 MW			
Dispositifs		CAC	CI1	CI2	CI3a	CI3b
Contrib. isot. éch. γ	U235	57.0%	65.0%	65.1%	65.7%	64.8%
	U238	24.5%	7.2%	7.0%	6.9%	6.5%
	Al	5.2%	6.7%	7.0%	8.1%	8.1%
	Fe	1.4%	4.5%	4.2%	4.4%	4.6%
	Cr	0.6%	1.6%	1.4%	1.7%	1.6%
	Zr	3.7%	0.3%	0.1%	0.9%	1.5%
	Mo	0.0%	0.0%	0.0%	0.1%	0.1%
	Hf	0.0%	10.3%	10.9%	9.5%	8.3%
	Be	0.0%	0.0%	0.1%	0.5%	0.2%
	Reste	7.7%	4.4%	4.2%	2.1%	4.3%
	Total	100%	100%	100%	100%	100%
Ech. (γ) (W/g)		8.22E-7	10.7	9.6	7.8	6.6
Ech. (n) (W/g)		9.17E-8	0.6	0.5	0.4	0.3
Ech. tot. (W/g)		9.14E-7	11.3	10.1	8.1	6.9
Contribution (n/tot)		10.0%	5.0%	5.0%	4.8%	4.9%

Cas des dispositifs Chouca groupés

Les tableaux 10.5 et 10.4 fournissent les études de sensibilités de l'échauffement gamma dû aux émissions promptes dans les dispositifs chouca groupés pour les configurations barrées et non-barrées. Globalement, il apparaît que :

- La contribution des isotopes U235 et U238 à l'échauffement est moins importante que pour les chouca isolés. Cette différence s'explique par une contribution accrue des gamma de captures des isotopes de structures Al, Fe et Cr.
- A la périphérie du cœur, le réflecteur réfléchit et thermalise les neutrons, ce qui provoque une augmentation des captures radiatives des isotopes de structures : la contribution de l'aluminium par exemple va jusqu'à atteindre 16% de l'échauffement gamma prompt.
- Lorsque les barres de contrôle sont insérées, les gamma de capture du Hafnium contribuent jusqu'à 16% de l'échauffement gamma prompt.

Cas des barres de contrôle en Hafnium

Le tableau 10.6 fournit les résultats des études de sensibilités de l'échauffement gamma dû aux émissions promptes dans une barre de Hafnium au centre du cœur pour une configuration où toutes les barres sont insérées. La contribution des gamma de captures du Hafnium est majoritaire et représente 47.5% de l'échauffement gamma prompt total de la barre. Ces résultats ont été obtenus en utilisant la bibliothèque ENDL92 conformément aux recommandations établies au §3.4.4.

10.5.2 Synthèse des résultats

Les tableaux 10.7 et 10.8 présentent les résultats des études de sensibilités, les valeurs calculées d'échauffements gamma a priori et leurs incertitudes, les facteurs de représentativité, les valeurs calculées d'échauffements gamma ré-estimés et leurs incertitudes a posteriori pour les

TAB. 10.4 – Échauffement gamma, échauffement neutronique, échauffement total et contributions isotopiques à l'échauffement gamma des dispositifs chouca groupés (dans les trois portes échantillons) placés de la première à la troisième couronne du cœur RJH U_3Si_2 à 27% (Configuration toutes barres de contrôle en Hafnium non-insérées)

Réacteurs Puissance		MINERVE 10 W	RJH combustible U_3Si_2 (27% U5) 100 MW								
Dispositifs		CAC	CG1			CG2			CG3		
Contrib. isot. éch. γ	U235	57.0%	63.3%	63.5%	62.4%	61.5%	60.8%	63.8%	59.8%	50.6%	59.6%
	U238	24.5%	5.2%	5.2%	5.1%	4.9%	4.6%	5.0%	4.5%	4.0%	4.5%
	Al	5.2%	11.6%	11.2%	11.7%	12.0%	12.4%	11.8%	13.0%	16.4%	12.9%
	Fe	1.4%	7.1%	6.8%	6.9%	7.0%	7.4%	6.9%	7.7%	10.6%	7.8%
	Cr	0.6%	2.6%	2.4%	2.6%	2.6%	2.6%	2.5%	2.9%	3.9%	2.8%
	Zr	3.7%	0.3%	0.3%	0.4%	0.6%	0.6%	0.5%	1.2%	2.1%	1.1%
	Mo	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%
	Hf	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%
	Be	0.0%	0.1%	0.0%	0.1%	0.1%	0.1%	0.0%	0.1%	0.2%	0.1%
	Reste	7.7%	9.9%	10.5%	10.9%	11.5%	11.5%	9.5%	10.9%	12.1%	11.2%
	Total	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%
Ech. (γ) (W/g)		8.22E-7	7.92	8.28	7.85	5.68	5.30	6.13	4.24	3.25	4.36
Ech. (n) (W/g)		9.17E-8	0.36	0.37	0.35	0.26	0.24	0.27	0.18	0.13	0.18
Ech. tot. (W/g)		9.14E-7	8.28	8.65	8.21	5.94	5.54	6.41	4.42	3.38	4.55
Contribution n/(tot)		10.0%	4.4%	4.3%	4.3%	4.3%	4.3%	4.3%	4.1%	3.8%	4.0%

TAB. 10.5 – Échauffement gamma, échauffement neutronique, échauffement total et contributions isotopiques à l'échauffement gamma des dispositifs chouca groupés (dans les trois portes échantillons) placés de la première à la troisième couronne du cœur RJH U_3Si_2 à 27% (Configuration toutes barres de contrôle en Hafnium insérées)

Réacteurs Puissance		MINERVE 10 W	RJH combustible U_3Si_2 (27% U5) 100 MW								
Dispositifs		CAC	CG1			CG2			CG3		
Contrib. isot. éch. γ	U235	57.0%	53.8%	52.6%	52.4%	52.2%	50.9%	52.4%	50.1%	42.1%	49.2%
	U238	24.5%	5.9%	5.8%	5.9%	5.6%	5.3%	5.7%	4.7%	4.3%	5.4%
	Al	5.2%	10.6%	10.0%	10.6%	10.5%	11.0%	10.6%	12.1%	16.1%	11.9%
	Fe	1.4%	7.3%	7.0%	7.5%	7.4%	7.9%	7.2%	8.5%	12.1%	8.5%
	Cr	0.6%	2.7%	2.5%	2.8%	2.8%	2.8%	2.6%	3.0%	4.4%	3.2%
	Zr	3.7%	0.2%	0.2%	0.5%	0.6%	0.7%	0.7%	1.2%	2.9%	1.5%
	Mo	0.0%	0.0%	0.0%	0.1%	0.0%	0.0%	0.1%	0.0%	0.3%	0.2%
	Hf	0.0%	16.2%	16.0%	16.3%	16.2%	15.9%	16.1%	15.7%	13.5%	15.3%
	Be	0.0%	0.0%	0.0%	0.1%	0.1%	0.0%	0.1%	0.0%	0.6%	0.4%
	Reste	7.7%	3.3%	5.8%	3.7%	4.7%	5.4%	4.6%	4.6%	3.8%	4.4%
	Total	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%
Ech. (γ) (W/g)		8.22E-7	8.5	8.9	8.4	6.1	5.7	6.7	4.7	3.8	5.0
Ech. (n) (W/g)		9.17E-8	0.4	0.4	0.4	0.3	0.3	0.3	0.2	0.1	0.2
Ech. tot. (W/g)		9.14E-7	8.9	9.3	8.8	6.4	6.0	7.0	5.0	3.9	5.2
Contribution n/(tot)		10.0%	4.7%	4.6%	4.4%	4.4%	4.4%	4.4%	4.5%	3.7%	4.0%

TAB. 10.6 – Echauffement gamma, échauffement neutronique, échauffement total et contributions isotopiques à l'échauffement gamma d'une barre de contrôle en Hafnium placée au centre du cœur RJH U_3Si_2 à 27% (Configuration toutes barres de contrôle en Hafnium insérées)

Réacteurs		MINERVE 10 W	RJH combustible U_3Si_2 (27% U5) 100 MW
Dispositifs		CAC	BHf1
Contrib. isot. éch. γ	U235	57.0%	40.4%
	U238	24.5%	4.6%
	Al	5.2%	4.4%
	Fe	1.4%	0.6%
	Cr	0.6%	0.2%
	Zr	3.7%	0.1%
	Mo	0.0%	0.0%
	Hf	0.0%	47.5%
	Be	0.0%	0.0%
	Reste	7.7%	2.1%
	Total	100%	100%
Ech. (γ) (W/g)		8.22E-7	18.5
Ech. (n) (W/g)		9.17E-8	0.03
Ech. tot. (W/g)		9.14E-7	18.5
Contribution (n/tot)		10.0%	0.2%

différents dispositifs dans le RJH et pour le dispositif d'irradiation utilisé dans MINERVE lors des expériences ADAPh.

L'échauffement dû aux gamma retardés dans MINERVE est intégré sur la durée totale des expériences d'irradiation (dont 20 minutes à puissance constante de 10 W), tandis que dans RJH, on prend par hypothèse la contribution à l'équilibre des émissions retardées ; c'est ce qui explique la différence de contribution des gamma retardés au centre de RJH comparée au centre MINERVE (respectivement 29.4% et 24.4% de l'échauffement gamma total) .

Dans la configuration RJH où les barres de Hafnium ne sont pas insérées : l'ensemble des dispositifs qui sont entourés de combustible satisfont le critère de représentativité : c'est le cas des dispositifs chouca isolés quel que soit leur emplacement en cœur parce qu'ils sont placés au centre des assemblages et qu'ils bénéficient directement des émissions gamma des couronnes combustibles. Pour la même raison, les chouca groupés de la première et deuxième couronne sont entourés d'assemblages combustibles et satisfont encore le critère de représentativité, même si celle-ci tend à se dégrader. En revanche, le dispositif chouca groupé de la troisième couronne (placé contre le réflecteur) ne satisfait plus le critère. Plus précisément 2 des 3 portes échantillons de ce dispositif satisfont encore le critère, mais le troisième porte-échantillon, placé contre le réflecteur, voit une contribution nettement supérieure des émissions gamma de capture sur l'aluminium, le fer, le Cr, le Zr et le Be, qui dégradent sa représentativité (cf tableau 10.4).

Dans la configuration RJH où les barres de Hafnium sont toutes insérées, seuls les chouca isolés présentent un critère de représentativité $R > 0.99$ acceptable du fait de l'environnement combustible. L'échauffement gamma des chouca groupés n'est pas représentatif des mesures ADAPh MINERVE car la contribution du Hf devient importante (jusqu'à 16% de l'échauffement prompt).

Enfin, les échauffements gamma des barres de Hf ne sont absolument pas représentatifs des conditions d'échauffement gamma rencontrées lors des expériences ADAPh.

TAB. 10.7 – Ajustement des échauffements gamma au niveau des dispositifs expérimentaux du RJH (cœur U_3Si_2 à 27%). Les barres des contrôle en Hafnium ne sont pas insérées.

