



HAL
open science

Développement et optimisation de méthodes de mesures neutroniques par chambre à fission auprès de réacteurs expérimentaux. Maîtrise , traitement et réduction des incertitudes

Nicolas Blanc de Lanaute

► To cite this version:

Nicolas Blanc de Lanaute. Développement et optimisation de méthodes de mesures neutroniques par chambre à fission auprès de réacteurs expérimentaux. Maîtrise , traitement et réduction des incertitudes. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2012. Français. NNT : 2012CLF22217 . tel-03035173

HAL Id: tel-03035173

<https://theses.hal.science/tel-03035173>

Submitted on 2 Dec 2020

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

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

UNIVERSITE BLAISE PASCAL
U.F.R Sciences et Technologie

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES
N°178

THESE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITE

Spécialité : Physique corpusculaire

Par **BLANC DE LANAUTE Nicolas**

DEVELOPPEMENT ET OPTIMISATION DE METHODES DE MESURES
NEUTRONIQUES PAR CHAMBRE A FISSION AUPRES DE REACTEURS
EXPERIMENTAUX

-
MAITRISE, TRAITEMENT ET REDUCTION DES INCERTITUDES

Soutenue publiquement le 19/01/2012, devant la commission d'examen :

Président du jury : Pr. Jean CASTOR

Directeur de thèse : Pr. Abdallah LYOUSSI

Rapporteurs : Dr. Gilles BAN

Dr. Stéphane NORMAND

Examineurs : M. Frédéric MELLIER

Dr. Jean-Christophe BOSQ

Dr. Jan WAGENMANS

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE

CHAPITRE 1 : LE ROLE DE LA MESURE NEUTRONIQUE DANS LA RECHERCHE NUCLEAIRE

1. INTRODUCTION.....	13
2. LE ROLE DES REACTEURS EXPERIMENTAUX DANS LA RECHERCHE NUCLEAIRE FRANÇAISE.....	13
2.1. Un bref historique.....	13
2.2. Le réacteur d'irradiation OSIRIS	14
2.3. Le futur des réacteurs d'irradiations : le réacteur RJH	15
2.4. Le réacteur d'essai de sûreté CABRI	17
2.5. Les réacteurs dédiés à la recherche fondamentale.....	18
2.6. Les réacteurs de puissance quasi nulle.	19
2.6.1. La maquette ISIS.	19
2.6.2. Le réacteur AZUR.	20
2.6.3. Les maquettes critiques EOLE, MASURCA et MINERVE.	20
3. GENERALITES SUR LA DETECTION NUCLEAIRE.....	24
3.1. Le film photographique.....	26
3.2. Les détecteurs à scintillation.....	26
3.3. Les détecteurs à ionisation de gaz.....	26
3.4. Les détecteurs à semi-conducteur.....	26
3.5. d'autres types de détecteurs de rayonnements.....	27
4. LA DETECTION DU NEUTRON.....	28
4.1. Les détecteurs à activation.	28
4.2. Les détecteurs à remplissage gazeux.....	29
4.2.1. Les détecteurs à hélium 3.....	30

4.2.2.	Les détecteurs à bore 10.	30
4.2.3.	Les chambres à fission.	31
4.3.	De l'intérêt de la mesure neutronique pour les réacteurs nucléaires.....	33

<p>CHAPITRE 2 : LES MESURES NEUTRONIQUES PAR CHAMBRE A FISSION EN REACTEUR EXPERIMENTAL</p>
--

1.	INTRODUCTION.....	36
2.	FORMATION DU SIGNAL.	36
2.1.	Calcul du pouvoir d'arrêt d'une particule dans un gaz pur.	36
2.2.	Calcul du nombre de paires électron / ion formées lors du dépôt d'énergie.....	39
2.2.1.	Cas d'un gaz pur.....	39
2.2.2.	Cas des mélanges binaires de gaz.	41
2.3.	Un modèle simplifié de collection des charges en mode impulsionnel.....	41
2.3.1.	Déplacement des charges dans le gaz – notion de vitesse de dérive et de mobilité.....	41
2.3.2.	Phénomènes parasitant la collection des charges dans l'espace inter-électrodes.	46
2.3.3.	Signaux parasites : émission alpha et rayonnement gamma.....	47
3.	TRAITEMENT DU SIGNAL.	52
3.1.	Différents régimes de fonctionnement.....	52
3.2.	Fonctionnement de la chaîne de mesure en mode impulsionnel.	53
3.2.1.	Transmission du signal.	53
3.2.2.	Préamplification.	55
3.2.3.	Alimentation haute-tension – tracé d'une caractéristique signal / tension.	58
3.2.4.	Deuxième étage d'amplification – Mise en forme de l'impulsion en sortie de préamplificateur de charge.....	59
3.3.	Interprétation du signal en sortie des premier éléments de la chaîne de mesure	63
3.3.1.	Cas d'un dépôt isotopiquement pur.....	64
3.3.2.	Cas général.....	68
3.3.3.	Généralisation de la notion de rendement de détection.....	69
3.4.	Analyse du signal : deux modes de discrimination et de traitement.....	70
3.4.1.	Discrimination en ligne : cas du mode MCS.....	70
3.4.2.	Discrimination post-traitée : cas du mode PHA.....	72
3.5.	Notion de temps mort et traitements associés.	76
3.5.1.	Traitement du temps mort par une chaîne d'acquisition PHA – Correction de temps actif.	76
3.5.2.	Traitement du temps mort par une chaîne d'acquisition MCS – Post-traitement des taux de comptage.....	76
3.5.3.	Limitation des corrections utilisées – notion de réjection d'empilement.....	81
4.	POST TRAITEMENT DU TAUX DE COMPTAGE : MESURES ET INCERTITUDES ASSOCIEES.	82

4.1.	Expression du taux de comptage – Incertitudes de mesure.	82
4.2.	Les grandeurs mesurées par chambre à fission.	88
4.2.1.	Mesures absolues de flux.	88
4.2.2.	Mesures de taux de réaction.	89
4.2.3.	Calibration de puissance d'un réacteur.	90
4.2.4.	Mesures de chute de barres (mesure absolue de réactivité).	91
4.2.5.	Mesures d'effet en réactivité par la méthode multiplication des sources (mesure relative de réactivité).	92
4.2.6.	Mesures de temps de doublement.	93
4.2.7.	Mesures d'indice de spectre.	94
5.	RETOUR D'EXPERIENCE DES MESURES PAR CHAMBRE A FISSION AU SPEX.	97
5.1.	Etat des lieux sur les mesures par chambres à fission au SPEX.	98
5.2.	Mesures d'indice de spectre sur le réacteur MINERVE chargé avec la configuration R1-UO2 en 2004.	102
5.3.	Mesures de chute de barre sur le réacteur MASURCA en 2006.	104
6.	CONCLUSION.	105

<p>CHAPITRE 3 : OPTIMISATION DES PARAMETRES INTRINSEQUES DU DETECTEUR.</p>

1.	INTRODUCTION.	108
2.	INFLUENCE DE L'EPaisseur DU DEPOT – VERS UNE MODELISATION ANALYTIQUE D'UN SPECTRE PHA.	108
2.1.	Modélisation adoptée et premières équations.	109
2.1.1.	Hypothèses de modélisation.	109
2.1.2.	Premières équations.	110
2.2.	Premiers résultats de calculs.	111
2.3.	Vers une modélisation analytique d'un spectre PHA.	112
2.4.	Perspectives d'amélioration de la modélisation.	115
2.4.1.	Prise en compte de tous les produits de fission possibles.	116
2.4.2.	Déposition d'énergie dans le gaz de remplissage.	116
2.5.	Conclusions et perspectives.	118
3.	INFLUENCE DU GAZ DE REMPLISSAGE.	119
3.1.	Remplissage de la chambre à fission : matériel utilisé.	120
3.1.1.	Chambre à fission utilisée.	120
3.1.2.	Matériel et protocole expérimental de remplissage des chambres à fission.	120
3.2.	Mesures réalisées – Electronique de mesure associée et mise en place expérimentale.	121

3.2.1.	Mesures en mode impulsionnel par préamplification de charge.	121
3.2.2.	Mesures en mode impulsionnel par préamplification de courant.	122
3.3.	Résultats.	123
3.3.1.	Chaîne de mesure par préamplification de charges en mode impulsion.	123
3.3.2.	Chaîne de mesure par préamplification de courant en mode impulsion.	129
3.4.	Conclusions générales sur l'influence du gaz de remplissage.....	132
4.	CONCLUSION.	133

CHAPITRE 4 : AMELIORATION DE LA CHAINE D'ACQUISITION ET DES METHODES DE POST- TRAITEMENT.

