

AIX-MARSEILLE UNIVERSITE

ECOLE DOCTORALE N°352
« PHYSIQUE ET SCIENCES DE LA MATIERE »

THESE

Présentée pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE
D'AIX-MARSEILLE**

Spécialité : Instrumentation

Par

Damien FOURMENTEL

Mesures neutroniques et photoniques combinées pour la caractérisation
précise des canaux expérimentaux du futur réacteur d'irradiation Jules
Horowitz (RJH)

Soutenue publiquement le 26/03/2013, devant la commission d'examen :

Président du jury :	Pr. Abdel Mjid NOURREDDINE
Rapporteur :	Dr. Bertrand PEROT
Rapporteur :	Pr. Jean-Claude ANGELIQUE
Directeur de thèse :	Pr. Abdallah LYOUSSI
Co-directeur de thèse :	Pr. Yves ZEREGA
Encadrant CEA :	M. Jean-François VILLARD
Examinatrice :	Dr. Christelle REYNARD-CARETTE
Invité :	Dr. Jean-Pierre CHAUVIN

RESUME

Le futur Réacteur d'irradiation Jules Horowitz (RJH) constituera à partir de 2016 sur le site du CEA Cadarache (France) un outil unique dédié aux besoins de l'industrie et de la recherche dans le domaine de l'énergie nucléaire. La qualité des programmes de recherche qui seront conduits dans le RJH dépendra pour une grande part de la bonne connaissance et de la maîtrise des conditions expérimentales dans les canaux d'essais. Dans ce contexte, le CEA et Aix-Marseille Université (Unité LISA EA4672) conduisent conjointement un projet scientifique et technique baptisé IN-CORE¹ dans le cadre du laboratoire commun CEA et Aix-Marseille Université LIMMEX². Ce projet a pour but d'améliorer la connaissance des flux neutroniques et photoniques du cœur du réacteur RJH, grâce d'une part, à un dispositif d'instrumentation et de mesure innovant réalisant des cartographies complètes des emplacements expérimentaux, et d'autre part, à un couplage des mesures d'émissions neutroniques, photoniques et thermiques effectuées par ce dispositif. Au sein du cœur du RJH, sont attendus des flux neutroniques de l'ordre de 10^{15} n.cm⁻².s⁻¹ et des échauffements nucléaires pouvant atteindre 20 W.g⁻¹ pour une puissance nominale de 100 MWth. Un des enjeux est donc d'identifier les détecteurs capables de mesurer de tels flux dans les conditions expérimentales du RJH et de déterminer les méthodes d'interprétation des signaux les plus appropriées.

Les travaux de thèse s'inscrivent dans ce programme ambitieux et ont pour objectif d'étudier les potentialités et l'intérêt de la combinaison des mesures des rayonnements dans la perspective d'une meilleure évaluation des niveaux de flux neutroniques, rayonnement gamma et d'échauffement nucléaire dans les emplacements expérimentaux du RJH. Une première étape du projet IN-CORE consiste à réaliser et exploiter un dispositif de mesure appelé CARMEN-1, adapté dans un premier temps à la cartographie des conditions d'irradiation du réacteur OSIRIS, qui sera suivie d'une seconde version dite CARMEN-2 dédiée aux expérimentations dans le cœur du RJH, notamment lors de son démarrage. Cette expérience a été l'occasion de tester l'ensemble des détecteurs des flux de rayonnement susceptibles de répondre aux besoins du RJH, notamment ceux récemment développés.

Les mesures neutroniques de référence sont assurées par la dosimétrie d'activation. En revanche, il n'existe pas de technique de mesure de référence pour les flux photoniques. L'intérêt majeur des travaux de thèse a été de combiner les mesures de rayonnement afin d'améliorer la connaissance du flux photonique et de l'échauffement nucléaire en particulier. Dans ce but, un calorimètre différentiel à échantillon de graphite a été spécifiquement conçu pour mesurer les échauffements nucléaires de la périphérie du réacteur OSIRIS (≤ 2 W/g). Ces mesures d'échauffement nucléaire sont complétées par celles d'un thermomètre gamma qui mesure également l'échauffement nucléaire mais dans de l'acier inoxydable. Afin de corréler ces mesures, dans le graphite et dans l'acier inoxydable, avec la mesure du flux photonique, une chambre d'ionisation adaptée aux conditions d'irradiation a été testée et sa sélectivité au rayonnement gamma démontrée.

Les résultats de l'expérience CARMEN-1 montrent que l'analyse combinée des mesures des flux photoniques et des flux de neutrons thermiques permet de réduire les écarts avec la

¹ Instrumentation for Nuclear radiations and Calorimetry On-line in Reactor.

² Laboratoire d'Instrumentation et Mesures en Milieux eXtrêmes.

dosimétrie d'activation. Cette analyse combinée démontre l'intérêt de mesurer simultanément le flux photonique pour prendre en compte avec une plus grande précision la contribution photonique sur les signaux des détecteurs neutroniques. L'analyse des mesures d'échauffement nucléaire dans le graphite et dans l'acier inoxydable montre par ailleurs que la mesure du flux photonique est nécessaire à la compréhension des calculs d'échauffement dans les structures. Les modèles Monte Carlo établis dans les travaux de thèse sont en accord avec les mesures photoniques et d'échauffement nucléaire dans le graphite et dans l'acier inoxydable. Cette analyse combinée des mesures de flux photonique et d'échauffement nucléaire contribue à améliorer la connaissance de l'échauffement nucléaire dans les structures.

L'ensemble de ces travaux contribue à l'amélioration de la caractérisation des canaux expérimentaux des réacteurs d'irradiation technologiques. L'interprétation combinée des mesures neutroniques, photoniques et d'échauffement nucléaire permet de réduire les incertitudes et met en évidence l'intérêt de disposer d'une instrumentation nucléaire capable de mesurer le flux photonique en ligne, cette dernière étant jusqu'ici marginale dans les réacteurs d'irradiation technologique.

ABSTRACT

A new Material Testing Reactor (MTR), the Jules Horowitz Reactor (JHR), is under construction at the CEA Cadarache (French Alternatives Energies and Atomic Energy Commission). From 2016 this new MTR will be a new facility for the nuclear research on materials and fuels. The quality of the experiments to be conducted in this reactor is largely linked to the good knowledge of the irradiation conditions. Since 2009, a new research program called IN-CORE¹ “Instrumentation for Nuclear radiations and Calorimetry Online in Reactor” is under progress between CEA and Aix-Marseille University in the framework of a joint laboratory LIMMEX². This program aims to improve knowledge of the neutron and photon fluxes in the RJH core, with one hand, an innovative instrumentation performing mapping of experimental locations, and on the other hand by coupling neutron flux, photon flux and thermal measurements. Neutron flux expected in the JHR core is about 10^{15} n.cm⁻².s⁻¹ and nuclear heating up to 20 Wg⁻¹ for a nominal power of 100 MWth. One of the challenges is to identify sensors able to measure such fluxes in JHR experimental conditions and to determine how to analyse the signals delivered by these sensors with the most appropriate methods.

The thesis is part of this ambitious program and aims to study the potential and the interest of the combination of radiation measurements in the prospect of a better assessment of the levels of neutron flux, gamma radiation and nuclear heating in the JHR experimental locations. The first step of IN-CORE program is to develop and operate an instrumented device called CARMEN-1 adapted to the mapping of the OSIRIS reactor, then to develop a second version called CARMEN-2 dedicated to experiments in the JHR core, especially for its start-up. This experiment was the opportunity to test all the radiation sensors which could meet the needs of JHR, including recently developed sensors.

Reference neutron measurements are performed by activation dosimetry. However, there is no technical reference measurement for photon flux. One major contribution of the thesis was to combine radiation measurements to improve the knowledge of the photon flux and nuclear heating in particular. For this purpose, a differential calorimeter with graphite sample was specifically designed to measure nuclear heating in the ex-core locations of OSIRIS reactor (≤ 2 W / g). These nuclear heating measurements are supplemented by a gamma thermometer which measures the nuclear heating in stainless steel. In order to correlate the measurements of nuclear heating, in graphite and stainless steel, with the measurement of photon flux, an ionisation chamber adapted to the irradiation conditions was tested and demonstrated selectivity to gamma radiation.

The results of the CARMEN-1 experiment show that combined analysis of photon flux measurements with the analysis of thermal neutron flux measurements reduces the differences with the activation dosimetry. This first combined analysis shows the importance of simultaneously measuring the photon flux to improve the estimation of the photon contribution in neutron detectors. Measurement analysis of nuclear heating in graphite and stainless steel also shows that the measurement of photon flux is useful to understand the calculations of heating in structures. Monte Carlo models established in the thesis are in

¹ Instrumentation for Nuclear radiations and Calorimetry On-line in Reactor.

² Laboratoire d'Instrumentation et Mesures en Milieux eXtrêmes.

agreement with all measurements of photon flux and nuclear heating in graphite and stainless steel. This combined analysis of the photon flux and nuclear heating measurements contributes to improve the knowledge of nuclear heating in structures.

This work helps to improve the characterization of experimental locations in MTRs. The introduction of combinatorial neutron, photon and nuclear heating measurements shows its relevance. These works have finally demonstrated the benefit of having a nuclear instrumentation able to measure the photon flux online, this measurement being unusual in MTR.

SOMMAIRE GENERAL

INTRODUCTION	p. 7
--------------	------

PARTIE A

ETAT DE L'ART DES MESURES NEUTRONIQUES, PHOTONIQUES ET DES ECHAUFFEMENTS NUCLEAIRES EN REACTEURS D'IRRADIATION

I. MESURES DES FLUX DE NEUTRONS THERMIQUES	p. 14
II. MESURES DES FLUX DE NEUTRONS RAPIDES	p. 36
III. MESURES DES FLUX PHOTONIQUES	p. 45
IV. MESURES DES ECHAUFFEMENTS NUCLEAIRES	p. 53

PARTIE B

EXPERIENCE CARMEN-1

I. CHOIX DES DETECTEURS DE L'EXPERIENCE CARMEN-1	p. 81
II. DIMENSIONNEMENT D'UN NOUVEAU CALORIMETRE DIFFERENTIEL	p. 93
III. DISPOSITIF CARMEN-1	p. 103

PARTIE C

INTERPRETATION DES MESURES INDIVIDUELLES ET DES MESURES COMBINEES

I. INTERPRETATION DES MESURES NEUTRONIQUES	p. 118
II. INTERPRETATION DES MESURES PHOTONIQUES	p. 145
III. INTERPRETATION DES MESURES D'ECHAUFFEMENT NUCLEAIRE	p. 164
IV. INTERPRETATION COMBINEE DES MESURES NEUTRONIQUES ET PHOTONIQUES	p. 175

CONCLUSION	p. 185
------------	--------

COMMUNICATION PRODUITES	p. 187
-------------------------	--------

ANNEXES	p. 189
---------	--------

INTRODUCTION

La sûreté et la fiabilité des réacteurs nucléaires constituent un des objectifs majeurs des études de recherche et développement actuellement menées par le Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives (CEA) et ses partenaires (EDF, AREVA, etc.).

Les réacteurs d'irradiations technologiques ont un rôle de premier plan pour l'industrie du nucléaire. Ils sont notamment utilisés pour tester et qualifier les matériaux et combustibles des réacteurs électrogènes, dans des conditions d'irradiations rencontrées sur ces derniers. Ces réacteurs d'irradiations sont spécifiques et doivent présenter des caractéristiques performantes en matière de niveau de flux et de capacités expérimentales. En effet, leur principal intérêt est de pouvoir réaliser des expériences très instrumentalisées au-delà des conditions normales de fonctionnement des réacteurs de puissance. Les niveaux de flux sont intenses, parfois supérieurs à ceux rencontrés dans les centrales nucléaires de puissance, et permettent ainsi de réaliser des études de vieillissement de matériaux et composants sous irradiation.

Dans un contexte énergétique tendu, les recherches pour améliorer encore les performances et la sûreté de la filière nucléaire constituent un enjeu majeur. Or, en Europe, les réacteurs de recherche nécessaires à ce type d'étude datent des années 60 et arrivent progressivement en fin de vie. 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. Le Réacteur Jules Horowitz (RJH), en cours de construction sur le site du CEA Cadarache (Région PACA), répond à cet enjeu scientifique et technologique, et remplacera le réacteur OSIRIS du CEA Saclay.

La qualité des programmes de recherche qui seront conduits dans le RJH dépendra pour une grande part de la maîtrise des conditions expérimentales dans les canaux d'essais. Des efforts importants sont réalisés pour améliorer la précision des modèles actuellement utilisés pour prédire les conditions d'irradiation et les conditions thermiques dans les emplacements expérimentaux des réacteurs d'irradiations technologiques¹ existants. En effet, des marges d'incertitudes importantes sur les paramètres associés, en particulier les échauffements dus au rayonnement nucléaire, peuvent pénaliser la conception et la conduite optimale des expériences. L'analyse des capacités d'irradiation dans les réacteurs européens existants (OSIRIS en France, BR2² en Belgique, HFR³ aux Pays-Bas, HBWR⁴ en Norvège) montre qu'une meilleure maîtrise des conditions expérimentales, à l'aide de mesures nucléaires absolues et en ligne, est un enjeu majeur pour les futurs réacteurs d'irradiations technologiques comme le RJH.

Dans ce contexte, le CEA (Programme RJH) et l'Université d'Aix-Marseille (Unité LISA EA4672) mènent conjointement un projet scientifique et technique baptisé IN-CORE⁵ dans le cadre du laboratoire commun CEA et Aix-Marseille Université LIMMEX⁶. Ce projet a pour

¹ Les réacteurs d'irradiations technologiques sont souvent appelés MTR pour « **M**aterial **T**esting **R**eactor ».

² **B**elgian **R**eactor 2, Mol (Belgique).

³ **H**igh **F**lux **R**eactor, Petten (Pays-Bas).

⁴ **H**alden **B**oiling **W**ater **R**eactor, Halden (Norvège).

⁵ **I**nstrumentation for **N**uclear radiations and **C**alorimetry **O**n-line in **R**eactor.

⁶ **L**aboratoire d'**I**nstrumentation et **M**esures en **M**ilieus **e**Xtrêmes.

but d'améliorer la connaissance des flux neutroniques et photoniques du cœur du réacteur RJH, grâce d'une part, à un dispositif d'instrumentation et de mesure innovant réalisant des cartographies complètes des emplacements expérimentaux, et d'autre part, à un couplage performant des mesures d'émissions neutroniques, photoniques et thermiques effectuées par ce dispositif. La particularité des réacteurs d'irradiations technologiques est l'intensité des niveaux de flux neutroniques et photoniques. Au sein du cœur du RJH, sont attendus des flux neutroniques de l'ordre de 10^{15} n.cm⁻².s⁻¹ et des échauffements nucléaires pouvant atteindre 20 W.g⁻¹ pour une puissance nominale de 100 MWth. Un des enjeux est donc d'identifier les détecteurs capables de mesurer de tels flux dans des géométries compatibles avec les canaux expérimentaux du RJH.

Une première étape du projet IN-CORE sera concrétisée par la réalisation d'une première version de la cellule dite CARMEN-1 (Calorimétrie en Réacteur et Mesures des Emissions Nucléaires) adaptée à la cartographie des conditions d'irradiation du réacteur OSIRIS qui sera suivie d'une version finale dite CARMEN-2 dédiée aux expérimentations dans le cœur du RJH, notamment lors de son démarrage. C'est dans ce cadre que les travaux de thèse ont été menés.

L'objectif de ces travaux est d'étudier les potentialités et l'intérêt de la combinaison des mesures neutroniques, photoniques et d'échauffement nucléaire dans la perspective d'une meilleure évaluation des niveaux de flux neutroniques, rayonnement gamma et d'échauffement nucléaire dans les emplacements expérimentaux du RJH.

Les travaux de thèse ont été effectués au Département d'Etude des Réacteurs/Service de Physique Expérimentale/Laboratoire de Dosimétrie, Capteurs et Instrumentation du CEA Cadarache et se déclinent en 3 phases. La première phase a consisté à faire l'état de l'art des détecteurs de rayonnement dans les MTR. Cet état de l'art détaillé fait l'objet de la 1^{ère} partie du mémoire (Partie A) et a permis de montrer les dernières innovations en termes d'instrumentation et de mesure nucléaires.

Une seconde phase, détaillée dans la Partie B, a consisté à concevoir et à exploiter la cellule de cartographie CARMEN-1 dans le réacteur OSIRIS. En vue de cette expérience, une première étape a consisté à sélectionner les détecteurs adaptés aux différents paramètres recherchés, et plus particulièrement à dimensionner un calorimètre différentiel approprié. Enfin, le dispositif expérimental dans son ensemble a été conçu, les emplacements d'irradiation ainsi que le protocole expérimental définis, pour permettre de répondre aux besoins de l'analyse combinée des mesures neutroniques et photoniques.

La troisième et dernière phase des travaux de thèse a consisté à faire l'analyse des signaux issus des détecteurs utilisés lors de l'expérience d'irradiation CARMEN-1 menée dans le réacteur OSIRIS. Dans cette dernière partie du mémoire (Partie C), les différentes méthodes d'interprétation individuelle des flux de rayonnement sont détaillées, et la combinaison de ces mesures est étudiée.

PARTIE A

ETAT DE L'ART DES MESURES NEUTRONIQUES, PHOTONIQUES ET DES ECHAUFFEMENTS NUCLEAIRES EN REACTEURS D'IRRADIATION

La mesure des flux neutroniques, photoniques et des échauffements nucléaires revêt un caractère crucial pour les réacteurs d'irradiations technologiques (MTR). Ce type de réacteur de recherche a pour objectif de tester des matériaux et combustibles dans des conditions particulières de rayonnement et de température principalement. Il s'agit donc de connaître les rayonnements avec la plus grande précision pour les études menées sur les performances des matériaux et combustibles testés. En effet, les flux neutroniques sont responsables des dommages créés sur les matériaux (par les neutrons rapides en particulier) et sont à l'origine des réactions sur les combustibles (fission, capture radiative, etc.). La connaissance des échauffements nucléaires est également indispensable pour la réalisation des expériences d'irradiation. En effet, ce paramètre doit être connu avec la plus grande précision car il permet de dimensionner les dispositifs d'irradiation et de prévoir la température des échantillons sous irradiation. Les échauffements nucléaires sont dus majoritairement aux flux photoniques interagissant et déposant leurs énergies dans les composants des dispositifs d'irradiation et avec les échantillons testés. En revanche les flux photoniques en tant que tels ne sont généralement pas mesurés dans les MTR. Enfin, les mesures précises des rayonnements permettent de qualifier des codes de calcul de transport des neutrons, photons et électrons. Les rapports calcul/mesure sont donc nécessaires à l'amélioration de ces codes.

L'objet de cette première partie du mémoire de thèse est de faire un état de l'art détaillé des détecteurs neutroniques, photoniques et de mesure d'échauffement nucléaire en MTR, susceptibles de répondre aux besoins du RJH. Cette partie est organisée par mesurande : le flux de neutrons thermiques, le flux de neutrons rapides, le flux photonique et l'échauffement nucléaire.

Pour chacun des détecteurs seront détaillés les principes physiques de fonctionnement, les caractéristiques ainsi que les avantages et inconvénients liés à leurs utilisations dans les MTR.

Enfin, cet état de l'art contient les dernières innovations en termes d'instrumentation nucléaire en cours et en fin de recherche et développement du projet INSNU (INStrumentation NUcléaire) [1] et du Laboratoire¹ Commun d'Instrumentation (LCI) créé entre le SCK·CEN (Belgique) et le CEA [2].

¹ Le LCI (Laboratoire Commun d'Instrumentation) a pour objectif de mutualiser les compétences en instrumentation nucléaire spécifiquement pour les MTR.

PARTIE A : SOMMAIRE

I	MESURES DES FLUX DE NEUTRONS THERMIQUES.....	14
I.A	Chambres à fission.....	14
	I.A.i Principe de fonctionnement.....	14
	I.A.ii Caractéristiques des chambres à fission.....	17
	I.A.iii Modes de mesure.....	20
	I.A.iv Avantages et inconvénients.....	23
I.B	Collectrons.....	23
	I.B.i Principe de fonctionnement.....	24
	I.B.ii Caractéristiques des collectrons.....	25
	I.B.iii Avantages et inconvénients.....	32
I.C	Dosimétrie d'activation.....	32
	I.C.i Description des dosimètres.....	33
	I.C.ii Mesure de l'activité.....	34
	I.C.iii Interprétation de l'activité.....	35
II	MESURES DES FLUX DE NEUTRONS RAPIDES.....	36
II.A	Nature du dépôt fissile.....	36
	II.A.i Structure FNDS.....	43
	II.A.ii Etat d'avancement de la R&D.....	44
III	MESURE DES FLUX PHOTONIQUES.....	45
III.A	Les collectrons gamma.....	45
III.B	Choix du matériau émetteur.....	46
III.C	Choix technologiques.....	48
III.D	Etat d'avancement de la R&D.....	51
IV	MESURE DES ECHAUFFEMENTS NUCLEAIRES.....	53
IV.A	Définition de l'échauffement nucléaire.....	53
IV.B	Calorimètres différentiels.....	53
	IV.B.i Principe de fonctionnement.....	54
	IV.B.ii Choix du graphite.....	56
	IV.B.iii Etalonnage et méthodes de mesure.....	58
	IV.B.iv Avantages et inconvénients.....	61
IV.C	Thermomètre gamma.....	61
	IV.C.i Principe de fonctionnement.....	62
	IV.C.ii Caractéristiques des thermomètres gamma fabriqués par le SCK-CEN.....	64
	IV.C.iii Etalonnage et méthode de mesure.....	64
	IV.C.iv Avantages et inconvénients.....	65

PARTIE A : FIGURES

Figure 1 : illustration du parcours des produits de fission lors de la réaction de fission [10]	15
Figure 2 : schéma du principe de fonctionnement d'une chambre à fission [10]	15
Figure 3 : section efficace de fission de l'uranium 235	16
Figure 4 : différents modes de fonctionnement des détecteurs à remplissage gazeux [14]	17
Figure 5 : design d'une chambre à fission classique [19]	18
Figure 6 : évolution théorique de la sensibilité d'une chambre à fission d'uranium 235 [21]	19
Figure 7 : vue en coupe d'un câble coaxial adapté 50 ohms [19]	19
Figure 8 : représentation d'une impulsion de courant	20
Figure 9 : illustration des modes impulsif, fluctuation et courant (du haut vers le bas)	21
Figure 10 : exemple de synoptique de mesure du courant.....	22
Figure 11 : synoptique de mesure de la variance en mode fluctuation.....	22
Figure 12 : schéma d'un collectron standard [51]	24
Figure 13 : principales interactions neutron-matière dans un collectron	25
Figure 14 : sections efficaces de capture radiative des principaux émetteurs « lents »	28
Figure 15 : sections efficaces de capture radiative des principaux émetteurs « prompts »	29
Figure 16 : sections efficaces de capture radiative des principaux éléments des isolants.....	30
Figure 17 : sections efficaces de capture radiative des principaux éléments des aciers inox.....	31
Figure 18 : collectron cobalt utilisé dans les réacteurs d'exploitation de type EPR [32]	32
Figure 19 : dosimètres typiques d'une expérience d'irradiation dans leur quartz.....	33
Figure 20 : spectre d'émission gamma issu d'un dosimètre de cuivre ($^{63}\text{Cu}(n,\alpha)^{60}\text{Co}$).....	34
Figure 21 : rapport des sections efficaces de fission rapide/thermique de tous les isotopes fissiles [74]	37
Figure 22 : sensibilités des dépôts purs aux neutrons rapides en fonction de la fluence totale du canal K311 de BR2 [74].....	38
Figure 23 : sensibilités des dépôts purs aux neutrons thermiques en fonction de la fluence du canal K311 de BR2 [74]	38
Figure 24 : sensibilités des dépôts purs aux neutrons épithermiques en fonction de la fluence du canal K311 de BR2 [74].....	39
Figure 25 : taux de fission d'un dépôt pur de ^{242}Pu en fonction de la fluence du canal K311 de BR2 [74]	39
Figure 26 : sections efficaces de fission des isotopes créés sous irradiation d'un dépôt de ^{242}Pu pur	40
Figure 27 : incertitude relative sur la sensibilité aux neutrons rapides en fonction de la fluence de plusieurs dépôts dans BR2 [5]	41
Figure 28 : évolution de la sensibilité de différents dépôts de ^{242}Pu aux neutrons rapides avec la fluence [74].....	42
Figure 29 : structure du système FNDS	43
Figure 30 : schéma des entrées et sorties de PMM et de la partie acquisition de FNDS [70]	44
Figure 31 : sections efficaces de capture radiative du Bi, Pb, Pt et Ta comparés au Rh	47

Figure 32 : coefficients d'atténuation photonique massiques du Bi, Pb, Pt et Ta comparés au Rh [90].....	47
Figure 33 : courant mesuré aux bornes de collectrons en fonction du numéro atomique de l'émetteur en cellule d'irradiation gamma (⁶⁰ Co) [82]	48
Figure 34 : réponse en courant de collectrons tungstène pour différents diamètres d'émetteurs en fonction de la puissance du réacteur [83]	49
Figure 35 : prototype d'un collectron gamma à isolant alumine et à émetteur bismuth cylindrique [88][89].....	50
Figure 36 : prototype d'un collectron gamma à isolant hélium et à émetteur bismuth cylindrique [88][89]	51
Figure 37 : prototype d'un collectron gamma à isolant alumine et à émetteur bismuth tubulaire [88][89]	51
Figure 38 : photo d'un collectron bismuth [88][89]	51
Figure 39 : vue d'ensemble de la cellule de mesure [100]	54
Figure 40 : calorimètre différentiel développé au CEA [100]	55
Figure 41 : résistance électrique d'étalonnage du calorimètre [100].....	55
Figure 42 : coefficient d'atténuation photonique massique du carbone [90]	57
Figure 43 : sections efficaces élastiques et inélastiques des neutrons sur le carbone	57
Figure 44 : exemple de courbe de sensibilité de l'éprouvette vide [101]	58
Figure 45 : exemple de courbe de sensibilité d'une éprouvette avec échantillon de graphite [101]	59
Figure 46 : principe de fonctionnement du calorimètre différentiel	60
Figure 47 : exemple de mesures réalisées en périphérie du cœur d'OSIRIS par le calorimètre différentiel de l'expérience CALMOS [101]	61
Figure 48 : thermomètre gamma miniature utilisé à Halden [126]	63
Figure 49 : géométrie d'un thermomètre gamma utilisé au SCK-CEN.....	64

PARTIE A : TABLEAUX

Tableau 1 : interactions des principaux matériaux émetteurs [33]	27
Tableau 2 : caractéristiques nucléaires des principaux émetteurs [33].....	28
Tableau 3 : liste de quelques réactions d'activation utilisées en dosimétrie en réacteur.....	33
Tableau 4 : compositions isotopiques de deux dépôts de ²⁴²Pu [74]	41
Tableau 5 : caractéristiques des thermomètres gamma du SCK-CEN ainsi que d'Halden	64

I MESURES DES FLUX DE NEUTRONS THERMIQUES

Les mesures de flux de neutrons « thermiques » constituent la mesure de flux de particules en ligne la plus répandue dans les réacteurs de recherche et électrogènes. Les détecteurs utilisés pour les niveaux de flux de l'ordre de quelques 10^{15} n.cm⁻².s⁻¹, représentatifs des niveaux de flux neutroniques du RJH, sont les détecteurs à ionisation de gaz (chambres à fission) ainsi que les détecteurs à transfert de charges (collectrons).

Avant de détailler les différents détecteurs neutroniques, il convient de définir au préalable la notion de neutrons « thermiques ». En théorie, les neutrons thermiques suivent une distribution de Maxwell-Boltzmann. Les neutrons thermiques sont définis comme les neutrons dont la vitesse est la plus probable à température ambiante (20°C). Cette vitesse est estimée à 2200 m.s⁻¹ et correspond à une énergie de 0,025 eV. En pratique, les neutrons sont des particules qu'il faut pouvoir détecter sur une gamme d'énergie de près de neuf décades. Nous classerons ici les neutrons en trois catégories d'énergie :

- les neutrons thermiques (< 0,625 eV) ;
- les neutrons épithermiques (0,625 eV – 1 MeV) ;
- les neutrons rapides (> 1 MeV).

Remarque : la borne supérieure du domaine des neutrons thermiques, définie à 0,625 eV, correspond à la « coupure » cadmium.

Les paragraphes suivants détaillent les techniques de mesure susceptibles d'être adaptées à la mesure des flux de neutrons thermiques dans les emplacements expérimentaux du RJH.

I.A Chambres à fission

Les chambres à fission sont largement éprouvées dans les réacteurs de recherche et électrogènes. Elles sont utilisées notamment pour l'instrumentation en cœur² des réacteurs de type REP³ du parc nucléaire français [3], pour les mesures neutroniques « ex-core » des réacteurs américains de type PWR⁴ et BWR⁵ [4] et dans de nombreux réacteurs de recherche. De même, pour l'exploitation du réacteur ITER⁶ (Cadarache, France), plusieurs investigations sont menées pour développer des chambres à fissions pour le pilotage du réacteur et pour la production de tritium [5][6][7][8][9]. Dans les conditions de flux neutronique des MTR en particulier, elles sont utilisées principalement selon deux modes de fonctionnement ; le mode courant et le mode fluctuation.

I.A.i Principe de fonctionnement

Les chambres à fission sont composées de deux électrodes métalliques, dont l'espace inter-électrodes est constitué de gaz, sur lesquelles on applique une différence de potentiel

² Il s'agit du système RIC (Réacteur Instrumentation Cœur).

³ Réacteur à Eau Pressurisée.

⁴ Pressurized Water Reactor.

⁵ Boiling Water Reactor.

⁶ International Thermonuclear Experimental Reactor : prototype de réacteur de fusion en cours de construction à Cadarache (<http://www.iter.org/>).

continue. De la matière fissile (éventuellement fertile) est déposée sur l'une des électrodes⁷ de manière à ce que les neutrons incidents interagissent et donnent lieu à des réactions de fission dans le dépôt. Un des deux produits de fission (cf. Figure 1), animé d'une énergie cinétique de quelques dizaines de MeV, traverse le gaz de remplissage et crée le long de sa trajectoire un certain nombre de paires électron-ion qui sont séparées par le champ électrique appliqué (cf. Figure 2).

On mesure alors aux électrodes un courant dont l'amplitude est proportionnelle à la charge moyenne créée par les produits de fission et au taux de fission, et par conséquent, au flux de neutrons incidents.

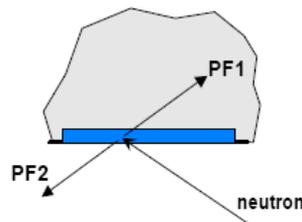


Figure 1 : illustration du parcours des produits de fission lors de la réaction de fission [10]

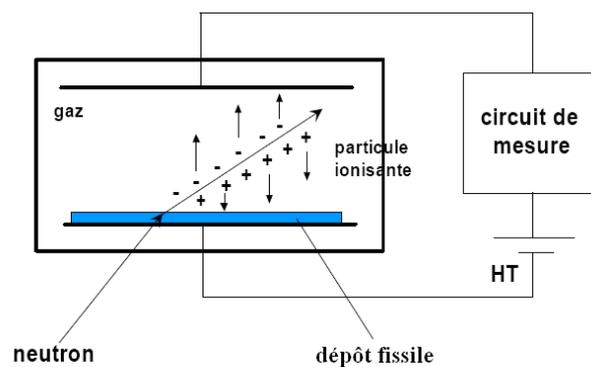
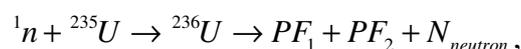


Figure 2 : schéma du principe de fonctionnement d'une chambre à fission [10]

L'isotope le plus largement utilisé dans les chambres à fission pour la mesure de flux de neutrons thermiques est l'uranium 235. Le principe de détection repose alors sur la réaction de fission de l'uranium 235.



avec $PF_{i=1,2}$: produits de fission ;

N_{neutron} : nombre de neutrons émis : 2,4 neutrons en moyenne [11].

La section efficace de fission de l'uranium 235 (Figure 3, page suivante), montre que celle-ci est prépondérante dans le domaine des neutrons thermiques ($< 0,6 \text{ eV} = 6.10^{-7} \text{ MeV}$).

Toutefois, deux phénomènes physiques peuvent perturber la mesure du flux neutronique. Il s'agit de l'autoprotection, qui rend les couches profondes du dépôt soumises à un flux neutronique différents des couches externes, et de l'autoabsorption où les produits de fission

⁷ Le dépôt de la figure 2 est sur la cathode mais en pratique le dépôt est réalisé sur l'anode ou la cathode.

ont une probabilité de rester piégés dans le dépôt. Il convient alors de minimiser l'épaisseur du dépôt fissile pour rendre négligeables les deux phénomènes [12].

Au travers de l'énergie moyenne nécessaire pour céder une paire électron-ion, notée W , la nature du gaz a un impact sur le nombre de paires créées pour un produit de fission donné. La publication de référence sur ce paramètre W est le rapport ICRU [13].

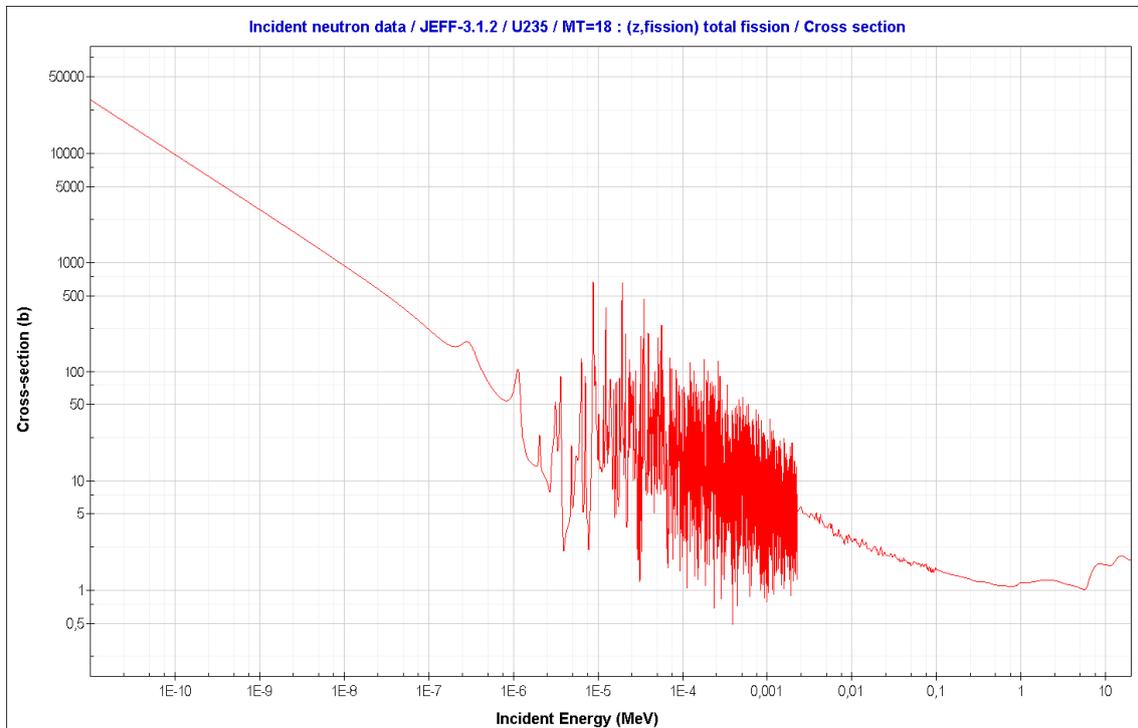


Figure 3 : section efficace de fission de l'uranium 235

Les électrons et les ions migrent alors sur les électrodes sous l'effet du champ électrique. Néanmoins plusieurs phénomènes peuvent perturber la collection des charges [12] :

- la recombinaison : lorsque le champ électrique est trop faible et l'ionisation intense, une partie des électrons et des ions se recombinent avant d'avoir été collectée. Dans ce cas il faut augmenter le champ électrique ;
- la charge d'espace : la séparation des paires électron-ion induit localement un champ électrique, le champ de charge d'espace, qui s'oppose au transport des ions et des électrons vers respectivement la cathode et l'anode ;
- le régime d'avalanche : lorsque le champ électrique est trop élevé, les charges peuvent provoquer des ionisations secondaires.

Nous venons de voir que le champ électrique appliqué joue un rôle majeur dans le fonctionnement des chambres à fission (phénomènes de recombinaison et d'avalanche pénalisants). C'est par ailleurs ce même paramètre qui permet de classer les différents modes de fonctionnement des détecteurs à remplissage gazeux.

La Figure 4 ci-dessous illustre 5 régions qui définissent les classes de fonctionnement de ces détecteurs à gaz. Toutefois, seules trois régions sont réellement exploitables (notées 2, 3 et 5 dans la Figure 4). Les chambres à ionisation de gaz se situent dans la région numérotée « 2 ».

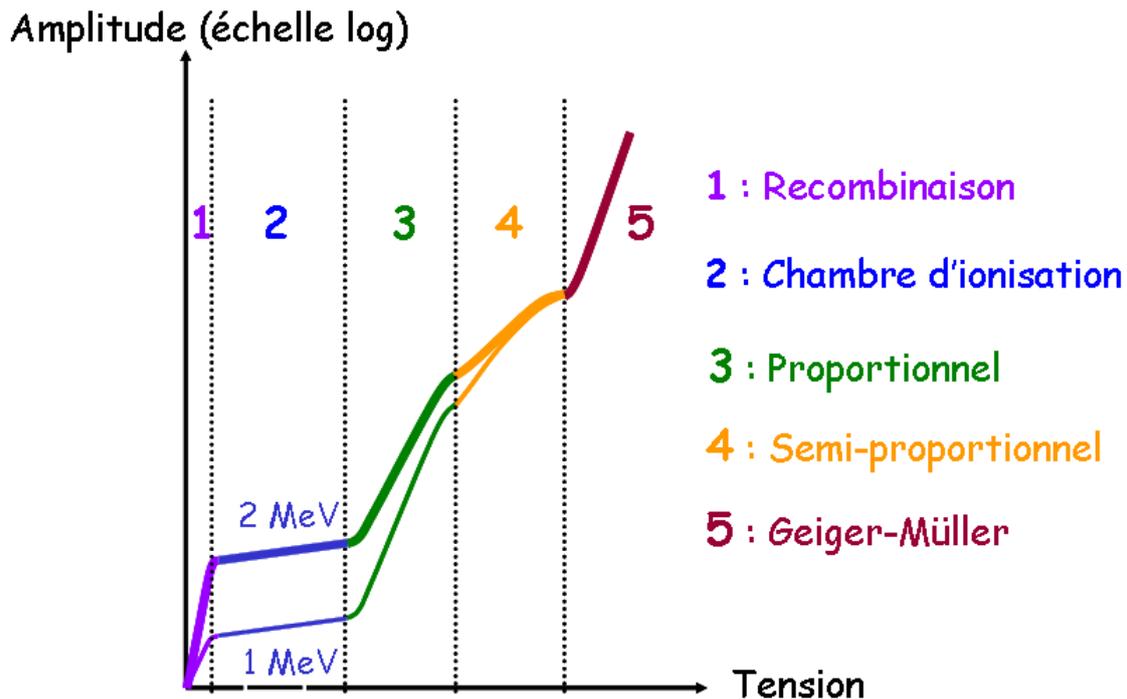


Figure 4 : différents modes de fonctionnement des détecteurs à remplissage gazeux [14]

Le régime des chambres à ionisation de gaz se situe sur un palier relativement large en tension. Les chambres à fission fonctionnent ici en régime dit de « saturation » où toutes les charges sont collectées. En revanche, à tension de polarisation donnée, le champ électrique est localement réduit par les charges créées dans le gaz ; c'est le phénomène d'écrantage (de charges d'espaces). Plus l'écrantage augmente, plus la tension doit être élevée pour atteindre la saturation et par conséquent, plus le domaine de fonctionnement en saturation est réduit. Le phénomène d'écrantage croît avec le taux de fission, la pression et la distance inter-électrodes ; il convient d'en tenir compte pour les mesures à haut flux neutronique [15][16][17][18].

Enfin, les chambres à fission ne permettent pas de discriminer le signal dû aux photons qui interagissent par effets photoélectrique, Compton et création de paires dans le détecteur. Ces charges viennent s'ajouter au signal issu de l'ionisation du gaz par les produits de fission. Dans un champ mixte neutrons-photons intense tel qu'attendu dans les emplacements expérimentaux du RJH, il s'agit d'en tenir compte.

I.A.ii Caractéristiques des chambres à fission

Les chambres à fission d'uranium 235 que l'on utilise dans les réacteurs de recherche du CEA sont aujourd'hui fabriquées principalement par la société PHOTONIS ou sur la base des modèles de cette société. Un catalogue de chambre à fission à dépôt d'uranium 235 [19] permet de choisir le détecteur adéquat selon l'application. Les paramètres dimensionnants quant au choix de la chambre à fission sont :

- encombrement (diamètre, longueur) ;
- température d'utilisation ;
- mode de fonctionnement (impulsion, fluctuation et courant) ;
- niveaux de flux et de fluence maximums attendus.

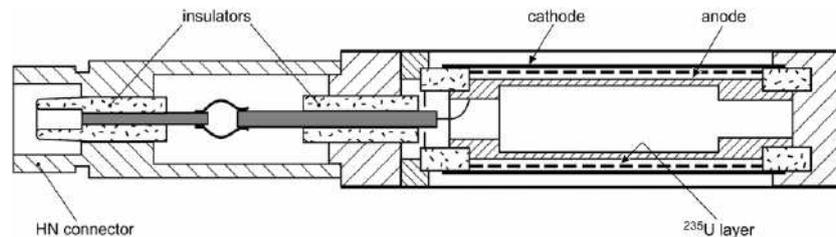


Figure 5 : design d'une chambre à fission classique [19]

Pour les mesures réalisées en MTR, en tenant compte des contraintes géométriques et des niveaux de flux, ces paramètres sont :

- encombrement minimum (quelques mm) ;
- température de fonctionnement de l'ordre de 40 °C ;
- modes fluctuation et courant ;
- flux de neutrons thermiques de l'ordre de quelques 10^{14} n.cm⁻².s⁻¹ ;
- fluence de l'ordre⁸ de quelques 10^{20} n.cm⁻².

Les deux derniers points dimensionnants concernent la masse du dépôt ainsi que la nature et la pression du gaz de remplissage. Leur détermination nécessite une réflexion approfondie. En effet, plusieurs phénomènes physiques entrent en jeu et notamment le champ de charges d'espace. Il faut alors évaluer la pression du gaz et la masse du dépôt pour minimiser ce champ de charges d'espace pour s'assurer que la chambre à fission fonctionne toujours en régime de saturation et ainsi éviter les recombinaisons. De plus, le temps de collection des électrons ne doit pas être trop long car cela engendrerait des impulsions larges et donc, pour le mode fluctuation (cf. §.I.A.iii.c), une difficulté à calculer la variance du signal aux bornes du détecteur.

Des études ont été menées sur le phénomène de charges d'espace et un critère de distorsion du champ de polarisation, fonction du taux de fission dans le dépôt ainsi que de la pression du gaz, permet alors analytiquement de calculer une pression optimale pour un taux de fission donné [16][18][20]. Enfin, les expérimentateurs du CEA Cadarache utilisent typiquement un gaz monoatomique d'argon ou un gaz diatomique tel que l'Ar 96% - N₂ 4% à une pression de 5 bars dans les chambres à fission de leurs réacteurs expérimentaux.

La détermination de la masse du dépôt sera reprise plus tard dans le mémoire lorsqu'il s'agira de dimensionner les chambres à fission de l'expérience CARMEN-1 (Partie B). Toutefois, les masses de dépôts d'uranium 235 sont typiquement de l'ordre de 10 µg.

Afin de déterminer la masse de dépôt, la sensibilité et la durée de vie du détecteur sont deux paramètres tout aussi importants. En effet, en raison de la consommation d'uranium 235, la sensibilité du détecteur décroît exponentiellement avec la fluence. La perte de sensibilité théorique en fonction de la fluence neutronique est illustrée à titre d'exemple⁹ dans la Figure 6 page suivante.

⁸ L'ordre de grandeur de la fluence correspond à plus d'un mois d'irradiation en continu sous un flux de 10^{14} n.cm⁻².s⁻¹.

⁹ Il s'agit d'un exemple car l'évolution de la sensibilité dépend du niveau de flux et de la forme du spectre neutronique.

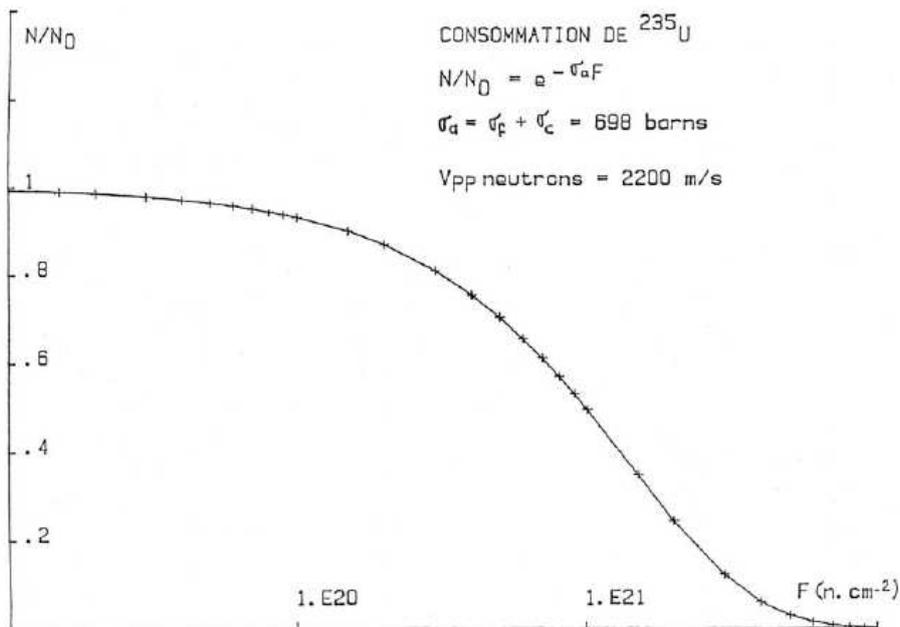


Figure 6 : évolution théorique de la sensibilité d'une chambre à fission d'uranium 235 [21]

Note : N/N_0 représente le rapport des noyaux restants/nombre initial.

Il est donc primordial d'évaluer le temps d'irradiation (la fluence) ainsi que le niveau flux de neutrons thermiques à mesurer pour optimiser la masse de dépôt fissile et ainsi garder un niveau de signal exploitable tout au long de l'irradiation de la chambre.

Enfin, il est recommandé d'approvisionner les chambres à fission avec le câble intégré spécialement conçu pour ce type de détecteur, d'une part, adapté pour des conditions d'irradiations intenses, et d'autre part, permettant d'assurer l'étanchéité du détecteur. Il s'agit de deux types de câbles en particulier. Les câbles coaxiaux gainés en acier inoxydable et les câbles coaxiaux adaptés en impédance à 50 ohms et gainés en acier inoxydable. Pour une utilisation de la chambre à fission en mode courant (cf. §.I.A.iii.b), il n'est pas nécessaire d'utiliser un câble adapté 50 ohms. En revanche, pour le mode fluctuation (cf. §.I.A.iii.c), le signal doit être le moins possible perturbé lors de son transport dans le câble ; il convient donc d'utiliser des câbles coaxiaux adaptés 50 ohms.

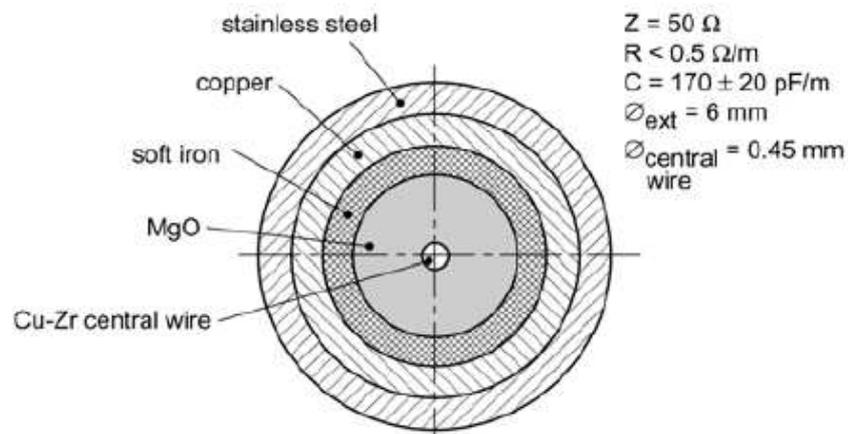


Figure 7 : vue en coupe d'un câble coaxial adapté 50 ohms [19]

I.A.iii Modes de mesure

On s'intéresse ici à l'origine du signal dans la chambre à fission. A la suite d'une réaction de fission dans le détecteur, une charge électrique est créée dans le volume du détecteur. Un champ électrique permet de collecter cette charge sur les électrodes. Le temps de collection des charges dépend du champ appliqué, de la géométrie du détecteur et est représentatif de la mobilité des charges, du volume actif et de leur distance moyenne de parcours (sans oublier de la fonction de transfert du préamplificateur de signal). Le détecteur délivre enfin une impulsion de courant pendant le temps de collecte des charges.

Le schéma suivant illustre une impulsion de courant fonction du temps t , où t_c représente le temps de collection de charge.

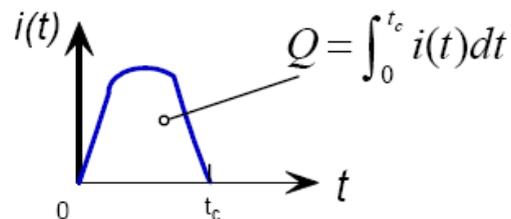


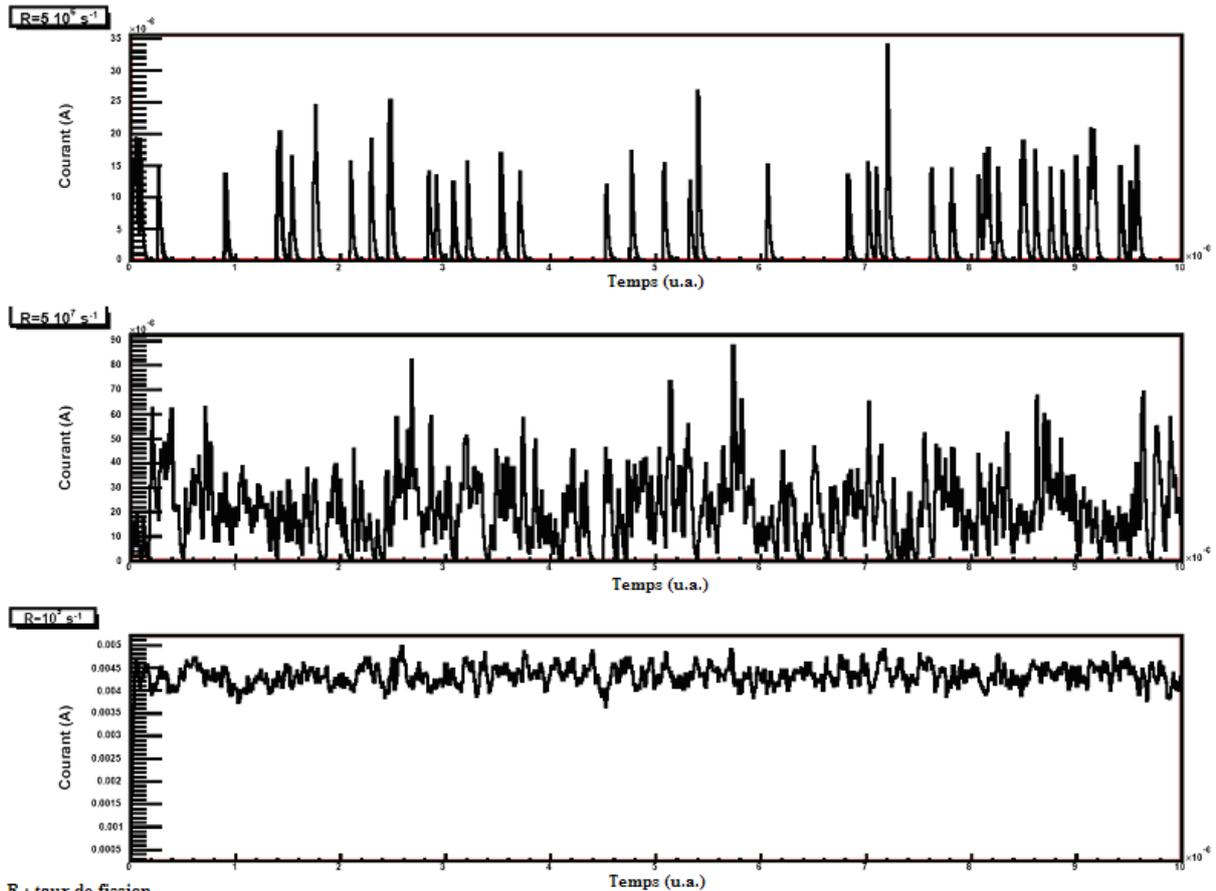
Figure 8 : représentation d'une impulsion de courant

Ceci est donc la représentation d'une seule réaction de fission. Cette information unitaire est traitée individuellement dans le cas du mode impulsion. En revanche lorsque le taux de fission devient très élevé¹⁰, l'effet d'empilement des impulsions conduit à créer un courant qui est exploité dans les modes courant et fluctuation. Ces trois modes de détection sont illustrés sur la Figure 9.

Une réaction de fission dans le détecteur va induire à ses bornes une impulsion de courant plus ou moins courte découlant des charges générées. Un détecteur dit rapide génère des impulsions brèves (typiquement quelques dizaines de nanosecondes) qui pourront être analysées individuellement, on parlera alors du mode impulsionnel. Dans un détecteur plus lent (typiquement jusqu'à quelques millisecondes) ou soumis à un flux important, les impulsions peuvent se chevaucher au point d'engendrer un courant, on parle alors du mode courant.

Enfin, il existe un mode intermédiaire, le mode fluctuation. Ce mode voit les impulsions se chevaucher de plus en plus et le signal est alors assimilé à un courant bruité. Le signal étant de nature stochastique on s'intéresse au moment d'ordre 2 du signal, la variance, elle-même proportionnelle au flux. Le moment d'ordre 1 correspond au mode courant, lui-même proportionnel au flux.

¹⁰ L'ordre de grandeur du nombre d'interactions par seconde maximum admissible en mode impulsion est d'environ $1 \cdot 10^5$ pour des impulsions d'une durée typique de 50 ns.



R : taux de fission

Figure 9 : illustration des modes impulsionnel, fluctuation et courant (du haut vers le bas)

I.A.iii.a Mode impulsion

Le mode impulsionnel permet de réaliser le comptage de chaque réaction de fission dans le détecteur et d'observer chaque forme d'impulsion (hauteur et largeur d'une impulsion principalement). L'impulsion mesurée n'est pas celle générée dans le détecteur par la collection des charges mais celle mise en forme par le préamplificateur puis par l'amplificateur. Ce mode est donc préférentiellement utilisé pour des mesures de faible débit de neutrons et s'applique alors pour du comptage. Les flux neutroniques qui règnent dans les MTR sont intenses et ce mode de détection n'est donc pas approprié.

I.A.iii.b Mode courant

Le mode courant s'utilise lorsque le taux de fission dans le détecteur est élevé. Le détecteur génère une succession continue de signaux qu'il n'est plus possible de mesurer individuellement et que l'on mesure alors sous forme d'un courant continu par une électronique appropriée.

Dans le cas d'un système de mesure linéaire, on peut montrer que l'amplitude moyenne de sortie du sous-ensemble de mesure, en régime établi, est donné par :

$$\bar{V} = K \cdot N \cdot \bar{Q},$$

avec \bar{V} : tension moyenne après conversion et amplification [V] ;
 K : impédance dépendant du système électronique [Ω] ;
 N : taux d'évènements moyen en coups par seconde [s^{-1}] ;
 \bar{Q} : charge moyenne par évènement (neutron ou gamma) [C].

Sur les installations nucléaires, le synoptique du sous-ensemble de mesure peut être représenté de la façon suivante :

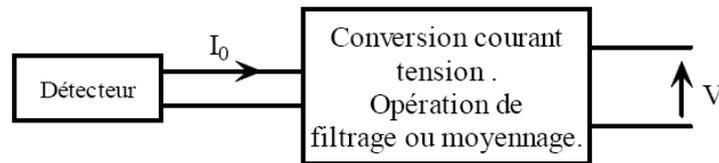


Figure 10 : exemple de synoptique de mesure du courant

I.A.iii.c Mode fluctuation

Le signal créé à la sortie du détecteur se décompose donc en une somme d'un courant moyen constant plus une fluctuation autour de cette moyenne. Le mode fluctuation traite la variable statistique qui caractérise les variations aléatoires du signal autour de sa moyenne, la variance.

L'analyse de ce mode a été initiée par le mathématicien Campbell et le terme de « Campbelling » est souvent substitué au nom de fluctuation ou MSV qui provient de l'anglais « Mean Square Voltage ». Du point de vue théorique, Campbell a établi deux équations qui relient la moyenne et la variance d'un signal distribué suivant une loi de Poisson. La moyenne caractérise le mode courant et la variance le mode fluctuation [22]. Pour obtenir directement la valeur MSV ou la variance, le synoptique du sous-ensemble de mesure est le suivant :

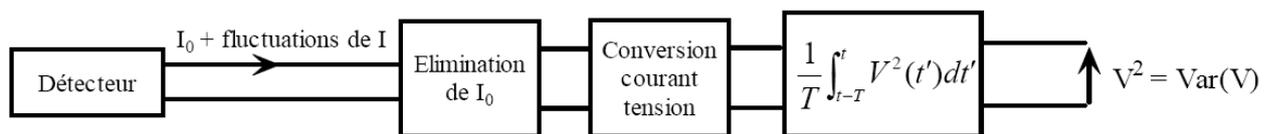


Figure 11 : synoptique de mesure de la variance en mode fluctuation

Comme pour le mode courant, on peut montrer que la variance ou l'amplitude quadratique moyenne, à la sortie du sous-ensemble de mesure (linéaire), est donnée par :

$$\bar{V}^2 = K' \cdot N \cdot \bar{Q}^2,$$

avec \bar{V}^2 : amplitude quadratique moyenne après conversion et traitement [V^2] ;
 K' : coefficient dépendant du système électronique [$\Omega^2 \cdot s^{-1}$] ;
 N : taux d'évènements moyen en coups par seconde [s^{-1}] ;
 \bar{Q}^2 : moyenne du carré de la charge par évènement (neutron ou gamma) [C^2].

Toutes les interactions contribuent à créer le signal y compris les contributions parasites dues aux interactions photoniques. En revanche leurs contributions interviennent dans le rapport du carré des charges. Les évènements générant des charges élevées (notamment les produits de

fissions dans les chambres à fission) sont donc favorisés par rapport aux évènements créant des charges plus faibles (par interactions des photons). Ce mode présente donc l'avantage de minimiser la contribution photonique dans les mesures neutroniques par chambres à fission [22][23][24].

Dans un champ mixte neutron-photon intense caractéristique des MTR, ce mode est clairement privilégié pour s'affranchir d'une large partie de la contribution photonique.

I.A.iv Avantages et inconvénients

La chambre à fission à dépôt d'uranium 235 est un excellent candidat pour la détection neutronique en MTR. Le choix de ce type de détecteur est justifié par :

- la géométrie du détecteur compatible avec les contraintes d'encombrement des canaux expérimentaux du RJH ;
- le mode fluctuation qui permet de discriminer en partie les photons interagissant dans le détecteur.

En revanche, l'utilisation de telles chambres à fission nécessite de prendre quelques précautions quant à leur exploitation :

- en mode courant, il est nécessaire d'évaluer la composante photonique (par une mesure dédiée ou par calcul) ;
- évaluation par analyses physico-chimiques de la masse fissile déposée ainsi que de la composition isotopique du dépôt avec précision.

I.B Collectrons

Les collectrons, appelés encore SPND pour « Self-Powered Neutron Detector », sont des détecteurs largement répandus dans les réacteurs nucléaires. Ils sont utilisés en cœur de nombreux réacteurs de recherche et électrogènes. Les réacteurs russes de type RBMK¹¹ [25], les réacteurs coréens de type PWR¹² (de type VVER¹³ et CANDU¹⁴) [26][27], les réacteurs canadiens de type CANDU [28][29], les réacteurs indiens de type PHWR¹⁵ [30], les réacteurs argentins de type PHWR [31] et les EPR¹⁶ [3][32] sont quelques exemples de réacteurs électrogènes utilisant des collectrons (leurs caractéristiques sont détaillées dans [33]). Ils sont utilisés également dans les MTR, tels qu'OSIRIS (CEA Saclay) [34][35], BR2 (SCK-CEN, Belgique) [36][37], HBWR (IFE, Norvège) [38], HFR (NRG, Pays-Bas), HANARO (KAERI, Corée) [39], etc. et dans divers réacteurs de recherche dans le monde comme en Tchécoslovaquie dans le réacteur WWR-S¹⁷ [40], aux Etats-Unis dans le réacteur TREAT¹⁸ [41] et au Brésil dans le réacteur IEA-R1 [42]. Ce détecteur, comme les chambres à fission,

¹¹ **Reaktor Bolshoy Moshchnosti Kanalni** : réacteur de forte puissance à canaux (traduction française).

¹² **Pressurized Water Reactor** : réacteur à eau pressurisée.

¹³ **Vodoi-Vodyanoi Energeticheski Reactor** : version russe des réacteurs à eau pressurisés (appelés également WWER).

¹⁴ **CAN**adian **D**euterium **U**ranium : réacteur à eau lourde de type PHWR.

¹⁵ **Pressurized Heavy Water Reactor** : réacteur à eau lourde pressurisée.

¹⁶ **European Pressurized Reactor** : réacteur à eau pressurisée Européen.

¹⁷ **Water Water Reactor** : réacteur à eau légère.

¹⁸ **Transient RE**actor **T**est **F**acility : réacteur d'essais de sûreté américain.

n'est pas exclusivement dédié à la mesure de flux de neutrons thermiques. La technologie et le principe des collectrons ont permis notamment le développement de collectrons permettant de mesurer le flux photonique (cf. §.III). La littérature montre également que plusieurs développements ont été réalisés pour diverses applications comme le développement d'une technique de mesure de débit de réfrigérant pour un réacteur d'essais de sûreté aux Etats-Unis [43], la mesure du taux de vide dans les réacteurs de type BWR [44][45] et la détection de l'ébullition du réfrigérant [46]. Du fait de leurs petites tailles et de leur robustesse, ils sont également utilisés lors de traitements de certains Cancer par capture neutronique (NCT) [47] ainsi que pour la détection des matières nucléaires illicites [48][49]. Enfin, des études sont menées pour utiliser des collectrons dans le réacteur de fusion ITER (Cadarache, France) [50].

I.B.i Principe de fonctionnement

Le collectron, de géométrie coaxiale, est composé d'une électrode centrale, appelée « émetteur », prise dans un isolant électrique, et d'une électrode concentrique, appelée « collecteur ». Au-delà de sa géométrie, il est constitué, à la nature du matériau émetteur près, de la même manière que la plus grande partie des câbles minéraux utilisés pour le transport des signaux en réacteur : un conducteur électrique (voire deux) isolé de sa gaine en acier inoxydable (ou en inconel pour les hautes températures) par un diélectrique de type alumine (ou magnésie).

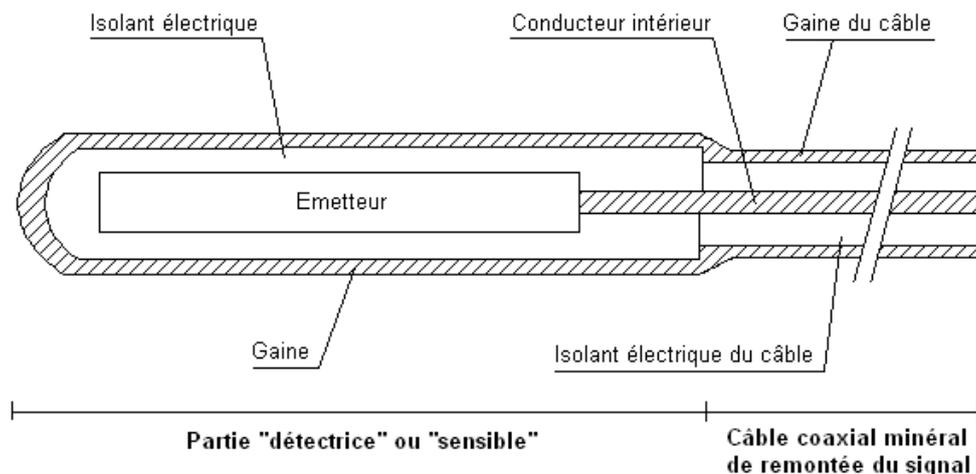


Figure 12 : schéma d'un collectron standard [51]

Le collectron ne nécessite aucune polarisation contrairement aux chambres à fission ; il se comporte comme un générateur de courant¹⁹. En première approximation, les interactions des neutrons avec les noyaux qui composent l'émetteur produisent un courant proportionnel au flux neutronique qui est collecté par la gaine du détecteur.

Le collectron est dimensionné de manière à ce que les interactions primaires entre les rayonnements et la matière aient lieu préférentiellement dans l'émetteur suivant les processus décrits ci-dessous :

- capture radiative des neutrons (n,γ) suivie d'une désintégration β^- et absorption partielle de ces γ dans l'émetteur par effets photoélectrique, Compton et création de paires (γ,e) ; soit les réactions notées (n,γ), (γ,e) et (n,β^-) ;

¹⁹ D'où le terme anglo-saxon de « Self-Powered Neutron Detector ».

- absorption des gammas issus de l'environnement (γ prompts et différés de fissions, γ prompts et différés suite aux captures dans les matériaux de structure proche du détecteur) avec émission d'électrons par effets photoélectrique, Compton et création de paires ; soit la réaction (γ, e) .

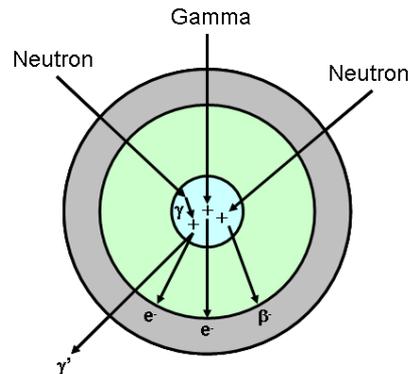


Figure 13 : principales interactions neutron-matière dans un collectron

Toutes ces réactions sont suivies de l'émission de charges électriques ; les ions positifs créés dans l'émetteur vont rétablir leur équilibre électrique en puisant des électrons dans le circuit fermé constitué par le collectron et l'appareil de mesure.

Le courant électrique ainsi créé peut alors s'écrire comme la somme des trois processus d'interactions primaires se produisant dans l'émetteur :

$$I_{total} = I(n, \gamma)(\gamma, e) + I(n, \beta^-) + I(\gamma, e).$$

Toutefois, les phénomènes d'interactions décrits dans l'émetteur se produisent également dans l'isolant et dans la gaine située au droit de l'émetteur ; la capture (n, γ) restant prépondérante dans l'émetteur. En revanche, les interactions (γ, e) peuvent avoir lieu n'importe où, bien qu'elles soient favorisées dans les matériaux dont le numéro atomique est élevé.

G.F. LYNCH [52] comptabilise 76 processus d'interactions possibles (n, β^-) , (n, γ) (γ, e) et (γ, e) au niveau de la partie détectrice d'un collectron dans une structure coaxiale à trois éléments (émetteur - isolant - gaine). Ces 76 processus sont cités dans l'Annexe 1.

L'ensemble de ces processus montre que le courant mesuré aux bornes du détecteur est la somme de nombreuses contributions, positives et négatives, au signal utile.

Par ailleurs, les électrons créés ou stoppés dans l'isolant créent un champ électrique constituant une barrière de potentiel que doivent franchir les électrons émis par l'émetteur pour sortir de l'isolant. Nous verrons dans la Partie C du mémoire que le parcours des électrons dans l'isolant complexifie les calculs d'interprétation du flux neutronique à partir des mesures réalisées par les collectrons.

I.B.ii Caractéristiques des collectrons

Les matériaux choisis pour la fabrication des détecteurs ont des caractéristiques bien particulières ; notamment vis-à-vis de leurs interactions avec les rayonnements neutroniques et photoniques. Les interactions (n, γ) , (γ, e) et les courants correspondants sont considérés

comme instantanés ou prompts. En revanche, les réactions (n,β^-) génèrent un courant différé qui suit la décroissance plus ou moins lente des isotopes émetteurs β^- formés dans l'émetteur. Ces deux composantes sont présentes et concurrentes quel que soit le collectron, mais leur importance relative dépend d'abord du type d'émetteur. On distingue alors des collectrons dits « lents » (rhodium, argent et vanadium essentiellement) et d'autres dits « prompts » (cobalt et platine essentiellement) [33].

Collectrons « prompts »

Le principe de fonctionnement des collectrons prompts consiste à favoriser les captures radiatives (n,γ) suivies d'interactions (γ,e) . Ce type de collectron nécessite d'avoir des émetteurs possédant à la fois des sections efficaces neutroniques suffisantes et un numéro atomique suffisamment élevé pour favoriser l'interaction des rayonnements gammas. Cependant cette propriété rend également le détecteur plus sensible au rayonnement photonique externe. Enfin, les isotopes instables émetteurs β^- formés doivent être peu nombreux pour que les rayonnements de décroissance radioactive génèrent peu de courant différé.

Collectrons « lents »

Le principe de fonctionnement d'un collectron lent est basé sur l'activation des noyaux de l'émetteur par les neutrons incidents pour former un corps émetteur β^- . L'émission des β^- étant différée, ces collectrons sont dits « lents ». Le temps de réponse de ces collectrons dépend alors de la période de décroissance des radio-isotopes formés. La mesure de flux est donc différée. L'activité à saturation correspond au temps d'équilibre nécessaire pour qu'à flux neutronique constant, le nombre de charges collectées soit constant. En pratique, le temps de réponse (activité à saturation) des collectrons lents peut atteindre l'ordre de la dizaine de minutes. Toutefois, les variations du signal peuvent être anticipées à l'aide d'algorithmes mathématiques pour des applications où le temps de réponse des collectrons lents ne convient pas²⁰ [53][54][55][56]. Il s'agit en particulier d'expérience en transitoires de puissance. Ces algorithmes ne seront pas traités ici car la caractérisation des flux neutroniques en MTR ne nécessite pas en général d'anticiper le signal de mesure.

Enfin, l'usure des collectrons sous irradiation est à prendre en compte pour la bonne mesure du flux neutronique. Du fait de la consommation des noyaux qui composent l'émetteur, la sensibilité neutronique du collectron évolue avec la fluence.

Nous allons nous intéresser désormais plus particulièrement aux trois composantes du collectron : l'émetteur, l'isolant et la gaine. Pour chacune d'elles, nous allons exposer leurs caractéristiques ainsi que les critères dimensionnants.

L'émetteur

Le choix du matériau émetteur d'un collectron joue un rôle prépondérant selon que l'on cherche à réaliser un collectron lent ou prompt.

L'émetteur d'un collectron lent doit être composé d'un matériau (ou alliage) qui s'active et décroît majoritairement par émission de β^- avec un temps de désintégration convenable pour arriver à une activité à saturation dans un temps adéquat pour l'application visée. La section efficace de capture neutronique du ou des matériaux qui composent l'émetteur va jouer sur la

²⁰ Et bien entendu dans le cas où l'utilisation de collectrons prompts est écartée.

durée de vie du détecteur ; plus la section efficace est grande et plus vite il sera consommé. En revanche, plus la section efficace est faible, plus la sensibilité du collectron sera faible. Enfin, les β^- émis doivent avoir une énergie suffisante pour sortir de l'émetteur et pour traverser l'isolant (cf. Annexe 1). D'après la littérature, l'émetteur le plus répandu des collectrons lents est le rhodium.

Dans le cas des collectrons prompts, la section efficace du ou des matériaux qui composent l'émetteur doit être suffisamment grande pour obtenir une bonne sensibilité du collectron. En revanche ici la réaction de capture radiative est majoritaire et les photons produits doivent interagir préférentiellement dans l'émetteur pour produire des électrons. Par conséquent l'émetteur doit avoir un fort pouvoir d'arrêt des photons. Enfin, comme pour les collectrons lents, les électrons produits doivent avoir une énergie suffisante pour sortir de l'émetteur et traverser l'isolant. D'après la littérature, l'émetteur le plus répandu des collectrons prompts est le cobalt.

En résumé, les propriétés de l'émetteur, quelque soit le collectron, sont les suivantes :

- bonne conductivité électrique ;
- compromis entre une bonne sensibilité et la consommation de l'émetteur ;
- énergie maximale des β^- (ou des électrons) émis suffisamment grande pour que les particules ne soient pas arrêtées en totalité dans l'émetteur et l'isolant.

Il existe principalement les collectrons rhodium, argent, vanadium, cobalt et platine mais des études sur d'autres émetteurs tels qu'un alliage de rhodium et d'iridium [57], l'hafnium et le gadolinium [41], l'inconel [29][30], le cobalt encapsulé par du platine et du rhodium (Pt-13%Rh) [50] et même un émetteur fissile [58] ont été étudiés ; cette liste n'étant pas exhaustive car bien d'autres émetteurs, tel l'erbium, ont été testés ces dernières décennies. Des études ont été également menées pour diminuer voire annihiler la contribution des photons sur l'émetteur et ainsi réduire leurs contributions en gagnant l'émetteur d'un matériau au numéro atomique faible [59].

Les Tableaux 1 et 2 suivants illustrent les caractéristiques nucléaires des principaux émetteurs des collectrons lents et prompts, à savoir, le cobalt, le platine, le rhodium, le vanadium et l'argent.

Tableau 1 : interactions des principaux matériaux émetteurs [33]

Emetteur	Section efficace de capture radiative aux neutrons thermiques (barn)	Réaction (n, β^-)	Réaction (n, γ) (γ ,e)	Réaction (γ ,e)
Co ⁵⁹	37	0	X	0
Pt ¹⁹⁵	24	0	X	X
Rh ¹⁰³	145	X	-	-
V ⁵¹	4,9	X	X	0
Ag ^{107, 109}	64,8	X	-	-

avec X : processus primaire ;
0 : processus secondaire ;
- : processus minoritaire.

Tableau 2 : caractéristiques nucléaires des principaux émetteurs [33]

Emetteur	Isotope stable	Isotopie naturelle (%)	Radionucléide créé	Temps de désintégration
Cobalt (prompt)	^{59}Co	100	^{60}Co	5,27 ans
	^{192}Pt	0,78	$^{193\text{m}}\text{Pt}$	4,3 jours
Platine (prompt)	^{194}Pt	32,9	$^{195\text{m}}\text{Pt}$	4,1 jours
	^{195}Pt	33,8	^{196}Pt	Stable
	^{196}Pt	25,3	$^{197\text{m}}\text{Pt}$	1,3 heure
	^{198}Pt	7,22	^{199}Pt	30,8 minutes
Rhodium (lent)	^{103}Rh	100	$^{104\text{m}}\text{Rh}$	4,4 minutes
			^{104}Rh	42 secondes
Vanadium (lent)	^{50}V	0,24	^{51}V	Stable
	^{51}V	99,76	^{52}V	3,76 minutes
Argent (lent)	^{107}Ag	51,82	^{108}Ag	2,42 minutes
	^{109}Ag	48,18	^{110}Ag	24,4 secondes

La vitesse de la consommation des collecteurs sous irradiation étant un critère de choix des émetteurs, il convient de comparer les sections efficaces d'interaction avec les neutrons de ces principaux matériaux émetteurs.