Cœur Emplacement	Sensibilités			Echauff γ a priori $e_\gamma \pm 1\sigma$	Représentativité		Echauff γ a posteriori $e_\gamma^1 \pm 1\sigma$
	$e_{\gamma,pr}$	$e_{\gamma,ret}$	$e_{\gamma,capt}$		R	Accept.	
MINERVE Canne alu Centre	0.4233	0.2441	0.3326	1.0 \pm 12.5%	1	☺	1.2344 \pm 6.4%
RJH U_3Si_2 Chouca isolé Couronne 1	0.405	0.294	0.301	1.0 \pm 12.0%	0.9964	☺	1.2264 \pm 6.0%
RJH U_3Si_2 Chouca isolé Couronne 2	0.403	0.293	0.303	1.0 \pm 12.0%	0.9967	☺	1.2255 \pm 6.0%
RJH U_3Si_2 Chouca isolé Couronne 3 (a ou b)	0.400	0.291	0.309	1.0 \pm 12.0%	0.9972	☺	1.2273 \pm 6.0%
RJH U_3Si_2 Chouca groupé Couronne 1 (ABC)	0.372	0.270	0.358	1.0 \pm 12.5%	0.9949	☺	1.2342 \pm 6.4%
RJH U_3Si_2 Chouca groupé Couronne 2 (ABC)	0.366	0.266	0.368	1.0 \pm 12.6%	0.9931	☺	1.2356 \pm 6.4%
RJH U_3Si_2 Chouca groupé Couronne 3 (ABC)	0.344	0.250	0.406	1.0 \pm 13.1%	0.9804	☹	1.2408 \pm 6.9%

TAB. 10.8 – Ajustement des échauffements gamma au niveau des dispositifs expérimentaux du RJH (cœur U_3Si_2 à 27%). Les barres des contrôle en Hafnium sont toutes insérées.

Cœur Emplacement	Sensibilités			Echauff γ a priori $e_\gamma \pm 1\sigma$	Représentativité		Echauff γ a posteriori $e_\gamma^1 \pm 1\sigma$
	$e_{\gamma,pr}$	$e_{\gamma,ret}$	$e_{\gamma,capt}$		R	Accept.	
RJH U_3Si_2 Chouca isolé Couronne 1	0.3920	0.2850	0.3230	1.0 \pm 12.1%	0.9978	☺	1.2244 \pm 6.0%
RJH U_3Si_2 Chouca isolé Couronne 2	0.3936	0.2862	0.3201	1.0 \pm 12.1%	0.9977	☺	1.2294 \pm 6.1%
RJH U_3Si_2 Chouca isolé Couronne 3 (a ou b)	0.3930	0.2857	0.3213	1.0 \pm 12.1%	0.9978	☺	1.2291 \pm 6.1%
RJH U_3Si_2 Chouca groupé Couronne 1 (ABC)	0.3281	0.2385	0.4334	1.0 \pm 13.5%	0.9721	☹	1.2446 \pm 7.1%
RJH U_3Si_2 Chouca groupé Couronne 2 (ABC)	0.3150	0.2291	0.4559	1.0 \pm 13.8%	0.9621	☹	1.2477 \pm 7.4%
RJH U_3Si_2 Chouca groupé Couronne 3 (ABC)	0.2969	0.2159	0.4872	1.0 \pm 14.3%	0.9467	☹	1.2520 \pm 7.8%
RJH U_3Si_2 Barreau Hf Centre	0.2644	0.1922	0.5434	1.0 \pm 15.4%	0.9161	☹	1.2598 \pm 8.7%

10.6 Recommandations pour la ré-évaluation des échauffements gamma dans le RJH

10.6.1 Recommandations particulières pour les dispositifs chouca isolés et chouca groupés

Pour l'ensemble des chouca isolés (première, deuxième ou troisième couronne) et quel que soit la configuration du cœur (barres de Hafnium insérées ou pas), l'échauffement gamma e_γ^0 peut être ré-estimé par :

$$e_\gamma^1 = \left(1.23 \cdot e_\gamma^0\right) \pm 15\% (2\sigma) \quad (10.81)$$

Ce facteur est également applicable à l'échauffement gamma calculé dans les dispositifs chouca groupés placés sur la première ou la deuxième couronne, lorsque les barres de Hafnium ne sont pas insérées.

10.6.2 Recommandations générales

D'une façon générale, pour ré-évaluer les échauffements gamma dans le RJH nous recommandons la démarche suivante :

1. Calculer l'échauffement gamma prompt total à l'emplacement considéré : $e_{\gamma,pr}^0$.
2. Calculer l'échauffement gamma partiel dû aux émissions promptes par fissions : $e_{\gamma,fpr}^0$
3. Calculer l'échauffement gamma partiel dû aux émissions retardés par décroissances des produits de fissions : $e_{\gamma,ret}^0$. Nous recommandons si possible l'utilisation du code PEPIN2 pour le calcul des sources gamma retardés au niveau des plaques combustibles du RJH et le calcul du transport de ces sources par un code Monte-Carlo. Sinon, appliquer le facteur $F = \frac{e_{\gamma,ret}^0}{e_{\gamma,fpr}^0}$, calculé à l'équilibre des émissions retardés : $e_{\gamma,ret}^0 = F \cdot e_{\gamma,fpr}^0$, avec $F \approx 0.7271$.
4. Calculer l'échauffement gamma partiel principalement dû aux émissions de capture (et diffusions inélastiques) : $e_{\gamma,capt} = e_{\gamma,pr}^0 - e_{\gamma,fpr}^0$.

5. Exprimer le vecteur de sensibilité de l'échauffement aux composantes :

$$S_Y^{rjh} = \left(\left. \frac{\partial e_\gamma^{rjh}}{\partial X_1} \right|_{X_1^0} \quad \left. \frac{\partial e_\gamma^{rjh}}{\partial X_2} \right|_{X_2^0} \quad \left. \frac{\partial e_\gamma^{rjh}}{\partial X_3} \right|_{X_3^0} \right) = \left(e_{\gamma,fpr}^{rjh} \quad e_{\gamma,ret}^{rjh} \quad e_{\gamma,capt}^{rjh} \right)$$

6. Calculer la représentativité R de cet échauffement vis à vis de celui des expériences ADAPh :

$$R = \frac{\left((S_Y^{rjh})^t \Sigma_{X^0} S_Y^{minerve} \right)}{\sqrt{\left((S_Y^{rjh})^t \Sigma_{X^0} S_Y^{rjh} \right) \left((S_Y^{minerve})^t \Sigma_{X^0} S_Y^{minerve} \right)}}$$

7. La représentativité est acceptable pour $R > 0.99$. Si $R < 0.99$, l'échauffement ne peut pas être ré-estimé vis à vis des expériences réalisées dans MINERVE. Si $R > 0.99$, alors la ré-estimation de l'échauffement gamma total est donnée par $e_\gamma^1 = X_1^1 \cdot e_{\gamma,fpr}^{rjh} + X_2^1 \cdot e_{\gamma,ret}^{rjh} +$

$$X_3^1 \cdot e_{\gamma, capt}^{rjh}$$

8. Les incertitudes associées sont : $\sigma(e_\gamma^1) = \sqrt{(S_Y^{rjh}) \cdot \Sigma_{X^*}(S_Y^{rjh})^t}$

Conclusion

L'objectif de cette thèse est de développer la modélisation des échauffements nucléaires au niveau des dispositifs expérimentaux du futur réacteur d'irradiation technologique Jules Horowitz (RJH). La forte puissance nucléaire spécifique produite (460 kW/l) induit des flux photoniques intenses qui provoquent des échauffements et des gradients de température importants, qu'il est nécessaire de maîtriser dès la conception. Or, les calculs d'échauffements sont pénalisés par des incertitudes rédhibitoires estimées à une valeur enveloppe et majorante de 30% (2σ) provenant des lacunes et incertitudes des données d'émission gamma présentes dans les bibliothèques de données nucléaires de base. Le programme expérimental ADAPh vise à réduire ces incertitudes. Les premières expériences ADAPh de mesures par TLD ont été réalisées en 2004 dans le cœur du réacteur EOLE constitué d'un réseau de crayons combustibles de type Oxyde Mixte d'Uranium et de Plutonium (MOX). Cette première étape a permis de mettre en place le protocole expérimental et de développer la méthodologie du schéma de calcul d'interprétation des mesures. Le programme ADAPh s'est poursuivi en 2005 avec des mesures par TLD et chambre d'ionisation dans le réacteur MINERVE. Le cœur MINERVE présente les meilleures caractéristiques du point de vue de la représentativité vis à vis du cœur RJH car il est constitué d'un réseau modéré de crayons combustibles de type Uranium (UO₂).

Réalisation et interprétation des mesures ADAPh par TLD dans MINERVE

A la suite d'un étalonnage standard effectué dans la grandeur Kerma air auprès d'une source Co60 de référence, plusieurs types de TLD : Al_2O_3 , $FLi7$ (TLD700 et TLD MTS7) et CaF_2 , enfermés dans des piluliers en lucoflex, ont été positionnés à l'intérieur d'un tube guide en aluminium afin d'être insérés au centre axial du cœur MINERVE, dans une position radiale centrale, parmi les crayons UO₂ du massif expérimental. Trois irradiations identiques, comprenant chacune un palier à puissance constante de 10 W durant 20 minutes, ont été réalisées pour assurer la répétabilité des mesures, tandis qu'une irradiation supplémentaire a permis de mesurer la dose parasite intégrée par les TLD lors des étapes d'approche sous-critique et de montée en puissance du réacteur. Les différentes irradiations de TLD ont été suivies en ligne à l'aide d'une chambre à fission miniature de type U235. La modélisation par paliers des résultats expérimentaux de taux de comptages enregistrés par la chambre à fission au cours des irradiations a permis de dresser des historiques de niveaux de puissance pour chaque expérience. Le débit de dose gamma dû aux émissions promptes (principalement les fissions, captures radiatives et diffusions inélastiques), établi en régime stationnaire, est calculé par simulations Monte-Carlo (à l'aide du code TRIPOLI4) impliquant le couplage de particules neutrons-gamma. Ce débit de dose, exprimé en termes de Kerma gamma dans l'air à l'emplacement des TLD, est intégré dans le temps et

normalisé à la puissance du cœur pour chacun des historiques de puissance. Parmi l'ensemble des émissions photoniques du cœur, il convient également de déterminer la contribution des gamma retardés (émis de façon différée dans le temps par décroissance des produits de fission, et non pris en compte par les simulations TRIPOLI4) à la dose gamma totale intégrée par les TLD. Un schéma de calcul a été développé spécifiquement. Ce schéma s'appuie sur un couplage de codes TRIPOLI4-PEPIN2 pour déterminer l'évolution du débit de dose gamma retardés à l'emplacement des TLD suivant un historique d'irradiation donné. Il apparaît que la dose due aux émissions de gamma retardés à l'équilibre représente à peu près 30% de la dose gamma totale (prompte + retardée) intégrée par les TLD. Ainsi, la dose gamma totale, exprimée en Kerma gamma dans l'air, est estimée à l'emplacement d'irradiation des TLD. Cependant, la dose réelle intégrée par un TLD (proportionnelle à la thermoluminescence émise) ne correspond pas au Kerma gamma dans l'air. Elle ne correspond pas non plus à la somme des énergies cinétiques des particules chargées générées dans le matériau du TLD par les interactions photo-atomiques, car le TLD a des dimensions inférieures aux parcours moyens des électrons et les matériaux environnants ont des densités électroniques inégales si bien qu'il faut prendre en compte des phénomènes de cavité. Des corrections de cavité caractéristiques de chaque type de TLD sont calculées en faisant le rapport du Kerma gamma dans l'air (évalué à l'emplacement des TLD) sur l'énergie réelle déposée dans les TLD, à la fois pour la configuration d'étalonnage et la configuration d'irradiation en réacteur, à l'aide de simulations Monte-Carlo impliquant le couplage de particules gamma et électrons. Les problèmes de convergence statistique des simulations gamma-electron effectuées pour le calcul des corrections de cavité en configuration d'étalonnage ont été solutionnés par un biaisage spécifique des photons dans la direction d'un angle solide délimitant un TLD cible. En revanche, les simulations gamma-electron entreprises pour le calcul des corrections de cavité en réacteur sur la géométrie complète du cœur, ne peuvent pas atteindre une convergence statistique acceptable, sachant que les techniques de réduction de variance traditionnelles sont réhilitaires en ce qui concerne les calculs d'énergie électronique déposée. Aussi, les calculs neutron-gamma effectués sur la géométrie complète du cœur ont été géométriquement découplés sur un motif local pour effectuer des simulations gamma-electron qui convergent correctement. Les TLD irradiés en réacteur sont soumis à un champ mixte neutron-gamma et intègrent selon leurs sensibilités une certaine dose neutron qu'il convient de calculer pour la comparaison calcul-mesure. Une étude bibliographique a permis de déterminer des facteurs de sensibilité aux neutrons pour chaque TLD. Ces données de référence, bien qu'elles soient reconnues, mériteraient d'être mises à jours et confirmées par des études spécifiques de qualification. Les comparaisons calcul-mesure de dose gamma sur le réacteur MINERVE présentent des C/E de $0.72 \pm 7.5\%$ (1σ). Les incertitudes spécifiées correspondent au cumul quadratique des incertitudes de mesure et des incertitudes de calcul (biais de modélisation et incertitudes de convergence statistique). L'estimation rigoureuse et fiable des incertitudes expérimentales a permis d'envisager des améliorations qui nécessiteraient un étalonnage individuel des détecteurs.