1.	INTRODUCTION.....	135
2.	LES CHAINES DE MESURES ACTUELLES : PERFORMANCES ET LIMITATIONS....	135
2.1.	Les chaînes de mesures des réacteurs EOLE et MINERVE.....	135
2.1.1.	Préamplificateurs.	137
2.1.2.	Amplificateur de mise en forme	138
2.1.3.	Discriminateur.	139
2.1.4.	Analyseur de signal / Echelle de comptage.....	139
2.1.5.	Alimentation haute-tension.	140
2.2.	Les chaînes de mesure du réacteur MASURCA.....	140
2.2.1.	Préamplificateur de courant, mise en forme/amplification, discriminateur et alimentation haute tension.....	141
2.2.2.	Module d'analyse et Supervision des Mesures	142
2.3.	Conclusion	143
3.	VOIES D'AMELIORATION : TEST, ANALYSE ET QUALIFICATION DE NOUVEAUX DISPOSITIFS.....	144
3.1.	Présentation de l'étude.....	144
3.2.	Solution analogique industrielle: association 2024 / MP2	145
3.2.1.	Présentation de la chaîne de mesure de remplacement envisagée.....	145
3.2.2.	Protocole de mesure adopté pour les tests.	146
3.2.3.	Résultats expérimentaux.	149
3.3.	Solution numérique industrielle: le système LYNX.....	155
3.3.1.	Présentation du système.	155
3.3.2.	Protocole de mesure adopté pour les tests.	158
3.3.3.	Résultats expérimentaux.	159
3.4.	Solution numérique développé en interne CEA : le système PING	168
3.4.1.	Présentation de l'appareil et du traitement du signal associé.	168
3.4.2.	Mesures en laboratoire sur banc d'essai.	170
3.4.3.	Mesures en réacteur sur la maquette critique MINERVE.....	179

4. BILAN DES MESURES : CONCLUSIONS ET RECOMMANDATIONS.....	189
4.1. Conclusion sur l'association 2006 / 2024 / MP2.....	189
4.2. Conclusion sur le système intégré LYNX.....	189
4.3. Conclusion sur le système PING.....	189
4.4. Recommandations et perspectives.....	189
5. DEVELOPPEMENT D'UNE NOUVELLE METHODOLOGIE DE CORRECTION DE TEMPS MORT.....	191
5.1. Modèle utilisé.....	191
5.2. Méthodologie adoptée.....	191
5.2.1. Calibration de la chaîne de mesure.....	191
5.2.2. Résolution graphique de l'équation (4.2).....	192
5.3. Application à des mesures de chutes de barres.....	193
5.3.1. Contexte expérimental, correction réalisée en 2006 et en 2010.....	193
5.3.2. Impact de la nouvelle méthodologie de correction de temps mort et conclusion.....	196
6. CONCLUSION.....	196

<p>CHAPITRE 5 : OPTIMISATION DES MESURES D'INDICE DE SPECTRE SUR LE REACTEUR MINERVE.</p>
--

1. INTRODUCTION.....	199
2. PRINCIPE PHYSIQUE DE LA MESURE D'INDICE DE SPECTRE.....	199
2.1. Equations maîtresses.....	199
2.1.1. Calibration en masse effective.....	200
2.1.2. Calibration en taux de comptage.....	200
2.2. Etude de sensibilité : cas de l'indice de spectre $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$	201
3. OPTIMISATION DES PARAMETRES DE LA MESURE.....	202
3.1. Detecteurs utilises.....	202
3.2. Campagne de calibration réalisée sur le réacteur BR1.....	204
3.2.1. Chambres à fission et connectique utilisées.....	204
3.2.2. Electroniques de mesure utilisées.....	205
3.2.3. Calibration en masse effective grâce au dispositif Mark III.....	207
3.2.4. Calibration en taux de comptage dans la cavité thermique.....	216
3.3. Campagne de calibration MINERVE 2009/2010.....	219
3.3.1. Calibration en masse effective : intercalibration.....	219
3.3.2. Calibration en taux de comptage.....	222

3.4.	Acquisition des taux de comptage.....	222
3.5.	Conclusion	223
4.	APPLICATION AUX MESURES D'INDICE DE SPECTRE ²³⁸U/²³⁵U.....	223
4.1.	Mise en place expérimentale.....	223
4.2.	Dépouillement en taux de comptage.....	223
4.2.1.	Dépouillement grâce aux données de calibration acquises sur le réacteur BR1.....	225
4.2.2.	Dépouillement grâce aux données de calibration acquises sur le réacteur MINERVE.....	226
4.3.	Dépouillement en masse effective.....	227
5.	RETOUR SUR LA CAMPAGNE DE MESURES D'INDICE DE SPECTRE DE 2004..	228
5.1.	Campagne de calibration de Mol en 2010 – comparaison aux résultats de la campagne de calibration de Mol en 2001.	228
5.1.1.	Comparaison entre les résultats de la campagne de calibration de Mol 2001 et Mol 2010.	228
5.1.2.	Impact sur les données de calibration en masse effective.....	231
5.1.3.	Impact sur les données de calibration en taux de comptage.....	233
5.2.	Reprise des résultats de 2004.....	234
5.2.1.	Indices de spectre dépouillés en masse effective.....	234
5.2.2.	Indices de spectre dépouillés en taux de comptage.....	234
6.	CONCLUSION.	235

CONCLUSION GENERALE

ANNEXES

INTRODUCTION GENERALE

La détermination à accroître davantage la sûreté¹ des installations nucléaires (réacteurs de puissance et expérimentaux, unités d'enrichissement et de fabrication de combustible, usines de retraitement,...), la volonté d'augmenter leurs performances en exploitation ainsi que la nécessité d'optimiser leur conception constituent des objectifs majeurs des travaux de recherche et développement menés par le CEA (Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives) et ses partenaires (EDF², AREVA, ANDRA³...). Ces études font appel à des compétences et des savoir-faire variés et s'appuient sur la mise en œuvre de techniques, de méthodes et de moyens matériels de plus en plus sophistiqués. L'instrumentation et la mesure nucléaire ainsi que les outils de calculs utilisés pour la recherche et l'industrie nucléaire n'échappent pas à cette logique d'amélioration permanente. Celle-ci est motivée notamment par les objectifs ambitieux assignés au Réacteur Jules Horowitz [1] et au prototype de réacteur de 4^{ème} génération ASTRID [2]. D'importants programmes expérimentaux sont d'ailleurs en cours pour doter ces deux réacteurs de systèmes performants, robustes et aptes à répondre aux multiples exigences actuelles et futures.

Depuis le début du nucléaire, plusieurs générations de codes et systèmes de calcul ont ainsi été développées suivant des exigences, de qualité notamment, de plus en plus importantes. De nos jours, le processus qui aboutit à la mise en exploitation d'un nouveau logiciel de calcul comporte trois étapes bien identifiées [3], conformément aux normes en vigueur (ISO CEI/12207 par exemple) : une étape de vérification (test de la programmation et des modèles numériques), une étape de validation (comparaison avec les résultats d'un outil de calcul de référence) et une étape de qualification (comparaison avec des résultats expérimentaux). Cette dernière étape est au cœur des travaux menés dans le Département d'Etudes des Réacteurs du CEA au Service de Physique des Réacteurs et du Cycle (SPRC) et au Service de Physique Expérimentale (SPEX). A ce titre, le rôle du SPRC est, entre autres, de définir et de qualifier les formulaires de calcul pour les études neutroniques nécessaires à la conception et l'exploitation des réacteurs nucléaires. Il est donc chargé de spécifier les expériences à réaliser puis d'assurer l'interprétation avancée des résultats. Le rôle du SPEX, quant à lui, est de concevoir et de mener ces expériences sur les réacteurs expérimentaux de type maquette qu'il exploite : EOLE, MINERVE et MASURCA. Il assure en outre une analyse de premier niveau des mesures réalisées et est garant de la qualité des expériences et des résultats.

Enrichis au fil des années de résultats d'expériences de mieux en mieux maîtrisées, les codes de calcul affichent des performances en progrès constant et des incertitudes, sur les paramètres notamment neutroniques qu'ils permettent de déterminer, qui se réduisent. Néanmoins, cette baisse ne peut être validée et impactée sur les valeurs finales utilisées que si les incertitudes expérimentales sont également les plus réduites possibles. Le travail sur la maîtrise et la diminution de ces dernières se doit donc d'être le plus en avance de phase

¹ La loi n°2006-686 du 13 juin 2006 relative à la transparence et à la sécurité en matière nucléaire définit la sûreté nucléaire comme « l'ensemble des dispositions techniques et des mesures d'organisation relatives à la conception, à la construction, au fonctionnement, à l'arrêt et au démantèlement des installations nucléaires de base, ainsi qu'au transport des substances radioactives, prises en vue de prévenir les accidents ou d'en limiter les effets ».

² Electricité De France.