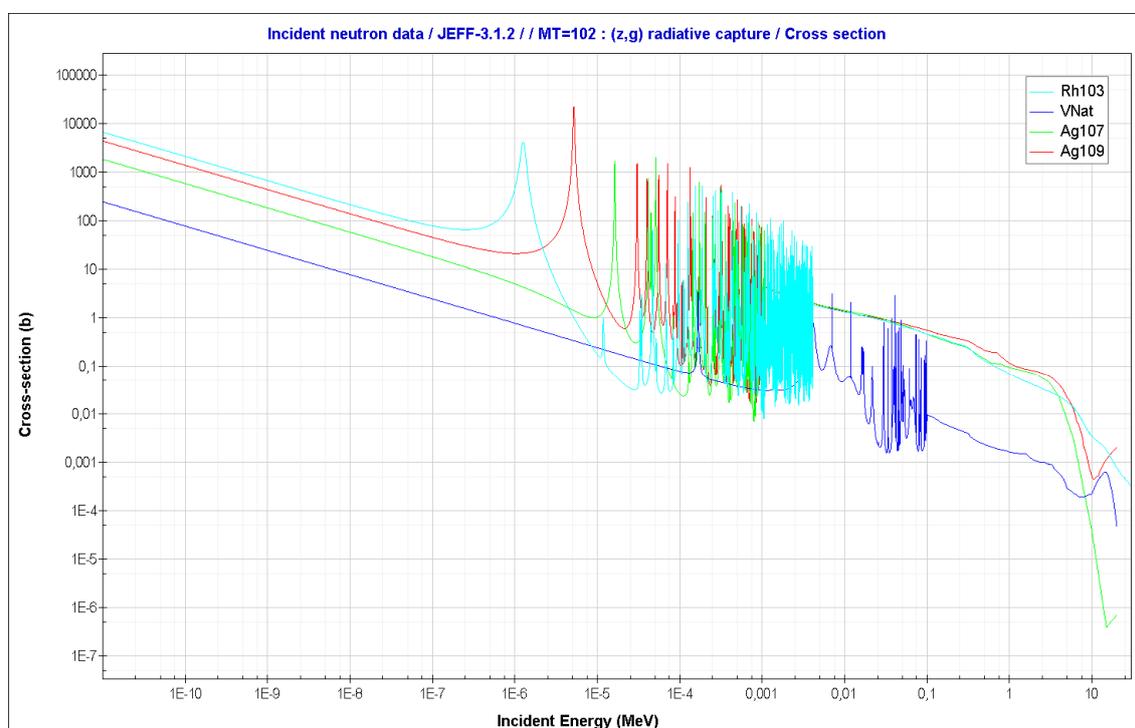


Figure 14 : sections efficaces de capture radiative des principaux émetteurs « lents »

On peut noter que la section efficace de capture radiative du rhodium 103 est, comparé aux deux isotopes naturels de l'argent et au vanadium naturel, bien supérieure dans le domaine thermique ($< 0,625$ eV).

On peut en déduire que le collectron rhodium sera consommé plus rapidement que le collectron argent ; ce dernier étant consommé plus rapidement qu'un collectron vanadium. En revanche, le rhodium confère au collectron la meilleure sensibilité neutronique.

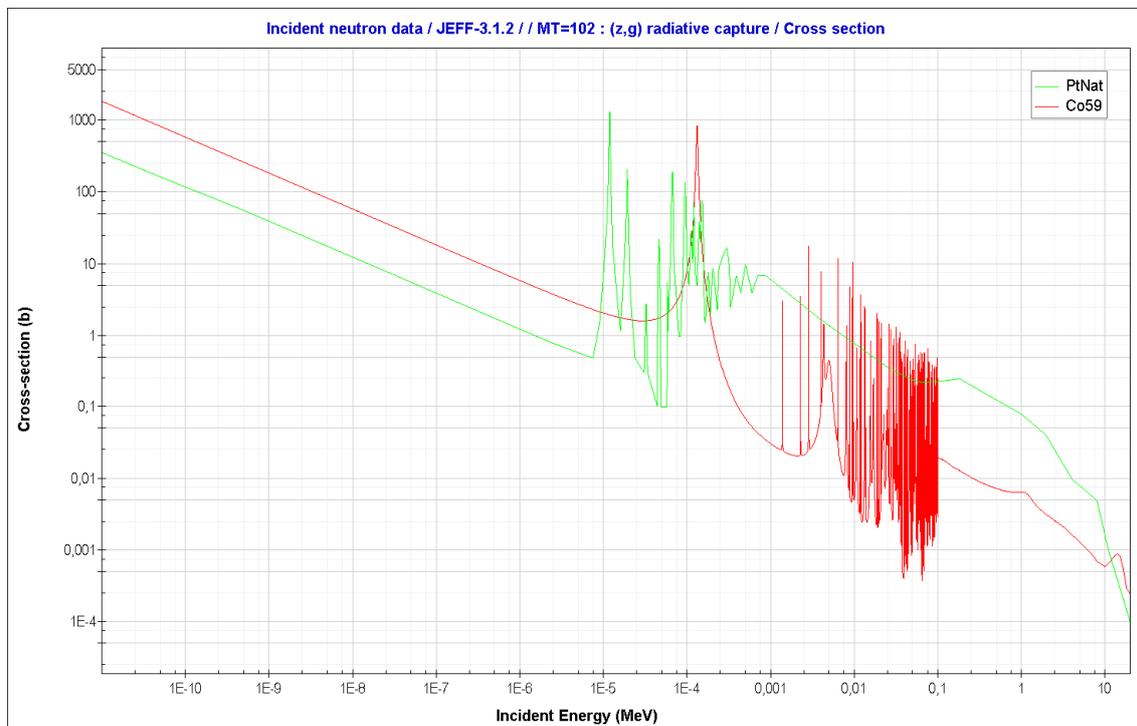


Figure 15 : sections efficaces de capture radiative des principaux émetteurs « prompts »

On peut noter que la section efficace de capture radiative du cobalt est nettement supérieure à celle du platine. On peut en déduire que la consommation d'un collectron cobalt est plus rapide que celle d'un collectron platine.

Enfin, comme le montrent les sections efficaces de capture radiative, la sensibilité d'un collectron n'est pas purement limitée au domaine des neutrons thermiques quand le collectron est soumis à un spectre neutronique thermique, comme ce sera le cas dans le RJH et comme c'est le cas pour la plupart des réacteurs de recherche à eau. On considère que la réponse d'un collectron rhodium est due à 94 % aux neutrons thermiques [27] avec une contribution du rhodium 104 de 84 % et du rhodium 104 métastable de 7 % sur le signal [60]. Des études ont été menées par ailleurs pour évaluer et mettre en évidence la réponse non négligeable de différents émetteurs aux neutrons épithermiques dans le réacteur SILOE (CEA Grenoble) [59][61][62] ainsi qu'au Portugal par des études numériques sur les collectrons cobalt [63]. En effet, les Figures 14 et 15 montrent que les résonances dans le domaine épithermique sont importantes. Dans le cas de l'utilisation de n'importe quel collectron dans le réacteur RJH, il s'agira d'évaluer précisément la contribution des neutrons épithermiques et des photons sur le signal.

L'isolant

Les isolants utilisés en grande majorité dans les collecteurs sont l'alumine (Al_2O_3) et la magnésie (MgO). Ils ont les caractéristiques suivantes :

- bon isolement entre les deux électrodes afin de minimiser le courant de fuite (l'ordre de grandeur d'isolement d'un collecteur neuf est de 10^{12} ohms à température ambiante) [33][64] ;
- bonne tenue mécanique sous irradiation ;
- faible section efficace d'interaction avec les neutrons ;
- faible pouvoir d'arrêt électronique pour ne pas stopper la progression des électrons et des rayonnements β^- vers la gaine collectrice.

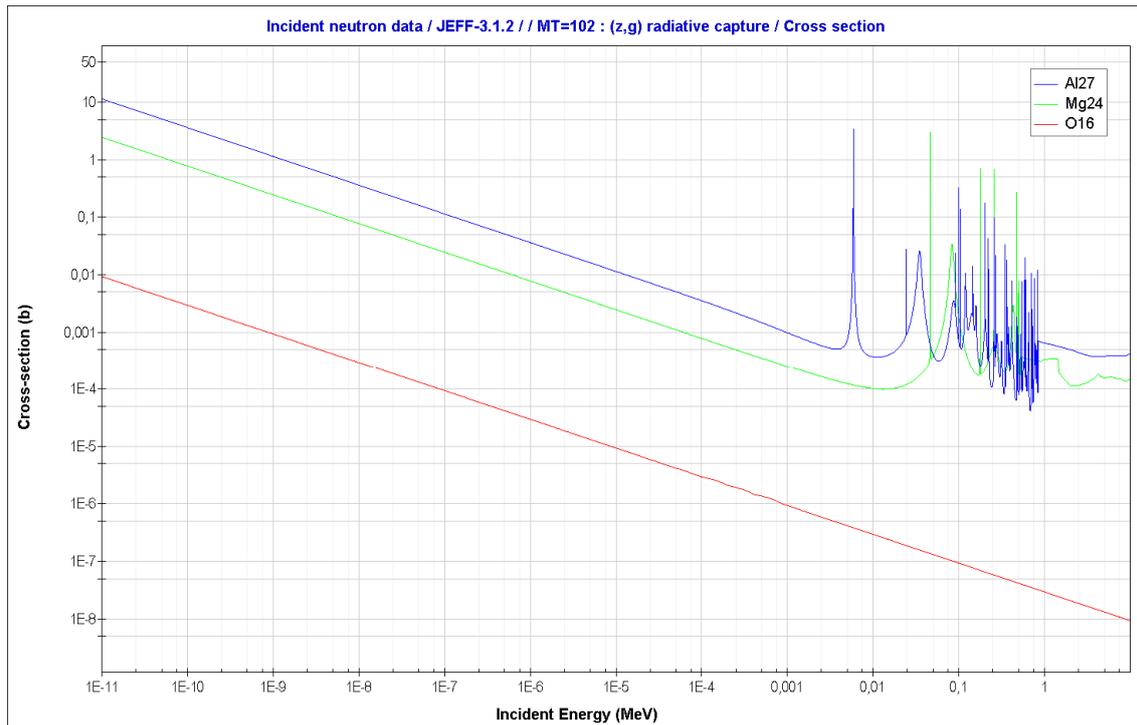


Figure 16 : sections efficaces de capture radiative des principaux éléments des isolants

On peut noter que la section efficace de capture radiative de l'aluminium, élément de l'alumine (Al_2O_3), est supérieure à celle du magnésium, élément de la magnésie (MgO). Toutefois les valeurs de sections efficaces restent faibles devant celles de l'émetteur.

Enfin, l'épaisseur de l'isolant doit être un bon compromis entre un bon isolement électrique et la limitation des processus d'interactions parasites (cf. Annexe 1).

Le collecteur

Le collecteur (la gaine) assure deux fonctions principales ; il constitue l'enveloppe protectrice du détecteur et constitue l'électrode « collectrice » des β^- et électrons provenant de l'émetteur.

Le collecteur a les caractéristiques suivantes :

- bonne tenue mécanique (corrosion, étanchéité) ;
- faible section efficace d'interaction avec les neutrons et les rayonnements gamma pour limiter la perturbation du signal.

Les collecteurs sont le plus souvent constitués d'acier inoxydable ou d'inconel. Les sections efficaces de capture radiative des quatre principaux éléments qui composent les aciers inoxydables, le fer, le chrome, le nickel et le manganèse, cf. Figure 17, bien qu'inférieures à celles des matériaux émetteurs des collecteurs, ne sont tout de même pas négligeables. Le manganèse notamment, malgré sa faible teneur dans la composition de l'acier, a une section efficace de capture des neutrons équivalente à certains matériaux émetteurs.

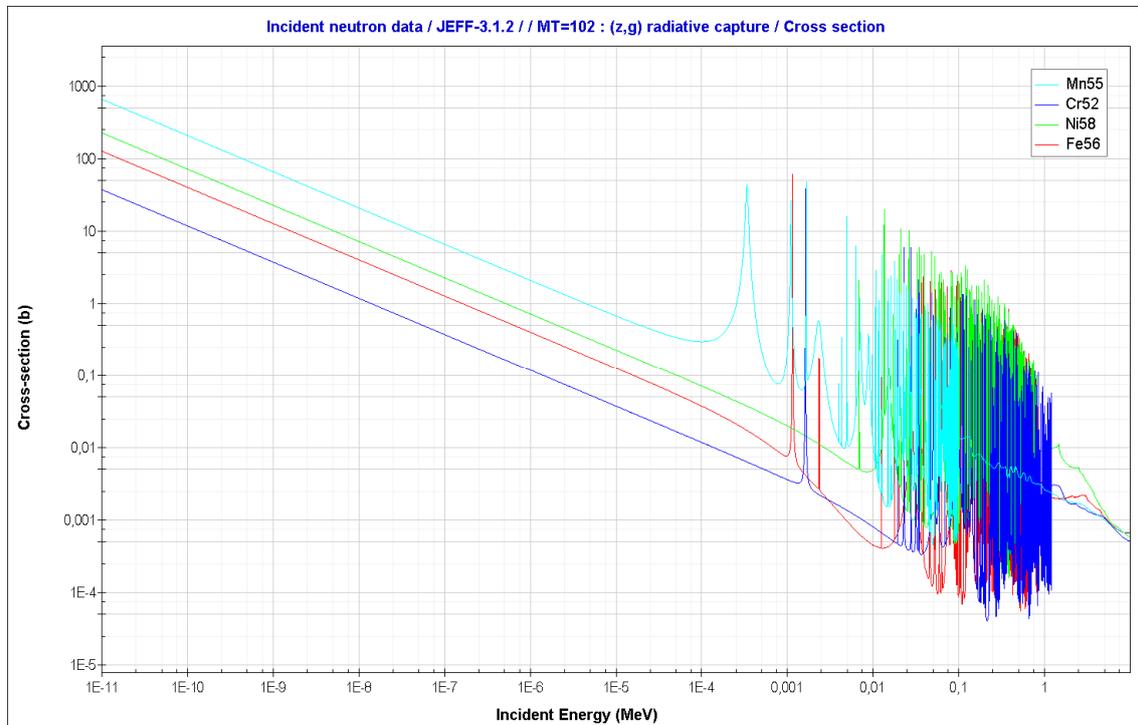


Figure 17 : sections efficaces de capture radiative des principaux éléments des aciers inox

De même que pour l'isolant, pour limiter les processus parasites dus à la gaine, il convient de minimiser son épaisseur tout en assurant au collecteur de bonnes propriétés mécaniques.

Le câble

Le câble constitue un composant à part entière du collecteur. En effet, les processus décrits dans le collecteur se produisent également dans le câble. Un courant parasite s'ajoute alors au signal de mesure du fait de la présence du câble sous irradiation. L'extrémité du câble minéral exposée aux rayonnements est une partie sensible supplémentaire du collecteur. On parle "d'effet collecteur" sur le câble. La liste des interactions (cf. Annexe 1) restent donc valable dans ce cas.

Remarque : l'effet collecteur noté sur le câble de transmission du signal du collecteur existe également sur tous les câbles minéraux coaxiaux utilisés en réacteur. Cet effet collecteur existe donc pour les chambres à fission.

L'effet collecteur peut être compensé par l'utilisation d'un câble bifilaire dont l'un des conducteurs n'est pas connecté à l'émetteur. La mesure du courant traversant le conducteur non connecté permet de soustraire au signal de mesure le courant parasite généré par le câble [33][65].

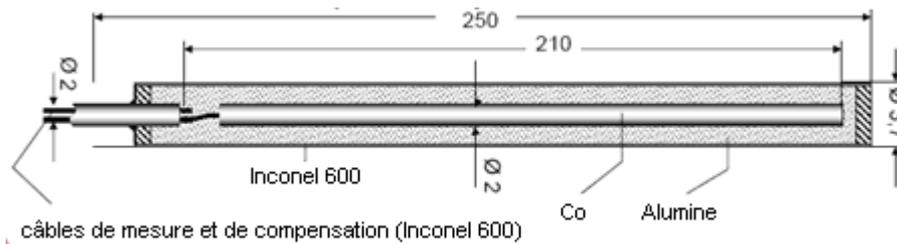


Figure 18 : collectron cobalt utilisé dans les réacteurs d'exploitation de type EPR [32]

I.B.iii Avantages et inconvénients

Les collectrons sont des détecteurs incontournables dans les réacteurs nucléaires ; que ce soit dans les réacteurs électrogènes ou de recherche [66]. Toutefois, comme tous détecteurs, ils présentent des avantages et des inconvénients qu'il convient de bien identifier.

Les avantages identifiés pour tous types de collectrons (lents et prompts) sont les suivants :

- pas de tension de polarisation ;
- structure simple et robuste ;
- faible encombrement ;
- coût de fabrication et de montage modéré.

Comparés aux chambres à fission, ils ne nécessitent pas d'électronique complexe (tension de polarisation, traitement du signal avancé, etc.). Enfin, leur robustesse et la simplicité de fabrication sont des atouts quant à leur utilisation en réacteur.

Les inconvénients pour tous les types de collectrons dépendent de la nature de l'émetteur :

- durée de vie et sensibilité neutronique contradictoires ;
- courants parasites non négligeables ;
- non sélectivité pour les rayonnements neutroniques et photoniques.

Bien que le courant mesuré soit généralement dominé par une réaction spécifique, il résulte d'une somme de différents courants dont l'évaluation des différentes composantes est complexe ; notamment dans l'isolant. Comme les chambres à fission, les collectrons dédiés à la mesure des flux de neutrons présentent aussi une sensibilité aux photons pouvant varier selon la nature de l'émetteur. En revanche, contrairement aux chambres à fission, nous ne pouvons nous en affranchir simplement. Il faut alors évaluer la sensibilité du collectron au rayonnement photonique ; cette contribution pouvant constituer pour certains matériaux émetteurs une grande partie du signal.

I.C **Dosimétrie d'activation**

La « dosimétrie » d'activation en MTR a pour but de caractériser le champ de rayonnement neutronique. Cette technique de mesure n'est pas réalisée en ligne, il s'agit d'une mesure a posteriori. En revanche, la dosimétrie par activation constitue la mesure de référence du flux neutronique car son principe de mesure s'affranchit de toute contribution parasite due à la composante photonique des rayonnements mixtes régnant dans les MTR.

La dosimétrie en réacteur utilise des échantillons métalliques spécifiques, appelés dosimètres ou détecteurs par activation, placés dans l'emplacement à caractériser. Ces dosimètres sont

constitués de corps purs, éventuellement d'alliages, contenant un ou plusieurs nucléides stables sensibles à un domaine énergétique particulier du spectre neutronique. La mesure consiste à déterminer l'activité massique des radionucléides formés à l'issue de l'irradiation (émissions γ ou X). De ces mesures, on déduit des taux de réaction d'activation puis des flux et/ou des fluences neutroniques à l'aide de l'historique d'irradiation et des données nucléaires.

I.C.i Description des dosimètres

Pour la sélection de la nature des dosimètres, trois paramètres doivent être optimisés :

- le niveau de la section efficace d'interaction neutronique d'intérêt ;
- la période de décroissance du radio-isotope fils ;
- le temps d'irradiation.

Une liste succincte de réactions dosimétriques typiques est présentée dans le Tableau 3 ci-dessous :

Tableau 3 : liste de quelques réactions d'activation utilisées en dosimétrie en réacteur

Corps d'origine	Réaction	Emetteur	Période du corps formé	Domaine d'énergie du neutron
Nb	$^{93}\text{Nb}(n,n')^{93\text{m}}\text{Nb}$	X (16 keV)	16 ans	Rapide $E > 0,1\text{MeV}$
Co	$^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$	γ (1173 et 1332 keV)	5,27 ans	Thermique et épithermique
Ni	$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$	γ (810 keV)	70,8 jours	Rapide $E > 2,7\text{MeV}$
Cu	$^{63}\text{Cu}(n,\alpha)^{60}\text{Co}$	γ (1173 et 1332 keV)	5,27 ans	Rapide $E > 6\text{MeV}$
Fe	$^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$	γ (835 keV)	312 jours	Rapide $E > 3\text{MeV}$

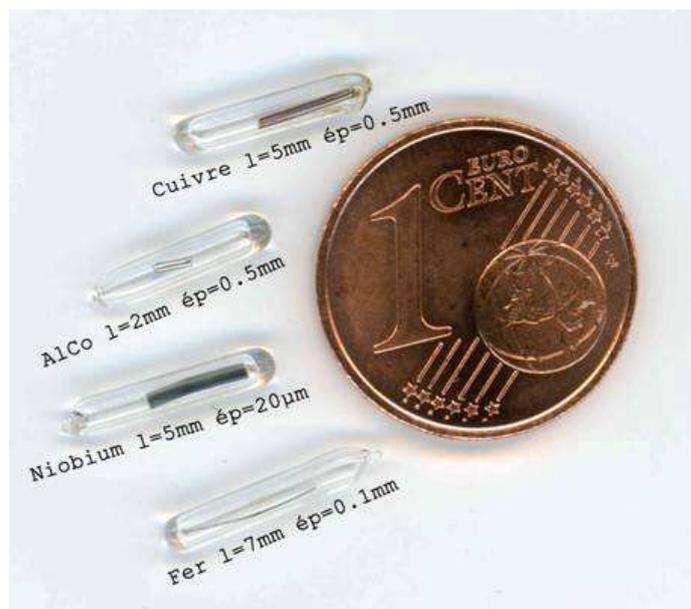


Figure 19 : dosimètres typiques d'une expérience d'irradiation dans leur quartz

I.C.ii Mesure de l'activité

La mesure de l'activité massique des dosimètres est réalisée au sein du LDCI sur la plateforme MADERE. Sous irradiation neutronique, l'activation du dosimètre est régie par l'équation d'évolution établie par Bateman :

$$\frac{\partial N(t)}{\partial t} = N_0 \cdot \sigma_p \cdot \phi(t) - N(t) \cdot \sigma_d \cdot \phi(t) - \lambda \cdot N(t)$$

- avec $N(t)$: nombre de noyaux « fils » activés ;
 N_0 : nombre de noyaux « pères » ;
 σ_p : section efficace d'interaction neutronique d'intérêt (cm^2) ;
 $\phi(t)$: flux neutronique ($\text{n.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) ;
 σ_d : section efficace d'interaction neutronique des noyaux fils (cm^2) ;
 λ : constante de décroissance radioactive (s^{-1}).

Après la fin de l'irradiation, la désintégration des noyaux activés s'exprime selon l'équation :

$$A(t) = -\frac{\partial N(t)}{\partial t} = \lambda \cdot N(t)$$

Lors de leur décroissance, les radionucléides produits émettent des rayonnements γ ou X qui sont mesurés. L'activité mesurée $A(t)$ permet de remonter au taux de réaction égal au produit $N_0 \cdot \sigma_p \cdot \Phi$. Un exemple de spectre d'émission mesuré sur un dosimètre de cuivre est présenté sur la figure ci-dessous. Chaque corps ayant des raies d'intensités d'émission connues, on peut identifier les pics et par mesure de l'aire sous ces pics on remonte à l'activité de l'isotope concerné.

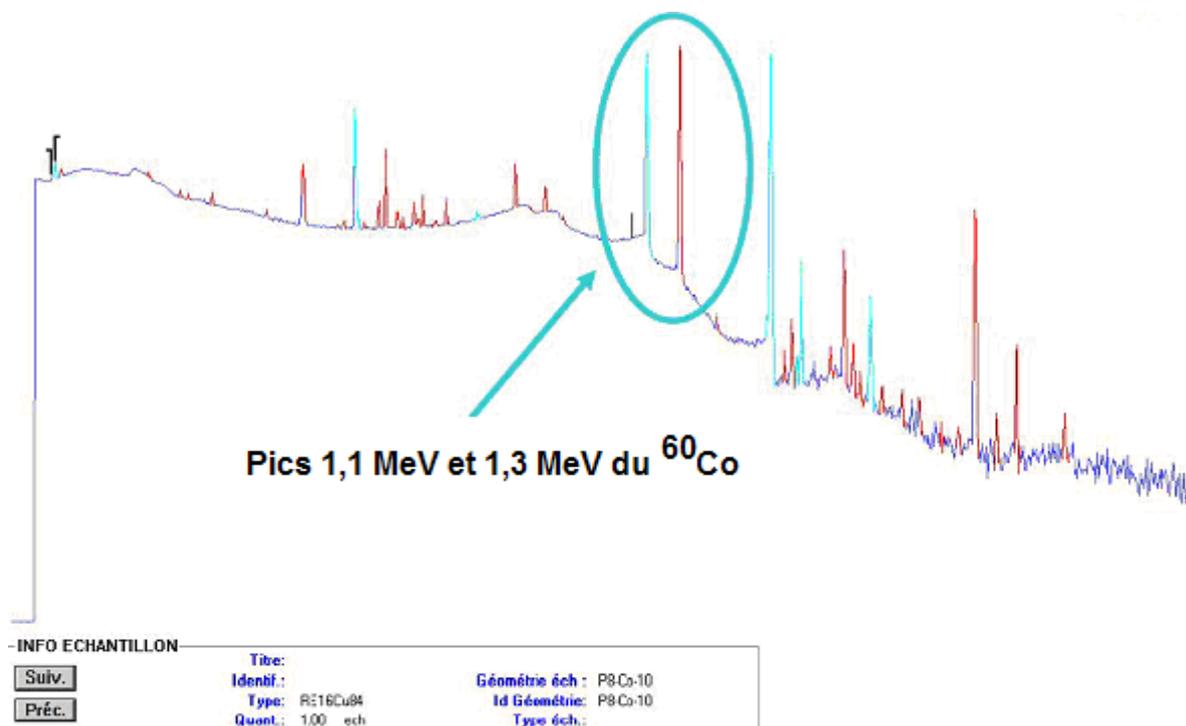


Figure 20 : spectre d'émission gamma issu d'un dosimètre de cuivre ($^{63}\text{Cu}(n,\alpha)^{60}\text{Co}$)

I.C.iii Interprétation de l'activité

L'objectif du traitement de la dosimétrie est de calculer la quantité de neutrons par unité de surface (ou fluence de neutrons) reçue par le dosimètre pendant le temps de l'irradiation. Le principe de base de la méthode est le suivant :

- les dosimètres sont extraits et leur activité est mesurée ;
- les activités sont utilisées pour déterminer les taux de réaction ($\tau = N_0 \cdot \sigma \cdot \Phi$) ;
- la fluence de neutrons reçue par le dosimètre est déterminée.

Les mesures faites sur chaque détecteur donnent une valeur qui peut être reliée au taux de réaction τ par l'intermédiaire d'une « fonction réponse » σ du détecteur et du spectre $\Phi(E)$ par la relation page suivante :

$$\tau = \int_0^{\infty} \sigma(E) \cdot \phi(E) \cdot dE$$

Les codes ACTIGE ou DARWIN/PEPIN2, développés par le CEA, calculent le flux de neutrons intégré au cours de l'irradiation en inversant l'équation de Bateman. Ces codes utilisent les activités spécifiques mesurées des dosimètres, leur composition, l'historique d'irradiation et les valeurs moyennes des sections efficaces pondérées par le spectre neutronique représentatif des conditions d'irradiation.

La dosimétrie d'activation permet alors de mesurer, à l'aide de différents dosimètres aux « fonctions réponses » spécifiques, les flux de neutrons aussi bien thermiques que rapides.

II MESURES DES FLUX DE NEUTRONS RAPIDES

Le flux de neutrons « rapides » ($E \geq 1$ MeV) est une composante neutronique essentielle pour l'évaluation des dommages subis par les matériaux sous irradiation (dpa^{21}) et pour la bonne connaissance du spectre neutronique des réacteurs nucléaires. Dans les réacteurs de recherche dont la puissance est quasi nulle, les maquettes critiques en particulier, le flux de neutrons rapides peut être mesuré en ligne par des chambres à fission dotées de différents dépôts ($\text{U}238$, $\text{Np}237$, etc.). En revanche, pour les hauts flux neutroniques existants dans les MTR ainsi que dans les réacteurs électrogènes, ce paramètre neutronique n'est généralement pas mesuré en ligne²² ; il est évalué par dosimétrie d'activation. Toutefois, deux grands projets comme les réacteurs ITER et RJH ont amené les ingénieurs et chercheurs à investiguer la possibilité de mesurer en ligne des flux de neutrons rapides intenses par chambres à fission.

Une chaîne de mesure de flux de neutrons rapides en ligne basée sur l'utilisation d'une chambre à fission à dépôt de plutonium 242 a été développée pour les besoins des MTR au sein du LCI [2]. De même, pour les flux neutroniques attendus dans le réacteur ITER, des chambres à fission à dépôts de différentes natures ont été étudiées [8][9][6][68].

Dans cette section nous ne détaillerons que le développement de la chaîne de mesure, nommée « FNDS » (Fast Neutron Detector System) car ce dispositif est le plus adapté à l'instrumentation des MTR [69][70]. Le principe du FNDS est basé sur les mesures par chambres à fission (cf. §.I.A) et a fait l'objet de deux brevets [71][72].

Dans cette section consacrée à la mesure de flux de neutrons dits « rapides », nous aborderons plusieurs points :

- la nature du dépôt fissile [5][73][74] ;
- la chaîne de mesure permettant de calculer en ligne le flux rapide [75] ;
- l'état d'avancement de la recherche et du développement du FNDS [69][70].

II.A Nature du dépôt fissile

Le choix de la nature du dépôt fissile est déterminant pour la mesure du flux de neutrons rapides. Deux études numériques ont été menées pour évaluer les performances de tous les isotopes susceptibles de répondre au besoin, l'un spécifiquement pour les MTR [73][74], le second pour les réacteurs de fusion dans le cadre d'ITER [5].

Dans le cadre du développement du système FNDS, les isotopes étudiés devaient répondre aux deux critères suivants [74] :

- les rapports des sections efficaces de fission rapide/thermique doivent être au moins supérieur à $3,3^{23}$;
- le temps de demi-vie des isotopes doivent être au moins supérieur à 1 an.

²¹ Nombre de déplacements par atome.

²² La littérature montre toutefois que des études ont été menées pour mesurer en ligne le flux rapide avec des chambres à fission à dépôt d'uranium 238 dans un réacteur de type RBMK-1000 [67].

²³ Ce critère a été déterminé pour un canal d'irradiation de BR2 (SCK-CEN, Mol) où les rapports de flux rapide et thermique permettaient d'obtenir un signal d'au moins 50 % dû aux neutrons rapides.

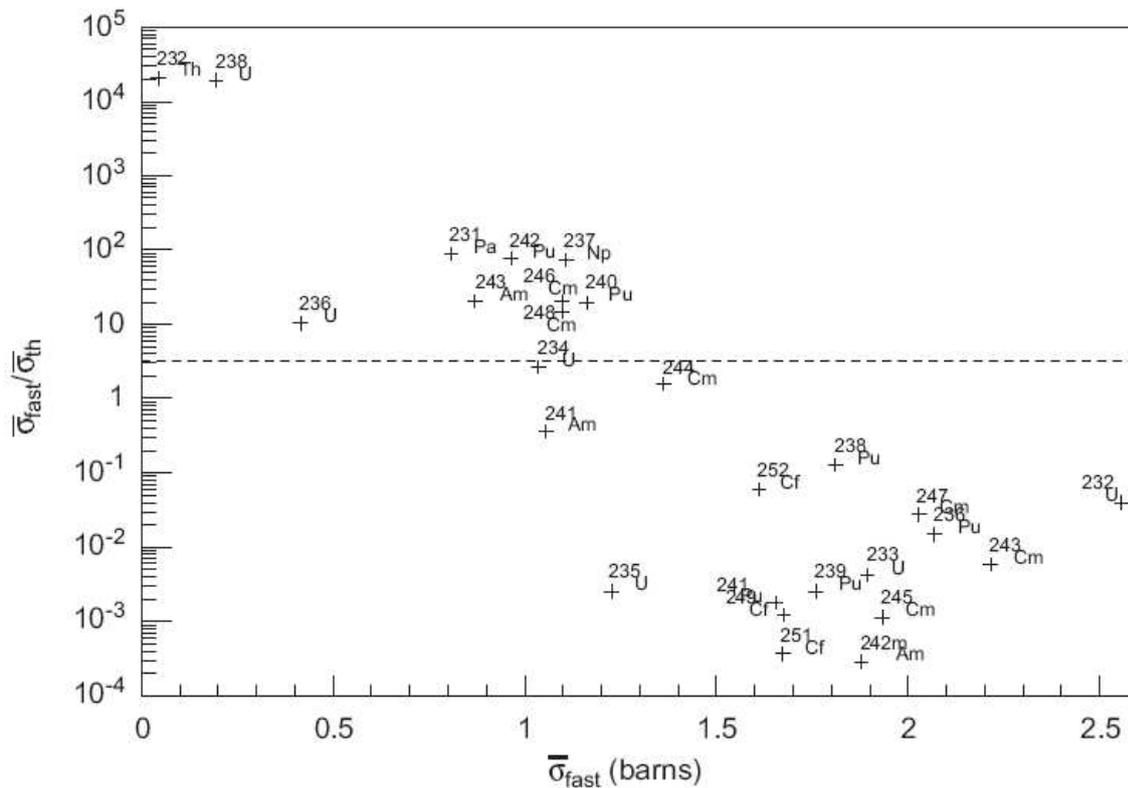


Figure 21 : rapport des sections efficaces de fission rapide/thermique de tous les isotopes fissiles [74]

La figure ci-dessus montre qu'il y a 10 isotopes, sur les 27 pris en compte, qui répondent aux deux critères de sélection. Il s'agit des isotopes ^{232}Th , ^{231}Pa , ^{236}U , ^{238}U , ^{237}Np , ^{240}Pu , ^{242}Pu , ^{243}Am , ^{246}Cm et ^{248}Cm .

Or sous irradiation neutronique de nombreux isotopes sont formés par capture neutronique en plus des dix dépôts fissiles identifiés. Il s'agit d'en tenir compte et de calculer l'impact de ces isotopes fissiles créés sur le taux de fission mesuré par la chambre à fission.

En pratique les dépôts des isotopes identifiés ne sont pas purs. Les impuretés peuvent avoir un impact non négligeable sur la sensibilité du dépôt aux neutrons rapides ou thermiques. Il s'agit donc de prendre en compte la composition isotopique réelle des dépôts.

Afin de trouver l'isotope le plus sensible aux neutrons rapides, des expériences numériques ont permis de calculer les sensibilités de différents dépôts, « purs » et « réels », en fonction de la fluence à flux constant [73][74]. Les résultats des calculs sont résumés ci-après.

Dépôts « purs »

Les résultats des calculs numériques²⁴ d'évolution de la sensibilité des différents dépôts purs sont illustrés dans les Figures 22, 23 et 24 suivantes.

²⁴ Ces calculs sont réalisés avec le code DARWIN [76].

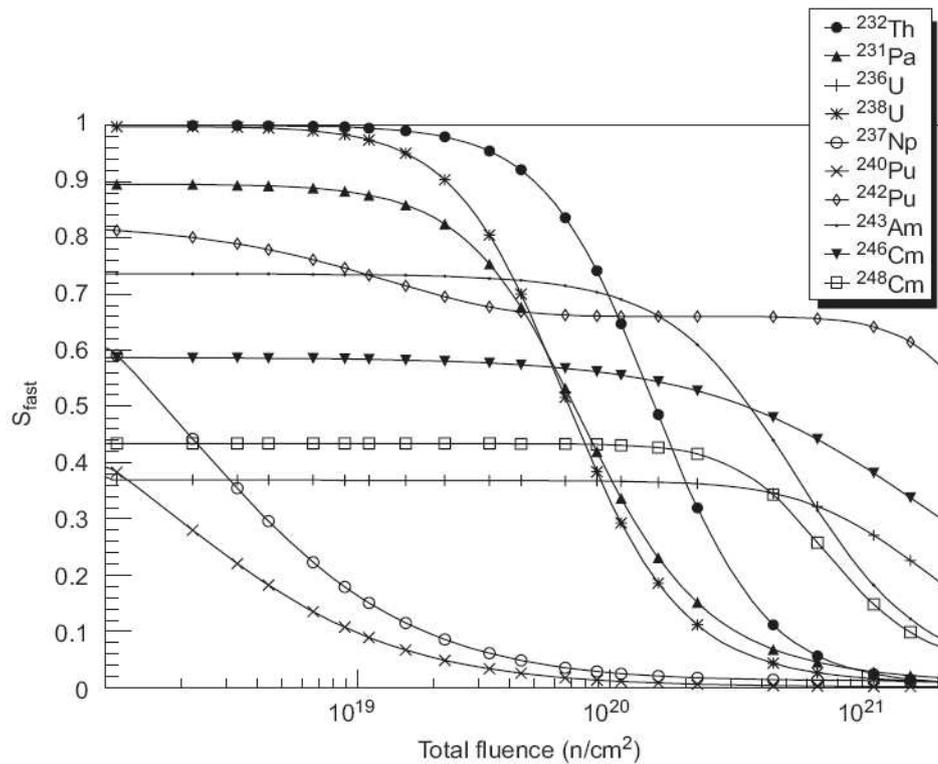


Figure 22 : sensibilités des dépôts purs aux neutrons rapides en fonction de la fluence totale du canal K311 de BR2 [74]

La figure ci-dessus montre que la sensibilité du ^{242}Pu aux neutrons rapides est la plus élevée à partir d'une fluence de $2 \cdot 10^{20} \text{ n.cm}^{-2}$. En deçà, le ^{232}Th et le ^{238}U sembleraient les plus appropriés.

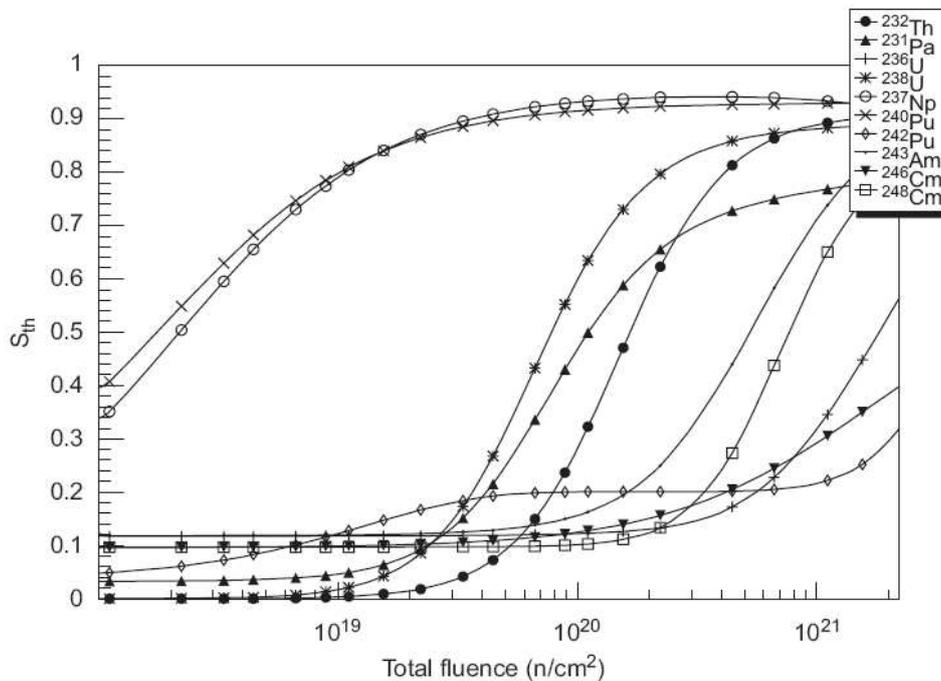


Figure 23 : sensibilités des dépôts purs aux neutrons thermiques en fonction de la fluence du canal K311 de BR2 [74]

La Figure 23 de la page précédente montre que la sensibilité du ^{242}Pu aux neutrons thermiques est la moins élevée à partir d'une fluence de $6.10^{20} \text{ n.cm}^{-2}$ et que le ^{232}Th est le moins sensible en-deçà de $1.10^{20} \text{ n.cm}^{-2}$.

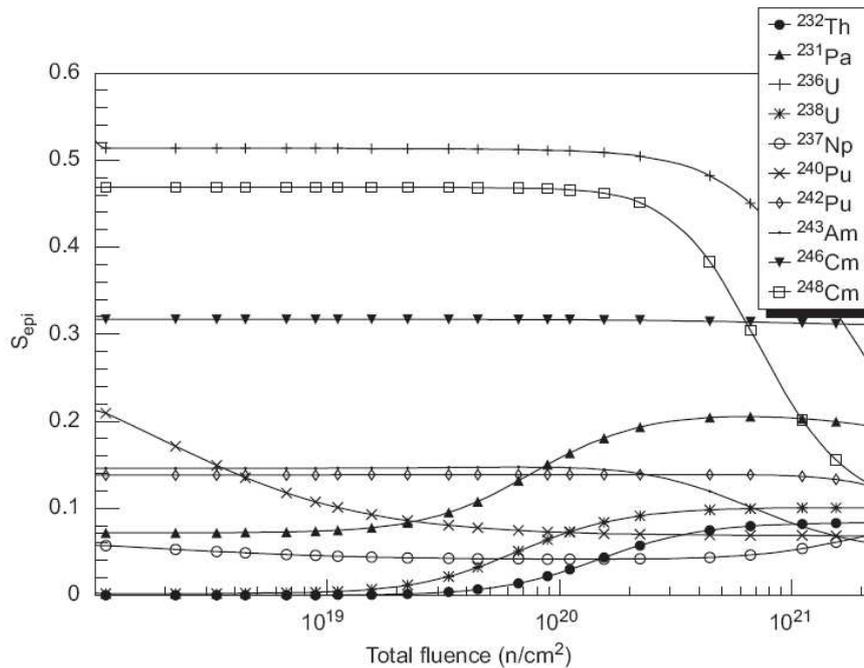


Figure 24 : sensibilités des dépôts purs aux neutrons épithermiques en fonction de la fluence du canal K311 de BR2 [74]

La Figure 24 précédente montre que les sensibilités du ^{242}Pu et du ^{246}Cm aux neutrons épithermiques sont les plus stables en fonction de la fluence. Toutefois, la sensibilité du ^{242}Pu est bien moins élevée que celle du ^{246}Cm . En somme, les Figures 22, 23 et 24 montrent que le choix du ^{242}Pu est judicieux pour des fluences élevées, de l'ordre de $10^{21} \text{ n.cm}^{-2}$.

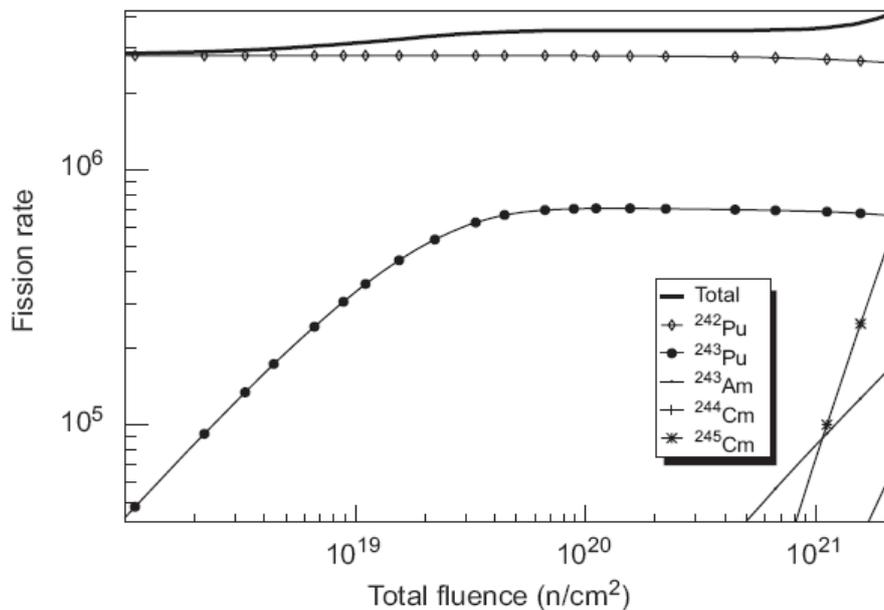


Figure 25 : taux de fission d'un dépôt pur de ^{242}Pu en fonction de la fluence du canal K311 de BR2 [74]

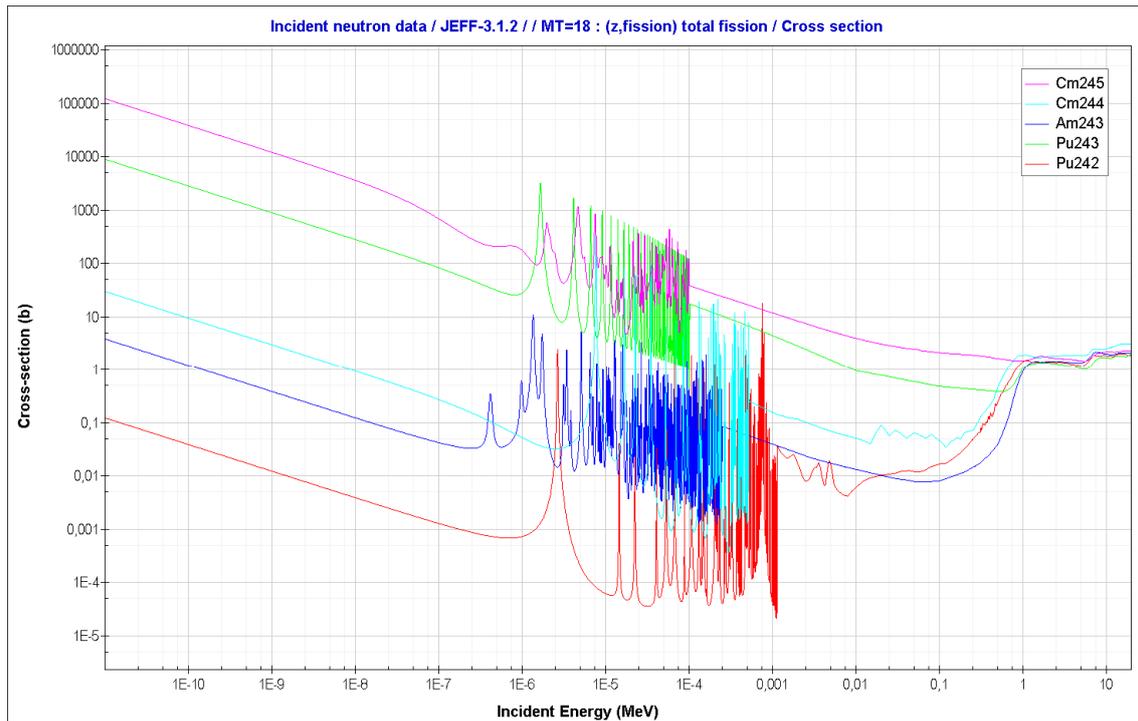


Figure 26 : sections efficaces de fission des isotopes créés sous irradiation d'un dépôt de ^{242}Pu pur

Les Figures 25 et 26 montrent que la formation du ^{243}Pu sous irradiation, formés à partir de la capture radiative sur le ^{242}Pu , est à l'origine de l'augmentation de la sensibilité de la chambre à fission, initialement pure en ^{242}Pu , aux neutrons thermiques.

Toutefois, les incertitudes sur les sections efficaces de fission de certains isotopes ne sont pas négligeables et les écarts peuvent être importants selon les bibliothèques de données nucléaires utilisées pour les calculs d'évolution. L'étude numérique²⁵ consacrée à l'étude des dépôts pour les réacteurs de fusion [5] montre que pour un spectre neutronique typique de BR2, l'incertitude sur la sensibilité aux neutrons rapides due aux incertitudes sur les sections efficaces peut s'avérer importante selon l'isotope considéré (cf. Figure 27).

En effet, les sections efficaces de fission et de capture de certains isotopes sont entachées d'une incertitude. Certaines bibliothèques²⁶ de données nucléaires renseignent sur les incertitudes des sections efficaces. Dans le cas du ^{243}Pu , selon l'étude [5], l'incertitude sur la section de capture du ^{243}Pu est de 274,6 % et de 118,4 % sur la section de fission avec un spectre neutronique typique du réacteur BR2 (Mol, Belgique).

La Figure 27 de la page suivante illustre les incertitudes sur les calculs de sensibilité aux neutrons rapides en fonction de la fluence de différents dépôts pour la mesure du flux de neutrons rapides par chambre à fission. Cette étude montre notamment que l'incertitude des calculs de sensibilité d'un dépôt de ^{242}Pu pur n'est pas négligeable. De plus, l'étude de dépôts réels de ^{242}Pu montre que selon leur composition isotopique (cf. Tableau 4), les incertitudes sur les calculs de sensibilité aux neutrons rapides peuvent être différentes.

²⁵ Cette étude a été réalisée avec le code ACAB-2008 [77].

²⁶ Pour l'étude citée [5], la bibliothèque utilisée est EAF2007/UN.

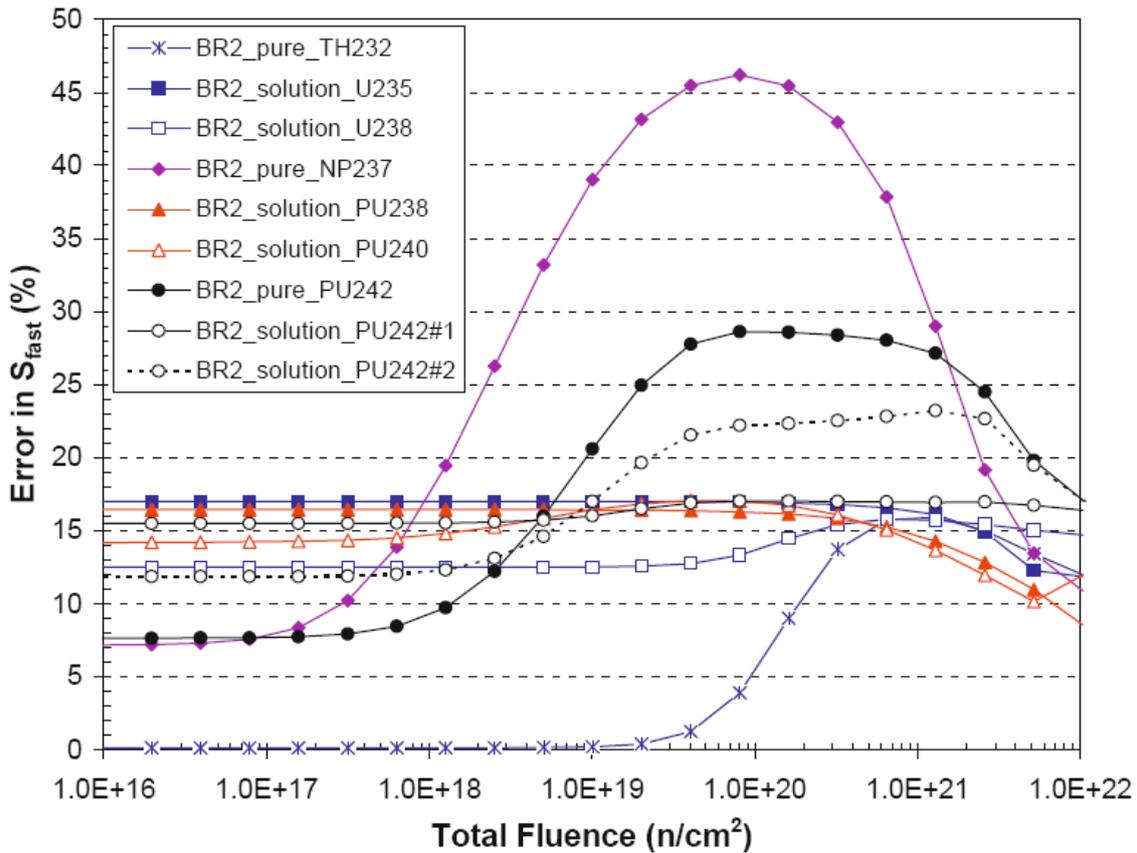


Figure 27 : incertitude relative sur la sensibilité aux neutrons rapides en fonction de la fluence de plusieurs dépôts dans BR2 [5]

Nota : « pure » signifie qu'il s'agit d'un dépôt pur, « solution » signifie qu'il s'agit d'un dépôt réel. Les dépôts de ^{242}Pu sont notés Pu242 # 1 pour un dépôt provenant du CEA et Pu242 # 2 pour un dépôt provenant de DOE²⁷.

La composition isotopique de chaque dépôt est détaillée dans le tableau suivant :

Tableau 4 : compositions isotopiques de deux dépôts de ^{242}Pu [74]

	^{238}Pu	^{239}Pu	^{240}Pu	^{241}Pu	^{242}Pu	^{244}Pu
Pu242 #1	0.214	0.116	0.017	0.180	99.274	0.044
Pu242 #2	0.004	0.005	0.022	0.035	99.932	0.002

Dépôts « réels »

Nous considérerons dans la suite des études les dépôts réels²⁸ de ^{242}Pu cités dans le Tableau 4 ci-dessus.

La Figure 28 en page suivante illustre les évolutions de la sensibilité des différents dépôts aux neutrons rapides avec la fluence. Il s'agit de comparer l'évolution de la sensibilité d'un dépôt

²⁷ Department Of Energy, Etats-Unis.

²⁸ Les deux dépôts sont disponibles à l'atelier de fabrication des chambres à fission du CEA Cadarache.

pur de ^{242}Pu , de dépôts provenant de Cadarache et du DOE, ainsi qu'un dépôt du DOE vieilli pendant 25 ans.

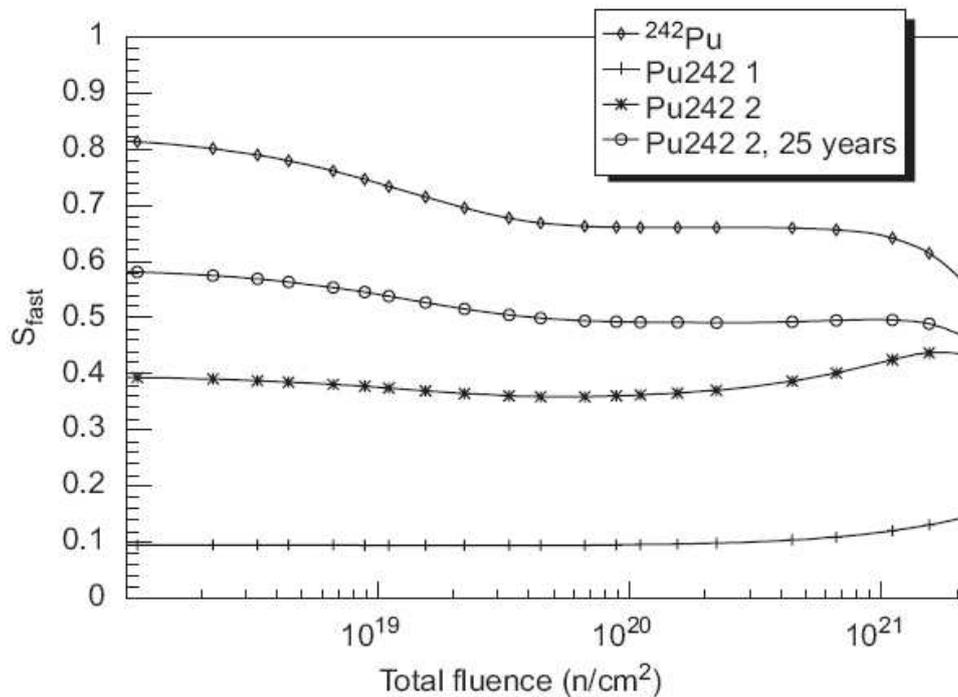


Figure 28 : évolution de la sensibilité de différents dépôts de ^{242}Pu aux neutrons rapides avec la fluence [74]

La figure ci-dessus montre que la sensibilité du dépôt pur de ^{242}Pu aux neutrons rapides est la plus élevée, suivie du dépôt provenant de DOE vieilli de 25 ans, du dépôt du DOE et enfin du dépôt provenant du CEA. Les rapports des sensibilités entre les dépôts du CEA et celui du DOE, ~ 4 , et celui du DOE vieux pendant 25 ans, ~ 6 , montrent que la provenance du dépôt et plus exactement sa composition isotopique est absolument à prendre en considération pour calculer la sensibilité de la chambre à fission à dépôt de ^{242}Pu aux neutrons rapides.

Comme nous l'avons vu précédemment, si l'on tient compte des incertitudes des sections efficaces de fission des isotopes créés sous irradiation, le taux de fission calculé d'une telle chambre à fission peut induire des incertitudes pouvant dépasser 20 % (cf. Figure 27).

En conclusion, il apparaît clairement que le dépôt de plutonium 242 dans une chambre à fission constitue le meilleur choix pour mesurer la composante rapide d'un spectre neutronique de type MTR à une fluence neutronique élevée comme celle attendue dans le cœur du RJH. En revanche, pour de plus faibles fluences, il apparaît que le thorium 232 peut être également candidat à la détection du flux de neutrons rapides.

Au cours de l'irradiation, la composante thermique du signal de la chambre à fission augmente sensiblement quel que soit le dépôt réel de plutonium 242. Il convient alors de tenir compte de l'évolution de la réponse de chambre à fission à dépôt de plutonium 242 en fonction de la fluence thermique reçue. Cette dernière peut être estimée par calcul ou préférentiellement mesurée à l'aide d'une chambre à fission à dépôt d'uranium 235 (cf. §.I.A) ou d'un collectron (cf. §.I.B) [78].

II.A.i Structure FNDS

La chaîne de mesure en ligne du flux de neutrons rapides est composée de deux détecteurs neutroniques, l'un mesurant la composante rapide et l'autre la composante thermique du spectre. La chaîne de mesure est également composée d'une électronique et d'un traitement du signal spécifiques. La structure et les fonctions de FNDS sont décrites dans la Figure 29.

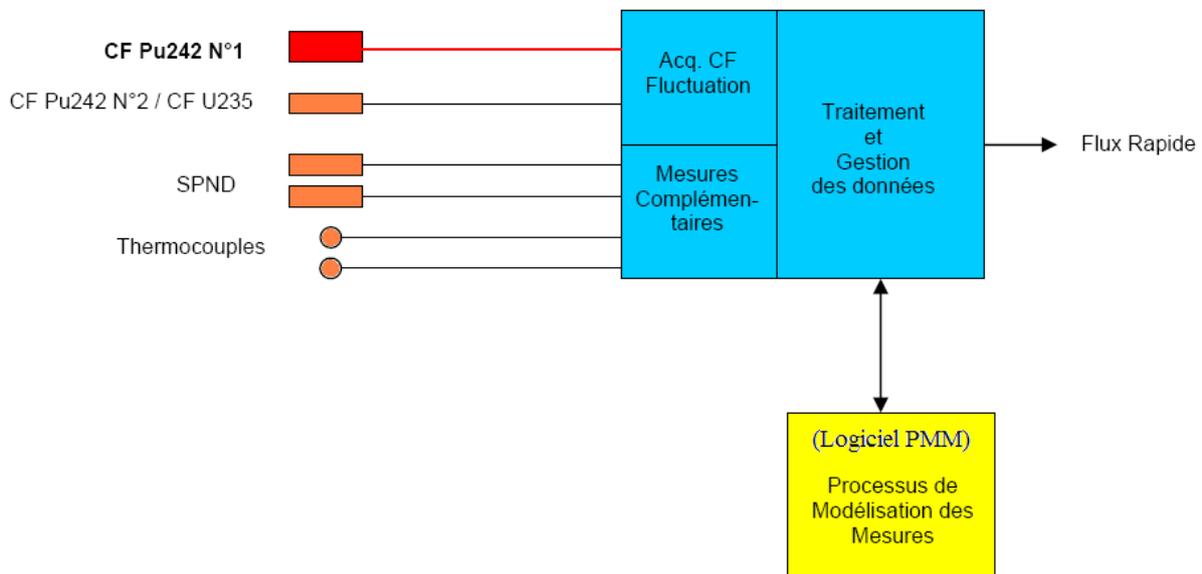


Figure 29 : structure du système FNDS

Environnement détecteur (en rouge et orange dans la Figure 29)

Le système FNDS permet trois modes de fonctionnement qui dépendent de la nature et du nombre de détecteurs utilisés :

- avec deux chambres à fission : une pour la mesure de flux rapide (^{242}Pu) et une pour la mesure de flux thermique (^{235}U) ;
- avec une chambre à fission (^{242}Pu) et un collectron²⁹ (rhodium) pour la mesure de flux thermique ;
- avec une unique chambre à fission (^{242}Pu).

Système d'acquisition (en bleu dans la Figure 29)

L'électronique de FNDS est constituée d'une partie matérielle qui assure :

- l'acquisition, le conditionnement et le traitement des signaux ;
- l'archivage des résultats de mesure ;
- la restitution des résultats d'interprétation des mesures en ligne.

L'électronique de traitement des signaux des deux voies destinées à connecter des chambres à fission ne permet qu'un seul mode de détection possible ; le mode Campbell (ou fluctuation). Ce mode de détection a été privilégié pour sa dynamique de mesure et surtout pour sa capacité à minimiser l'impact du rayonnement photonique sur le signal de mesure (cf. §.I.A.iii.c).

²⁹ Le collectron rhodium a été choisi car il constitue la mesure de référence des neutrons thermiques en ligne dans le réacteur BR2 (SCK·CEN, Mol, Belgique) où le système a été qualifié.

Traitement en ligne des données « PMM » (en jaune dans la Figure 29)

Le processus de modélisation des mesures (PMM) est un logiciel qui permet, à partir des mesures issues de l'ensemble des détecteurs, de calculer les flux de neutrons thermiques et rapides en ligne. Les tâches de PMM sont les suivantes :

- calcul de l'évolution isotopique des dépôts des chambres à fission à l'aide du code DARWIN [76] ;
- calcul de la sensibilité des détecteurs en fonction de l'évolution isotopique des dépôts ;
- calcul du flux neutronique (thermique et rapide) à partir du modèle d'interprétation.

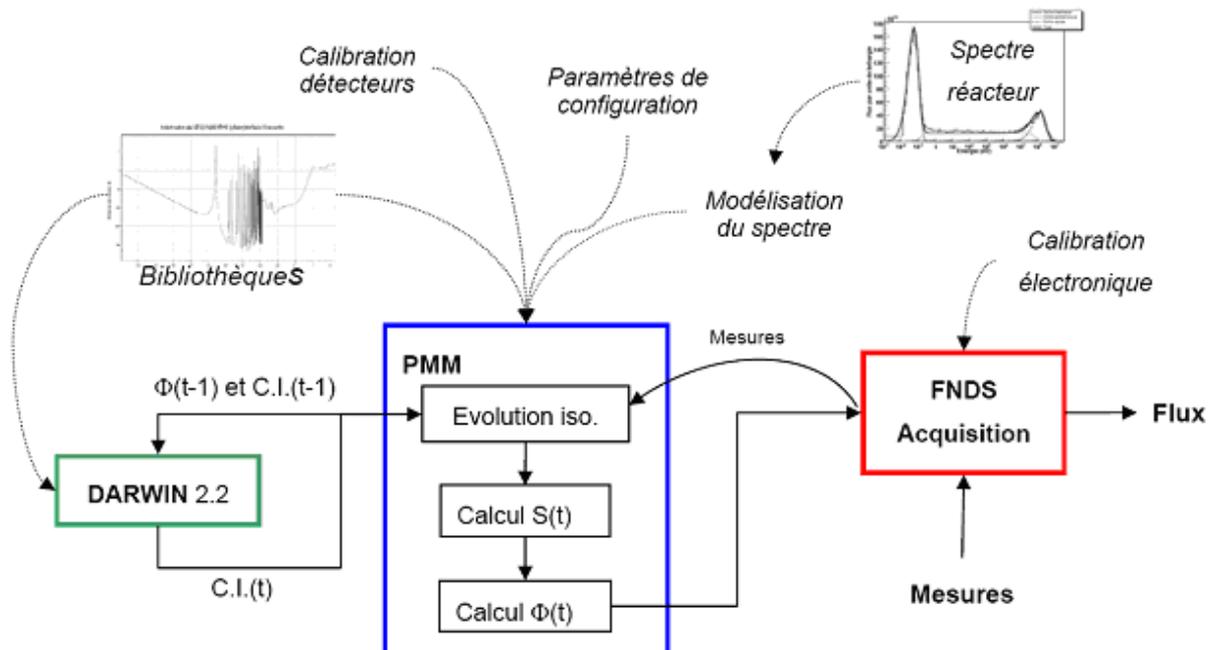


Figure 30 : schéma des entrées et sorties de PMM et de la partie acquisition de FNDS [70]

II.A.ii Etat d'avancement de la R&D

Une expérience, nommée FICTIONS-8, réalisée en 2009 par le LCI dans le réacteur BR2 (SCK·CEN, Belgique), a eu pour but de qualifier la méthode d'estimation du flux de neutrons rapides en ligne [70] ainsi que le système d'acquisition [69] du système FNDS.

Les résultats ont montré que le système FNDS répondait parfaitement au besoin. Néanmoins, indépendamment du système FNDS en lui-même, l'impact de la formation du ^{243}Pu sur le comportement des chambres à fission au ^{242}Pu a été mis en évidence. En effet, la formation du ^{243}Pu , qui décroît rapidement (5 h), induit un délai de mise à l'équilibre important (~10 h). Par ailleurs l'incertitude sur la section efficace de fission du ^{243}Pu est élevée, ce qui n'a pas permis une évaluation précise du niveau absolu du flux de neutrons rapides.

Une expérience de qualification de la mesure du flux de neutrons rapides en absolu est planifiée début 2014 dans le réacteur ISIS (maquette d'OSIRIS du CEA Saclay). Il s'agit de qualifier l'ensemble de la chaîne de mesure FNDS et de qualifier les calculs de flux de neutrons rapides avec des dosimètres d'activation appropriés ; ces derniers constituant la mesure de flux neutronique de référence.

III MESURE DES FLUX PHOTONIQUES

La mesure du flux photonique ou du rayonnement gamma n'est pas pratiquée couramment dans les emplacements expérimentaux des MTR. Sa connaissance revêt cependant un intérêt pour la caractérisation complète des positions d'irradiations. La mesure des rayonnements photoniques est plus largement utilisée pour la dosimétrie des personnes pour de faibles voire très faibles niveaux de rayonnements. De même, des chambres d'ionisation sont employées pour la radioprotection. Même si ces dernières permettent de mesurer des débits de doses de l'ordre de 10^5 Gy.h^{-1} , cela reste très insuffisant pour les niveaux de flux attendus en MTR. Pour exemple, un échauffement nucléaire de 10 W.g^{-1} dans du graphite équivaut à un débit de dose de 36 MGy.h^{-1} . De plus, les chambres d'ionisation standards sont volumineuses et ne sont donc pas adaptées à des mesures en cœur de réacteurs.

Toutefois dans le cadre des études du LCI³⁰, un détecteur adapté à la mesure en réacteur, nommé « collectron gamma », ou SPGD (Self-Powered Gamma Detector), a été développé dans le but d'être un moniteur sélectif sensible au rayonnement photonique. Ce détecteur a fait l'objet d'un dépôt de demande de brevet d'invention [79].

Dans cette section nous allons nous intéresser principalement aux études les plus récentes sur ces collectrons menées par le LCI. Par la suite (cf. Partie C), nous verrons qu'une chambre d'ionisation spécifiquement conçue pour la mesure du flux photonique en MTR a également été étudiée dans le cadre de ces travaux de thèse.

III.A Les collectrons gamma

Comme nous le verrons par la suite (Partie C), la mesure du flux photonique en tant que tel ($\gamma.\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$) est primordiale pour l'interprétation combinée des mesures neutroniques et photoniques mais également pour l'analyse des mesures d'échauffement nucléaire.

Les collectrons gamma sont inspirés, d'où leurs noms, des collectrons standards de mesure du flux de neutrons thermiques (cf. §.I.B). Leurs géométries et les principes physiques générant un courant restent les mêmes ; seul le matériau qui compose l'émetteur change.

Ce type de détecteurs a été étudié dans les années 1970 dans le but de remplacer les SPND³¹ pour le contrôle de la puissance des réacteurs [80][81][82]. La faible consommation des atomes qui composent l'émetteur et leurs réponses « promptes », du fait du principe de fonctionnement, sont des atouts majeurs pour leur utilisation en réacteurs électrogènes. En revanche, depuis la fin des années 1970, ce type de collectrons semble être un peu tombé dans l'oubli au regard de la littérature. Les derniers développements ont donné lieu à des tests de plusieurs SPGD dans le réacteur TRIGA MARK II (Vienne, Autriche) [83], sur des collectrons à émetteur plomb gainé nickel dans le réacteur de recherche ATSR (Etats-Unis) [81], sur des collectrons à émetteur plomb dans BR2 (Belgique) [84] et plus récemment sur des collectrons à émetteur bismuth dans le réacteur de recherche APSARA (Inde) [85][86][87].

³⁰ Laboratoire Commun d'Instrumentation entre le SCK·CEN et le CEA.

³¹ Self Power Neutron Detector.

III.B Choix du matériau émetteur

L'émetteur est le siège des principales interactions des neutrons et des photons sur ce type de détecteur. Contrairement aux collectrons de type SPND, les interactions des photons avec les noyaux de l'émetteur doivent être majoritaires devant les interactions neutroniques.

Pour assurer une bonne sélectivité des photons, le matériau (ou alliage) émetteur des collectrons gamma doit avoir les caractéristiques suivantes :

- fort pouvoir d'interaction avec les photons ;
- faible section efficace d'absorption des neutrons.

Les trois principales interactions des photons avec la matière, l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la création de paires, ont des probabilités d'interaction fonction de l'énergie des photons et du numéro atomique (Z) du matériau. Il apparaît donc nécessaire de choisir un élément de numéro atomique élevé comme émetteur des collectrons gamma. Par ailleurs, la capture radiative, majoritaire dans les collectrons de type SPND (cf. §.I.B.i), doit être minimisée ici pour ne pas entacher le courant généré par le collectron de contributions neutroniques.

Enfin, le dernier critère de sélection des matériaux émetteurs est leur température de fusion. En effet, l'échauffement induit par les rayonnements gamma sur l'émetteur peut être important et il convient d'utiliser des matériaux dont les températures de fusion sont relativement élevées.

Les principaux matériaux émetteurs testés depuis le début des années 1970 sont principalement le plomb [80][82], le plomb gainé nickel [81], le zirconium [80][82], l'inconel 600 [80][82], le magnésium [80][82], le graphite [80][82], le tantale [83], le tungstène [83] et le bismuth [85][87][88]. Dans les études menées au CEA Saclay [88] et au LCI [89], le plomb, le tantale, le platine et le bismuth sont identifiés comme matériaux prometteurs.

Toutefois, le choix du bismuth 209 [88][89] a été privilégié pour plusieurs raisons :

- section efficace de capture radiative faible (cf. Figure 31) ;
- élément stable mono-isotopique à l'état naturel ;
- numéro atomique élevé ($Z_{Bi} = 83$).

La Figure 31 en page suivante illustre les sections efficaces de capture radiative des quatre éléments identifiés (Bi, Pb, Pt et Ta) et du rhodium à titre de comparaison aux collectrons dédiés à la mesure de flux de neutrons thermiques.

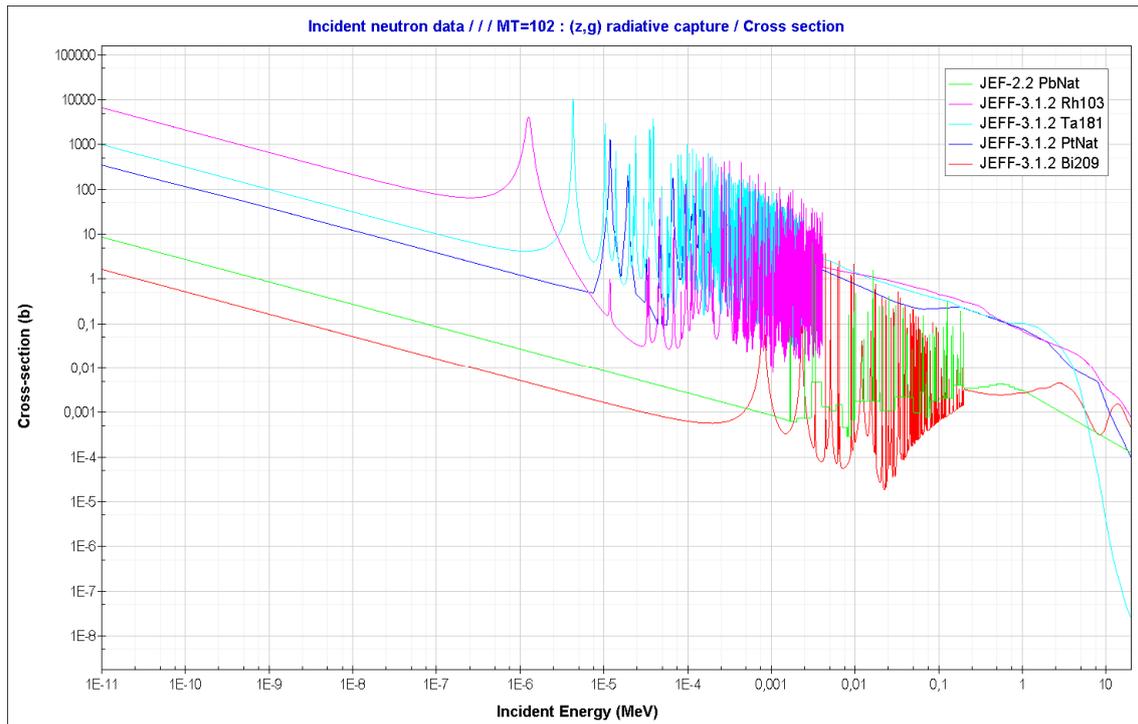


Figure 31 : sections efficaces de capture radiative du Bi, Pb, Pt et Ta comparés au Rh

Cette figure montre que la section efficace de capture radiative du bismuth est la plus faible comparée aux autres émetteurs identifiés comme le plomb, le tantale et le platine.

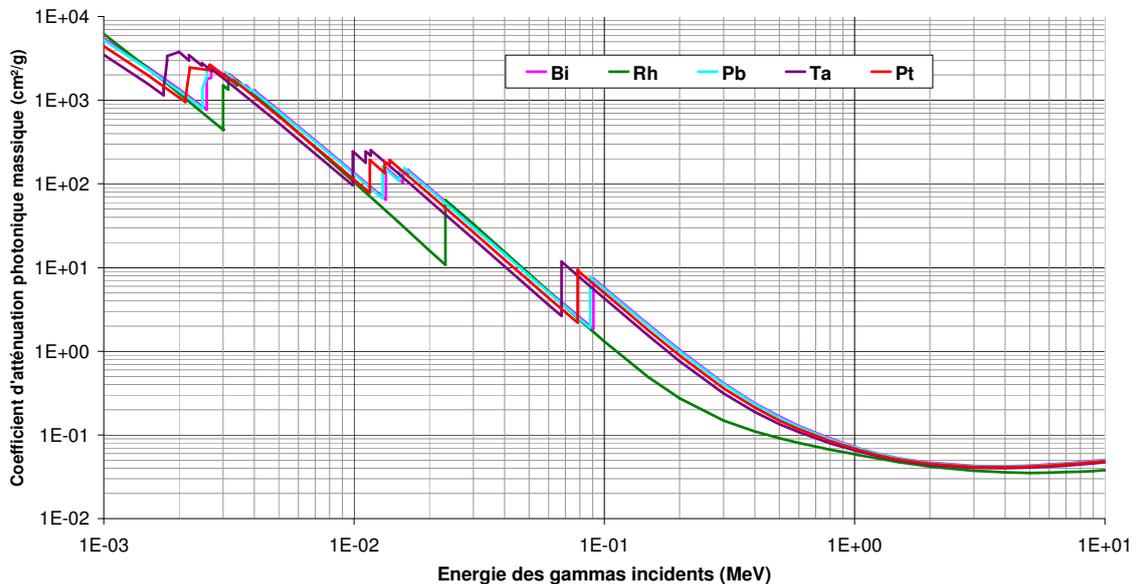


Figure 32 : coefficients d'atténuation photonique massiques du Bi, Pb, Pt et Ta comparés au Rh [90]

La figure ci-dessus montre que les coefficients d'atténuation photonique massiques (μ/ρ en $\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ où μ est le coefficient d'atténuation photonique linéique en cm^{-1}) des éléments considérés (bismuth, plomb, platine et tantale) sont comparables du fait de leurs numéros atomiques voisins.

Par ailleurs, des essais en cellule d'irradiation gamma [80][82] et en MTR [82] ont montré que le courant mesuré aux bornes de ces collecteurs est quasiment proportionnel au numéro atomique Z des matériaux émetteurs.