Les comparaisons calcul-mesure ne sont pas compatibles avec C/E=1 et un niveau de confiance de 95% (2σ). Nous en déduisons l'existence d'un biais systématique des calculs d'échauffement d'environ 28%. Le calcul minimise systématiquement la mesure, ce qui peut s'interpréter comme un manque de données d'émission photonique dans les bibliothèques de données nucléaires.

Réalisation et interprétation des mesures ADAPh par chambre d'ionisation dans MINERVE

Le programme ADAPh s'est achevé par une série de mesures effectuées à l'aide d'une chambre

à ionisation insérée au centre du réacteur MINERVE dans un tube guide en aluminium. Cette chambre d'ionisation a été étalonnée au préalable à l'aide d'une source de Co60 de référence. La méthodologie de calcul développée pour l'interprétation des mesures par TLD est appliquée au cas de la chambre d'ionisation pour laquelle on détermine les corrections de cavités (des configurations d'étalonnage et d'irradiation en réacteur), les corrections de dose neutronique et les corrections de normalisation à la puissance par chambres à fissions. Il demeure actuellement des incertitudes importantes quant à la modélisation de la dose prompte mesurée par la chambre d'ionisation : il serait souhaitable d'étudier les corrélations entre des mesures effectuées dans des spectres neutroniques différents afin que l'on puisse identifier expérimentalement les contributions neutroniques à la dose mesurée et les intégrer à la modélisation. Toutefois, dans le cadre de notre étude, l'intérêt principal des mesures par chambre d'ionisation est de pouvoir suivre en temps réel l'évolution du débit de dose. Aussi, après la chute des barres de contrôle et la décroissance des neutrons retardés, la chambre à ionisation ne mesure plus que l'ionisation induite par les gamma retardés émis par décroissance des produits de fission. Pendant cet intervalle de temps (après la chute des barres et avant que le débit de dose ne soit en dessous du seuil de détection de la chambre), il est possible d'établir une mesure absolue et précise de la dose gamma retardés intégrée à l'aide de la chambre à ionisation. Cette mesure a permis de qualifier notre schéma de calcul de la dose gamma retardée : la comparaison calcul-mesure présente un C/E de $0.88 \pm 5.5\%$ (1σ). La sous-estimation du calcul est moins importante que dans le cas des mesures de dose gamma totale par TLD, presque compatible avec la mesure pour un niveau de confiance de 95%.

Transposition au RJH

Nous avons emprunté le cadre logique des méthodes Bayésiennes d'ajustement des données nucléaires de base pour l'analyse des expériences intégrales menées dans le réacteur MINERVE. Cependant, du fait des lacunes dans les bibliothèques de données d'émissions photoniques, du manque d'informations concernant les incertitudes associées aux données présentes, et surtout vu le nombre limité de résultats d'expériences intégrales dont nous disposons, il paraissait délicat de mettre en œuvre une méthodologie d'ajustement strictement conforme à celle utilisée généralement pour les données neutroniques. En effet, le programme expérimental ADAPh constitue une base de données intégrales et en l'absence de mesures ponctuelles spécifiques, il n'est pas envisageable de ré-estimer les données nucléaires de bases microscopiques liées aux émissions photoniques. Dans ce contexte, afin d'apporter tout de même une solution efficace au problème posé, applicable par l'industriel, nous avons défini un jeu de macro-paramètres (intermédiaires entre les paramètres microscopiques et les grandeurs intégrales) avec leurs incertitudes associées afin d'établir un cadre d'étude optimal pour la résolution de ce problème d'ajustement photonique. Ces macro-paramètres sont les trois principales composantes de l'échauffement gamma, c'est à dire l'échauffement dû aux émissions promptes de gamma par fission, l'échauffement dû aux émissions retardées de gamma par décroissance des produits de fission et l'échauffement dû aux émissions promptes par captures radiatives (et diffusions inélastiques). Ces composantes et leurs incertitudes ont été ré-estimées par un ajustement calcul-mesure au sens des moindres carrés pondérés, et transposées aux dispositifs expérimentaux du RJH en tenant compte des études de sensibilités et de représentativités. Les résultats de l'ajustement montrent que l'échauffement gamma e_γ^0 calculé à l'aide de données présentes dans les bibliothèques ENDFB/VI ou JEF2 peut être ré-estimé par :

$$e_\gamma^1 = \left(1.23 \cdot e_\gamma^0\right) \pm 15\% (2\sigma)$$

D'après les études de représentativité, ce facteur d'ajustement et son incertitude sont valables pour l'ensemble des dispositifs chouca isolés (qu'ils soient placés sur la première, la deuxième ou la troisième couronne d'assemblages) quelle que soit la configuration du cœur (barres de Hafnium insérées ou pas). Ce facteur est également applicable à l'échauffement gamma calculé dans les dispositifs chouca groupés placés sur la première ou la deuxième couronne, lorsque les barres de Hafnium ne sont pas insérées. En revanche, nous avons mis en évidence que l'échauffement gamma calculé dans les barres de Hafnium n'est pas représentatif vis à vis des expériences ADAPh à cause de la contribution dominante des gamma de capture du Hafnium à l'échauffement total. Pour l'ensemble des dispositifs et des configurations que nous n'avons pas envisagés, nous avons recommandé une méthodologie générale de ré-estimation des échauffements gamma applicable pour les études de développement du RJH.

Perspectives

Grâce aux mesures précises effectuées, aux développements spécifiques des schémas de calcul pour l'interprétation correcte des expériences menées c'est à dire à la modélisation la plus précise des phénomènes physiques impliqués, au développement d'une méthodologie d'ajustement efficace et rigoureuse permettant de répondre concrètement au problème posé, cette thèse a permis de réduire significativement les incertitudes sur la détermination des échauffements gamma au niveau des dispositifs expérimentaux du RJH. Les domaines de validité et d'application des résultats que l'on a obtenus ont été clairement définis. Bien sûr, nos résultats peuvent s'étendre à d'autres réacteurs ayant du combustible de type uranium et d'autres configurations de calcul d'échauffements sous réserve qu'ils satisfassent les conditions de représentativité requises. Les expériences réalisées dans EOLE, qui n'ont pas été directement exploitées pour le RJH, viennent compléter et enrichir notre base de données expérimentales ; elles pourront être valorisées dans le cadre des études réalisées sur les Réacteurs à Eau Bouillante (REB) qui utilisent le même combustible MOX. En l'état actuel des données expérimentales disponibles, il demeure des incertitudes non quantifiées concernant la détermination des échauffements gamma dans les barres de contrôle en Hafnium. Pour l'instant, le programme ADAPh ne peut apporter de réponse satisfaisante en l'absence d'expériences spécifiques impliquant directement le Hafnium. De ce fait, il est souhaitable que le projet de programme expérimental AMMON, prévu pour 2008, soit réalisé, et qu'à cette occasion l'on puisse reprendre et compléter l'ensemble de ce travail pour réaliser et interpréter des mesures spécifiques qui viendront enrichir la base de données expérimentales ADAPh et permettront de répondre en particulier au problème des échauffements des barres de Hafnium.

Annexe A

Rappels de régression linéaire simple

Soient X et Y deux variables aléatoires réelles. On suppose qu'en moyenne $E(Y)$ est une fonction affine de X :

$$E(Y) = f(X) = A \cdot X + B \quad (\text{A.1})$$

On suppose que X est déterministe (dans le cas contraire, X aléatoire, le modèle s'écrit alors conditionnellement aux observations de X : $E(Y/X = x) = Ax + B$). Soit une séquence d'observations aléatoires identiquement distribuées $\{(x_i, y_i) \quad i = 1 \dots n\}$ ($n > 2$ et les x_i non tous égaux). Le modèle s'écrit avec les observations :

$$y_i = Ax_i + B + \epsilon_i \quad i = 1 \dots n \quad (\text{A.2})$$

où le vecteur $\epsilon = (\epsilon_i)_{i=1 \dots n}$ contient les erreurs. Les hypothèses relatives à ce modèle sont les suivantes :

- La distribution de l'erreur est indépendante de X
- L'erreur suit une loi normale d'espérance nulle et de variance σ^2 ($\forall i, \epsilon_i \sim N(0, \sigma^2)$).