³ Agence Nationale pour la gestion des Déchets Radioactifs.

possible de manière à anticiper au mieux les avancées faites dans le domaine du calcul. Le développement de l'instrumentation nucléaire, des techniques de mesure et des méthodes d'analyse est un des challenges des équipes du Service de Physique Expérimentale. C'est dans ce cadre que s'inscrivent les travaux de thèse décrits dans ce mémoire. Ils ont été réalisés au sein du Laboratoire des Programmes Expérimentaux du SPEX dont le rôle est : de coordonner la préparation des programmes expérimentaux sur les maquettes critiques exploitées par le SPEX, de réaliser les mesures proprement dites, d'effectuer une première interprétation des données ainsi récoltées et enfin d'émettre des rapports d'expériences détaillés compilant les résultats des mesures ainsi que l'ensemble des éléments permettant la simulation au plus près des essais.

Le premier chapitre de ce mémoire introduit la thématique au cœur du sujet de thèse : les mesures neutroniques par chambre à fission en réacteur expérimental de type maquette. Il se divise pour ce faire en trois thématiques :

- les programmes de recherche menés par le CEA et notamment à la Direction de l'Energie Nucléaire incluent fréquemment une part de réalisations expérimentales destinées le plus souvent à la qualification des outils de calculs. Pour ce faire, et c'est l'une de ses grandes forces, le CEA dispose d'un grand nombre d'installations dédiées : maquettes critiques, réacteurs d'irradiation, réacteurs de recherche destinés aux études de sûreté, laboratoires... Dans le domaine de la neutronique, les maquettes critiques EOLE, MINERVE [4] et MASURCA [5], exploitées par le SPEX apportent une contribution essentielle à l'aboutissement d'une telle démarche. La première partie de ce chapitre décrit les installations encore en exploitation en France et précise leur rôle respectif dans la recherche et l'industrie nucléaire,
- en complément de ses installations expérimentales, le CEA dispose de méthodes et techniques de traitement et d'analyse qui lui permettent d'effectuer des expériences aussi bien pour ses propres besoins et ceux de ses partenaires directs (EDF, AREVA) que dans le cadre de collaborations avec des organismes nationaux et internationaux (SCK•CEN¹, CNESTEN², PSI³, Université de Provence⁴...). Un grand nombre de techniques de mesure et d'instrumentation associée a ainsi été développé pour des domaines divers : médecine, contrôle de non-prolifération, contrôle commande des réacteurs, contrôle nucléaire de procédé, caractérisation de colis de déchets radioactifs... La deuxième partie du premier chapitre passe ainsi en revue les grands types de détecteurs de rayonnement existant et donne un bref historique de leur développement,
- pour la mesure nucléaire auprès d'un réacteur, le choix du détecteur est primordial et est principalement dicté par le type de rayonnement à mesurer (neutrons, photons...) et par ses distributions énergétiques et temporelles. La détection neutronique représente, de par la nature des particules mesurées, un cas particulier qu'il convient de détailler ; c'est l'objectif de la troisième partie du premier chapitre.

Le deuxième chapitre se concentre sur un état de l'art des mesures neutroniques par chambre à fission en réacteurs expérimentaux. Il se compose de deux parties :

- la thématique abordée par ces travaux de thèse est la mesure neutronique sur réacteur expérimental en particulier celle utilisant le détecteur appelé « chambre à

¹ Centre d'Etude de l'énergie Nucléaire de Mol, centre de recherche belge.

² Centre National de l'Energie, des sciences et des Techniques Nucléaires, centre de recherche marocain.

³ Paul Scherrer Institut, centre de recherche suisse.

⁴ Laboratoire commun LIMMEX : Laboratoire d'Instrumentation et de Mesure en Milieu Extrême.

fission », un détecteur à gaz fonctionnant en mode chambre d'ionisation. Il s'agit d'un outil essentiel pour la détection neutronique. En effet, la chambre à fission offre de nombreux avantages : elle permet les mesures en ligne, offre une très bonne résilience au rayonnement gamma et peut être fabriquée dans des géométries dites « miniatures » (diamètre du détecteur inférieur à 8 mm). La détection du neutron joue un rôle fondamental en physique des réacteurs de par la capacité qu'ont ces particules à fournir des informations capitales, comme, par exemple, la puissance dégagée par un cœur. Lors d'une opération de mesure tous les constituants de la chaîne d'acquisition, du capteur à l'analyseur, ont une importance déterminante. La première partie du deuxième chapitre traite de leur principe et mode de fonctionnement. Chaque étape du traitement sera détaillée, de la création du signal jusqu'à son interprétation en vue de l'obtention des différentes grandeurs physiques recherchées. La mesure de chaque paramètre physique ainsi que ses incertitudes associées sont détaillées.

- à l'issue de ces études, le retour d'expériences du SPEX accumulé au cours des dix dernières années est détaillé dans la seconde partie du deuxième chapitre. Cette étude, qui constitue le point central de ces travaux de thèse, entre dans le cadre d'une démarche de réduction des incertitudes expérimentales [6] enclenchée par le SPEX depuis le début de la décennie et s'appuyant sur différents états de l'art [7, 8, 9] et travaux de thèse [10, 11, 12]. Cette étude a permis de dégager et de confirmer trois axes de travail.

Le premier de ces axes d'étude s'intéresse à l'optimisation de deux caractéristiques intrinsèques du détecteur, à savoir l'épaisseur du dépôt de matière fissile et la nature du gaz de remplissage. Le premier étant mis en œuvre pour la conversion « neutron / particule chargée » et le second servant à la conversion « produit de fission / charge générée ». Ces deux analyses sont l'objet du troisième chapitre de ce mémoire qui, dans un premier temps, présente une modélisation analytique simplifiée développée dans le cadre de ces travaux de thèse. Elle est dédiée au calcul de l'énergie cédée dans le dépôt fissile par les différents produits de fission. Ce modèle s'appuie sur des simulations réalisées grâce au logiciel SRIM [30] et des résultats expérimentaux obtenus sur les réacteurs expérimentaux MINERVE [4] et BR1 [71]. Dans un second temps, ce chapitre détaille les tests paramétriques menés en vue d'étudier l'influence du gaz de remplissage (nature et pression) sur les performances quantitatives et qualitatives d'une chaîne d'acquisition par chambre à fission miniature.

Le deuxième axe de travail porte sur l'amélioration de la chaîne de traitement du signal et des techniques de correction du phénomène de temps mort. Il fait l'objet du quatrième chapitre de ce mémoire. En effet, l'électronique de mesure employée sur les réacteurs EOLE et MINERVE, bien que robuste et fiable, est ancienne et présente certaines limitations. De ce fait, sa rénovation est envisagée. Trois possibilités de remplacement ont été identifiées : une solution analogique « classique », une solution numérique plus moderne et enfin un nouveau système de mesure avancé développé par le CEA [64]. Chaque dispositif est décrit : les tests réalisés, les résultats obtenus et leur impact sur la précision des mesures sont détaillés. Cette étude permet d'établir une série de recommandations concernant les améliorations à apporter à l'électronique de mesure par chambre à fission en réacteurs expérimentaux pour les prochaines années. Enfin, une nouvelle méthodologie de post-traitement des mesures de taux de comptage pour la correction du temps mort est également décrite et les améliorations apportées par ces travaux sur des mesures réalisées sur le réacteur MASURCA [5] sont présentées.

Le dernier axe concerne l'optimisation des mesures d'indice de spectre. Des acquisitions réalisées en 2004 ont révélé des incohérences entre le calcul et la mesure. Ces écarts n'ont pas été expliqués de manière consolidée à l'époque. Les travaux de thèse ont tiré parti d'un contexte favorable qui a permis de ré-analyser ces résultats et d'optimiser non seulement la

méthode d'interprétation, mais aussi les techniques de mesure des différents paramètres intervenant dans l'analyse. Ces travaux sont l'objet du cinquième chapitre. Ainsi, après avoir détaillé la méthode de mesure d'indice de spectre employée au CEA/DER/SPEX, la sensibilité du résultat à chaque paramètre est quantifiée. Au final, on retient trois données prépondérantes : le taux de comptage, les données de calibration et la composition isotopique du dépôt fissile. Les méthodes d'acquisition de chacune d'entre elles ainsi que les incertitudes associées sont détaillées et des voies d'optimisation proposées. Une attention particulière sera portée aux différents procédés d'étalonnages actuellement mis en œuvre.

Enfin, à l'issue de ces études, deux applications à des mesures sur le réacteur MINERVE sont réalisées :

- une campagne de mesure conduite en 2009/2010 à l'aide de chambres à fission récentes et de données d'étalonnage obtenues sur MINERVE en 2009 et sur BR1 en 2010,
- une nouvelle analyse des mesures de 2004 dans le but d'expliquer et réduire les écarts constatés à l'époque, notamment grâce à la comparaison des résultats des campagnes de calibration menée en 2001 puis en 2010 sur le réacteur BR1.

**CHAPITRE 1 : LE ROLE DE LA MESURE NEUTRONIQUE
DANS LA RECHERCHE NUCLEAIRE.**

CHAPITRE 1 : LE ROLE DE LA MESURE NEUTRONIQUE DANS LA RECHERCHE NUCLEAIRE.