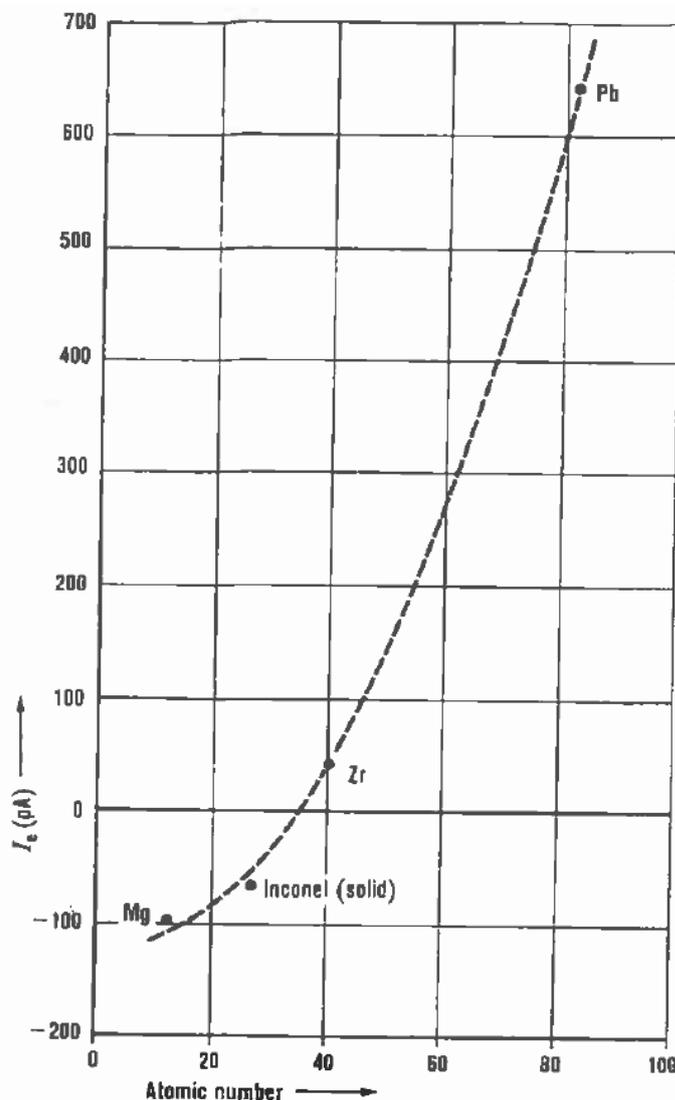


Figure 33 : courant mesuré aux bornes de collecteurs en fonction du numéro atomique de l'émetteur en cellule d'irradiation gamma (^{60}Co) [82]

Finalement, le bismuth ayant la section efficace de capture radiative la plus faible, ce matériau a été retenu pour le développement de collecteurs gamma du LCI et également en Inde [85][87].

III.C Choix technologiques

Les choix technologiques portent principalement sur la géométrie de l'émetteur, la nature et la géométrie de l'isolant et plus marginalement sur la géométrie de la gaine du détecteur [89][91].

Géométrie de l'émetteur

Il s'agit d'optimiser le diamètre de l'émetteur pour obtenir une sensibilité la plus grande tout en prenant en compte l'encombrement du détecteur. Des tests menés antérieurement sur des collecteurs tungstène à différents diamètres ont montré par ailleurs que la sensibilité n'augmente pas de façon linéaire avec le diamètre de l'émetteur (cf. Figure 34) mais passe par un optimum (diamètre 1,5 mm).

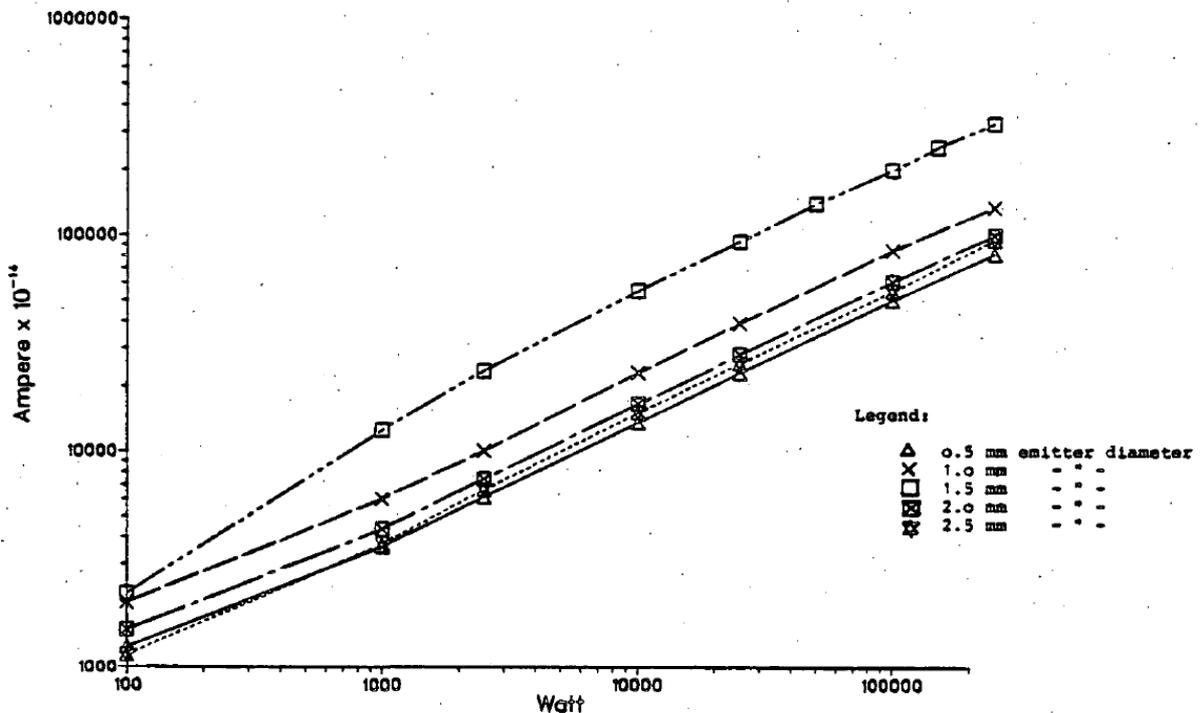


Figure 34 : réponse en courant de collecteurs tungstène pour différents diamètres d'émetteurs en fonction de la puissance du réacteur [83]

Dans le cadre du développement des collecteurs bismuth du LCI, plusieurs géométries d'émetteur ont été testées ; notamment cylindriques (géométrie standard des collecteurs) et tubulaires (cf. Figures 35 à 37). Dans le but de comparer les géométries cylindriques (Φ : 2,3 mm) et tubulaires (Φ : 2,6×1,2 mm), des calculs de l'énergie moyenne des électrons et de leurs parcours moyen dans l'émetteur ont été réalisés [89][91].

Le courant délivré par le collecteur, proportionnelle à la longueur de l'émetteur, est un compromis entre la nécessité d'avoir aux bornes du collecteur un signal mesurable et la nécessité de réaliser des mesures de flux photonique ponctuelles. La longueur de l'émetteur est définie égale à 50 mm (équivalent à la longueur standard des émetteurs utilisés dans les collecteurs mesurant le flux de neutrons thermiques à OSIRIS et BR2).

Les calculs et les essais réalisés montrent que l'émetteur de géométrie tubulaire confère au collecteur une meilleure sensibilité comparée à une géométrie cylindrique [91][92]. En effet, pour les émetteurs à géométrie tubulaire, un collecteur est ajouté au centre du tube pour collecter les électrons émis par l'émetteur vers l'intérieur du tube ; ce qui n'est pas le cas dans les émetteurs à géométrie cylindrique.

Nature et géométrie de l'isolant

La littérature montre que plusieurs isolants ont été testés. L'alumine [88][82][83][84], du vide [81][83], de la magnésie (MgO) [85] et de l'hélium [88]. Toutefois, l'isolant le plus couramment utilisé reste l'alumine. Le vide est théoriquement approprié pour éviter toute interaction des rayonnements mais il paraît difficile à réaliser et à assurer durant la vie du détecteur. La magnésie est une alternative à l'alumine et son comportement sous irradiation reste très semblable à ce dernier. Enfin, l'utilisation d'un gaz, ici l'hélium, est intéressant du fait de sa quasi-transparence aux rayonnements.

Une étude comparative a montré que la réponse d'un collectron bismuth à isolant hélium augmentait d'un facteur 5 la sensibilité gamma en comparaison à un isolant alumine [88][89].

Enfin, l'épaisseur de l'isolant est primordiale pour la bonne collection des charges. Comme pour les collectrons de type SPND, l'isolant constitue une barrière de potentiel pour les électrons émis par l'émetteur. Les calculs ont amené à réaliser des isolants alumine de 0,2 mm d'épaisseur dans les collectrons prototypes [88][89][91].

Géométrie du collecteur

Comme pour les collectrons de type SPND, il convient d'optimiser l'épaisseur de la gaine pour réduire les interactions parasites contribuant au signal utile et tout en assurant la robustesse du collectron.

L'utilisation de la nuance d'acier inoxydable 304L (~ 72% Fe, 18% Cr, 10% Ni) utilisée pour les collectrons standards d'OSIRIS a été conservée. Afin de limiter l'absorption neutronique, il est important que l'épaisseur de la gaine soit la plus faible possible. Les limites technologiques ont conduit à choisir une épaisseur de la gaine de 0,075 mm [88][89][91].

Enfin, le câble transportant le courant jusqu'au matériel de mesure a les mêmes caractéristiques que celui des collectrons de type SPND. De la même manière, l'ajout d'un fil de compensation peut s'avérer opportun pour s'affranchir des courants parasites induit dans le câble par effet collectron [82].

L'ensemble des études de conception ont donné naissance à trois prototypes de collectrons gamma à émetteur bismuth.

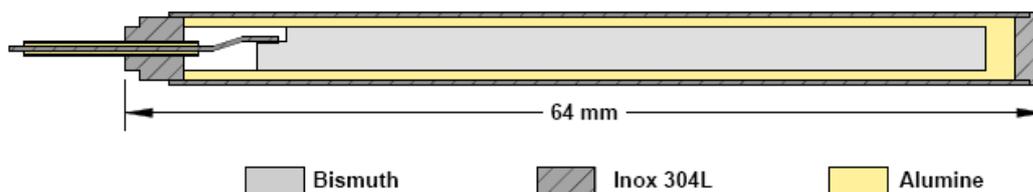


Figure 35 : prototype d'un collectron gamma à isolant alumine et à émetteur bismuth cylindrique [88][89]

Les caractéristiques de ce premier prototype sont les suivantes :

- diamètre de l'émetteur : 2,30 mm ;
- longueur de l'émetteur : 50,0 mm ;
- diamètre interne/externe de la gaine : 3,05, 3,20 mm.



Figure 36 : prototype d'un collectron gamma à isolant hélium et à émetteur bismuth cylindrique [88][89]

Les caractéristiques de ce second prototype sont les suivantes :

- diamètre de l'émetteur : 2,30 mm ;
- longueur de l'émetteur : 50,0 mm ;
- diamètre interne/externe de la gaine : 3,05, 3,20 mm.

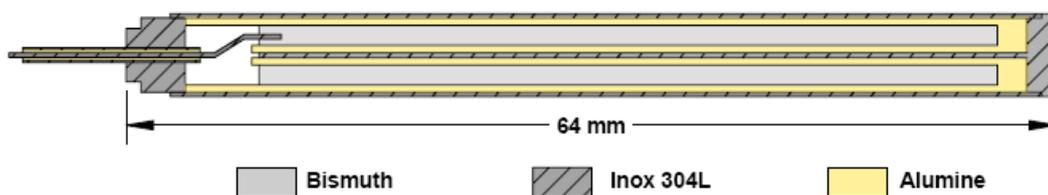


Figure 37 : prototype d'un collectron gamma à isolant alumine et à émetteur bismuth tubulaire [88][89]

Les caractéristiques de ce troisième prototype sont les suivantes :

- diamètre interne/externe de l'émetteur : 1,2, 2,6 mm ;
- longueur de l'émetteur : 50,0 mm ;
- diamètre interne/externe de la gaine : 3,05, 3,20 mm.

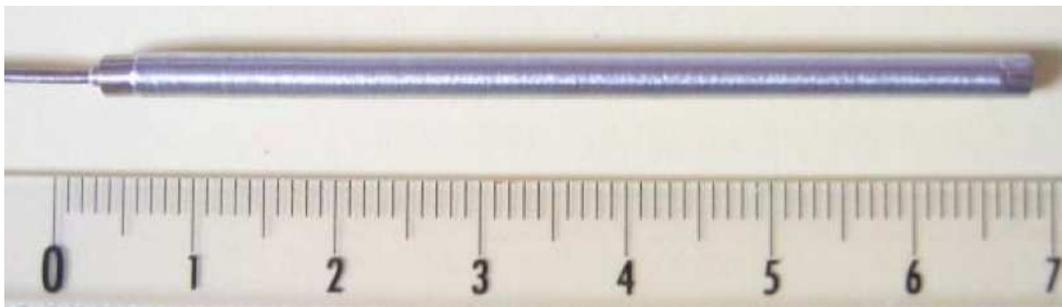


Figure 38 : photo d'un collectron bismuth [88][89]

III.D Etat d'avancement de la R&D

Les collectrons à émetteur bismuth ont été irradiés en irradiateur gamma (PAGURE, CEA Saclay), en périphérie du cœur du réacteur OSIRIS (CEA Saclay) et également à BR2 (SCK·CEN, Belgique) [88][89][91].

A l'issue de ces développements, le collectron gamma à émetteur bismuth constitue un bon moniteur du champ gamma avec une amplitude de signal comparable à celle des collectrons standards dédiés à la mesure de flux de neutrons thermiques.

La réponse des collectrons gamma cylindriques à isolant alumine reste en revanche entachée d'une contribution non négligeable des neutrons interagissant dans le détecteur, notamment dans l'alumine. Les collectrons bismuth à isolant hélium ont montré une sensibilité gamma 5 fois plus importante et, de fait, une sensibilité neutronique négligeable. Un second test des prototypes a montré également qu'une géométrie tubulaire de l'émetteur conférait au collectron bismuth une meilleure sensibilité gamma, environ 1,5 fois supérieure à la sensibilité gamma des émetteurs à géométrie cylindrique [92].

IV MESURE DES ECHAUFFEMENTS NUCLEAIRES

La mesure d'échauffement nucléaire des matériaux autres que le combustible nucléaire, notamment les échantillons et dispositifs expérimentaux, constitue une mesure primordiale dans les MTR. Même si des systèmes de chauffage électrique d'appoint sont utilisés pour réguler la température des échantillons expérimentaux, l'essentiel de leur échauffement est d'origine nucléaire et la connaissance précise de ce paramètre est donc nécessaire, en particulier pour le RJH dans lequel les niveaux d'échauffement attendus sont très élevés (jusqu'à 20 W.g^{-1} à une puissance de 100 MW).

Dans cette section nous nous intéresserons dans un premier temps à la définition de l'échauffement nucléaire. Ensuite, seront détaillés les deux principaux détecteurs d'échauffement utilisés dans les MTR : les calorimètres différentiels et les thermomètres gamma.

IV.A Définition de l'échauffement nucléaire

L'échauffement nucléaire des matériaux autres que le combustible, souvent appelé par abus de langage « échauffement gamma », est en réalité la résultante des deux composantes photonique et neutronique :

- la composante photonique, ou gamma, constitue la composante prépondérante. Cet échauffement provient essentiellement du dépôt d'énergie lors des interactions gamma-matière par effets photoélectrique, Compton et création de paires ;
- la composante neutronique est souvent minoritaire ; elle provient des réactions suivantes :
 - diffusions élastiques des neutrons ;
 - diffusions inélastiques des neutrons ;
 - désintégrations β^- suites aux captures radiatives ;
 - réactions (n, α) ou (n,p).

Pour ces deux contributions photonique et neutronique, les effets sont directement liés à l'énergie des rayonnements. De manière générale, la composante neutronique est d'autant plus grande que la matière a un numéro atomique (Z) faible³² (effet majoritairement dû à la diffusion élastique des neutrons) et d'autant plus petite que le spectre est « dur », c'est-à-dire, que le flux de neutrons rapides est important [93]. Il convient de noter que l'échauffement nucléaire n'est pas une caractéristique intrinsèque du rayonnement mais dépend aussi du matériau considéré. Sa définition doit donc toujours être associée à la nature du matériau dans lequel l'échauffement est produit.

IV.B Calorimètres différentiels

En pratique il existe différents types de calorimètres (adiabatique, pseudo-adiabatique, différentiel, à température constante, etc. [96]). Plusieurs variantes de calorimètres différentiels ont été mises au point depuis les années 70, en particulier au CEA [96], mais également en Yougoslavie, en Hongrie [97] et en Corée du Sud [98].

³² On considère qu'au-delà du fer (Z=26), la contribution neutronique est négligeable [94][95].

Le choix du calorimètre différentiel pour les mesures d'échauffement nucléaire, à OSIRIS (CEA Saclay), a fait l'objet d'un état de l'art préalable [96] dans le cadre du projet INSNU [1]. Les études menées ces dernières années au CEA ont conduit à développer une géométrie de calorimètre différentiel spécifiquement destiné à la mesure des profils axiaux d'échauffement dans les emplacements expérimentaux des MTR. De telles mesures ont été mises en exploitation dans le réacteur OSIRIS en 2011, à l'aide d'un dispositif appelé CALMOS (CALorimètre Mobile d'OSIRIS) [99].

Nous traiterons du principe de fonctionnement de tels calorimètres, de la description détaillée du calorimètre de l'expérience CALMOS, du choix du graphite comme échantillon de référence ainsi que de l'étalonnage et des méthodes de mesure et enfin des avantages et inconvénients de ce type de détecteur. Dans cette partie traitant des calorimètres différentiels, l'état de l'art est très largement inspiré des travaux de H. Carcreff qui, par ailleurs, est le concepteur du nouveau calorimètre et en charge de l'expérience CALMOS.

IV.B.i Principe de fonctionnement

Ce type de calorimètre est constitué de deux éprouvettes de même géométrie ; une éprouvette vide et une éprouvette contenant l'échantillon dans lequel on veut mesurer l'échauffement. La différence d'échauffements des éprouvettes, voyant les mêmes flux photonique et neutronique, renseigne alors sur le dépôt d'énergie dans l'échantillon.

La version la plus appropriée à notre étude du calorimètre différentiel (cf. Figures 39 et 40) est constitué de deux éprouvettes situées l'une au-dessus de l'autre. Les deux éprouvettes sont en aluminium et chacune d'entre elle est constituée d'un réceptacle, un pied (ou piédestal) et d'un socle, l'ensemble pouvant être d'une seule pièce en aluminium.

Les deux éprouvettes sont géométriquement parfaitement identiques. Une des éprouvettes contient un échantillon de graphite dans lequel est mesurée la dissipation de chaleur sous l'effet des rayonnements. L'énergie déposée dans l'éprouvette s'écoule vers le socle en aluminium à travers le pied de l'éprouvette (ou piédestal). Chaque éprouvette est instrumentée de deux thermocouples de type K (chromel, alumel), l'un fixé sur la surface externe du socle (température « froide ») et l'autre en haut du piédestal (température « chaude »).

La différence d'échauffement entre les deux éprouvettes est alors représentative du seul échauffement dans le noyau de graphite qui équipe l'éprouvette supérieure.

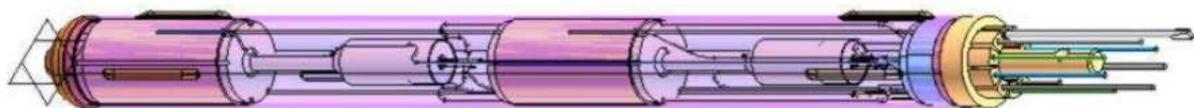


Figure 39 : vue d'ensemble de la cellule de mesure [100]

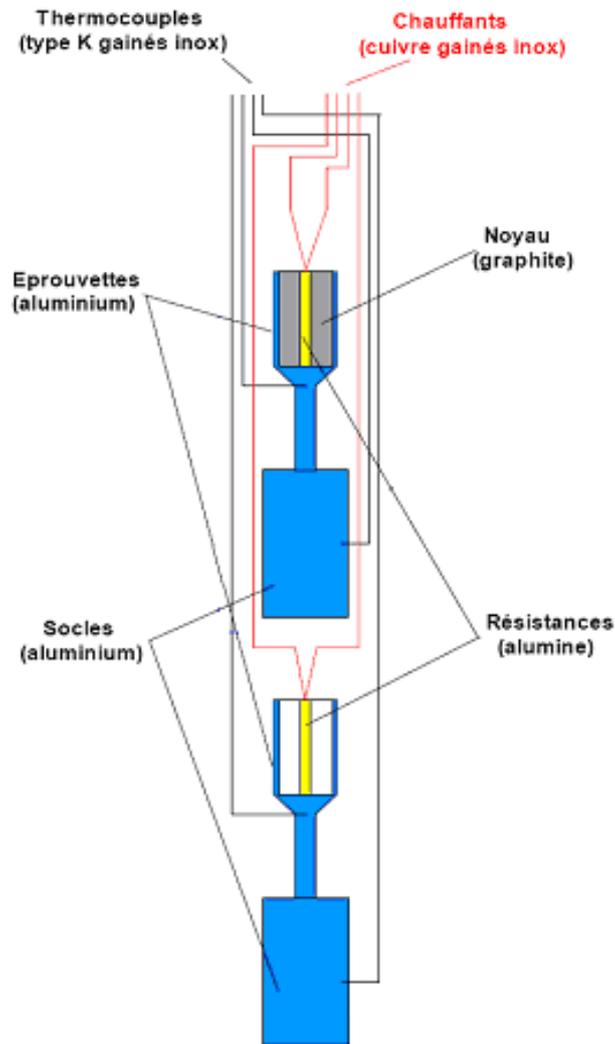


Figure 40 : calorimètre différentiel développé au CEA [100]

L'utilisation d'un tel calorimètre nécessite un étalonnage préalable (cf. §.IV.B.iii) et pour ce faire chaque éprouvette est équipée d'une résistance électrique bobinée sur une perle d'alumine et positionnée dans chaque réceptacle.

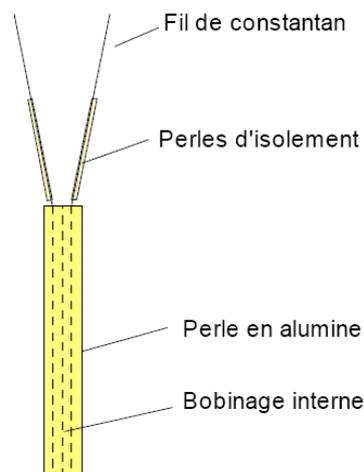


Figure 41 : résistance électrique d'étalonnage du calorimètre [100]

Enfin, la cellule de mesure est un cylindre en inox fermé contenant les deux éprouvettes rempli d'azote. Le remplissage permet de minimiser les pertes par conduction dans le gaz. En supposant que les échanges thermiques se font uniquement par conduction à travers le piédestal, la puissance calorifique s'exprime comme :

$$p_{1,2} = \frac{1}{R_{t_{1,2}} \cdot M_{1,2}} (\theta_{1,2} - \theta_{s_{1,2}}),$$

avec $\theta_{1,2}$: température de l'éprouvette pleine (ind. 1) et vide (ind. 2) [K];
 $\theta_{s_{1,2}}$: température du socle de l'éprouvette pleine (ind. 1) et vide (ind. 2) [K] ;
 $R_{t_{1,2}}$: résistance thermique de l'éprouvette pleine (ind. 1) et vide (ind. 2) [K.W⁻¹] ;
 $M_{1,2}$: masse de l'éprouvette pleine (ind. 1) et vide (ind. 2) [g] ;
 $p_{1,2}$: puissance calorifique déposée dans l'éprouvette pleine (ind. 1) et vide (ind. 2) [W.g⁻¹].

La température θ_1 , bien que n'étant pas la température à cœur de l'échantillon (cf. Figure 40), est représentative du dépôt d'énergie dans la partie supérieure de l'éprouvette et dans l'échantillon. En revanche, la température θ_2 ne sera représentative que du seul dépôt d'énergie dans la partie supérieure de l'éprouvette.

Dans notre cas, la géométrie de l'éprouvette vide est identique à celle de l'éprouvette pleine. De même, les mesures $\theta_{1,2}$ sont réalisées dans des zones similaires. On suppose alors :

$$R_t = R_{t_1} = R_{t_2} \text{ et } M = M_1 = M_2 .$$

La puissance déposée dans l'échantillon dans lequel on veut mesurer l'échauffement peut s'écrire alors sous la forme :

$$P_{ech} = \frac{(\theta_1 - \theta_{s_1}) - (\theta_2 - \theta_{s_2})}{R_t \cdot M} .$$

Le calcul de l'échauffement déposé dans l'échantillon est alors fonction des différences de températures mesurées entre le socle et l'éprouvette des éprouvettes vide et pleine.

IV.B.ii Choix du graphite

Pour les mesures d'échauffement nucléaire réalisées à OSIRIS, l'éprouvette pleine des calorimètres est dotée d'un échantillon de graphite. L'utilisation du graphite est justifiée pour plusieurs raisons :

- il s'agit d'une recommandation de l'IAEA³³ [97] ;
- il peut être de grande pureté évitant ainsi les réactions parasites ;
- sa conductivité thermique est élevée (jusqu'à 500 W.m⁻¹.K⁻¹) ;
- l'échauffement mesuré dans le noyau pour un spectre photonique donné ne dépend pas ou très peu des dimensions de ce noyau ; la dépression de flux photonique est très

³³ International Atomic Energy Agency, <http://www.iaea.org/>.

faible en raison du coefficient d'atténuation massique du carbone très faible (cf. Figure 42).

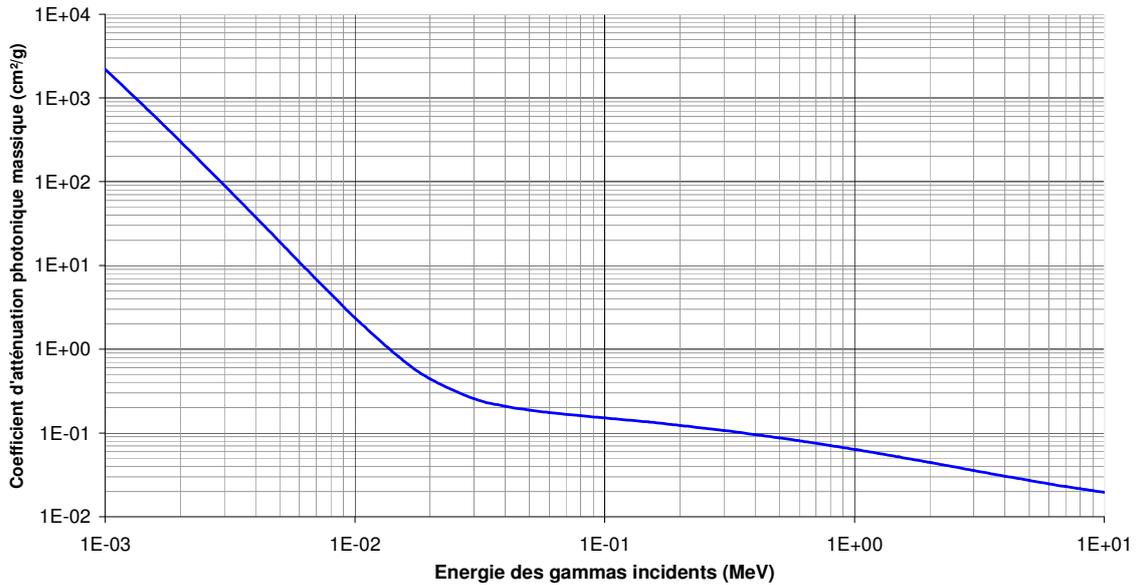


Figure 42 : coefficient d'atténuation photonique massique du carbone [90]

Enfin, le carbone est un matériau à numéro atomique très faible. La calorimétrie peut également être envisagée avec des matériaux à numéro atomique au contraire élevé (comme le bismuth) et ainsi diminuer la contribution neutronique sur l'échauffement total mesuré [94][95]. Le graphite présente en effet des sections efficaces d'interaction avec les neutrons significatives dans le domaine des neutrons rapides, rendant cette part d'échauffement non négligeable (cf. Figure 43).

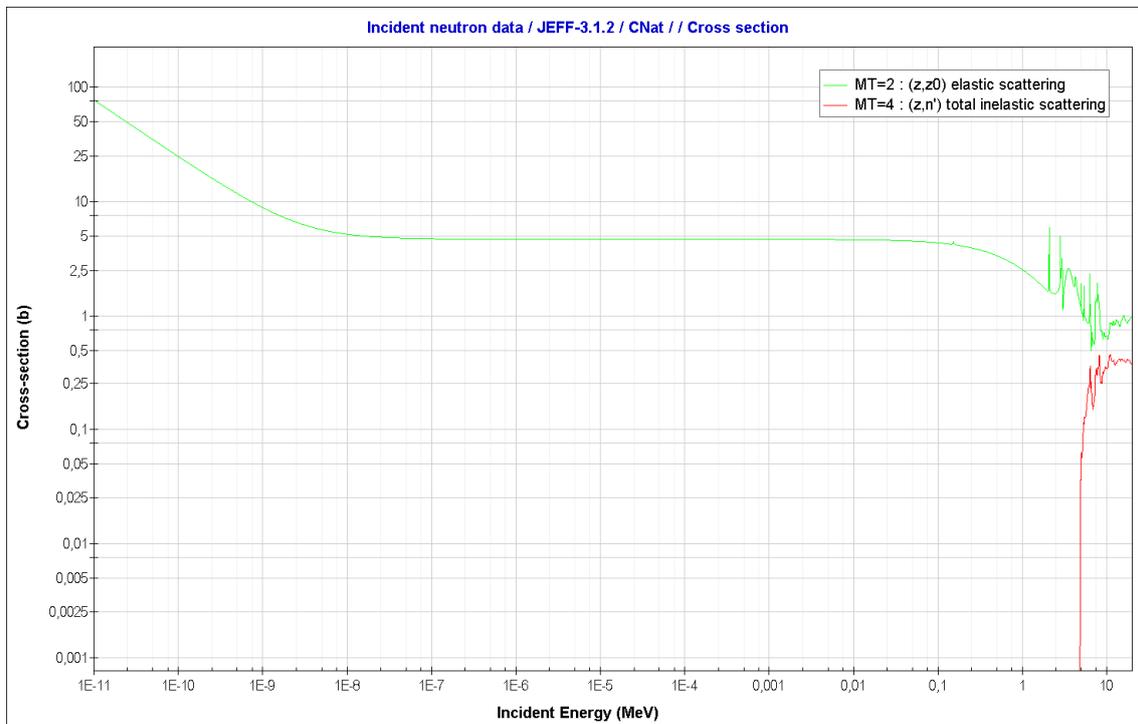


Figure 43 : sections efficaces élastiques et inélastiques des neutrons sur le carbone

IV.B.iii Etalonnage et méthodes de mesure

L'utilisation des calorimètres différentiels nécessite un étalonnage. Cet étalonnage permet de déterminer les sensibilités des deux éprouvettes vide et pleine en $^{\circ}\text{C}\cdot\text{W}^{-1}$, préalable à la détermination du coefficient global d'étalonnage qui permet de déduire la sensibilité du calorimètre à l'échauffement nucléaire. Avant l'opération d'étalonnage, il s'agit dans un premier temps de réaliser des mesures précises des paramètres suivants :

- masse de l'échantillon de graphite ;
- valeur de la résistance électrique³⁴ équipant chaque éprouvette (dans le cas où seule la mesure du courant injecté est disponible).

L'opération d'étalonnage consiste à déterminer les sensibilités des éprouvettes exprimées en $^{\circ}\text{C}\cdot\text{W}^{-1}$. En injectant un courant électrique connu dans chacune des résistances, la puissance dissipée dans l'éprouvette s'exprime comme :

$$P = R \cdot i^2 \quad \text{ou} \quad P = U \cdot i$$

avec P : puissance dissipée dans l'éprouvette [W] ;
 R : résistance électrique³⁵ des résistances d'étalonnage [Ω] ;
 U : tension appliquée aux bornes des résistances [V] ;
 i : intensité électrique injectée dans les résistances [A].

La sensibilité de l'éprouvette est alors obtenue en traçant l'écart de température entre le piédestal et le socle en fonction de la puissance injectée.

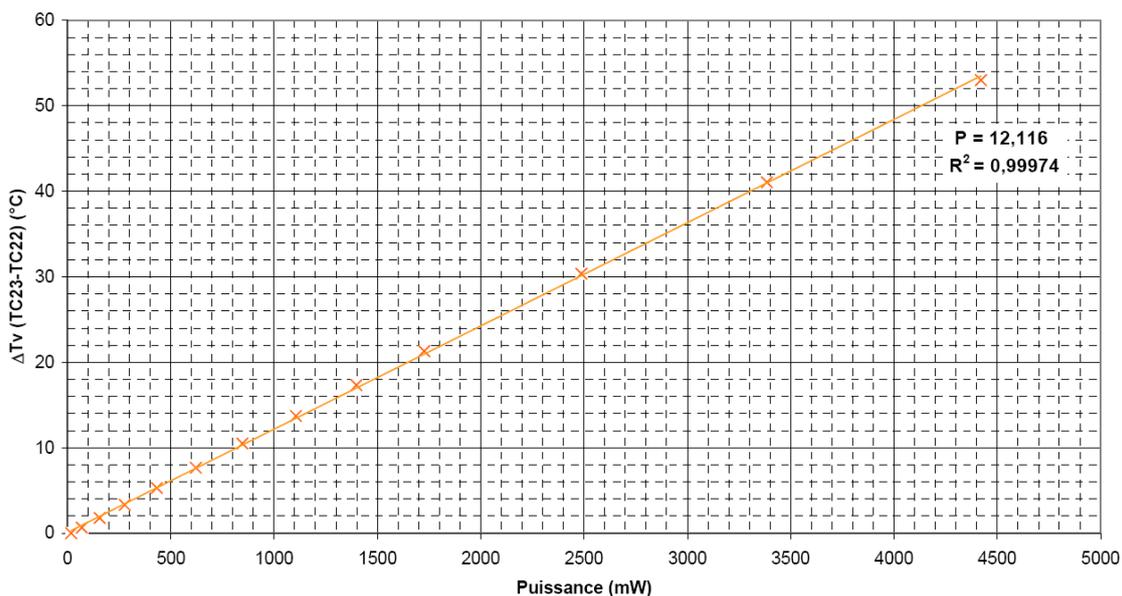


Figure 44 : exemple de courbe de sensibilité de l'éprouvette vide [101]

³⁴ Il s'agit de mesurer seulement la résistance des fils bobinés autour de la perle d'alumine responsable de l'échauffement dans celle-ci.

³⁵ La variation de la résistance électrique avec la température est considérée comme négligeable dans le cas des fils de constantan utilisés dans ce type de calorimètre.

Note (Figure 44) : ΔT_v (TC23-TC22) appelé également « ΔT froid » qui correspond à la différence de température entre l'éprouvette vide et son socle (cf. Figure 40).

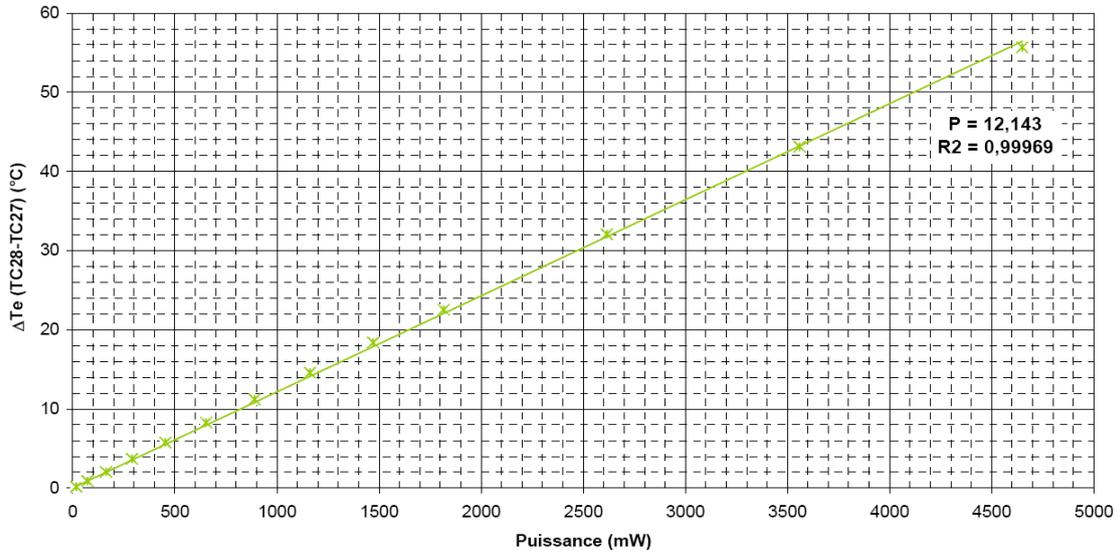


Figure 45 : exemple de courbe de sensibilité d'une éprouvette avec échantillon de graphite [101]

Note : ΔT_e (TC28-TC27) appelé également « ΔT chaud » qui correspond à la différence de température entre l'éprouvette de graphite et son socle (cf. Figure 40).

Le calcul du coefficient d'étalonnage global k est déterminé par la relation [102] :

$$k = \frac{1}{M_E \cdot P_E + M \cdot (P_E - P_v)}$$

avec k : coefficient d'étalonnage ou sensibilité du calorimètre [$\text{W} \cdot \text{g}^{-1} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$] ;
 M_E : masse de l'échantillon de graphite [g] ;
 M : masse des éprouvettes (partie haute), hors échantillon [g] ;
 P_E : pente caractéristique de l'éprouvette pleine [$^\circ\text{C} \cdot \text{W}^{-1}$] ;
 P_v : pente caractéristique de l'éprouvette vide [$^\circ\text{C} \cdot \text{W}^{-1}$].

L'ordre de grandeur de la sensibilité d'un tel calorimètre est de 0,1 à 2,5 $\text{W} \cdot \text{g}^{-1} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$ [101].

Les calorimètres dimensionnés pour la périphérie du réacteur OSIRIS ont des temps de stabilisation de l'ordre de 20 min (eau en convection naturelle) et ceux dimensionnés pour le cœur d'OSIRIS, de l'ordre de 3 min (eau en convection forcée).

Les deux éprouvettes étant l'une au-dessus de l'autre, il convient d'effectuer les mesures d'échauffement nucléaire en réacteur par paliers réguliers (cf. Figure 46). En effet, les deux éprouvettes, à une hauteur x et $x + \Delta_{\text{épr}}$, avec $\Delta_{\text{épr}}$ représentant la distance qui sépare les deux éprouvettes, ne voient pas exactement les mêmes rayonnements. Pour effectuer une mesure, il faut donc déplacer axialement la cellule de mesure d'une distance $\Delta_{\text{épr}}$. Bien entendu, ces

mesures pas à pas doivent être réalisées lorsque la puissance du réacteur est la plus stable possible, ce dont on fait l'hypothèse.

La mesure à proprement parler consiste à relever les températures des quatre thermocouples et à calculer les différences de températures entre le socle et l'éprouvette vide, appelées « ΔT froid », ainsi que les différences de températures entre le socle et l'éprouvette contenant le graphite, appelées « ΔT chaud ».

L'échauffement nucléaire dans le graphite, noté *Ech.Nuc.*, s'exprime alors selon l'équation suivante :

$$Ech.Nuc. = k \times (\Delta T \text{ chaud} - \Delta T \text{ froid})$$

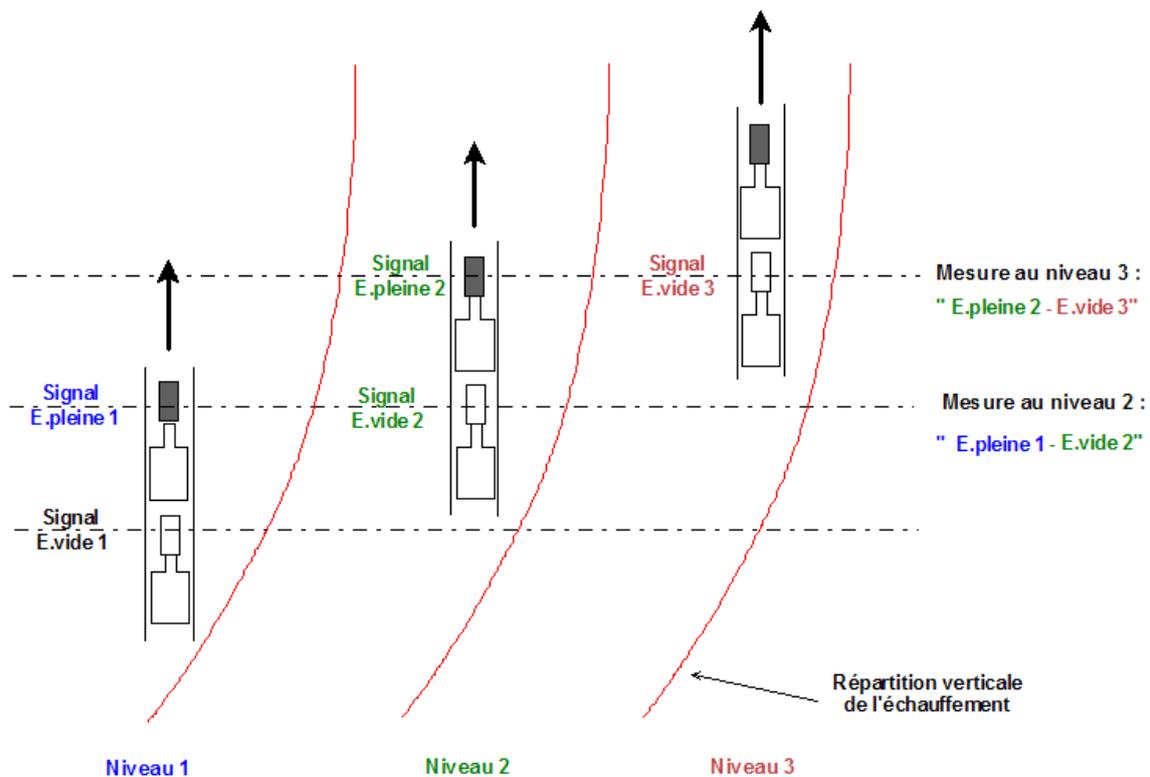


Figure 46 : principe de fonctionnement du calorimètre différentiel

Deux autres méthodes de mesure peuvent également être employées. La principale méthode de mesure qui présente le plus d'intérêt est la méthode de « zéro ». Cette méthode de mesure s'effectue en injectant dans l'éprouvette vide une puissance électrique de façon à obtenir le même « ΔT chaud » que sur l'éprouvette à échantillon de graphite. L'avantage de cette méthode est qu'elle ne nécessite aucun étalonnage du calorimètre au préalable. La seconde méthode de mesure est la méthode « d'addition de courant ». Cette méthode de mesure s'effectue en injectant une puissance électrique dans l'éprouvette pleine afin d'augmenter le « ΔT chaud ». Cette méthode nécessite par ailleurs de connaître la pente d'étalonnage de l'éprouvette pleine (cf. Figure 45).

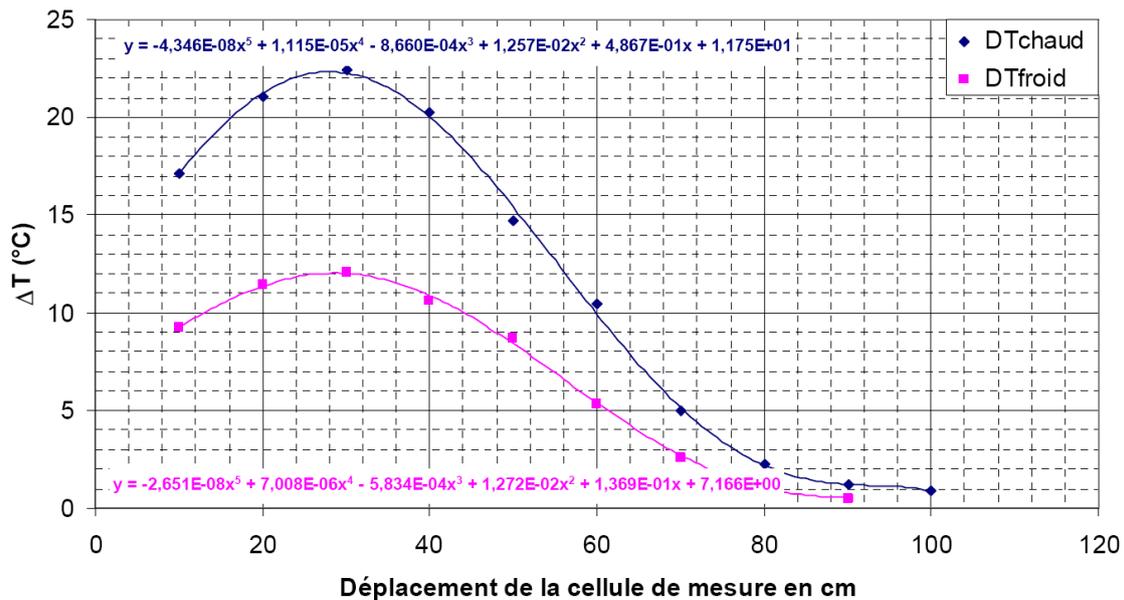


Figure 47 : exemple de mesures réalisées en périphérie du cœur d'OSIRIS par le calorimètre différentiel de l'expérience CALMOS [101]

IV.B.iv Avantages et inconvénients

Les avantages quant à l'utilisation de tels calorimètres sont :

- plusieurs méthodes de mesure de l'échauffement nucléaire ;
- procédure d'étalonnage simple ;
- retour d'expérience important.

Les inconvénients sont :

- ils nécessitent un système à déplacement pour que les 2 éprouvettes puissent voir les mêmes rayonnements ;
- ils sont plus volumineux que la plupart des autres détecteurs nucléaires (longueur hors tout d'environ 22 cm et diamètre extérieur de 1,8 cm)³⁶.

IV.C Thermomètre gamma

Les thermomètres gamma sont les détecteurs les plus répandus pour la mesure d'échauffement dit « gamma » dans le monde des réacteurs nucléaires. Des centrales électrogènes emploient les thermomètres gamma pour le pilotage des réacteurs ; notamment sur les réacteurs de type CANDU [103]. Plusieurs études ont été menées à travers le monde sur le développement de thermomètres gamma pour le pilotage et la surveillance des réacteurs à eau légère ; du Japon, en passant par la Suède, les Pays-Bas, la France et les Etats-Unis[3][103][104][105][106][107][108][109][110][111][112][113][114][115][116][117][118][119][120].

Les réacteurs REP du parc nucléaire français sont pilotés par des mesures ex-core et des chambres à fission (in-core) viennent périodiquement, par un système à déplacement, établir les cartes de flux. Plusieurs études ont permis de tester ces thermomètres gamma en

³⁶ Il s'agit des dimensions du calorimètre de l'expérience CALMOS.

comparaison des chambres à fission pour le pilotage des réacteurs ; notamment en France [105][106][107] ainsi qu'au Japon [104]. Néanmoins, l'ensemble des résultats prometteurs en sont restés au stade de l'étude, que ce soit pour le parc français ou dans les réacteurs bouillants.

Les thermomètres gamma sont également utilisés pour la mesure d'échauffement nucléaire dans les réacteurs d'irradiation et de recherche tels que le réacteur BR2 (Belgique) [84][121], le HBWR (Norvège) [122][123] et le réacteur TRIGA MARK II (Autriche) [124].

Enfin, le thermomètre gamma a été étudié pour être utilisé pour d'autres applications en réacteur ; notamment comme détecteur de niveau de fluide [125] et détecteur de débit du circuit primaire [126][123]. Des études montrent qu'ils permettent également d'évaluer le coefficient de température d'un cœur de réacteur [127] ainsi que la mesure du taux de vide des réacteurs de type BWR [123].

Les thermomètres gamma développés pour les réacteurs de puissance ne sont pas adaptés aux géométries des canaux expérimentaux des MTR. Néanmoins, sur le HBWR (Norvège) ont été conçus des thermomètres gamma miniatures compatibles avec les contraintes dimensionnelles des MTR. Plus de 250 thermomètres gamma ont été testés sur ce réacteur et des décennies de retour d'expérience sur ces détecteurs ont été cumulées [126]. Par ailleurs, le SCK·CEN, exploitant le réacteur BR2, ayant les mêmes niveaux d'échauffement nucléaire qu'OSIRIS et le RJH, soit 15 W.g^{-1} (jusqu'à 20 W.g^{-1} au RJH), a investigué une nouvelle conception de thermomètres gamma miniatures, issue du design norvégien³⁷. Nous nous focaliserons ici sur les détecteurs aujourd'hui fabriqués par le SCK·CEN.

IV.C.i Principe de fonctionnement

Le principe est semblable aux calorimètres ; il s'agit de mesurer l'échauffement induit par absorption des photons et interaction des neutrons sur un matériau situé dans une enceinte de gaz. Il s'agit ici de réaliser une mesure différentielle par un thermocouple de type K entre un point « chaud » (soudure chaude) situé dans le milieu gazeux (corps interne en acier inoxydable AISI 316L ou 304L) et un point « froid » (soudure froide) situé hors de l'enceinte. La mesure différentielle de température renseigne alors sur le dépôt d'énergie dans le corps interne (partie sensible).

La mesure de potentiel aux bornes du thermocouple différentiel est égale à, selon [126] :

$$E = q_g \cdot \frac{C \cdot d}{Ka^2} \left(1 - \frac{1}{\cosh(aL)} \right),$$

- avec
- E : tension aux bornes du thermocouples [μV] ;
 - q_g : échauffement nucléaire [W.g^{-1}] ;
 - C : constante thermoélectrique du thermocouple [$\mu\text{V}.\text{°C}^{-1}$] ;
 - d : densité de l'acier inoxydable [g.cm^{-3}] ;
 - K : conductivité thermique de l'acier inoxydable [$\text{W.cm}^{-1}.\text{°C}^{-1}$] ;
 - L : longueur de la partie sensible [cm] ;

³⁷ L'échauffement nucléaire maximum du réacteur HBWR ne dépassant pas $\sim 1 \text{ W.g}^{-1}$.

et

$$a = \sqrt{\frac{4 \cdot (H_G + H_R)}{K \cdot D}},$$

avec H_G : coefficient de transfert par conduction dans le gaz [$\text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$];
 H_R : coefficient de transfert par rayonnement dans le gaz [$\text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$];
 D : diamètre de la partie sensible [cm].

La sensibilité du thermomètre gamma, notée S , s'exprime alors comme :

$$S = \frac{C \cdot d}{K \cdot a^2} \left(1 - \frac{1}{\cosh(aL)} \right) \quad [\mu\text{V} \cdot \text{g} \cdot \text{W}^{-1}],$$

$$S = \frac{d}{K \cdot a^2} \left(1 - \frac{1}{\cosh(aL)} \right) \quad [^\circ\text{C} \cdot \text{g} \cdot \text{W}^{-1}].$$

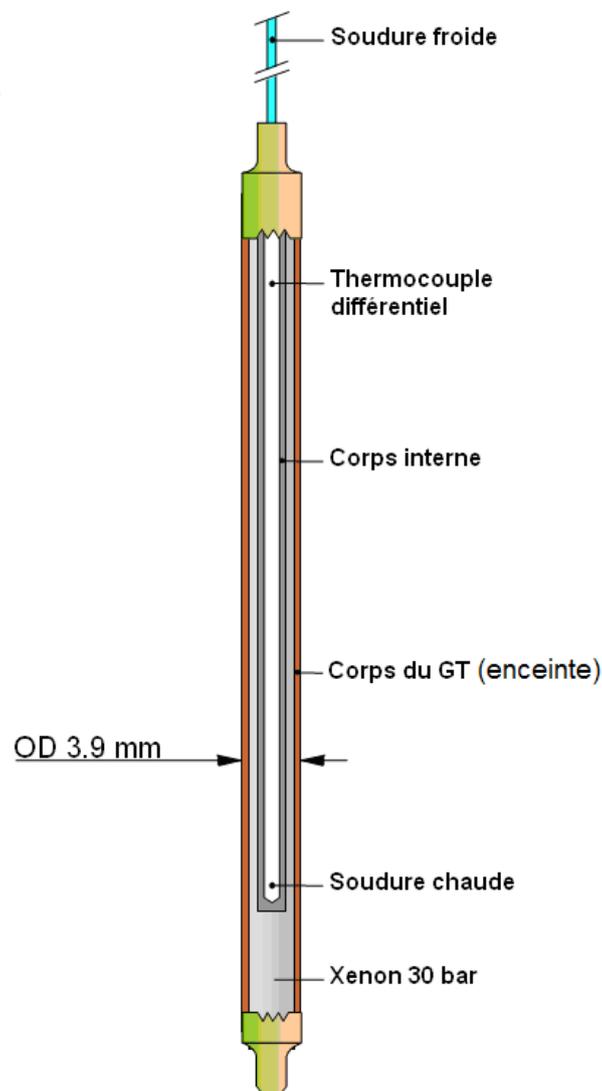


Figure 48 : thermomètre gamma miniature utilisé à Halden [126]

La conductivité thermique de l'acier décroît et la conductance du gaz croît avec la température. Ceci implique que la réponse du thermomètre n'est pas rigoureusement linéaire. Sa sensibilité diminue légèrement avec l'échauffement. En théorie, la sensibilité du thermomètre augmente avec la longueur de la partie sensible. Les équations montrent également qu'il faut utiliser un gaz de remplissage dont la conductance soit minimale. Le modèle thermique du thermomètre doit être maîtrisé pour l'exploitation fine des thermomètres gamma.

IV.C.ii Caractéristiques des thermomètres gamma fabriqués par le SCK·CEN

Les résultats des études ont amené le SCK·CEN à concevoir deux nouveaux thermomètres gamma pour deux plages de mesures différentes, 0 à 6 W.g⁻¹ et 0 à 15 W.g⁻¹. Le Tableau 5 donne les caractéristiques des deux thermomètres gamma développés par le SCK·CEN ainsi que celles du thermomètre gamma conçu par Halden.

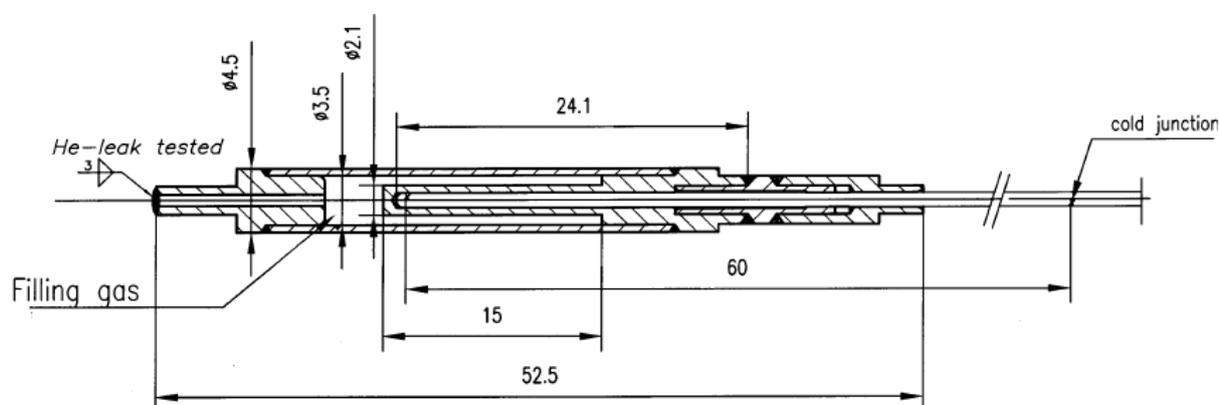


Figure 49 : géométrie d'un thermomètre gamma utilisé au SCK·CEN

Tableau 5 : caractéristiques des thermomètres gamma du SCK·CEN ainsi que d'Halden

	GT ³⁸ , type W (0-15 W.g ⁻¹)	GT, type W (0-6 W.g ⁻¹)	GT Halden
Longueur partie sensible	1,5 cm	1,5 cm	3 cm
Gaz de remplissage	He à 12,5 bars	Ar à 12,5 bars	Xe à 18,5 bars
Gap de gaz	0,05 cm	0,05 cm	0,05 cm
Diamètre partie sensible	0,21 cm	0,21 cm	0,21 cm
Nature de la partie	AISI 316L (ou 304L)	AISI 316L (ou 304L)	AISI 316L
sensible Thermocouple différentiel	Type K, Ø 1 mm	Type K, Ø 1 mm	Type K, Ø 1
Diamètre extérieur du thermomètre gamma	0,45 cm	0,45 cm	mm 0,39 cm

IV.C.iii Étalonnage et méthode de mesure

L'utilisation de tels thermomètres gamma nécessite un étalonnage préalable. Il existe plusieurs manières d'étalonner ces détecteurs. Il peut être effectué par chauffage électrique

³⁸ Gamma Thermometer.

dans une boucle thermo-hydraulique [128] ou encore, comme dans le cas des thermomètres gamma utilisés au SCK-CEN, être basé sur la détermination du temps de réponse des détecteurs.

Les deux principales méthodes pour ce type d'étalonnage sont les suivantes :

- par immersion du détecteur (eau ou huile). Le détecteur est plongé dans un bain à une température chaude donnée ; après stabilisation de la température le détecteur est transféré rapidement dans un bain froid et l'on mesure la diminution de température en fonction du temps ;
- par chauffage par effet joule via les fils du thermocouple (type K). Il est injecté un courant chauffant la partie sensible du détecteur ; après stabilisation de la température le courant est coupé et l'on mesure la diminution de température en fonction du temps.

L'échauffement nucléaire ($W.g^{-1}$) peut s'exprimer selon l'expression suivante :

$$\frac{Q}{\rho} = \frac{\Delta T \cdot C_v}{\tau} \quad [W.g^{-1}],$$

avec Q : échauffement nucléaire volumique [$W.cm^{-3}$] ;
 ρ : masse volumique du corps interne en acier inoxydable [$g.cm^{-3}$] ;
 ΔT : différence de température [$^{\circ}C$] ;
 C_v : chaleur spécifique du corps interne en acier inoxydable [$J.g^{-1}.^{\circ}C^{-1}$] ;
 τ : constante de temps [s].

La constante de temps est obtenue par les deux méthodes décrites ci-dessus ; la chaleur spécifique et la densité de l'acier sont connues. La mesure de température permet donc de calculer l'échauffement nucléaire. Le coefficient d'étalonnage s'exprime comme :

$$Q/\Delta T \quad [W.cm^{-3}.^{\circ}C^{-1}].$$

Une méthode d'étalonnage dite « directe », car ne nécessitant aucun calcul, permet de déterminer le coefficient de calibration du détecteur. Il s'agit de réaliser une injection de courant calibré via les fils du thermocouple et de mesurer la température aux bornes du thermocouple juste après avoir coupé l'injection de courant. Par cette méthode directe, il est possible de balayer toute la plage d'échauffement attendu et de s'affranchir de la connaissance individuelle des caractéristiques physiques des matériaux constituant le thermomètre gamma ainsi que celles du gaz de remplissage.

IV.C.iv Avantages et inconvénients

Les avantages quant à l'utilisation de tels thermomètres sont les suivants :

- conception simple et détecteur miniature ;
- mesure d'échauffement dans l'acier inoxydable qui constitue un des matériaux les plus répandus dans les dispositifs d'irradiation ;
- contrairement au calorimètre différentiel (cf. §.IV.B), aucun système à déplacement n'est requis pour réaliser la mesure.

Les inconvénients sont les suivants :

- son exploitation peut nécessiter une modélisation fine pour la détermination du coefficient de calibration des détecteurs ;
- dérives de la sensibilité lorsque les conditions thermo-hydrauliques varient sur la paroi extérieure du détecteur [126].

Conclusion :

Les détecteurs les plus éprouvés dans les MTR sont les détecteurs de mesure du flux de neutrons thermiques (chambre à fission et collectrons) et les détecteurs de mesure de l'échauffement nucléaire (thermomètres gamma et calorimètres différentiels). A titre d'illustration, le dispositif CALMOS en cours d'utilisation à OSIRIS depuis 2011 et dont le but est de mieux caractériser les canaux expérimentaux en cœur du réacteur, intègre un calorimètre différentiel à échantillon de graphite et un collectron rhodium.

L'état de l'art des mesures neutroniques et photoniques en MTR montre que de récentes innovations en instrumentation permettent d'augmenter la capacité à mesurer des paramètres nucléaires pertinents pour améliorer la connaissance des conditions d'irradiation des futurs dispositifs du RJH. Il s'agit notamment de la mesure de flux de neutrons rapides ainsi que de la mesure du flux photonique.

Cet état de l'art a montré également que, d'une part, plusieurs détecteurs peuvent être utilisés pour déterminer le même paramètre et que, d'autre part, en raison de leurs principes physiques de fonctionnement différents, il est possible d'envisager une combinaison des mesures neutroniques, photoniques et d'échauffement nucléaire dans le but de réduire les incertitudes sur les niveaux des rayonnements qui règnent dans les MTR.

PARTIE A : LISTE DES REFERENCES

- [1] J.F. Villard, « Plan de développement du projet INSNU – Instrumentation associée aux irradiations et programmes expérimentaux en réacteur », Rapport CEA DEN/DANS/DRSN/SIREN/EN/665C, 2006.
- [2] CEA – SCK·CEN, « Convention de collaboration CEA – SCK·CEN – Constitution du laboratoire commun d'instrumentation 'Réseau LCI' », convention DEN n° 1388, 2006.
- [3] J.L. Mourlevat, « Instrumentation interne des réacteurs », Techniques de l'Ingénieur, BN 3 452, 2001.
- [4] J.F. Miller, H.G. Shugars, « Applying ex-core fission chamber technology to reactor protection systems in European pressurized water reactors. A comparative analysis », Conference Record of the 1992 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, Vol. 2, pp. 763-5, 1992.
- [5] O. Cabellos, P. Fernández, D. Rapisarda, N. García-Herranz, « Assessment of fissionable material behaviour in fission chambers », Nuclear Instruments and Methods in Physics Research – Section A, Vol. 618, Issues 1-3, pp. 248-259, 2010.
- [6] M. Ishikawa, T. Kondoh, A. Hayakawa, et al., « Detail Design of Microfission Chamber for Fusion Power Diagnostic on ITER », Detail Design of Microfission Chamber for Fusion Power Diagnostic on ITER, Pages: (JAEA-Technology 2007-062) iv+57 pp., 2007.
- [7] T. Nishitani, M. Yamauchi, M. Izumi, et al., « Engineering design of the ITER in vessel neutron monitor using micro-fission chambers », Fusion Engineering and Design, Vol. 82, Issues 5-14, pp. 1192-1197, 2007.
- [8] D. Rapisarda, A. García, O. Cabellos, et al., « Feasibility of fission chambers as a neutron diagnostic in the IFMIF—Test Cell », Fusion Engineering and Design, Vol. 84, Issues 7-11, pp. 1570-1574, 2009.
- [9] M. Yamauchi, T. Nishitani, K. Ochiai, et al., « Development of in-vessel neutron monitor using micro-fission chambers for ITER », Review of Scientific Instruments, Vol. 74, Issue 3, pp. 1730-4, 2003.
- [10] H. Carcreff, « Détection des rayonnements », Formation Nucléaire de Base, CEA Saclay, 2005.
- [11] P. Reuss, « Précis de neutronique », EDP Sciences INSTN Collection Génie Atomique, 2003, p.34.
- [12] P. Filliatre, C. Jammes, L. Oriol, « Plan de développement de la plate-forme modélisation des chambres à fission », Rapport CEA DEN/DER/SPEX/LDCI/NT/07-039, 2007.
- [13] « Average energy required to produce an ion pair », International commission on radiation and units measurements, rapport ICRU n°31, 1979.

- [14] J.C. Angélique, Laboratoire de Physique Corpusculaire de CAEN, ENSICAEN, communication privée.
- [15] P. Filliatre, C. Jammes, « Vitesse de dérive des électrons et des ions dans le gaz inter-électrodes d'une chambre à ionisation », Rapport CEA DEN/DER/SPEX/LDCI/NT/08-017, 2008.
- [16] S. Chabod, « Développement et modélisation de chambres à fission pour les hauts flux, mise en application au RHF (ILL) et à Megapie (PSI), thèse de doctorat, Univ. Paris XI.
- [17] O. Poujade, A. Lebrun, « Modeling of the saturation current of a fission chamber taking into account the distortion of electric field due to space charge effects », Nuclear Instruments and Methods in Physics Research – Section A, Vol. 433, Issue 3, pp. 673-682, 1999.
- [18] S. Chabod, G. Fioni, A. Letourneau, F. Marie, « Modelling of fission chambers in current mode – Analytical approach », Nuclear Instruments and Methods in Physics Research – Section A, Vol. 566, Issue 2, pp. 633-653, 2006.
- [19] « http://www.photonis.com/industry-science/products/neutron_and_gamma_detectors/catalog_pdf », PHOTONIS website.
- [20] S. Chabod, « Saturation current of miniaturized fission chambers », Nuclear Instruments and Methods in Physics Research – Section A, Vol. 598, Issue 2, pp. 578-590, 2009.
- [21] A. Lyoussi, H. Carcreff, « Détection des rayonnements et instrumentation nucléaire », support de cours de la Formation Nucléaire de Base, CEA DEN.
- [22] G.F. Knoll, « Radiation Detection and Measurement », Third Edition, John Wiley & Sons, Inc., 2000.
- [23] L. Vermeeren et al., « Assessment of the gamma suppression of subminiature fission chambers in Campbell mode: FICTIONS-6 experiment report », Restricted Contract Report SCK-CEN, R-4445, 2007.
- [24] L. Vermeeren et al., « Experimental verification of the fission chamber gamma signal suppression by the Campbell mode », IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 58, Issue 2, pp. 362-369, 2011.
- [25] A.P. Sokolov, G.P. Pochivalin, Yu.M. Shipovskikh, et al., « Rhodium self-powered detector for monitoring neutron fluence, energy production, and isotopic composition of fuel », Atomic Energy, Vol. 74, Issue 5, pp. 365-367, 1993.
- [26] G.S. Auh, « Dynamic compensation methods for self-powered neutron detectors », Nuclear Science and Engineering, Vol. 118, Issue 3, pp. 186-193, 1994.
- [27] G. Cho, W. Lee, J.H. Yoon, « Study on the sensitivity of Self-Powered Neutron Detectors (SPND) and its change due to burn-up », Proceedings of the 2nd Japan-Korea seminar on advanced reactors, pp. 183-187, 1996.

- [28] K. Papadatos, A. McDonald, « Power measurement in CANDU reactors », Canadian-Nuclear-Society, Transactions Canada, Vol. 1, pp. 15-16, 1980.
- [29] C.J. Allan, N.H. Drewell, D.S. Hall, « Recent advances in self-powered flux detector development for CANDU reactors », Proceedings of an international symposium on nuclear power plant control and instrumentation, Vienna IAEA, pp. 505-520, 1983.
- [30] M. Alex, M.D. Ghodgaonkar, « Development of an inconel self powered neutron detector for in-core reactor monitoring », Nuclear Instruments & Methods in Physics Research – Section A, Vol. 574, Issue 1, pp. 127-132, 2007.
- [31] M. Miller, A. Banchik, D. Bianchi, et al., « Validation procedure for the fabrication sequence of self-powered neutron detectors for NPP developed by CNEA », Associacao Brasileira de Energia Nuclear, Rio de Janeiro (Brazil), Proceedings of the INAC 2002: International Nuclear Atlantic Conference, p. 3080 (6 p.), 2002.
- [32] P. Weidenauer, « Karlstein Laboratories and Workshops bird-eye view », Visit at CEA Cadarache, 2007.
- [33] W.H. Todt, « Characteristics of self-powered neutron detectors used in power reactors », European Nuclear Society, Berne (Switzerland) World Nuclear Congress, Transactions Vol. III, pp. 312-323, 1998.
- [34] A. Alberman, C. Morin, G. Simonet, « Boucle 4 crayons combustibles eau légère irradiée en périphérie du réacteur OSIRIS – Techniques de dosimétrie mises en œuvre », Dosimetry methods for fuels, cladding and structural materials, Dordrecht (Netherlands), Vol. 1-2, pp. 889-896, 1984.
- [35] V. Cloute-Cazalaa, « Suivi et analyse des signaux collectrons du dispositif MEREVER 9 – Mesures de répartitions verticales de flux thermique dans les emplacements 24, 44 et 64 (du cycle F224 au cycle F231) », Rapport CEA DEN/DRSN/SIREN/CR/1742, 2009.
- [36] L. Vermeeren, V. Kuzminov, B. Coupe, E. Koonen, B. Ponsard, « On-line monitoring of local irradiation conditions in BR2 », 7th International Topical Meeting - Research Reactor Fuel Management (RRFM), Aix-en-Provence (France), p.p. 104-108, 2003.
- [37] L. Vermeeren, M. Weber, « Self-powered neutron detector qualification for absolute on-line in-pile neutron flux measurements in BR2 », 11th International Symposium on Reactor Dosimetry, Brussels (Belgium), 2002, Reactor Dosimetry in the 21st Century, pp. 219-225, 2003.
- [38] « <http://www.ife.no/publications/2009/nusp/publication.2010-05-31.3633172054> », Institutt For Energiteknikk website.
- [39] B.G. Kim, S.H. Ahn, Y.K. Kim, K.H. Lee, Y.J. Kim, « Status and perspective of material irradiation tests in the HANARO », 1st International Symposium on Materials Testing Reactors, Japan, 2008.

- [40] O. Erben, T. Ostrowski, « Thermal neutron flux density monitoring with vanadium self-powered neutron detectors using an A/V converter developed at IEA Swierk », *Jaderna-Energie-Czechoslovakia*, Vol. 31(8-9), pp. 312-315, 1985.
- [41] G.R. Imel, P.R. Hart, « The performance of hafnium and gadolinium self powered neutron detectors in the TREAT reactor », *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research – Section B*, Vol. 111, Issue 3-4, pp. 325-336, 1996.
- [42] W.R. Filho, A.J. Fernando, R. Jerez, J.B.M. Tondin, H. Pasqualetto, « Device for neutron flux monitoring in IEA-R1 reactor using rhodium self-powered neutron detector », *Associacao Brasileira de Energia Nuclear, Rio de Janeiro (Brazil), Proceedings of the Brazilian national meeting on reactor physics and thermal hydraulics*, pp. 291-294, 2000.
- [43] A.D. Mackley, « Proposed reactor coolant density monitor », *IEEE Power Engineering Society winter meeting, New York (USA)*, 1986.
- [44] E.B. Kleiss, H. Van Dam, « A twin self-powered neutron detector for steam velocity determination in a boiling water reactor », *Nuclear Technology USA*, Vol. 53(2), pp. 250-256, 1981.
- [45] H. Van Dam, E.B. Kleiss, « Measurements and analysis of neutrons and gamma noise in BWR's », *International Atomic Energy Agency, Vienna (Austria), IAEA-NPPCI specialists' meeting on new instrumentation of water cooled reactors, Dresden (German Democratic Republic), april 1985, Proceedings*, pp. 160-171, 1985.
- [46] R. Kozma, J.E. Hoogenboom, H. Van Dam, « Boiling detection using signals of self-powered neutron detectors and thermocouples », *Proceedings of a Specialists Meeting on In Core Instrumentation and Reactor Assessment, Cadarache (France)*, 1988, pp. 390-8, 1989.
- [47] M.E. Miller, L.E. Mariani, M.L. Szejnberg Gonçalves-Carralves, M. Skumanic, S.I. Thorp, « Implantable self-powered detector for on-line determination of neutron flux in patients during NCT treatment », *Applied Radiation and Isotopes*, Vol. 61, Issue 5, pp. 1033-1037, 2004.
- [48] J. Dingley, Y. Danon, N. LiCausi, J.Q Lu, I.B. Bhat, « Optimization of a novel solid-state self powered neutron detector », *International Conference on Mathematics, Computational Methods & Reactor Physics (M&C 2009)*, 2009.
- [49] N. LiCausi, J. Dingley, Y. Danon, J.Q Lu, I.B. Bhat, « A novel solid-state self powered neutron detector », *Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE)*, Vol. 7079, pp. 7908-7908, 2008.
- [50] M. Nakachimi, Y. Nagao, C. Yamamura, M. Nakazawa, H. Kawamura, « Characterization of hybrid self-powered neutron detector under neutron irradiation », *5th International Symposium on Fusion Nuclear Technology, Rome (Italy)*, 1999, *Fusion Engineering and Design*, Vol. 51-2, pp. 837-841, 2000.
-

- [51] C. Blandin, « Contribution au développement de collectrons pour la mesure instantanée et sélective des différents champs de rayonnements en réacteurs nucléaires », Thèse de Doctorat de l'Institut National de Polytechnique de Grenoble, France, 1998.
- [52] G.F. Lynch, « Some theoretical aspects of self-powered detectors », Atomic Energy of Canada Limited, Rapport AECL-5124 paper 1.8, 1974.
- [53] C.W. Mayo, L. Yan, « Autoregressive Moving Average Inverse Dynamics for Rhodium Self-Powered Neutron Detector », Nuclear Science and Engineering, Vol. 124, p.361-363, 1996.
- [54] M.L. Kantrowitz, « KALMAN filtering for rhodium self-powered neutron detectors », Proceedings of the International Reactor Physics Conference, Vol. 4, pp. 215-25, 1988.
- [55] L.V. Kozlova, A.S. Kuuzil, V.F. Shikalov, « Mathematical Model of SPND with Rhodium Emitter and Delay Algorithms », 14th Pacific Basin Nuclear Conference, Honolulu, 2004.
- [56] G.S Auh, « Digital dynamic compensation methods of rhodium self-powered neutron detector », Journal of the Korean Nuclear Society, Vol. 26, Issue 2, pp. 205-11, 1994.
- [57] A.M. El-Badry, A.S. Hassan, « Sensitivity of developed self-powered neutron detector », Proceedings of the Fourth Conference on Nuclear and Particle Physics (NUPPAC-2003), pp. 305-312, 2004.
- [58] H. Boeck, « A self-powered neutron detector with a fissile emitter », Nuclear Science and Engineering, Vol. 80, Issue 4, pp. 720, 1982.
- [59] M.N. Agu, H. Petitcolas, « γ -compensated self-powered detectors for reactor instrumentation and control », Measurement Science and Technology, Vol. 1(10), pp. 1047-1051, 1990.
- [60] G.G. Kim, N.Z. Cho, « Investigation of the sensitivity depletion laws for rhodium self-powered neutron detectors », Journal of the Korean Nuclear Society, Vol. 33(2), pp. 121-131, 2001.
- [61] M.N. Agu, H. Petitcolas, « Self-powered neutron detectors for measuring epithermal neutron flux », Reactor dosimetry, Philadelphia (USA), ASTM, pp. 720-725, 1989.
- [62] M.N. Agu, H. Petitcolas, « Self-powered detector response to thermal and epithermal neutron flux », Nuclear Science and Engineering, Vol. 107, Issue 4, pp. 374-384, 1991.
- [63] M.D. Lopes, J.M. Avila, « Thermal and epithermal sensitivities of cobalt self-powered neutron detectors », Nuclear Science and Engineering, Vol. 113, Issue: 3, pp. 217-226, 1993.
- [64] L. Barbot, « Cahier des charges préliminaire pour la réalisation de collectrons gamma », Rapport CEA DEN/DRNS/SIREN/CDC/933, 2004.