Les coefficients de régression A et B sont estimés selon le critère des moindres carrés par des valeurs a et b qui réalisent le minimum de la somme des carrés des résidus :

$$\min_{a,b} \sum_{i=1}^n (y_i - b - a \cdot x_i)^2 \quad (\text{A.3})$$

Ce minimum est obtenu lorsque les dérivées partielles par rapport à a et b sont nulles. La résolution du système conduit à :

$$a = \frac{\sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y}) \cdot (x_i - \bar{x})}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad \text{et} \quad b = \bar{y} - a \cdot \bar{x} \quad (\text{A.4})$$

avec \bar{x} et \bar{y} les moyennes respectives des observations x_i et y_i :

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i}{n} \quad \text{et} \quad \bar{y} = \frac{\sum_{i=1}^n y_i}{n}$$

a et b sont les estimateurs (non biaisés) des moindres carrés des "vraies" valeurs A et B des coefficients de régression.

$$a = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x}) \cdot y_i}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (\text{car} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x}) \bar{y} = 0)$$

Par hypothèse, $X = x_i$ n'est pas aléatoire. En posant $a_i = \frac{(x_i - \bar{x})}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}$, les a_i sont considé-

rées comme des constantes. Par Hypothèse les Y_i sont indépendantes (avec $V(Y_i) = \sigma^2$) de sorte que :

$$V(a) = a_1^2 \cdot V(Y_1) + \dots + a_n^2 \cdot V(Y_n) = \frac{\sigma^2}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}$$

$$\text{et } V(b) = V(\bar{y} - a \cdot \bar{x}) = \sigma^2 \cdot \left(\frac{1}{n} + \frac{\bar{x}^2}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \right) - 2 \cdot \bar{x} \cdot \text{cov}(a, \bar{y})$$

avec $\text{cov}(a, \bar{y}) = 0$ car

$$\text{cov}(a, \bar{y}) = \frac{\frac{1}{n} \sum_{i,j} (x_i - \bar{x}) \cdot \text{cov}(y_i, y_j)}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}$$

et par hypothèse :

$$\text{cov}(y_i, y_j) = \sigma^2 \delta_{ij}$$

où δ désigne le symbole de Kronecker, donc :

$$\text{cov}(a, \bar{y}) = (\dots) \cdot \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x}) = 0$$

De la même manière,

$$V(a + b) = V(\bar{y} + (1 - \bar{x})a) = \frac{\sigma^2}{n} + (1 - \bar{x})^2 \frac{\sigma^2}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}$$

$$\text{cov}(a, b) = \frac{1}{2} (V(a + b) - V(a) - V(b))$$

$$\text{cov}(a, b) = \frac{-\bar{x}\sigma^2}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}$$

Les écarts-types de a et b sont donnés par les relations :

$$\sigma_a = \frac{\sigma}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}} \quad \text{et} \quad \sigma_b = \sigma \cdot \sqrt{\frac{1}{n} + \frac{\bar{x}^2}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}} \quad (\text{A.5})$$

Par hypothèse, les erreurs sont n variables aléatoires indépendantes, soit n degrés de libertés. Par construction des moindres carrés, les résidus $e_i = y_i - \hat{y}_i$ avec $\hat{y}_i = ax_i + b$ (les résidus sont une estimation des erreurs) font intervenir a et b et doivent vérifier :

$$\sum_{i=1}^n e_i = 0 \quad (\text{A.6})$$

$$\sum_{i=1}^n e_i \cdot x_i = 0 \quad (\text{A.7})$$

Ces deux contraintes linéaires ramènent le vecteur des résidus à $n - 2$ degrés de libertés. L'écart-type résiduel σ (l'écart-type des variables aléatoires ϵ_i) peut être estimé par

$$s = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (y_i - \hat{y}_i)^2}{n - 2}} \quad (\text{A.8})$$

Démonstration :

Soit $\eta_i = E(Y_i)$ la valeur vraie à $X_i = x_i$.

$$Y_i - \hat{Y}_i = (Y_i - \hat{Y}_i) - E(Y_i - \hat{Y}_i) + E(Y_i - \hat{Y}_i)$$

$$Y_i - \hat{Y}_i = \left((Y_i - \hat{Y}_i) - (\eta_i - E(\hat{Y}_i)) \right) + (\eta_i - E(\hat{Y}_i))$$

$$\text{Posons } q_i = \left((Y_i - \hat{Y}_i) - (\eta_i - E(\hat{Y}_i)) \right) \text{ et } B_i = (\eta_i - E(\hat{Y}_i)).$$

Si le modèle est correct, on a : $E(\hat{Y}_i) = \eta_i$. Même si le modèle n'est pas correct (si $E(\hat{Y}_i) \neq \eta_i$), q_i est une variable aléatoire qui a une espérance nulle (car $E(q_i) = E(Y_i - \hat{Y}_i) - (\eta_i - E(\hat{Y}_i)) = 0$). Finalement, les q_i sont n variables aléatoires de lois normales, d'espérances nulles, ayant $n - 2$ degrés de libertés. Il en résulte que $q_1^2 + \dots + q_n^2 \sim \sigma^2 \cdot \chi^2(n - 2)$ et que $E(q_1^2 + \dots + q_n^2) = (n - 2) \cdot \sigma^2$ avec $V(Y_i) = \sigma^2$.

$\frac{1}{n-2} \cdot \left\{ \sum_{i=1}^n (y_i - \hat{y}_i)^2 \right\}$ est une estimation de σ^2 si le modèle est correct ou $\sigma^2 + \sum_{i=1}^n \frac{B_i^2}{n-2}$ si le modèle n'est pas correct. \diamond

Sous les hypothèses de normalité et d'indépendance des résidus, on peut montrer que les coefficients a et b sont distribués selon une loi de student à $n - 2$ degrés de libertés. Pour un risque de première espèce α , les intervalles de confiance des coefficients de régression sont alors donnés par :

$$a \pm t(n - 2, \alpha) \sigma_a \quad \text{et} \quad b \pm t(n - 2, \alpha) \sigma_b \quad (\text{A.9})$$

Bibliographie

- [1] J. BUSSAC, P. REUSS "Traité de neutronique" *Hermann, 1985*
- [2] MEMBERS OF THE CROSS SECTION EVALUATION WORKING GROUP "ENDF-102 Data formats and procedures for the Evaluated Nuclear Data File ENDF-6" *Brookhaven National Laboratory NCS-44945-01/04-Rev (2001)*
- [3] J.P. BOTH, B. ROESSLINGER "Introduction au transport de particules par la méthode de Monte-Carlo" *Rapport CEA, SERMA/LEPP/RT/02-3168/A*
- [4] B. LAPEYRE, E. PARDOUX, R. SENTIS "Méthodes de Monte-Carlo pour les équations de transport et de diffusion" *Mathématiques et Applications 29, Springer-Verlag, 1998*
- [5] J.F. BRIESMEISTER " A general Monte Carlo n particle transport code "
- [6] J.P. BOTH, A. MAZZOLO, Y. PENELIAU, O. PETIT, B. ROESSLINGER "Notice d'utilisation du code TRIPOLI4.3 : code de transport de particules par la méthode Monte-Carlo" *Rapport Technique DM2S/SERMA/LEPP/01-2901-C*
- [7] A. TSILANIZARA, C.M. DIOP, B. NIMAL, J.C. NIMAL, P. CUENDET, P. MARIMBEAU "Formulaire DARWIN - Notice de principe" *Rapport CEA SERMA/LEPP/96/607, 1996*
- [8] R. SANCHEZ "" *Nuclear science and Engineering 64, p384, 1997*
- [9] X. WARIN "Méthodes déterministes de résolution de l'équation intégral-différentielle du transport neutronique" *Note EDF HI-72/93/066, 1993*
- [10] R. SANCHEZ, N.J. MAC CORMICK "A review of neutron transport approximation" *Nuclear Science and Engineering, Vol 80, p481-535, 1982*
- [11] R. BARJON "Physique des réacteurs nucléaires" *Institut des Sciences Nucléaires*
- [12] C. DIOP "Protection Radiologique" *Cours du Génie Atomique, INSTN*
- [13] J.J. LAUTARD "La méthode nodale de Cronos : Minos, approximation par des éléments finis mixtes duaux" *Note CEA-N-2763, 1994*
- [14] C. SUTEAU "Validation du code d'atténuation en ligne droite MERCURE-6.1" *Rapport CEA SERMA/LEPP/02-3063A*
- [15] A. BALLAGNY, Y. BOUILLOUX "Programme RJH - Contrat du maître d'œuvre "Définition-développement" - Cahier des Charges Fonctionnel" *RJH GR90 1 CC 02 ind 2 EXT-181393*
- [16] J. LINDHARD ET AL. "Notes on atomic collisions" *II et III Matematik-fysiske Meddelelser, Kongelige danske Videnskabernes Selskab, 33 n°10 et 14 (1963)*
- [17] M.J. NORGETT M.T. ROBINSON I.M. TORRENS "A proposed method of calculating displacement dose rates" *Nucl. Eng. Design 33, 50 (1975)*
- [18] M. SALVATORIS "La définition des sections efficaces et du taux de déplacements par atome" *CEA NT/SPRC/91/001*

-
- [19] D. BLANCHET "Formulaire HORUS3D/N-V1.2 : procédure de calcul des déplacements par atome (dpa)" *NT/SPRC/LPN/04-1382*
- [20] D. BERETZ "Spectres neutroniques, flux et doses d'irradiation" *Conférence SFEN Irradiation des matériaux : expérience et simulation (Paris 1999)*
- [21] A. ALBERMAN "Influence du spectre neutronique sur la fragilisation des aciers de cuves" *Rapport Technique RT/95-123 (1996). CEA/DRN/DRE/SRO/SEIN*
- [22] "Annexe ZG : Résistance à la rupture Brutale" *RCC-M Edition 1993*
- [23] B. TANGUY "Modélisation de l'essai Charpy par l'approche locale de la rupture. Application au cas de l'acier 16MND5 dans le domaine de transition" *Thèse de l'Ecole des Mines de Paris (2001)*
- [24] R.E. MAC FARLANE "Energy balance of ENDF/B-V" *Trans. Am. Nucl. Soc. 33, 681 (1979)*
- [25] R.E. MAC FARLANE, D.W. MUIR "The NJOY Nuclear Data Processing system, V91" *LA-12740-M*
- [26] M.A. ABDOU, C.W. MAYNARD, R.Q. WRIGHT "MACK : A computer program to calculate neutron energy release parameters (fluence to KERMA factors) and multigroup neutron reaction cross-sections from nuclear data in ENDF format" *ORNL-TM-3994 (1973)*
- [27] M.A. ABDOU, C.W. MAYNARD "Calculational Methods for Nuclear Heating - Part I : Theoretical and Computational Algorithms" *Nucl. Sci. Eng. 56, 360-380 (1975)*
- [28] LI ZHANG, M.A. ABDOU "KERMA factor evaluation and its application in nuclear heating experiment analysis" *Fus. Eng. Des. 36 (1997) 479-503*
- [29] A. BAUR "Protection contre les rayonnements, aspects physiques et méthodes de calcul" *Collection INSTN*
- [30] C. ITZYKSON, J.B. ZUBER, MC GRAW-HILL "Quantum Field Theory"
- [31] L. PAGES, E. BERTEL, H. JOFFRE, L. SKLAVENTIS "Pertes d'énergies, parcours et rendement de freinage pour les électrons de 10 keV à 100 MeV dans les éléments simples et quelques composés chimiques" *Rapport CEA - R - 3942 (1970)*
- [32] J.H. HUBBELL "Photon Mass Attenuation and Energy-absorption Coefficients from 1 keV to 20 MeV" *Int. J. Appl. Radiat. Isot. Vol 33 p1269-1290 (1982)*
- [33] J.H. HUBBELL "Photon Cross Sections, Attenuation Coefficients, and Energy Absorption Coefficients from 10 keV to 100 GeV" *NSRDS-NBS 29 (1969)*
- [34] Y. PÉNÉLIAU "Calculs d'irradiation d'éprouvettes pour l'expérience FUTURIX-MI dans le réacteur PHENIX" *NT/SPRC/LEDC/03-428*
- [35] D. BLANC "Les rayonnements ionisants, détection, spectrométrie, dosimétrie" *Masson*
- [36] F.A. SMITH "A primer in applied radiation physics" *World Scientific*
- [37] CROSS SECTION EVALUATION WORKING GROUP "ENDF-102 Data Formats and procedures for the evaluated nuclear data file ENDF-6" *Cross Section Evaluation Working Group - Brookhaven national laboratory*
- [38] J. DI SALVO "Contribution à l'étude des incertitudes des paramètres neutroniques d'un coeur compact et hétérogène : le réacteur d'irradiation Jules Horowitz" *Thèse de l'université de Strasbourg, Rapport CEA-R-6015*
- [39] V. P. ZOMMER, A. E. SAHELIEV, AND A. I. PROKOFIEV *At. Energ. 19 (n°2) 116 (1965)* [transl. : *Soviet J. At. Energy 19, 1004 (1965)*]