1. INTRODUCTION.

Les travaux détaillés dans ce mémoire de thèse portent sur la mesure neutronique par chambre à fission en réacteur expérimental. L'objectif de ce premier chapitre est de faire le point sur le cadre de cette thématique. Ainsi, il se divise en trois parties :

La première définit et illustre l'intérêt des réacteurs nucléaires expérimentaux. Elle dresse une liste des principales installations actuellement en fonctionnement en France et décrit leur rôle respectif dans la recherche nucléaire.

Les techniques développées pour la mesure en réacteur expérimental font appel à tout un panel de capteurs permettant la détection de rayonnement nucléaire. La deuxième partie revient sur cette problématique et décrit succinctement les grandes familles de capteurs utilisées de nos jours.

Les travaux de thèse s'inscrivent dans la thématique des mesures neutroniques. La détection de ce type de rayonnement implique le déploiement de capteurs conçus en ce sens. La troisième et dernière partie du chapitre s'intéresse donc à ce type de détection, décrit les différents capteurs utilisés et les réactions mises en jeu. Enfin, on donne les raisons de son importance dans la recherche et l'industrie nucléaire, ce qui permet mettre en perspectives les enjeux des travaux poursuivis dans cette thèse.

2. LE ROLE DES REACTEURS EXPERIMENTAUX DANS LA RECHERCHE NUCLEAIRE FRANÇAISE.

2.1. UN BREF HISTORIQUE.

La maîtrise de la physique des cœurs de réacteurs nucléaires puis le développement et la mise au point des technologies nécessaires aux réacteurs électrogènes de différentes filières ont nécessité des expérimentations multiples notamment pour la qualification des combustibles et des matériaux de structure. Ces besoins sont à l'origine des nombreux réacteurs expérimentaux qui ont vu le jour en France depuis les années 1950. De manière générale, un réacteur expérimental est une installation nucléaire dans laquelle on crée et on entretient une réaction en chaîne de fission pour obtenir des flux de neutrons en vue de leur utilisation à des fins d'expérimentation et ce, sans que l'énergie libérée ne soit nécessairement récupérée.

Bien que les développements technologiques qui accompagnent l'amélioration du parc de centrales actuelles et préparent les générations des réacteurs du futur constituent l'utilisation majeure des réacteurs expérimentaux et de recherche, leur champ d'application est beaucoup plus étendu avec leur utilisation pour la recherche fondamentale, la production de radioéléments notamment pour les applications médicales, les contrôles non destructifs et la production de silicium dopé.

Depuis la première pile critique ZOE qui a divergé en 1948, environ une trentaine de réacteurs expérimentaux ont été construits en France (majoritairement dans les années

1950 et 1960), des réacteurs de physique de très faible puissance (appelés également maquettes critiques) jusqu'aux réacteurs d'irradiations ayant des puissances thermiques de plusieurs dizaines de mégawatts.

A partir des années 1970, les réalisations d'installations nouvelles ont décru. Ceci s'explique par le fait que les choix industriels ont été figés à cette époque et que le parc de réacteurs expérimentaux en Europe s'est alors avéré suffisant pour satisfaire les besoins. Quelques quarante ans plus tard, en 2011, la France ne compte plus désormais que neuf réacteurs expérimentaux en exploitation :

- un réacteur d'irradiation (OSIRIS), qui sera remplacé à la fin de cette décennie par le réacteur Jules Horowitz (RJH) actuellement en construction sur le site du CEA/Cadarache,
- un réacteur pour les essais de sûreté (CABRI),
- deux réacteurs dédiés à la recherche fondamentale (ORPHEE et le RHF de l'ILL),
- cinq maquettes critiques (ISIS, AZUR, EOLE, MINERVE, MASURCA),

La suite de cette partie portera sur les réacteurs de chaque catégorie. Une attention toute particulière sera apportée à la présentation des réacteurs EOLE, MINERVE et MASURCA ; les travaux décrits dans ce mémoire étant particulièrement liés à ces installations.

2.2. LE REACTEUR D'IRRADIATION OSIRIS

OSIRIS est le réacteur d'irradiations technologiques de matériaux de structures et de combustibles nucléaires du CEA. Il produit également des radioéléments artificiels pour des applications médicales et est utilisé pour le dopage du silicium pour l'industrie électronique. Il s'agit d'un réacteur de type piscine¹, à eau légère et à cœur ouvert d'une puissance thermique de 70 MW. Il est basé au CEA/Saclay et fonctionne depuis 1964.

Le cœur du réacteur est composé de 38 éléments combustibles et de 6 éléments de commande (permettant notamment le contrôle de la réaction en chaîne).

L'architecture retenue permet de mettre aisément en place des dispositifs expérimentaux à l'intérieur du cœur (cf. figures 1.1 et 1.2). Jusqu'à 16 dispositifs peuvent ainsi être installés dans des emplacements où le flux rapide (flux de neutrons d'énergie supérieure à 1 MeV) est compris entre $1E+14$ n/cm²/s et $2E+14$ n/cm²/s. La périphérie du cœur permet quant à elle d'accueillir jusqu'à 27 dispositifs dans des positions où le flux rapide est environ dix fois plus faible. De nombreux emplacements d'irradiation encore plus excentrés complètent le panel des possibilités offertes par ce réacteur. Certains de ces dispositifs sont équipés de systèmes à déplacement permettant de faire subir aux matériaux des variations de flux neutronique reçu (rampes) sans avoir à modifier la puissance du réacteur.

L'installation est en outre équipée d'un ensemble de cellules de préparation et d'examen constituant ainsi un complexe expérimental intégré.

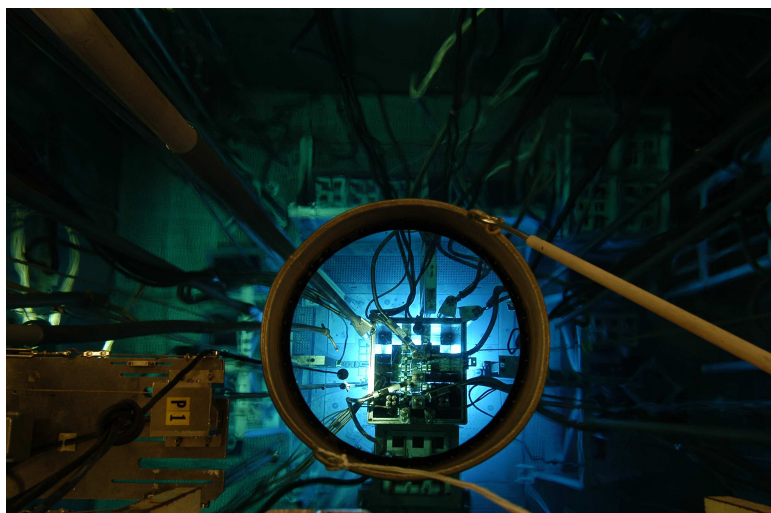
OSIRIS permet de réaliser des programmes scientifiques en soutien aux industriels français et étrangers ainsi que ceux du CEA. Son exploitation cessera aux environs de la fin 2015 (il aura alors 49 ans). Il sera remplacé par le Réacteur Jules Horowitz (RJH) en cours de construction à Cadarache.

¹ Réacteur dont le cœur est immergé dans de l'eau assurant, entre autres, l'évacuation de la puissance thermique dégagée.

Figure 1.1 - Exemple de dispositif d'irradiation



Figure 1.2 – Cœur d'OSIRIS



2.3. LE FUTUR DES REACTEURS D'IRRADIATIONS : LE REACTEUR RJH

En Europe, comme il a été dit en introduction, les réacteurs pour l'étude des matériaux et des combustibles sous irradiation ont été construits dans les années 1960. La plupart d'entre eux seront progressivement arrêtés à partir de la prochaine décennie. L'objectif du Réacteur Jules Horowitz¹ est de disposer avant la fin de cette décennie, d'un outil de recherche moderne permettant de maintenir en Europe un haut niveau d'expertise pour le développement d'une énergie nucléaire durable. Le projet RJH répond à cet enjeu scientifique et technologique pour :

- l'amélioration de la compétitivité et de la durée de vie des centrales actuelles (Génération II),
- le développement des combustibles et matériaux qui accompagneront l'évolution des réacteurs à eau légère type EPR (European Pressurized Reactor) ou autre (génération III),

¹ Physicien et pionnier au CEA de la physique des réacteurs

- le développement de nouveaux matériaux et combustibles pour les systèmes du futur (Génération IV),
- le test d'échantillons en situations incidentelles et accidentelles,
- la production de radioéléments pour les applications médicales.

Figure 1.3 - Chantier du RJH (à gauche) et image de synthèse de l'installation terminée (à droite)



La durée de vie prévisionnelle du réacteur RJH est de 50 ans. Il accompagnera donc les travaux scientifiques liés au développement des trois générations de réacteurs électrogènes précitées pendant la majorité de ce siècle.