- [65] R. Van Nieuwenhove, « Improved cable compensation technique for self-powered neutron detectors », *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research – Section A*, Vol. 373, Issue 2, pp. 202-205, 1996.
- [66] B.G. Kim, J.L. Rempe, J-F. Villard, S. Solstad, « Review of Instrumentation for Irradiation Testing of Fuels and Materials », *Nuclear Technology*, MS-10-208, accepted October 2010.
- [67] Yu.A. Kashchuk, V.G. Shevchenko, V.V. Frunze, et al., « Monitoring the fast-neutron flux density and fluence in a RBMK core using a threshold fission chamber in a screen-absorber », *Atomic Energy*, Vol. 98, Issue 4, pp. 249-55, 2004.
- [68] J.W. Yang, K.M. Feng, Z. Cheng, « Preliminary design of neutron flux and spectrum diagnostics in NT-TBM », *Plasma Science & Technology*, Vol. 9, Issue: 2, pp. 219-222, 2007.
- [69] B. Geslot, A. Legrand, C. Jammes, L. Vermeeren, « Qualification du système d'acquisition FNDS lors de l'expérience FICTIONS-8 », *Rapport CEA DEN/DER/SPEX/ LDCI/NT/09-032*, 2010.
- [70] B. Geslot, L. Barbot, A. Legrand, P. Filliatre, C. Jammes, L. Vermeeren, « Qualification du système FNDS pour la mesure du flux neutronique rapide lors de l'essai FICTIONS-8 », *Rapport CEA DEN/DER/SPEX/LDCI/NT/10-006*, 2010.
- [71] L. Oriol, P. Filliatre, L. Vermeeren, « Détecteur pour la mesure en ligne des neutrons rapides dans un réacteur, n° de publication de dépôt FR2925750 (A1), 2009.
- [72] L. Oriol, B. Lescop, L. Vermeeren, « Dispositif de mesure en ligne d'un flux de neutrons rapides et épithermiques », n° de dépôt 0856922, 2008.
- [73] P. Filliatre, « Calcul de l'évolution du dépôt des chambres à fission sous haut flux – Choix du dépôt adapté à la mesure de la composante rapide », *Rapport CEA DEN/DER/SPEX/ LDCI/NT/06-063*, 2006.
- [74] P. Filliatre, L. Oriol, C. Jammes, L. Vermeeren, « Reasons why Plutonium 242 is the best fission chamber deposit to monitor the fast component of a high neutron flux », *Nuclear Instruments And Methods in Physics Research – Section A*, 593 (3), p. 510-518, 2008.
- [75] L. Oriol, L. Vermeeren, « Cahier des charges du système FNDS », *Rapport CEA DEN/DER/SPEX/LDCI/NT/07-030*, 2007.
- [76] A. Tsilanizara, C.M. Diop, T.D. Huynh, « Formulaire DARWIN : notice de principe », *Rapport CEA DEN/DANS/DM2S/SERMA/LEPP/RT/05-3772*, 2005.
- [77] J. Sanz, O. Cabellos, N. Garcia-Herranz, ACAB-2008, ACtivationABacusCode V2008, NEADataBank (NEA-1839), 2009.
- [78] P. Filliatre, L. Oriol, C. Jammes, L. Vermeeren, « Joint estimation of the fast and thermal components of a high neutron flux with a two on-line detector system »,

- Nuclear Instruments And Methods in Physics Research – Section A, 603 (3), p. 415-420, 2009.
- [79] H. Carcreff, L. Barbot, L. Vermeeren, « Détecteur de rayonnement gamma, procédé de fabrication et utilisation associés », n° de dépôt 0951495, 2009.
- [80] O. Strindehag, « Self-powered neutron and gamma detectors for in-core measurements », AB Atomenergi, Nykoeping (Sweden), 20 p., 1971.
- [81] F.E. Levert, « A threshold self-powered gamma detector for use as a nuclear reactor power monitor », IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-24(1), pp. 683-686, 1977.
- [82] O. Strindehag, « Response of self-powered gamma detectors », Atomkernenergie Germany, Vol. 17(4), pp. 267-270, 1971.
- [83] H. Boeck, « Research programs carried out at the TRIGA MARK II reactor Vienna », European conference of TRIGA reactor users, Espoo (Finland), 1984.
- [84] R. Van Nieuwenhove, L. Vermeeren, « Online gamma dose-rate measurements by means of a self-powered gamma detectors », IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 49, n°4, pp. 1914-1918, 2002.
- [85] M. Alex, K.R. Prasad, S.K. Kataria, « Development of bismuth self-powered detector », Nuclear Instruments and Methods in Physics Research – Section A, Vol. 523(1-2), pp. 163-166, 2004.
- [86] K.R. Prasad, « Design innovations in neutron and gamma detectors », Proceedings of BRNS-DAE National Symposium on Nuclear and Radiochemistry, Mumbai (India), pp. 35-38, 2003.
- [87] M. Alex, K.R. Prasad, « Development of in-core detectors for monitoring gamma radiation in reactors », Proceedings of symposium on intelligent nuclear instrumentation, Mumbai (India), pp. 18-21, 2001.
- [88] L. Barbot, « Optimisation d'un collectron comme moniteur sélectif du champ gamma en réacteur expérimental », Mémoire d'ingénieur C.N.A.M., 2006.
- [89] L. Barbot, « Gamma selective SPDs – Intermediate report D1-1/D2-1 », Joint Instrumentation Laboratory CEA-SCK·CEN, Rapport CEA DEN/DANS/DRSN/SIREN/CR/ 1375, 2006.
- [90] Tables of nuclides / Electron and Photon attenuation, Nuclear Data Evolution Lab., Korean Atomic Energy Research Institute, <http://atom.kaeri.re.kr>.
- [91] L. Vermeeren, H. Carcreff, V. Clouté-Cazalaa, « Irradiation tests of gamma selective self-powered detectors with tubular bismuth emitter », Restricted Contract Report SCK·CEN R-4730, 2009.
-

- [92] L. Vermeeren, H. Carcreff, « Final report : long term irradiation tests of gamma selective self-powered detectors in BR2 and OSIRIS », Joint Instrumentation Laboratory CEA-SCK-CEN, Rapport CEA DEN/CAD/DER/SPEX/LDCI DO 154, 2011.
- [93] H. Carcreff, « Mesure d'échauffement en réacteur expérimental – Réflexion sur la mesure d'un 'facteur matière' par calorimétrie », Rapport CEA DEN/DANS/DRSN/SIREN/CR/ 1522, 2008.
- [94] H. Carcreff, « Mesures d'échauffement en réacteur expérimental – Précaution sur l'utilisation du facteur 'FADILE' », Rapport CEA, Diffusion Restreinte, DEN/DANS/DRSN/ SIREN/CR/1429, 2007.
- [95] K.F. Mecheri, « Energie déposée par le rayonnement gamma dans un réacteur d'essais – Mesures calorimétriques et calculs », Thèse de doctorat, 1977.
- [96] H. Carcreff, « Projet du dispositif de calorimétrie mobile – Comparaison des différents types de calorimètres en réacteur expérimental – Choix du calorimètre et du mode de mesure », Rapport CEA DEN/DANS/DRSN/SIREN/NT/02-838, 2002.
- [97] IAEA, « International intercomparison of calorimeters », Rapport n°128, 1970.
- [98] M.S. Kim, S.Y. Hwang, H.S. Jung, K.H. Lee, "Measurements of Nuclear Heating Rate and Neutron Flux in HANARO CN Hole for Designing the moderator cell of neutron source", Proceedings of IGORR, (2005)
- [99] H. Carcreff, V. Clouté-Cazalaa, L. Salmon, "Development, Calibration and Experimental Results Obtained With an Innovative Calorimeter (CALMOS) for Nuclear Heating Measurements, IEEE-TNS in press.
- [100] H. Carcreff, « Cahier des charges et des spécifications techniques pour la fabrication et le montage de la cellule de mesure CALMOS », Rapport CEA DEN/DANS/DRSN/SIREN/ CDC/1523, 2009.
- [101] H. Carcreff, « Projet CALMOS – Compte rendu de l'étalonnage de la maquette n°2 de la cellule de mesure », Rapport CEA DEN/DANS/DRSN/SIREN/CR/1824, 2009.
- [102] V. Clouté-Cazalaa, « Projet CALMOS – Etalonnage de la cellule de mesure », Rapport CEA DEN/DANS/DRSN/SIREN/CR/100, 2005.
- [103] R.H. Leyse, R.D. Smith, « Gamma thermometer developments for light water reactors », IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. ns-26, Issue: 1, pp. 934-43, 1979.
- [104] C.L. Martin, A.L. Wirth, K. Yoshino, et al., « Joint study on γ thermometers at the Tokai 2 BWR », Transactions of the American Nuclear Society, Vol. 81, pp. 299-301, 1999.
- [105] D. Janvier, M. Sauret, « Fixed incore instrumentation, Radcal γ thermometer performance experience at EDF reactors », Proceedings of a Specialists Meeting on In Core Instrumentation and Reactor Assessment, pp. 285-93, 1989.

- [106] A. Darraud, A. Berthet, J.M. Colling, et al., « Advances in in-core and ex-core nuclear instrumentation in the french PWRs », International Topical Meeting on Advances in Reactor Physics, Mathematics and Computation, Vol. 2, pp. 683-97, 1987.
- [107] C. Hantouche, « Comparative study of measurements by means of γ thermometer strings with fission chamber measurements », Nuclear Technology, Vol. 65, Issue: 3, pp. 462-6, 1984.
- [108] Y. Yamauchi, T. Miyazaki, « Development of improved core monitoring system », Journal of Power and Energy Systems, Vol. 2(2), pp. 712-719, 2008.
- [109] W.J. Oosterkamp, W.H.M. Nissen, « Long-term behaviour of gamma thermometers in a BWR », Meeting on In Core Instrumentation and Reactor Assessment, Cadarache (France), pp. 278-284, 1988.
- [110] W. Bernnat, K. Siegel, U. Wolff, « Sensitivity of γ thermometers for local power monitoring in light water reactors », Proceedings of a Specialists Meeting on In Core Instrumentation and Reactor Assessment, pp. 294-301, 1989.
- [111] T. Andersson, T. Lefvert, B. Olsson, et al., « On-line power distribution monitoring with fixed in-core detectors at Ringhals 2 », Proceedings of a Specialists Meeting on In Core Instrumentation and Reactor Assessment, pp. 26-33, 1989.
- [112] G. Apelqvist, T. Andersson, L. Magnusson, et al., « Radcal γ thermometers-performance experience from Swedish light water reactors », Proceedings of a Specialists Meeting on In Core Instrumentation and Reactor Assessment, pp. 262-70, 1989.
- [113] F. Loisy, M. Huver, M. Janvier, « Technology and use of γ thermometers », Proceedings of a Specialists Meeting on In Core Instrumentation and Reactor Assessment, pp. 271-7, 1989.
- [114] C. Hantouche, « Le thermomètre gamma – Instrument de mesure de la puissance nucléaire du cœur d'un réacteur à eau légère », Thèse de Doctorat de l'Institut National Polytechnique de Grenoble, 1984.
- [115] C. Hantouche, « La constitution de la densité d'échauffement d'un thermomètre gamma », Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Vol. 219, Issue 2, pp. 394-405, 1984.
- [116] J.P. Waring, R.D. Smith, « Recent reactor testing and experience with gamma thermometers », IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 30(1), pp. 791-794, 1983.
- [117] M. Barbet, M. Guillery, « A new advanced fixed in-core instrumentation for a PWR reactor », Nuclear Instruments and Methods in Physics, Vol. 185(1-3), pp. 377-386, 1981.
- [118] R. Raghavan, C.L. Martin, A.L. Wirth, et al., « Application of the Gamma Thermometer as BWR fixed in-core calibration system », In-core Instrumentation and Reactor Core Assessment, Proceedings of a Specialist meeting in Japan, pp. 203-212, 1997.

- [119] C. Ren-Tai, T. Leong, « Development and analysis for core power γ thermometer adaptation », Transactions of the American Nuclear Society, Vol. 75, pp. 336-7, 1996.
- [120] A. Bonnemay, C. Cladel, G. Ermumcu, A. Le Dieu De Ville, et al., « Work on gamma thermometer in C.E.A », NEACRP technical meeting (Nuclear Energy Agency Committee on reactor physics), Paris (France), 17 p., 1979.
- [121] « <http://www.sckcen.be/fr/Notre-Recherche/Scientific-Institutes-Expert-Groups/Advanced-Nuclear-Systems/Reactor-Technology-Design/Nuclear-in-pile-instrumentation> », SCK-CEN website.
- [122] « <http://www.ife.no/publications/2007/nusp/publication.2007-11-14.9773933737> », IFE website, download ife-hr-e-2007-030[1].pdf.
- [123] V. Tosi, A. Haaland, J. Blazquez, « The use of γ thermometer as a multipurpose sensor », Symposium on Nuclear Reactor Surveillance and Diagnostics – Proceedings, Vol. 1, pp. 2.4/1-8, 1995.
- [124] J. Kizhakkekara, P. Katrik, H. Bock, « Development and test of a miniature γ thermometer to determine the γ dose rate inside a reactor core », Nuclear Energy in Central Europe '98 Proceedings, pp. 21-8, 1998.
- [125] T.J. Burns, J.O. Johnson, « Theoretical characterization of a dual-purpose gamma thermometer », Transactions of the American Nuclear Society, Vol. 38, pp. 598-599, 1981.
- [126] A. Haaland, H. Devold and V. Tosi, « In-pile performance of miniaturized gamma thermometers », OECD Halden Reactor Project Report HWR-313, 1991.
- [127] C. Demazière, I. Pázsit, T. Andersson, B. Severinsson, T. Ranman, « Analysis of an MTC noise measurement performed in ringhals-2 using gamma-thermometers and in-core neutron detectors », Progress in Nuclear Energy, Vol. 43, Issues 1-4, pp. 57-66, 2003.
- [128] F.E. LeVert, D.L. Bell, « Fabrication and Electric Calibration of Prototypic PWR Gamma Thermometers », IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 29, Issue: 1, pp. 679-683, 1982.

PARTIE B

EXPERIENCE CARMEN-1

Dans le cadre des travaux de thèse une expérience nommée CARMEN-1 (« CALorimétrie en Réacteur et Mesures des Emissions Nucléaires ») a été menée à OSIRIS en 2012.

Cette expérience d'irradiation a pour but de définir la nature des détecteurs susceptibles de répondre aux besoins de caractérisation du RJH ainsi que d'étudier l'interprétation combinée des mesures neutroniques, photoniques et d'échauffement nucléaire. L'interprétation combinée des mesures doit permettre d'améliorer la connaissance des différents paramètres et de réduire les incertitudes des mesures ; notamment de l'échauffement nucléaire. En effet, l'état de l'art (cf. Partie A) des détecteurs utilisés en MTR montre que pour chacun de ces détecteurs le signal mesuré est complexe, incluant une contribution photonique dans le cas des détecteurs neutroniques, et une contribution neutronique dans le cas des détecteurs photoniques et d'échauffements nucléaires.

L'expérience d'irradiation CARMEN-1 est l'occasion de tester une large gamme de détecteurs nucléaires et de tester différentes méthodes d'interprétation des signaux ; l'objectif étant de sélectionner et qualifier les méthodes d'interprétations individuelles ainsi que de définir et valider des méthodes d'interprétations combinées.

En préparation de l'expérience, un calorimètre différentiel a été conçu spécifiquement pour les niveaux d'échauffements nucléaires attendus dans les canaux expérimentaux testés à OSIRIS. De même, afin d'optimiser la comparaison des mesures photoniques entre elles, deux chambres à fission sans dépôt ont été utilisées comme des chambres d'ionisation. Cette dernière instrumentation est inédite en MTR.

Dans cette partie la mise en œuvre de l'expérience CARMEN-1 est détaillée. Dans un premier temps nous justifierons du choix des détecteurs de l'expérience CARMEN-1. Ensuite nous détaillerons les calculs de dimensionnement du nouveau calorimètre différentiel et enfin nous présenterons les dispositifs d'irradiation conçus pour l'expérience ainsi que le protocole des essais.

PARTIE B : SOMMAIRE

I	CHOIX DES DETECTEURS DE L'EXPERIENCE CARMEN-1	81
I.A	Mesures de flux de neutrons thermiques.....	82
I.A.i	Collectron rhodium.....	82
I.A.ii	Chambre à fission à dépôt d'uranium 235.....	83
I.A.iii	Dosimétrie d'activation.....	83
I.B	Mesure de flux de neutrons rapides	84
I.B.i	Etude sur la nature du dépôt fissile pour la mesure du flux de neutrons rapides par chambre à fission.....	85
I.B.ii	Dosimétrie d'activation.....	90
I.C	Mesures de flux photoniques	90
I.C.i	Collectron bismuth	90
I.C.ii	Chambre d'ionisation	90
I.D	Mesures d'échauffement nucléaire.....	91
I.D.i	Calorimètre différentiel.....	92
I.D.ii	Thermomètre gamma	92
II	DIMENSIONNEMENT D'UN NOUVEAU CALORIMETRE DIFFERENTIEL	93
II.A	Modélisation et simulations CAST3M.....	93
II.A.i	Maillage.....	93
II.A.ii	Caractéristiques et nature des matériaux.....	94
II.A.iii	Hypothèses de calcul.....	95
II.A.iv	Conditions aux limites	96
II.A.v	Comparaison des calculs aux mesures.....	98
II.B	Optimisation du calorimètre	99
II.C	Conclusion.....	102
III	DISPOSITIF CARMEN-1	103
III.A	Cellules de mesure	103
III.B	Système de positionnement	105
III.C	Dosimétrie de l'expérience et « monitoring »	106
III.D	Protocole expérimental	107

PARTIE B : FIGURES

Figure 1 : emplacements expérimentaux de l'expérience CARMEN-1	81
Figure 2 : carte de flux thermique conventionnel (valeurs indiquées $\times 10^{-14}$ n.cm ⁻² .s ⁻¹) au plan médian des emplacements expérimentaux du réacteur OSIRIS [1].....	82
Figure 3 : carte de flux de neutrons rapides ($E > 1$ MeV ; valeurs indiquées $\times 10^{-14}$ n.cm ⁻² .s ⁻¹ en cœur et $\times 10^{-13}$ n.cm ⁻² .s ⁻¹ en périphérie) au plan médian des emplacements expérimentaux du réacteur OSIRIS [1]	84
Figure 4 : évolution du taux de fission des principaux isotopes d'un dépôt de ²⁴³ Am lors de l'expérience CARMEN-1	85
Figure 5 : évolution du rapport des taux de fission du ²⁴³ Am (dépôt), ²⁴⁴ Am et du ^{244m} Am sur le taux de fission total pour l'expérience CARMEN-1	86
Figure 6 : évolution du taux de fission des principaux isotopes d'un dépôt de ²⁴⁶ Cm lors de l'expérience CARMEN-1	87
Figure 7 : évolution du rapport des taux de fission du ²⁴⁶ Am (dépôt) et du ²⁴⁷ Am sur le taux de fission total pour l'expérience CARMEN-1	87
Figure 8 : évolution du taux de fission des principaux isotopes d'un dépôt de ²⁴² Pu lors de l'expérience CARMEN-1	88
Figure 9 : évolution du rapport des taux de fission du ²⁴² Pu (dépôt) et du ²⁴³ Pu sur le taux de fission total pour l'expérience CARMEN-1	89
Figure 10 : schéma du collectron gamma à émetteur tubulaire et isolant alumine	90
Figure 11 : carte de l'échauffement nucléaire (W.g ⁻¹ de graphite) au plan médian des emplacements expérimentaux du réacteur OSIRIS [1].....	91
Figure 12 : géométrie de la maquette CALMOS modélisée avec CAST3M	94
Figure 13 : températures calculées à 1,2 W.g ⁻¹ (J1) en fonction du coefficient d'échange	96
Figure 14 : écarts de température calculés à 1,2 W.g ⁻¹ (J1) en fonction du coefficient d'échange ..	97
Figure 15 : sensibilités calculées à 1,2 W.g ⁻¹ (J1) en fonction du coefficient d'échange	97
Figure 16 : comparaison des DDT calculées et mesurées par le calorimètre.....	98
Figure 17 : températures calculées à 1,2 W.g ⁻¹ pour différents rayons du piédestal.....	99
Figure 18 : sensibilité calculée et facteur de gain en fonction du rayon du piédestal.....	100
Figure 19 : sensibilité calculée et gain en fonction de la hauteur du piédestal.....	101
Figure 20 : sensibilité et gain en fonction de la hauteur de piédestal à un rayon fixé à 1 mm	101
Figure 21 : Vue 3D de la cellule de mesure neutronique CARMEN1-N	104
Figure 22 : Vue 3D de la cellule de mesure photonique CARMEN1-P	104
Figure 23 : Vue 3D d'une cellule montée sur son tube prolongateur	105
Figure 24 : Vue 3D du centreur monté dans une boîte à eau.....	105
Figure 25 : Vues 3D du système de positionnement de la cellule de mesure	105
Figure 26 : Vue 3D de la cellule CARMEN1-P mise en place dans son centreur	106
Figure 27 : Plan d'ensemble d'un sabre pour la dosimétrie de l'expérience CARMEN-1	106

PARTIE B : TABLEAUX

Tableau 1 : caractéristiques géométriques du thermomètre gamma [9].....	92
Tableau 2 : temps d'irradiation des sabres dosimétriques.....	107
Tableau 3 : opérations de manutentions de l'expérience CARMEN-1	107

I CHOIX DES DETECTEURS DE L'EXPERIENCE CARMEN-1

L'état de l'art des mesures neutroniques et photoniques en MTR montre que peu de détecteurs pour chacun des mesurands nucléaires sont susceptibles de convenir aux conditions d'irradiation mixte neutron-gamma attendues.

Afin de dimensionner au mieux les détecteurs adéquats choisis pour l'expérience, il convient d'identifier les emplacements d'irradiations pour connaître les niveaux attendus de flux neutroniques et d'échauffement nucléaire [1].

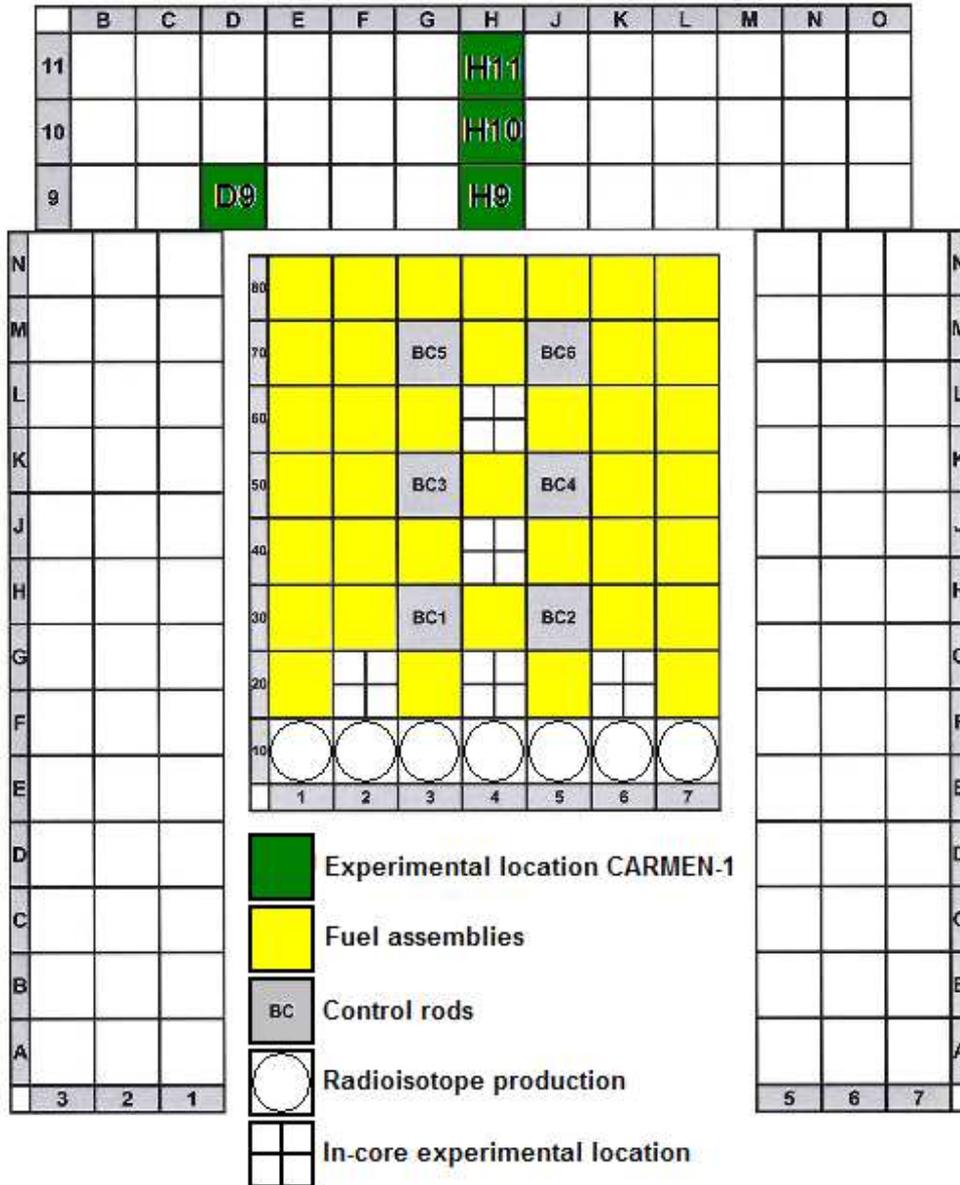


Figure 1 : emplacements expérimentaux de l'expérience CARMEN-1

Les trois périphéries H9, H10 et H11 ont été choisies car le rapport des niveaux de flux neutroniques et photoniques y est différent. Par ailleurs, il s'agissait de positions d'irradiation non perturbées par la présence d'autres expériences à proximité.

Le collectron rhodium peut être équipé d'un fil de compensation permettant de s'affranchir du courant induit par effet collectron dans le câble de transmission du signal. Toutefois, le retour d'expérience montre que l'ajout d'un fil de compensation fragilise le câble du détecteur [2].

Dans le cadre de l'expérience CARMEN-1, afin de ne pas fragiliser le câble de transmission du collectron, un second câble identique au câble collectron sera irradié afin de mesurer les courants parasites venant s'ajouter au signal utile du collectron.

I.A.ii Chambre à fission à dépôt d'uranium 235

La chambre à fission à dépôt d'uranium 235 permet également de mesurer le flux de neutrons thermiques en ligne. Elle permet, par un principe physique différent (mesure d'un taux de fission), de réaliser une seconde mesure de flux de neutrons thermiques à comparer à celle du collectron rhodium.

L'état de l'art (cf. Partie A) montre que seuls les modes fluctuation et courant sont envisageables dans les conditions d'irradiation de l'expérience CARMEN-1. Pour des raisons de sélectivité des neutrons par rapport aux photons sur le signal, nous faisons le choix d'utiliser la chambre à fission en mode fluctuation. En revanche, les chambres à fission sont usuellement étalonnées en mode impulsion. L'expérience CARMEN-1 est l'occasion de tester une nouvelle méthode d'étalonnage des chambres à fission en mode fluctuation et de qualifier cet étalonnage [3].

Pour l'expérience CARMEN-1, nous irradierons un modèle de chambre à fission qualifié notamment à travers des expériences d'irradiation récentes dans le réacteur BR2 du SCK-CEN (Belgique) [4]. Il s'agit d'une chambre à fission de type CFUR ($\Phi=3$ mm) selon les références de la société PHOTONIS [5].

La chambre à fission aura les caractéristiques suivantes :

- câble coaxial de 2,2 mm haute immunité adapté 50 ohms ;
- gaz de remplissage Ar+4%N₂ à 5 bars.

En mode fluctuation le retour d'expérience recommande de ne pas dépasser un taux d'impulsions de l'ordre de 10^9 s⁻¹ dans la chambre à fission, afin d'éviter notamment les phénomènes de recombinaison et de charges d'espace entachant le bon fonctionnement du détecteur. Dans le cadre de l'expérience CARMEN-1, un dépôt d'environ 10 µg est envisagé. Le retour d'expérience montre qu'il s'agit d'un dépôt adéquat pour les niveaux de flux attendus en périphérie d'OSIRIS.

I.A.iii Dosimétrie d'activation

La mesure du flux de neutrons thermiques par dosimétrie d'activation sera réalisée par des dosimètres cobalt. Il s'agit d'un matériau largement employé par la dosimétrie pour les mesures de fluence et de flux de neutrons thermiques dans le réacteur OSIRIS.

Les dosimètres cobalt seront des pastilles de 10 mm de diamètre et de 3 µm d'épaisseur [6].

I.B Mesure de flux de neutrons rapides

La seule chaîne de mesure identifiée et qualifiée pour la mesure en ligne du flux de neutrons rapides en MTR est composée d'une chambre à fission de plutonium 242 et du système d'interprétation et d'acquisition FNDS (cf. Partie A, §.II). Il s'agit donc d'une chaîne de mesure incontournable dans l'expérience CARMEN-1.

Toutefois, le choix de l'isotope constituant le dépôt fissile de la chambre à fission peut être discuté en fonction des conditions de l'expérience. Une étude spécifique a donc été menée pour sélectionner le dépôt le plus approprié pour CARMEN-1 [7].

Par ailleurs la chambre à fission utilisée pour la détection des neutrons rapides a les mêmes caractéristiques géométriques que la CFUR utilisée pour la détection des neutrons thermiques. Cette chambre est appelée ici CFPR où « P » signifie Plutonium (resp. « U » Uranium).

La chambre à fission aura les caractéristiques suivantes :

- câble coaxial de 2,2 mm haute immunité adapté 50 ohms ;
- gaz de remplissage Ar+4%N₂ à 5 bars.

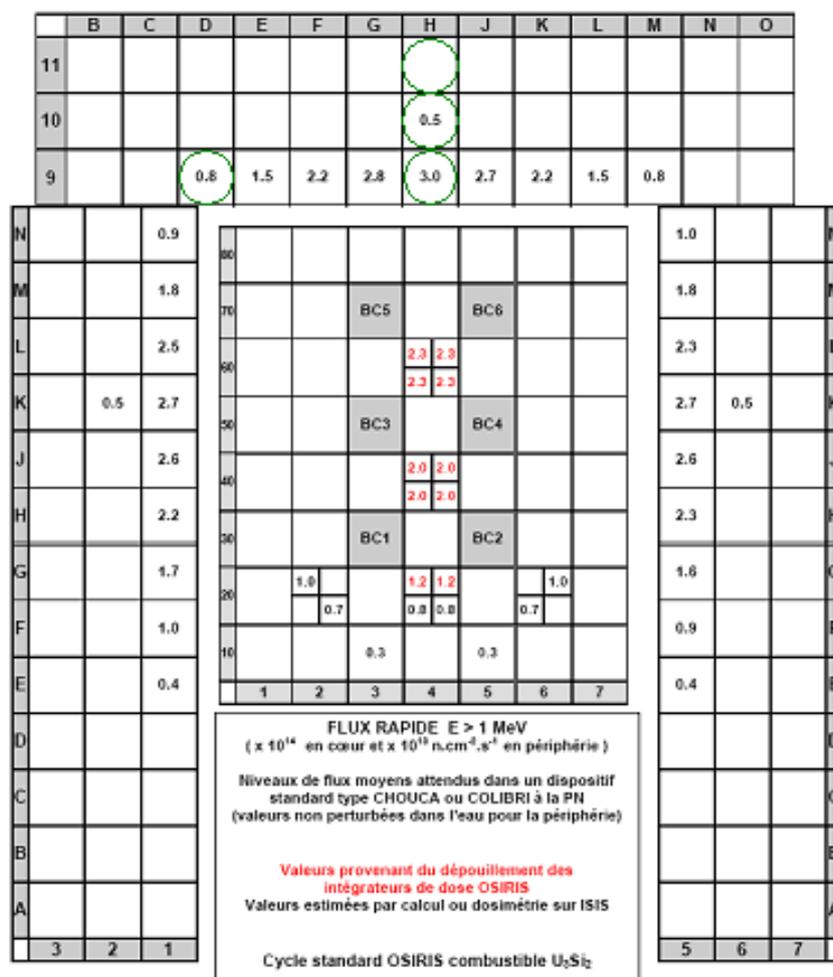


Figure 3 : carte de flux de neutrons rapides (E>1 MeV ; valeurs indiquées $\times 10^{-14}$ n.cm⁻².s⁻¹ en cœur et $\times 10^{-13}$ n.cm⁻².s⁻¹ en périphérie) au plan médian des emplacements expérimentaux du réacteur OSIRIS [1]

I.B.i Etude sur la nature du dépôt fissile pour la mesure du flux de neutrons rapides par chambre à fission

Dans le paragraphe qui décrit le choix de l'isotope fissile adéquat pour la mesure en ligne du flux de neutrons rapides (cf. Partie A, §.II), on montre que la sensibilité du plutonium 242 aux neutrons rapides est la plus élevée à partir d'une fluence de 2.10^{20} n.cm⁻² et donc qu'il s'agirait de l'isotope le plus approprié à partir d'une telle fluence. Toutefois, les conditions d'irradiation de l'expérience CARMEN-1 nécessitent de réaliser de nouveaux calculs pour vérifier si le plutonium 242 reste le meilleur isotope fissile pour la mesure du flux de neutrons rapides par chambre à fission. De nouveaux calculs ont donc été réalisés selon un protocole enveloppe d'irradiation de CARMEN-1, soit 8h d'irradiation suivies de 16h de refroidissement pendant 5 jours consécutifs. Nous reconsidérerons alors, d'après les premières études décrites dans la Partie A (§. I.B.i), les 10 isotopes considérés comme suffisamment fissiles dans le spectre rapide pour être utilisés dans le réacteur BR2 (excepté le ²⁴²Pu). Il s'agit des isotopes suivants : ²³²Th, ²³⁸U, ²³⁶U, ²³¹Pa, ²³⁷Np, ²⁴³Am, ²⁴⁶Cm, ²⁴⁰Pu, ²⁴⁸Cm.

La fluence attendue pour l'expérience CARMEN-1 est de l'ordre de 7.10^{19} n.cm⁻². Pour ce niveau de fluence, nous pouvons d'ores et déjà écarter un grand nombre d'isotopes des 10 isotopes identifiés (cf. Figure 22, Partie A). Il s'agit du ²⁴⁰Pu, du ²³⁷Np, du ²³²Th, du ²³⁸Pu, du ²³¹Pa, du ²³⁶U et du ²⁴⁸Cm. En effet, à fluence nulle, le ²⁴⁰Pu, le ²³⁷Np, le ²³⁶U et le ²⁴⁸Cm ont des sensibilités aux neutrons rapides faibles et inférieures à 0,5. De plus, le ²³¹Pa, le ²³⁸Pu et le ²³²Th ont des sensibilités aux neutrons rapides qui décroissent très vite à partir de quelques 10^{19} n.cm². Au vu des sensibilités aux neutrons rapides et de la fluence attendue pour l'expérience CARMEN-1, seuls 2 isotopes, ²⁴³Am et ²⁴⁶Cm, semblent être de bons candidats en alternative au ²⁴²Pu.

I.B.i.a Dépôt d'américium 243

Le ²⁴³Am est un isotope que l'on ne peut obtenir a priori pur. En revanche sa sensibilité aux neutrons rapides reste constante jusqu'à une fluence de l'ordre de 7.10^{19} n.cm⁻² (cf. Figure 22, Partie A). Nous simulons avec le code DARWIN l'évolution du taux de fission d'un dépôt de ²⁴³Am pur selon le protocole de l'expérience CARMEN-1.

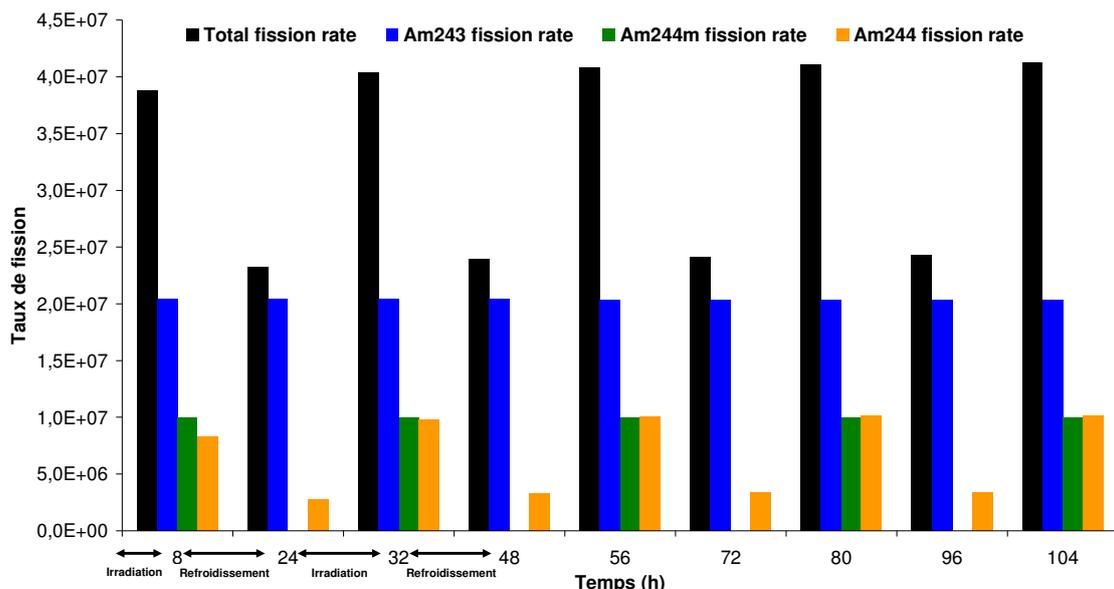


Figure 4 : évolution du taux de fission des principaux isotopes d'un dépôt de ²⁴³Am lors de l'expérience CARMEN-1

La Figure 4 montre que les isotopes de ^{244}Am ($T_{1/2}=10,1$ h) et de $^{244\text{m}}\text{Am}$ ($T_{1/2}=26$ min) participent significativement au taux de fission total de la chambre à fission au ^{243}Am . La Figure 4 montre également que, d'une part, le taux de fission du ^{244}Am , produit par capture neutronique du ^{243}Am , est non négligeable et évolue d'environ un facteur 3 entre le début et la fin de chaque phase d'irradiation. De même, la Figure 4 montre que le taux de fission du $^{244\text{m}}\text{Am}$ évolue drastiquement durant les phases d'irradiation, puisque sa quantité retombe quasiment à zéro pendant les phases de refroidissement ($T_{1/2}=26$ min).

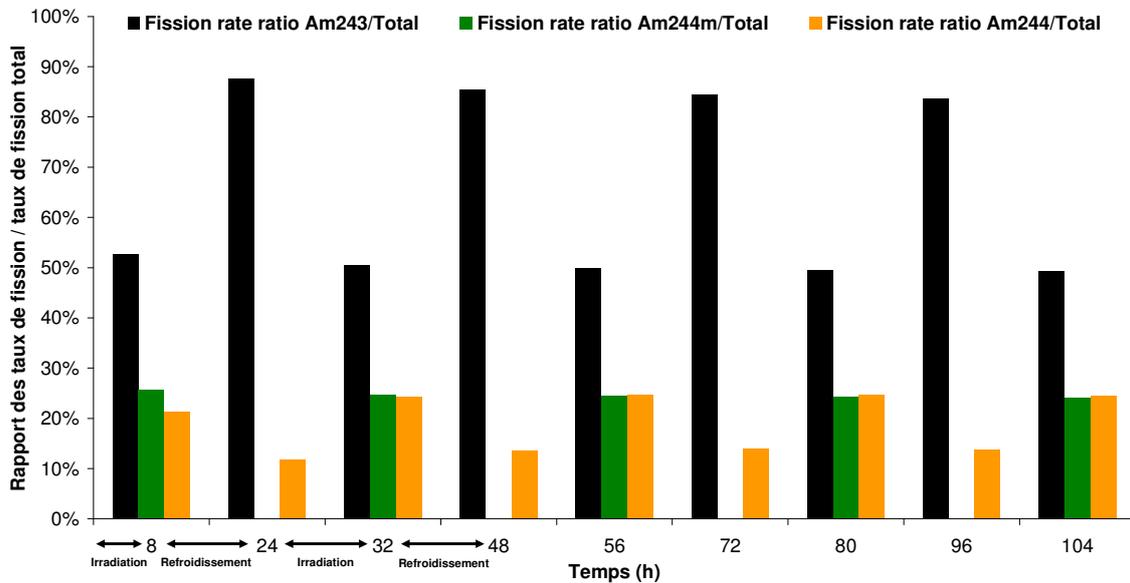


Figure 5 : évolution du rapport des taux de fission du ^{243}Am (dépôt), ^{244}Am et du $^{244\text{m}}\text{Am}$ sur le taux de fission total pour l'expérience CARMEN-1

La Figure 5 confirme l'importance relative du taux de fission des deux isotopes de ^{244}Am et de $^{244\text{m}}\text{Am}$ produits par capture neutronique. La Figure 5 montre également que le taux de fission du ^{243}Am sur le taux de fission total dans la chambre, lors des phases d'irradiation, varie considérablement d'environ 35 % du fait des taux de fission des deux isotopes d'américium 244. Cette évolution du taux de fission de ^{243}Am déposé dans la chambre sur le taux de fission total durant les phases d'irradiation est 2 fois plus élevée que dans le cas du ^{242}Pu . En effet, les périodes de décroissance radioactive sont de 10,1 h pour ^{244}Am et 26 min pour $^{244\text{m}}\text{Am}$. Par ailleurs, tout comme le ^{243}Pu ($T_{1/2}=5$ h, cf. I.B.i.c), ces 2 isotopes à vie courte ont des sections efficaces d'interaction mal connues. Enfin, le cas détaillé ici concerne l'évolution sous irradiation d'un dépôt initialement pur et l'on ne prend pas en compte les inévitables impuretés que l'on s'attend à avoir pour avoir un dépôt réel de ^{243}Am .

I.B.i.b Dépôt de curium 246

Le ^{246}Cm est un dépôt fissile que l'on ne peut obtenir a priori pur. En revanche, comme le ^{243}Am , il paraît garder une sensibilité constante aux neutrons rapides pour la fluence attendue dans CARMEN-1 (cf. Figure 22, Partie A). Toutefois, sa sensibilité aux neutrons rapides, comparée à celle du ^{243}Am , est plus faible.

La Figure 6 montre qu'aucun isotope créé ne participe significativement au taux de fission total du dépôt de ^{246}Cm . La Figure 6 montre également que le taux de fission du ^{247}Cm , produit par capture neutronique du ^{246}Cm , évolue lentement durant les phases d'irradiation.

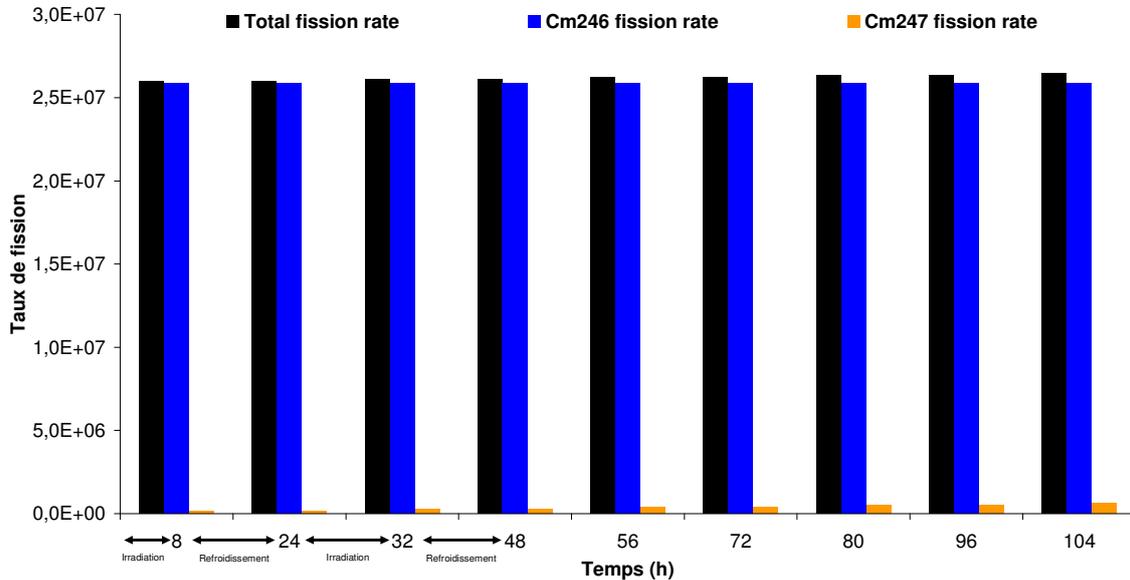


Figure 6 : évolution du taux de fission des principaux isotopes d'un dépôt de ^{246}Cm lors de l'expérience CARMEN-1

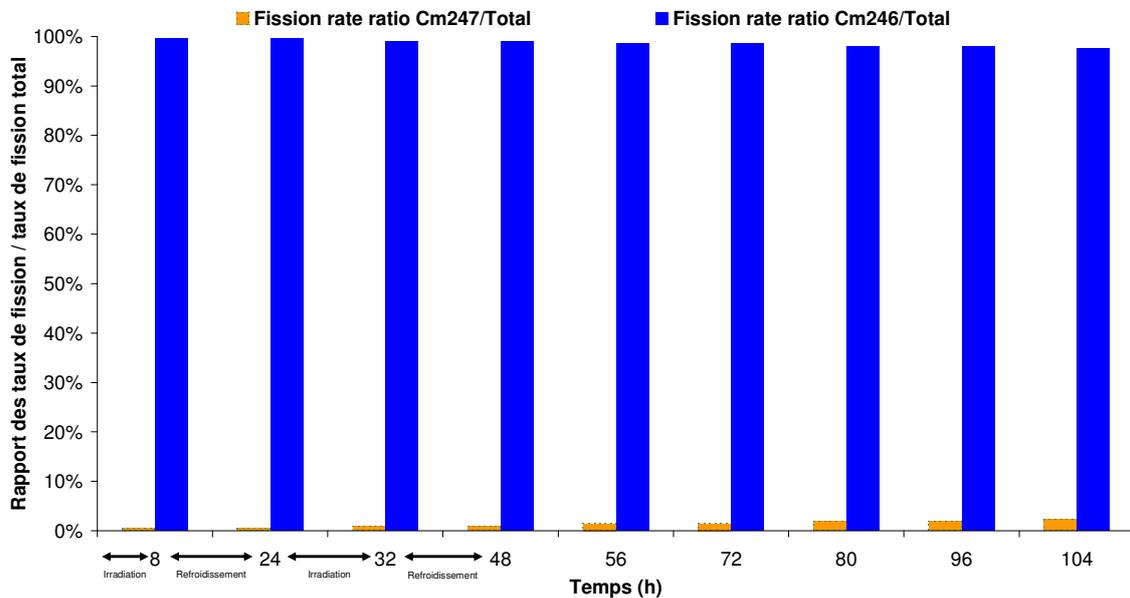


Figure 7 : évolution du rapport des taux de fission du ^{246}Am (dépôt) et du ^{247}Am sur le taux de fission total pour l'expérience CARMEN-1

La Figure 7 confirme la faible importance des principaux isotopes produits par le ^{246}Cm . Le taux de fission du ^{246}Cm par rapport au taux de fission total dans la chambre décroît lentement d'environ 0,5 % par phase d'irradiation. Par ailleurs, pour l'expérience CARMEN-1, à la fin de la semaine d'irradiation, seul 2,4 % du taux de fission total dans la chambre n'est pas dû au ^{246}Cm . Le suivi de l'évolution du dépôt semble donc simplifié, comparé aux isotopes de ^{242}Pu

et de ^{243}Am . Enfin, le cas détaillé ici concerne l'évolution sous irradiation d'un dépôt initialement pur. Aujourd'hui nous n'arrivons pas à savoir s'il est possible d'obtenir du ^{246}Cm d'une grande pureté. En effet, un dépôt de ^{246}Cm peut comporter des impuretés chimiques et isotopiques. Il convient de les quantifier pour évaluer la sensibilité d'un dépôt réel de ^{246}Cm . La pureté isotopique du curium est primordiale car si un tel dépôt contenait, par exemple, du ^{245}Cm , la sensibilité du dépôt aux neutrons rapides s'en verrait très affectée. La section de fission du ^{245}Cm est de 4 décades plus élevée que celle du ^{246}Cm et le ^{245}Cm fissionne majoritairement dans le spectre thermique. Par ailleurs, il convient de vérifier la stabilité chimique d'un dépôt de ^{246}Cm . En effet, certains isotopes de curium seraient volatiles.

I.B.i.c Dépôt de plutonium 242

Afin de comparer la performance des isotopes pour l'expérience CARMEN-1, notamment le ^{243}Am et le ^{246}Cm , seul un dépôt pur de ^{242}Pu est simulé.

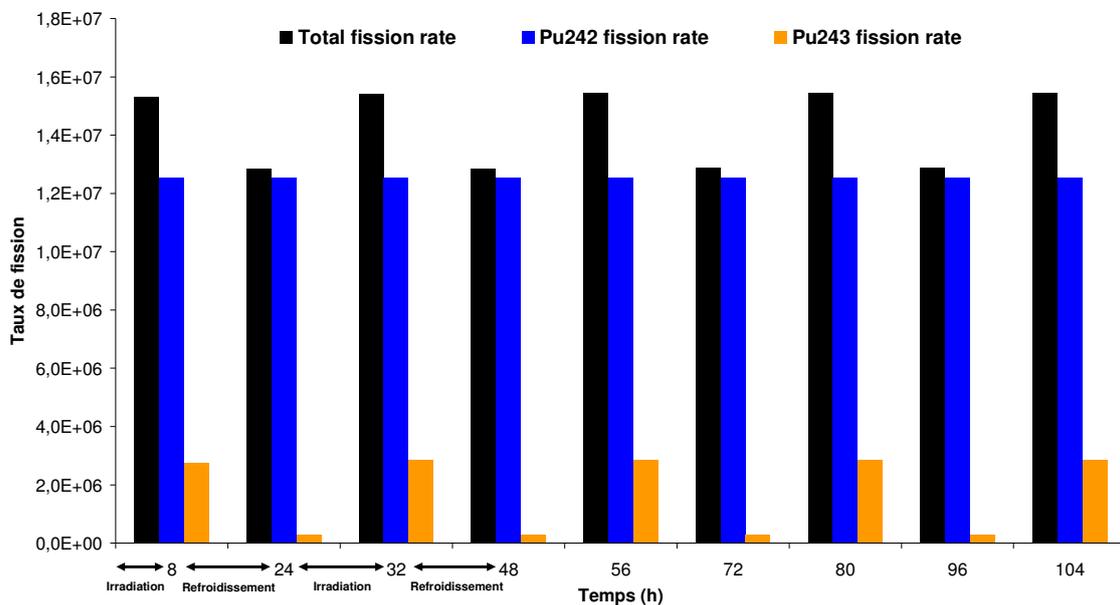


Figure 8 : évolution du taux de fission des principaux isotopes d'un dépôt de ^{242}Pu lors de l'expérience CARMEN-1

La Figure 8 montre que le ^{243}Pu est le seul isotope créé sous irradiation participant significativement au taux de fission total du dépôt de ^{242}Pu . D'autre part, la Figure 8 montre que le taux de fission du ^{243}Pu augmente rapidement, d'environ un facteur 9, entre le début et la fin de chaque phase d'irradiation.

La Figure 9 en page suivante montre que les variations du taux de fission du ^{243}Pu engendrent une variation d'environ 16 % sur le taux de fission total dans la chambre ; soit une variation du signal de la chambre de 16 %¹ pour chaque phase d'irradiation due à la production de ^{243}Pu .

¹ Nous faisons ici l'hypothèse que quelque soit l'isotope qui fissionne, les produits de fission induisent le même signal.

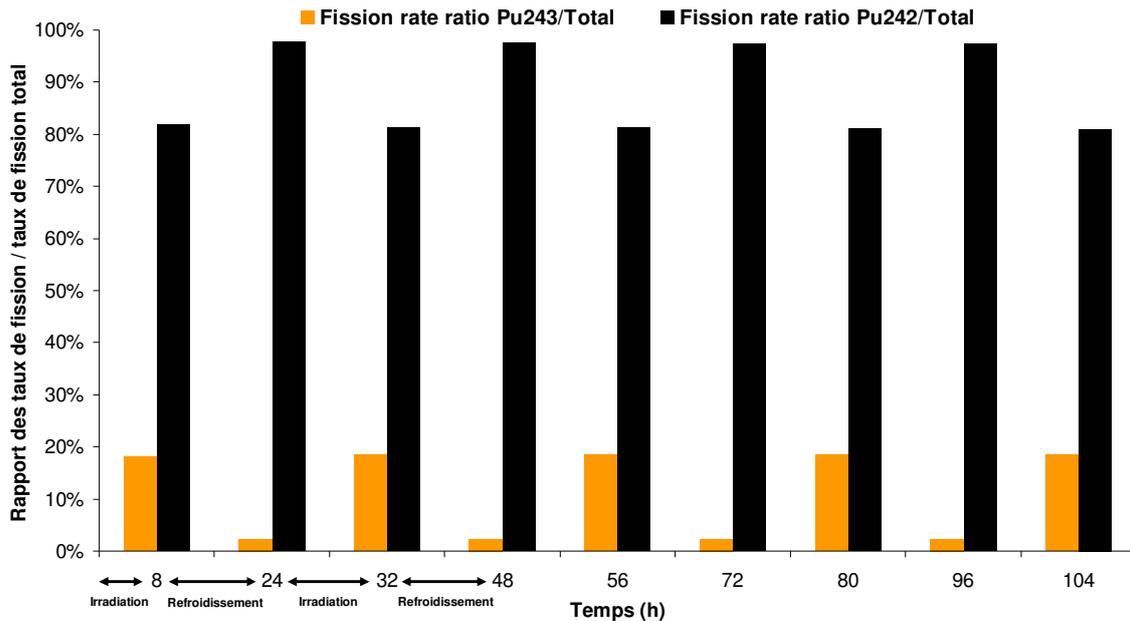


Figure 9 : évolution du rapport des taux de fission du ^{242}Pu (dépôt) et du ^{243}Pu sur le taux de fission total pour l'expérience CARMEN-1

Le protocole expérimental de CARMEN-1 est différent des protocoles expérimentaux habituels où les irradiations durent la totalité du cycle (~ 20 jours) et le choix du plutonium 242 comme dépôt fissile permettant la mesure du flux de neutrons rapides en ligne par chambre à fission reste discutable. En revanche, au regard des autres isotopes fissiles, il paraît tout de même le plus approprié pour des irradiations aux fluences modérées. En effet, le taux de fission du ^{243}Pu sur le taux de fission total d'un dépôt pur de ^{242}Pu ne dépassant pas les 16 % lors des différentes phases d'irradiation de l'expérience CARMEN-1, cette problématique ne compromet pas l'utilisation du ^{242}Pu comme dépôt fissile pour la mesure du flux de neutrons rapides par chambre à fission car nous pouvons en tenir compte dans l'interprétation des mesures malgré les incertitudes sur les sections efficaces d'interaction neutronique du ^{243}Pu (cf. Figure 27, Partie A).

Toutefois, pour une expérience telle que CARMEN-1, deux isotopes se distinguent pour leurs sensibilités relativement constantes et suffisantes avec la fluence. Il s'agit du ^{243}Am et du ^{246}Cm . Le premier, le ^{243}Am , semble être un dépôt sujet à la même problématique qu'un dépôt de ^{242}Pu . En effet, des isotopes à période de décroissances radioactives courtes sont produits et influent significativement sur le taux de fission du ^{243}Am sur le taux de fission total de la chambre à fission. De plus, cette influence, pour un dépôt pur de ^{243}Am , est deux fois plus élevée que pour le ^{242}Pu . Dans ce cas, pour l'expérience CARMEN-1, le ^{242}Pu reste l'isotope optimal. Le second, le ^{246}Cm , semble être le dépôt idéal pour notre application. En effet, pour de faibles fluences, le taux de fission du ^{246}Cm reste largement prédominant (~ 98 % du taux de fission total) en fin de l'irradiation de l'expérience CARMEN-1. Toutefois, il semblerait difficile d'obtenir un dépôt de ^{246}Cm avec une pureté suffisante pour ignorer notamment l'impact du ^{245}Cm , sans doute à l'origine de la production de ^{246}Cm . En effet, la présence du ^{245}Cm rend le dépôt sensible majoritairement aux neutrons thermiques du fait de sa section de fission de 4 décades plus élevée que celle du ^{246}Cm .

En conclusion, que ce soit pour des irradiations longues [8] ou pour l'expérience CARMEN-1 [7], le dépôt fissile disponible actuellement avec une bonne pureté et le plus adapté pour la mesure du flux de neutrons rapides en ligne reste le plutonium 242.

I.B.ii Dosimétrie d'activation

La mesure du flux de neutrons rapides par dosimétrie d'activation sera réalisée par des dosimètres nickel. Il s'agit d'un matériau largement employé par la dosimétrie pour les mesures de fluence et de flux de neutrons rapides dans le réacteur OSIRIS.

Les dosimètres nickel seront des pastilles de 10 mm de diamètre et de 1 mm d'épaisseur [6].

I.C Mesures de flux photoniques

Le collectron bismuth est à l'heure actuelle le seul détecteur développé spécifiquement pour la mesure en ligne du flux photonique en MTR (cf. Partie A, §.III). Toutefois, comme évoqué dans l'état de l'art, les chambres d'ionisation sont susceptibles d'être utilisées avec une géométrie adaptée.

I.C.i Collectron bismuth

Le choix de la technologie et de la géométrie du collectron bismuth a été réalisé sur la base de l'état de l'art (cf. Partie A, §.III). Il s'agit du collectron bismuth à émetteur tubulaire et isolant alumine. Il apparaît comme le plus fiable et le plus stable sous irradiation qu'un collectron à isolant gazeux et permet de collectionner davantage de charges qu'un émetteur cylindrique plein à masse identique [2][9][10].

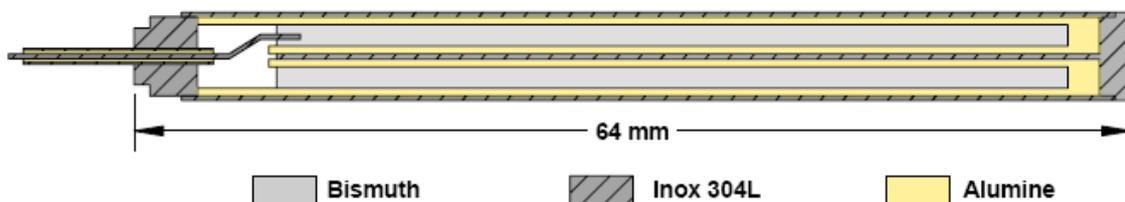


Figure 10 : schéma du collectron gamma à émetteur tubulaire et isolant alumine

De la même manière que pour les collectrons rhodium, dans un souci de justesse des mesures, un câble supplémentaire est intégré à l'expérience afin de mesurer en ligne le courant parasite dû à l'effet collectron sur le câble.

I.C.ii Chambre d'ionisation

Une chambre à fission sans dépôt fonctionne comme une chambre d'ionisation. Des études numériques² ont permis d'une part de démontrer que ce détecteur utilisé en mode courant permettait d'accéder au flux photonique, et d'autre part de montrer que sa sélectivité aux photons est de l'ordre de 97 % [11].

² La démonstration et l'interprétation des mesures réalisées par ces chambres d'ionisation seront traitées dans la Partie C.

Il faudra tenir compte également du câble de transmission du signal qui, par effet collectron, va générer des courants parasites dus aux flux photoniques et neutroniques. Un câble supplémentaire utilisé comme câble de compensation est prévu dans l'expérience.

La chambre d'ionisation de CARMEN-1 a les mêmes caractéristiques que les CFUR et CFPR :

- diamètre extérieur de 3 mm ;
- câble coaxial de 2,2 mm haute immunité (standard) ;
- gaz de remplissage Ar+4%N₂ à 5 bars.

L'opportunité de pouvoir mesurer le flux photonique par deux détecteurs aux principes physiques de fonctionnement différents est intéressante pour cette grandeur nucléaire habituellement peu mesurée. Il n'existe d'ailleurs pas de carte de flux photonique obtenue par la mesure dans les emplacements expérimentaux du réacteur OSIRIS [1]. Nous choisissons donc d'intégrer un collectron bismuth et une chambre à fission sans dépôt dans l'expérience CARMEN-1 et de comparer l'interprétation des mesures de flux photoniques.

I.D Mesures d'échauffement nucléaire

La mesure de référence de l'échauffement nucléaire dans les MTR est réalisée par des calorimètres différentiels et des thermomètres gamma (cf. Partie A, §.IV). Dans le but de sélectionner les détecteurs de l'expérience CARMEN-1, nous détaillerons les avantages liés à leur utilisation pour notre application.

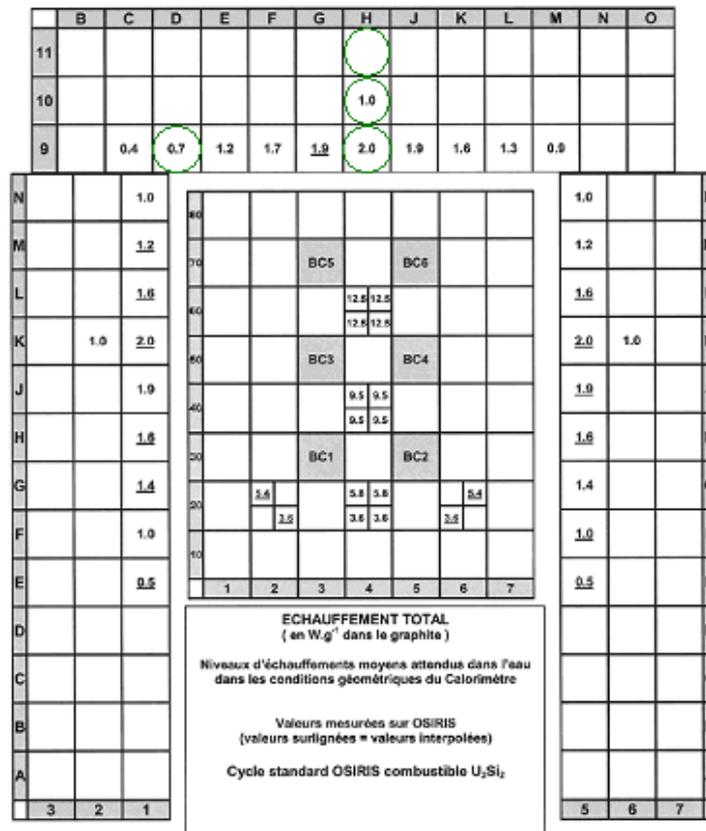


Figure 11 : carte de l'échauffement nucléaire (W.g⁻¹ de graphite) au plan médian des emplacements expérimentaux du réacteur OSIRIS [1]

I.D.i Calorimètre différentiel

Comme détaillé au §.I.B, un calorimètre a été dimensionné pour l'expérience CARMEN-1 et plus largement pour tous les emplacements en périphérie d'OSIRIS. Ce calorimètre différentiel est basé sur le même concept que celui de l'expérience CALMOS [12], soit deux éprouvettes en aluminium dont une dotée d'un échantillon de graphite. Le §.II présente le détail des études du dimensionnement.

I.D.ii Thermomètre gamma

L'utilisation d'un thermomètre gamma permet d'obtenir une seconde mesure d'échauffement nucléaire par une technique au principe physique similaire mais dans un matériau différent.

Le calorimètre différentiel mesure l'échauffement nucléaire dans un échantillon de graphite et le thermomètre gamma mesure, quant à lui, cet échauffement dans un tube d'acier inoxydable (cf. Partie A, §.IV.C). La différence de contribution des neutrons et des photons à l'échauffement nucléaire mesuré par les deux détecteurs du fait de leur nature différente peut s'avérer riche en informations sur l'amélioration de la connaissance de ce paramètre nucléaire.

Le thermomètre gamma sera adapté aux niveaux d'échauffement nucléaire de la première périphérie du réacteur OSIRIS (cf. Figure 11). Il s'agit d'un thermomètre gamma capable de mesurer des échauffements maximum de l'ordre de 6 W.g^{-1} .

Tableau 1 : caractéristiques géométriques du thermomètre gamma [9]

	GT, type W (0-6 W.g⁻¹)
Longueur partie sensible	1,5 cm
Gaz de remplissage	Ar à 12,5 bars
Diamètre partie sensible	0,21 cm
Nature de la partie sensible	AISI 316L (ou 304L)
Thermocouple différentiel	Type K, Ø 1 mm
Diamètre extérieur	0,45 cm

II DIMENSIONNEMENT D'UN NOUVEAU CALORIMETRE DIFFERENTIEL

La structure générale du calorimètre différentiel développé pour l'expérience CALMOS est particulièrement adaptée à la réalisation de scrutations axiales. Nous conservons donc pour l'expérience CARMEN-1 la géométrie à deux éprouvettes superposées. Les niveaux d'échauffements nucléaires en périphérie du réacteur OSIRIS sont en revanche bien inférieurs à ceux mesurés en cœur du réacteur (cf. Figure 11) pour lesquels le calorimètre différentiel de l'expérience CALMOS avait été dimensionné. Les premiers travaux de thèse ont consisté à dimensionner le calorimètre différentiel de l'expérience CARMEN-1 et plus spécifiquement à optimiser la sensibilité du calorimètre pour les faibles niveaux d'échauffements nucléaires. Ce dimensionnement a été conduit en collaboration avec Aix-Marseille Université dans le cadre des études expérimentales et numériques réalisées en thermique en milieu non irradié [13][14][15][16][17][18].

Le processus de dimensionnement du nouveau calorimètre de l'expérience CARMEN-1 s'est déroulé en plusieurs étapes. Dans un premier temps le calorimètre différentiel de type CALMOS a été modélisé avec le code CAST3M [19]. Les mesures réalisées en périphérie du réacteur OSIRIS avec ce calorimètre ont permis tout d'abord de vérifier et qualifier le modèle thermique utilisé avec le code CAST3M. Ensuite des études paramétriques numériques ont permis de justifier les modifications géométriques permettant d'optimiser la sensibilité du calorimètre différentiel de l'expérience CARMEN-1. Dans cette section nous détaillerons les calculs thermiques réalisés à l'aide du code par éléments finis CAST3M qui nous a permis de dimensionner ce nouveau calorimètre différentiel pour des mesures d'échauffements nucléaires maximum de l'ordre de 2 W.g^{-1} [20].

II.A Modélisation et simulations CAST3M

Les calculs numériques ont été réalisés avec le code par éléments finis CAST3M développé par le CEA [19]. Il est à noter que ce code est utilisé largement à OSIRIS pour réaliser des calculs thermiques de dimensionnement des dispositifs d'irradiation. Ce même code a été également utilisé pour le développement de l'actuel calorimètre différentiel de l'expérience CALMOS. Nous avons donc utilisé ce code de référence pour d'une part, modéliser la maquette n°2 du calorimètre du dispositif CALMOS irradiée en périphérie du cœur d'OSIRIS et, d'autre part, optimiser la géométrie du calorimètre sans en modifier l'encombrement extérieur.

II.A.i Maillage

Le premier travail a consisté à mailler finement les différentes pièces qui constituent le calorimètre. Toutefois, des simplifications ont été effectuées sur certains composants. La partie supérieure du calorimètre, notamment le passage étanche, n'a pas été finement maillée ; une pièce enveloppe a donc été modélisée. Enfin, les câbles et fils n'ont pas été modélisés. Nous faisons l'hypothèse que l'ensemble des simplifications n'a pas d'impact sur les résultats des calculs thermiques.

Le plan d'ensemble du calorimètre différentiel de la maquette CALMOS figure en Annexe 2.

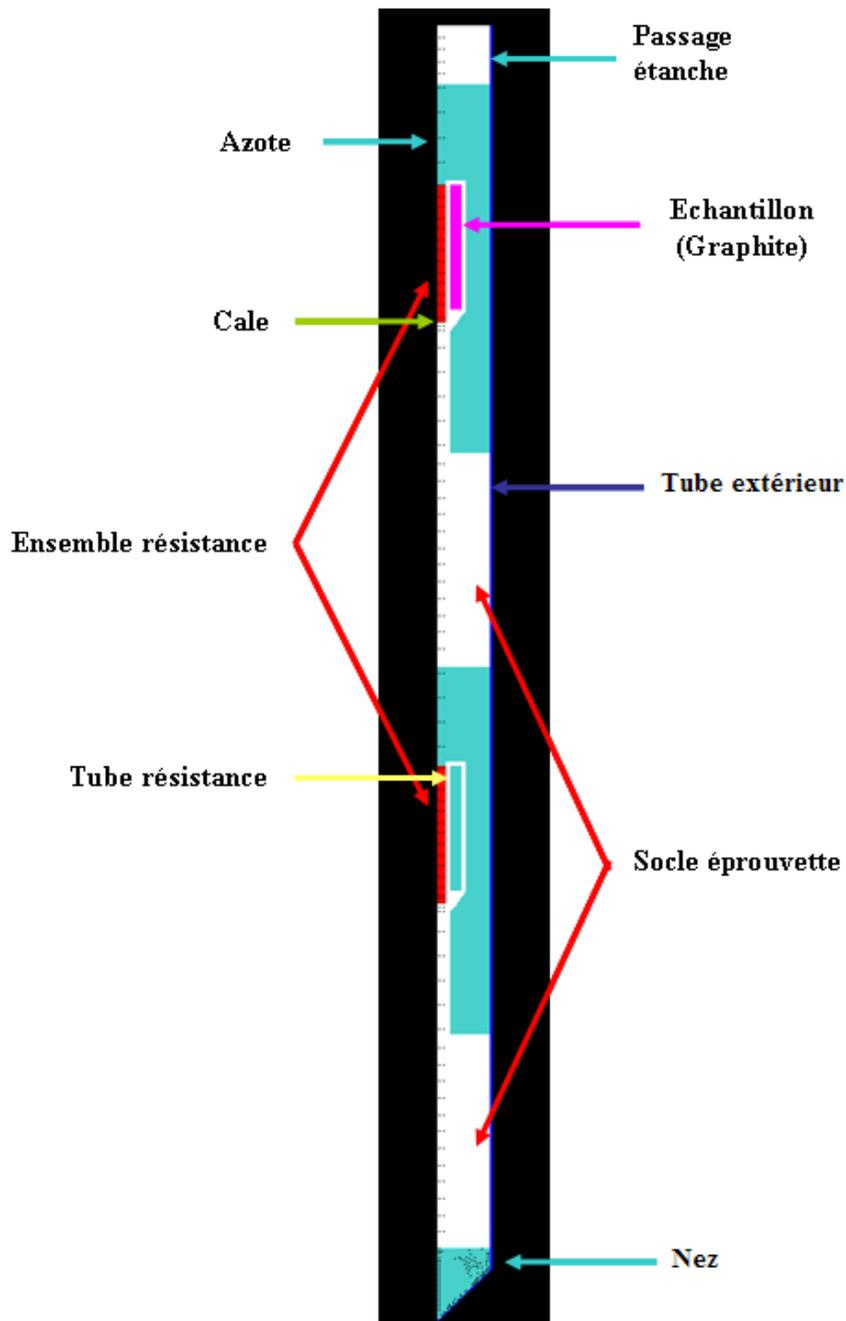


Figure 12 : géométrie de la maquette CALMOS modélisée avec CAST3M

II.A.ii Caractéristiques et nature des matériaux

Le calorimètre différentiel modélisé est constitué d'éléments de différentes natures. Ils sont les suivants :

- « Nez », « Tube extérieur », entretoises³, « Passage étanche » : AISI 316 L ;
- « Socle éprouvette », « Tube résistance », « Socle haut » : Aluminium 5754 ;
- « Echantillon » : graphite R6650 SGL CARBONE ;
- « Cale », « Ensemble résistance » : alumine.

³ Non distinguables sur la Figure 12 du fait de leur petite taille.

Les caractéristiques physiques prises en compte pour le modèle thermique sont les suivantes :

- AISI 316L (selon le RCC-MX Edition 2008)

Température (°C)	Conductivité Thermique (W/m.K)
20	14,28
50	14,73
100	15,48
150	16,23
200	16,98
250	17,74
300	18,49
350	19,24
400	19,99

- Aluminium 5754 (selon le RCC-MX Edition 2008)

Température (°C)	Conductivité Thermique (W/m.K)
20< θ <150	132

- Graphite R6650 SGL CARBONE [21]

Température (°C)	Conductivité Thermique (W/m.K)
35	82
50	80
100	74,3
150	69,5
200	66,1
250	62,8

- Alumine (valeurs typiques pour de l'alumine haute pureté)

Température (°C)	Conductivité Thermique (W/m.K)
20	40
500	12
1000	9

- Azote

Température (°C)	Conductivité Thermique (W/m.K)
27	0,026
127	0,0332
227	0,0396
327	0,0455
527	0,0558
727	0,0643

II.A.iii Hypothèses de calcul

Le modèle numérique du calorimètre sous irradiation est établi selon plusieurs hypothèses ; d'ordre physique et géométrique. D'un point de vue géométrique, nous considérons les « Socles éprouvettes », les « Cales », les « Tubes résistances » ainsi que les « ensembles résistances » parfaitement symétriques. Le maillage est réalisé sans jeu de montage mais

« cote pour cote ». D'un point de vue physique, nous considérerons l'échauffement homogène sur toute la hauteur du calorimètre (sans dépression ni profil d'échauffement). Le modèle physique du code CAST3M utilisé est purement thermique, nous ne considérerons pas les effets de dilatation thermique. Enfin, nous ne prenons pas en compte l'effet du rayonnement thermique dans les calculs du fait que nous restons à des valeurs maximales de température aux alentours de 500 °C.

II.A.iv Conditions aux limites

Le calorimètre est immergé dans l'eau de la piscine en périphérie du réacteur. Nous avons fixé pour les calculs une température d'eau constante à 35 °C. En revanche, le coefficient d'échange de la lame d'eau refroidissant le calorimètre via le tube en inox a été ajusté pour retrouver les valeurs de température mesurées en périphérie du réacteur OSIRIS par un premier prototype du calorimètre de l'expérience CALMOS [22].

Le coefficient d'échange est ajusté de manière à obtenir une température au niveau de l'éprouvette chaude équivalente à celles mesurées à OSIRIS dans plusieurs emplacements. Le coefficient d'échange est ainsi estimé à $400 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$.

En revanche, cette valeur de coefficient d'échange paraît faible au regard des coefficients d'échanges attendus. Nous allons alors vérifier l'influence du coefficient d'échange sur la sensibilité du calorimètre.

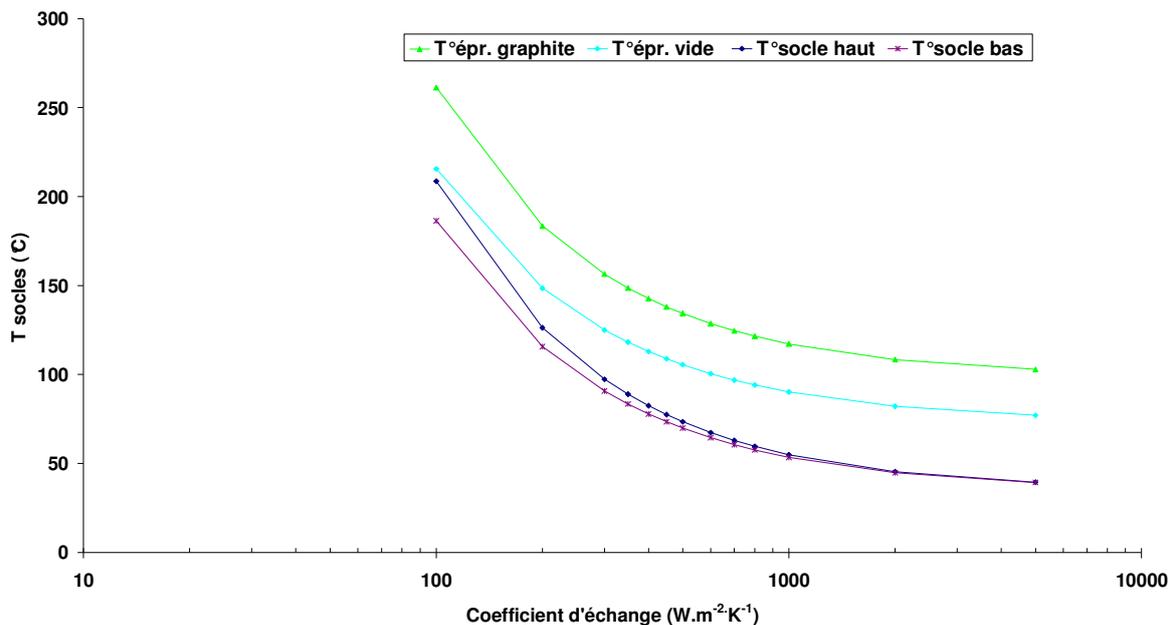


Figure 13 : températures calculées à $1,2 \text{ W}\cdot\text{g}^{-1}$ (J1) en fonction du coefficient d'échange

Ce graphique montre que les températures mesurées au niveau de l'éprouvette chaude (T° épr. graphite), de l'éprouvette froide (T° épr. vide), du socle chaud du haut (T° socle haut) et du socle froid (T° socle bas) varient en fonction du coefficient d'échange et donc en fonction du débit et de la température de l'eau régnant dans le canal expérimental.