-
- [40] V. V. VERBINSKI, HANS WEBER, AND R. E. SUND " Prompt Gamma Rays from $^{235}\text{U}(\text{n},\text{f})$, $^{239}\text{Pu}(\text{n},\text{f})$, and Spontaneous Fission of ^{252}Cf " *Phys. Rev. C* 7 3 (1973) p1173
- [41] M. DEUTSCH, H. ROTBLATT *Atomic Energy Commission Declassified Report AECD-3179 (1944)*
- [42] KINSEY, HANNA, AND VAN PATTEN *Can. J. Research* 26A, 79 (1948)
- [43] J. TERRELL " Fission neutron spectra and nuclear temperatures" *Phys. Rev.* 113 - 527 (1959)
- [44] J. E. FRANCIS, R. L. GAMBLE "Prompt fission gamma rays" p 20-23 *ORNL-1879 (1955)*
- [45] F.C. MAIENSCHNEIN ET AL. "Energy spectrum of gamma-rays accompanying the fission of U-235" p51-6 *ORNL-1879 (1955)*
- [46] F.C. MAIENSCHNEIN, R.W. PEELLE, W. ZOBEL, T.A. LOVE "Gamma-rays associated with fission" *Proceedings of International Conference on the Peaceful uses of atomic energy - Genève (1958)*
- [47] D.C. HOFFMAN AND M.M. HOFFMAN "Post fission phenomena" *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 24 (1974) 151
- [48] F. PLEASANTON, R.L. FERGUSON AND H.W. SCHMIDT "Prompt gamma emitted in the thermal neutron-induced" fission of U233, U235 and Pu239, and the spontaneous fission of Cf252" *ORNL-4844 (1972)*
- [49] R.W. PEELLE, F.C. MAIENSCHNEIN "Spectrum of photons emitted in coincidence with fission of U235 by thermal neutrons" *Phys. Rev. C* vol 3, 1 (1971)
- [50] R.E. HUNTER AND L. STEWART "Evaluated neutron-induced gamma-ray production cross sections for Pu239 and Pu240" *La-4901 (1972)*
- [51] R.E. HUNTER AND L. STEWART "Evaluated neutron-induced gamma-ray production cross sections for U235 and U238" *La-4901 (1972)*
- [52] D.M. DRAKE "Cross sections of Uranium-235 and Plutonium-239 for neutrons producing gamma rays" *Nucl. Sci. Eng.* 55, 427-439 (1974)
- [53] E. FORT, J. FRÉHAUT, P. LONG "Prompt gamma emitted in fission, phenomenological model proposed for JEF2 evaluations" *JEF/DOC-253*
- [54] G. BREIT, E. WIGNER "Capture of Slow Neutrons" *Phys. Rev.* 49 (1936) 519
- [55] A. LUTHI "Developpement and validation of gamma-heating calculational methods for plutonium-burning fast reactors" *Thèse n°1854 EPFL (1998)*
- [56] A. COURCELLE, O. SEROT "Gamma production data, prompt gamma emitted in fission, review for JEFF3.0" *JEFFDOC*
- [57] R.J. HOWERTON, E.F. PLECHATY "A formalism for calculation of neutron-induced gamma-ray production cross-sections and spectra" *Nucl. Sci. Eng.* 32, 178-183 (1968)
- [58] H. NIFENECKER, C. SIGNARBIEX, M. RIBRAG, J. POITOU, J. MATUSZEK "Gamma-neutron competition in the de-excitation mechanism of the fission fragment of ^{252}Cf " *Nucl. Phys. A*189, 209 (1972)
- [59] H. MAIER-LEIBNITZ, H.W. SCHMITT AND P. ARMBRUSTER "Average number and energy of gamma-ray emitted as a function of fragment mass in U235 thermal-neutron-induced fission" *ORNL 1964*
- [60] T.E. VALENTINE "Evaluation of prompt fission gamma rays for use in simulating nuclear safeguard measurements" *ORNL/TM/-1999/300 (1999)*

- [61] W. HAUSER, H. FESHACH *Phys. Rev. Vol 87 (1952) p366*
- [62] P.A. MOLDAUER *Phys. Rev. Vol 135 (1964) p642*
- [63] O.T. GRUDZEVITCH "Neutron and gamma emission from fission fragments" *Institute of nuclear power engineering, Obninsk, Russia*
- [64] F.J HAMBSCH, J. VAN AARLE AND R. VOGT "Investigation of the high energetic gamma component in Cf252 spontaneous fission" *Proceedings of a meeting on physics of nuclear fission, Obninsk, 1995, Russia, p27-40*
- [65] "Dossier : Les réacteurs d'essais et de recherche" *Revue Générale Nucléaire, n°3, 2002*
- [66] "RJH - Contrat du maître d'œuvre "Définition-Développement" - Etat initial " *RJH GR40 0 NT 08 ind 2 EXT-181403*
- [67] "RJH cœur Cahier des Charges Fonctionnel préliminaire des cœurs" *TA-505509 A et B*
- [68] "RJH - STB des cœurs" *TA-513152 A et B*
- [69] "RJH - STB du réacteur" *TA-505461 A à C*
- [70] "Traité de non prolifération"
- [71] . G. GRANGET ET AL "Synthèse des études de faisabilité du convertisseur RJH" *CEA NT/SPRC/LPN/02/1304*
- [72] "Study into feasibility of cross-shaped high density fuels for JHR converter" *Rapports Russes n°1,2,3*
- [73] B.BERNARDIN "Les dispositifs d'irradiations spécifiques du RJH" *CEA NT/SERI/LFEA/03-5025*
- [74] B. POUCHIN "Cœur RJH. Etude neutronique préliminaire d'un dispositif expérimental pour plaque combustible de type GFR" *CEA NT/SPRC/LPN/05-1436*
- [75] J.P. DUPUY, G. PEROTTO, G. ITHURRALDE, C. LEYDIER, X. BRAVO "Jules Horowitz Reactor - General lay out, main design options resulting from safety options, technical performances and operating constraints" *TRTR-2005/IGORR-10 Joint meeting, Sept 2005, Gaithersburg, Maryland, USA*
- [76] M. BOYARD "RJH - Cœur - Note de validation et de synthèse des performances des cœurs" *Note Technicatome : TA-532492 Ind. A NP*
- [77] "User's Handbook" *Note Technicatome : TA-534696 Ind. B*
- [78] G. WILLERMOZ ET AL. "HORUS3D code package development and validation for the JHR modelling" *Physor 2004, Chicago, Illinois, April 25-29, 2004*
- [79] N. HUOT, A. AGGERY, D. BLANCHET, C. D'ALETTO, J. DI SALVO, C. DODERLEIN, P. SIRETA, G. WILLERMOZ "The JHR neutronics calculation scheme based on the method of characteristics" *Proceeding of the International Conference on Mathematics and Computation, Sept 2005, Avignon, France*
- [80] S. SANTANDREA, R. SANCHEZ "Acceleration techniques for the characteristics method in unstructured meshes" *Annals of Nuclear Energy, 29, 323-352 (2002)*
- [81] S. LOUBIÈRE ET AL. "Apollo2 Twelve Years Later" *Mathematics And Computation, Reactor Physics And Environmental Analysis In nuclear Applications, Vol2, p1298-1315 (1999)*
- [82] M. BOYARD "Spécification Technicatome des besoins des formulaires de calcul neutronique, criticité, puissance résiduelle et échauffement nucléaire" *TA-253323 Ind A*
- [83] T. GUERIN "Spécification Technicatome des besoins des codes de thermohydraulique cœur, système et moyen expérimentaux" *TA-236617 Ind A*

-
- [84] P. BELLIER, M. COSTE, C. MAGNAUD, S. MENGELLE, J. RAGUSA, R. SANCHEZ, S. SANTANDREA, Z. STANKOWSKI, I. ZMIJAREVIC, R. BONNION "APOLLO2 : Manuel de référence de la version 2.7" *Rapport Technique CEA : DMT/SERMA/LENR/RT/04-3425/A*
- [85] Z. STANKOWSKI "La java de Silène : A graphical user interface for 3D pre and post processing" *Joint International Conference on Mathematical Methods and Supercomputing for Nuclear Applications, Oct 1997, Saratoga Springs, NY, USA*
- [86] G. WILLERMOZ, A. SANTAMARINA "Rapport de validation du code APOLLO2.5/CEA93.V6" *RT SPRC/LEPh/00-003*
- [87] A. SANTAMARINA, C. CHABERT, A. COURCELLE, P. FOUGERAS, O. LITAIZE, P. MAGAT, C. MOUNIER, G. WILLERMOZ "Rapport de qualification du produit APOLLO2.5/CEA93V6" *Rapport CEA SPRC/LEPh 02-001*
- [88] V. BRUN "Effet de l'augmentation de l'épaisseur de l'isthme des assemblages RJH" *Note Technique CEA SPRC/LPN 02-296*
- [89] C. MOUNIER, M. NOBILE "Projet RJH - Impact des incertitudes des sections efficaces sur les paramètres neutroniques du cœur" *Rapport CEA DMT/SERMA/LENR/RT/00-2770/A*
- [90] C. DODERLEIN "Interprétation du programme VALMONT" *Note Technique CEA SPRC/LPN/05-1439*
- [91] A. COURCELLE, V. BRUN, J. DI SALVO, B. POUCHIN "Projet RJH : Schéma de calcul photonique pour le cœur de phase intermédiaire" *Note Technique interne CEA Cadarache NT/SPRC/LPN-00-1219*
- [92] "Norme NF 13005, Guide pour l'expression de l'incertitude de mesure, AFNOR"
- [93] M. NEUILLY "Recommandations pour l'évaluation des incertitudes associées à une méthode de mesure" *CETAMA GT11 - "Méthodes Statistiques"*
- [94] FORMATION INSTN "Perfectionnement en spectrométrie gamma, application à l'analyse des produits de fission"
- [95] N. HUOT, A. COURCELLE, A. AGGERY, D. BLANCHET, J. DI-SALVO, C. DÖDERLEIN, H. SERVIERE, G. WILLERMOZ "The nuclear heating calculation scheme for material testing in the future Horowitz reactor" *Proceeding of Physor, Chicago, April 25-29, 2004*
- [96] J. SNELGROVE, P. LEMOINE, L. ALVAREZ "High density U-Mo fuels - Latest results and reoriented programs" *Proceedings RRFM 2005, Budapest (Hongrie), 10-13 avril, 2005*
- [97] C. DODERLEIN ET AL. "The VALMONT experimental programme for the neutronics qualification of the UMo/Al fuel for the Jules-Horowitz-Reactor" *RERTR 2004, IAEA, ANL, Vienne, Autriche, 7-12 Nov. 2004*
- [98] C. DODERLEIN, S. CATHALAU "Motivation du programme AMMON pour la qualification du formulaire HORUS-3D" *CEA NT/SPRC/LPN/04-1403*
- [99] L. BENMANSOUR, A. SANTAMARINA, B. CAMOUS, P. CHAUSSONET, A. LELUYER, PH. JOYER "Gamma heating experimental results of the ITER prototypical blanket shield experiment at FNG and their analyses" *Note Technique SPRC/LEPH/97-204*
- [100] O. LITAIZE, M. HERVAULT "Monte-Carlo analysis of the BASALA-H Experiment" *Note Technique SPRC/LEPH/03-203*
- [101] M. ANTONY, J.P. HUDELLOT "Caractérisation géométrique et bilan matière du réacteur MINERVE dans la configuration MELODIE IV" *CEA Note Technique NT/SPEX/LPE/03-005*