Le RJH est un réacteur de type piscine de puissance maximum 100 MWth, avec un second point de fonctionnement à 70 MWth. Il est en cours de construction sur le site du CEA/Cadarache (cf. figure 1.3).

Il comprendra deux bâtiments principaux accolés l'un à l'autre :

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

Le cœur du réacteur se compose de 37 assemblages combustibles constitués, pour le démarrage en U_3Si_2 (enrichissement en ^{235}U entre 27% et 20%). A terme, ce combustible pourrait être remplacé par un combustible de type Umo (uranium – molybdène) permettant, à performances équivalentes, un enrichissement inférieur à 20%.

Le RJH permettra d'obtenir des flux de neutrons très élevés et des performances accrues par rapport aux réacteurs expérimentaux actuels. A titre indicatif, la dose en dpa¹ qu'il sera possible d'atteindre dans le cœur (de 12 à 16 dpa) est deux à trois fois plus importante que celles obtenues actuellement.

Un effort important d'innovation est d'ores et déjà initié par le CEA et ses partenaires en ce qui concerne la conception et l'instrumentation des dispositifs expérimentaux afin de permettre des expérimentations d'irradiations analytiques plus fines.

¹ dpa : déplacement par atome. Le dpa est un paramètre qui permet de quantifier l'endommagement subi par un matériau sous l'effet du flux de neutrons rapides essentiellement.

Une évolution notable par rapport à ce qui a été développé lors de la montée en puissance du nucléaire dans les années 1960-1980 (où les développements étaient basés sur un ensemble national : un centre de R&D, un industriel et un électricien) concerne le mode d'exploitation des réacteurs d'irradiation. De par le panorama des acteurs du nucléaire du 21^{ème} siècle, du coût de telles infrastructures de recherche et de l'importance croissante de l'Espace Européen de la Recherche, la mise en service de ce type d'outil de R&D ne peut dorénavant s'envisager que dans le cadre d'un consortium international dont le RJH est l'un des premiers exemples. Ce consortium regroupe les bailleurs de fond qui participent à la construction et qui obtiennent en contrepartie des droits d'accès garantis aux capacités d'irradiations en exploitation.

Le consortium, via son comité de direction, définit les programmes (sur des périodes de 4 ans) en organisant les capacités réservées aux membres et les accès ouverts aux non-membres tout en veillant à l'équilibre du compte d'exploitation du réacteur.

Deux types de programmes scientifiques seront menés dans le RJH :

- des programmes propriétaires avec une forte confidentialité (programme de type « qualification de produit »).
- des programmes communs avec une mutualisation des coûts et un partage des résultats ; il s'agit ici d'expériences plus analytiques.

Le CEA prépare dès à présent avec le soutien de l'OCDE le programme international du RJH autour de thématiques intéressant un grand nombre de partenaires (centres de R&D, électriciens, autorités de sûreté...) en proposant en avant-première une phase sur les installations existantes (OSIRIS, LECI, LECA) à mettre en œuvre dès 2012 (rampes de puissance, essais analytiques APRP¹...).

2.4. LE REACTEUR D'ESSAI DE SURETE CABRI

Le réacteur CABRI, installé sur le site du CEA/Cadarache, est un réacteur d'expérimentation qui permet de reproduire sur un échantillon de combustible nucléaire les conditions résultant de certains accidents et en particulier celles résultant d'un accident de réactivité². Il est constitué :

- d'un cœur nourricier, permettant d'alimenter la zone expérimentale en neutron,
- d'une boucle expérimentale, dont la partie située au centre du cœur nourricier reçoit le dispositif d'essai qui contient le crayon combustible à tester.

La particularité du réacteur CABRI consiste en son système d'injection de réactivité. En effet, quatre assemblages du cœur nourricier, appelés « barres transitoires », sont équipés à leur périphérie de tubes cylindriques vides en lieu et place de la dernière rangée de crayons combustibles. Ces barres transitoires sont remplies d'hélium 3³ sous pression qui peuvent être dépressurisées, grâce à l'ouverture de vannes motorisées, afin de modifier de façon extrêmement rapide la réactivité et donc la puissance du cœur nourricier. La puissance peut ainsi, par exemple, passer de 100 kW à 20 GW en quelques millisecondes, puis, aussi rapidement, retomber à environ 40 MW du fait des contre-réactions neutroniques (notamment l'effet Doppler).

¹ Accident de Perte de Réfrigérant Primaire

² Accident consistant en une perte de contrôle de la réaction en chaîne entraînant, notamment, une élévation exponentielle de la puissance thermique dégagée.

³ L'hélium 3 est un gaz neutrophage

L'injection de réactivité peut conduire, selon les objectifs de l'essai réalisé, à la rupture du gainage du crayon combustible expérimental situé dans la partie en pile de la boucle d'essai et éventuellement à la fusion et à l'éjection d'une partie du combustible dans ce crayon.

Ce réacteur a été utilisé de 1963 à 2000 en soutien au développement de la filière des réacteurs au sodium. Depuis le début des années 2000 il subit une profonde modification afin, d'une part, d'y installer une boucle à eau sous pression représentative des conditions de fonctionnement d'un REP (Réacteur à Eau sous Pression) et, d'autre part, de remettre à niveau l'installation vis à vis des normes de sûreté actuelles. Son redémarrage est prévu courant 2012.

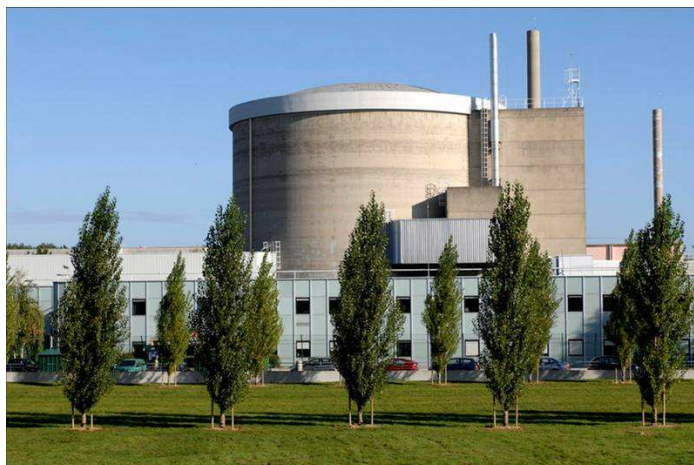
Les expérimentations complexes menées dans CABRI nécessitent d'importantes phases de conception et de préparation, de longues périodes d'analyse et d'interprétation des données expérimentales obtenues lors de l'essai alors que l'expérience en elle-même est menée sur une courte période (typiquement une journée).

Actuellement, les essais de sûreté sont réalisés par le CEA prioritairement pour des programmes scientifiques de l'IRSN (Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire) concernant des situations accidentelles (programme CIP – CABRI International Program)

2.5. LES REACTEURS DEDIES A LA RECHERCHE FONDAMENTALE.

Les neutrons ont des propriétés de pénétration et d'interaction permettant d'explorer la matière au niveau de l'atome, de la molécule et des cristaux, notamment en ce qui concerne la compréhension du magnétisme, la métallurgie, la mécanique... Ces sources de neutrons sont utilisées depuis les années 1960.

Figure 1.4 - ORPHEE - vue extérieure



Dans ce domaine, la France possède deux réacteurs permettant la production de flux de neutrons intenses : le Réacteur à Haut Flux (RHF) et le réacteur ORPHEE.

Le premier, le RHF, basé à Grenoble, est un réacteur à uranium très enrichi refroidi par de l'eau lourde. Le cœur est constitué d'un seul élément combustible très compact en alliage d'uranium/aluminium. La masse d'²³⁵U étant d'environ 8.5 kg pour une masse totale de l'ordre de 150 kg. La puissance thermique est de 57 MW et la durée d'un cycle est de 46 jours. Le flux de neutrons thermiques, utilisé aujourd'hui pour des expériences dans les domaines de la physique du solide, de la physique neutronique et de la biologie moléculaire est d'environ 1.5E+15 n/cm²/s, soit environ 10 fois plus que celui d'OSIRIS. Le RHF a

divergé pour la première fois 1971. Il est exploité par l'Institut scientifique Laue-Langevin (ILL) auquel contribuent majoritairement la Grande Bretagne, l'Allemagne et la France. Ce réacteur, qui a subi une profonde rénovation au début des années 2000, est prévu pour être exploité jusqu'en 2030. Il fonctionne comme une plateforme scientifique et constitue dans son domaine une référence internationale.

Le réacteur ORPHEE, basé au CEA/Saclay (cf. figure 1.4) dégage quant à lui une puissance de 14 MW et produit un flux thermique de $0.3.E+15$ n/cm²/s. Il a divergé pour la première fois en 1980. Il est exploité par le CEA dans le cadre d'un laboratoire commun avec le CNRS : le Laboratoire Léon Brillouin (LLB).