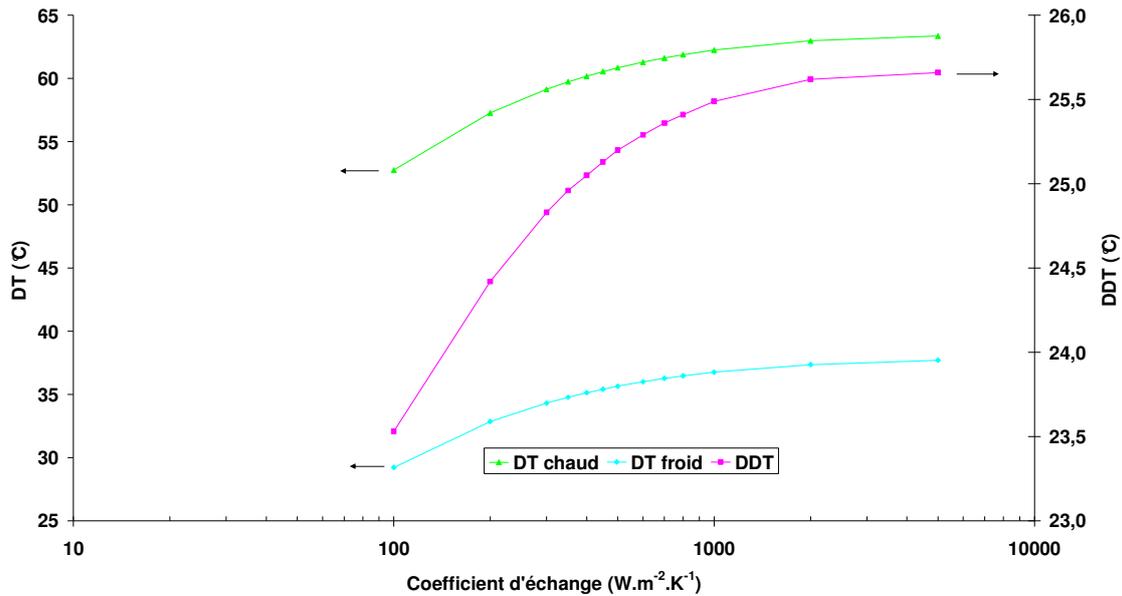


Figure 14 : écarts de température calculés à $1,2 W.g^{-1}$ (J1) en fonction du coefficient d'échange

De la même manière, le graphique ci-dessus montre que les différences de température entre l'éprouvette dotée de graphite et le socle du haut (DT chaud) d'une part, et entre l'éprouvette vide et le socle du bas (DT froid) d'autre part varient considérablement avec un coefficient d'échange en deçà de $2000 W.m^2.K^{-1}$. En revanche, la différence de température entre les DT chaud et DT froid (DDT), qui permet de calculer l'échauffement nucléaire que « voit » le calorimètre, est moins dépendante du coefficient d'échange. Enfin, pour un coefficient d'échange supérieur à $2000 W.m^2.K^{-1}$, DDT tend à se stabiliser (0,2 % d'écart entre 2000 et $5000 W.m^2.K^{-1}$).

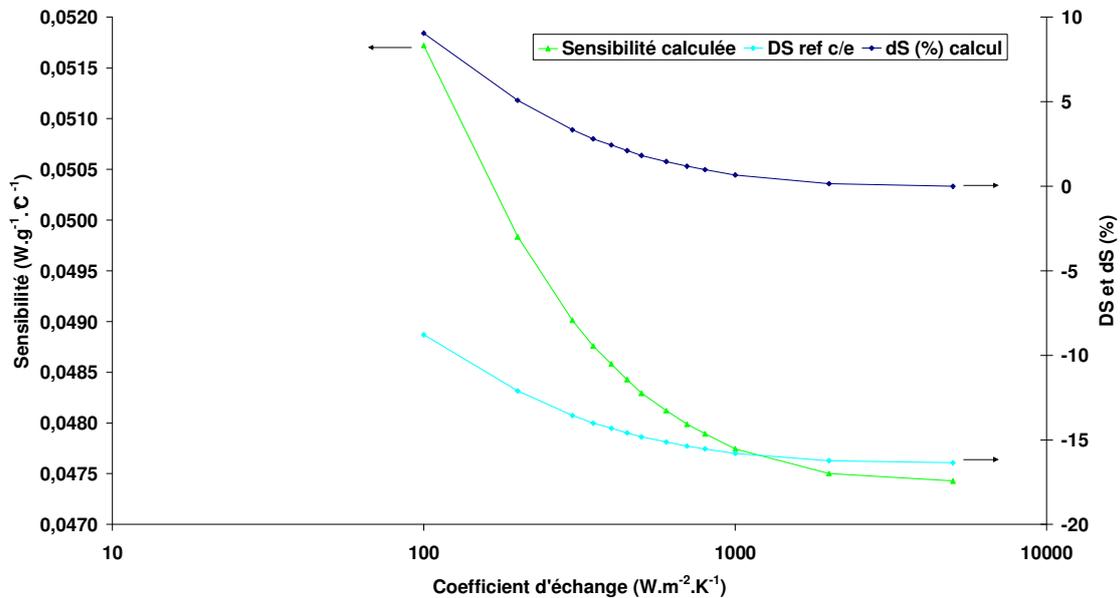


Figure 15 : sensibilités calculées à $1,2 W.g^{-1}$ (J1) en fonction du coefficient d'échange

Note : DSref c/e représente l'écart relatif (%) des sensibilités calculées en fonction du coefficient d'échange avec la sensibilité du calorimètre évaluée expérimentalement.

Le graphique de la Figure 15 montre que la sensibilité calculée⁴ varie en fonction du coefficient d'échange et qu'elle se stabilise à partir de $2000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$. L'écart relatif sur la sensibilité calculée (dS (%) calcul) est d'environ 9% en balayant une plage de coefficient d'échange de 100 à $5000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$. Enfin, les écarts de sensibilités calculés par rapport à celle déterminée par étalonnage (DSref c/e) montrent que l'écart relatif est de l'ordre de 16% au maximum.

Ces graphiques montrent une chose essentielle. La sensibilité du calorimètre varie de l'ordre de 9% pour de faibles valeurs de coefficient d'échange (jusqu'à $\sim 2000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$) et donc en fonction des débits d'eau de chaque canal expérimental caractérisé. Ces variations de débit d'eau dans différents emplacements peuvent être à l'origine d'erreurs dans la détermination de l'échauffement nucléaire dans le cas de faibles valeurs de coefficients d'échange ; ce qui semble être notre cas. Indépendamment du coefficient d'échange, une option consisterait à placer un thermocouple sur la paroi extérieure de la cellule de mesure pour « monitorer » précisément la température d'eau et ainsi vérifier si cette première condition aux limites nécessaire aux calculs thermiques ne varie pas (option non retenue pour l'expérience CARMEN-1 car les calculs ont montré son faible impact sur la mesure). Enfin, un design adéquat du dispositif pourrait privilégier les régimes d'eau turbulents sur la paroi d'inoc et ainsi favoriser un coefficient d'échange suffisamment grand pour négliger les différents débits d'eau entre les canaux expérimentaux ; notamment entre la 1^{ère}, la 2^{ème} et la 3^{ème} périphérie du réacteur OSIRIS.

II.A.v Comparaison des calculs aux mesures

Les conditions aux limites étant fixées (coefficient d'échange fixé à $400 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ et température d'eau fixée à 35 °C), nous allons alors confronter les calculs aux différentes mesures réalisées en périphérie du réacteur avec le prototype du calorimètre de l'expérience CALMOS [22].

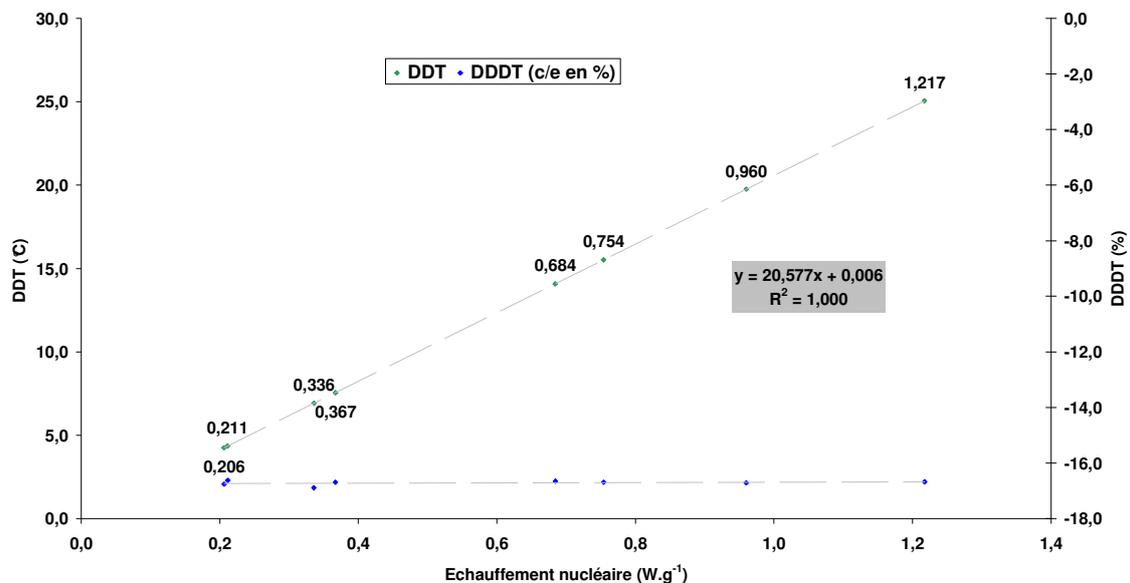


Figure 16 : comparaison des DDT calculées et mesurées par le calorimètre

⁴ On entend ici par sensibilité l'inverse du sens usuel ; elle s'exprime ici en $\text{W.g}^{-1}.\text{°C}^{-1}$.

Le graphique de la Figure 16 montre que le calorimètre modélisé répond de façon linéaire avec l'échauffement. En revanche, les écarts de DDT (= DT chaud – DT froid) recalculés en chaque point montrent que l'écart du calorimètre numérique à la maquette n°2 du calorimètre du dispositif CALMOS est constant et de l'ordre de ~16 % (DDDT (%)).

Cette valeur de 16 % peut paraître importante mais la dispersion des mesures des résultats expérimentaux sont parfois du même ordre selon les méthodes d'évaluation de l'échauffement nucléaire (cf. Partie C, §.III). Enfin, les simplifications faites pour le calcul (cf. §.II.A.iii) contribuent certainement à cet écart systématique.

II.B Optimisation du calorimètre

Dans le but d'optimiser la sensibilité du calorimètre pour l'expérience CARMEN-1, des calculs ont été réalisés pour adapter le calorimètre à des échauffements représentatifs des emplacements expérimentaux en périphérie du cœur d'OSIRIS, soit des échauffements maximums de l'ordre de 2 W.g^{-1} . Par rapport au calorimètre du dispositif CALMOS, le calorimètre de l'expérience CARMEN-1 doit donc posséder une sensibilité plus grande (au sens usuel du terme, i.e. en $^{\circ}\text{C.W}^{-1}\text{.g}$).

Cette étude paramétrique concerne exclusivement le rayon du piédestal et la hauteur du piédestal et du socle de l'éprouvette ; la somme des 2 hauteurs devant rester constante (55 mm).

II.B.i.a Gain en fonction du rayon du piédestal

Le diamètre du piédestal de la maquette n° 2 est de 3,6 mm. Nous avons donc fait varier ce diamètre jusqu'à une valeur minimale de 2 mm, limite de faisabilité recommandée dans cette nuance d'aluminium par la société en charge de la fabrication des précédents calorimètres.

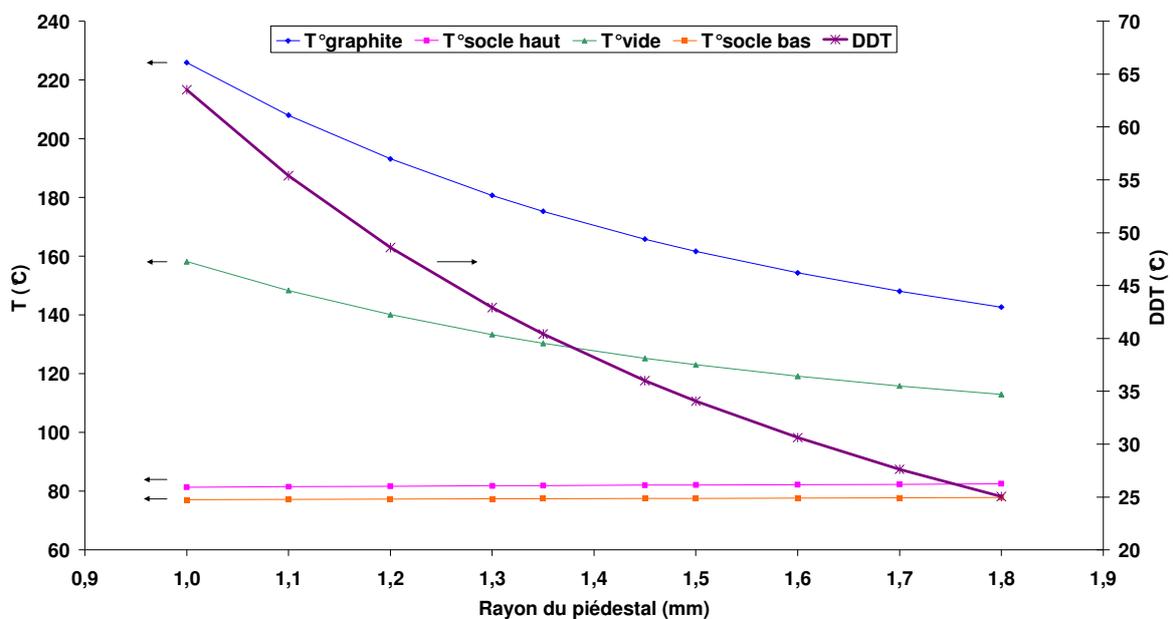


Figure 17 : températures calculées à $1,2 \text{ W.g}^{-1}$ pour différents rayons du piédestal

Les calculs de la Figure 17 montrent que les températures des socles haut et bas ne varient que très peu : elles sont pilotées par le coefficient d'échange et la température de l'eau de la piscine. En revanche, les valeurs de températures des éprouvettes vide et pleine augmentent avec la réduction du rayon du piédestal.

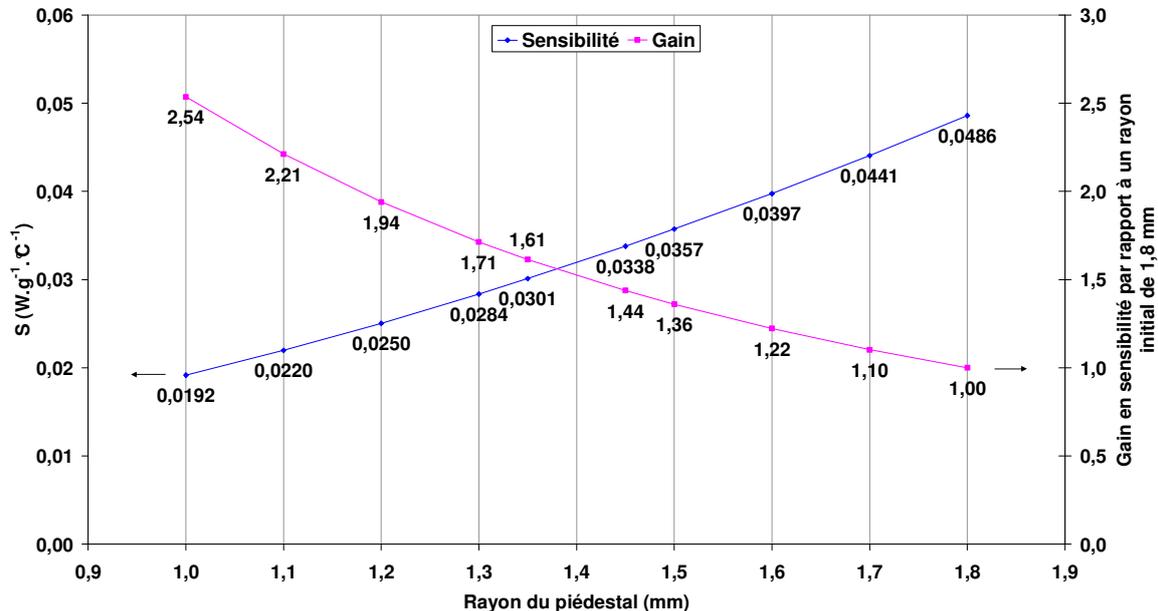


Figure 18 : sensibilité calculée et facteur de gain en fonction du rayon du piédestal

Les calculs de la figure ci-dessus montrent l'augmentation de la sensibilité du calorimètre (la baisse de la sensibilité du calorimètre exprimée en $W.g^{-1}.C^{-1}$) avec la diminution du rayon du piédestal. Il est possible alors, en réduisant au maximum le rayon du piédestal, d'obtenir un gain en sensibilité (au sens usuel du terme) de l'ordre de 2,5.

II.B.i.b Gain en fonction de la hauteur de piédestal

Le second degré de liberté pour optimiser la sensibilité du calorimètre est la hauteur du piédestal et la hauteur du socle correspondante pour conserver une hauteur constante de 55 mm.

La hauteur de piédestal et de socle sont respectivement de 20 mm et 35 mm pour le calorimètre de l'expérience CALMOS. Nous allons faire varier la hauteur du piédestal de 20 à 45 mm (i.e. la hauteur du socle de 35 à 10 mm) afin d'évaluer le gain en sensibilité.

Les résultats des calculs (cf. Figure 19 page suivante) montrent l'augmentation de la sensibilité du calorimètre (baisse de ce paramètre exprimé en $W.g^{-1}.C^{-1}$) avec la hauteur du piédestal.

Il est possible alors, en augmentant jusqu'à 45 mm la hauteur du piédestal, d'obtenir un gain en sensibilité (au sens usuel du terme) de l'ordre de 1,8.

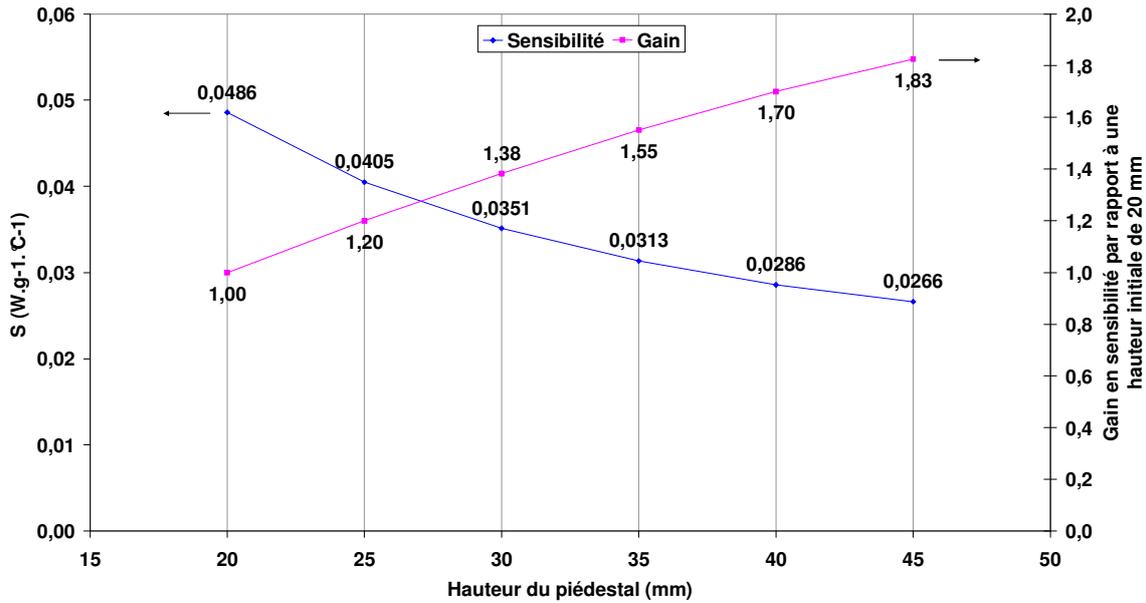


Figure 19 : sensibilité calculée et gain en fonction de la hauteur du piédestal

II.B.i.c Optimisation du calorimètre

Les calculs précédents montrent que la seule diminution maximale du rayon du piédestal permet de gagner un facteur 2,5 sur la sensibilité du calorimètre. De la même manière, l'augmentation de la hauteur du piédestal (diminution de la hauteur du socle) permet de gagner un facteur 1,8 sur la sensibilité du calorimètre.

Nous faisons alors le choix de réduire le rayon de piédestal à 1 mm. L'augmentation de la hauteur de piédestal permet également de gagner en sensibilité mais dans une moindre mesure.

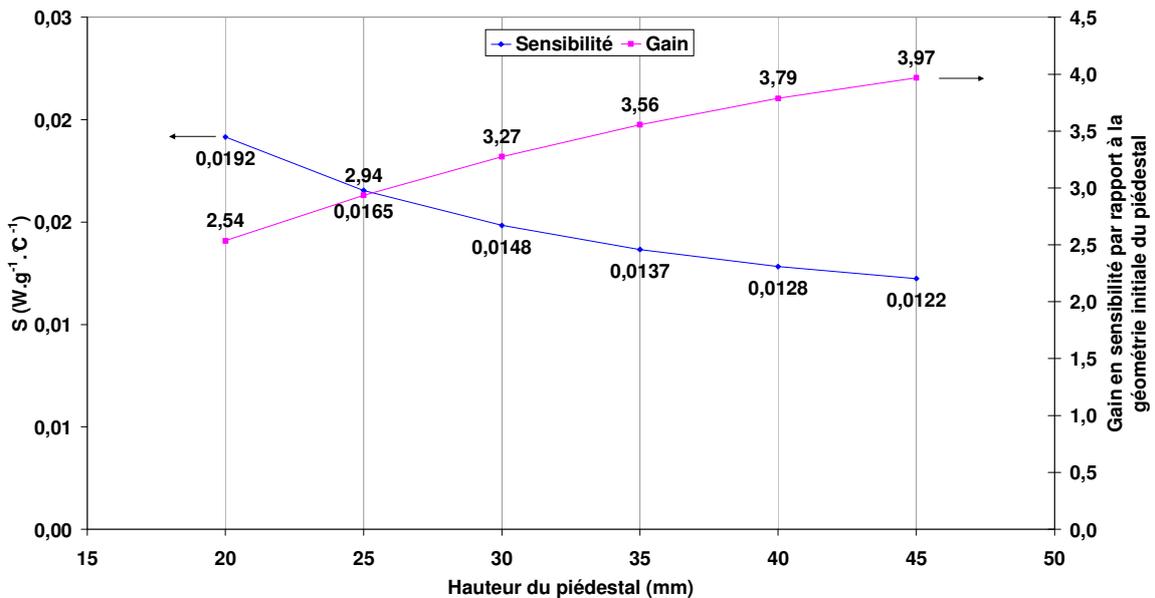


Figure 20 : sensibilité et gain en fonction de la hauteur de piédestal à un rayon fixé à 1 mm

Les résultats des calculs (cf. Figure 20) montrent que l'augmentation de la hauteur de piédestal jusqu'à une valeur de 45 mm permet de gagner un facteur 4 sur la sensibilité du calorimètre. Toutefois, il s'agit de conserver une hauteur de socle suffisante pour évacuer la chaleur avec l'eau de la piscine. Nous fixerons alors la hauteur du piédestal à 40 mm et la hauteur de socle à 15 mm. Cette modification ainsi que celle du rayon du piédestal à 1 mm permettra de gagner un facteur 3,8 en sensibilité.

L'optimisation de la sensibilité du calorimètre induit que les températures mesurées seront plus élevées que pour le calorimètre de l'expérience CALMOS à échauffement nucléaire identique. Il s'agit de vérifier pour la valeur d'échauffement maximum attendue en périphérie du réacteur OSIRIS que ces températures ne soient pas trop élevées.

Le calcul numérique donne, pour une valeur d'échauffement de 2 W.g^{-1} , des températures de l'ordre de $100 \text{ }^\circ\text{C}$ en moyenne sur les socles et une valeur de $500 \text{ }^\circ\text{C}$ au maximum au niveau du graphite. Toutefois, il s'agit de calculs réalisés pour un coefficient d'échange de $400 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$. Il est envisagé d'augmenter la valeur de ce coefficient d'échange pour l'expérience CARMEN-1 en modifiant les conditions thermo-hydrauliques autour du calorimètre.

Pour l'expérience CARMEN-1, il est envisagé un coefficient d'échange de $1500 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$. Si l'on considère un échauffement nucléaire maximum de $2,2 \text{ W.g}^{-1}$ (marge de sûreté de 10%), la température de l'aluminium atteint les $505 \text{ }^\circ\text{C}$; soit nettement moins que la température de fusion de la nuance d'aluminium 5754 ($600 \text{ }^\circ\text{C}$).

II.C Conclusion

La première partie des simulations a démontré la validité du modèle thermique établi par le code CAST3M. Ces simulations ont permis de montrer, par des études paramétriques, que la sensibilité du calorimètre peut varier de manière significative pour de faibles valeurs de coefficients d'échanges régnant en périphérie du réacteur. Ce résultat important nous a donc amené à revoir et optimiser les conditions thermo-hydrauliques dans lequel sera plongé le calorimètre de l'expérience CARMEN-1.

Il faudra donc pour l'expérience CARMEN-1 imposer dans le canal expérimental un régime turbulent permettant de s'affranchir des variations de coefficients d'échanges qui ont un impact significatif sur la sensibilité du calorimètre.

L'étude paramétrique de réduction du rayon du piédestal montre que nous obtenons un gain en sensibilité. Toutefois, la réduction du rayon du piédestal est limitée par la faisabilité d'usinage d'une telle pièce et pourrait favoriser des écoulements parasites réduisant le gain obtenu par calcul. L'optimisation numérique du calorimètre conduit à réduire le rayon du piédestal à 1 mm et à augmenter sa hauteur à 40 mm (resp. 15 mm de hauteur de socle) pour obtenir un gain de sensibilité de 3,8 par rapport au calorimètre du dispositif CALMOS.

III DISPOSITIF CARMEN-1

Dans le but de réaliser l'interprétation combinée des mesures neutrons et photoniques, le dispositif CARMEN-1 a été conçu de manière à ce que tous les détecteurs soient successivement soumis aux mêmes niveaux d'irradiation. En d'autres termes, chaque détecteur doit pouvoir mesurer l'intensité des rayonnements nucléaires à minima sur une position radiale et axiale commune. Il s'agit de concevoir un dispositif mobile. Toutefois, le dispositif CARMEN-1 devant accueillir un grand nombre de détecteurs (cf. §.I), il a été convenu de réaliser deux cellules de mesures ; une dédiée aux mesures neutroniques, l'autre aux mesures photoniques. Ces cellules de mesures ainsi que le système de positionnement seront détaillés dans une première partie (cf. §.III.A,B).

D'un point de vue métrologique, nous avons vu dans l'état de l'art que la mesure de référence du flux neutronique est réalisée par dosimétrie d'activation. Nous exposerons alors la stratégie choisie pour la dosimétrie par activation de l'expérience CARMEN-1 (cf. §. III.C). Enfin, nous détaillerons le protocole expérimental global de l'expérience CARMEN-1.

III.A Cellules de mesure

Le dispositif CARMEN-1 accueille un grand nombre de détecteurs. De ce fait deux cellules de mesure, nommées CARMEN1-N (Neutronique) et CARMEN1-P (Photonique), sont conçues pour que chaque détecteur soit soumis aux mêmes flux dans une position connue.

Ces deux cellules de mesure ont la particularité d'avoir des détecteurs répartis sur quatre niveaux équidistants de 95 mm. Cette valeur correspond à la distance entre les éprouvettes vide et pleine du calorimètre différentiel. Il a été convenu de conserver cette équidistance pour chaque détecteur de chaque cellule de mesure.

Les contraintes de conception des cellules de mesures sont les suivantes :

- tenue mécanique suffisante lors des déplacements des deux cellules de mesure ;
- choix de matériaux interagissant peu avec le rayonnement nucléaire ;
- design permettant d'éviter tout écran neutronique et photonique ;
- les détecteurs doivent être en eau.

Aux vues des contraintes de dimensionnement l'aluminium a été privilégié notamment pour sa faible section efficace d'interaction avec les neutrons et sa facilité d'usinage. En revanche ce matériau n'est pas très dur et il a fallu trouver un juste milieu entre la tenue mécanique des cellules et la volonté d'introduire le moins de matière possible susceptible de perturber les mesures.

La cellule de mesure CARMEN1-N contient les détecteurs suivants (de l'altitude la plus basse à la plus haute) :

- collectron rhodium ainsi qu'un câble seul identique à celui du collectron à la même altitude ;
- chambre à fission à dépôt d' ^{235}U ;
- chambre à fission à dépôt de ^{242}Pu ;
- chambre à fission sans dépôt (équivalent à une chambre d'ionisation).

Cette cellule est donc dédiée à la mesure de flux neutroniques. La chambre d'ionisation, présente sur les deux cellules et disposée en partie haute du dispositif, sert de moniteur de flux photonique entre les deux cellules de mesure. Nous le verrons plus loin (cf. §. I.D), les mesures réalisées entre les deux cellules peuvent être étalées sur deux jours consécutifs et il est donc important de les recalibrer entre elles.

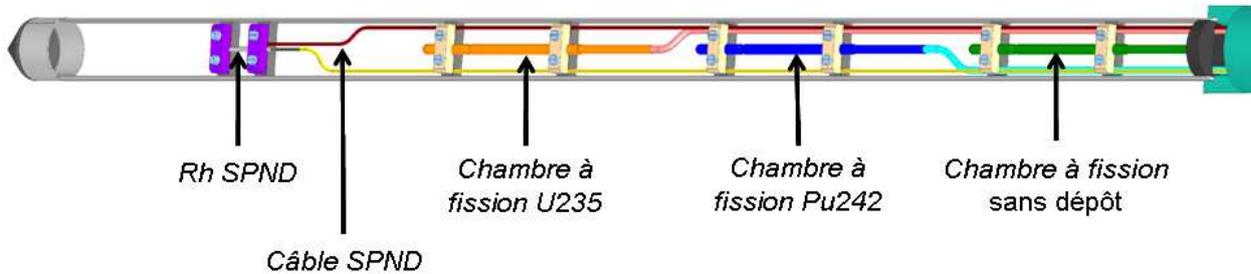


Figure 21 : Vue 3D de la cellule de mesure neutronique CARMEN1-N

La cellule de mesure CARMEN1-P contient les détecteurs suivants (de l'altitude la plus basse à la plus haute) :

- calorimètre différentiel ;
- collectron bismuth ainsi qu'un câble seul identique à celui du collectron bismuth à la même altitude ;
- thermomètre gamma disposé à la même altitude que le collectron bismuth ;
- chambre à fission sans dépôt (équivalent à une chambre d'ionisation) ainsi qu'un câble seul identique à celui de la chambre d'ionisation.

Cette cellule est donc dédiée à la mesure de flux photoniques. Le calorimètre différentiel nécessitant une hauteur importante, il a été convenu de disposer à la même altitude le thermomètre gamma et le collectron bismuth pour un gain de place. Par ailleurs, ces deux détecteurs disposés sur le même plan impliquent d'orienter la cellule pour que les deux détecteurs soient en face du caisson cœur sans s'écranter l'un l'autre. Enfin, leur encombrement réduit permet de les disposer à la même altitude et nous faisons l'hypothèse que leur influence mutuelle sur les résultats de mesure est négligeable.

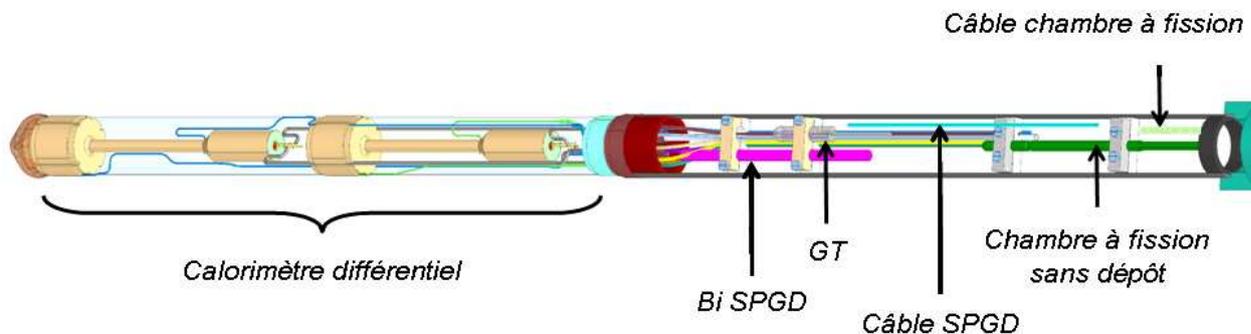


Figure 22 : Vue 3D de la cellule de mesure photonique CARMEN1-P

III.B Système de positionnement

Chaque détecteur de chacune des cellules doit être successivement positionné à une altitude fixée correspondant au plan de flux maximum, dans le but de comparer et d'interpréter les mesures neutroniques et photoniques entre elles. Le principe de fonctionnement du calorimètre différentiel (cf. Partie A, §.IV.B) impose un système à déplacement ; nous avons alors fait le choix de concevoir un système de positionnement des détecteurs pour chacune des cellules de mesure.

Ce système de positionnement est composé d'un tube prolongateur monté sur chacune des cellules de mesure ainsi que d'un centreur particulier permettant à la fois de se centrer dans l'emplacement expérimental (« boîte à eau ») et d'assurer le positionnement des cellules de mesure à l'aide de « crans ». Chacune des cellules de mesure possède son tube prolongateur. Ce tube prolongateur dispose de pions et d'ailettes de centrage pour assurer son positionnement dans le centreur.



Figure 23 : Vue 3D d'une cellule montée sur son tube prolongateur

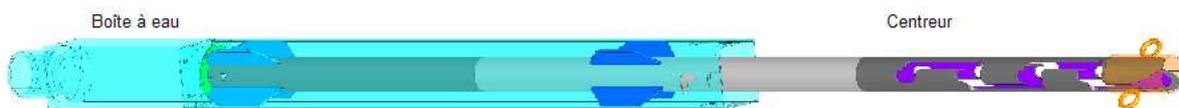


Figure 24 : Vue 3D du centreur monté dans une boîte à eau

En partie haute du centreur des « crans » ont été conçus pour que les pions du tube prolongateur puissent se positionner sur chacune des quatre altitudes. Les anneaux de manutention permettent de mettre en place et de retirer le centreur de la boîte à eau.

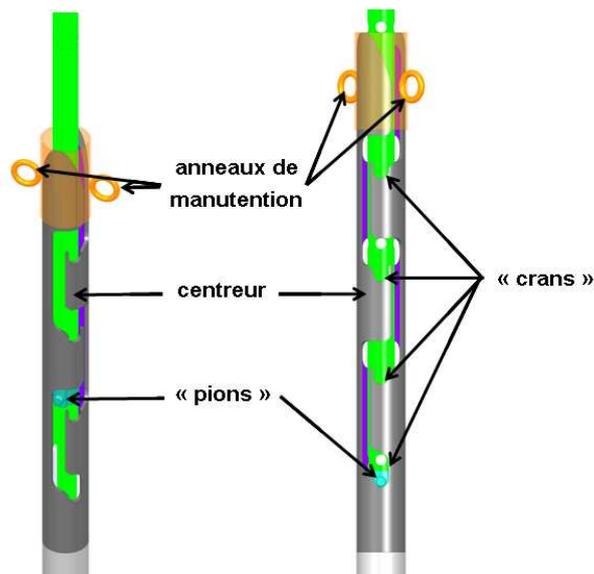


Figure 25 : Vues 3D du système de positionnement de la cellule de mesure

Une fois la cellule de mesure positionnée via son tube prolongateur dans le centreur, l'ensemble CARMEN-1 est opérationnel pour les mesures.

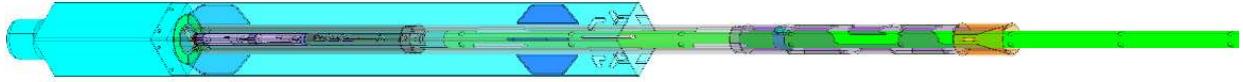


Figure 26 : Vue 3D de la cellule CARMEN1-P mise en place dans son centreur

Les opérations de mise en place du dispositif CARMEN-1 sont une étape délicate. Ensuite, il s'agit de réaliser les opérations de manutention non moins délicates pour que la cellule soit fixée sur chacun des quatre « crans ». Un écran vidéo a été mis en place pour contrôler les opérations de déplacement des cellules de mesure dans le centreur en utilisant les caméras disponibles sur le réacteur OSIRIS.

III.C Dosimétrie de l'expérience et « monitoring »

Une campagne d'irradiation de dosimètres d'activation ainsi qu'un monitoring du flux neutronique sont associés à l'irradiation des deux cellules de mesure. La dosimétrie permet d'obtenir une mesure de référence des flux de neutrons thermiques et rapides et elle est nécessaire à la comparaison des méthodes d'interprétation des détecteurs neutroniques. Le monitoring du flux neutronique en temps réel dans la zone expérimentale permet de recalibrer les mesures en fonction des variations de la puissance du réacteur ou de variations globales des niveaux de flux dans cette zone.

Pour chacun des quatre emplacements cartographiés par les cellules de mesure CARMEN-1, deux sabres dosimétriques sont mis en place suite à l'irradiation des deux cellules de mesure. Un sabre est dédié à la mesure du flux de neutrons thermiques avec des dosimètres cobalt et le second sabre dédié à la mesure de flux de neutrons rapides avec des dosimètres nickel.

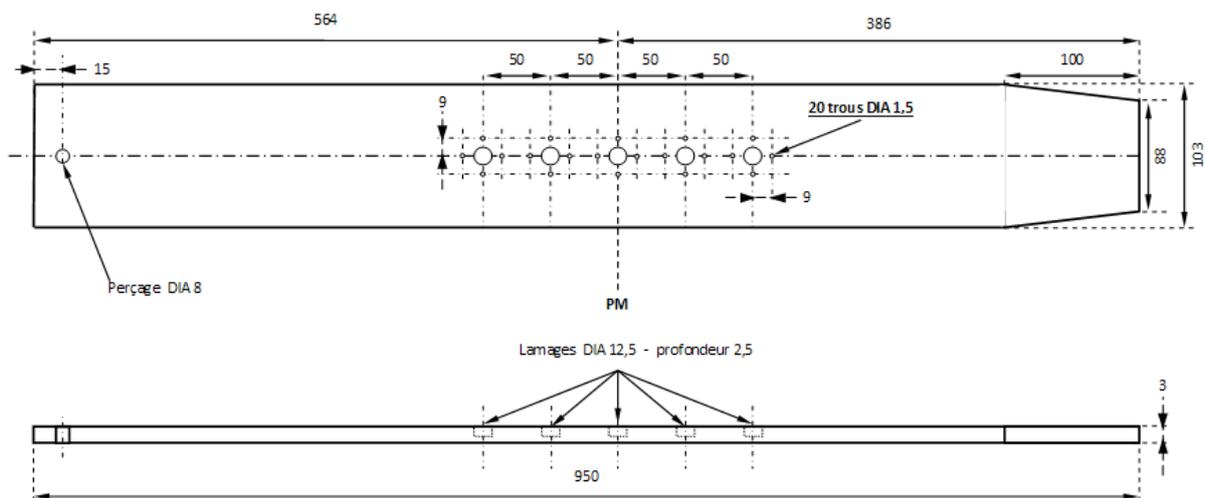


Figure 27 : Plan d'ensemble d'un sabre pour la dosimétrie de l'expérience CARMEN-1

Huit sabres sont donc prévus pour la dosimétrie de l'expérience. Pour chacun des sabres, le temps d'irradiation nécessaire à obtenir un signal suffisant lors des mesures a posteriori dépend du niveau de flux neutronique et donc de l'emplacement expérimental caractérisé. Les temps d'irradiation des sabres sont définis comme suit :

Tableau 2 : temps d'irradiation des sabres dosimétriques

Emplacement	T irradiation sabres Co	T irradiation sabres Ni
H9	10 min	10 min
H10	10 min	20 min
H11	30 min	30 min
D9	10 min	10 min

Le monitoring du flux de neutrons thermiques lors de l'expérience CARMEN-1 est assuré par deux perches munis de collectrons rhodium. Une perche collectron est disposée dans un emplacement fixe tout au long de l'irradiation (J10, cf. Figure 11). La seconde perche est disposée dans chacun des quatre emplacements cartographiés par les cellules de mesure, avant et après l'irradiation de celles-ci.

III.D Protocole expérimental

Pour chacun des quatre emplacements choisis pour l'expérience, H9, H10, H11 et D9, sont définies les actions de manutention pour la dosimétrie de l'expérience ainsi que les phases d'irradiation de chacune des deux cellules de mesure, CARMEN1-N et CARMEN1-P.

Le protocole expérimental décrit dans ce paragraphe comporte de nombreuses étapes de manutention. Il convient donc de réaliser, pour chacun des emplacements, les opérations suivantes (par ordre chronologique) :

Tableau 3 : opérations de manutentions de l'expérience CARMEN-1

1. Mise en place de la perche collectron fixe (J10)
2. Introduction de la perche collectron secondaire (H9, H10, H11 ou D9)
Irradiation d'une durée comprise entre 15 et 20 min (stabilisation du signal du collectron rhodium).
3. Retrait et introduction de la perche collectron secondaire dans un emplacement contigu
4. Mise en place du centreur dans la boîte à eau (H9, H10, H11 ou D9)
5. Introduction de la cellule CARMEN1-N en position « haute »
Il s'agit de positionner la cellule dans la position la plus haute et de descendre successivement les 3 étages.
Le temps d'irradiation pour chacune des 4 altitudes est de 15 à 20 min pour la cellule de mesure CARMEN1-N (stabilisation du signal du collectron rhodium).
6. Retrait de la cellule CARMEN1-N

Entreposage de la cellule CARMEN1-N hors flux.
7. Introduction de la cellule CARMEN1-P en position « haute »
Il s'agit de positionner la cellule dans la position la plus haute et de descendre successivement les 3 étages.
Le temps d'irradiation pour chacune des 4 altitudes est de 10 à 15 min pour la cellule de mesure CARMEN1-P (stabilisation des signaux des thermocouples du calorimètre différentiel).
8. Retrait de la cellule CARMEN1-P
Entreposage de la cellule CARMEN1-P hors flux.
9. Introduction du sabre « thermique »
Il s'agit de chronométrer le temps d'irradiation des sabres propre à chaque emplacement (cf. Tableau 2).
10. Retrait du sabre « thermique »
11. Introduction du sabre « rapide »
Il s'agit de chronométrer le temps d'irradiation des sabres propre à chaque emplacement (cf. Tableau 2).
12. Retrait du centreur
Entreposage du centreur ou mise en place dans un nouvel emplacement.
13. Introduction de la perche collectron secondaire
Irradiation d'une durée comprise entre 15 et 20 min (stabilisation du signal du collectron rhodium).
14. Retrait et entreposage de la perche collectron secondaire
15. Retrait de la perche collectron fixe

L'ordre des emplacements cartographiés est le suivant : H11, H10, H9 et D9.

Une journée d'irradiation est nécessaire pour caractériser un emplacement. Quatre jours d'irradiation ont été prévus lors de la première campagne d'irradiation. Une seconde campagne d'irradiation de quatre jours a été réalisée pour cartographier à nouveau les emplacements H10 et H9 (cf. Partie C, §.III.A).

PARTIE B : LISTE DES REFERENCES

- [1] H. Carcreff, « Niveaux de flux moyens dans les emplacements d’irradiation à OSIRIS », Rapport CEA DEN/DANS/DRSN/SIREN/CR/1745, 2009.
- [2] H. Carcreff, CEA Saclay, DEN/DANS/DRSN/SIREN/LASPI, communication privée.
- [3] B. Geslot, T.C. Unruh, P. Filliatre, C. Jammes, J. Di Salvo, et al., « Method to Calibrate Fission Chambers in Campbell Mode », IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 53, Issue: 99, 2012.
- [4] B. Geslot, L. Barbot, A. Legrand, P. Filliatre, C. Jammes, L. Vermeeren, « Qualification du système FNDS pour la mesure du flux neutronique rapide lors de l’essai FICTIONS-8 », Rapport CEA DEN/DER/SPEX/LDCI/NT/10-006, 2010.
- [5] « http://www.photonis.com/industryscience/products/neutron_and_gamma_detectors/catalog_pdf », PHOTONIS website.
- [6] J.F. Villard, D. Beretz, G. Gregoire, « Dosimétrie proposée pour l’expérience CARMEN-1 », Note CEA DEN/DER/SPEX/LDCI/NT/11-006, 2011.
- [7] D. Fourmentel, « Précautions d’utilisation d’une chambre à fission à dépôt de Pu242 pour la mesure du flux de neutrons rapides - Comparaison avec d’autres dépôts fissiles », Rapport CEA DEN/DER/SPEX/LDCI/NT/11-019, 2011.
- [8] P. Filliatre, L. Oriol, C. Jammes, L. Vermeeren, « Reasons why Plutonium 242 is the best fission chamber deposit to monitor the fast component of a high neutron flux », Nuclear Instruments And Methods in Physics Research – Section A, 593 (3), p. 510-518, 2008.
- [9] L. Vermeeren, SCK·CEN (Mol, Belgique), communication privée.
- [10] L. Vermeeren, H. Carcreff, « Final report : long term irradiation tests of gamma selective self-powered detectors in BR2 and OSIRIS », Joint Instrumentation Laboratory CEA-SCK·CEN, Rapport CEA DEN/CAD/DER/SPEX/LDCI DO 154, 2011.
- [11] D. Fourmentel, « Interprétation de la mesure de flux photonique par une chambre à fission sans dépôt », Rapport CEA DEN/DER/SPEX/LDCI/NT/11-005, 2011.
- [12] H. Carcreff, V. Clouté-Cazallaa, L. Salmon, “Development, Calibration and Experimental Results Obtained With an Innovative Calorimeter (CALMOS) for Nuclear Heating Measurements, IEEE-TNS in press.
- [13] J. Brun, C. Reynard-Carette, A. Lyoussi, O. Merroun, M. Carette, et al., « Numerical and Experimental Calibration of a Calorimetric Sample Cell Dedicated to Nuclear Heating Measurements », IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol: 59, Issue: 6, Part: 2, pp. 3173-3179, 2012.
- [14] C. Reynard-Carette, A. Lyoussi, J. Brun, M. Carette, M. Muraglia, et al., « Heat transfers associated to a non adiabatic differential calorimeter for nuclear heating measurements inside an experimental channel of the Jules Horowitz Reactor »,

- Eurotherm 2012, Poitiers, France, Septembre. Journal of Physics: Conference Series 395 (2012) 012076 doi:10.1088/1742-6596/395/1/012076.
- [15] O. Merroun, C. Reynard-Carette, J. Brun, M. Carette, A. Janulyte, et al., « Heat transfer in a non adiabatic calorimeter: Numerical parametric study without or with nuclear heating deposit », 14th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermohydraulics (NURETH 14), Toronto, Ontario, Canada, 25 - 30 Septembre 2011.
- [16] J. Brun, C. Reynard-Carette, M. Carette, M. Muraglia, O. Merroun, et al., « Heat transfer during out pile calibration of a calorimeter used for nuclear heating measurements: influence of convective boundary conditions », Research Reactor Fuel Management et International Group on Research Reactor (RRFM – IGORR 2012), Prague, République Tchèque, 18 - 22 Mars 2012.
- [17] C. Reynard-Carette, J. Brun, M. Carette, M. Muraglia, A. Janulyte, et al., « In-pile calorimetry: a thermal point of view », Research Reactor Fuel Management et International Group on Research Reactor (RRFM – IGORR 2012), Prague, République Tchèque, 18 - 22 Mars 2012. ISBN 978-92-95064-13-3.
- [18] J. Brun, « Etudes thermiques et optimisation d'un calorimètre dédié à la mesure des échauffements nucléaires dans le réacteur Jules Horowitz, Thèse soutenue le 19 déc. 2012, Mentions Sciences, Spécialité Instrumentation, Thèse confidentielle.
- [19] <http://www-cast3m.cea.fr/>.
- [20] D. Fourmentel, « Etudes thermiques avec CAST3M en support au dimensionnement du calorimètre de l'expérience CARMEN-1 », Note CEA DEN/DER/SPEX/LDCI/NT/11-02, 2011.
- [21] R. Chavan, « A thermomechanical analysis of the central column tiles », Internal Report INT 195/99, CRPP/EPFL, Lausanne, 1998 – 1999.
- [22] H. Carcreff, « Projet CALMOS – Mesure à l'aide de la maquette n° 2 de la cellule de mesure », Rapport CEA DEN/DANS/DRSN/SIREN/CR/1899, 2010.

PARTIE C

INTERPRETATION DES MESURES INDIVIDUELLES ET DES MESURES COMBINEES

Dans cette dernière partie du mémoire de thèse, l'interprétation des mesures individuelles d'un certain nombre de détecteurs sera détaillée. Les détecteurs concernés sont en particulier le collectron rhodium et la chambre à fission à dépôt d'uranium 235 pour la mesure du flux de neutrons thermiques, la chambre d'ionisation pour la mesure du flux photonique, le calorimètre différentiel et le thermomètre gamma pour les mesures d'échauffement nucléaire.

Les mesures réalisées par le collectron à émetteur bismuth seront discutées mais la qualité des signaux ne permet pas une interprétation des flux photoniques de l'expérience. De plus, l'interprétation des mesures de la chambre à fission à dépôt de plutonium 242 ne sera pas traitée. En effet, pour ce dernier détecteur, l'interprétation de la mesure nécessite des analyses chimiques des impuretés du dépôt pour évaluer les flux de neutrons rapides. Ces analyses doivent être effectuées en 2013.

Pour chacun des détecteurs dont on détaillera l'interprétation des signaux, seule l'altitude - 19,5 cm (la cote 0 cm correspond au plan médian du cœur d'OSIRIS) sera détaillée car elle constitue la position de référence à laquelle tous les détecteurs sont successivement irradiés lors de l'expérience CARMEN-1 (cf. Partie B, §.III).

Dans cette partie, deux méthodes d'interprétation des courants générés par le collectron rhodium seront détaillées et comparées. Un chapitre sera consacré à la pertinence de l'utilisation d'une chambre à fission sans dépôt comme moniteur du flux photonique. Enfin, les mesures d'échauffement nucléaire seront interprétées pour le thermomètre gamma et, plus en détail, pour le calorimètre différentiel.

Cette dernière partie du mémoire de thèse s'achèvera par l'analyse combinée des mesures, notamment avec les calculs d'interprétation des flux photoniques par la chambre d'ionisation pour l'amélioration de la connaissance du paramètre d'échauffement nucléaire.

PARTIE C : SOMMAIRE

I	INTERPRETATION DES MESURES NEUTRONIQUES.....	118
I.A	Résultats des spectres neutroniques.....	118
I.B	Résultats des mesures par dosimétrie d'activation.....	119
I.B.i	Flux de neutrons thermiques	119
I.B.ii	Flux de neutrons rapides	121
I.C	Interprétation des mesures des collectrons rhodium.....	123
I.C.i	Interprétation analytique	124
I.C.ii	Interprétation par méthode Monte-Carlo	129
I.C.iii	Consommation du rhodium.....	133
I.C.iv	Comparaison des résultats d'interprétation des mesures	133
I.D	Interprétation des mesures par la chambre à fission d'uranium 235.....	137
I.D.i	Étalonnage du mode fluctuation	137
I.D.ii	Interprétation du flux de neutrons thermiques	139
I.D.iii	Comparaison des résultats d'interprétation des mesures	140
II	INTERPRETATION DES MESURES PHOTONIQUES	145
II.A	Mesures du collectron bismuth.....	145
II.B	Etude de faisabilité de la chambre à fission sans dépôt comme moniteur de flux photonique.....	147
II.B.i	Analyse physique.....	147
II.B.ii	Modélisation et simulation	149
II.B.iii	Résultats	154
II.B.iv	Réponse spectrale du détecteur.....	157
II.B.v	Conclusion	160
II.C	Interprétation des mesures par la chambre d'ionisation (chambre à fission sans dépôt)	161
II.C.i	Résultats des spectres photoniques.....	161
II.C.ii	Résultats des calculs d'interprétation de la chambre d'ionisation	162
III	INTERPRETATION DES MESURES D'ECHAUFFEMENT NUCLEAIRE.....	164
III.A	Interprétation des mesures par le calorimètre différentiel à échantillon de graphite .	164
III.A.i	Étalonnage du calorimètre différentiel	165
III.A.ii	Interprétation des mesures par la méthode d'étalonnage	169
III.A.iii	Interprétation des mesures par la méthode de « zéro »	170
III.A.iv	Conclusion	171
III.B	Interprétation des mesures par le thermomètre gamma	172

IV	INTERPRETATION COMBINEE DES MESURES NEUTRONIQUES ET PHOTONIQUES.....	175
IV.A	Combinaison des mesures de flux photonique et de flux neutronique	175
IV.B	Exploitation des mesures de flux photoniques pour interpréter les mesures d'échauffements nucléaire.....	177
IV.B.i	Modélisations et simulations du calorimètre différentiel	177
IV.B.ii	Modélisations et simulations du thermomètre gamma	178
IV.C	Conclusion.....	180

PARTIE C : FIGURES

Figure 1 : spectre neutronique des différents emplacements à la cote -19,5 mm.....	118
Figure 2 : section efficace de capture radiative du ^{59}Co	120
Figure 3 : flux de neutrons thermiques conventionnel en fonction des emplacements	121
Figure 4 : section efficace de la réaction (n,p) du ^{58}Ni	121
Figure 5 : flux de neutrons « Φ_{rap} » en fonction de l'emplacement d'irradiation	122
Figure 6 : courants mesurés aux bornes du collectron rhodium à l'emplacement D9	123
Figure 7 : courants mesurés aux bornes du collectron rhodium et du câble de compensation aux différents emplacements de l'expérience CARMEN-1	123
Figure 8 : courants mesurés aux bornes du collectron rhodium standard (monitoring avant et après irradiation de CARMEN1-N,P) de la perche secondaire aux différents emplacements de l'expérience CARMEN-1	124
Figure 9 : comparaison des mesures de flux de neutrons thermiques conventionnels	129
Figure 10 : synoptique du formulaire de calculs pour l'interprétation du courant collectron [15].	130
Figure 11 : zone d'intérêt modélisée du collectron rhodium	130
Figure 12 : spectre normalisé d'émission β^- du rhodium 104 [16]	131
Figure 13 : exemple de calculs définissant la probabilité des β^- de traverser l'isolant [17]	131
Figure 14 : section efficace de capture radiative du rhodium 103	133
Figure 15 : représentation graphique des flux de neutrons thermiques obtenus par dosimétrie d'activation et par les 2 méthodes d'interprétation des mesures du collectron rhodium.....	135
Figure 16 : variances mesurées aux bornes de la chambre à fission à dépôt d'U235 en position H9 lors de l'expérience CARMEN-1	137
Figure 17 : variances mesurées aux bornes de la chambre à fission d' ^{235}U aux différents emplacements de l'expérience	141
Figure 18 : résumé de la comparaison des calculs de flux de neutrons thermiques	143
Figure 19 : synoptique du formulaire de calculs pour l'interprétation du courant collectron Bi ...	145
Figure 20 : courants mesurés aux bornes du collectron Bi à l'emplacement H11 (1 ^{er} jour)	146
Figure 21 : courants mesurés aux bornes du collectron Bi à l'emplacement H9 (3 ^{ème} jour).....	146
Figure 22 : zone d'intérêt modélisée de la chambre sans dépôt.....	148
Figure 23 : synoptique du formulaire de calculs de simulation du courant collecté par la chambre d'ionisation	150
Figure 24 : sections de capture des principaux isotopes précurseurs β^- de l'acier 304L	153
Figure 25 : spectre de Fermi d'émission des électrons du ^{56}Mn	154
Figure 26 : spectre photonique du canal G60 du réacteur BR2	155
Figure 27 : spectre neutronique du canal G60 du réacteur BR2	155
Figure 28 : taux d'interaction des photons dans le gaz (pour 1 photon incident).....	157
Figure 29 : taux d'interaction des photons dans l'anode (pour 1 photon incident)	157
Figure 30 : taux d'interaction des photons dans la cathode (pour 1 photon incident).....	158
Figure 31 : calcul de la dépression de flux en fonction de l'énergie des photons.....	158
Figure 32 : réponse spectrale de la chambre pour un spectre uniforme (pour 1 photon incident)	159

Figure 33 : réponse spectrale de la chambre dans le canal G60 de BR2.....	159
Figure 34 : courants mesurés aux bornes de la chambre d'ionisation en H9 (3 ^{ème} jour, cf. Fig.21)	161
Figure 35 : spectre photonique (γ prompts) des différents emplacements à la cote -19,5 mm	162
Figure 36 : comparaison des flux photoniques interprétés à partir des mesures par la chambre d'ionisation et calculés par TRIPOLI	163
Figure 37 : schéma du calorimètre différentiel de l'expérience CARMEN-1	164
Figure 38 : courbe de sensibilité de l'éprouvette à échantillon de graphite – Etalonnage ISIS.....	165
Figure 39 : courbe de sensibilité de l'éprouvette vide de référence – Etalonnage ISIS	166
Figure 40 : sensibilité de l'éprouvette à échantillon de graphite – Etalonnage OSIRIS	167
Figure 41 : sensibilité de l'éprouvette vide – Etalonnage OSIRIS.....	168
Figure 42 : résumé des calculs d'interprétation de l'échauffement nucléaire avec le calorimètre	172
Figure 43 : puissances massiques normalisées à celle du graphite en fonction du numéro atomique du matériau [32].....	173
Figure 44 : résultats des différentes interprétations des flux de neutrons thermiques avec et sans combinaison des mesures photoniques.....	176
Figure 45 : modèle MCNP5 du calorimètre différentiel à échantillon de graphite	177
Figure 46 : modèle MCNP5 du thermomètre gamma	178

PARTIE C : TABLEAUX

Tableau 1 : flux de neutrons thermiques calculés avec le code TRIPOLI	119
Tableau 2 : flux de neutrons rapides calculés avec le code TRIPOLI.....	119
Tableau 3 : flux de neutrons thermiques évalués par dosimétrie d'activation.....	119
Tableau 4 : flux de neutrons rapides évalués par dosimétrie d'activation	122
Tableau 5 : données nécessaires à la résolution analytique des flux de neutrons thermiques.....	126
Tableau 6 : calculs analytiques d'interprétation des flux de neutrons thermiques du collectron rhodium de CARMEN1-N	127
Tableau 7 : écarts entre l'interprétation analytique des mesures avec le collectron rhodium de CARMEN1-N et les résultats de dosimétrie (cf. Tableau 3) sur les flux de neutrons thermiques ..	127
Tableau 8 : calculs analytiques d'interprétation des flux de neutrons thermiques du collectron rhodium de la perche secondaire	128
Tableau 9 : écarts entre les calculs analytiques des mesures avec le collectron rhodium de la perche secondaire et les résultats de dosimétrie (cf. Tableau 3) sur les flux de neutrons thermiques	128
Tableau 10 : calculs d'interprétation des flux de neutrons thermiques mesurés par le collectron rhodium de CARMEN1-N à l'aide du formulaire de calculs	134
Tableau 11 : écarts entre l'interprétation des mesures avec le collectron rhodium de CARMEN1-N à l'aide du formulaire et la dosimétrie des flux de neutrons thermiques.....	134
Tableau 12 : résumé des flux de neutrons thermiques obtenus par dosimétrie d'activation et par les 2 méthodes d'interprétation des mesures du collectron rhodium.....	135
Tableau 13 : écarts avec la dosimétrie d'activation des flux de neutrons thermiques obtenus par l'interprétation des mesures du collectron rhodium avec les 2 méthodes de calculs	135
Tableau 14 : composition isotopique initiale du dépôt de la chambre à fission	141
Tableau 15 : calculs d'interprétation des flux de neutrons thermiques mesurés par la chambre à fission d'uranium 235 et écarts avec la dosimétrie	142
Tableau 16 : résultats des calculs d'interprétation des flux conventionnels mesurés avec la chambre à fission d'uranium 235 et écarts avec la dosimétrie	142
Tableau 17 : calculs d'interprétation des flux de neutrons thermiques mesurés avec la chambre à fission d'uranium 235 à partir du formalisme de Wescott et écarts avec la dosimétrie	142
Tableau 18 : calculs d'interprétation des flux de neutrons thermiques mesurés avec la dosimétrie, par les 2 méthodes de calcul du collectron rhodium, et avec le formalisme de Wescott pour la chambre à fission à dépôt d'uranium 235.....	143
Tableau 19 : écarts d'interprétation des flux de neutrons thermiques avec la dosimétrie, par les 2 méthodes de calcul pour le collectron rhodium et avec le formalisme de Wescott pour la chambre à fission à dépôt d'uranium 235.....	143
Tableau 20 : caractéristiques géométriques de la zone modélisée	149
Tableau 21 : composition chimique de l'acier 304L pour nos simulations.....	152
Tableau 22 : liste des isotopes présents à l'état naturel dans l'acier 304L.....	152
Tableau 23 : résultats des calculs des courants produits par activation de l'acier 304L.....	156
Tableau 24 : résumé des calculs MCNP5 sur le calcul du courant généré dans une chambre à fission sans dépôt sous un flux mixte neutron-photon (canal G60, BR2)	156
Tableau 25 : résultats des calculs des flux photoniques de TRIPOLI	161

Tableau 26 : calculs d'interprétation des flux photoniques des mesures par chambre d'ionisation	162
Tableau 27 : écarts C/E entre les calculs des flux photoniques de TRIPOLI et de l'interprétation des mesures des courants collectés par la chambre d'ionisation	163
Tableau 28 : incertitudes du calcul d'échauffement nucléaire par la méthode d'étalonnage.....	166
Tableau 29 : incertitudes du calcul d'échauffement nucléaire par la méthode non linéaire.....	169
Tableau 30 : résultats des calculs de $\Delta\Delta T$ réalisés à partir des mesures de températures	169
Tableau 31 : calculs d'interprétation de l'échauffement nucléaire à partir du coefficient établi lors du 1 ^{er} étalonnage	169
Tableau 32 : calculs d'interprétation de l'échauffement nucléaire à partir du polynôme d'ordre 2	170
Tableau 33 : écarts d'interprétation de l'échauffement nucléaire entre le polynôme d'ordre 2 et le coefficient établi lors du 1 ^{er} étalonnage.....	170
Tableau 34 : interprétation de l'échauffement nucléaire à partir de la méthode de « zéro »	170
Tableau 35 : écarts d'interprétation de l'échauffement nucléaire entre le coefficient établi lors du 1 ^{er} étalonnage et la méthode de « zéro »	171
Tableau 36 : écarts d'interprétation de l'échauffement nucléaire entre le polynôme d'ordre 2 et la méthode de « zéro »	171
Tableau 37 : calculs d'interprétation de l'échauffement nucléaire avec le thermomètre gamma ..	172
Tableau 38 : écarts d'interprétation des mesures d'échauffement nucléaire entre le calorimètre différentiel (méthode de « zéro ») et le thermomètre gamma	173
Tableau 39 : résultats d'interprétation des mesures par le collectron rhodium.....	175
Tableau 40 : résultats d'interprétation des mesures par le collectron rhodium en tenant compte des mesures des flux photoniques de la chambre d'ionisation	175
Tableau 41 : écarts d'interprétation des flux de neutrons thermiques avec la dosimétrie d'activation	176
Tableau 42 : calculs MCNP5 des échauffements nucléaires dans le graphite avec les mesures de flux photoniques de la chambre d'ionisation et les calculs TRIPOLI de flux neutroniques	177
Tableau 43 : écarts entre les simulations de l'échauffement nucléaire dans le graphite et les mesures réalisées par calorimétrie avec la méthode de « zéro »	178
Tableau 44 : calculs MCNP5 des échauffements nucléaires dans l'acier inoxydable avec les mesures de flux photoniques de la chambre d'ionisation et les calculs TRIPOLI de flux neutroniques.....	179
Tableau 45 : écarts entre les résultats de simulation de l'échauffement nucléaire dans l'acier inoxydable et les mesures réalisées par thermométrie gamma.....	179

I INTERPRETATION DES MESURES NEUTRONIQUES

Ce chapitre est dédié à l'interprétation individuelle des mesures neutroniques de l'expérience CARMEN-1 et à la comparaison des différentes interprétations des flux de neutrons thermiques avec la dosimétrie d'activation.

Les interprétations des flux de neutrons thermiques à partir des mesures du collectron à émetteur rhodium ainsi que de la chambre à fission à dépôt d'uranium 235 seront successivement détaillées. Au préalable, les spectres neutroniques calculés par le code TRIPOLI sont présentés et discutés ainsi que les résultats d'interprétation des mesures par dosimétrie d'activation.

Enfin, l'évaluation des flux de neutrons thermiques de référence est réalisée par la dosimétrie d'activation. Les différentes interprétations des signaux mesurés par le collectron rhodium et par la chambre à fission d'uranium 235 seront comparées aux résultats de dosimétrie d'activation.

I.A Résultats des spectres neutroniques

L'estimation préalable des spectres neutroniques est nécessaire à l'interprétation de la dosimétrie par activation (calcul des flux neutroniques à partir des activités massiques des dosimètres), mais aussi pour l'interprétation des signaux des collectrons et des chambres à fission.

Les spectres neutroniques ont été calculés avec le code TRIPOLI à 172 groupes (découpage type APOLLO). Ces calculs ont été réalisés à mi-cycle du réacteur OSIRIS pour le cycle d'irradiation de l'expérience CARMEN-1.

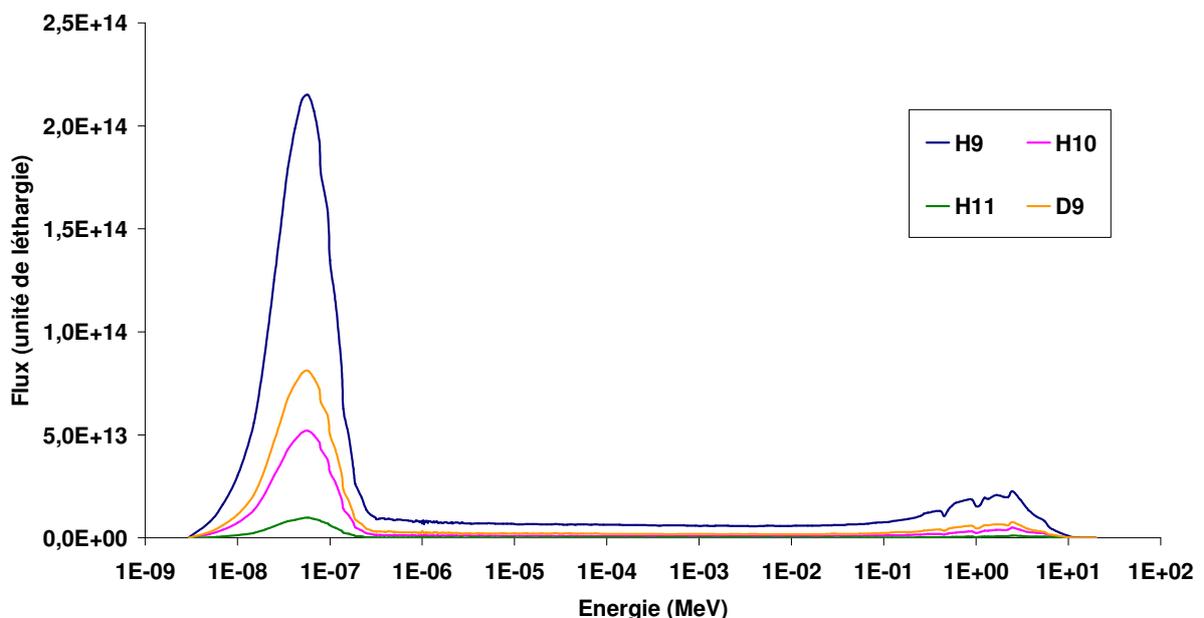


Figure 1 : spectre neutronique des différents emplacements à la cote -19,5 mm

Dans le tableau ci-dessous, les valeurs des flux de neutrons thermiques ($E \leq 0,625$ eV) calculées à partir des spectres neutroniques sont résumées :

Tableau 1 : flux de neutrons thermiques calculés avec le code TRIPOLI

cote -19,5 mm	Φ_{th} (n/cm ² /s)
H9	4,15E+14
H10	9,81E+13
H11	1,82E+13
D9	1,55E+14

Dans le tableau ci-dessous, les valeurs des flux de neutrons rapides ($E \geq 1$ MeV) calculées à partir des spectres neutroniques sont résumées :

Tableau 2 : flux de neutrons rapides calculés avec le code TRIPOLI

cote -19,5 mm	Φ_{rap} (n/cm ² /s)
H9	3,13E+13
H10	6,51E+12
H11	1,56E+12
D9	1,02E+13

Les spectres neutroniques calculés par le code TRIPOLI n'ont pas pour but de calculer des niveaux de flux neutroniques (les Tableaux 1 et 2 sont donnés à titre indicatif) mais ils seront utilisés pour la distribution énergétique des neutrons à l'emplacement des détecteurs.

I.B Résultats des mesures par dosimétrie d'activation

La mesure par dosimétrie d'activation constitue la mesure de référence pour l'évaluation des flux de neutrons thermiques et rapides. Il ne s'agit pas d'une mesure en ligne mais réalisée a posteriori (cf. Partie A, §.I.C). Dans cette section nous détaillerons les résultats obtenus pour chacun des emplacements (cote -19,5 mm).

I.B.i Flux de neutrons thermiques

La réaction d'intérêt pour l'interprétation des flux de neutrons thermiques sur le cobalt 59 est la réaction de capture radiative (n, γ).

Les résultats d'interprétation des flux de neutrons thermiques des dosimètres cobalt sont résumés dans le tableau suivant :

Tableau 3 : flux de neutrons thermiques évalués par dosimétrie d'activation

cote -19,5 mm	Temps d'irradiation (mn)	Φ_0 (n/cm ² /s)	Incertitude [%] (k=2)	Φ_{th} (n/cm ² /s)
H9	10	2,65E+14	3,9%	3,08E+14
H10	10	6,95E+13	3,9%	7,98E+13
H11	30	1,40E+13	3,9%	1,62E+13
D9	10	9,02E+13	3,9%	1,04E+14

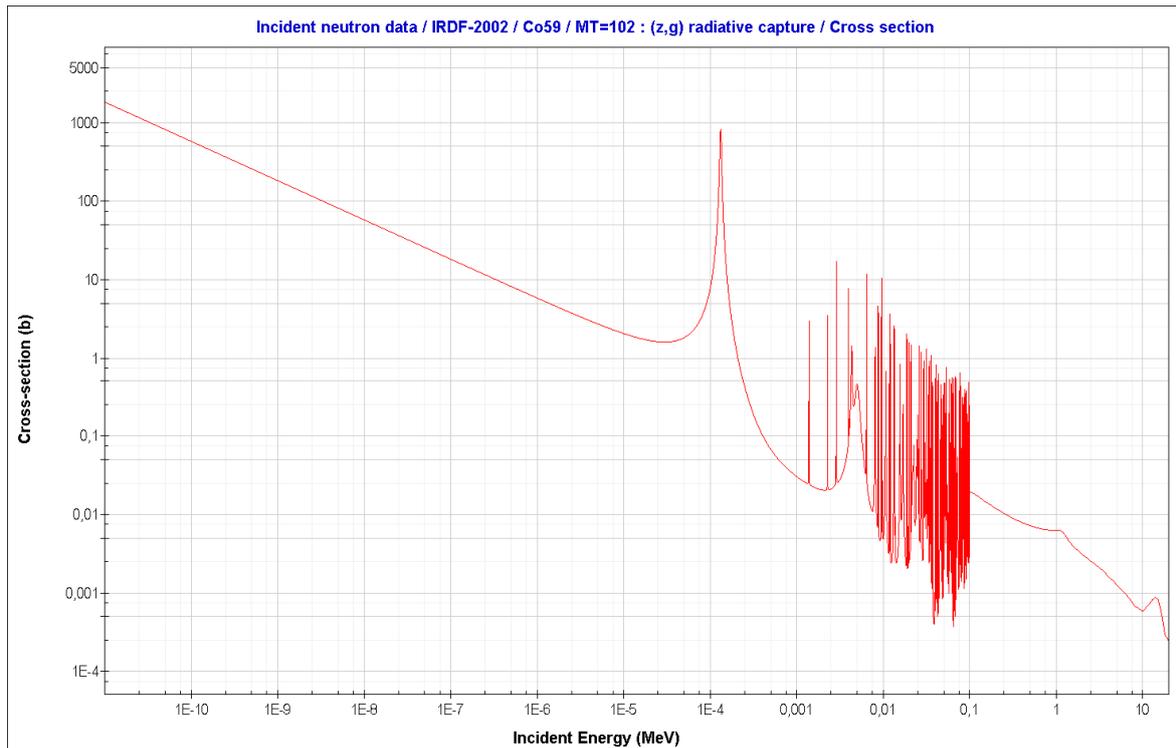


Figure 2 : section efficace de capture radiative du ^{59}Co

Il est courant d'exprimer également le flux de neutrons thermiques comme le flux de neutrons thermiques conventionnel, noté Φ_0 dans le Tableau 3. Le flux de neutrons thermiques conventionnel correspond au flux de neutrons thermiques à $2200 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$; soit à $0,0253 \text{ eV}$. Les calculs de ces flux conventionnels sont issus directement de la mesure et ne font pas intervenir les calculs des spectres neutroniques du code TRIPOLI. Le calcul du flux de neutrons thermiques conventionnel est obtenu avec une section efficace appelée « σ_0 » renseignée dans les bibliothèques de données nucléaires. En revanche, pour calculer les flux de neutrons thermiques ($\leq 0,625 \text{ eV}$), les calculs des spectres TRIPOLI sont nécessaires et engendrent des incertitudes supplémentaires sur l'estimation des flux de neutrons thermiques. Toutefois les incertitudes sur les spectres n'ont pas été évaluées. La section efficace d'intérêt est pondérée par le spectre et s'exprime selon l'équation suivante :

$$\bar{\sigma}_{E \leq 0,625} = \frac{\int_0^{0,625 \text{ eV}} \sigma(E) \cdot \Phi(E) \cdot d(E)}{\int_0^{0,625 \text{ eV}} \Phi(E) \cdot d(E)}$$

avec $\Phi(E)$: spectre neutronique calculé.

Enfin, nous exprimerons les 2 expressions du flux de neutrons thermiques afin de les comparer aux calculs d'interprétation des détecteurs neutroniques.

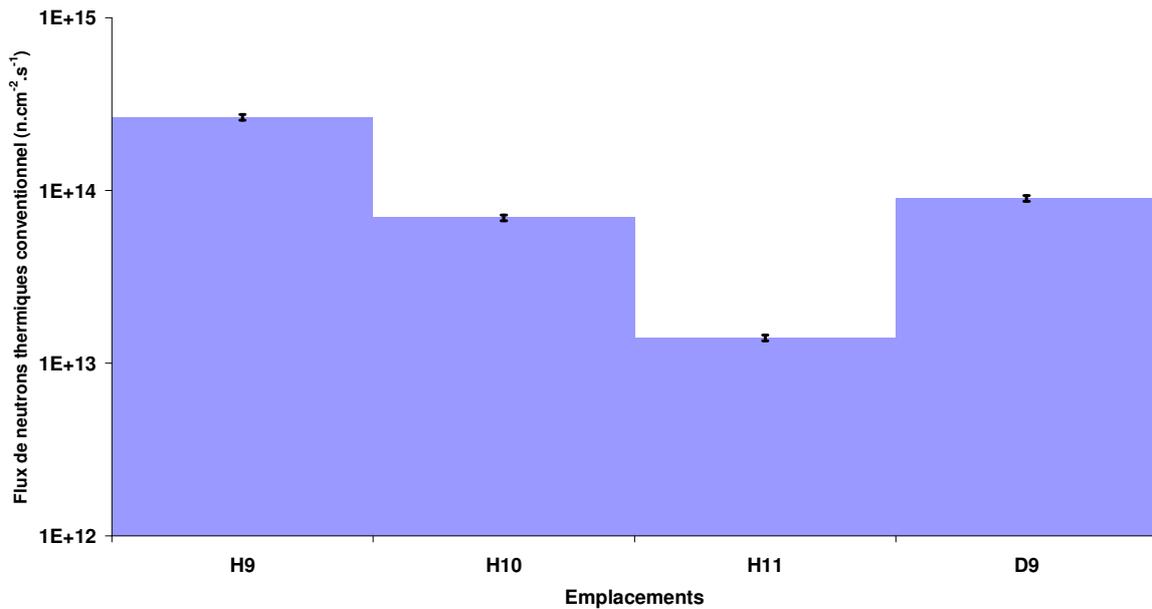


Figure 3 : flux de neutrons thermiques conventionnel en fonction des emplacements

Note : les barres d'incertitudes sont illustrées à 2σ (i.e. facteur d'élargissement $k=2$).

I.B.ii Flux de neutrons rapides

La réaction d'intérêt pour l'interprétation des flux de neutrons rapides sur le nickel 58 est la réaction (n,p).