- [102] H. SERVIÈRE "Cartographie de dose gamma en champ mixte neutron - gamma en milieu modérateur : mise au point d'un capteur thermoluminescent et d'un lecteur laser" *Thèse de l'Université de Montpellier II, 1993*
- [103] M.BÖHM (1) AND A.SCHARMANN (1 ET 2) "Applied thermoluminescence dosimetry : History (1), Theory (2)" *ECSC, EEC, EAEC, Bruxelles and Luxembourg, (1981)*
- [104] Y. S. HOROWITZ "Thermoluminescence and thermoluminescent dosimetry" *Vol I, II, III. CRC Press, (1984)*
- [105] S.W.S. MCKEEVER, R. CHEN "Luminescence models" *Radiation Measurements, vol 27, N°5/6, p625-661, 1997*
- [106] J. T. RANDALL AND M. H. F. WILKINS "The phosphorescence of various solids" *Proc. R. Soc. London, A 184, 347, (1945)*
- [107] G.F.J. GARLICK AND A.F. GIBSON "The electron, trap mechanism of luminescence in sulfide and silicate phosphors" *Proc. phys. soc., 60, 574, (1948)*
- [108] M. MARSHALL, J.A. DOUGLAS, T. BUDD, W.L. CHURCHILL "A two temperature readout of thermoluminescent LiF, its properties and uses for personal dosimetry" *Communication M307, 4th Int. Cong. of Int. Rad. Prot. Assoc., Paris, 4, 1257-1260, 1977*
- [109] B.G. OLTMAN, J. KASTNER, C. PADEN "Spectral analysis of thermoluminescence curves" *Proc. 2nd Int. Symp. on Luminescence Dosimetry, Gatlinberg, USAEC, CONF-680920, 623-631, 1968*
- [110] J. A. B. GIBSON "The relative tissue kerma sensitivity of thermoluminescent materials to neutrons" *Radiation Protection Dosimetry vol 15 n°4 pp253-266 (1986)*
- [111] G. PORTAL "Contribution à l'étude et au développement de la dosimétrie par radiothermoluminescence" *Thèse, Rapport CEA-R-4697, 1975*
- [112] "Materials and assemblies for thermoluminescence dosimetry" *Plaquette Harshaw TLD*
- [113] "D687.131.0/21 (2003-05) PTW User Manual : Semiflex Ionization Chambers Type 31010, 31011, 31012, 31013"
- [114] L. H. GRAY *Proc. Roy. Soc. (London) A156 :578 chap25 §2 (1936)*
- [115] L.V. SPENCER, F.H. ATTIX "A theory of cavity ionization" *Radiation Research 3, 239-254 (1955)*
- [116] L.V. SPENCER "Note on the theory of cavity ionization chambers" *Radiation Research 25, 352-358 (1965)*
- [117] T. E. BURLIN AND R. J. SNELLING "The application of general cavity ionisation theory to the dosimetry of electron fields" *Proc. 2nd Symp. Microdosimetry, EUR-4452 d-f-c, p455, Euratom (1970)*
- [118] S.M. SELTZER, J.H. HUBBELL "Tables and graphs of photon mass attenuation coefficient and mass energy-absorption coefficients for photon energies 1keV to 20MeV for elements Z=1 to 92 and some dosimetric materials, 45 Years (1950-1995) with X-ray interactions and applications presented 51th National meeting of the Japanese society of radiological technology" *http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/cover.html, 1995*
- [119] L. KATZ, A.S. PENFOLD *Revs. Mod. Phys., 24 :28, chap21 §3, (1952)*
- [120] R.D. EVANS "The atomic nucleus" *New York 1955*
- [121] B. ROSSI "High Energy Physics" *1952*

-
- [122] G.G. SIMONS, T.Y. YULE "Gamma-ray heating measurements in zero-power fast reactors with thermoluminescent dosimeters" *Nuclear Science and Engineering* 53, 162-175 (1974)
- [123] H. SERVIÈRE "Faisabilité de la mesure de dose gamma au moyen de détecteurs thermoluminescents : expérience d'irradiation Eole Septembre 2003 " *Note Technique SPEX/LPE/03-109*
- [124] D. BLANCHET "Estimation des incertitudes de mesure par détecteurs thermoluminescents lors des expériences ADAPH" *Note CEA SPRC/LPN/05-1426*
- [125] P. BLAISE, H. SERVIÈRE "Rapport d'expérience ADAPH dans EOLE " *Note Technique SPEX/LPE/04-085/0 à paraître*
- [126] D. BLANCHET, P. BLAISE, M. BOYARD, C. D'ALETTO, J. DI SALVO, C. DÖDERLEIN, P. HENRARD, N. HUOT, H. SERVIÈRE, P. SIRETA, G. WILLERMOZ "Analysis of gamma-ray dosimetry experiments for the validation of the JHR nuclear heating calculation scheme" *to be published in the proceeding of Mathematics and Computation 2005*
- [127] D. BLANCHET " Programme expérimental ADAPH : Analyse préliminaire des mesures intégrales de dose gamma effectuées à l'aide de détecteurs thermoluminescents dans la configuration de cœur BASALA C/16Gd de la maquette critique EOLE " *Note Technique SPRC/LPN 04-1405, Novembre 2004*
- [128] D. BLANCHET "Programme expérimental ADAPH : interprétation des mesures de dose gamma réalisées dans le réacteur MINERVE" *Note CEA SPRC/LPN/05-1443*
- [129] M. ANTONY, H. SERVIÈRE, V. LAVAL "Réacteur MINERVE - Configuration MELODIE IV - R1-UO2. Programme expérimental ADAPH" *Rapport d'expérience NT SPEX/LPE 05-081, Septembre 2005*
- [130] "Norme NF 13005, Guide pour l'expression de l'incertitude de mesure" *AFNOR*
- [131] N.R. DRAPER H. SMITH "Applied Regression Analysis" *Wiley series in probability and mathematical statistics*
- [132] YK LEE "Calcul des flux rapides et des échauffements gamma dans le réacteur OSIRIS et dans le dispositif BARITON avec le code Monte Carlo TRIPOLI4" *Note Technique SERMA/LEPP/RT/00-2809/A*
- [133] J.P. HUDELLOT, J.M.LAURENS, H. PHILIBERT, J.M. GIRARD "Calibration des chambres à fission EOLE/MINERVE et MASURCA dans les spectres de référence du réacteur BR1 du CEN MOL".
- [134] J.P. HUDELLOT *Communication personnelle*
- [135] N. HUOT "Description et validation préliminaire de la première version du schéma de calcul photonique du RJH - HORUS3D-P V1.2" *Note Technique SPRC/LPN 03-1344 (Octobre 2003)*
- [136] A. D. KNIPE "The non universality of the fast neutron response of FLi7 thermoluminescent detectors" *Radiation Protection Dosimetry Vol 37 N°1 pp19-24 (1991)*
- [137] AYYANGAR, K., LAKSHMANAN, A. R., CHANDRA, B. AND RAMADAS, K. "A comparison of thermal neutron and gamma ray sensitivities of common TL materials" *Phys. Med. Biol.*, 19, 665-676, 1974b
- [138] REDDY, A. R., AYYANGAR, K. AND BROWNELL, G. L. "Thermoluminescence response of LiF to reactor neutrons" *Radiat. Res.*, 40, 552-562, 1969
- [139] ROSSITER, M. J., LEWIS, V. E. AND WOOD, J.W. "The response of thermoluminescence dosimeters to fast (14.7 MeV) and thermal neutrons" *Phys. Med. Biol.*, 22, 731-736, 1977

- [140] SIMPSON, R. E. "Response of lithium fluoride to reactor neutrons" *Proc. 1st Int. Conf. On Luminescence Dosimetry, Stanford, USAEC-CONF-650637, 113-117, 1967*
- [141] SCARPA, G. "A study of dosimetric properties of beryllium oxide" *2nd Int. Cong. Of Int. Tad. Prot. Assoc., Brighton, Abstract in Health Phys., 19, 91, 1970*
- [142] DUA, S. K., BOULENGER, R., GHOOS, L. AND MERTENS, E. "Mixed neutron-gamma dosimetry" *Proc. 3rd Int. Conf. On luminescence dosimetry. Riso Report 249, 3, 1074-1088, 1971*
- [143] MAJBORN, B., BOTTER-JENSON, P. AND CHRISTENSEN, P. "Thermoluminescence dosimetry applied to areas with mixed neutron and gamma radiation fields" *Proc. Symp. On Dosimetry in agriculture, industry, Biology and medicine, Vienna, IAEA-SM-160/25, 169-177, 1972*
- [144] HOROWITZ, Y. S. "The thermal neutron sensitivity of LiF (TLD700, Harshaw) : the effect of sample size and batch origin" *Phys. Med. Biol., 23, 340-342, 1978*
- [145] CASWELL R.S., COYNE J.J., RANDOLF M.L. "Kerma factors for neutron energies below 30 MeV" *Rad. Res. 83, 217-254, 1980*
- [146] L.P. GERALDO, D. SMITH "Some thoughts on the positive definiteness in the consideration of nuclear data covariance matrices" *Argonne National laboratory, Nuclear Data and Measurements Series ANL/NDM-104, 1988.*
- [147] M. SALVATORES "La théorie des perturbations et les analyses de sensibilité" *EDF bulletin de la direction des études et recherches - série A Nucléaire, Hydraulique, Thermique n°1, 1988, pp33-44*
- [148] P. BLAISE "Mise au point d'une méthode d'ajustement des paramètres de résonance sur des expériences intégrales" *Thèse - Université de Provence, 1997*
- [149] N.M. LARSON "Updated User's Guide for SAMMY : Multilevel R-Matrix Fits to Neutron Data using Bayes' Equation" *ORNL-TM-9179 (1984)*
- [150] A. GANDINI, M. PETILLI "AMARA : A code using the Lagrange's multipliers method for nuclear data adjustment" *Comitato Nazionale per l'Energia Nucleare, RT/FI(73) 90, 1973*
- [151] C.E. SHANNON "A mathematical theory of communication" *Bell System Technical Journal, vol27,pp379-423 and pp623-656, July-October 1948*
- [152] F.H. FRÖHNER "Evaluation et analyse des données relatives aux résonances nucléaires" *Rapport JEFF 18 (2000)*
- [153] D. BLANCHET, G. WILLERMOZ "Développement d'une méthode de dés-homogénéisation appliquée à la reconstruction des puissances locales sur le coeur RJH" *NT-02-1312, 2002*
- [154] D. BLANCHET, G. WILLERMOZ "A new de-homogenisation method for local power reconstruction ". *Physor-2004 (Chicago)*
- [155] G. WILLERMOZ "Développement et mise en oeuvre d'une méthode statistique basée sur la régression non-linéaire pour l'amélioration des données de base neutronique" *NT- DER/SPRC/LEPh/00-224, 2000*
- [156] L. CARRARO, Y. DEVILLE "Réestimation des données de base à l'aide des données intégrales" *NT/SPRC/LEPh/94-202*

Table des figures

Introduction à la modélisation du transport des particules et des échauffements nucléaires	5
---	----------

Généralités sur les équations de transport et d'évolution
--

1.1 Section efficace totale de l'Uranium-238	7
--	---

Etat et limitations de la modélisation des dommages dans les matériaux

2.1 Déplacement de la température de transition ductile-fragile caractéristique de la fragilisation sous irradiation	23
--	----