2.6. LES REACTEURS DE PUISSANCE QUASI NULLE.

Les maquettes critiques sont des installations permettant de produire des données expérimentales contribuant à améliorer les données nucléaires (plus particulièrement les sections efficaces des noyaux présents dans les matériaux constituant le cœur des réacteurs) et les outils de calcul déployés pour la conception, la mise en service et l'exploitation des réacteurs de puissance. Outre la faible puissance neutronique en fonctionnement qui les caractérise, les maquettes critiques se distinguent des autres types de réacteurs expérimentaux ; par leur grande flexibilité à pouvoir autoriser la construction de massifs expérimentaux variés et leur facilité à permettre la mise en place de moyens de mesure dans n'importe quelle zone d'intérêt.

La maquette ISIS, basée au CEA/Saclay sert, entre autres, de maquette au réacteur OSIRIS.

Le réacteur AZUR, basé au CEA/Cadarache est un réacteur principalement utilisé pour les recherches portant sur la propulsion navale et pour la formation.

Les maquettes critiques EOLE, MASURCA et MINERVE sont quant à elles dédiées à la recherche fondamentale (amélioration des bibliothèques de données nucléaires...) et à la qualification des outils de calcul utilisés par le CEA et ses partenaires. Elles sont basées au CEA/Cadarache et exploitées par le Département d'Etudes des Réacteurs (DER).

2.6.1. LA MAQUETTE ISIS.

Implanté au CEA/Saclay, au voisinage du réacteur OSIRIS dont il est la maquette neutronique, le réacteur ISIS est utilisé pour effectuer les essais des nouvelles configurations de cœur, de nouveaux combustibles, ou d'expériences d'irradiation par des mesures d'effets de réactivité, de niveaux neutroniques ou d'échauffements gamma.

La maquette neutronique ISIS est donc un réacteur de même géométrie qu'OSIRIS mais d'une puissance thermique limitée à 700 kW. Depuis 2003, ses activités ont été étendues à la formation d'agents EDF, et depuis septembre 2006, elles intègrent également l'enseignement pour le compte de l'INSTN (Institut National des Sciences et Techniques Nucléaires).

Le réacteur se caractérise par la possibilité d'effectuer le chargement du cœur avec des éléments irradiés en provenance d'OSIRIS. Il est équipé d'une installation permettant de fonctionner en ajustant une faible concentration de bore dans l'eau du circuit primaire. Le contrôle/commande du réacteur est conçu pour répondre aux impératifs propres à ce réacteur, tels que :

- de nombreuses approches sous critiques et divergences,
- des mesures fines sur une gamme étendue de puissance,
- l'utilisation de détecteurs dans des ambiances nucléaires diverses.

Son exploitation est à l'heure actuelle prévue jusqu'en 2019.

2.6.2. LE REACTEUR AZUR.

AZUR (Alliage Zirconium URanium) est une pile expérimentale, implantée au CEA/Cadarache et destinée essentiellement aux études neutroniques, à des expériences critiques et à des mesures de radioprotection. Depuis sa première divergence le 9 avril 1962, la Pile AZUR a expérimenté tous les cœurs des réacteurs destinés à la propulsion nucléaire (prototype à terre, sous-marins, porte-avions Charles de Gaulle) et a permis d'étudier d'autres réseaux composés de crayons ou de plaques d'oxyde d'uranium. Elle est particulièrement bien adaptée pour la visualisation, la démonstration et la compréhension des phénomènes mis en œuvre en physique nucléaire.

La pile AZUR fonctionne à la pression atmosphérique et à la température ambiante. La cuve, en alliage léger (aluminium) permet de recevoir des cœurs de tailles différentes. Les cœurs sont contrôlés par des absorbants qui peuvent prendre des formes diverses: croix, grappes, rideaux...

La pile AZUR a été rénovée en 2002 pour être utilisée au moins jusqu'en 2015. Un cœur dédié a été réalisé spécifiquement pour la formation. En outre, la rénovation met l'accent sur l'aspect pédagogique de l'installation notamment par :

- l'aménagement de la salle de conduite et la mise en place d'une zone dédiée aux stagiaires,
- la prise en compte, dans la réorganisation du pupitre de commande, de l'objectif « formation », ce qui facilite la visualisation des informations reportées sur le pupitre et permet la conduite en parallèle de l'installation par un stagiaire et un conducteur de pile professionnel.

2.6.3. LES MAQUETTES CRITIQUES EOLE, MASURCA ET MINERVE.

- **Le réacteur EOLE.**

La maquette critique EOLE est destinée à l'étude des réacteurs modérés à l'eau. Elle est constituée d'un bloc pile (cf. figure 1.5), offrant une protection biologique permettant un fonctionnement jusqu'à des flux neutroniques de $1.E+9$ n/cm²/s. Sa puissance neutronique est aujourd'hui limitée à 100 W bien que dans le décret de création de l'installation, elle était de 10 kW. Dans le bloc pile, deux cuves concentriques sont insérées. Une virole (pièce cylindrique creuse) à l'intérieur de la cuve centrale permet de recevoir, grâce à un jeu de grilles interchangeable, tout type de configuration. Les cœurs sont immergés dans de l'eau, qui circule à une température comprise entre 5°C et 90°C, régulée grâce à l'aide d'une thermostatation permettant le remplissage d'eau, sa circulation et l'adjonction de bore dans le modérateur. Le cœur (cf. figure 1.6) est contrôlé par un système de quatre barres de sécurité, le niveau de flux étant régulé par une barre de pilotage dont la nature et la position s'adapte aux cœurs étudiés. Les crayons combustibles sont, à la hauteur près (80 cm de hauteur fissile), identique à ceux des assemblages des réacteurs de puissances. Différents types de combustibles (MOX et UO₂ de type REP et REB, Réacteur à Eau Bouillante) ainsi que de nombreux matériaux absorbants, poisons consommables et de structure (B₄C naturel et enrichi, AIC, Hf, UO₂-GdO₃, UO₂-Er₂O₃, pyrex, Zy-2, acier,...) sont utilisables.

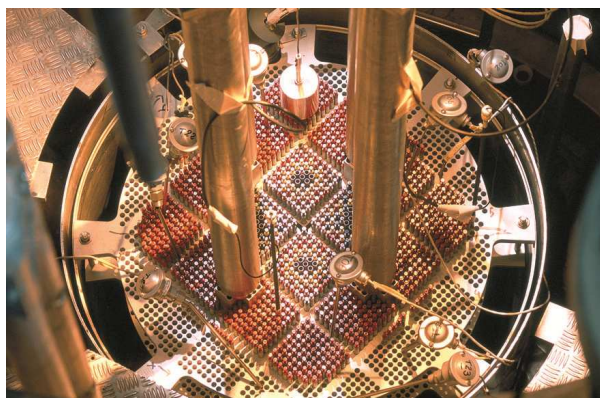
La première divergence d'EOLE a eu lieu en 1965. Jusqu'en 1972, les programmes expérimentaux qui y ont pris place ont concernés les réseaux à eau lourde. Les premières études spécialement dédiées aux REP du parc français, et à la qualification des outils de calcul de cœur, ont commencé au début des années 80. Ces programmes se sont intéressés, dans un premier temps, aux matériaux neutrophages utilisés dans les absorbants de contrôle ou en tant que poisons neutroniques consommables, avant d'étudier en détail les

caractéristiques neutroniques des cœurs partiellement puis totalement chargés en oxyde mixte d'uranium et plutonium (MOX). Les années 2000 ont débuté avec la réalisation de programmes en support aux études japonaises sur les cœurs chargés 100% MOX dans les réacteurs à eau de type bouillant (REB). Cette décennie s'est conclue par deux programmes pour le compte d'EDF : le premier pour fournir des éléments pour la qualification des outils de calcul de la fluence sur les cuves des REP, le second pour étudier le concept de réflecteur lourd qui sera mis en place dans l'EPR. Le programme actuellement en cours de réalisation, le programme AMMON [13], est dédié à la qualification des outils de calcul neutroniques et photoniques utilisés pour la conception du réacteur Jules Horowitz. Il devrait s'achever fin 2012. Les programmes futurs sont en cours de discussion.

Figure 1.5 - Vue d'ensemble du réacteur EOLE



Figure 1.6 - Toit du réacteur EOLE - cœur du réacteur



- **Le réacteur MASURCA.**

La maquette critique MASURCA (Maquette de SURgénérateur à Cadarache) est destinée à l'étude des caractéristiques neutroniques des réacteurs à neutrons rapides (RNR) utilisant du combustible à base de plutonium.