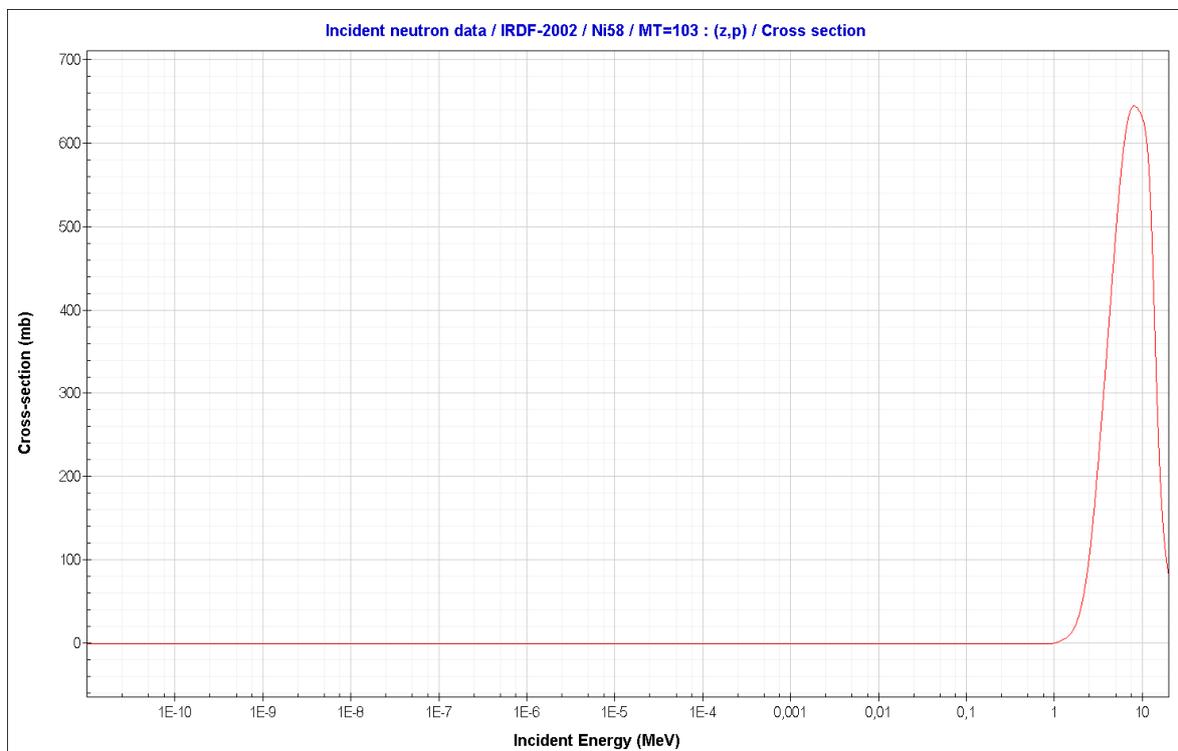


Figure 4 : section efficace de la réaction (n,p) du ⁵⁸Ni

Les résultats d'interprétation des flux de neutrons rapides des dosimètres nickel sont résumés dans le tableau suivant :

Tableau 4 : flux de neutrons rapides évalués par dosimétrie d'activation

cote -19,5 mm	Temps d'irradiation (mn)	Φ_{rap} (n/cm ² /s)	Incertitude [%] (k=2)
H9	10	2,52E+13	4,9%
H10	20	5,29E+12	4,9%
H11	30	1,21E+12	4,9%
D9	10	6,29E+12	4,9%

Pour les calculs d'interprétation des flux de neutrons rapides des dosimètres d'activation, les spectres calculés par le code TRIPOLI sont nécessaires. La section efficace d'intérêt est pondérée par le spectre et s'exprime ici selon l'équation suivante :

$$\bar{\sigma}_{E \geq 1 \text{ MeV}} = \frac{\int_{1 \text{ MeV}}^{20 \text{ MeV}} \sigma(E) \cdot \Phi(E) \cdot d(E)}{\int_{1 \text{ MeV}}^{20 \text{ MeV}} \Phi(E) \cdot d(E)}$$

Il faut noter que chacune des valeurs de flux neutronique calculée est associée à son incertitude¹ [1].

L'ensemble des dosimètres (cobalt et nickel) sont transférés du réacteur OSIRIS sur la plateforme MADERE du CEA Cadarache, accréditée COFRAC pour la mesure de l'activité massique des dosimètres.

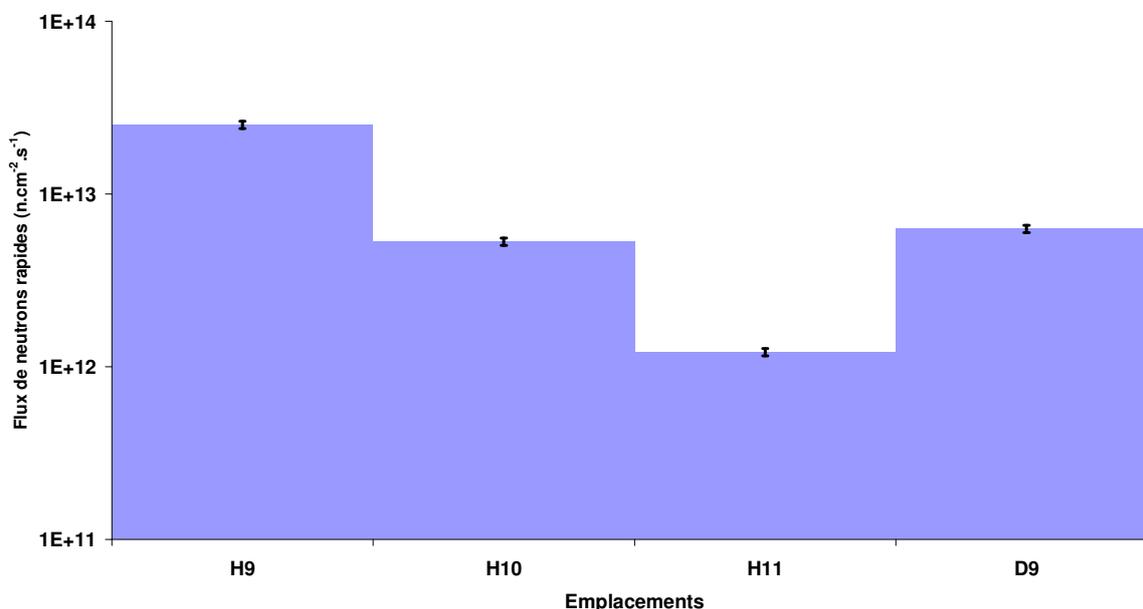


Figure 5 : flux de neutrons « Φ_{rap} » en fonction de l'emplacement d'irradiation

Note : les barres d'incertitudes sont illustrées à 2σ (i.e. facteur d'élargissement $k=2$).

¹ Les calculs d'incertitudes des flux de neutrons rapides ($E \geq 1 \text{ MeV}$) et thermiques ($E \leq 0,625 \text{ eV}$) ne prennent pas en compte les incertitudes sur les spectres calculés par le code TRIPOLI.

I.C Interprétation des mesures des collectrons rhodium

Les courants mesurés aux bornes des collectrons rhodium peuvent être interprétés selon deux méthodes de calculs. La première méthode est analytique et empirique, issue d'expériences de qualification dans le réacteur SILOE (CEA Grenoble). La seconde méthode est numérique et nécessite de modéliser le détecteur dans son environnement et de simuler le courant généré par le collectron par des calculs de type Monte-Carlo. Nous détaillerons les deux méthodes d'interprétation des flux de neutrons thermiques et nous comparerons les résultats aux évaluations de la dosimétrie par activation.

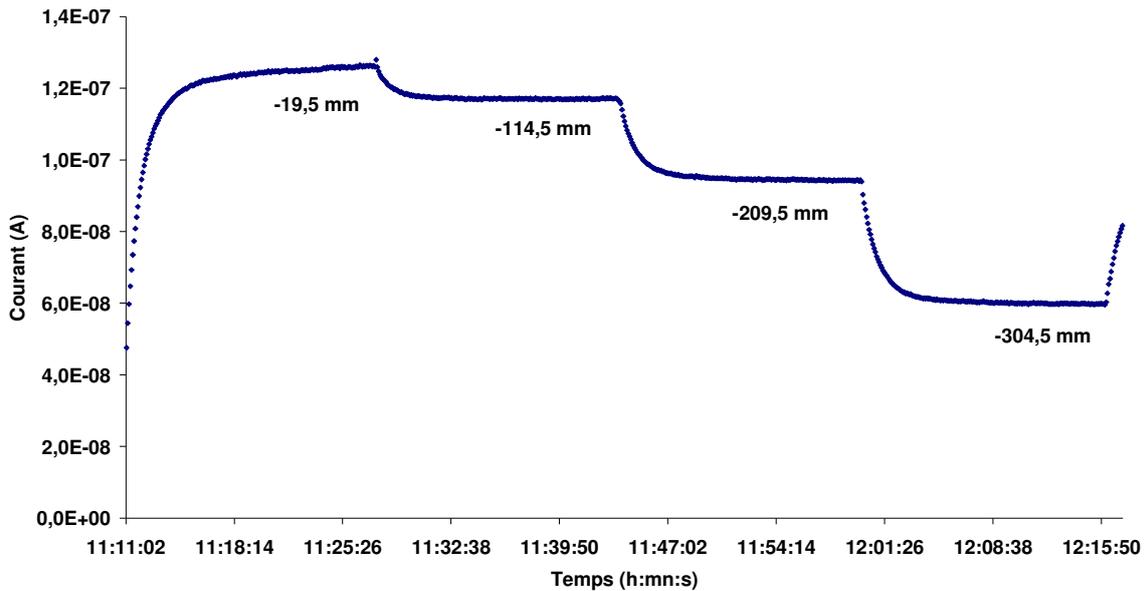


Figure 6 : courants mesurés aux bornes du collectron rhodium à l'emplacement D9

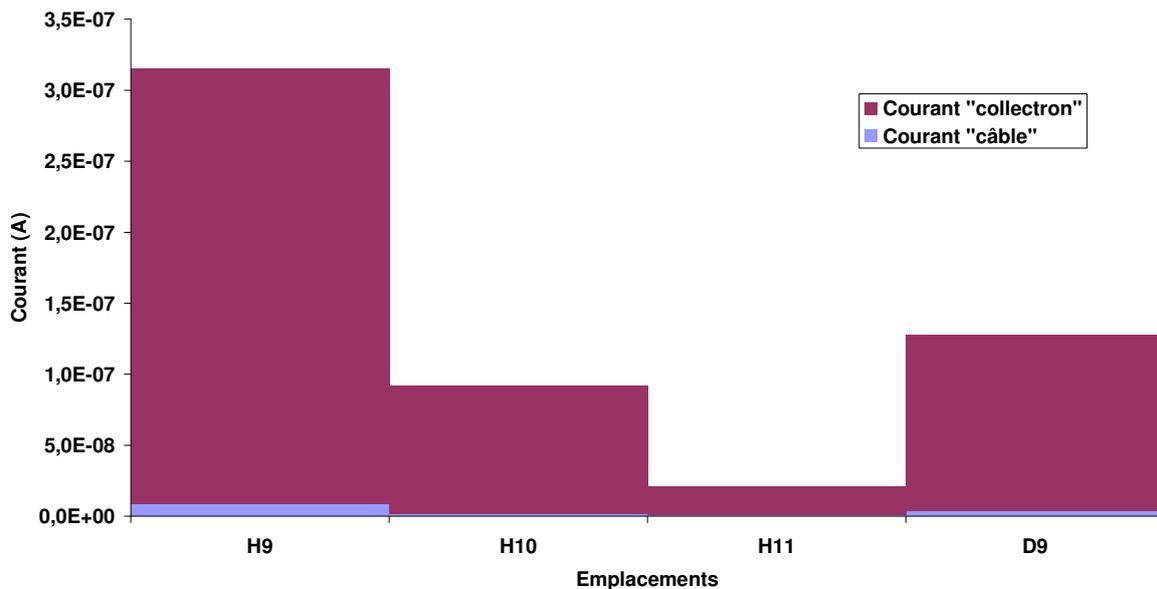


Figure 7 : courants mesurés aux bornes du collectron rhodium et du câble de compensation aux différents emplacements de l'expérience CARMEN-1

La contribution des courants générés dans le câble de transport des signaux du collectron rhodium est très faible ; elle varie de 2,0% (H10) au minimum à 4,6% (H11) au maximum.

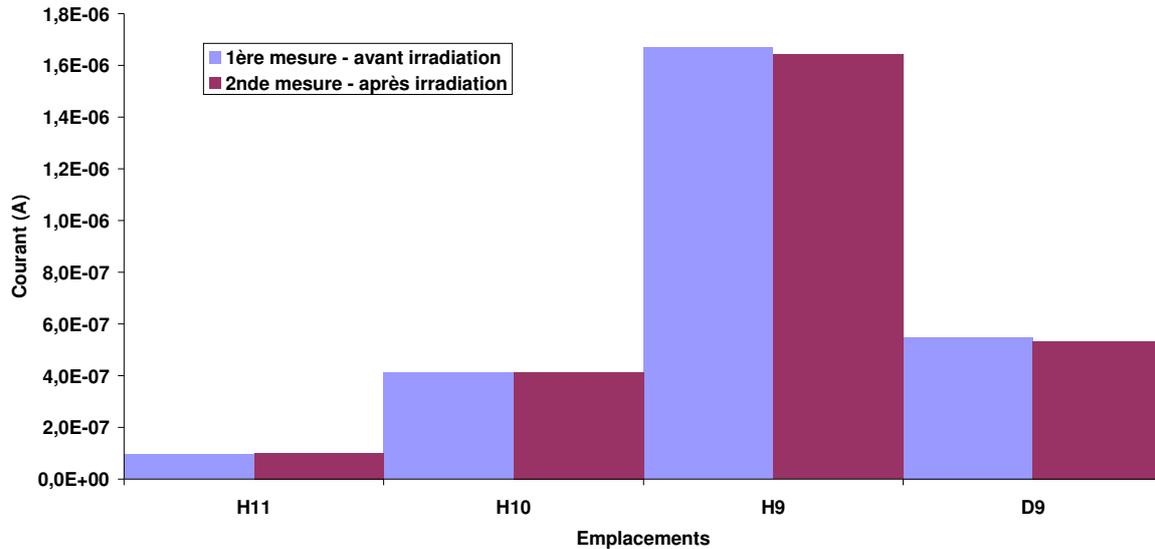


Figure 8 : courants mesurés aux bornes du collectron rhodium standard (monitoring avant et après irradiation de CARMEN1-N,P) de la perche secondaire aux différents emplacements de l'expérience CARMEN-1

Note : les 2 mesures sont réalisées dans chacun des emplacements comme décrits dans le Tableau 3 de la Partie B.

I.C.i Interprétation analytique

L'exploitation des mesures réalisées par les collectrons requiert une bonne connaissance des différentes contributions au signal, utiles et parasites. Il s'agit en particulier d'évaluer précisément la sensibilité du détecteur au flux de neutrons thermiques.

Les interactions rayonnement-matière détaillées dans la Partie A (Annexe 1) permet d'écrire le courant généré par le collectron comme la somme de trois types d'interactions :

- la capture radiative qui génère des photons produisant des électrons par effets photoélectrique, Compton et création de paires ;
- la décroissance β^- des isotopes activés sous flux neutronique ;
- les photons du milieu environnant générant des électrons par effets photoélectrique, Compton et création de paires.

Le courant généré par un collectron peut s'écrire sous la forme :

$$I_{total} = I(n, \gamma)(\gamma, e) + I(n, \beta^-) + I(\gamma, e)$$

De fait, tout collectron délivre un courant électrique qui est le résultat d'interactions avec le flux de neutrons thermiques, noté Φ_{th} , le flux de neutrons épithermiques, noté $\Phi_{\text{épi}}$, et le flux photonique, noté Φ_{gamma} .

Le courant réel total peut alors s'écrire comme :

$$I_{total} = I_{neutrons\ thermiques} + I_{neutrons\ épithermiques} + I_{gamma}$$

ou encore

$$I_{total} = S_{th} \cdot \Phi_{th} + S_{épi} \cdot \Phi_{épi} + S_{gamma} \cdot \Phi_{gamma}$$

avec S_i : sensibilité du collectron aux neutrons thermiques, épithermiques ($A.n^{-1}.cm^2.s$) et rayonnements gammas ($A.\gamma^{-1}.cm^2.s$).

La contribution des neutrons rapides (par convention d'énergie supérieure à 1 MeV) peut être négligée car la section efficace de capture du rhodium est proportionnellement très faible dans ce domaine énergétique (cf. Figure 14, Partie A).

Des expériences d'irradiation de collectrons rhodium de différentes géométries ont été menées à SILOE (CEA Grenoble) pour déterminer les trois termes de sensibilités [2]. Cette méthode de calcul est encore utilisée dans le réacteur OSIRIS pour les mêmes collectrons rhodium [3]. L'avantage de cette méthode est qu'il s'agit d'une formulation simplifiée dans laquelle seul l'indice épithermique est calculé à partir des spectres neutroniques. Les spectres photoniques ne sont pas pris en compte. Cette formule d'interprétation du flux de neutrons thermiques des collectrons rhodium s'exprime selon l'expression suivante :

$$\Phi_{th} = \frac{(I - S_{\gamma} \Phi_{\gamma}) \times (GEO)}{S_{th} \times (1 + K_{\rho} \times \rho)} \times \frac{1}{1 - \frac{Q(t) \times (GEO)}{Q_{\infty}}} \quad \text{où} \quad GEO = \frac{1}{L} \times \left(\frac{0,05}{D} \right)^{\delta}$$

- avec
- Φ_{th} : flux thermique conventionnel à 2200 m.s⁻¹ [$n.cm^{-2}.s^{-1}$] ;
 - I : courant délivré par le collectron [A] ;
 - $S_{\gamma} \Phi_{\gamma}$: courant dû aux photons [A] ;
 - GEO : facteur de correction géométrique ;
 - L : longueur de l'émetteur [cm] ;
 - D : diamètre de l'émetteur [cm] ;
 - $\delta = 1,2$;
 - S_{th} : sensibilité aux neutrons thermiques [$A.n^{-1}.cm^2.s$] ;
 - $\rho = \Phi_{épithermique} / \Phi_{th}$ ^[2] et $K_{\rho} = S_{épithermique} / S_{thermique}$;
 - $Q(t)$: quantité de charge débitée depuis le début de l'irradiation [C] ;
 - Q_{∞} : quantité de charge débitée lorsque tout le rhodium est consommé [C].

Le courant dû aux photons s'exprime également de manière analytique sous la forme :

$$S_{\gamma} \Phi_{\gamma} = S_{Rh} \times Ech_0 \times \frac{P}{70} \times \frac{H_0}{\pi} \times \cos\left(\frac{\pi \cdot z}{H_0}\right) + S_{câble} \cdot Ech_0 \times \frac{P}{70} \times \frac{H_0}{\pi} \times \left[\sin\left(\frac{\pi \cdot z_x}{H_0}\right) - \sin\left(\frac{\pi \cdot z}{H_0}\right) \right]$$

² Le flux de neutrons épithermiques est exprimé par unité de léthargie.

avec

- S_{Rh} : sensibilité du rhodium à l'échauffement nucléaire linéique [$A.W^{-1}.g.cm^{-1}$] ;
- Ech_0 : échauffement nucléaire dans le graphite à la puissance nominale du réacteur [$W.g^{-1}$] ;
- P : puissance du réacteur [MW] ;
- z : cote du centre de l'émetteur par rapport à la cote « 0 » du réacteur [mm] ;
- H_0 : hauteur extrapolée du profil d'échauffement nucléaire [mm] ;
- $S_{câble}$: sensibilité du câble à l'échauffement nucléaire linéique [$A.W^{-1}.g.cm^{-1}$] ;
- z_x : constante égale à 315 mm.

Dans la littérature d'autres approches expérimentales ont été menées pour évaluer la sensibilité des collectrons pour la mesure de flux de neutrons thermiques. En Inde, dans le cadre du développement d'un collectron à émetteur inconel [5], ainsi qu'en Chine, dans le cadre de caractérisation de différents types de collectrons [6], la sensibilité photonique du collectron est évaluée en exposant le collectron aux rayonnements photonique d'une source cobalt et est comparée par ailleurs à des calculs analytiques de sensibilité photonique [7]. La sensibilité neutronique est ensuite évaluée en réacteur expérimental avec des rayonnements mixte neutrons et photons et par de la dosimétrie d'activation pour la mesure neutronique de référence. En Argentine, la sensibilité brute de collectrons vanadium aux neutrons thermiques est déterminée simplement par dosimétrie d'activation [8][9].

Lors de l'expérience CARMEN-1 nous avons pris la précaution de mesurer le courant dû aux interactions dans le câble transportant les signaux du collectron par un câble de même nature situé au droit du collectron. Le second terme de l'expression analytique de la sensibilité aux photons du collectron n'est donc pas à pas à prendre en compte dans notre cas.

Les données nécessaires communes à chacun des emplacements pour la résolution de l'équation analytique sont les suivantes :

- $GEO = 0,98 \pm 5,4\%$;
- $S_{th} = 1,06.10^{-21} \pm 1\% A.n^{-1}.cm^2.s$ [2] ;
- $H_0 = 900$ mm ;
- $P = 68$ MW ;
- $S_{Rh} = 1,04.10^{-9} A.W^{-1}.g.cm^{-1}$;
- $K_\rho = 2,68 \pm 5\%$ [2] ;
- $Q_\infty = 11,74 \pm 2\% C$ [2] ;
- $z = -19,5$ mm.

Les données nécessaires et spécifiques à chacun des emplacements pour la résolution analytique sont les suivantes :

Tableau 5 : données nécessaires à la résolution analytique des flux de neutrons thermiques

cote -19,5 mm	Ech0 [W/g]	ρ	$S_\gamma\Phi_\gamma$
H9	1,7	0,0225	1,71E-09
H10	0,8	0,0125	8,06E-10
H11	0,4	0,0125	4,03E-10
D9	0,6	0,0192	6,05E-10

Note : les valeurs d'échauffement nucléaire sont celles mesurées par le calorimètre différentiel de l'expérience par la méthode de « zéro » (cf. §.III.A.iii).

Nous estimerons ici l'incertitude relative sur les valeurs d'échauffement nucléaire à 1,5% (cf. §.III.A.iii) et sur l'indice « ρ » à 0,8% [4] en H11, et nulle en H9, H10 et D9. La sensibilité aux photons du collectron, notée « $S\gamma$ », est calculée à $\pm 4\%$ près [2].

L'incertitude totale sur les calculs des flux de neutrons thermiques conventionnels à partir de la mesure du collectron rhodium est estimée par calcul à 9%.

La résolution analytique fournit le flux de neutrons thermiques conventionnel. Pour calculer le flux de neutrons thermiques intégré jusqu'à 0,625 eV, il convient de calculer le rapport de la section efficace de capture neutronique du rhodium pondérée par le spectre neutronique jusqu'à 0,625 eV (notée $\sigma_{\text{capture(Rh)}}$) avec la section efficace de capture du rhodium à 2200 m.s⁻¹ (i.e. 0,0253 eV, notée $\sigma_{0(\text{Rh})}$).

Le flux de neutrons thermiques s'exprime, selon le formalisme de Westcott, comme la relation suivante :

$$\phi_{th} = \phi_0 \times \frac{\sigma_{0(\text{Rh})}}{\sigma_{\text{capture(Rh)}}$$

Ce calcul est réalisé pour chacun des emplacements en fonction du spectre neutronique à la cote -19,5 mm. Les résultats d'interprétation du flux de neutrons thermiques conventionnels, notés Φ_0 , et intégrés jusqu'à 0,625 eV, notés Φ_{th} , sont résumés dans le tableau suivant :

Tableau 6 : calculs analytiques d'interprétation des flux de neutrons thermiques du collectron rhodium de CARMEN1-N

cote -19,5 mm	Φ_0 (n/cm ² /s)	Φ_{th} (n/cm ² /s)
H9	2,66E+14	2,94E+14
H10	7,99E+13	8,77E+13
H11	1,74E+13	1,91E+13
D9	1,09E+14	1,20E+14

Par rapport aux mesures de dosimétrie de référence, les calculs analytiques d'interprétation du courant mesuré avec le collectron rhodium de l'expérience CARMEN-1 surestiment le flux de neutrons thermiques. Nous pouvons noter par ailleurs une tendance à ce que les résultats des calculs analytiques perdent en justesse avec l'éloignement du cœur (cf. Tableau 7).

Tableau 7 : écarts entre l'interprétation analytique des mesures avec le collectron rhodium de CARMEN1-N et les résultats de dosimétrie (cf. Tableau 3) sur les flux de neutrons thermiques

cote -19,5 mm	Écarts Φ (%)	Écarts Φ_{th} (%)
H9	0,3%	-4,3%
H10	15,0%	9,9%
H11	23,9%	18,5%
D9	20,5%	15,0%

Note : les écarts sont exprimés par la relation suivante : $(\phi_{0,th}^{Analytique} - \phi_{0,th}^{Dosimétrie}) / \phi_{0,th}^{Dosimétrie}$.

Les écarts observés semblent montrer que plus nous nous éloignons du cœur, moins les résultats sont cohérents avec les résultats de dosimétrie. A priori, cela peut signifier que la contribution photonique du collectron rhodium miniature est sous-estimée. En effet, en s'éloignant du cœur, entre chaque emplacement de la rangée H les flux de neutrons sont divisés par ~ 5 (cf. Tableau 3 et Tableau 4) et les flux de photons par ~2 (d'après les mesures

d'échauffement nucléaire et de flux photonique cf. §.II.C.ii, §.III.A.iii, §.III.B). La prise en compte de la sensibilité du collectron aux photons devient donc prépondérante en s'éloignant du cœur.

Le dépouillement du second collectron rhodium, de taille standard, disposé sur la perche secondaire de monitoring du flux neutronique, peut alors nous aider à comprendre les écarts observés sur le collectron miniature de CARMEN1-N. Le Tableau 8 suivant résume les calculs d'interprétation des flux de neutrons thermiques du collectron rhodium de la perche secondaire :

Tableau 8 : calculs analytiques d'interprétation des flux de neutrons thermiques du collectron rhodium de la perche secondaire

cote -19,5 mm	Φ_0 (n/cm ² /s)	Φ_{th} (n/cm ² /s)
H9	2,82E+14	3,12E+14
H10	7,03E+13	7,72E+13
H11	1,53E+13	1,68E+13
D9	9,22E+13	1,02E+14

Les résultats des calculs analytiques des flux de neutrons thermiques du collectron rhodium de la perche secondaire surestiment les flux neutroniques mais sont plus proches des mesures par dosimétrie d'activation en comparaison des calculs analytiques avec le collectron rhodium miniature de la cellule CARMEN1-N (cf. Tableaux 7 et 9).

Tableau 9 : écarts entre les calculs analytiques des mesures avec le collectron rhodium de la perche secondaire et les résultats de dosimétrie (cf. Tableau 3) sur les flux de neutrons thermiques

cote -19,5 mm	Écarts Φ (%)	Écarts Φ_{th} (%)
H9	6,4%	1,5%
H10	1,1%	-3,3%
H11	8,9%	4,1%
D9	2,3%	-2,4%

Note : les écarts sont exprimés par la relation suivante : $\left(\frac{\Phi_{0,th}^{Analytique} - \Phi_{0,th}^{Dosimétrie}}{\Phi_{0,th}^{Dosimétrie}} \right)$.

Remarque : l'incertitude des calculs de flux de neutrons thermiques conventionnels avec le collectron standard est égale à celle du collectron miniature, soit 9%.

Les résultats de la résolution analytique du collectron rhodium de la perche secondaire ne montrent pas les mêmes écarts observés sur le collectron rhodium miniature de la cellule CARMEN1-N. Ils montrent en revanche qu'ils sont en accord avec les résultats de dosimétrie.

Il convient de noter que cette méthode de calcul analytique a été développée pour une géométrie standard de collectrons rhodium comme celui utilisé sur la perche secondaire. Or pour l'expérience CARMEN-1 nous avons utilisé un collectron miniature (longueur de l'émetteur 5 fois plus petite qu'un émetteur standard) dont nous n'avons que peu de retour d'expérience. Les écarts observés sont sans doute liés à la miniaturisation du détecteur. En effet, la sensibilité neutronique est 5 fois moins élevée qu'un collectron de taille standard, ce qui maximise les contributions parasites, notamment photoniques dans l'environnement de l'émetteur, sur le signal.

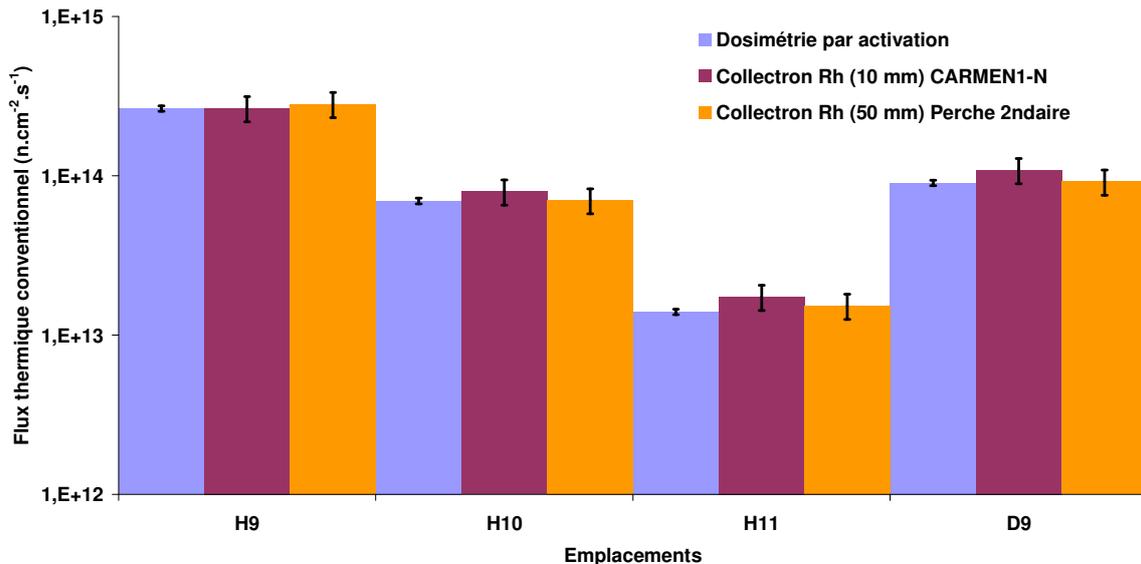


Figure 9 : comparaison des mesures de flux de neutrons thermiques conventionnels

Note : les barres d'incertitudes sont illustrées à 2σ (i.e. facteur d'élargissement $k=2$).

I.C.ii Interprétation par méthode Monte-Carlo

Les méthodes d'interprétation numérique du courant généré par les collectrons dans les réacteurs nucléaires s'étendent de plus en plus aujourd'hui. En effet, la puissance de calcul toujours croissante des machines permet aujourd'hui d'espérer s'affranchir d'essais en réacteurs longs et coûteux pour évaluer numériquement la sensibilité des collectrons. Les premiers calculs de sensibilité des collectrons ont été initiés par H.D. Warren [10]. Ces derniers, pour l'époque (1972), étaient analytiques et admettaient de nombreuses hypothèses. Peu après, N.P. Goldstein [11] (1973) réalise les premiers modèles Monte-Carlo pour déterminer la sensibilité des collectrons. Depuis, la plupart des méthodes d'exploitation des collectrons reposent sur ces modèles de référence de deux des pionniers de la mesure par collectrons. Les calculs Monte-Carlo permettent de prendre en compte les 76 processus cités par G.F. Lynch [12] (cf. Annexe 1). Il s'agit principalement d'identifier le lieu de création des électrons et de suivre leurs parcours dans le détecteur dans le but de savoir s'ils contribuent au courant, positivement, négativement, ou pas. Un formulaire de calculs Monte-Carlo s'appliquant aux collectrons rhodium a été étudié au SCK·CEN (Belgique) [13] et a été comparé aux résultats des deux modèles de H. D. Warren et N. P. Goldstein [14]. Dans le cadre des projets communs d'instrumentation avec le SCK·CEN, ce formulaire a été repris par l'équipe instrumentation du CEA Cadarache (DER/SPEX). Le nouveau formulaire de calculs d'interprétation des collectrons développé au CEA Cadarache, en cours de qualification, sera détaillé dans les paragraphes ci-après.

Dans le but de simuler le courant généré par le collectron rhodium il convient de connaître avec précision la nature et la géométrie des différents matériaux qui composent le collectron pour sa modélisation (cf. Figure 11). De plus, il s'agit d'avoir une estimation des spectres neutronique et photonique à l'emplacement du détecteur pour simuler la sensibilité du détecteur à ces deux types de particules. L'ensemble des calculs est réalisé avec le code MCNP5 ; un synoptique (cf. Figure 10) résume les différentes étapes de calcul afin d'interpréter les flux de neutrons thermiques à partir des courants mesurés aux bornes du collectron rhodium.

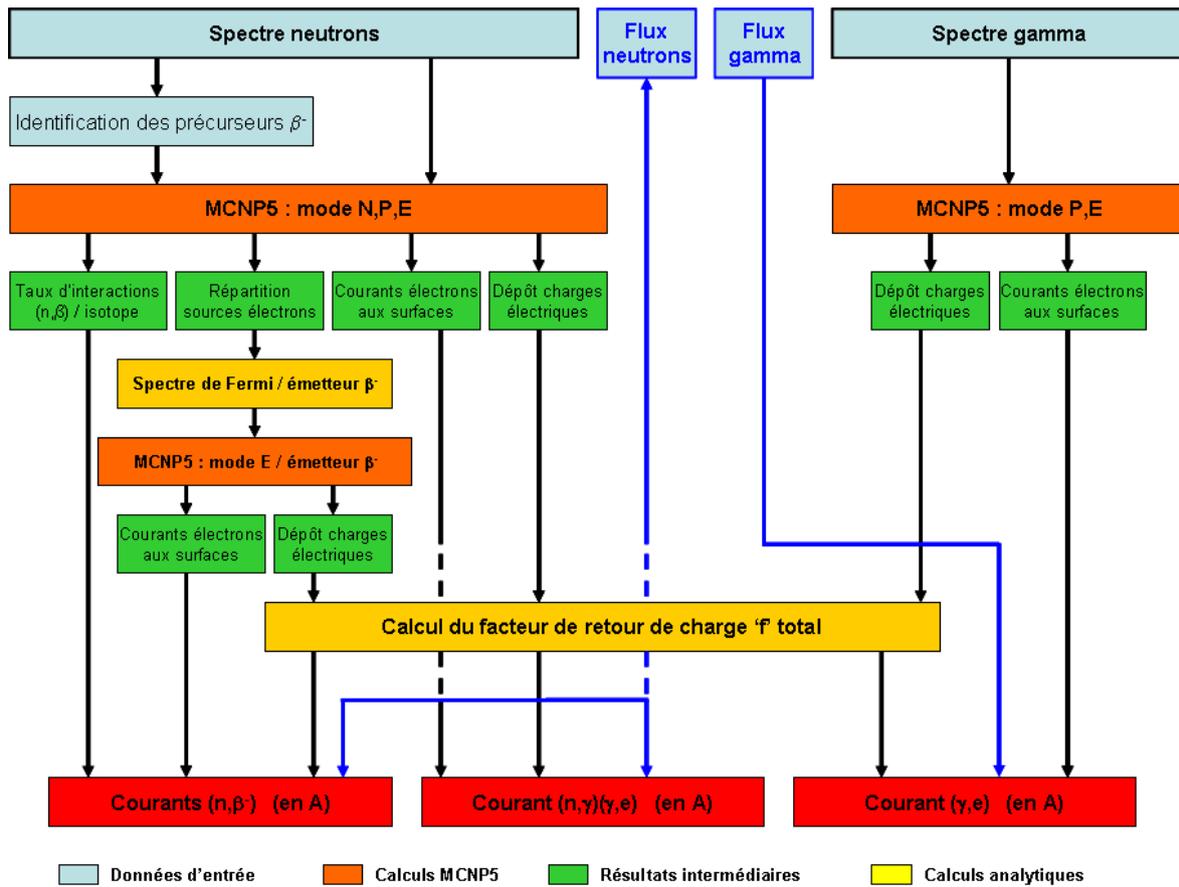


Figure 10 : synoptique du formulaire de calculs pour l'interprétation du courant collectron [15]

Nous distinguons sur la Figure 10 deux « branches » de calculs ; une branche de calcul qui transporte les neutrons du spectre neutronique et l'autre qui transporte les photons à partir du spectre photonique. Les deux paragraphes suivants traitent chacune de ces deux « branches » de calculs.

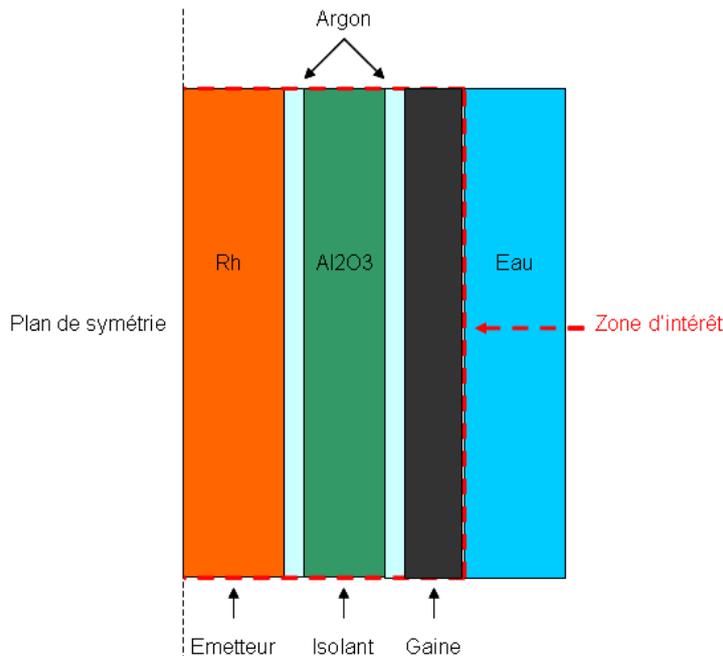


Figure 11 : zone d'intérêt modélisée du collectron rhodium

I.C.ii.a Calculs avec une source de neutrons

Le code MCNP5 réalise les calculs de transports des neutrons, photons et électrons dans le détecteur avec le spectre neutronique à l'emplacement du détecteur (cf. §.I.A). Or, le code MCNP5 ne prend pas en compte la génération des électrons des isotopes émetteurs β^- . De ce fait, il faut réaliser un calcul préliminaire permettant de calculer le nombre d'atomes activés et de calculer la distribution spatiale de ces atomes émetteurs β^- dans le détecteur. Le premier calcul consiste à transporter les neutrons dans le détecteur. Il permet d'obtenir les courants d'électrons sur chacune des surfaces du détecteur et de calculer en parallèle les dépôts de charges électriques dans le détecteur.

Dans une seconde étape de calcul, les spectres d'émission des β^- des isotopes d'intérêts, notamment du rhodium (cf. Figure 12), sont calculés analytiquement et utilisés comme terme source pour réaliser un nouveau calcul de transport des électrons. A nouveau sont calculés les courants d'électrons aux surfaces et les dépôts d'énergie des électrons dans le détecteur.

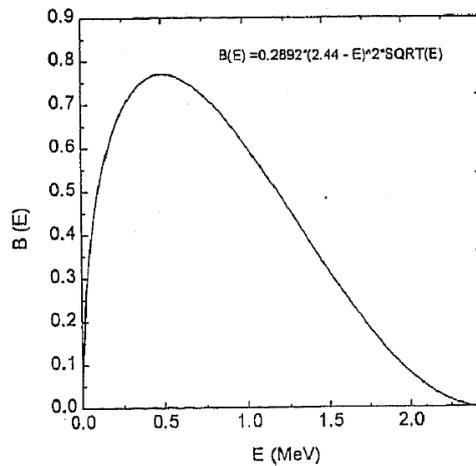


Figure 12 : spectre normalisé d'émission β^- du rhodium 104 [16]

Toutefois, les électrons créés et stoppés dans l'isolant engendrent l'accumulation de charges d'espace générant un champ électrique. Ce champ induit expulse alors les particules β^- émises par l'émetteur vers la gaine ou vers l'émetteur. Il convient donc d'évaluer la probabilité qu'une particule β^- émise par l'émetteur puisse franchir cette barrière de potentiel et contribuer au courant (cf. Figure 13). Cette probabilité est appelée facteur du retour de charge « f » dans le synoptique. Ce facteur est calculé analytiquement avec les calculs préliminaires de dépôts de charges des électrons créés par les flux neutroniques et les rayonnements gamma dans le détecteur.

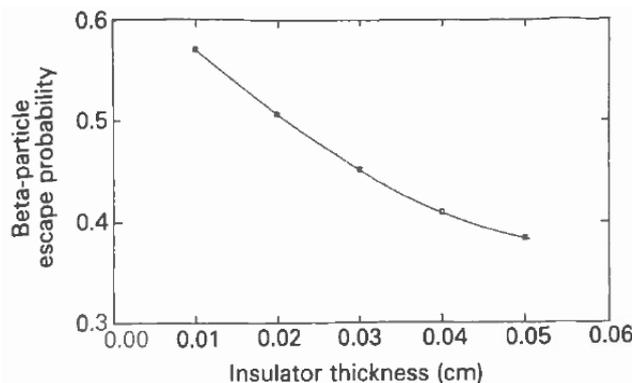


Figure 13 : exemple de calculs définissant la probabilité des β^- de traverser l'isolant [17]

Le calcul du facteur de retour de charge consiste à subdiviser l'isolant en plusieurs cylindres concentriques de manière à calculer la charge déposée dans chacun de ces éléments et de calculer pour chaque cylindre l'équation de Poisson déterminant la barrière de potentiel.

Enfin, les calculs des courants générés par les émetteurs β^- et par les électrons issus des interactions des photons (effets photoélectrique, Compton et création de paires) sont normalisés à un neutron incident. Il convient alors de finaliser les calculs de courants générés par la source neutronique en réalisant le produit de ces résultats par l'intensité du spectre neutronique (cf. §.I.A).

I.C.ii.b Calculs avec une source de photons

Cette branche du formulaire de calculs d'interprétation des courants générés par le collectron est plus simple. Il s'agit de réaliser un seul calcul de transport des photons pour calculer les courants des électrons aux surfaces et les dépôts d'énergie des électrons dans le détecteur. De la même manière que pour la branche des calculs de transport des neutrons, un nouveau calcul du facteur de retour de charge est réalisé avec le dépôt de charges électriques dans le détecteur. Le résultat du courant généré par les photons est alors multiplié par l'intensité du spectre photonique (cf. §.II.C.i).

Enfin, un facteur de retour de charge global est calculé en pondérant par l'intensité des spectres neutronique et photonique les facteurs de retour de charge individuels. Le courant généré par les neutrons est alors déduit.

I.C.ii.c Utilisation du formulaire de calculs pour l'estimation du flux de neutrons thermiques

Ce formulaire de calculs a pour but de simuler le courant généré par les collectrons. Or il est utilisé dans notre cas pour calculer les flux de neutrons thermiques. L'utilisation du formulaire tel que présenté ne suffit pas pour remonter rigoureusement aux flux de neutrons thermiques. Dans le cadre des travaux de thèse, le formulaire de calculs a été complété pour calculer les flux de neutrons thermiques issus des courants mesurés aux bornes des collectrons.

La distinction à prendre en compte est la suivante. Le formulaire de calculs simule le courant généré par le collectron par interactions des neutrons et des photons avec le détecteur. Toutefois, pour remonter aux flux de neutrons thermiques il convient de distinguer les interactions à l'origine des courants générés par les neutrons thermiques et par la totalité des neutrons. Cette distinction est importante car la sensibilité du collectron rhodium n'est pas négligeable dans le domaine épithermique avec une résonance importante autour de 1 eV (cf. Figure 14).

En pratique, il convient de calculer les taux de réaction du rhodium 103 aux neutrons thermiques et aux neutrons de toute énergie pour calculer le rapport de sensibilité du collectron rhodium aux neutrons thermiques.

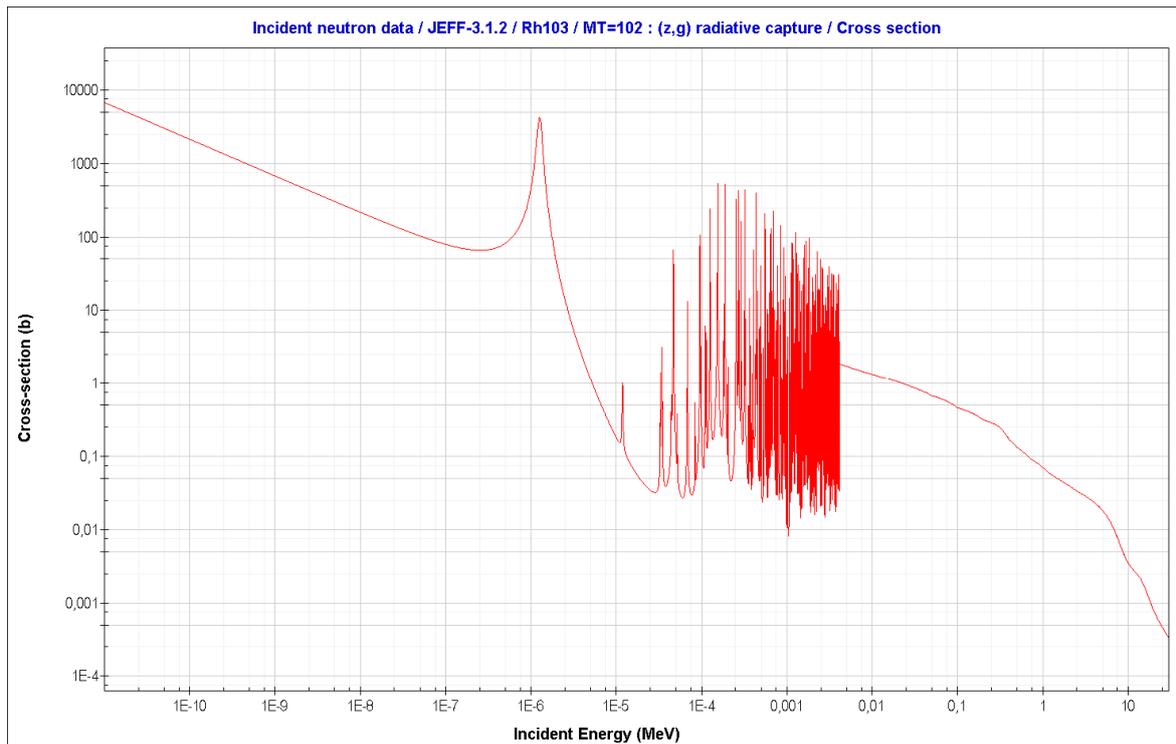


Figure 14 : section efficace de capture radiative du rhodium 103

I.C.iii Consommation du rhodium

L'expérience CARMEN-1 a amené le collectron rhodium à subir une certaine fluence ; il s'agit de vérifier par un calcul enveloppe si le rhodium a été consommé de manière significative afin de savoir s'il convient de prendre en compte le vieillissement du collectron (perte de sensibilité). Le calcul d'évolution sous flux neutronique du rhodium a été réalisé avec le code DARWIN [18]. Le calcul simule l'émetteur à l'emplacement H9 à la cote -19,5 mm sur une durée de 12h. Le résultat montre une consommation du rhodium de 0,3%. Dans le cadre de l'expérience CARMEN-1, le collectron rhodium de la cellule CARMEN1-N a été soumis moins de 12h aux rayonnements. La consommation du rhodium peut donc être négligée pour les calculs d'interprétation du flux de neutrons thermiques.

I.C.iv Comparaison des résultats d'interprétation des mesures

Les calculs Monte-Carlo s'appliquent uniquement ici pour le collectron rhodium miniature et sont réalisés à l'aide des spectres neutroniques et photoniques définis dans les §.I.B et II.B.i. En effet, les données nécessaires à la modélisation du collectron rhodium standard sont insuffisantes³. Nous comparerons les résultats des calculs des flux de neutrons thermiques du formulaire de calculs, détaillé dans les §.I.C.ii et I.C.ii.c, avec les résultats de dosimétrie par activation. Enfin l'ensemble des calculs d'interprétation sera comparé aux calculs analytiques ainsi qu'aux mesures par dosimétrie d'activation.

³ Lors de la fabrication des collectrons, il est demandé au fabricant une métrologie sur les composants du collectron pour sa modélisation. Le collectron standard de la perche secondaire n'a pas bénéficié de ces mesures car il n'est pas prévu pour mesurer les flux de neutrons thermiques absolus de l'expérience CARMEN-1.

Le Tableau 10 suivant résume les calculs d'interprétation des flux de neutrons thermiques en appliquant le formulaire de calculs.

Tableau 10 : calculs d'interprétation des flux de neutrons thermiques mesurés par le collectron rhodium de CARMEN1-N à l'aide du formulaire de calculs

cote -19,5 mm	ϕ_{th} (n/cm ² /s)
H9	3,07E+14
H10	9,89E+13
H11	2,10E+13
D9	1,38E+14

L'ensemble des résultats d'interprétation des flux de neutrons thermiques de l'expérience CARMEN-1 surestiment le flux de neutrons thermiques jusqu'à 33% (D9) par rapport à la dosimétrie. Le tableau ci-dessous résume les écarts d'interprétation des flux de neutrons thermiques avec les résultats de dosimétrie d'activation : $\left(\phi_{neutrons\ th}^{Coll.Rh} - \phi_{neutrons\ th}^{Dosimétrie} \right) / \phi_{neutrons\ th}^{Dosimétrie}$

Tableau 11 : écarts entre l'interprétation des mesures avec le collectron rhodium de CARMEN1-N à l'aide du formulaire et la dosimétrie des flux de neutrons thermiques

cote -19,5 mm	Ecart Formulaire (%)
H9	-0,3%
H10	24,0%
H11	29,8%
D9	32,6%

Les écarts d'interprétation des flux de neutrons thermiques sont un peu plus élevés qu'avec l'interprétation analytique des mesures du collectron rhodium miniature. A ce jour le formulaire de calculs est toujours en phase de développement et les incertitudes liées aux calculs Monte Carlo n'ont pas encore été évaluées. En revanche, nous pouvons identifier ici les sources d'incertitudes les plus importantes quant à l'interprétation des flux de neutrons thermiques :

- distribution relative des spectres neutroniques et photoniques (niveaux respectifs et allure des spectres) ;
- spectre d'émission des β^- du rhodium ;
- géométrie du détecteur (densité de l'alumine, jeux de montage, non modélisation des extrémités, etc.).

Dans le cas du collectron rhodium, il est important d'avoir une bonne estimation de l'indice épithermique du spectre du fait de la résonance de la capture radiative du rhodium dans ce domaine énergétique (cf. Figure 14). Or les spectres calculés avec le code TRIPOLI n'ont pas fait l'objet d'une évaluation de l'incertitude sur l'allure du spectre.

Par ailleurs, le principe de fonctionnement du collectron rhodium repose sur la capture du rhodium et l'émission de β^- du ^{104}Rh et ^{104m}Rh . La littérature montre qu'il existe différents spectres d'émission du rhodium. Le courant généré par le collectron rhodium est directement lié à ce processus et des investigations sont en cours au SPEX/LDCI pour évaluer l'impact des incertitudes sur ces spectres d'émission β^- .

Enfin, le modèle pris en compte pour simuler les courants générés par le détecteur a un impact également sur les résultats des calculs. Le modèle simule un collectron dont on connaît la

géométrie et la densité des matériaux avec une certaine précision. Des études sont à venir pour évaluer les incertitudes liées à la géométrie et aux caractéristiques physiques des matériaux des modèles utilisés.

Nous allons comparer désormais les résultats d'interprétation des flux de neutrons thermiques du formulaire de calculs et des calculs analytiques avec les résultats de dosimétrie. Le tableau suivant résume l'ensemble des résultats des calculs.

Tableau 12 : résumé des flux de neutrons thermiques obtenus par dosimétrie d'activation et par les 2 méthodes d'interprétation des mesures du collectron rhodium

cote -19,5 mm	Dosimétrie : ϕ_{th} (n/cm ² /s)	Analytique : ϕ_{th} (n/cm ² /s)	Formulaire : ϕ_{th} (n/cm ² /s)
H9	3,08E+14	2,94E+14	3,07E+14
H10	7,98E+13	8,77E+13	9,89E+13
H11	1,62E+13	1,91E+13	2,10E+13
D9	1,04E+14	1,20E+14	1,38E+14

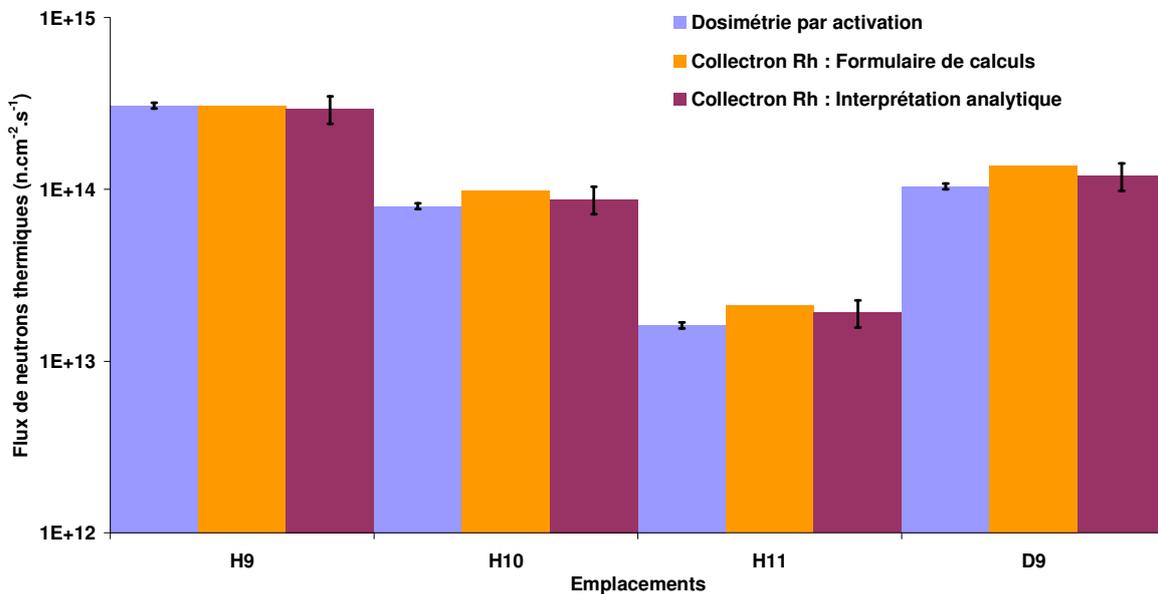


Figure 15 : représentation graphique des flux de neutrons thermiques obtenus par dosimétrie d'activation et par les 2 méthodes d'interprétation des mesures du collectron rhodium

Note : les barres d'incertitudes sont illustrées à 2σ (i.e. facteur d'élargissement $k=2$).

Les écarts d'interprétation des deux méthodes d'interprétation avec la dosimétrie sont résumés dans le tableau suivant : $\left(\phi_{neutrons\ th}^{Interprétation} - \phi_{neutrons\ th}^{Dosimétrie} \right) / \phi_{neutrons\ th}^{Dosimétrie}$

Tableau 13 : écarts avec la dosimétrie d'activation des flux de neutrons thermiques obtenus par l'interprétation des mesures du collectron rhodium avec les 2 méthodes de calculs

cote -19,5 mm	Ecarts Formulaire (%)	Ecarts Analytique 10 mm (%)
H9	-0,3%	-4,3%
H10	24,0%	9,9%
H11	29,8%	18,5%
D9	32,6%	15,0%

Les Tableaux 12 et 13 ainsi que la Figure 15 montrent que les flux de neutrons thermiques sont globalement surestimés et que la surestimation semble augmenter avec l'éloignement du cœur du réacteur (cf. emplacements H9 à H11, D9 étant assez éloigné et non directement comparable).

Enfin, nous pouvons constater que le formulaire de calculs donne des résultats moins en accord avec la dosimétrie que la méthode analytique sur ce même collectron. Comme évoqué au §.I.C.i, ces écarts peuvent signifier que la contribution photonique du collectron rhodium miniature est sous-estimée. En revanche, pour le formulaire de calculs, ces écarts peuvent également signifier que les spectres neutroniques et/ou photoniques ne sont pas suffisamment représentatifs des conditions d'irradiation. Par ailleurs, nous le verrons plus loin dans §. II.C.i, les spectres photoniques, nécessaires au formulaire de calculs pour évaluer le courant dû au champ photonique, sont à utiliser en relatif (allure des spectres) et non en absolue (niveau de flux sous-estimé par la non prise en compte des rayonnements gamma retardés). Or, ici les spectres photoniques sont utilisés en absolu pour leurs niveaux de flux photonique. Cette méconnaissance des niveaux de flux photonique pour les calculs du formulaire entraînent une sous estimation de la contribution photonique sur le courant généré par le collectron rhodium. Par conséquent l'utilisation des niveaux de flux photonique calculés par le code TRIPOLI explique en partie la surestimation croissante des flux de neutrons thermiques avec l'éloignement du cœur, où le flux photonique devient proportionnellement de plus en plus important.

I.D Interprétation des mesures par la chambre à fission d'uranium 235

La mesure des flux de neutrons thermiques de l'expérience CARMEN-1 a été réalisée, en parallèle du collectron rhodium, avec une chambre à fission à dépôt d'uranium 235. Afin d'interpréter les signaux mesurés par la chambre à fission en mode fluctuation, nous utilisons une nouvelle méthode d'étalonnage mise en place au SPEX/LDCI [19] qui n'a pas fait l'objet encore de qualification en MTR. L'expérience CARMEN-1 fut l'occasion de tester cette méthode d'étalonnage des chambres à fission utilisées en mode fluctuation. Toutefois, l'interprétation des flux de neutrons thermiques nécessite une connaissance précise de la masse et de la composition isotopique du dépôt fissile de la chambre à fission. Ces analyses chimiques ne sont pas arrivées à leurs termes et les résultats présentés ici seront donc entachés d'incertitudes enveloppes.

Dans cette section la nouvelle méthode d'étalonnage des chambres à fission en mode fluctuation développée au SPEX sera présentée. Les calculs d'interprétation des flux de neutrons thermiques seront détaillés et enfin, ces résultats seront comparés aux différentes évaluations du collectron rhodium ainsi qu'à la dosimétrie d'activation.

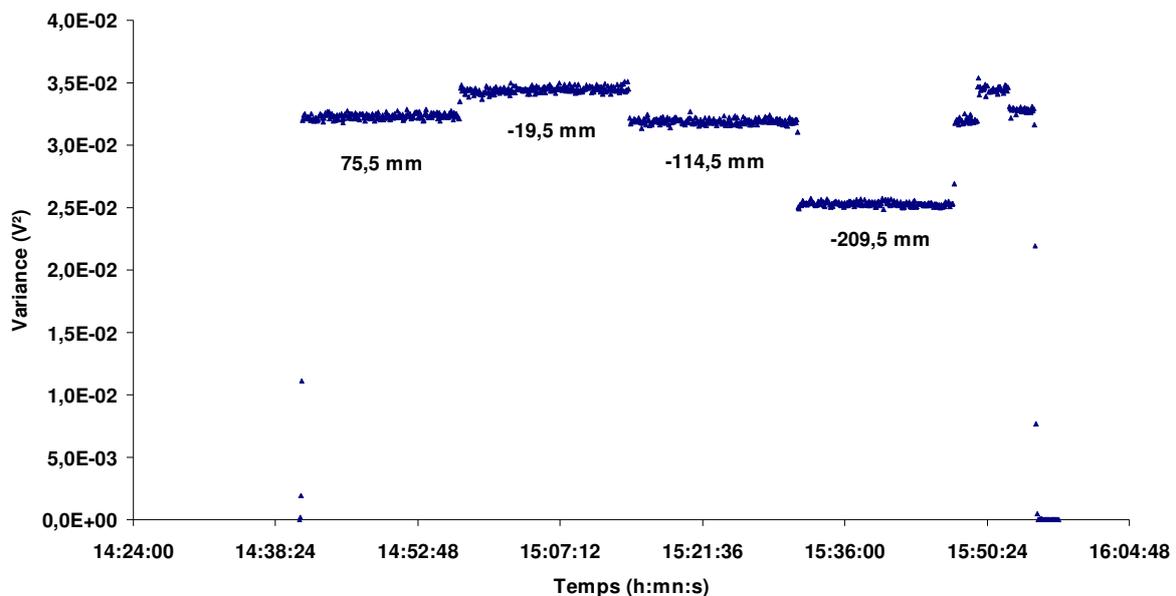


Figure 16 : variances mesurées aux bornes de la chambre à fission à dépôt d'U235 en position H9 lors de l'expérience CARMEN-1

I.D.i Etalonnage du mode fluctuation

Le but de l'étalonnage des chambres à fission en mode fluctuation est d'établir avec précision la relation entre la variance du signal mesurée aux bornes de la chambre à fission et le taux de fission des atomes qui composent le dépôt fissile (cf. Partie A, §.I.A).

$$\sigma_v^2 = K \times \tau_f$$

avec σ_v^2 : variance de la tension mesurée aux bornes du détecteur [V^2] ;

K : coefficient d'étalonnage [$\text{A}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$];
 τ_f : taux de fission du dépôt [s^{-1}].

Ce coefficient d'étalonnage peut être déduit avec un détecteur de référence (une chambre étalonnée et/ou par des dosimètres d'activation) mais également par une méthode d'étalonnage dite absolue, ne dépendant ni du spectre neutronique, ni d'une autre mesure de référence. En effet, une nouvelle méthode d'étalonnage a été mise en œuvre spécifiquement pour le mode fluctuation à partir de mesures réalisées en mode impulsion [19]. Dans cette méthode, le coefficient d'étalonnage est égal au produit de deux constantes de calibration distinctes liées à la chaîne de mesure FNDS-RJH (cf. Partie A, §.II.A.i) et au détecteur. La variance du signal mesuré aux bornes d'une chambre à fission s'exprime alors comme une fonction du taux de fission du dépôt, d'un coefficient de calibration de l'électronique du système de mesure et d'un coefficient de calibration du détecteur.

$$\sigma_V^2 = K_e \cdot K_d \cdot \tau_f$$

avec K_e : coefficient de calibration de l'électronique [$\text{A}^2 \cdot \text{Hz}$];
 K_d : coefficient de calibration du détecteur [$\text{A}^2 \cdot \text{Hz}^{-2}$].

Il s'agit donc de déterminer les deux coefficients de calibration pour évaluer le taux de fission du dépôt de la chambre à fission en fonction de la variance mesurée ; le taux de fission étant directement proportionnel au flux neutronique.

I.D.i.a Coefficient de calibration de l'électronique

Le coefficient de calibration de l'électronique peut être déterminé en laboratoire, il s'exprime comme :

$$K_e = G^2 \times BP$$

avec G : gain du préamplificateur (ou trans-impédance) [];
 BP : bande passante [Hz].

Ce coefficient de calibration de l'électronique est calculé par une commande logiciel sur le système de mesure FNDS-RJH.

I.D.i.b Coefficient de calibration du détecteur

La détermination du coefficient de calibration du détecteur nécessite de mettre sous irradiation neutronique le détecteur. Le flux de neutrons ne doit pas être élevé car pour cette méthode d'étalonnage des chambres à fission en mode fluctuation, il faut utiliser les détecteurs en mode impulsion. En effet, la détermination du coefficient de calibration du détecteur consiste à évaluer la forme d'impulsion moyenne pour calculer la charge moyenne de l'impulsion. Le coefficient de calibration du détecteur s'exprime comme⁴ [19] :

⁴ Valable uniquement pour les dépôts de faible épaisseur car les phénomènes d'autoprotection et d'autoabsorption ne sont pas pris en compte dans K_d .

$$K_d = \left(\overline{Q^2} + \sigma_Q^2 \right) \cdot \frac{\Delta T}{F_2 - F_1} \int_{F_1}^{F_2} |FT \bar{h}|^2 dF$$

avec $\overline{Q^2}$: moyenne du carré de la charge déposée par impulsion [C^2] ;
 \bar{h} : forme d'une impulsion moyenne [s^{-1}] ;
 $F_2 - F_1$: domaine de fréquence [Hz] ;
 FT : opérateur de transformée de Fourier ;
 ΔT : facteur de normalisation temporel d'une impulsion [s].

En pratique, l'acquisition des impulsions peut se faire à l'aide d'un oscilloscope numérique. Il convient de réaliser plusieurs fois l'opération pour différentes gammes de fréquence. Le calcul de K_d est effectué a posteriori par des traitements mathématiques pour caractériser une impulsion moyenne (forme, charge). L'ordre de grandeur du coefficient de calibration d'une chambre à fission de type CFUR est de $4.10^{-27} A^2.Hz^{-2}$.

I.D.ii Interprétation du flux de neutrons thermiques

L'étalonnage des chambres à fission a permis de mettre en relation le taux de fission du dépôt et la variance du signal. Dans ce paragraphe nous nous intéresserons donc à mettre en relation le taux de fission du dépôt et le flux de neutrons thermiques.

Le taux de réaction de fission du dépôt d' ^{235}U peut s'écrire selon la relation suivante :

$$\tau_f = \sum_i \tau_{f(i)} = \phi \times \sum_i n_{t(i)} \cdot \overline{\sigma}_{f(i)}$$

avec $\tau_{f(i)}$: taux de fission de chaque isotope (^{234}U , ^{235}U , ^{236}U , ^{238}U , etc.) [s^{-1}] ;
 n_t : nombre de noyaux fissiles qui composent le dépôt en fonction de la fluence ;
 $\overline{\sigma}_f$: section efficace microscopique de fission du dépôt pondérée par le spectre [cm^2] ;
 ϕ : flux total de neutrons [$n.cm^{-2}.s^{-1}$].

Cette relation exprime le taux de fission du dépôt soumis au flux neutronique total. Il convient donc de distinguer les fissions dues aux neutrons thermiques de celles dues aux neutrons de toutes énergies. Or les rapports des taux de fission de l'uranium 235 sur l'ensemble du spectre et sur le domaine des neutrons thermiques ($E < 0,625eV$) montrent qu'environ 99% du taux de fission est dû aux neutrons thermiques. Nous considérerons alors que la variance mesurée aux bornes de la chambre à fission (σ_v^2) n'est due qu'aux neutrons thermiques.

Le flux de neutrons thermiques s'exprime alors selon la relation suivante :

$$\phi_{th} = \frac{\tau_f}{\sum_i n_{t(235U)} \times \overline{\sigma}_{f(235U)}} = \frac{\sigma_v^2}{K_e \cdot K_d \cdot \sum_i n_{t(235U)} \times \overline{\sigma}_{f(235U)}} \quad (\text{Eq. 1})$$

avec $\bar{\sigma}_{f_{235U}}$: section efficace de fission de ^{235}U pondérée par le spectre [cm^2].

Le flux de neutrons thermiques conventionnel s'écrit selon la relation suivante :

$$\phi_0 = \frac{\sigma_U^2}{K_e \times K_d \times \sum_i n_{i(^{235}\text{U})} \times \sigma_{0(^{235}\text{U})}}$$

avec $\sigma_{0(^{235}\text{U})}$: section efficace de fission de ^{235}U à 2200 m.s⁻¹ [cm^2].

Or, selon le formalisme de Wescott, le flux de neutrons thermiques ($E < 0,625\text{eV}$) peut s'écrire selon la relation suivante :

$$\phi_{th} = \phi_0 \times \sum_i \frac{\sigma_{0(^{235}\text{U})}}{\sigma_{f_{th} (^{235}\text{U})}} \quad (\text{Eq. 2})$$

avec $\bar{\sigma}_{f_{th} (^{235}\text{U})}$: section efficace de fission de ^{235}U pondérée par le spectre dans le domaine des neutrons thermiques ($E < 0,625\text{ eV}$) [cm^2].

Cette nouvelle expression du flux de neutrons thermiques doit permettre de retrouver les mêmes résultats d'interprétation que la formulation du flux neutronique de l'équation (Eq. 1). Toutefois, la première équation (Eq. 1) nécessite le calcul de la section efficace de fission des dépôts pondérée par l'ensemble du spectre, et la seconde équation (Eq. 2) nécessite le calcul de la section efficace de fission des dépôts pondérée par le domaine des neutrons thermiques du spectre uniquement.

Par ailleurs, l'interprétation des flux conventionnels et des neutrons thermiques de la dosimétrie d'activation utilise le formalisme de Wescott pour calculer les flux de neutrons thermiques ($E < 0,625\text{eV}$). Nous comparerons alors les 2 méthodes d'estimation des flux de neutrons thermiques qui se distinguent par la prise en compte du spectre dans sa totalité (Eq. 1) et partiellement dans le domaine des neutrons thermiques (Eq. 2).

I.D.iii Comparaison des résultats d'interprétation des mesures

L'interprétation des mesures de la chambre à fission nécessite en toute rigueur de disposer des analyses chimiques du dépôt d'uranium 235. Or, le retour d'expérience montre que pour une masse « cible » déposée de 10 μg , les masses déposées sont connues à $\pm 5\%$. Nous considérerons cette incertitude⁵ sur le nombre d'atomes fissiles déposé dans la chambre à fission de l'expérience CARMEN-1.

Les coefficients de calibration permettant d'interpréter les signaux de la chambre à fission d'uranium 235 sont les suivants :

- $K_e = 2,55 \cdot 10^{15} [^2.\text{Hz}] ;$

⁵ Les analyses chimiques sont en cours et n'ont pas été disponibles pour l'interprétation de la chambre à fission.

- $K_d = 3,87.10^{-27} [A^2.Hz^{-2}]$.

Le coefficient de calibration du détecteur (K_d) a été déterminé par des mesures réalisées sur le réacteur MINERVE du CEA Cadarache.

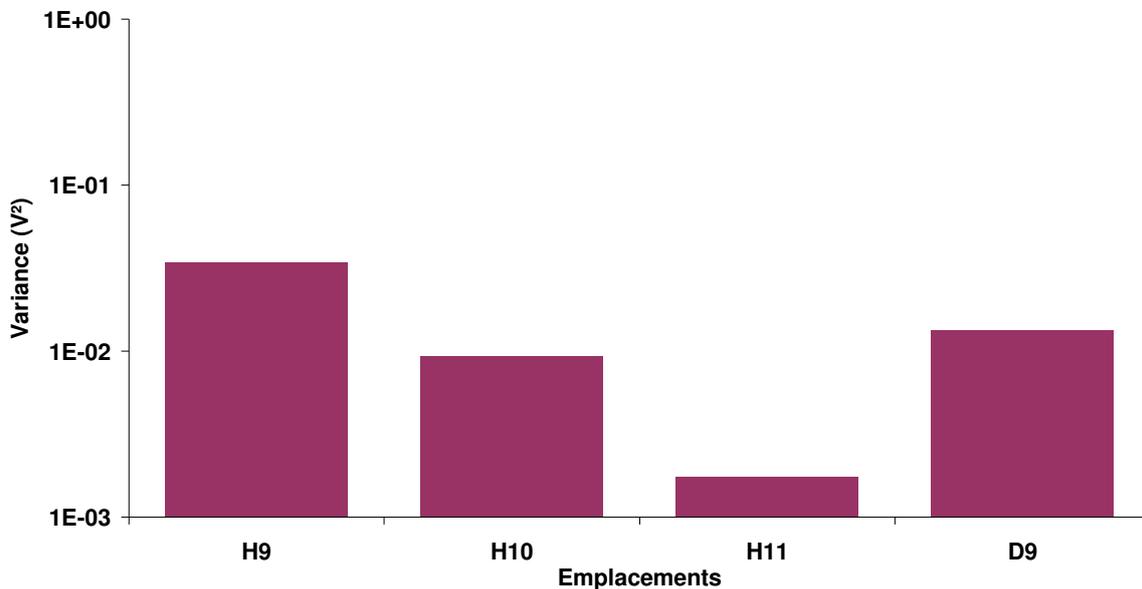


Figure 17 : variances mesurées aux bornes de la chambre à fission d'²³⁵U aux différents emplacements de l'expérience

Un calcul préalable d'évolution de la composition isotopique du dépôt avec le code DARWIN [18] montre qu'à la fin de l'irradiation, le nombre d'atomes d'uranium a été consommé de 1,0%. Nous pouvons donc considérer comme négligeable l'évolution du dépôt de la chambre à fission.

La composition isotopique initiale du dépôt figure dans le tableau suivant :

Tableau 14 : composition isotopique initiale du dépôt de la chambre à fission

Isotope	Nombre d'at.
U2324	1,6207E+13
U235	2,5217E+16
U236	1,2419E+13
U238	3,5647E+14

Les taux de fission des impuretés du dépôt (²³⁴U, ²³⁶U et ²³⁸U) sont ultra minoritaires devant le taux de fission total du dépôt. Nous ne considèrerons alors que l'isotope d'²³⁵U pour les calculs de flux conventionnels et de flux de neutrons thermiques (<0,625eV).

Le Tableau 15 de la page suivante résume les calculs des flux de neutrons thermiques et les écarts avec la dosimétrie, de l'équation (Eq. 1), pour chacun des emplacements de l'expérience CARMEN-1.

Tableau 15 : calculs d'interprétation des flux de neutrons thermiques mesurés par la chambre à fission d'uranium 235 et écarts avec la dosimétrie

cote -19,5 mm	Φ_{th} (n/cm ² /s)	Ecarts Φ_{th} (%)
H9	3,76E+14	22,3%
H10	9,40E+13	17,8%
H11	1,80E+13	11,4%
D9	1,40E+14	34,4%

Note : les écarts sont exprimés par la relation suivante : $(\phi_{th}^{DéTECTEUR} - \phi_{th}^{DOSIMÉTRIE}) / \phi_{th}^{DOSIMÉTRIE}$.

Le Tableau 16 ci-dessous résume les calculs des flux conventionnels et les écarts avec la dosimétrie pour chacun des emplacements de l'expérience CARMEN-1 :

Tableau 16 : résultats des calculs d'interprétation des flux conventionnels mesurés avec la chambre à fission d'uranium 235 et écarts avec la dosimétrie

cote -19,5 mm	Φ_0 (n/cm ² /s)	Ecarts Φ_0 (%)
H9	2,36E+14	-11,1%
H10	6,45E+13	-7,3%
H11	1,20E+13	-14,2%
D9	9,15E+13	1,5%

Note : les écarts sont exprimés par la relation suivante : $(\phi_0^{DéTECTEUR} - \phi_0^{DOSIMÉTRIE}) / \phi_0^{DOSIMÉTRIE}$.

Les écarts d'interprétation des flux conventionnels avec la dosimétrie sont inférieurs à ceux des flux de neutrons thermiques ($E < 0,625\text{eV}$) et du même ordre que les écarts d'interprétation du collectron rhodium standard (cf. §.I.C.i Tableau 9) avec la dosimétrie.

Le Tableau 17 suivant résume les résultats d'interprétation des flux de neutrons thermiques calculés à partir du formalisme de Wescott (Eq. 2) et les écarts avec la dosimétrie pour chacun des emplacements de l'expérience CARMEN-1 :

Tableau 17 : calculs d'interprétation des flux de neutrons thermiques mesurés avec la chambre à fission d'uranium 235 à partir du formalisme de Wescott et écarts avec la dosimétrie

cote -19,5 mm	$\Phi_{th/0}$ (n/cm ² /s)	Ecarts $\Phi_{th/0}$ (%)
H9	2,85E+14	-7,3%
H10	7,70E+13	-3,5%
H11	1,44E+13	-10,7%
D9	1,10E+14	5,7%

Note : les écarts sont exprimés par la relation suivante : $(\phi_{th}^{DéTECTEUR} - \phi_{th}^{DOSIMÉTRIE}) / \phi_{th}^{DOSIMÉTRIE}$.

Nous constatons que les écarts d'interprétation des flux de neutrons thermiques ($E < 0,625\text{eV}$) en passant par le formalisme de Wescott avec la dosimétrie sont bien inférieurs aux calculs directs des flux de neutrons thermiques qui nécessitent de pondérer la section de fission de l'uranium 235 à partir du spectre calculé par TRIPOLI.

Les calculs permettant d'interpréter les dosimètres d'activation utilisent le formalisme de Wescott pour s'affranchir du spectre. En effet, en passant par le calcul du flux conventionnel, le spectre n'est pas nécessaire. En revanche, lorsqu'il s'agit de formuler les flux de neutrons thermiques ($E < 0,625\text{eV}$), le domaine des neutrons thermiques du spectre calculé est nécessaire pour interpréter les mesures de dosimétrie et de la chambre à fission mais confère aux résultats des écarts tout à fait acceptables entre la chambre à fission et la dosimétrie.

Enfin, l'incertitude sur les spectres calculés n'étant pas connue, il convient d'accorder moins de confiance sur les calculs d'interprétation des flux neutroniques avec les spectres calculés par le code TRIPOLI.