Modélisation des échauffements nucléaires
--

3.1 Sections d'interaction photoatomique de l'aluminium	32
3.2 Fonction de diffusion incohérente pour quelques isotopes	39
3.3 Libre parcours moyen dans la zone combustible homogénéisée du RJH	41
3.4 Représentation schématique de la matrice de covariance de fission de l'U235	44
3.5 Comparaison des spectres d'émissions gamma par fission de l'U235 selon les bibliothèques JENDL33 et B-VI	47
3.6 Zoom sur la comparaison des spectres d'émissions gamma par fission de l'U235 selon les bibliothèques JENDL33 et B-VI	48
3.7 Exemple d'incohérence : le cas de ^{177}Hf dans ENDF/B-VI	51

Le futur réacteur de recherche Jules Horowitz (RJH)	57
--	-----------

Présentation du futur réacteur d'irradiation technologique RJH

4.1 Diagramme de Gant du projet RJH	61
4.2 Vue d'ensemble du réacteur RJH	62
4.3 Plan technique d'une coupe radiale de la zone combustible du cœur RJH "de référence"	64
4.4 Plan technique d'une coupe radiale du coeur RJH "de référence"	65
4.5 Plan technique d'une coupe radiale du coeur RJH type "configuration large"	65
4.6 Plan technique d'une coupe radiale du réflecteur RJH	67

4.7	Schéma technique de l'assemblage RJH	69
4.8	Plan de chargement-déchargement du cœur type configuration de référence en fractionnement par tiers	71
4.9	Dispositif étalon type "CHOUCA isolé"	72
4.10	Dispositif étalon type GRIFFON	73
4.11	Positionnement du dispositif "convertisseur" à aiguilles dans le RJH	75
4.12	Cœur type configuration de référence avec son chargement expérimental	77
4.13	Cœur type configuration large avec son chargement expérimental	78

Développement des schémas de calcul neutronique et photonique du RJH

5.1	Principe de la création des géométries SILENE pour le maillage du cœur RJH de "référence"	83
5.2	Principe du schéma "double niveau"	85
5.3	Le schéma de calcul HORUS-3D/P	92
5.4	Libre parcours moyen des photons dans le comustible UMoAl	93
5.5	Homogénéisation spatiale des sources gamma pour l'assemblage standard, l'assemblage chouca isolé et l'assemblage chouca groupé	93
5.6	Spectres d'émissions gamma de l'assemblage standard et de l'assemblage chouca isolé sur les différentes régions homogénéisées	94

Le programme expérimental ADAPh

101

Etude de faisabilité des expériences ADAPh

6.1	Configuration du cœur BASALA C/16Gd du réacteur EOLE. Trois positions de surgaines pour l'irradiation des TLD et deux positions de chambres à fission. . .	104
6.2	Photographie du cœur BASALA (réacteur EOLE)	105
6.3	Coupe radiale du cœur MINERVE, vue d'ensemble	106
6.4	Chargement critique de la zone nourricière - MINERVE - MELODIE R1-UO2 (594 plaques)	107
6.5	Chargement de la zone expérimentale - MINERVE - MELODIE R1-UO2	108
6.6	Diagramme de Gantt du programme ADAPh	110

Principe physique des mesures par TLD et chambre d'ionisation

7.1	Principe de la thermoluminescence	113
7.2	Courbes théoriques de l'intensité de TL en fonction de la température, avec comme paramètres fixes $S = 2.10^{13} s^{-1}$, $\beta = 10 K.s^{-1}$ et $T_0 = 300 K$, pour différentes énergies d'activation E_0	115
7.3	Courbes théoriques de l'intensité de TL en fonction de la température, avec comme paramètres fixes $E = 1.33 eV$, $\beta = 10 K.s^{-1}$ et $T_0 = 300 K$, pour diverses valeurs du facteur de fréquence S	115
7.4	Courbes théoriques de l'intensité de TL en fonction de la température, avec comme paramètres fixes $E = 1.33 eV$, $S = 2.10^{13} s^{-1}$ et $T_0 = 300 K$, pour des vitesses de chauffage de $\beta = 5 K.s^{-1}$ et $\beta = 15 K.s^{-1}$	116

7.5	Spectre d'émission des principaux pic de thermoluminescence du matériau LiF :Mg,Ti après exposition à différents types de radiations (Oltman et al, 1968)	117
7.6	Courbes de thermoluminescence d'un TLD600 obtenues respectivement par chauffage linéaire (a) et chauffage par plateaux (b), pour des cas d'irradiations aux neutrons et aux gamma (J.A.B. Gibson, 1985 [110])	118
7.7	Types de TLD utilisés	119
7.8	Lecteur de TLD de type Harshaw-3500	120
7.9	Schéma de principe du fonctionnement du lecteur TLD	120
7.10	Courbe de thermoluminescence du TLD MTS7 obtenue avec une loi de chauffage de 1°C/s	121
7.11	Loi de chauffage adoptées pour la lecture des différents TLD	122
7.12	Loi de chauffage adoptée pour le recuit des TLD	122
7.13	Exemple de non linéarité de la réponse d'un TLD (<i>FLi7</i>) en fonction de la dose absorbée	124
7.14	Réponse relative en fonction de l'énergie des photons pour les trois matériaux thermoluminescents employés	124
7.15	Caractéristiques du conditionnement et positionnement des TLD	126
7.16	Mise en place des TLD dans la sur-gaine (de diamètre < 1 cm)	126
7.17	Différents mécanismes d'ionisation de la cavité d'air de la chambre d'ionisation	127
7.18	Chambre d'ionisation gamma	128
7.19	Caractéristiques géométriques de la chambre à ionisation et de son capuchon en plexiglas	128
7.20	(a) Problématique de l'énergie déposée par les électrons dans un TLD formant une cavité en fonction du matériau environnant. (b) Libres parcours moyen des électrons dans l'air, l'eau et le FLi7.	130
7.21	Distributions énergétiques de l'électron Compton diffusé par un photon d'énergie 0.51 MeV, 1.2 MeV et 2.76 MeV (section efficace différentielle énergétique $d\sigma/dT$).	133
7.22	Correction de petite cavité f_s dans le cas d'un TLD FLi7 environné de Fer en fonction de l'énergie du gamma incident, avec ses composantes photoélectriques et Compton.	134
7.23	Correction de cavité générale de Burlin établie à partir des corrections de petite et grande cavité pour un TLD FLi7 (1x1x6mm) dans un environnement Fer. (Ce graphe est identique au graphe de l'article [122]).	134

Réalisation des expériences ADAPh
--

8.1	Configuration géométrique de l'étalonnage des TLD	137
8.2	Droite d'étalonnage des TLD <i>MTS7</i>	138
8.3	Droite d'étalonnage des <i>TLD700</i>	139
8.4	Droite d'étalonnage des TLD <i>CaF₂:Mn</i>	139
8.5	Droite d'étalonnage des TLD <i>Al₂O₃:C</i>	140
8.6	Mesure par chambre à fission obtenue à l'emplacement périphérique du cœur EOLE, lors des irradiations de montée en puissance.	147
8.7	Mesure par chambre à fission obtenue à l'emplacement médian du cœur EOLE, lors des irradiations de palier de puissance.	148
8.8	Résultats des mesures par TLD sur le cœur MINERVE	150
8.9	Résultats des mesures par chambre à fission et par chambre d'ionisation au cours d'une irradiation de 10 W - 20 min dans le réacteur MINERVE	154

Développement d'un schéma de calcul de référence pour l'interprétation des expériences ADAPh

9.1	Corrections de cavité de Burlin calculées pour le TLD700 FLi7 environnement air.	158
9.2	Corrections de cavité de Burlin calculées pour le TLD700 FLi7 environnement lucoflex (C_2H_3Cl). A basse énergie, le numéro atomique élevé du chlore (17) contenu dans le lucoflex induit une remontée importante de la correction de grande cavité.	158
9.3	Optimisation des conditions d'équilibre électronique pour l'étalonnage du TLD700	160
9.4	Différents TLD contenus dans un pilulier en chlorure de polyvinyl environné d'air et inséré dans une sur-gaine de crayon combustible en aluminium entourée d'eau. L'ensemble est irradié par le spectre gamma moyen obtenu lors des simulations TRIPOLI4 sur la géométrie complète du cœur. Les corrections de cavité relatives à chaque TLD sont calculées par une simulation MCNP du transport couplé des particules photons et électrons.	162
9.5	Etude paramétrique du rayon de la sphère modélisant la source gamma autour du motif afin de calculer la correction de cavité du TLD700 (FLi^7) en réacteur. . . .	162
9.6	Etude paramétrique de l'influence du spectre gamma source sur les résultats de corrections de cavités obtenues sur le motif réacteur MINERVE.	164
9.7	Equilibre électronique dans la cavité d'air de la chambre d'ionisation lors de l'étalonnage	165
9.8	Parcours moyen des photons sur le cœur BASALA C/16Gd homogénéisé. On note une discontinuité photoélectrique à basse énergie. Les parcours moyens des photons de 1 MeV et 500 KeV sont respectivement 7.3 cm et 3.8 cm.	167
9.9	Coupe radiale de la configuration BASALA simplifiée (hauteur 21cm, longueur 9.5cm). Au centre se trouve une sur-gaine en OVERCLAD-AG3 remplie d'air représentative des conditions d'irradiation des TLD.	167
9.10	Spectre gamma prompt moyenné sur l'ensemble des emplacements d'irradiation des TLD dans la configuration de cœur BASALA C/16Gd du réacteur EOLE pour un niveau de puissance de 15W, et Réponse relative d'échauffement dans la grandeur KERMA air.	169
9.11	Spectres gamma prompts obtenus aux différents emplacements d'irradiation de TLD (voir figure 6.1) comparés au spectre gamma prompts moyen (de référence) sur l'ensemble des emplacements. On constate une meilleure convergence statistique du spectre moyen et l'on vérifie que le spectre des photons est identique sur les 3 emplacements d'irradiation.	170
9.12	Comparaison des spectres photoniques calculés au centre des réacteurs EOLE et MINERVE	170
9.13	Principe de fonctionnement (en impulsions) d'une chambre à fission	171
9.14	Traverses axiales de taux de fission calculées aux positions d'irradiation du réacteur EOLE pour les isotopes fictifs U235, U238, U236 et U234. (Les incertitudes sont données à $\pm 2\sigma$).	173
9.15	Traverse radiale (sur la diagonale) des taux de comptage (calculés) de chambres à fission	175
9.16	Taux de comptage de la chambre à fission lors d'une irradiation de montée en puissance	177
9.17	Taux de comptage de la chambre à fission lors d'une irradiation avec palier	177