Les éléments (les matériaux fissiles, fertiles, réflecteurs, inertes ou absorbants) permettant de simuler le cœur à étudier se présentent sous la forme de réglettes de section carrée ou circulaire de ½ pouce de côté ou de diamètre, et de 4 à 24 pouces de hauteur. Ils sont regroupés de manière à constituer des motifs élémentaires (généralement composés de 4 à 8 réglettes) qui sont reproduits à l'intérieur de tubes en acier inoxydable de section carrée de 10.5 cm de côté et 3.8 m environ de hauteur totale (cf. figure 1.7).

Ces tubes sont ensuite suspendus verticalement côte à côte à une plaque horizontale en acier supportée par une structure en béton armé (cf. figure 1.7). La sûreté du cœur est assurée par des barres de contrôle dont le nombre et les caractéristiques sont adaptées à la configuration expérimentale à étudier. La conception de MASURCA permet de placer des moyens de mesures dans toute zone d'intérêt :

- des détecteurs peuvent être placés dans les tubes entre les éléments de simulation ou à l'intérieur de ceux-ci,
- deux canaux radiaux perpendiculaires et autant de canaux axiaux que nécessaire peuvent être aménagés de manière à travers le cœur.

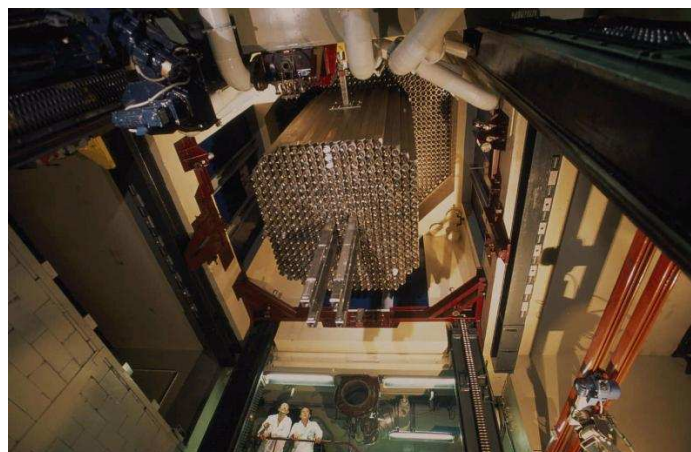
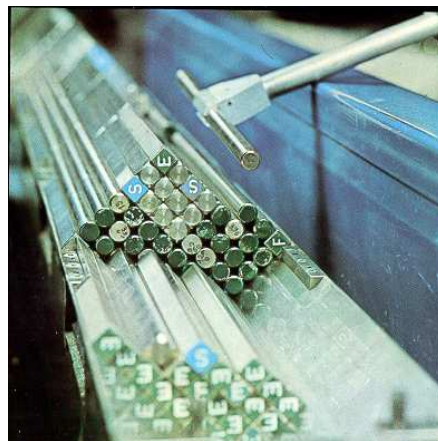
Le cœur ainsi constitué est refroidi par une circulation forcée d'air et est entouré de protections biologiques en acier et en béton lourd. L'ensemble est placé dans une enceinte métallique de confinement en légère dépression par rapport à l'atmosphère.

Depuis sa première divergence en 1966 et jusqu'à la fin des années 70, les programmes expérimentaux qui y ont pris place se sont concentrés sur les cœurs homogènes et des études à caractère paramétriques qui ont largement contribué à la mise au point des outils de calcul utilisés pour les projets relatifs aux deux réacteurs à neutrons rapides (RNR) de la filière française : PHENIX et SUPERPHENIX. Les programmes suivants ont à la fois permis d'investiguer de nouveaux concepts dans la perspective des projets SPX2 et EFR (European Fast Reactor) tout en permettant de répondre aux questions soulevées par le démarrage de SUPERPHENIX et les premiers essais réalisés alors. Après la décision d'arrêter SUPERPHENIX, les programmes ont été alors menés dans le cadre de la loi 31 Décembre 1991 sur la gestion des déchets radioactifs à vie longue (loi « Bataille »). Ils ont essentiellement accompagné les recherches menées sur l'axe 1 de cette loi « Séparation et Transmutation » et ont ainsi permis d'étudier successivement :

- les cœurs brûleurs de plutonium
- les conséquences, sur le cœur, du concept qui viserait à transmuter les actinides mineurs dans des assemblages modérés placés en périphérie d'un RNR,
- la physique des réacteurs sous-critiques pilotés par source externe, autre concept pouvant permettre une transmutation massive des actinides mineurs.

L'installation est entrée depuis 2002 dans une phase de réexamen de sûreté qui a conduit à définir un important programme de rénovation. La phase d'APD (Avant Projet Détaillé) devrait débuter en 2012. A l'issue des travaux qui devraient s'achever courant 2016, MASURCA sera dédié à la réalisation de programmes en soutien au projet ASTRID (Advanced Sodium Technological Reactor for Industrial Demonstration) et à la nouvelle génération de réacteurs refroidis au sodium.

Figure 1.7 – Assemblage en cours de montage (haut) et mis en place dans le cœur du réacteur MASURCA (bas)



- **Le réacteur MINERVE.**

Le réacteur MINERVE (cf. figure 1.8) est une pile piscine d'une puissance maximale de 100 W aujourd'hui plus particulièrement utilisée pour l'amélioration des données nucléaires. Le réacteur est construit dans une piscine parallélépipédique en acier inoxydable de 140 m³ remplie d'eau déminéralisée à température ambiante. Les réseaux disposés dans la zone expérimentale (cf. figure 1.9) permettent de reproduire des spectres neutroniques caractéristiques de réacteurs à neutrons rapides, à eau légère, voire à eau lourde.

Figure 1.8 - Photographie de la piscine du réacteur MINERVE

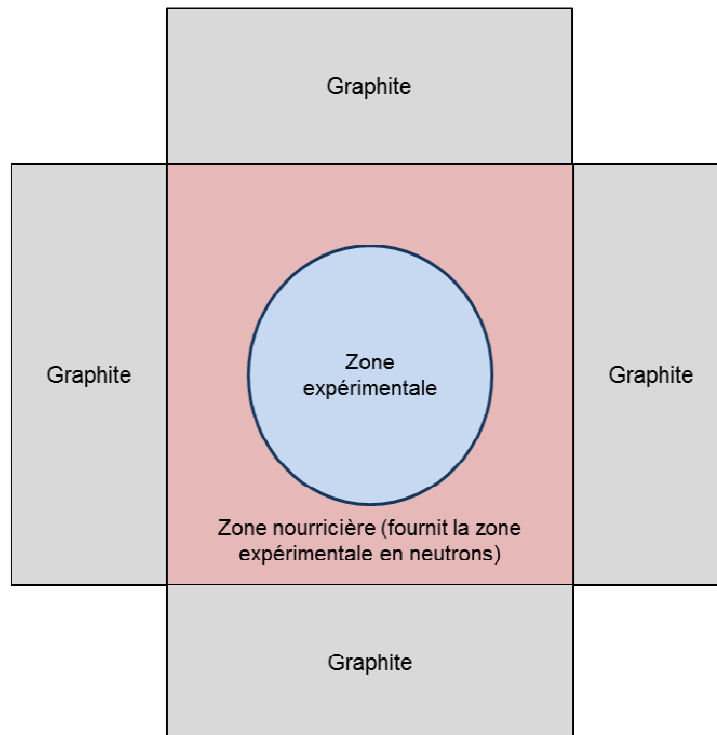


La zone expérimentale peut contenir tout type de combustible (provenant d'EOLE ou de MASURCA) moyennant la réalisation d'un massif adapté. Le cœur nourricier, dont le rôle est d'alimenter la zone expérimentale en neutrons (cf. figure 1.9) est quant à lui formé de plaques d'alliage aluminium / uranium, gainée d'aluminium et assemblée en élément de 9, 12 ou 18 plaques. On compte une trentaine d'éléments pour le cœur nourricier qui est entouré d'un réflecteur graphite. Le contrôle du réacteur est réalisé à l'aide de 4 barres en hafnium fonctionnant indifféremment en commande ou en sécurité. MINERVE, installé depuis 1959 sur le centre d'études de Fontenay-aux-Roses dans la région parisienne, a été transféré à Cadarache en 1977.

MINERVE a la particularité d'être équipé d'un dispositif d'oscillation dont le rôle est d'imprimer un mouvement périodique vertical à un échantillon entre deux positions situées respectivement à l'intérieur et à l'extérieur de la cavité centrale ; ceci dans le but de, tour à tour, l'extraire et l'insérer dans la zone centrale du cœur. Un tel mouvement entraîne des variations de réactivité du massif. Elles sont compensées par un pilote automatique rotatif calibré à secteurs de cadmium et de B₄C. Les mouvements de rotation du pilote automatique permettent notamment de mesurer la réactivité introduite dans le cœur par l'insertion de l'échantillon. Cette valeur permet de remonter à ses caractéristiques (sections efficaces...). Les mesures s'effectuent dans la zone centrale.