Les analyses chimiques du dépôt d'uranium 235 doivent encore permettre d'affiner les résultats des calculs d'interprétation des flux de neutrons thermiques. Toutefois, ces premiers résultats démontrent la pertinence de la nouvelle méthode d'étalonnage des chambres à fission en mode fluctuation. Des études sont à prévoir au SPEX/LDCI pour évaluer l'incertitude de ce nouvel étalonnage des chambres à fission en mode fluctuation.

Tableau 18 : calculs d'interprétation des flux de neutrons thermiques mesurés avec la dosimétrie, par les 2 méthodes de calcul du collectron rhodium, et avec le formalisme de Wescott pour la chambre à fission à dépôt d'uranium 235

cote -19,5 mm	Dosimétrie : Φ_{th} (n/cm ² /s)	Analytique : Φ_{th} (n/cm ² /s)	Formulaire : Φ_{th} (n/cm ² /s)	U235 Φ_{th} (n/cm ² /s)
H9	3,08E+14	2,94E+14	3,07E+14	2,85E+14
H10	7,98E+13	8,77E+13	9,89E+13	7,70E+13
H11	1,62E+13	1,91E+13	2,10E+13	1,44E+13
D9	1,04E+14	1,20E+14	1,38E+14	1,10E+14

Tableau 19 : écarts d'interprétation des flux de neutrons thermiques avec la dosimétrie, par les 2 méthodes de calcul pour le collectron rhodium et avec le formalisme de Wescott pour la chambre à fission à dépôt d'uranium 235

cote -19,5 mm	Ecart Formulaire (%)	Ecart Analytique 10 mm (%)	Ecart U235 (%)
H9	-0,3%	-4,3%	-7,3%
H10	24,0%	9,9%	-3,5%
H11	29,8%	18,5%	-10,7%
D9	32,6%	15,0%	5,7%

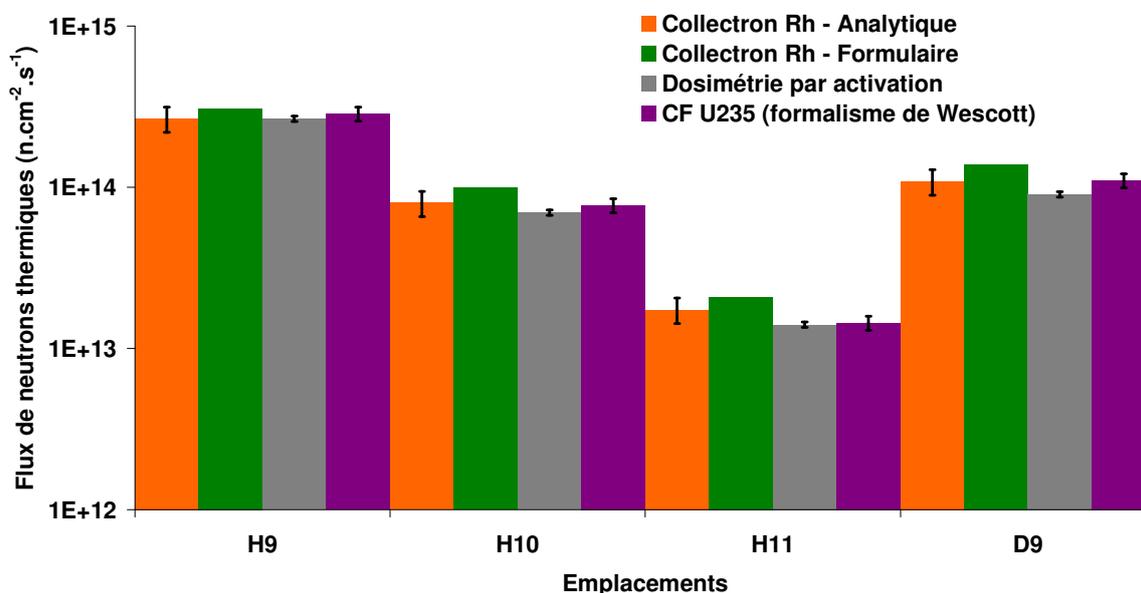


Figure 18 : résumé de la comparaison des calculs de flux de neutrons thermiques

Note : les barres d'incertitudes sont illustrées à 2σ (i.e. facteur d'élargissement $k=2$). L'incertitude sur le formulaire de calculs d'interprétation du collectron rhodium n'a pas encore été estimée à ce jour.

L'ensemble des résultats d'interprétation des flux de neutrons thermiques, quel que soit le détecteur, montre l'importance des calculs faisant intervenir les spectres calculés par le code TRIPOLI. En effet, les spectres calculés doivent présenter une très bonne incertitude statistique pour pouvoir être utilisés, notamment pour le formulaire de calculs Monte Carlo d'interprétation des collectrons. Enfin, l'étalonnage en mode fluctuation des chambres à fission semble pertinent aux vus des écarts d'interprétation des flux de neutrons thermiques avec la dosimétrie d'activation.

II INTERPRETATION DES MESURES PHOTONIQUES

La mesure du flux photonique ne constitue pas une mesure courante dans les MTR. Dans l'état de l'art (cf. Partie A, §.III) [20] nous avons évoqué les derniers développements du LCI [21] sur les collectrons à émetteur bismuth pour la mesure du flux photonique. Par ailleurs, dans le cadre des travaux de thèse, une étude numérique a été menée afin de vérifier la faisabilité d'utiliser une chambre à fission sans dépôt comme une chambre d'ionisation. Les résultats ont démontré la sélectivité du détecteur au rayonnement photonique. Nous nous focaliserons dans ce chapitre sur cette innovation en termes de détection. L'étude de faisabilité de l'utilisation de la chambre à fission sans dépôt comme moniteur du flux photonique sera détaillée ainsi que le formulaire de calcul d'interprétation des courants mesurés aux bornes de la chambre d'ionisation. Enfin, les calculs d'interprétation des flux photoniques issus des courants collectés par les chambres d'ionisation lors de l'expérience CARMEN-1 seront présentés.

II.A Mesures du collectron bismuth

Un collectron bismuth à émetteur tubulaire a été intégré sur la cellule CARMEN1-P (cf. Partie B, §.I.C.i). Le courant généré par ce type de collectron doit permettre de calculer les flux photoniques à partir de calculs Monte Carlo. Le formulaire de calculs d'interprétation des courants mesurés aux bornes du collectron bismuth est le même que celui utilisé pour les collectrons rhodium (cf. Figure 10). Seule la géométrie et la nature de l'émetteur changent.

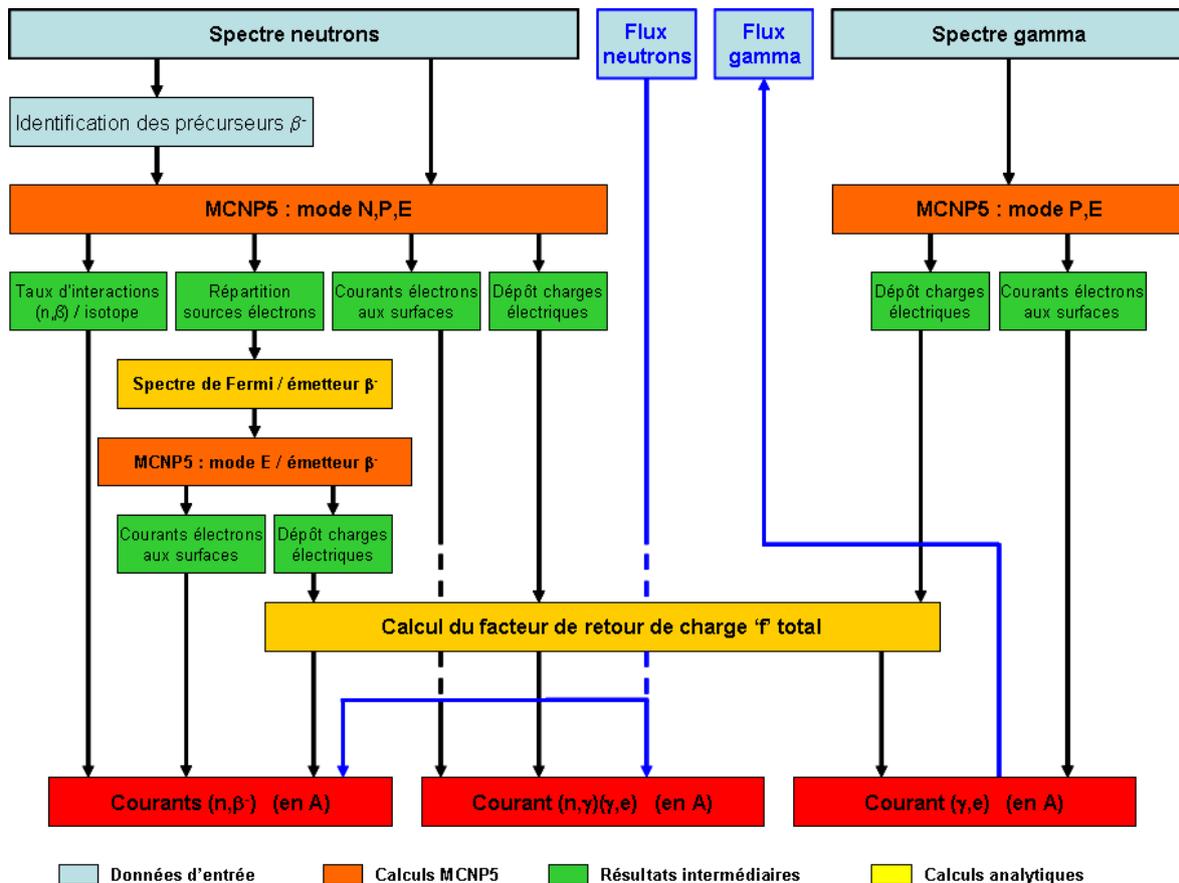


Figure 19 : synoptique du formulaire de calculs pour l'interprétation du courant collectron Bi

Toutefois, lors du premier jour d'irradiation (emplacement H11), les courants mesurés n'ont pas été stables (cf. Figure 20). Ce phénomène a déjà été observé par ailleurs lors de précédentes irradiations de ce même type de collectrons [22]. Les jours suivants les mesures ont semblé être plus cohérentes (cf. Figure 21) mais lors d'une seconde campagne de mesure (cf. §.III.A.i.b) le collectron n'a plus donné de signal.

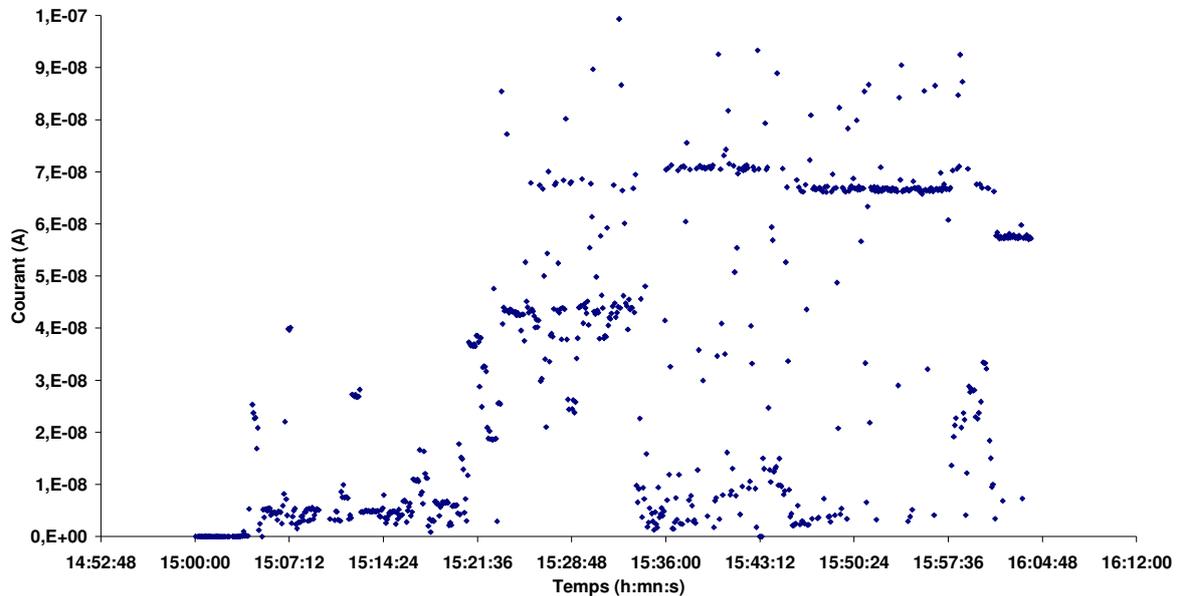


Figure 20 : courants mesurés aux bornes du collectron Bi à l'emplacement H11 (1^{er} jour)

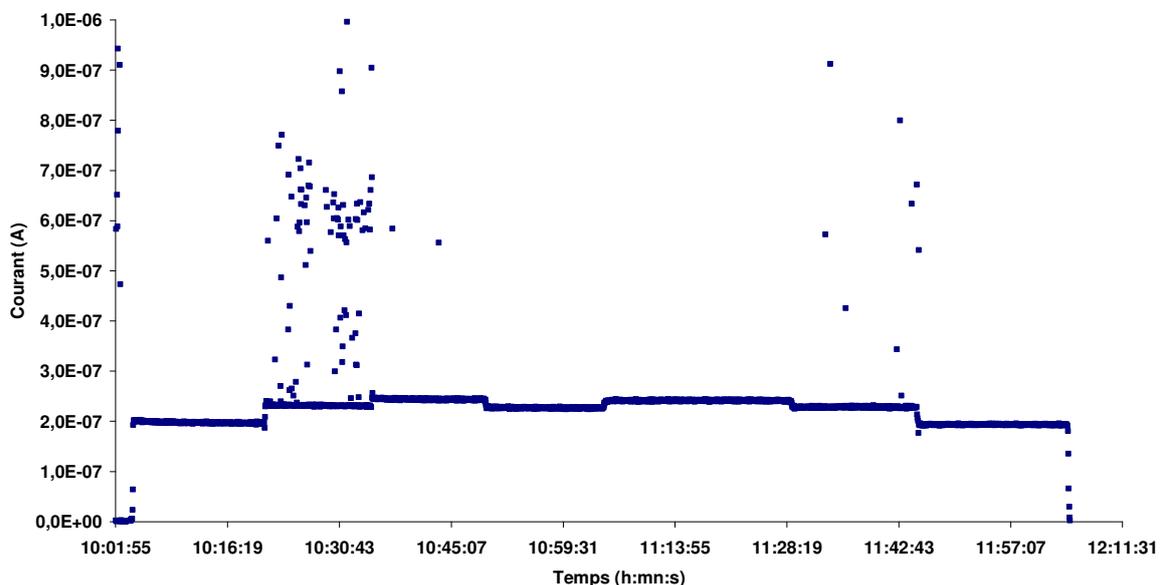


Figure 21 : courants mesurés aux bornes du collectron Bi à l'emplacement H9 (3^{ème} jour)

La figure ci-dessus montre que le courant mesuré aux bornes du collectron bismuth n'est pas toujours très stable. Ce phénomène a été observé également pour les emplacements H10 et D9. L'interprétation des quelques mesures apparemment fiables du collectron bismuth n'a pas pu être réalisée dans le cadre de ces travaux mais devrait être envisagée par la suite.

La qualité des mesures des chambres d'ionisation (cf. §.II.C) a heureusement permis de se passer de l'interprétation des mesures du collectron bismuth.

II.B Etude de faisabilité de la chambre à fission sans dépôt comme moniteur de flux photonique

Des études récentes menées aux SPEX/LDCI ont montré que les courants venant s'ajouter au signal utile des chambres à fission avec dépôt pouvaient être non négligeables et qu'il fallait en tenir compte pour les mesures en mode courant [23][24]. La chambre d'ionisation est un détecteur usuel du rayonnement photonique. L'étude de faisabilité détaillée ici permet de vérifier si la chambre à fission sans dépôt pourrait constituer une chambre d'ionisation adaptée aux mesures en MTR.

L'exploitation du courant mesuré par une chambre à fission sans dépôt est inédite pour l'interprétation du flux photonique. Des études numériques similaires à celles réalisées pour le collectron rhodium ont été nécessaires [25] pour corréler le courant mesuré aux flux incidents mixtes neutron-photon et ainsi être capable d'interpréter le flux photonique à partir des courants mesurés aux bornes d'une chambre à fission.

Nous traiterons de la simulation du signal collecté par le détecteur sous un flux mixte neutron-photon d'un emplacement du réacteur BR2 (Belgique). Pour cette étude amont, les spectres neutroniques et photoniques de canaux expérimentaux de ce réacteur étaient à notre disposition. Toutefois, les réacteurs BR2 et OSIRIS sont des MTR très similaires en termes de niveaux de flux neutronique et photonique. Nous définirons ici les différents processus physiques mis en jeu, l'outil de calcul utilisé, les hypothèses de calculs, ainsi que le formulaire de calcul ayant permis de montrer, d'une part, que le signal est suffisant pour être mesurable et, d'autre part, que le courant mesuré aux bornes du détecteur est majoritairement dû au flux photonique incident. Enfin, nous étudierons la réponse spectrale d'un tel détecteur dans le but d'évaluer sa sensibilité dans différentes gammes d'énergie des photons incidents.

II.B.i Analyse physique

Avant de procéder à la modélisation et à la simulation du signal collecté par la chambre à fission sans dépôt, il convient de faire l'analyse physique du problème. Nous distinguerons alors les processus physiques mis en jeu selon si on considère une source de photons ou de neutrons.

Les neutrons et photons interagissent sur l'ensemble de la chambre à fission. En revanche, seule une partie de la chambre est à l'origine du signal. Le courant mesuré aux bornes de la chambre est collecté dans l'espace inter-électrodes. Le courant mesuré est créé par la séparation et la mise en mouvement, sous l'action du champ électrique appliqué, de paires électron-ion dans le gaz, elles-mêmes issues de l'ionisation de ce gaz par une particule ionisante ; dans notre cas un électron de grande énergie.

La zone d'intérêt pour analyser les phénomènes physiques à l'origine du signal est donc restreinte (cf. Figure 22). Pour notre analyse, ainsi que pour les calculs à suivre, nous nous focaliserons alors sur cette zone d'intérêt.

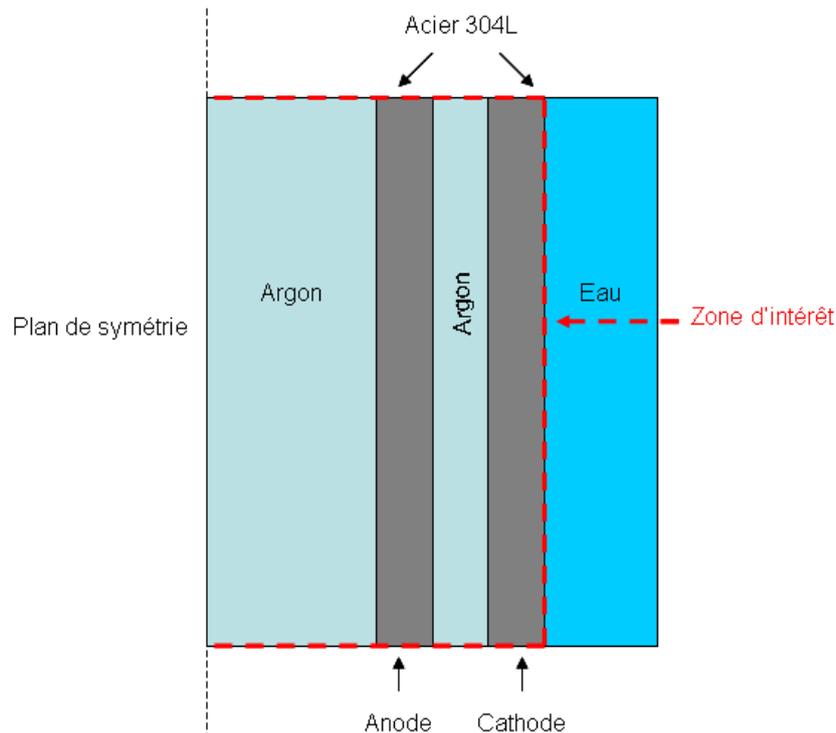


Figure 22 : zone d'intérêt modélisée de la chambre sans dépôt

II.B.i.a Processus photoniques

Les photons interagissent avec la chambre d'ionisation par effet photoélectrique et effet Compton majoritairement. La probabilité d'interaction des photons avec la matière étant fonction de la densité du matériau qu'ils rencontrent, les photons n'interagiront quasiment qu'avec le corps en acier inoxydable de la chambre, ici l'anode et la cathode, et très peu avec le gaz. Une partie de ces électrons énergétiques viennent alors ioniser le gaz pour donner naissance à un courant de collection des charges.

Si l'on considère un photon incident de 700 keV, un électron d'environ 700 keV sera généré dans le cas d'un effet photoélectrique et capable de traverser environ 0,5 mm d'acier inoxydable ; soit l'épaisseur de la cathode. Les électrodes se comportent vis-à-vis des photons comme le dépôt fissile d'une chambre à fission vis-à-vis des neutrons. C'est un milieu qui convertit des particules non directement ionisantes (neutrons ou photons) en particules susceptibles d'ioniser le gaz (produits de fission dans un cas et électrons énergétiques dans l'autre). Dans les deux cas (neutron et photon), on a donc une détection indirecte par ionisation du gaz via une particule secondaire.

II.B.i.b Processus neutroniques

Les neutrons interagissent avec la chambre à fission par captures radiatives (n,γ). Les photons ainsi générés créent des électrons énergétiques par effet photoélectrique, effet Compton et, dans une moindre mesure, création de paires. Une partie de ces électrons viennent alors ioniser le gaz dans l'espace inter-électrodes ; créant ainsi des paires électrons-ions. Ces derniers électrons en mouvement, sous l'effet du potentiel entre les électrodes, sont ensuite collectés.

Par ailleurs, sous le flux neutronique, les atomes qui composent la chambre d'ionisation, notamment l'acier inoxydable, s'activent par captures radiatives. Cette activation neutronique de la chambre génère, par décroissance β^- , de nouveaux électrons susceptibles d'ioniser le gaz et de créer des électrons collectés par les électrodes. Il convient donc de prendre en compte les électrons provenant d'une part de la capture radiative et d'autre part de l'activation des matériaux.

II.B.ii Modélisation et simulation

La modélisation de la chambre à fission sans dépôt et la simulation du transport des neutrons et photons et de leurs processus d'interactions avec la matière sont réalisées par le code de calcul MCNP5. Pour notre application, la chambre à fission sans dépôt prise en considération correspond à la géométrie des chambres intégrées dans l'expérience CARMEN-1 (cf. Partie B, §.I.C.ii).

II.B.ii.a Caractéristiques de la chambre à fission sans dépôt

Pour notre étude, il ne s'agit pas de modéliser l'ensemble du détecteur mais la zone d'intérêt où les processus d'interactions contribuent aux courants de collection des charges. Cette zone d'intérêt est localisée sur l'espace inter-électrodes et les électrodes (cf. Figure 22). Pour notre modélisation, nous ferons donc l'hypothèse que la contribution des autres pièces de la chambre est négligeable sur le courant collecté (comme le montre [23]). La zone d'intérêt modélisée se résume donc à 2 cylindres concentriques dont le jeu est rempli de gaz.

Tableau 20 : caractéristiques géométriques de la zone modélisée

Anode	diamètre int. (mm)	1,5
	diamètre ext. (mm)	2,0
Cathode	diamètre int. (mm)	2,5
	diamètre ext. (mm)	3,0
Gaz	Gap (mm)	0,5

II.B.ii.b Schéma de calcul

Les calculs sont réalisés par le code MCNP5. En revanche, le code MCNP5 n'est pas un code d'évolution et ne prend pas en compte les isotopes décroissants β^- , source d'électrons. C'est la raison pour laquelle nous allons décomposer les calculs pour prendre en compte les isotopes sources d'électrons par décroissance β^- .

Les calculs sont alors divisés par étapes successives dépendant du spectre neutronique ou photonique d'entrée. Le synoptique de la Figure 23 de la page suivante illustre les étapes permettant de calculer un courant simulé, collecté par la chambre sans dépôt soumis à flux mixte neutron-photon.

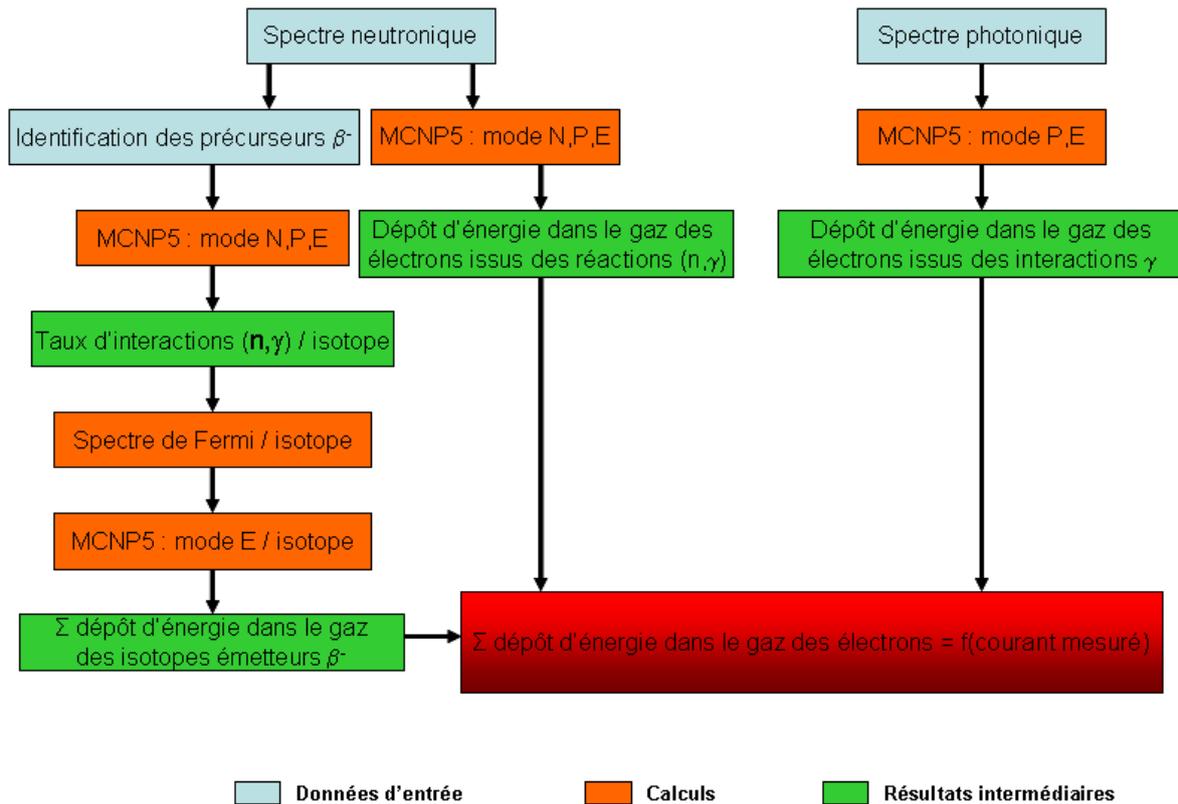


Figure 23 : synoptique du formulaire de calculs de simulation du courant collecté par la chambre d'ionisation

II.B.ii.b.1 Contribution neutronique

Dans les processus neutroniques cités précédemment, le code MCNP5 permet de transporter les photons créés par capture radiative et les électrons issus des interactions de ces photons mais ne permet pas de calculer le nombre de paires électrons-ions créées par ionisation du gaz. Pour nos calculs, il convient alors de calculer l'énergie des électrons issus des interactions photoniques déposée dans le gaz et de diviser celle-ci par l'énergie moyenne nécessaire pour créer une paire électron-ion dans le gaz.

Par ailleurs, la prise en compte de l'activation de la chambre à fission n'est pas directe. Dans un premier temps il s'agit de déterminer quels sont les isotopes précurseurs du mécanisme. Ils sont nombreux et n'ont pas tous le même impact sur la mesure du fait de leur abondance et, dans une moindre mesure, du spectre d'électrons émis. Un 3^{ème} paramètre est également à prendre en compte, la période de décroissance radioactive. Néanmoins, nous considérerons pour nos calculs que nous sommes à saturation, ce qui maximise l'impact de l'activation de l'acier inoxydable sur le courant collecté par la chambre.

Les calculs MCNP5 permettent de calculer un taux d'interaction de la réaction (n,γ) à l'origine de la décroissance β^- par particule incidente et par isotope. Ensuite, nous calculons via le spectre de Fermi le spectre d'émission des β^- par isotope émetteur β^- . Enfin, le résultat du calcul MCNP5 de transport des électrons pour chaque isotope est multiplié par son taux d'interaction pour remonter à la charge déposée pour chaque isotope émetteur β^- . La somme des charges déposées dans le gaz par tous les isotopes émetteurs β^- correspond à la composante d'activation neutronique.

II.B.ii.b.2 Contribution photonique

Le calcul de cette contribution photonique constitue la « branche » du schéma de calcul la plus directe. En effet, un seul calcul MCNP5 (mode P,E) suffit à évaluer le dépôt d'énergie des électrons dans le gaz entre les électrodes à partir du spectre photonique (donnée d'entrée). Ce dépôt d'énergie est ensuite divisé par l'énergie moyenne pour créer une paire électron-ion dans le gaz afin d'évaluer le courant de collection des charges.

II.B.ii.c Hypothèses de calcul

Les calculs effectués avec MCNP5 font l'objet d'un certain nombre d'hypothèses et de limitations. En effet, le code ne poursuit le transport des particules qu'au delà d'un certain seuil énergétique (« energy cutoff ») :

- électrons : 1 keV ;
- photons : 1 keV ;
- neutrons : 0 eV.

Les électrons et photons dont l'énergie devient inférieure à ces seuils ne sont donc plus transportés et déposent localement toute leur énergie.

Par ailleurs, la chambre est polarisée à un potentiel de l'ordre de 200 Volts. La simulation MCNP5 ne prend pas en compte cette polarisation mais cette limitation est sans impact. En effet, une tension de 200 V accélère un électron initialement au repos jusqu'à une énergie de 200 eV. Le seuil en énergie des électrons étant de 1 keV, nous ne prendrons pas en considération ici les électrons soumis au potentiel.

Pour les calculs, nous avons considéré la bibliothèque de données nucléaires ENDF/B-VI. S'agissant d'une étude de faisabilité, nous n'avons pas évalué l'impact du choix des bibliothèques de données nucléaires.

Enfin, nous faisons l'hypothèse que seule la zone d'intérêt modélisée (cf. Figure 22) contribue au courant de collection de la chambre (comme dans [24]).

II.B.ii.d Calculs MCNP5 sans prise en compte de l'activation

Pour notre étude, nous cherchons à simuler le dépôt d'énergie des électrons dans le gaz de la chambre d'ionisation. Pour ce faire, nous utilisons le tally F6 qui donne, pour une particule source (photon ou neutron), l'énergie des électrons déposée dans le gaz en MeV/g.

La relation du courant contribuant au signal mesuré par la chambre en fonction du résultat de calcul du tally F6 peut s'écrire de la manière suivante :

$$i = \frac{F6 \cdot \frac{\phi_{total} \cdot S}{4} \cdot q_e \cdot m_{gaz}}{W}$$

Note : la simulation de la source photonique est ponctuelle, il convient donc de multiplier le flux photonique par le rapport S/4.

avec i : courant contribuant au signal de la chambre [A] ;
 $F6$: dépôt d'énergie des électrons calculé par photon source [MeV.g⁻¹] ;
 ϕ_{total} : flux total photonique [$\gamma.cm^{-2}.s^{-1}$] ;
 S : surface de la cellule source de neutrons, de photons (surface externe de la cathode) ou d'électrons (surface de l'anode ou de la cathode) [cm²] ;
 q_e : charge élémentaire (=1,60.10⁻¹⁹ C) ;
 m_{gaz} : masse de gaz contenu dans la cellule [g] ;
 W : énergie moyenne nécessaire pour créer une paire électron-ion dans le gaz [eV].

Ces calculs sont réalisés pour les étapes du formulaire de calculs (cf. Figure 23) nécessitant de calculer le courant généré par le dépôt de charge des électrons dans le gaz.

II.B.ii.e Calculs pour la prise en compte de l'activation

Dans la première étape du calcul de la contribution électronique de l'activation⁶ de la chambre sans dépôt, il convient d'identifier les précurseurs des isotopes β^- . La nuance d'acier utilisée est de type 304L. Cet acier austénitique est composé, pour nos simulations, des éléments suivants :

Tableau 21 : composition chimique de l'acier 304L pour nos simulations

C	Cr	Ni	Mn	P	S	Si	Fe
0,015	18,5	9	1,0	0,0225	0,015	0,5	70,8925

Afin d'identifier les isotopes précurseurs de la décroissance β^- , nous recensons pour chacun des éléments composants la nuance d'acier les isotopes présents à l'état naturel (cf. Tableau 22).

Tableau 22 : liste des isotopes présents à l'état naturel dans l'acier 304L

Isotope	%	Isotope	%
28Si	92,23	12C	98,89
29Si	4,68	13C	1,11
30Si	3,09	55Mn	100,00
31P	100,00	54Fe	5,85
32S	95,02	56Fe	91,75
33S	0,75	57Fe	2,12
34S	4,21	58Fe	0,28
36S	0,02	58Ni	68,08
50Cr	4,35	60Ni	26,22
52Cr	83,79	61Ni	1,14
53Cr	9,50	62Ni	3,63
54Cr	2,37	64Ni	0,93

⁶ L'activation du gaz de remplissage de la chambre n'est pas prise en compte car la densité du gaz est négligeable et la section de capture neutronique de l'argon est faible.

Ces 24 isotopes peuvent capturer un neutron et former soit un isotope instable, soit un nouvel isotope stable qui à son tour peut capturer un neutron. Les principaux isotopes précurseurs β^- identifiés sont le ^{13}C , le ^{30}Si , le ^{31}P , le ^{36}S , le ^{54}Cr , le ^{55}Mn , le ^{58}Fe et le ^{64}Ni .

Afin d'évaluer l'activité induite par l'irradiation de l'acier 304L, nous calculons avec le code MCNP5 le taux d'interactions par neutron incident sur chacun de ces isotopes précurseurs ainsi que le dépôt d'énergie (tally F6) des électrons émis par décroissance dans le gaz (à saturation).

Le produit des deux termes fait apparaître 3 isotopes stables à l'origine des émissions β^- majoritaires, le ^{55}Mn , le ^{64}Ni et le ^{54}Cr .

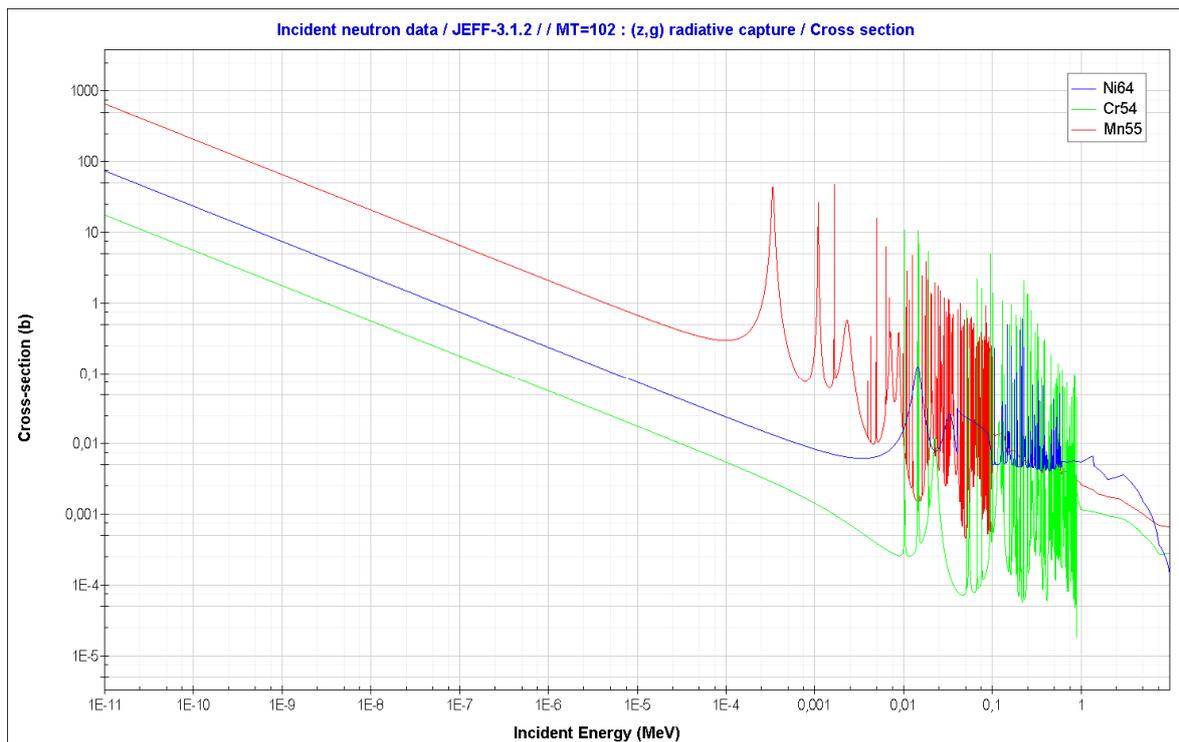
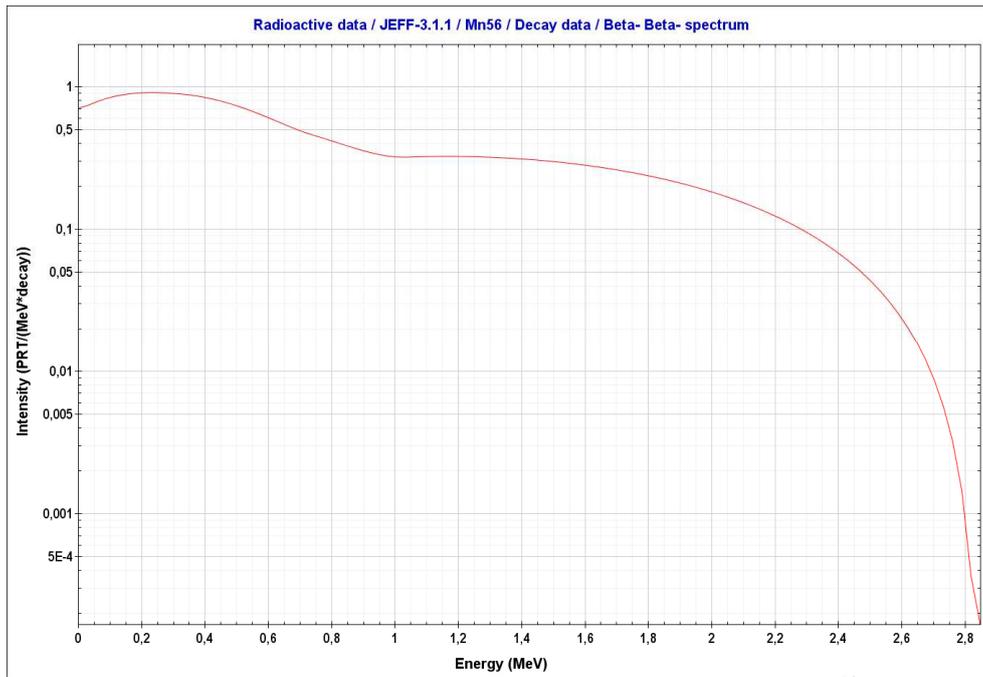


Figure 24 : sections de capture des principaux isotopes précurseurs β^- de l'acier 304L

Les émetteurs β^- identifiés, il s'agit de calculer le spectre d'émission des électrons pour chacun des isotopes via le spectre de Fermi⁷ [26]. Le spectre de Fermi d'émission β^- du manganèse 56 est illustré en exemple sur la Figure 25 page suivante.

Pour chacun des 3 isotopes, un calcul MCNP5 de transport des électrons permet de calculer le dépôt d'énergie des électrons dans le gaz. Enfin, la somme du produit du taux d'interaction par le dépôt d'énergie des électrons dans le gaz pour chaque isotope permet alors de calculer le courant de contribution de l'activation du corps en acier de la chambre à fission.

⁷ Plusieurs interprétations du spectre de Fermi existent pour évaluer le spectre d'émission des électrons des émetteur β^- .

Figure 25 : spectre de Fermi d'émission des électrons du ^{56}Mn

II.B.iii Résultats

Les résultats des simulations numériques se décomposent donc en deux branches distinctes. La première est issue des calculs MCNP5 traitant du transport des photons et la seconde traitant du transport des neutrons et de l'activation du corps de la chambre à fission. Pour notre étude nous utiliserons les spectres photoniques et neutroniques calculés avec le code MCNP5 par le SCK·CEN [27] du canal d'irradiation G60 du réacteur BR2 (SCK·CEN, Belgique).

II.B.iii.a Contribution photonique

Le résultat du calcul (mode P,E) donne un tally F6 égal à 0,07224 ($\pm 1,7\%$ d'incertitude statistique relative) MeV/g. L'application numérique de la formule exprimant le courant en fonction du résultat du tally F6 donne une valeur égale à $1,777 \cdot 10^{-5}$ A avec les constantes suivantes :

$$\begin{aligned} \phi_{total} &= 6,21 \cdot 10^{14} \text{ } \gamma \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}, \quad S = 1,31947 \text{ cm}^2, \\ m_{gaz} &= 1,98 \cdot 10^{-4} \text{ g (Pression de 5 bars d'argon), } W = 26,4 \text{ eV [28].} \end{aligned}$$

Le courant calculé issu des interactions des photons avec la chambre à fission sans dépôt est mesurable avec précision avec les matériels de mesure actuels. Ce premier résultat montre d'ores et déjà que la détection du flux photonique par une chambre à fission sans dépôt est a priori réalisable du point de vue technologique.

Le spectre⁸ photonique du canal G60 du réacteur BR2 est illustré dans la Figure 26 page suivante.

⁸ Le spectre photonique a été calculé par le SCK·CEN et il s'agit d'un spectre d'étude qui ne prend pas rigoureusement en compte l'ensemble des photons à l'emplacement du détecteur mais principalement les photons prompts de fission du combustible.

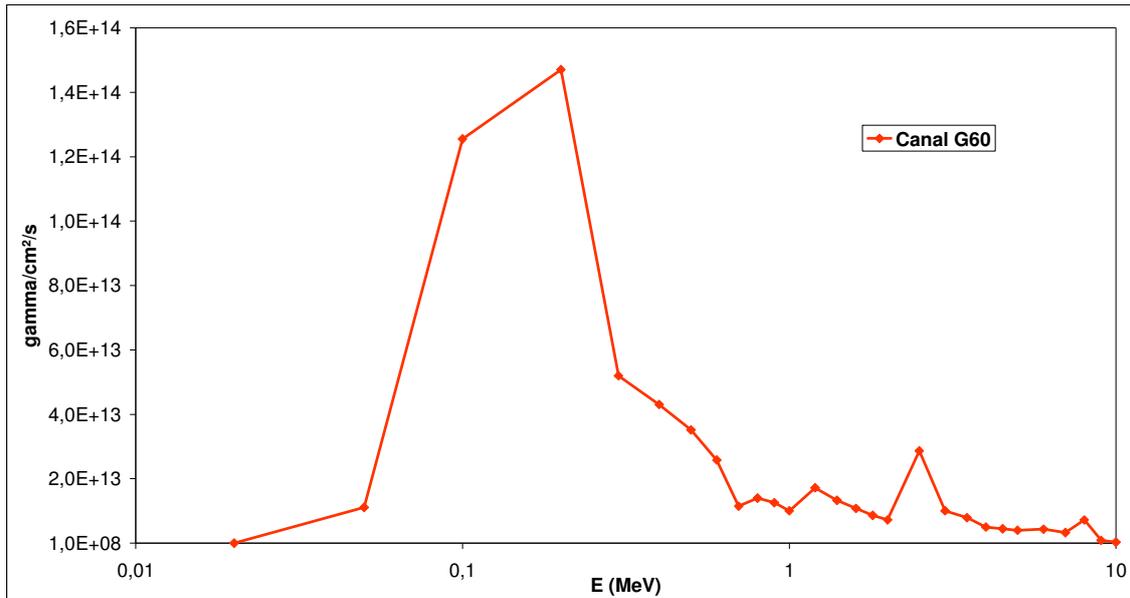


Figure 26 : spectre photonique du canal G60 du réacteur BR2

II.B.iii.b Contribution directe neutronique

Le spectre neutronique du canal G60 du réacteur BR2 est illustré dans la figure suivante :

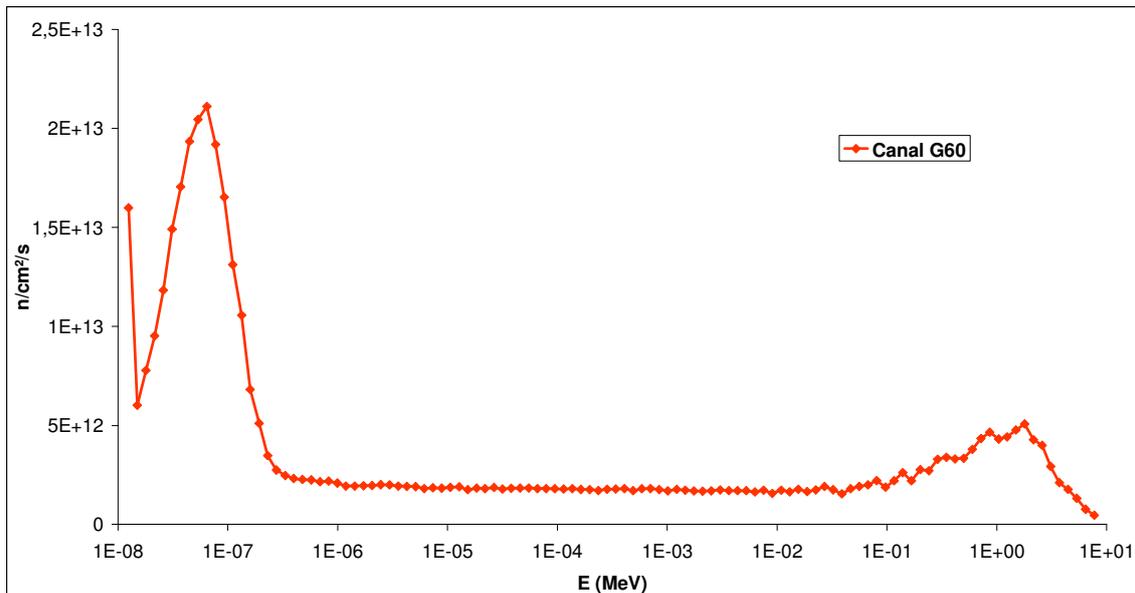


Figure 27 : spectre neutronique du canal G60 du réacteur BR2

Le calcul (mode N,P,E) donne un tally F6 égal à $2,24 \cdot 10^{-3}$ ($\pm 1\%$ d'incertitude statistique relative) MeV/g. L'application numérique de la formule exprimant le courant en fonction du résultat du tally F6 donne une valeur égale à $3,77 \cdot 10^{-7}$ A avec $\phi_{total} = 4,26 \cdot 10^{14}$ n.cm⁻².s⁻¹, les autres variables restant identiques au calcul précédent.

Le courant calculé issu des interactions des neutrons avec la chambre à fission sans dépôt est environ 50 fois plus faible que la contribution photonique. Ce résultat montre que la chambre à fission sans dépôt est un détecteur très sélectif, essentiellement sensible aux photons incidents.

II.B.iii.c Contribution de l'activation neutronique

Les résultats des calculs du courant collecté dû à l'activation de la chambre sont résumés dans le tableau suivant :

Tableau 23 : résultats des calculs des courants produits par activation de l'acier 304L

	55Cr	56Mn	65Ni
Courant (A)	1,63E-09	2,12E-07	1,01E-09
%	0,8	98,8	0,5

Le tableau ci-dessus montre que la principale contribution provient de l'activité du manganèse 56, à hauteur de 99 %. D'autre part, le courant total issu de l'activation de l'acier, $2,15 \cdot 10^{-7}$ A, est environ 80 fois plus faible que la contribution photonique.

Enfin, ce calcul d'activation est réalisé en supposant que le courant émis par le ^{56}Mn est à saturation. Or, le temps de décroissance β^- est d'environ 2,6 h et donc, le courant calculé issu de l'activation neutronique ne sera effectif, en pratique, qu'au bout d'une journée d'irradiation continue.

Dans le cas de l'expérience CARMEN-1, la durée d'irradiation journalière ne dépassant pas quelques heures, le courant issu de l'activation de l'acier n'arrivera pas à saturation et cette contribution sera d'autant plus négligeable.

II.B.iii.d Conclusion

Les résultats des calculs MCNP5 simulant une chambre à fission sans dépôt sous un flux mixte neutron-gamma, du canal G60 du réacteur BR2, montrent que le courant total mesuré est de l'ordre de $18,4 \mu\text{A}$ et qu'il est dû à 97 % au flux photonique ; les 3 % étant la somme des interactions des neutrons avec la chambre à fission sans dépôt.

L'ensemble des résultats permettent de vérifier qu'une chambre à fission sans dépôt irradiée sous un flux mixte neutron-photon est un bon détecteur du flux photonique de par sa sélectivité aux photons et son niveau de signal suffisant.

Tableau 24 : résumé des calculs MCNP5 sur le calcul du courant généré dans une chambre à fission sans dépôt sous un flux mixte neutron-photon (canal G60, BR2)

	γ, e	$n, \gamma ; \gamma, e$	n, β^-
	1,78E-05	3,77E-07	2,15E-07
Courant (A)	1,84E-05		
%	96,8	2,1	1,2

II.B.iv Réponse spectrale du détecteur

Des simulations sont réalisées pour établir la réponse spectrale photonique de la chambre à fission sans dépôt et analyser quelles sont les interactions prépondérantes dans les différents composants modélisés.

II.B.iv.a Analyse de la réponse du détecteur

Dans un premier temps nous réalisons des calculs pour observer quelles sont les interactions majoritaires qui donnent naissance aux électrons énergétiques susceptibles d'ioniser le gaz et dans chacun des composants de la chambre. Pour ce faire, nous calculons avec MCNP5 le taux d'interaction photonique dans le gaz, l'anode et la cathode et définissons quels sont ces interactions (effet Compton, effet photoélectrique et création de paires). Pour réaliser ces calculs, nous utilisons un spectre photonique arbitrairement plat sur toute la gamme d'énergie (0 à 10 MeV). Ces taux d'interactions sont illustrés dans les Figures 28, 29, 30 suivantes.

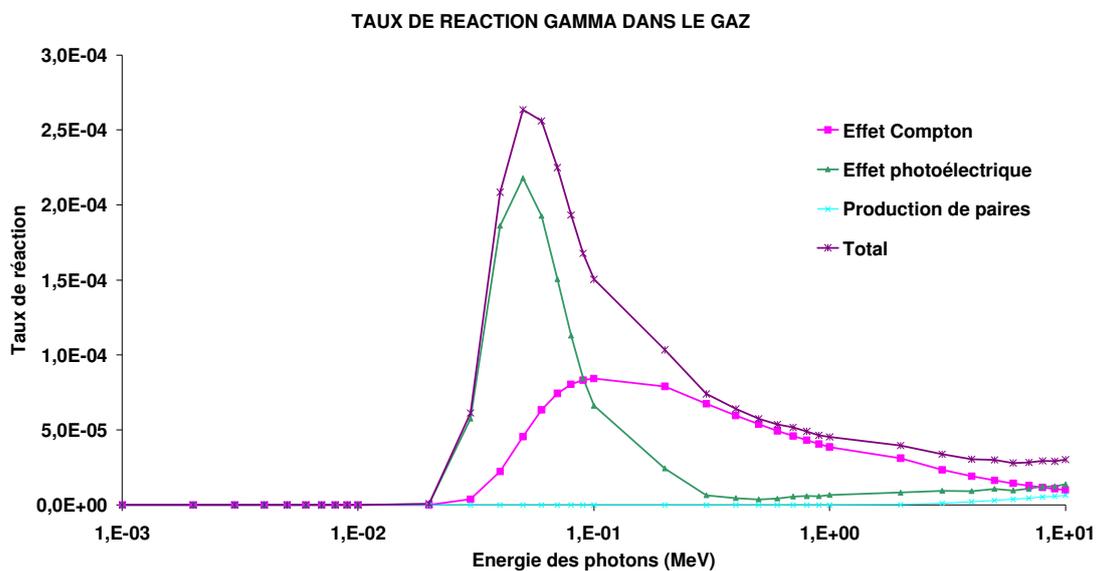


Figure 28 : taux d'interaction des photons dans le gaz (pour 1 photon incident)

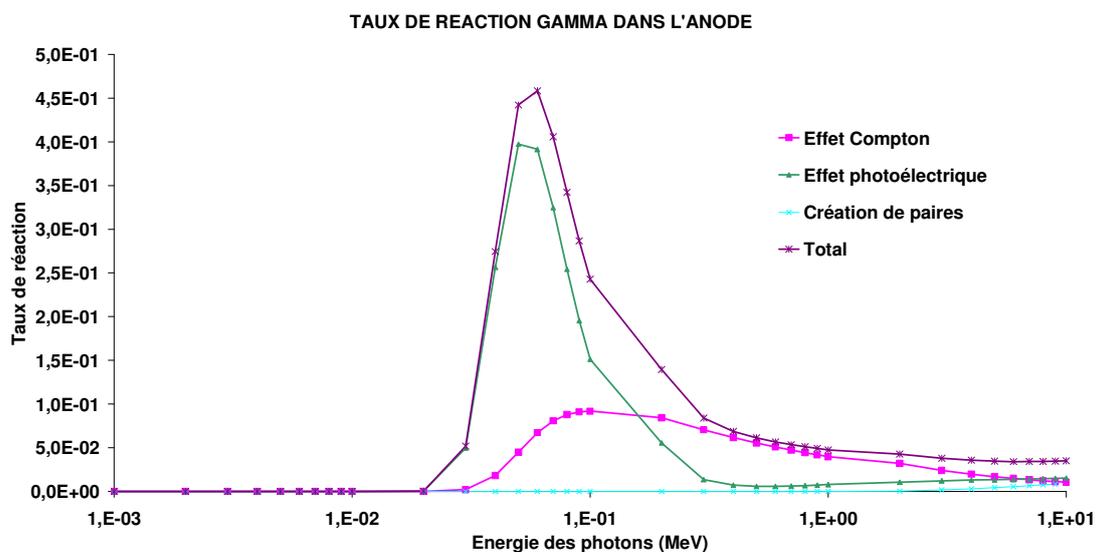
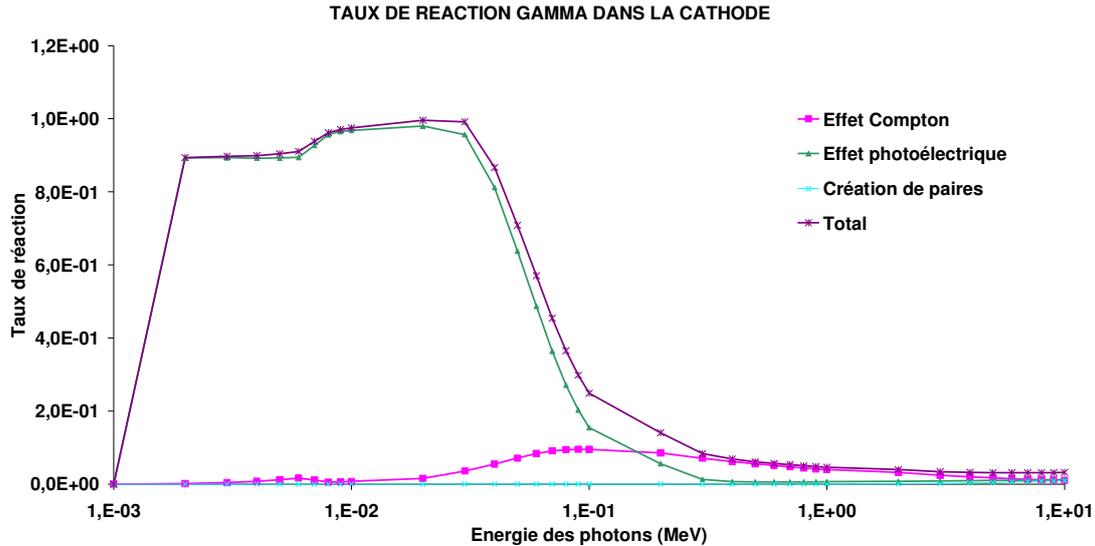
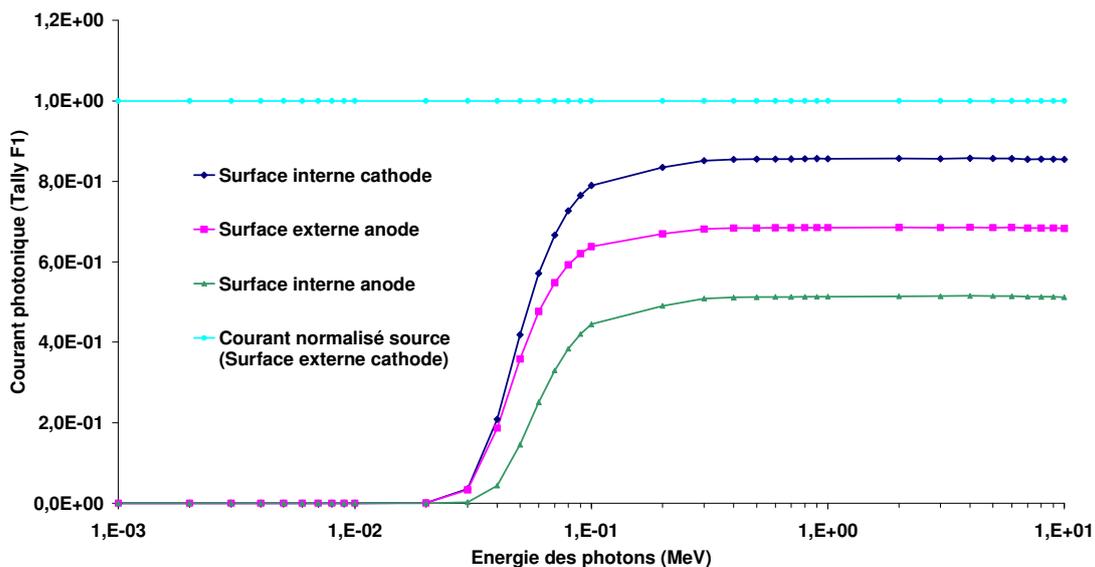


Figure 29 : taux d'interaction des photons dans l'anode (pour 1 photon incident)



Les Figures 28, 29 et 30 ci-dessus montrent que le taux d'interaction est maximum autour de 20 keV dans la cathode, 60 keV dans l'anode et 50 keV dans le gaz et qu'il est régi majoritairement par l'effet photoélectrique. Au delà de 100 keV, l'effet Compton devient ensuite majoritaire. Ces figures montrent également que le taux d'interaction des photons dans l'anode est plus de 1000 fois plus élevé que dans le gaz et que le taux d'interaction de la cathode est environ 4 fois plus élevé que dans l'anode. Ceci montre que le principal composant de la chambre à fission sans dépôt donnant naissance aux électrons ionisants est la cathode. Enfin, sur la Figure 30, nous constatons que la coupure en énergie du code MCNP5 limite le calcul des taux d'interactions à partir de 2 keV pour notre découpage en énergie mais ceci n'a pas d'impact pour le calcul des taux d'interactions dans le gaz et l'anode.

La Figure 31 ci-dessous montre la dépression de flux photonique à travers la cathode. Les photons de faibles énergies sont « piégés » ce qui explique le taux d'interaction des photons élevé aux basses énergies dans la cathode (cf. Figure 30).



II.B.iv.b Réponse spectrale

Afin d'établir la réponse spectrale globale du détecteur, nous définissons un spectre arbitraire plat sur toute la gamme d'énergie des photons. Le code MCNP5 permet alors de calculer le dépôt d'énergie dans le gaz des électrons issus des interactions photoniques présentées au §.II.B.ii.b.2 précédent en fonction de l'énergie des photons incidents.

La Figure 32 montre que la réponse spectrale photonique de la chambre sans dépôt est nulle aux énergies inférieures à 20 keV. On remarque que cette figure présente à 60 keV un pic « photoélectrique » sur la réponse spectrale du détecteur (cf. Figures 28, 29 et 30). Enfin, au-delà de 300 keV, la réponse du détecteur semble être une fonction croissante avec l'énergie des photons.

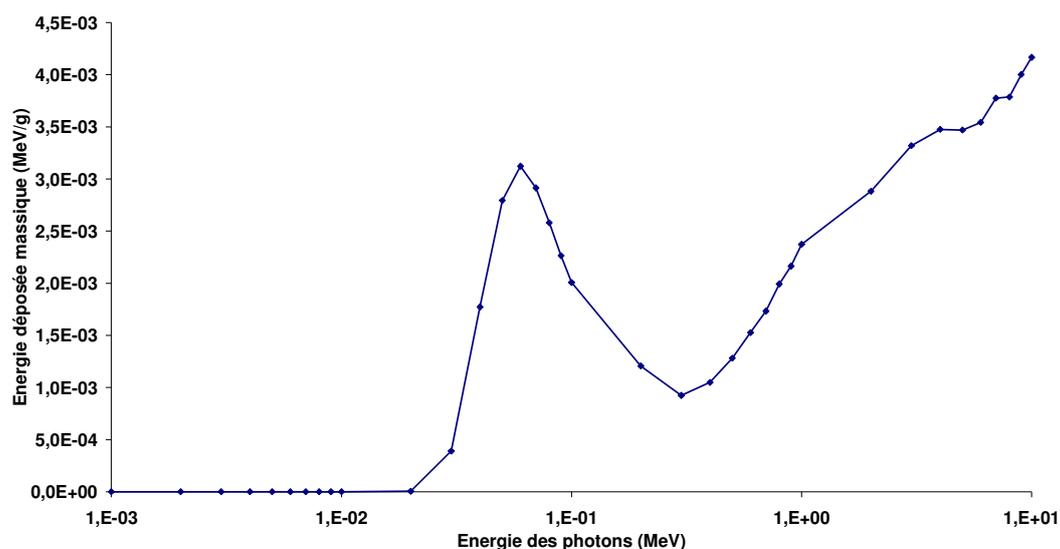


Figure 32 : réponse spectrale de la chambre pour un spectre uniforme (pour 1 photon incident)

Le calcul de la réponse spectrale avec un spectre photonique plus réaliste que le flux « plat » utilisé précédemment, à savoir celui du canal G60 du réacteur BR2 (cf. Figure 26) est représenté en Figure 33.

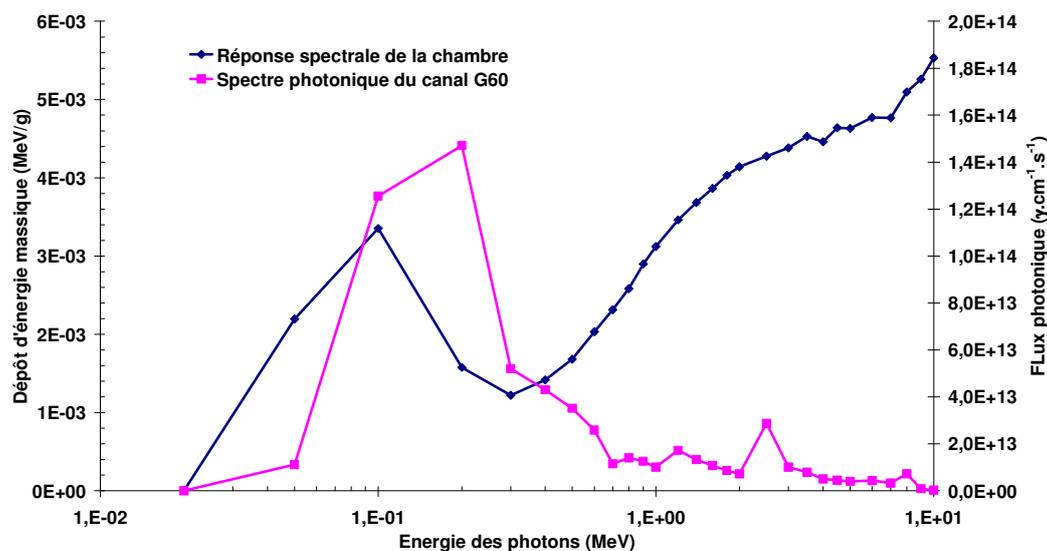


Figure 33 : réponse spectrale de la chambre dans le canal G60 de BR2

Nous constatons d'après les Figures 32 et 33 que la sensibilité du détecteur peut être découpée en 2 groupes d'énergies : un premier groupe inférieur à 60 keV et un second couvrant les photons à partir de 60 keV . La chambre d'ionisation est sensible aux photons d'énergies supérieures ou égales à 60 keV (cf. Figure 32). Cette « coupure » en sensibilité est due à la nature et l'épaisseur de la paroi extérieure de la chambre à fission. Ainsi, pour minimiser cette coupure, il s'agirait de minimiser l'épaisseur de paroi de la chambre ou de changer la nature du matériau (numéro atomique plus faible). Toutefois, la Figure 33 montre que le détecteur est sensible à l'ensemble du spectre photonique typique d'un canal d'irradiation du réacteur BR2.

II.B.v Conclusion

Les calculs MCNP5 ont montré d'une part que le courant délivré par une chambre à fission sans dépôt était suffisant (quelques μA) pour être mesurable pour un flux photonique de l'ordre de quelques $10^{14} \gamma.\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. D'autre part, les calculs montrent que le courant délivré par la chambre est très sélectif aux photons (97%), ce qui confère à ce détecteur un intérêt majeur. Enfin, nous avons montré par calculs que la chambre à fission sans dépôt permettait de mesurer le flux photonique total. Toutefois, l'interprétation du flux photonique par la mesure avec une chambre d'ionisation nécessite de connaître l'allure du spectre photonique à l'emplacement du détecteur.

En conclusion, l'expérience CARMEN-1 devrait permettre, à l'avenir, de qualifier et valider le formulaire de calculs MCNP5 quant à l'interprétation du flux photonique par les mesures en courant d'une chambre à fission sans dépôt, utilisée comme une chambre d'ionisation, en MTR. Le §.II.C suivant montre les résultats d'interprétation d'une chambre à fission sans dépôt pour la mesure du flux photonique dans les emplacements de l'expérience CARMEN-1.

II.C Interprétation des mesures par la chambre d'ionisation (chambre à fission sans dépôt)

Dans cette section, le formulaire de calculs d'exploitation des courants collectés par la chambre d'ionisation sera appliqué aux mesures réalisées lors de l'expérience CARMEN-1. Les calculs TRIPOLI des spectres photoniques et les résultats d'interprétation de la chambre d'ionisation seront discutés.

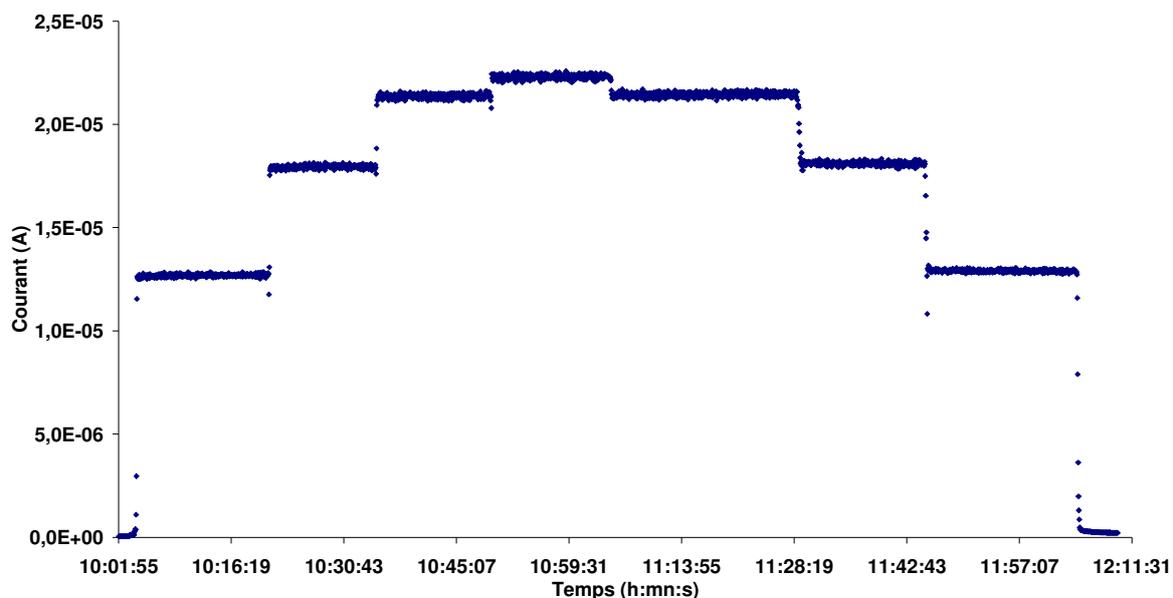


Figure 34 : courants mesurés aux bornes de la chambre d'ionisation en H9 (3^{ème} jour, cf. Fig.21)

II.C.i Résultats des spectres photoniques

Les spectres photoniques ont été calculés avec le code TRIPOLI pour chacun des emplacements caractérisés. Toutefois les calculs TRIPOLI ne prennent en compte que les photons prompts de fission du combustible et ne prennent pas en compte les photons retardés et les photons prompts issus des captures radiatives et autres réactions (diffusion inélastique avec les neutrons rapides) de l'environnement (eau, structure, etc.). Ces calculs ne permettent donc pas d'évaluer le niveau de flux photonique à l'emplacement du détecteur. Par contre nous ferons l'hypothèse [29] que le spectre calculé permet d'avoir une estimation de la distribution énergétique des photons dans chacun des emplacements caractérisés.

Dans le tableau ci-dessous, les valeurs de flux de photoniques calculées à partir des spectres photoniques sont résumées :

Tableau 25 : résultats des calculs des flux photoniques de TRIPOLI

cote -19,5 mm	Φ_{γ} ($\gamma/\text{cm}^2/\text{s}$)
H9	4,27E+14
H10	2,79E+14
H11	1,68E+14
D9	1,98E+14

Afin d'interpréter les résultats de la chambre d'ionisation il est nécessaire d'avoir connaissance des spectres photoniques et neutroniques aux différents emplacements de mesure. Contrairement aux flux neutroniques il n'existe pas de technique de mesure de référence des flux photoniques en MTR. Il faudra compter sur l'analyse combinée des mesures photoniques et d'échauffements nucléaires pour valider les niveaux de flux photoniques calculés à partir des mesures par la chambre d'ionisation (cf. §.IV.B).

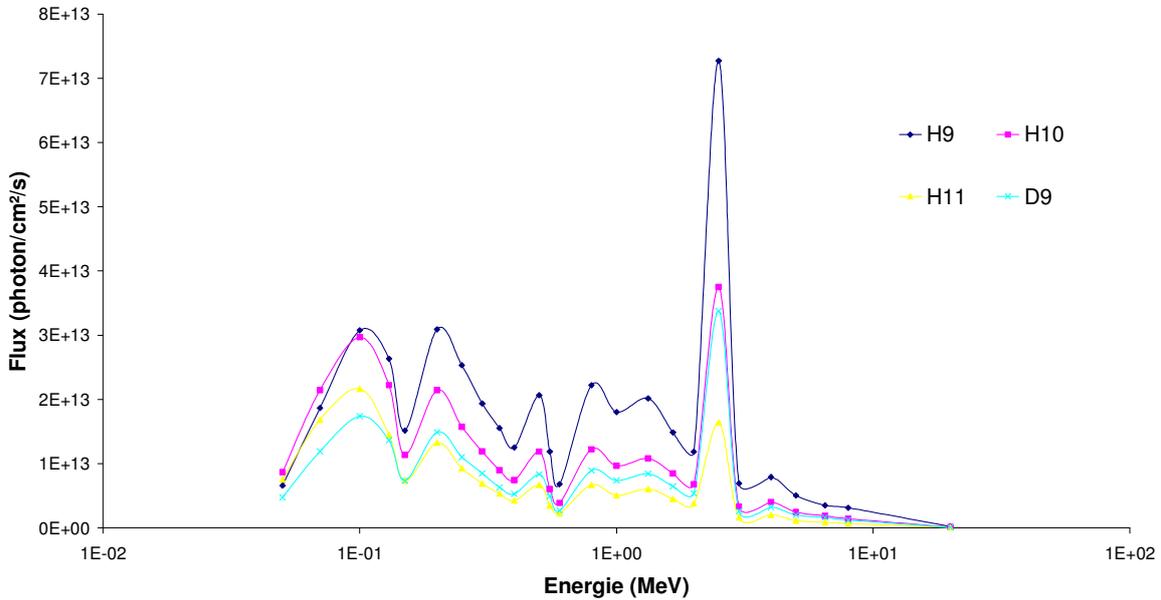


Figure 35 : spectre photonique (γ prompts) des différents emplacements à la cote -19,5 mm

II.C.ii Résultats des calculs d'interprétation de la chambre d'ionisation

Deux chambres d'ionisation (chambres à fission sans dépôt) ont été irradiées lors de l'expérience CARMEN-1. Ces détecteurs ont été disposés sur chacune des cellules de mesure CARMEN1-P et CARMEN1-N à la même altitude. Les mesures de courant ont montré une excellente reproductibilité des mesures entre les deux détecteurs. L'écart maximum mesuré entre les deux détecteurs n'excède pas 2% sur l'ensemble des mesures réalisées (une trentaine) dans les 4 emplacements de l'expérience.

Les valeurs de flux photoniques sont calculées à partir du formulaire de calcul (cf. §.II.B.ii.b) et des spectres neutroniques et photoniques. Les résultats des calculs d'interprétation des flux photoniques de la chambre d'ionisation de la cellule CARMEN1-P sont résumés dans le tableau ci-dessous :

Tableau 26 : calculs d'interprétation des flux photoniques des mesures par chambre d'ionisation

cote -19,5 mm	C.I : Φ_{γ} ($\gamma/\text{cm}^2/\text{s}$)
H9	7,22E+14
H10	4,42E+14
H11	2,47E+14
D9	2,92E+14

Nota : C.I. Chambre d'ionisation.

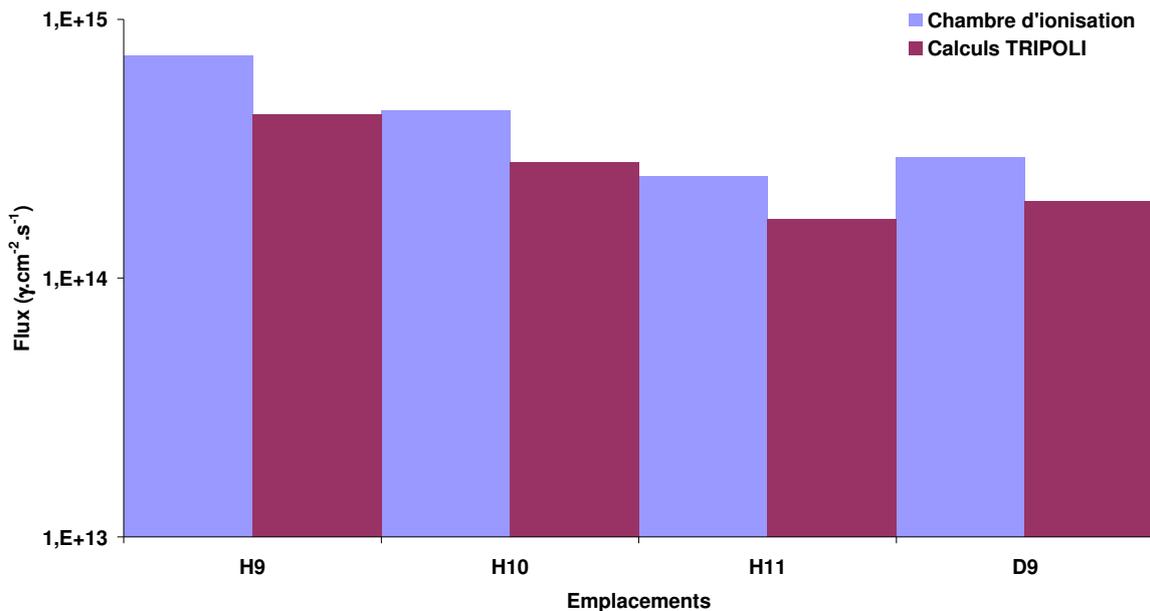


Figure 36 : comparaison des flux photoniques interprétés à partir des mesures par la chambre d'ionisation et calculés par TRIPOLI

Nous pouvons observer que les valeurs de flux photoniques calculées pour la chambre d'ionisation surestiment comme attendu les intensités des spectres photoniques calculés avec TRIPOLI (cf. §.II.C.i). Toutefois, les incertitudes des calculs d'interprétation des mesures par la chambre d'ionisation n'ont pas encore été évaluées, ni celles des calculs de flux photonique TRIPOLI. En revanche, nous pouvons mentionner ici les sources d'incertitudes les plus importantes quant à l'interprétation des mesures des chambres d'ionisation par les calculs Monte Carlo. Les principales sources d'incertitudes identifiées sont les suivantes :

- distribution relative des spectres photoniques (allure des spectres) ;
- géométrie du détecteur (densité de l'acier inox, tolérances dimensionnelles, etc.).