9.18	Synoptique du couplage TRIPOLI4-DARWIN pour le calcul de la contribution des gamma retardés à la dose intégrée par le TLD	179
9.19	Comparaison des formes de spectres d'émissions gamma promptes par fission du Pu239 (ENDF/B-VI) et d'émissions gamma retardées par décroissance des produits de fission du Pu239 (Calcul PEPIN2 à l'équilibre)	180
9.20	Comparaison des formes de spectres d'émissions gamma promptes par fission de l'U235 (ENDF/B-VI) et d'émissions gamma retardées par décroissance des produits de fission de l'U235 (Calcul PEPIN2 à l'équilibre)	180
9.21	Comparaison des résultats de calcul des débits de dose gamma prompts et gamma retardés au cours du palier d'irradiation de 15 W - 10 min dans le réacteur EOLE	181
9.22	Comparaison des résultats de calcul des débits de dose gamma prompts et gamma retardés au cours de la montée en puissance dans le réacteur EOLE	182
9.23	Résultats des calculs de débits de dose gamma prompts et retardés (normalisation à la puissance du cœur à l'aide des taux de comptage de la chambre à fission) . .	183
9.24	Principales contributions des produits de fission d'un crayon MOX au débit de dose gamma retardés dans l'air	184
9.25	Principales contributions des produits de fission d'un crayon MOX au débit de dose gamma retardés dans l'air	184
9.26	Facteurs de kerma $FLi7$ avec différentes proportions isotopiques de 6Li . (Les facteurs de kerma de chaque isotope proviennent de [145].	188
9.27	Facteurs de kerma du $FLi7$ en vis à vis avec les sections efficaces totales des isotopes constitutifs.	188
9.28	Facteur de kerma neutron du CaF_2 et fluence des neutrons calculée à 20 groupes au niveau du TLD central (normalisation par chambres à fission).	189
9.29	Facteur de kerma neutron du Al_2O_3 et fluence des neutrons calculée à 20 groupes au niveau du TLD central (normalisation par chambres à fission).	189
9.30	Kerma des TLD calculés pour un spectre neutronique obtenu au centre du cœur BASALA	190
9.31	Comparaison calcul-mesure des traverses axiales de taux de fission du Pu239 à la position radiale centrale	198
9.32	Comparaison calcul-mesure des traverses axiales de taux de fission du Pu239 à la position radiale médiane	198
9.33	Comparaison calcul-mesure des traverses axiales de taux de fission du Pu239 à la position radiale périphérique	199
9.34	Comparaison calcul-mesure d'une traverse axiale de taux de fission obtenue par la chambre à fission U235 insérée au centre radial du cœur	200
9.35	Comparaison calcul mesure par chambre d'ionisation sur le cœur MINERVE (date 1)	204

Ré-estimation des échauffements gamma dans le cœur RJH

10.1	Facteur de réduction d'incertitude en fonction du facteur de représentativité et des incertitudes expérimentales	219
10.2	Configuration du cœur RJH et dispositifs étudiés pour la ré-estimation des échauffements gamma	224

Liste des tableaux

Introduction à la modélisation du transport des particules et des échauffements nucléaires	5
---	----------

Généralités sur les équations de transport et d'évolution
--

Etat et limitations de la modélisation des dommages dans les matériaux

Modélisation des échauffements nucléaires
--

3.1 Spectre de dépôt d'énergie massique (unités arbitraires) des photons dans différents échantillons de matériaux insérés au niveau d'un dispositif chouca isolé au centre du cœur RJH	40
3.2 Données expérimentales de mesures des émissions gamma par fission	45
3.3 Données des évaluations de l'énergie libérée par fission	47

Le futur réacteur de recherche Jules Horowitz (RJH)	57
--	-----------

Présentation du futur réacteur d'irradiation technologique RJH

4.1 Situation des réacteurs d'irradiation technologique en Europe	59
4.2 Performance des durée de cycle des cœurs	71

Développement des schémas de calcul neutronique et photonique du RJH

5.1 Exemple de grandeurs d'intérêt et leurs incertitudes cibles pour le formulaire HORUS au cours des études de définition et de développement	80
5.2 Validation du calcul de la réactivité du cœur de référence nu à B2=0 par la méthode des six facteurs	88
5.3 Ecarts TRIPOLI4-APOLLO2 sur les principaux paramètres neutroniques du cœur de référence	88
5.4 Incertitudes garanties par le schéma HORUS3D/N V1.5.1 (2σ) sur les grandeurs neutroniques du cœur RJH	90

Etude de faisabilité des expériences ADAPh

Principe physique des mesures par TLD et chambre d'ionisation
--

- | | |
|--|-----|
| 7.1 Valeurs de fading adoptées pour les TLD considérés [112] | 123 |
|--|-----|

Réalisation des expériences ADAPh
--

- | | |
|---|-----|
| 8.1 Ecart-types des réponses massiques des TLD | 140 |
| 8.2 Moyennes des mesures corrigées (par le facteur de sensibilité), lors de l'étalonnage [nC] | 141 |
| 8.3 Facteurs d'élargissement de la loi de student | 142 |
| 8.4 Incertitudes de régression | 143 |
| 8.5 Résultats des mesures par TLD de bruit de fond gamma dans le cœur EOLE sans eau pendant 24 heures [mGy]; les incertitudes indiquent les écarts-types autour de la moyenne | 145 |
| 8.6 Résultats des mesures par TLD de bruit de fond gamma dans le cœur MINERVE sans eau pendant 66 heures [mGy]; les incertitudes indiquent les écarts-types autour de la moyenne | 146 |
| 8.7 Résultats des mesures par TLD de montée en puissance à 15W dans le cœur EOLE [mGy] (mars 2004); les incertitudes indiquent les écarts-types d'échantillons autour de la moyenne sur 4 détecteurs. | 147 |
| 8.8 Résultats des mesures par TLD de montée en puissance à 10W dans le cœur MINERVE [mGy] (Janvier 2005); les incertitudes indiquent les écarts-types d'échantillons autour de la moyenne sur 5 détecteurs. | 148 |
| 8.9 Résultats de mesures par TLD dans MINERVE lors de l'irradiation n°1 | 149 |
| 8.10 Résultats de mesures par TLD dans MINERVE lors de l'irradiation n°2 | 149 |
| 8.11 Résultats de mesures par TLD dans MINERVE lors de l'irradiation n°3 | 149 |
| 8.12 Composantes de l'incertitude finale | 152 |
| 8.13 Test du χ^2 sur les écart-types expérimentaux : vérification de la cohérence avec l'écart-type estimé | 153 |

Développement d'un schéma de calcul de référence pour l'interprétation des expériences ADAPh

- | | |
|---|-----|
| 9.1 Corrections de cavité calculées par le modèle de Burlin | 157 |
| 9.2 Etalonnage des TLD $FLi7$ CaF_2 et Al_2O_3 par calcul MCNP photon-électron 500 millions de particules (Les incertitudes concernant le positionnement des TLD sont négligeables) | 159 |
| 9.3 Résultats des calculs de corrections de cavités relatives à la configuration d'irradiation du réacteur EOLE (le Kerma air moyen sur l'ensemble des 4 TLD au centre axial et radial est normalisé au Kerma air moyen des dates 1,2 et 3 : $KA_{moy}=0.876$ Gy) | 163 |

9.4	Résultats des calculs de corrections de cavités relatives à la configuration d'irradiation du réacteur MINERVE (le Kerma air moyen sur l'ensemble des 4 TLD est normalisé au Kerma air moyen des dates 1,2 et 3 : $KA_{\text{moy}}=0.4233$ Gy)	163
9.5	Calcul de correction de cavité de la chambre d'ionisation lors de l'étalonnage	165
9.6	Calcul de correction de cavité de la chambre d'ionisation dans la configuration d'irradiation du réacteur MINERVE pour une puissance de 10W	166
9.7	Contribution des principales réactions de production gamma au débit de dose gamma prompts dans EOLE et MINERVE	168
9.8	Résultats des calculs TRIPOLI4 de dose gamma prompt exprimés en Kerma air pour les réacteurs EOLE et MINERVE (normalisation à la puissance par les comptages moyens des chambres à fission au cours des trois irradiations)	171
9.9	Comparaison des résultats de calcul obtenus pour les deux modélisations de chambres à fission envisagées	172
9.10	Comptage intégral des chambres à fission placées au centre axial lors des irradiations par paliers de puissance pour EOLE et MINERVE.	174
9.11	Discretisation temporelle des différentes étapes lors des irradiations de 15 W - 10 min et de montée en puissance dans le réacteur EOLE	181
9.12	Sensibilités relatives des TLD aux kerma neutrons (η_n/η_γ). (référence [110])	186
9.13	Choix des facteurs de réponse de dose neutronique (neutrons thermiques) parmi les données de références bibliographiques	187
9.14	Calcul de la correction neutronique pour la chambre d'ionisation	190
9.15	Dépôts d'énergie induits par les neutrons et les gamma prompts au niveau des différents matériaux de la chambre (simulation Monte-Carlo MCNP)	191
9.16	Contribution des différents domaines énergétiques des neutrons à la dose neutronique intégrée par les TLD dans EOLE et MINERVE	194
9.17	Incertitudes sur les facteurs correctifs permettant le calcul de la dose neutron intégrée par les TLD et propagation de ces incertitudes sur la dose neutronique calculée dans EOLE et MINERVE	194
9.18	Calculs des doses totales intégrées par les TLD sur EOLE [Gy] (irradiations de 15 W - 10 minutes)	196
9.19	Calculs des doses totales intégrées par les TLD sur MINERVE [Gy] (irradiations de 10 W - 20 minutes)	197
9.20	Comparaisons calcul-mesure pour les TLD dans EOLE et MINERVE [Gy]	201
9.21	Composantes finales de l'incertitude du C_γ/E_γ dans MINERVE	201
9.22	Composantes finales de l'incertitude du C_γ/E_γ dans EOLE (centre et périphérie radiale du cœur)	202
9.23	Comparaisons calcul-mesure C/E (de la dose gamma) pour les TLD dans EOLE et MINERVE	203

Ré-estimation des échauffements gamma dans le cœur RJH

10.1	Composantes a priori et a posteriori (ré-estimées) de l'échauffement gamma dans le réacteur MINERVE et incertitudes (1σ) associées (L'échauffement total $Y_1(X)$ résultant des valeurs a priori des paramètres a été arbitrairement normalisé à 1).	222
10.2	Echauffement gamma, échauffement neutronique, échauffement total et contributions isotopiques à l'échauffement gamma des dispositifs chouca isolés placés de la première à la troisième couronne du cœur RJH U_3Si_2 à 27% (Configuration toutes barres de contrôle en Hafnium non-insérées)	225

10.3	Echauffement gamma, échauffement neutronique, échauffement total et contributions isotopiques à l'échauffement gamma des dispositifs chouca isolés placés de la première à la troisième couronne du cœur RJH U_3Si_2 à 27% (Configuration toutes barres de contrôle en Hafnium insérées)	226
10.4	Echauffement gamma, échauffement neutronique, échauffement total et contributions isotopiques à l'échauffement gamma des dispositifs chouca groupés (dans les trois portes échantillons) placés de la première à la troisième couronne du cœur RJH U_3Si_2 à 27% (Configuration toutes barres de contrôle en Hafnium non-insérées)	227
10.5	Echauffement gamma, échauffement neutronique, échauffement total et contributions isotopiques à l'échauffement gamma des dispositifs chouca groupés (dans les trois portes échantillons) placés de la première à la troisième couronne du cœur RJH U_3Si_2 à 27% (Configuration toutes barres de contrôle en Hafnium insérées)	227
10.6	Echauffement gamma, échauffement neutronique, échauffement total et contributions isotopiques à l'échauffement gamma d'une barre de contrôle en Hafnium placée au centre du cœur RJH U_3Si_2 à 27% (Configuration toutes barres de contrôle en Hafnium insérées)	228
10.7	Ajustement des échauffements gamma au niveau des dispositifs expérimentaux du RJH (cœur U_3Si_2 à 27%). Les barres des contrôle en Hafnium ne sont pas insérées.	229
10.8	Ajustement des échauffements gamma au niveau des dispositifs expérimentaux du RJH (cœur U_3Si_2 à 27%). Les barres des contrôle en Hafnium sont toutes insérées.	229