Les écarts de niveau de flux photonique entre les spectres et les mesures sont résumés dans le tableau suivant :

Tableau 27 : écarts C/E entre les calculs des flux photoniques de TRIPOLI et de l'interprétation des mesures des courants collectés par la chambre d'ionisation

cote -19,5 mm	C/E
H9	0,59
H10	0,63
H11	0,68
D9	0,68

Note : C/E Calcul/Expérience.

Les écarts des calculs des flux photoniques sont conséquents mais une grande part de ces écarts est attribuable aux photons retardés et aux photons prompts de captures radiatives, non pris en compte dans les calculs TRIPOLI. Des études antérieures ont montré par exemple que la contribution des photons retardés peut atteindre 30% du flux photonique total dans certaines configurations de cœurs [30].

L'analyse combinée des mesures de flux photoniques et d'échauffements nucléaires devront permettre de conforter l'interprétation du flux photonique par la chambre d'ionisation.

III INTERPRETATION DES MESURES D'ÉCHAUFFEMENT NUCLEAIRE

La mesure d'échauffement nucléaire dans chacun des emplacements de l'expérience CARMEN-1 est réalisée simultanément par deux détecteurs ; le calorimètre différentiel à échantillon de graphite dimensionné pour des échauffements nucléaires maximums de 2 W.g^{-1} (cf. Partie B, §.I.D.ii) et le thermomètre gamma pour des échauffements nucléaires maximums de 6 W.g^{-1} .

Dans ce chapitre nous détaillerons dans un premier temps les mesures d'étalonnage du calorimètre différentiel ainsi que des différentes méthodes d'interprétation des échauffements nucléaires, puis les mesures par thermométrie gamma.

III.A Interprétation des mesures par le calorimètre différentiel à échantillon de graphite

Le calorimètre différentiel dimensionné pour l'expérience CARMEN-1 a fait l'objet de deux campagnes de mesure et de deux étalonnages. En effet, la première campagne d'irradiation a montré les limites du premier étalonnage. Les étalonnages et le résultat de la comparaison des mesures interprétées selon les différentes méthodes (étalonnages et méthode dite de « zéro ») sont présentées dans cette section.

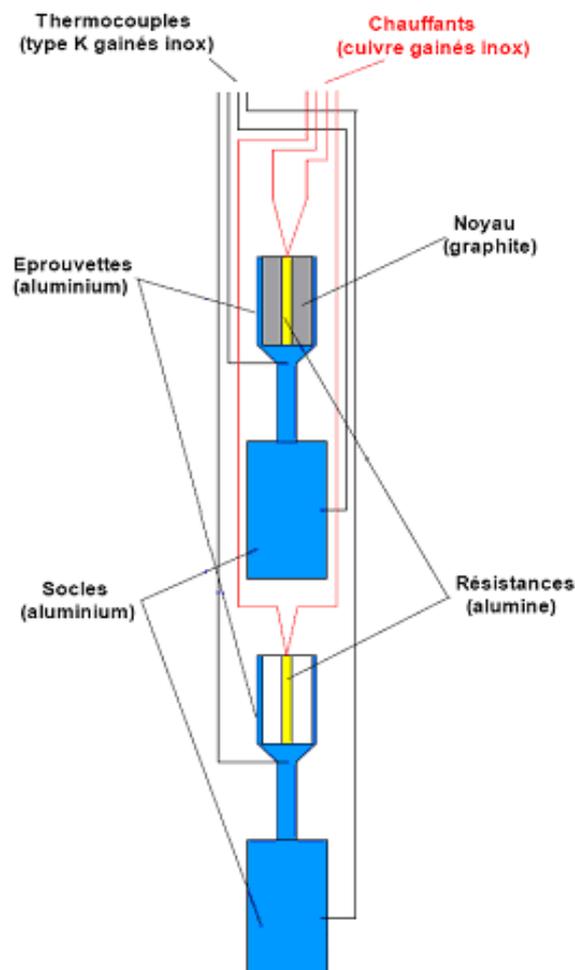


Figure 37 : schéma du calorimètre différentiel de l'expérience CARMEN-1

III.A.i Étalonnage du calorimètre différentiel

Le premier étalonnage du calorimètre a été effectué dans la piscine du réacteur ISIS⁹ hors rayonnement. Cet étalonnage a été réalisé de la même façon que pour les calorimètres similaires précédemment fabriqués (le calorimètre de l'expérience CALMOS [31] entre autres). Il s'agit de caractériser la réponse de chacune des éprouvettes, vide et pleine, en injectant un courant variable dans les résistances. Ainsi, pour chaque éprouvette est calculée sa sensibilité en °C.W⁻¹. Enfin, l'équation qui permet de calculer le coefficient d'étalonnage du calorimètre est appliquée (Partie A, §.IV.B.iii).

III.A.i.a 1^{er} étalonnage à ISIS

Afin de déterminer la sensibilité de chacune des éprouvettes (avec et sans l'échantillon de graphite), il est injecté un courant variable jusqu'à 1 A par palier de 0,1 A. La valeur de la résistance du fil de constantan ayant été évaluée au préalable lors du montage du calorimètre et le courant injecté mesuré avec précision, les mesures de températures sont enregistrées. La courbe de sensibilité de l'éprouvette est alors déduite en traçant ΔT ¹⁰ en fonction de la puissance injectée dans l'éprouvette. Pour rappel (cf. Partie A, §.IV.B), la puissance injectée s'exprime ici comme :

$$P = R \cdot i^2 ,$$

avec P : puissance dissipée dans l'éprouvette [W] ;
 R : résistance électrique des résistances d'étalonnage [Ω] ;
 i : intensité électrique injectée dans les résistances [A].

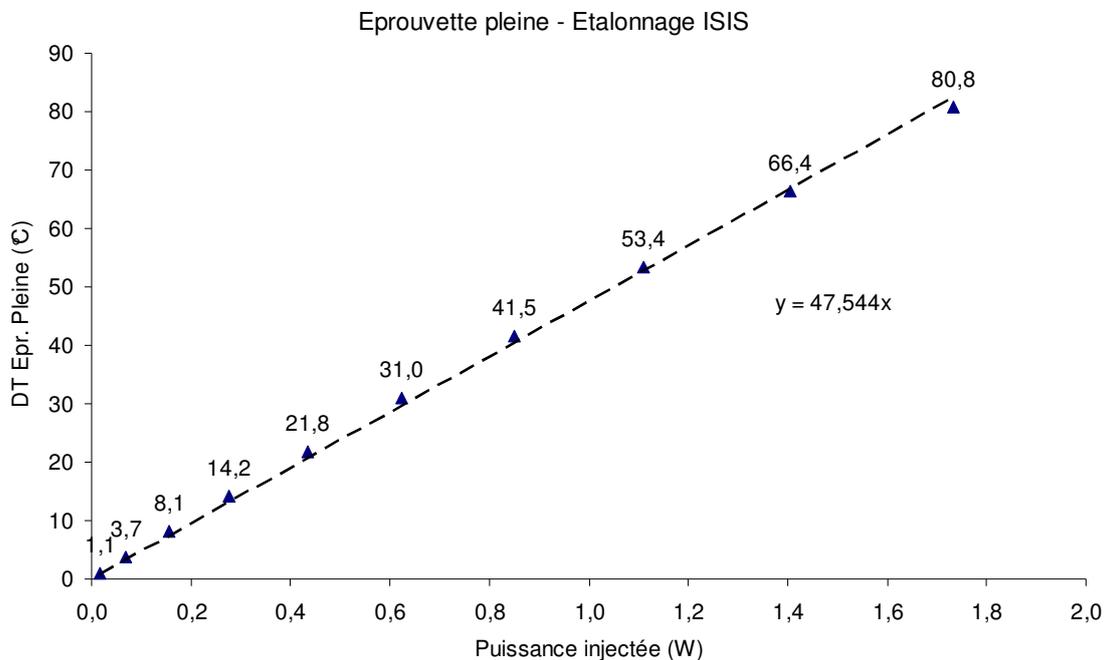


Figure 38 : courbe de sensibilité de l'éprouvette à échantillon de graphite – Etalonnage ISIS

⁹ La piscine du réacteur ISIS a été choisie car elle offre une hauteur d'eau suffisante pour y introduire l'ensemble de la cellule de mesure CARMEN1-P.

¹⁰ ΔT est la différence entre les températures de l'éprouvette et de son socle (cf. Partie A).

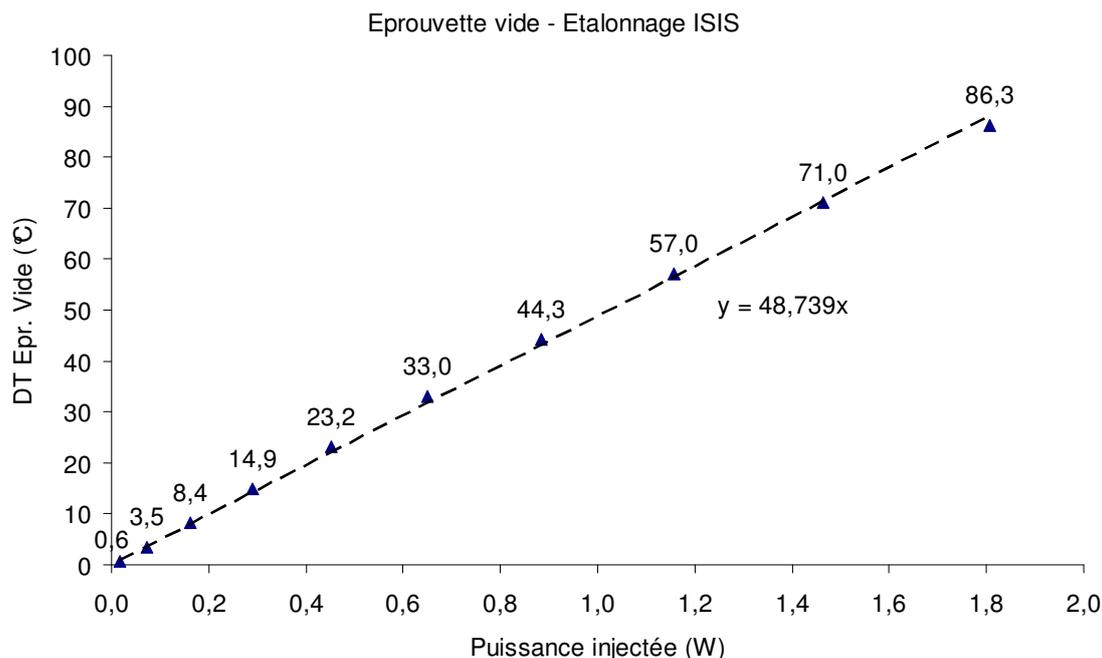


Figure 39 : courbe de sensibilité de l'éprouvette vide de référence – Etalonnage ISIS

Le calcul du coefficient d'étalonnage global k est déterminé par la relation (cf. Partie A, §.IV.B) :

$$k = \frac{1}{M_E \cdot P_E + M \cdot (P_E - P_v)}$$

avec k : coefficient d'étalonnage [$\text{W} \cdot \text{g}^{-1} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$] ;
 M_E : masse de l'échantillon de graphite [$\text{g} \pm 1 \cdot 10^{-3} \text{ g}$] ;
 M : masse des éprouvettes (partie haute), hors échantillon [$\text{g} \pm 0,1 \text{ g}$] ;
 P_E : pente caractéristique de l'éprouvette pleine [$^\circ\text{C} \cdot \text{W}^{-1} \pm 2,1\%$] ;
 P_v : pente caractéristique de l'éprouvette vide [$^\circ\text{C} \cdot \text{W}^{-1} \pm 2,1\%$].

L'application numérique donne un coefficient d'étalonnage égal à $0,015 \text{ W} \cdot \text{g}^{-1} \cdot ^\circ\text{C}^{-1} \pm 3,4 \%$.

L'incertitude totale sur le calcul de l'échauffement nucléaire dans l'échantillon dépend des valeurs de $\Delta\Delta T$ mesurées (différence entre les ΔT de l'éprouvette à échantillon de graphite et de l'éprouvette vide de référence). Le tableau suivant résume les incertitudes sur la détermination de l'échauffement nucléaire en fonction des emplacements cartographiés :

Tableau 28 : incertitudes du calcul d'échauffement nucléaire par la méthode d'étalonnage

1ers essais		2nds essais	
	u(Ech)/Ech (%)		u(Ech)/Ech (%)
H9	4,2%	H9'	4,2%
H10	5,4%	H10'	5,3%
H11	8,4%	-	-
D9	6,3%	-	-

Lors de la première campagne d'irradiation nous nous sommes rendu compte que les valeurs de températures absolues relevées sur les thermocouples étaient bien supérieures à celles relevées lors de l'étalonnage. En effet, lors de l'étalonnage, les températures absolues ne dépassaient pas 120 °C alors qu'à l'emplacement H9 (emplacement où l'échauffement nucléaire attendu est le plus élevé des 4 emplacements de l'expérience) les températures absolues dépassaient 320 °C. Des pertes thermiques par conduction dans le gaz n'étaient pas prises en compte dans l'étalonnage et par conséquent l'interprétation de l'échauffement nucléaire par le coefficient d'étalonnage établi précédemment était entachée d'une erreur.

III.A.i.b 2nd étalonnage à OSIRIS

Un second étalonnage a été nécessaire au regard des mesures de température relevées lors de la première campagne de mesure. Ce second étalonnage a donné l'occasion de réaliser par ailleurs une seconde campagne de mesure dans les emplacements H9 et H10. Avec les valeurs de températures relevées lors de la 1^{ère} campagne d'irradiation il a été décidé de refaire l'étalonnage du calorimètre différentiel mais cette fois à des courants permettant de se rapprocher des niveaux de températures relevées dans l'emplacement où l'échauffement nucléaire a été le plus élevé, soit en H9. Les courants maximums injectés n'ont pas dépassé 2 A d'une part car l'alimentation en courant ne pouvait aller au-delà mais également par précaution car le risque de fragiliser les résistances et ainsi le calorimètre aurait pu avoir des conséquences regrettables sur les objectifs scientifiques de l'expérience CARMEN-1. Toutefois, les températures atteintes lors de ce second étalonnage sont de l'ordre de 280 °C et donc proches des conditions de températures de l'emplacement expérimental le plus « chaud ».

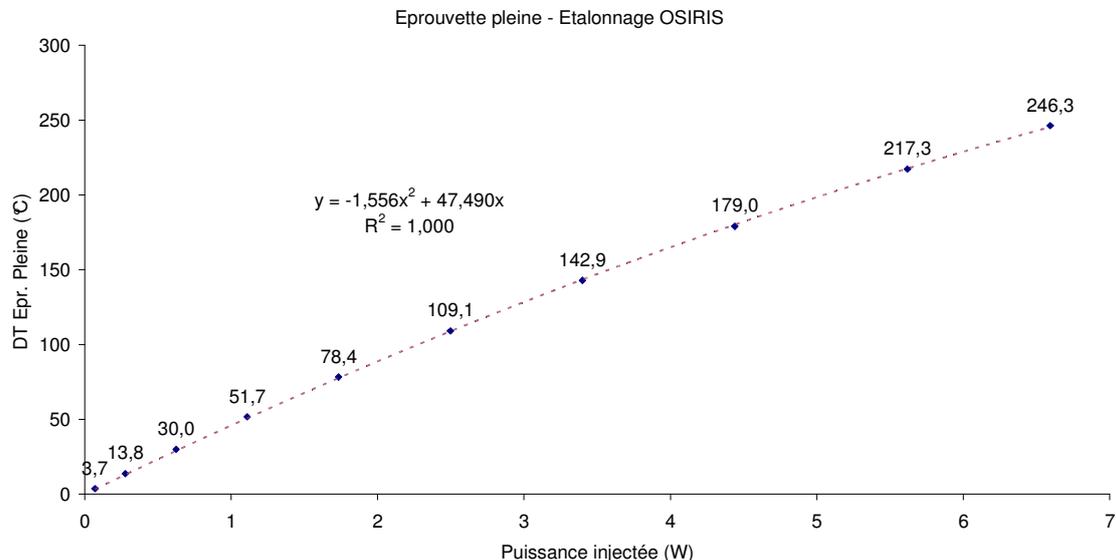


Figure 40 : sensibilité de l'éprouvette à échantillon de graphite – Etalonnage OSIRIS

La caractérisation des sensibilités des éprouvettes à des niveaux de puissance plus élevées a montré l'intérêt de ce nouvel étalonnage. En effet, comme le montre la Figure 40 ci-dessus et la Figure 41 page suivante, la sensibilité des éprouvettes n'est pas linéaire sur toute la plage de puissance. Une régression polynomiale d'ordre 2 est plus représentative du comportement de chacune des éprouvettes.

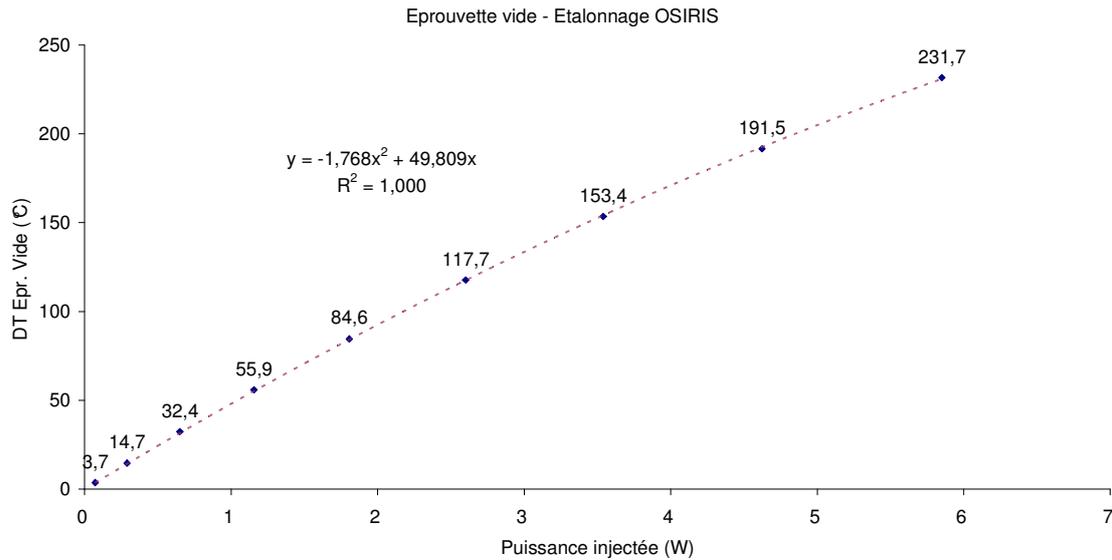


Figure 41 : sensibilité de l'éprouvette vide – Etalonnage OSIRIS

Pour déterminer le coefficient d'étalonnage dans le cas d'une sensibilité polynomiale d'ordre 2, il convient de résoudre un système de deux équations à partir des mesures des ΔT des éprouvettes vide et pleine.

La différence de température mesurée sur l'éprouvette pleine est fonction de la puissance injectée « P », de la masse de l'échantillon de graphite « M_E » et de la masse de l'éprouvette « M » (partie haute). Elle s'exprime comme :

$$\Delta T_{Epr.Pleine} = A_2(M \cdot P + M_E \cdot P)^2 + A_1(M \cdot P + M_E \cdot P)$$

La différence de température mesurée sur l'éprouvette vide est fonction de la puissance injectée et de la masse de l'éprouvette (partie haute). Elle s'exprime comme :

$$\Delta T_{Epr.Vide} = B_2(M \cdot P)^2 + B_1(M \cdot P)$$

avec $A_1 = 47,490$; $A_2 = -1,556$; $B_1 = 49,809$; $B_2 = -1,768$.

Afin de calculer le dépôt d'énergie dans le graphite, nous calculons alors la différence des ΔT entre les deux éprouvettes.

$$\Delta \Delta T = \Delta T_{Epr.Pleine} - \Delta T_{Epr.Vide} = A_2(M \cdot P + M_E \cdot P)^2 + A_1(M \cdot P + M_E \cdot P) - B_2(M \cdot P)^2 - B_1(M \cdot P)$$

L'échauffement nucléaire est déduit par la relation suivante :

$$P = \frac{-(A_1 M + A_1 M_E - B_1 M) + \sqrt{(A_1 M + A_1 M_E - B_1 M)^2 - 4 \cdot A_2 (M^2 + M_E^2 + 2 M M_E) - B_2 M^2 \cdot (\Delta \Delta T)}}{2 \cdot A_2 (M^2 + M_E^2 + 2 M M_E) - B_2 M^2}$$

L'incertitude sur le calcul de l'échauffement nucléaire dépend majoritairement des valeurs de $\Delta\Delta T$ mesurées. Le Tableau 29 suivant résume les incertitudes sur la détermination de l'échauffement nucléaire en fonction des emplacements cartographiés :

Tableau 29 : incertitudes du calcul d'échauffement nucléaire par la méthode non linéaire

1ers essais		2nds essais	
	u(Ech)/Ech (%)		u(Ech)/Ech (%)
H9	3,7%	H9'	3,7%
H10	5,0%	H10'	4,8%
H11	8,2%	-	-
D9	6,0%	-	-

III.A.ii Interprétation des mesures par la méthode d'étalonnage

Les mesures d'échauffements nucléaires ont été réalisées sur deux campagnes de mesures. La première campagne a permis de caractériser les 4 emplacements prévus pour l'expérience (H9, H10, H11 et D9). En revanche, lors de la seconde campagne seuls les emplacements H9 et H10 ont été caractérisés une nouvelle fois.

Le tableau ci-dessous résume les résultats des $\Delta\Delta T$ déduits des mesures de température à la cote -19,5 mm :

Tableau 30 : résultats des calculs de $\Delta\Delta T$ réalisés à partir des mesures de températures

1ers essais		2nds essais	
	$\Delta\Delta T$ [°C]		$\Delta\Delta T$ [°C]
H9	77,0	H9'	80,7
H10	47,0	H10'	49,0
H11	26,1	-	-
D9	37,4	-	-

L'incertitude sur les mesures des $\Delta\Delta T$ est estimée à ± 2 °C.

Nous observons que lors de la seconde campagne de mesure, les $\Delta\Delta T$ relevés en H9 et H10 (notés H9' et H10') sont supérieurs à la première campagne. Les écarts sont de 4,8% en H9 et de 4,3% en H10 par rapports aux résultats de la première campagne.

Le tableau ci-dessous résume les calculs d'échauffement nucléaire avec le coefficient d'étalonnage obtenu lors du 1^{er} étalonnage à ISIS ($k = 0,015 \text{ W.g}^{-1}.\text{°C}^{-1}$) :

Tableau 31 : calculs d'interprétation de l'échauffement nucléaire à partir du coefficient établi lors du 1^{er} étalonnage

1ers essais		2nds essais	
	Ech. Nuc. [W/g]		Ech. Nuc. [W/g]
H9	1,15	H9'	1,20
H10	0,70	H10'	0,73
H11	0,39	-	-
D9	0,56	-	-

Le Tableau 32 de la page suivante résume les calculs d'interprétation de l'échauffement nucléaire à partir de la sensibilité déterminée lors du 2nd étalonnage.

Tableau 32 : calculs d'interprétation de l'échauffement nucléaire à partir du polynôme d'ordre 2

1ers essais		2nds essais	
	Ech. Nuc. [W/g]		Ech. Nuc. [W/g]
H9	1,54	H9'	1,65
H10	0,83	H10'	0,87
H11	0,43	-	-
D9	0,64	-	-

Le tableau ci-dessous résume les écarts entre les évaluations des échauffements nucléaires avec le coefficient d'étalonnage de la première campagne et du polynôme d'ordre 2 :

$$\left(Ech.Nuc_{non\ linéaire} - Ech.Nuc_{linéaire-1^{er}\ Etal.} \right) / Ech.Nuc_{linéaire-1^{er}\ Etal.}$$

Tableau 33 : écarts d'interprétation de l'échauffement nucléaire entre le polynôme d'ordre 2 et le coefficient établi lors du 1^{er} étalonnage

1ers essais		2nds essais	
	Ecart / 1er Etal. (%)		Ecart / 1er Etal. (%)
H9	34,4%	H9'	37,4%
H10	17,6%	H10'	18,4%
H11	10,0%	-	-
D9	13,9%	-	-

Ces premiers résultats montrent l'importance de l'étalonnage du calorimètre différentiel dans la bonne plage de température, en particulier pour les niveaux d'échauffement les plus élevés.

III.A.iii Interprétation des mesures par la méthode de « zéro »

La méthode de « zéro » ne nécessite pas d'étalonnage préalable du calorimètre différentiel. Cette méthode est dite absolue car elle permet de calculer le dépôt d'énergie dans le graphite en injectant une puissance équivalente par effet joule dans l'éprouvette vide et en équilibrant les ΔT des éprouvettes (vide et pleine) de sorte que $\Delta\Delta T = 0$. Les résultats de l'interprétation de l'échauffement nucléaire par la méthode de « zéro » sont résumés dans le tableau suivant :

Tableau 34 : interprétation de l'échauffement nucléaire à partir de la méthode de « zéro »

1ers essais		2nds essais	
	Ech. Nuc. [W/g]		Ech. Nuc. [W/g]
H9	1,73	H9'	1,73
H10	0,82	H10'	0,85
H11	0,39	-	-
D9	0,59	-	-

Les sources d'incertitudes liées à cette méthode de mesure sont les suivantes :

- puissance injectée (résistance, courant) ;
- équilibre des ΔT des éprouvettes (vide et pleine) pour que $\Delta\Delta T = 0$;
- positionnement des 2 éprouvettes.

Nous estimons à 1,5 % l'incertitude sur l'interprétation de l'échauffement nucléaire par la méthode de « zéro ».

Le Tableau 35 suivant résume les écarts entre les évaluations des échauffements nucléaires avec le premier coefficient d'étalonnage et la méthode de « zéro » :

$$\left(Ech.Nuc_{\text{linéaire-1}^{\text{er}} \text{ Etal.}} - Ech.Nuc_{\text{"zéro"}} \right) / Ech.Nuc_{\text{"zéro"}}$$

Tableau 35 : écarts d'interprétation de l'échauffement nucléaire entre le coefficient établi lors du 1^{er} étalonnage et la méthode de « zéro »

1ers essais		2nds essais	
	Ecart / "zéro" (%)		Ecart / "zéro" (%)
H9	-33,7%	H9'	-30,5%
H10	-14,1%	H10'	-13,6%
H11	-0,4%	-	-
D9	-5,8%	-	-

Le tableau ci-dessous résume les écarts entre les évaluations des échauffements nucléaires avec le polynôme d'ordre 2 et la méthode de « zéro » :

$$\left(Ech.Nuc_{\text{non linéaire}} - Ech.Nuc_{\text{"zéro"}} \right) / Ech.Nuc_{\text{"zéro"}}$$

Tableau 36 : écarts d'interprétation de l'échauffement nucléaire entre le polynôme d'ordre 2 et la méthode de « zéro »

1ers essais		2nds essais	
	Ecart / "zéro" (%)		Ecart / "zéro" (%)
H9	-10,9%	H9'	-4,5%
H10	1,0%	H10'	2,4%
H11	9,6%	-	-
D9	7,2%	-	-

III.A.iv Conclusion

Nous avons constaté que l'étalonnage du calorimètre différentiel nécessite une attention particulière. En effet, l'expérience montre que la caractérisation des éprouvettes ne peut plus être considérée comme linéaire pour des températures d'éprouvettes élevées.

Cet étalonnage a montré la pertinence de la prise en compte d'une sensibilité polynômiale d'ordre 2. Enfin, les résultats de la méthode de « zéro », considérée comme une mesure absolue de l'échauffement nucléaire, a montré l'intérêt de ce nouvel étalonnage.

Enfin, pour les 3 méthodes d'interprétation de l'échauffement nucléaire, nous faisons l'hypothèse que la résistance du fil de constantan ne varie pas avec la température. Il conviendrait de réaliser une mesure à 4 fils de la résistance pour vérifier cette hypothèse et réduire les incertitudes sur les puissances injectées dans les éprouvettes lors des étalonnages et notamment pour la détermination de la puissance injectée dans l'éprouvette vide de la méthode de « zéro ».

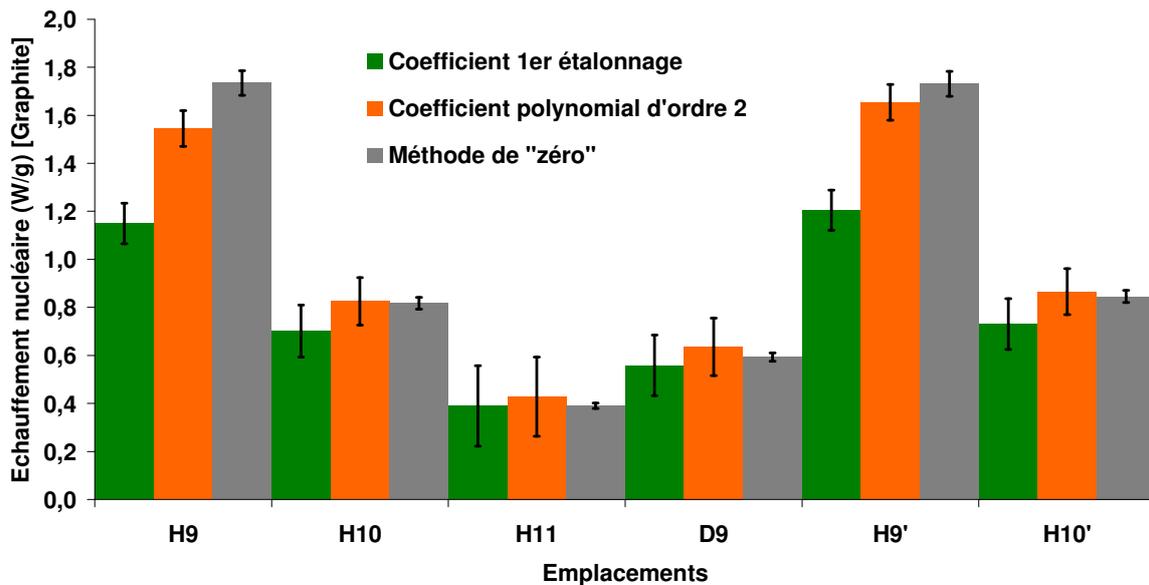


Figure 42 : résumé des calculs d'interprétation de l'échauffement nucléaire avec le calorimètre

Note : les barres d'incertitudes sont illustrées à 2σ (i.e. facteur d'élargissement $k=2$).

III.B Interprétation des mesures par le thermomètre gamma

Le thermomètre gamma testé pour l'expérience CARMEN-1 a été utilisé de manière classique. La mesure différentielle par un thermocouple est relevée tout au long de l'expérience. L'échauffement nucléaire est alors calculé avec le coefficient d'étalonnage déterminé préalablement par le SCK·CEN (cf. Partie A, §.IV.C.iii). L'échauffement nucléaire calculé avec le thermomètre gamma s'exprime selon la relation suivante :

$$Ech. Nuc. = \Delta T / CF$$

avec ΔT : différence de température mesurée aux bornes du thermocouple différentiel [$^{\circ}C$];
 CF : coefficient d'étalonnage ($CF=43,4 [^{\circ}C.W^{-1}.g] \pm 10\%^{11}$).

Le tableau ci-dessous résume les calculs d'échauffement nucléaire réalisés avec le thermomètre gamma :

Tableau 37 : calculs d'interprétation de l'échauffement nucléaire avec le thermomètre gamma

1ers essais		2nds essais	
	Ech. Nuc. [W/g]		Ech. Nuc. [W/g]
H9	2,10	H9'	2,20
H10	1,25	H10'	1,26
H11	0,66	-	-
D9	0,86	-	-

Les résultats résumés dans le tableau ci-dessus montrent que les valeurs des échauffements nucléaires calculées par le thermomètre gamma sont supérieures à celles calculées par le calorimètre différentiel, toutes méthodes confondues.

¹¹ Valeur d'incertitude indiquée dans le Rapport de Fin de Fabrication du thermomètre gamma.

Les mesures par thermométrie gamma surestiment l'échauffement nucléaire par rapport au calorimètre différentiel. La différence entre les matériaux employés (graphite pour le calorimètre et acier inoxydable pour le thermomètre gamma) peut expliquer une partie de cet écart. En effet l'échauffement photonique augmente avec le numéro atomique (Z) du matériau.

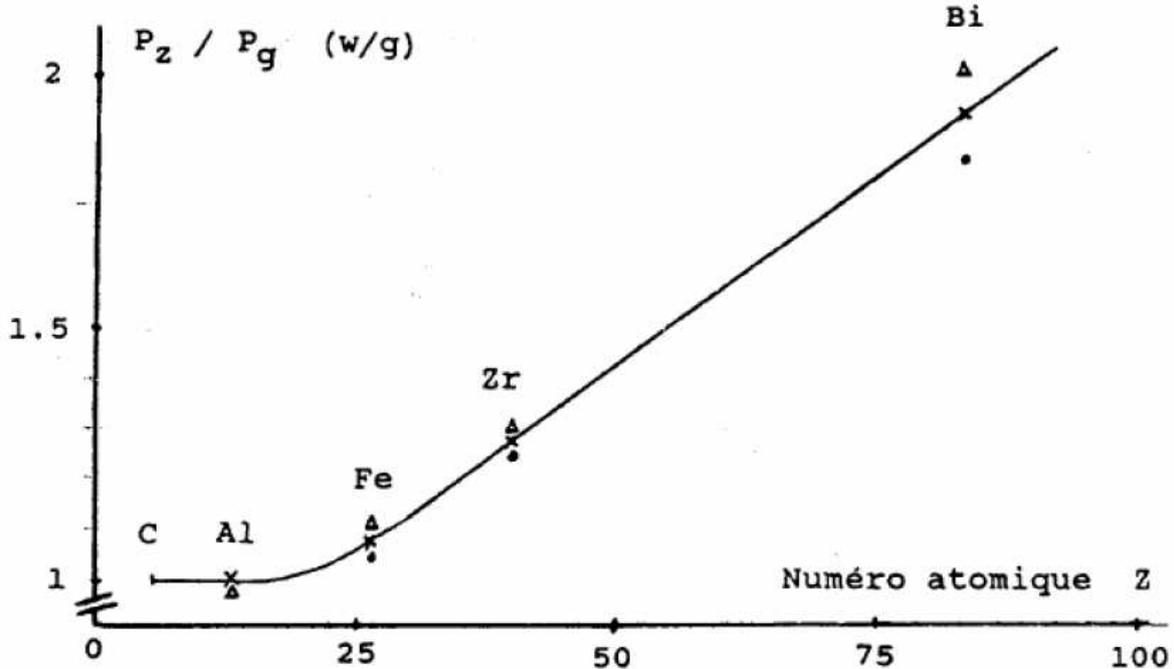


Figure 43 : puissances massiques normalisées à celle du graphite en fonction du numéro atomique du matériau [32]

Nous pouvons constater dans le Tableau 38 que les écarts d'interprétation des mesures d'échauffement entre le calorimètre différentiel (méthode de « zéro ») et le thermomètre gamma sont d'autant plus grands que nous nous éloignons du cœur.

Tableau 38 : écarts d'interprétation des mesures d'échauffement nucléaire entre le calorimètre différentiel (méthode de « zéro ») et le thermomètre gamma

1ers essais		2nds essais	
	Ecart / "zéro" (%)		Ecart / "zéro" (%)
H9	20,8%	H9'	27,3%
H10	52,6%	H10'	49,4%
H11	68,3%	-	-
D9	45,0%	-	-

Note : les écarts sont calculés selon la relation $(Ech.Nuc_{GT} - Ech.Nuc_{"zéro"}) / Ech.Nuc_{"zéro"}$.

Les écarts d'interprétation de l'échauffement nucléaire dans le graphite et dans l'acier inoxydable peuvent s'expliquer par le fait que les rapports des intensités de flux neutroniques et photoniques sont différents en chaque emplacement. On rappelle qu'entre chacun des emplacements H9, H10 et H11 l'intensité des flux neutroniques baisse d'un facteur ~5 alors que l'intensité des flux photoniques baisse d'un facteur ~2 de H9 à H11. En effet, nous le verrons plus loin dans le §.IV.B, une part de l'échauffement nucléaire mesuré dans le graphite

est due au flux neutronique et cette contribution neutronique est relativement moins élevée dans l'acier inoxydable. Enfin, le calorimètre différentiel a été dimensionné pour mesurer des échauffements nucléaires dans le graphite n'excédant pas $2,2 \text{ W.g}^{-1}$ et les résultats des mesures montrent que l'on balaye une plage de $0,4$ à $1,7 \text{ W.g}^{-1}$. En revanche, le thermomètre gamma est dimensionné pour mesurer des échauffements nucléaires dans l'acier inoxydable maximums de 6 W.g^{-1} . Les résultats des mesures montrent que l'on balaye une plage $0,7$ à $2,2 \text{ W.g}^{-1}$. La gamme de mesure du thermomètre gamma est plus étendue que celle du calorimètre différentiel et nous pourrions supposer que pour les faibles valeurs d'échauffement mesurées en H10 et H11, nous soyons en limite de sa gamme de mesure.

IV INTERPRETATION COMBINEE DES MESURES NEUTRONIQUES ET PHOTONIQUES

Dans ce chapitre nous allons traiter de l'interprétation combinée des mesures neutroniques et photoniques. Du fait du nombre de détecteurs utilisés lors de l'expérience CARMEN-1, plusieurs voies d'interprétations combinées sont possibles. Toutefois, pour les travaux de thèse, nous avons fait le choix de sélectionner le collectron rhodium, la chambre d'ionisation et les mesures d'échauffements nucléaires par calorimétrie et thermométrie pour mettre en avant l'intérêt de la combinaison des mesures neutroniques et photoniques.

Nous montrerons dans ce chapitre tout d'abord l'intérêt de combiner les mesures de flux photonique aux calculs de flux de neutrons thermiques par le collectron rhodium. Ensuite nous montrerons l'intérêt de mesurer le flux photonique pour expliciter les calculs d'interprétation de l'échauffement nucléaire par les deux détecteurs et leurs écarts.

IV.A Combinaison des mesures de flux photonique et de flux neutronique

Dans cette section, les flux photoniques calculés à partir des mesures par la chambre d'ionisation sont utilisés pour calculer à nouveau la contribution photonique sur les signaux mesurés par le collectron rhodium.

Les niveaux des spectres photoniques sont ici corrigés par les calculs d'interprétation des flux photoniques de la chambre d'ionisation pour recalculer, sur la base du formulaire de calculs d'interprétation des flux de neutrons thermiques des collectrons, les niveaux de flux de neutrons thermiques dans chacun des emplacements de l'expérience CARMEN-1.

Le tableau ci-dessous rappelle les résultats obtenus par les deux méthodes d'interprétation du signal généré par le collectron rhodium :

Tableau 39 : résultats d'interprétation des mesures par le collectron rhodium

cote -19,5 mm	Dosimétrie : ϕ_{th} (n/cm ² /s)	Analytique : ϕ_{th} (n/cm ² /s)	Formulaire : ϕ_{th} (n/cm ² /s)
H9	3,08E+14	2,94E+14	3,07E+14
H10	7,98E+13	8,77E+13	9,89E+13
H11	1,62E+13	1,91E+13	2,10E+13
D9	1,04E+14	1,20E+14	1,38E+14

En ajustant l'intensité des spectres photoniques avec les résultats d'interprétation des flux photoniques par la chambre d'ionisation, les flux de neutrons thermiques mesurés avec le collectron rhodium sont à nouveau interprétés avec le formulaire de calculs (cf. Tableau 40).

Tableau 40 : résultats d'interprétation des mesures par le collectron rhodium en tenant compte des mesures des flux photoniques de la chambre d'ionisation

cote -19,5 mm	ϕ_{th} (n/cm ² /s)
H9	2,99E+14
H10	9,48E+13
H11	1,93E+13
D9	1,35E+14

La Figure 44 résume les résultats obtenus par l'ensemble des méthodes d'interprétation des flux de neutrons thermiques ainsi que les résultats résumés dans le Tableau 40.

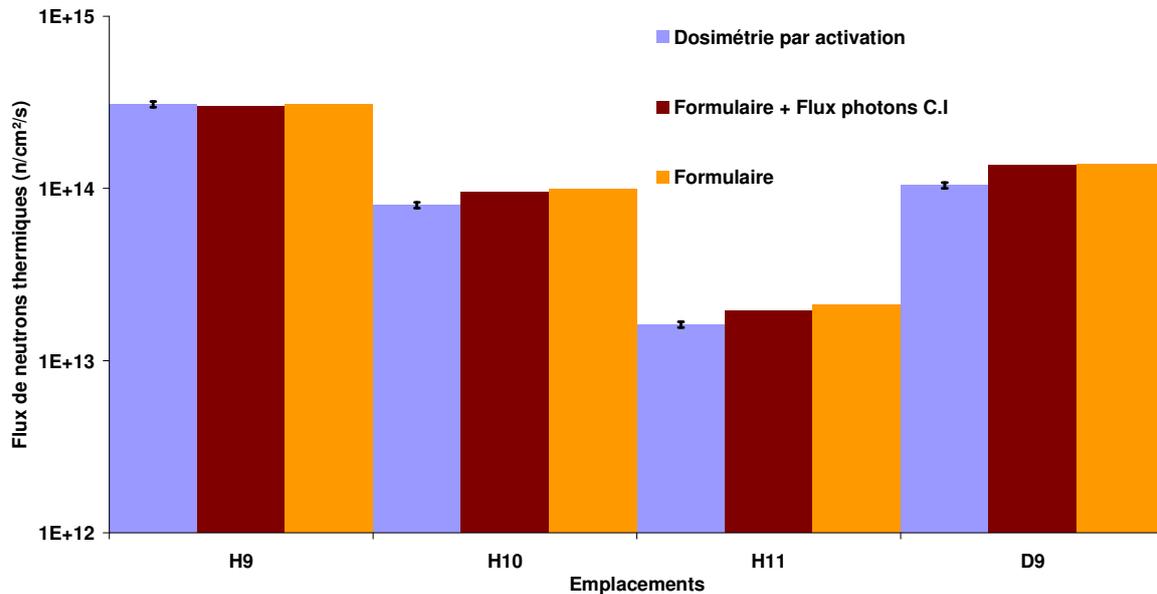


Figure 44 : résultats des différentes interprétations des flux de neutrons thermiques avec et sans combinaison des mesures photoniques

Les écarts d'interprétation des calculs d'interprétation des flux de neutrons thermiques, sans combinaison et avec combinaison des mesures photoniques, avec les résultats de la dosimétrie d'activation sont résumés dans le tableau suivant : $(\phi_{neutrons\ th}^{Coll.Rh} - \phi_{neutrons\ th}^{Dosimétrie}) / \phi_{neutrons\ th}^{Dosimétrie}$

Tableau 41 : écarts d'interprétation des flux de neutrons thermiques avec la dosimétrie d'activation

cote -19,5 mm	Formulaire : Ecart (%)	Formulaire + C.I : Ecart (%)
H9	-0,3%	-2,7%
H10	24,0%	18,8%
H11	29,8%	19,6%
D9	32,6%	29,9%

La combinaison des mesures photoniques sur les calculs de flux de neutrons thermiques permettent de réduire sensiblement les écarts d'interprétation avec la dosimétrie aux emplacements H10 et H11. L'impact est limité pour les emplacements H9 et D9 où le ratio des flux photonique et neutronique est plus faible.

Les résultats de la combinaison des mesures photoniques sur les calculs des courants générés par le collectron rhodium montrent l'intérêt de la combinaison des mesures photoniques et neutroniques. Le gain de cette interprétation peut atteindre 10% (H11). De la même façon que la dosimétrie d'activation, la mesure par chambre d'ionisation seule ne permet pas de corriger la distribution spectrale du spectre photonique. En revanche, il est possible de corriger les niveaux des flux photoniques. Nous pouvons d'ores et déjà imaginer que l'amélioration de la connaissance des spectres photoniques et neutroniques permettrait de parfaire le formulaire de calculs d'interprétation des courants générés par le collectron rhodium.

IV.B Exploitation des mesures de flux photoniques pour interpréter les mesures d'échauffements nucléaire

Dans cette section, les interprétations des mesures par la chambre d'ionisation sont utilisées pour simuler les échauffements nucléaires mesurés par le calorimètre différentiel et le thermomètre gamma. Nous comparons alors les mesures aux calculs numériques afin d'une part, d'analyser les écarts de mesure d'échauffement nucléaire entre les 2 détecteurs, et d'autre part, de vérifier la cohérence de l'interprétation des mesures de la chambre d'ionisation avec celles de l'échauffement nucléaire [33][34].

IV.B.i Modélisations et simulations du calorimètre différentiel

Le modèle du calorimètre différentiel tient compte de la géométrie de l'échantillon de graphite mais également des structures autour de cet échantillon. Le modèle pris en compte est illustré dans la figure suivante :

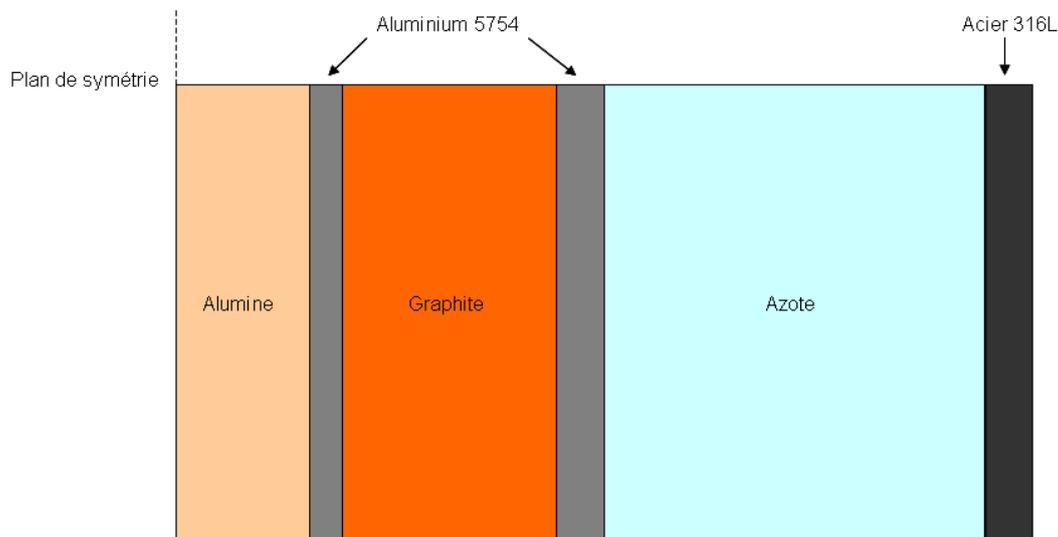


Figure 45 : modèle MCNP5 du calorimètre différentiel à échantillon de graphite

Le code MCNP5 permet de calculer le dépôt d'énergie dans le graphite dû aux photons, à partir du spectre photonique, et dû aux neutrons, à partir du spectre neutronique, à l'emplacement du détecteur. A partir de ce résultat et de l'intensité du flux photonique mesuré par la chambre d'ionisation pour chacun des emplacements, nous pouvons évaluer l'échauffement nucléaire total dans le graphite.

Le Tableau 42 résume les calculs MCNP5 de la simulation de l'échauffement nucléaire dans l'échantillon de graphite du calorimètre différentiel avec les valeurs de flux photoniques calculées à partir des mesures de la chambre d'ionisation et les valeurs de flux neutronique issues des calculs TRIPOLI :

Tableau 42 : calculs MCNP5 des échauffements nucléaires dans le graphite avec les mesures de flux photoniques de la chambre d'ionisation et les calculs TRIPOLI de flux neutroniques

	Ech. Nuc. simulés [W/g]	Photon (%)	Neutron (%)
H9	2,11	90,0%	10,0%
H10	1,00	95,5%	4,5%
H11	0,46	97,8%	2,2%
D9	0,80	91,0%	9,0%

Tableau 43 : écarts entre les simulations de l'échauffement nucléaire dans le graphite et les mesures réalisées par calorimétrie avec la méthode de « zéro »

	Ech. Nuc. simulés [W/g]	Ech. Nuc. "zéro" [W/g]	Ecart (%)
H9	2,11	1,73	21,8%
H10	1,00	0,82	22,7%
H11	0,46	0,39	17,9%
D9	0,80	0,59	34,9%
H9'	2,11	1,73	22,0%
H10'	1,00	0,85	18,5%

Note : les écarts sont calculés selon la relation $(Ech.Nuc_{Simulés} - Ech.Nuc_{"zéro"}) / Ech.Nuc_{"zéro"}$.

Ces résultats de simulation de l'échauffement nucléaire dans l'échantillon de graphite du calorimètre différentiel montrent qu'il y a un écart moyen de 20% entre les simulations et les mesures.

IV.B.ii Modélisations et simulations du thermomètre gamma

Le modèle du thermomètre gamma prend en compte le tube d'acier dans lequel l'échauffement nucléaire est mesuré ainsi que les structures. Le modèle pris en compte est illustré dans la figure suivante :

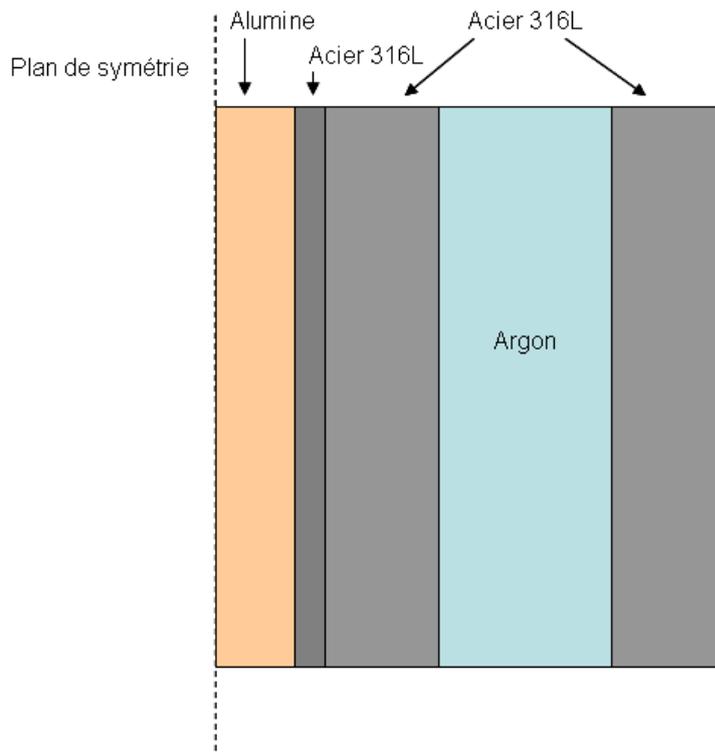


Figure 46 : modèle MCNP5 du thermomètre gamma

De la même manière que pour les simulations du calorimètre différentiel, les calculs MCNP5 permettent d'évaluer l'échauffement nucléaire total dans l'acier inoxydable.

Le Tableau 44 résume les calculs MCNP5 de la simulation de l'échauffement nucléaire dans l'acier inoxydable du thermomètre gamma avec les valeurs de flux photoniques calculées à

partir des mesures par la chambre d'ionisation et les valeurs de flux neutronique issus des calculs TRIPOLI.

Tableau 44 : calculs MCNP5 des échauffements nucléaires dans l'acier inoxydable avec les mesures de flux photoniques de la chambre d'ionisation et les calculs TRIPOLI de flux neutroniques

	Ech. Nuc. simulés [W/g]	Photon (%)	Neutron (%)
H9	2,96	92,4%	7,6%
H10	1,58	96,6%	3,4%
H11	0,80	98,7%	1,3%
D9	1,17	92,8%	7,2%

Tableau 45 : écarts entre les résultats de simulation de l'échauffement nucléaire dans l'acier inoxydable et les mesures réalisées par thermométrie gamma

	Ech. Nuc. simulés [W/g]	Ech. Nuc. GT [W/g]	Ecart (%)
H9	2,96	2,10	41,4%
H10	1,58	1,25	26,6%
H11	0,80	0,66	21,5%
D9	1,17	0,86	35,8%
H9'	2,96	2,20	34,5%
H10'	1,58	1,26	24,9%

Note : les écarts sont calculés selon la relation $(Ech.Nuc_{Simulés} - Ech.Nuc_{GT}) / Ech.Nuc_{GT}$.

Ces résultats de simulation de l'échauffement nucléaire dans l'acier inoxydable du thermomètre gamma montrent qu'il y a un écart moyen de 30% entre les simulations et les mesures.

IV.C Conclusion

Les résultats des simulations MCNP5 des courants générés par le collectron rhodium et les échauffements nucléaires dans le graphite et l'acier inoxydable démontrent l'intérêt de combiner les mesures de flux photoniques aux mesures d'échauffement nucléaire.

L'expérience montre que lorsque les niveaux de flux des spectres photoniques sont corrigés par l'interprétation des flux photoniques de la chambre d'ionisation, il y a un gain pouvant atteindre 10% sur les écarts d'interprétation des flux de neutrons thermiques du collectron rhodium avec la dosimétrie d'activation. Cette interprétation combinée des mesures photoniques et neutroniques montre ici son importance quant à l'amélioration des mesures en ligne.

Les résultats des interprétations combinées des mesures d'échauffement nucléaire et des flux photoniques montrent plusieurs choses. Le gain de la combinaison des mesures neutroniques et photoniques provient essentiellement de la meilleure connaissance des flux photoniques.

Par ailleurs, pour l'estimation de ces derniers, il serait nécessaire de disposer de spectres photoniques qui prennent en compte l'ensemble des photons émis par le cœur du réacteur et par les structures. Nous devons aujourd'hui faire l'hypothèse que la forme du spectre des photons prompts de fission du combustible est représentative du spectre photonique réel [29].

L'état d'avancement des recherches menées sur les mesures neutroniques et photoniques en MTR ne permettent pas encore d'évaluer l'ensemble des incertitudes sur les résultats d'interprétation des mesures par chambre d'ionisation.

Ces incertitudes sont à prendre en compte dans les simulations des dépôts d'énergie dans les détecteurs d'échauffement nucléaire. Les écarts entre échauffements nucléaires simulés et mesurés peuvent être attribués à des biais de calcul dont les sources potentielles les plus significatives sont les suivantes :

- interprétation des niveaux de flux photonique de la chambre d'ionisation ;
- géométries du calorimètre différentiel et du thermomètre gamma ;
- distribution relative des spectres photoniques (allure des spectres).

Enfin, les mesures d'échauffement nucléaire réalisées par le calorimètre différentiel et le thermomètre gamma sont dépendantes de la nature et de la géométrie du matériau dans lequel l'échauffement est mesuré, ainsi que des structures du détecteur¹².

Un des objectifs de la combinaison des mesures est d'obtenir, à terme, une interprétation plus précise du flux photonique mesuré par la chambre d'ionisation afin d'améliorer l'estimation des échauffements nucléaires dans les matériaux de différentes natures et géométries.

¹² Des simulations MCNP5 des détecteurs montrent que les structures jouent un rôle non négligeable sur les calculs des dépôts d'énergie.

PARTIE C : LISTE DES REFERENCES

- [1] J.M. Girard, « Plate-forme MADERE - Expression des incertitudes en mesure d'activité », Note CEA DEN/DER/SPEX/LDCI/NT-11-039, 2011.
- [2] H. Petitcolas et al., « Collectrons au rhodium – Sensibilité aux neutrons et aux gammas – Influence du diamètre et de la consommation – Précisions », Note PI-DOS-N° 110, 1983.
- [3] V. Clouté-Cazalaa, « Formule de dépouillement pour les collectrons Rhodium », Rapport CEA DEN/DANS/DRSN/SIREN/LASPI/DO/2, 2009.
- [4] H. Carcreff, CEA Saclay, DEN/DANS/DRSN/SIREN/LASPI, communication privée.
- [5] M. Alex, M.D. Ghodgaonkar, « Development of an inconel self powered neutron detector for in-core reactor monitoring », Nuclear Instruments & Methods in Physics Research – Section A, Vol. 574, Issue 1, pp. 127-132, 2007.
- [6] H.L. Lee, P.S. Song, W.S. Yeu, « Measurement of the neutron and gamma sensitivities of self-powered neutron detectors », Nuclear Science Journal, Vol. 24, Issue: 5, pp. 303-12, 1987.
- [7] A.K. Mahant, P.S. Rao, S.C. Misra, « Composite space charge density functions for the calculation of gamma sensitivity of self-powered neutron detectors, using Warren's model », Nuclear Instruments & Methods in Physics Research – Section A, Vol. 346, Issue 1-2, pp. 279-285, 1994.
- [8] G. Anaya, G. Estryk, M. Miller, L. Zarza, « Determination of the self-powered neutron detectors (SPND) sensitiveness (SPND) of vanadium performed in the RA-3 reactor », Instituto Peruano de Energia Nuclear (IPEN), Lima (Perou), Scientific Technological Report Informe Cientifico Tecnologico, pp. 93-96, 2001.
- [9] M. Miller, G. Estryk, D.O. Roqueta, J.A. Quintana, L. Zarza, « Sensitivity and linearity measurements of vanadium self-powered neutron detectors made in CNEA, Argentina », International meeting on reduced enrichment for research and test reactor (RERTR), Sao Paulo (Brazil), 1998.
- [10] H.D. Warren, « Calculational model for self-powered neutron detector », Nuclear Science and Engineering, Vol. 48, Issue 3, pp. 331-42, 1972.
- [11] N.P. Goldstein, « A monte-Carlo calculation of the neutron sensitivity of self-powered detectors », IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. ns-20, Issue 1, pp. 549-56, 1973.
- [12] G.F. Lynch, « Some theoretical aspects of self-powered detectors », Atomic Energy of Canada Limited, Rapport AECL-5124 paper 1.8, 1974.

- [13] L. Vermeeren, « MCNP based evaluation of the neutron sensitivity of Rh self-powered neutron detectors: energy dependence, prompt response fraction and long-term evolution », Restricted Contract Report SCK·CEN R-4560, 2007.
- [14] L. Vermeeren, « Absolute on-line in-pile measurement of neutron fluxes using self-powered neutron detectors : Monte-Carlo sensitivity calculations », European Nuclear Society, Berne (Switzerland) ENS RRFM 2001, Transactions, Oral presentations and posters, p.p. 61-65, 2001.
- [15] L. Barbot « Amélioration de la mesure neutronique par collectrons », Note CEA DEN/DER/SPEX/LDCI/NT-DR/2012-0.34, 2012.
- [16] G. Cho, W. Lee, J.H. Yoon, « Study on the sensitivity of Self-Powered Neutron Detectors (SPND) and its change due to burn-up », Proceedings of the 2nd Japan-Korea seminar on advanced reactors, pp. 183-187, 1996.
- [17] M.N. Agu, « An empirical calculational procedure for beta-particle escape efficiency in delayed self-powered neutron detectors », Nuclear Technology, Vol. 92, Issue 2, pp. 282-283, 1990.
- [18] A. Tsilanizara, C.M. Diop, T.D. Huynh, « Formulaire DARWIN : notice de principe », Rapport CEA DEN/DANS/DM2S/SERMA/LEPP/RT/05-3772, 2005.
- [19] B. Geslot, T.C. Unruh, P. Filliatre, C. Jammes, J. Di Salvo, et al., « Method to Calibrate Fission Chambers in Campbelling Mode », IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 53, Issue: 99, 2012.
- [20] D. Fourmentel, « Etat de l'art des mesures neutroniques et photoniques en réacteurs d'irradiation pour la cartographie du cœur du réacteur Jules Horowitz », Rapport CEA DEN/DER/SPEX/LDCI/RT/10-010, ind. 1, 2011.
- [21] CEA – SCK·CEN, « Convention de collaboration CEA – SCK·CEN – Constitution du laboratoire commun d'instrumentation 'Réseau LCI' », convention DEN n° 1388, 2006.
- [22] L. Vermeeren, H. Carcreff, « Final report : long term irradiation tests of gamma selective self-powered detectors in BR2 and OSIRIS », Joint Instrumentation Laboratory CEA-SCK·CEN, Rapport CEA DEN/CAD/DER/SPEX/LDCI DO 154, 2011.
- [23] L. Vermeeren et al., « Experimental verification of the fission chamber gamma signal suppression by the Campbelling mode », ANIMMA International conference, 2009, Marseille, France.
- [24] P. Filliatre, L. Vermeeren, C. Jammes, B. Geslot, D. Fourmentel, « Estimating the γ -ray contribution to the signal of fission chambers with Monte Carlo simulations », Nuclear Instruments And Methods in Physics Research – Section A, Vol. 648, issue 1, p. 228-237, 2011.
- [25] D. Fourmentel, « Interprétation de la mesure de flux photonique par une chambre à fission sans dépôt », Rapport CEA DEN/DER/SPEX/LDCI/NT/11-005, 2011.

- [26] G. Cho, W. Lee, J.H. Yoon, « Study on the sensitivity of Self-Powered Neutron Detectors (SPND) and its change due to burn-up », Proceedings of the 2nd Japan-Korea seminar on advanced reactors, pp. 183-187, 1996.
- [27] L. Vermeeren, SCK·CEN (Mol, Belgique), communication privée.
- [28] « Average energy required to produce an ion pair », International commission on radiation and units measurements, rapport ICRU n°31, 1979.
- [29] C. Vaglio-Gaudard, et al., « Monte Carlo interpretation of the photon heating measurements in the integral AMMON/REF experiment in the EOLE facility », IEEE-TNS and ANIMMA 2013 soumission.
- [30] P. Sireta, « Biais et incertitudes applicables aux échauffements gamma », Note CEA DEN/DER/SRJH/DO-148, 2011.
- [31] H. Carcreff, V. Clouté-Cazallaa, L. Salmon, “Development, Calibration and Experimental Results Obtained With an Innovative Calorimeter (CALMOS) for Nuclear Heating Measurements, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol.54, Issue 4, pp. 1369-1376, 2012.
- [32] K.F. Mecheri, « Energie déposée par le rayonnement gamma dans un réacteur d’essais – Mesures calorimétriques et calculs », Thèse de doctorat, 1977.
- [33] D. Fourmentel, C. Reynard-Carette, A. Lyoussi, et al., « Nuclear Heating Measurements in Material Testing Reactor: a Comparison Between a Differential Calorimeter And a Gamma Thermometer », IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 60, Issue: 1, pp. 328-335, 2013, doi: 10.1109/TNS.2012.2232304.
- [34] D. Fourmentel, P. Filliatre, JF. Villard, A. Lyoussi, C. Reynard-Carette, « Measurement of photon flux with a miniature gas ionization chamber in a Material Testing Reactor », Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, In press, May 2013.

CONCLUSION

Les travaux de thèse ont permis de mettre en œuvre avec succès une expérience d'irradiation dans le but de caractériser les flux de rayonnement dans les canaux expérimentaux dans des conditions d'irradiation représentatives du futur réacteur d'irradiation technologique Jules Horowitz (RJH). Cette expérience, nommée CARMEN-1, a embarqué l'ensemble des détecteurs des flux de rayonnement susceptibles de répondre aux besoins du RJH, notamment des détecteurs récemment développés.

Ces travaux de thèse ont privilégié l'interprétation des mesures neutroniques et photoniques pertinentes pour la caractérisation des emplacements d'irradiation des MTR en général et du réacteur OSIRIS en particulier. Il s'agit du flux neutronique, du flux photonique et de l'échauffement nucléaire. La mesure neutronique de référence est assurée par la dosimétrie d'activation et l'intérêt des travaux de thèse a été de combiner les mesures de rayonnement afin d'améliorer la connaissance du flux photonique et de l'échauffement nucléaire en particulier. En effet, il n'existe pas dans les MTR de mesure de flux photonique de référence.

Dans ce but, un calorimètre différentiel à échantillon de graphite à été spécifiquement conçu pour mesurer les échauffements nucléaires de la périphérie d'OSIRIS (≤ 2 W/g). Différentes méthodes d'interprétation des mesures par calorimétrie ont montré leur cohérence et l'importance de réaliser un étalonnage rigoureux de ce type de calorimètre. Ces mesures sont complétées par celles d'un thermomètre gamma qui mesure également l'échauffement nucléaire, mais dans l'acier inoxydable. La compréhension des écarts de mesures d'échauffement nucléaire, dans le graphite et dans l'acier inoxydable, n'est possible qu'avec la mesure du flux photonique. Ce paramètre n'est pas mesuré dans les MTR mais les dernières innovations en instrumentation des MTR ont permis de tester un collectron bismuth qui n'a malheureusement pas fonctionné de manière optimale. Par ailleurs, l'expérience CARMEN-1 a permis de tester une chambre d'ionisation. Ce type de détecteur n'est pas utilisé dans les conditions intenses de rayonnement mixte neutron-photon des MTR mais les travaux de thèse ont permis d'une part, de démontrer la faisabilité d'utiliser une chambre à fission sans dépôt comme moniteur du flux photonique, et d'autre part, d'exploiter le courant collecté par le détecteur avec un formulaire de calculs Monte Carlo dédié.

L'interprétation des flux de neutrons thermiques issus des mesures par collectron rhodium montre que les écarts avec la dosimétrie d'activation peuvent être conséquents, notamment pour la méthode numérique. Toutefois, la combinaison des mesures photoniques et neutroniques permet de réduire les écarts d'interprétation de la méthode numérique avec la dosimétrie d'activation. Cette analyse combinée démontre l'intérêt, d'une part, de mesurer le flux photonique, et d'autre part de combiner les mesures neutroniques et photoniques pour réduire les incertitudes d'interprétation.

L'analyse individuelle des mesures d'échauffement nucléaire dans le graphite et dans l'acier inoxydable a montré que la mesure du flux photonique est nécessaire à la compréhension des calculs d'échauffement dans les structures. Les modèles Monte Carlo établis dans les travaux de thèse permettent une analyse combinée des mesures de flux photonique et d'échauffement nucléaire qui contribue à améliorer la connaissance de l'échauffement nucléaire dans les structures.

A l'issue de ces travaux de thèse, d'ores et déjà les perspectives sont nombreuses. En effet, ces travaux ont montré l'importance de mesurer les flux photoniques pour, d'une part, améliorer la connaissance des contributions photoniques sur les signaux des détecteurs neutroniques, et d'autre part, connaître la contribution majoritaire aux échauffements nucléaires dans les structures des MTR.

Les calculs des spectres photoniques avec le code TRIPOLI ne sont pas à l'heure actuelle suffisamment exhaustifs car ils ne prennent en compte que les photons prompts de fission du combustible. Or le flux photonique total représente la somme des photons prompts et retardés de fission des photons de captures radiatives dans les structures. Les mesures par la chambre d'ionisation ont confirmé les écarts entre les mesures et les calculs et ont permis d'évaluer l'ordre de grandeur de la sous estimation du flux photonique calculé avec TRIPOLI. En revanche pour les calculs neutroniques, la dosimétrie d'activation actuelle permet d'obtenir des mesures de flux neutronique de référence mais seulement à 2 groupes, thermique ($E < 0,625$ eV) et rapide ($E > 1$ MeV). La dosimétrie ne permet pas aujourd'hui de corriger l'intensité des spectres calculés par TRIPOLI ni même de corriger la distribution spectrale. Des travaux sont en cours pour justement palier à ce manque [1]. Une méthode d'ajustement des spectres neutroniques est à l'étude et devrait permettre d'améliorer la connaissance des flux de neutrons de toutes énergies. Ces travaux représentent un grand intérêt pour l'interprétation individuelle des détecteurs neutroniques et pour l'interprétation combinée des mesures photoniques et d'échauffement nucléaire.

Il conviendra à la suite des travaux de thèse de poursuivre l'analyse et l'interprétation des données, notamment de la chambre à fission à dépôt de plutonium 242 pour la mesure du flux de neutrons rapides, et de vérifier si l'interprétation de certaines mesures du collectron bismuth lors de l'expérience CARMEN-1 est cohérente avec les mesures de la chambre d'ionisation. Enfin, les formulaires de calculs permettant d'interpréter les signaux du collectron rhodium, du collectron bismuth et de la chambre d'ionisation devront faire l'objet d'études plus approfondies pour évaluer les incertitudes de calculs et réduire les causes d'erreurs.

L'ensemble de ces travaux contribue à l'amélioration de la caractérisation des canaux expérimentaux des MTR. L'introduction de l'interprétation combinée des mesures neutroniques, photoniques et d'échauffement nucléaire a démontré son importance et sa pertinence. Ces travaux ont montré également la nécessité d'une instrumentation nucléaire qui tienne compte de la mesure du flux photonique en ligne insuffisamment utilisée dans les MTR. Dans le cadre du projet IN-CORE, les résultats de l'expérience CARMEN-1 sont un succès pour la préparation de la cellule CARMEN-2 en vue du démarrage du RJH. L'expérience CARMEN-1 ne permet pas d'écarter l'utilisation dans CARMEN-2 d'un détecteur en particulier. Enfin, le choix des détecteurs de la cellule CARMEN-2 dépendra également des contraintes d'encombrement et d'exploitation de la cellule dans le RJH non encore définies.

- [1] G. Grégoire, D. Beretz, and C. Destouches, « Jules Horowitz Reactor, a New Irradiation Facility: Improving Dosimetry for the Future of Nuclear Instrumentation », *J. ASTM Intl.*, Vol 9, No. 4. doi: 10.1520/JAI104127, 2012.

LISTE DES PUBLICATIONS

D. Fourmentel, et al., « Comparison of Thermal Neutron Flux Measured by uranium 235 Fission Chamber and Rhodium Self Powered Neutron Detector in MTR », poster ANIMMA 2013 et soumission (IEEE/TNS).

D. Fourmentel, P. Filliatre, JF. Villard, A. Lyoussi, C. Reynard-Carette, « Measurement of photon flux with a miniature gas ionization chamber in a Material Testing Reactor », Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, In press, May 2013.

D. Fourmentel, C. Reynard-Carette, A. Lyoussi, et al., « Nuclear Heating Measurements in Material Testing Reactor: a Comparison Between a Differential Calorimeter And a Gamma Thermometer », IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 60, Issue: 1, pp. 328-335, 2013, doi: 10.1109/TNS.2012.2232304.

D. Fourmentel, et al., « Combined analysis of neutron and photon flux measurements for the Jules Horowitz Reactor core mapping », 2nd International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications (ANIMMA), 2011, doi: 10.1109/ANIMMA.2011.6172905.

P. Filliatre, L. Vermeeren, C. Jammes, B. Geslot, **D. Fourmentel**, « Estimating the γ -ray contribution to the signal of fission chambers with Monte Carlo simulations », Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Vol 648, Issue 1, 2011, Pages 228–237, doi: 10.1016/j.nima.2011.05.065.

J. Brun, C. Reynard-Carette, A. Lyoussi, O. Merroun, M. Carette, A. Janulyte, Y. Zerega, J. Andre, G. Bignan, J. Chauvin, **D. Fourmentel**, et al., « Numerical and Experimental Calibration of a Calorimetric Sample Cell Dedicated to Nuclear Heating Measurements », IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol: 59 , Issue: 6 , Part: 2, pp. 3173-3179, 2012, doi: 10.1109/TNS.2012.2215923.

LISTE DES PRINCIPAUX DOCUMENTS CEA

D. Fourmentel, « Etat de l'art des mesures neutroniques et photoniques en réacteurs d'irradiation pour la cartographie du cœur du réacteur Jules Horowitz », RT10-010 DR ind.1, août 2011.

D. Fourmentel, « Etudes thermiques avec Cast3M en support au dimensionnement du calorimètre de l'expérience CARMEN-1 », DER/SPEX/LDCI/NT-11-002, mars 2011.

D. Fourmentel, « Projet IN-CORE : Choix des détecteurs neutroniques et photoniques pour les cellules de mesure CARMEN-1 », DER/SPEX/LDCI/NT-10-015, février 2011.

D. Fourmentel, « Interprétation de la mesure de flux photonique par une chambre à fission sans dépôt », DER/SPEX/LDCI/NT-11-005, mars 2011.

D. Fourmentel, « Précautions d'utilisation d'une chambre à fission à dépôt de Pu242 pour la mesure du flux de neutrons rapides – Comparaison avec d'autres isotopes fissiles », DER/SPEX/LDCI/NT-11-019, mai 2011.

ANNEXES

ANNEXE 1

G.F. LYNCH comptabilise 76 processus d'interactions possibles (n, β^-) , (n, γ) (γ, e) et (γ, e) au niveau de la partie détectrice d'un collectron dans une structure coaxiale à trois éléments (émetteur - isolant - gaine). Ces 76 processus sont cités dans le tableau 1 suivant.

Par convention le courant est considéré comme positif quand les électrons (ou β^-) vont de l'émetteur vers la gaine et au-delà. Les électrons créés et stoppés dans l'isolant sont exprimés par « ve » correspondant à une charge d'espace.

Tableau 1 : processus d'interactions dans la partie détectrice d'un collectron

Type d'interaction	Lieu(x) de production de la charge électrique				Lieu(x) de fin de parcours de la charge électrique				Signe de la contribution au courant total
	Emetteur	Isolant	Gaine	Extérieur	Emetteur	Isolant	Gaine	Extérieur	
(n, β^-)	(n, β^-)				□				0
	(n, β^-)					□			+ve
	(n, β^-)						□		+
	(n, β^-)							□	+
		(n, β^-)				□			-ve
		(n, β^-)					□		±ve
		(n, β^-)						□	+ve
		(n, β^-)						□	+ve
			(n, β^-)			□			-
			(n, β^-)				□		-ve
(n, γ) (γ, e)			(n, β^-)				□		0
			(n, β^-)					□	0
	(n, γ)	(γ, e)			□				-ve
	(n, γ)	(γ, e)				□			±ve
	(n, γ)	(γ, e)					□		+ve
	(n, γ)	(γ, e)						□	+ve
	(n, γ)		(γ, e)		□				-
	(n, γ)		(γ, e)			□			-ve
	(n, γ)		(γ, e)				□		0
	(n, γ)		(γ, e)					□	0
	(n, γ)			(γ, e)	□				-
	(n, γ)			(γ, e)		□			-ve
	(n, γ)			(γ, e)			□		0
	(n, γ)			(γ, e)				□	0
	(γ, e)	(n, γ)			□				0
	(γ, e)	(n, γ)				□			+ve
	(γ, e)	(n, γ)					□		+
	(γ, e)	(n, γ)						□	+
		(n, γ)	(γ, e)		□				-
		(n, γ)	(γ, e)			□			-ve
		(n, γ)	(γ, e)				□		0
		(n, γ)	(γ, e)					□	0
		(n, γ)		(γ, e)	□				-
		(n, γ)		(γ, e)		□			-ve
		(n, γ)		(γ, e)			□		0
		(n, γ)		(γ, e)				□	0
	(γ, e)		(n, γ)		□				0

	(γ, e)		(n, γ)			□			+ve
	(γ, e)		(n, γ)				□		+
	(γ, e)		(n, γ)					□	+
		(γ, e)	(n, γ)		□				-ve
		(γ, e)	(n, γ)			□			±ve
		(γ, e)	(n, γ)				□		+ve
		(γ, e)	(n, γ)					□	+ve
			(n, γ)	(γ, e)	□				-
			(n, γ)	(γ, e)		□			-ve
			(n, γ)	(γ, e)			□		0
			(n, γ)	(γ, e)				□	0
	(n, γ)				□				0
	(γ, e)					□			+ve
	(n, γ)						□		+
	(γ, e)							□	+
	(n, γ)				□				-ve
	(γ, e)					□			±ve
	(n, γ)						□		+ve
	(γ, e)							□	+ve
		(n, γ)			□				-
		(γ, e)				□			-ve
		(n, γ)					□		0
		(γ, e)						□	0
	(γ, e)				□				0
	(γ, e)					□			+ve
	(γ, e)						□		+
	(γ, e)							□	+
		(γ, e)			□				-ve
		(γ, e)				□			±ve
		(γ, e)					□		+ve
		(γ, e)						□	+ve
			(γ, e)		□				-
			(γ, e)			□			-ve
			(γ, e)				□		0
			(γ, e)					□	0
				(γ, e)	□				-
				(γ, e)		□			-ve
				(γ, e)			□		0
				(γ, e)				□	0
(γ, e)					□				0