MINERVE a fourni une base fondamentale de résultats expérimentaux pour la mise au point des formulaires de calcul des cœurs des RNR (CARNAVAL [14]), des données de base pour les réacteurs à eau légère que ce soit pour des combustibles uranium ou plutonium.

Figure 1.9 – Schématisation du cœur de la maquette MINERVE



Une partie du programme expérimental EPICURE [15] consacré à l'utilisation de réseaux MOX (Mixed OXyde, combustible incluant du plutonium en plus de l'uranium comme élément fissile) en réacteur REP de puissance a été effectuée sur MINERVE en complément aux expériences réalisées sur EOLE. Le programme CREDIT BURN UP [16] a permis de mesurer les effets en réactivité des 15 produits de fission les plus antiréactifs (80 % de l'empoisonnement total des produits de fission), et ainsi de qualifier leurs sections efficaces de capture. Le programme OSMOSE [17], couvrant les années 2001-2006, a permis de valider, sur une large gamme de spectres neutroniques, les sections efficaces d'absorption des actinides mineurs, de matériaux de structure, et d'isotopes séparés.

Les mesures physiques mises en œuvre dans EOLE, MASURCA et MINERVE au cours des programmes permettent de caractériser entièrement les configurations (tailles critiques, poids des absorbants, distributions fines de puissance, indices de spectre, laplaciens, effets en réactivité, paramètres cinétiques, etc...) grâce à des techniques expérimentales éprouvées de spectrométrie γ , de mesures par chambres à fission, de bruit neutronique ainsi que par détecteurs thermoluminescents ou par dosimètre à activation. Ces techniques expérimentales mettent en œuvre différents capteurs dont on trace un bref historique dans la partie suivante.

3. GENERALITES SUR LA DETECTION NUCLEAIRE.

Les rayonnements nucléaires sont imperceptibles pour l'Homme. Leur mise en évidence passe par des outils de détection jouant le rôle d'intermédiaire entre le rayonnement et l'observateur. La découverte de nouveaux types de rayonnements s'est donc naturellement accompagnée du développement en parallèle de moyens de détection adaptés.

La découverte du rayonnement X a été faite le 8 Novembre 1895 lorsque W. Röntgen a noté l'apparition d'un phénomène de fluorescence sur du platinocyanure de baryum. Ce phénomène de fluorescence n'avait a priori aucune raison d'être, le matériau en question étant placé dans une pièce à l'abri de toute source de lumière visible. Cependant, l'apparition

de la fluorescence était liée à l'activation d'un tube de Hittorf-Crookes [19] (un des premiers tubes à décharge électrique). Le tube étant recouvert d'un écran opaque, cela a conduit W. Röntgen à conclure qu'il émettait un rayonnement non visible traversant l'écran et provoquant la fluorescence du platino-cyanure de baryum. Ce rayonnement, inconnu jusqu'alors, a été baptisé « rayonnement X ». Les écrans fluorescents sont donc parmi les premiers détecteurs de rayonnement nucléaire au monde. Néanmoins, ils furent rapidement remplacés par des plaques photographiques, permettant, elles, d'enregistrer la trace laissée par le rayonnement (cf. figure 1.10).

En plus de ces découvertes, les travaux de Röntgen ont également permis d'observer que l'air traversé par les rayons X devient conducteur d'électricité. Cela signifie que des charges électriques sont libérées par le passage du rayonnement dans l'air. Ce phénomène est à la base de l'invention de la chambre d'ionisation, dont le fonctionnement a été étudié par J.J. Thomson en 1899 [18], qui consiste à récupérer les charges ainsi libérées par l'application d'un champ électrique. Dans un premier temps appliquée au rayonnement X, il fallut attendre Marie Curie pour appliquer cette méthodologie de détection aux rayonnements radioactifs découverts par H. Becquerel en 1896. Ces travaux ont donné naissance à toute une série de détecteurs basés sur des couplages différents entre une chambre d'ionisation et un électroscope dans le but de détecter les rayonnements alpha et bêta et les photons [18].

Les plaques photographiques comme les électroscopes étaient conçus pour détecter le rayonnement de façon globale et non émission par émission. Dans la volonté de mieux quantifier les rayonnements émis par les sources radioactives disponibles à l'époque fut inventé le spinthariscopes par Crookes en 1903 [18]. Le principe de ce compteur rudimentaire repose sur la scintillation du sulfure de zinc lorsqu'il est soumis à un rayonnement de type alpha. Ainsi, pour chaque particule entrant en contact avec un écran recouvert de ce matériau, un point lumineux apparaît. Ces points lumineux étaient comptés directement par des chercheurs se relayant tout au long de l'expérience. Cette méthode de détection fut largement employée jusque dans les années 1930.

Figure 1.8 - Première radiographie médicale de l'histoire réalisée le 22 Décembre 1895 grâce aux rayons X découverts par Röntgen un mois plus tôt. Cette image célèbre représente la main de sa femme.



En définitive, ces travaux préliminaires ont donné naissance à quatre types de détecteurs encore en utilisation aujourd'hui : les détecteurs se basant sur des émulsions photographiques, les détecteurs à scintillation, les détecteurs à ionisation et les détecteurs à semi-conducteur.

3.1. LE FILM PHOTOGRAPHIQUE.

Ce type de détecteur figure parmi les premiers à avoir été utilisés pour la détection nucléaire. Néanmoins ils sont restés majoritairement cantonnés à un usage qualitatif jusqu'en 1942. En effet, de par les premiers travaux sur les réacteurs nucléaires et le retour sur expérience des conséquences biologiques de l'exposition aux rayonnements radioactifs, la connaissance de la dose reçue par le personnel est devenue un enjeu majeur. Les dispositifs de mesure de dose appelés « dosifilm » ont été inventés dans ce but. De nos jours, les films photographiques sont encore couramment utilisés pour la détection nucléaire, en particulier en médecine et pour la dosimétrie du personnel exposé.

3.2. LES DETECTEURS A SCINTILLATION.

Comme dit précédemment, les détecteurs à scintillation basés sur le sulfure de zinc ont été un des premiers procédés de quantification du rayonnement nucléaire. Cette méthode a été perfectionnée dans les années 1940 en ajoutant au dispositif de scintillation un tube photomultiplicateur transformant le signal lumineux en signal électrique. Le comptage des impulsions lumineuses a pu à partir de là être automatisé. De nombreuses améliorations ont été apportées au matériau scintillateur afin de remplacer le sulfure de zinc par des éléments plus efficaces et de scintillation plus rapide. De nos jours les détecteurs à scintillation sont encore largement utilisés pour des mesures de spectrométrie gamma notamment.

3.3. LES DETECTEURS A IONISATION DE GAZ.

Les chambres d'ionisation pour la détection nucléaire sont également apparues dès 1899 [18]. Les premiers modèles de détecteurs utilisaient l'air comme milieu détecteur mais d'autres étaient envisagés. La seule contrainte étant que les charges créées par le passage du rayonnement puissent se déplacer sous l'effet d'un champ électrique pour collection. Néanmoins le gaz fut la première solution adoptée et cela donna naissance à plusieurs types de détecteurs, dont le fonctionnement dépend principalement de la valeur du champ électrique appliqué (cf. annexe 1) : la chambre d'ionisation (1899), le compteur Geiger-Muller (1928) et le compteur proportionnel (1945-1950) [18].

3.4. LES DETECTEURS A SEMI-CONDUCTEUR.

Dès 1932 [18] la possibilité d'utiliser un solide en lieu et place du gaz dans un détecteur à ionisation a été considérée. Il aura fallu cependant attendre la fin des années 1950 pour voir apparaître les premiers détecteurs mesurant l'ionisation engendrée par un rayonnement dans un diélectrique. On utilise typiquement de nos jours des détecteurs basés sur des cristaux de silicium pour la détection des rayonnements X, bêta et alpha et des cristaux de germanium haute pureté (GeHP) pour la détection des rayonnements gamma. Ces derniers ont toutefois la particularité de devoir être utilisés à très basse température dans le but de minimiser le bruit dû à l'énergie d'agitation thermique. Ils doivent être reliés à des cryostats refroidis à l'azote liquide (cf. figure 1.11).

Figure 1.9 – Quelques détecteurs à semi-conducteur (photographie ©CANBERRA).



3.5. D'AUTRES TYPES DE DETECTEURS DE RAYONNEMENTS.

Outre les quatre grands types de capteurs décrits ci-avant, on compte d'autres détecteurs de rayonnement dont voici deux exemples :

- **Les dosimètres thermoluminescents ou TLD.**

Les matériaux mis en œuvre dans les détecteurs à scintillation émettent quasi-instantanément de la lumière lorsqu'y interagit un rayonnement (entre $1E-09$ s et $1E-06$ s après l'interaction). Néanmoins certains matériaux peuvent intégrer les excitations causées au cours de leur irradiation. Sous l'action d'une stimulation thermique, ces matériaux restituent l'énergie emmagasinée sous forme d'une émission lumineuse qui est par la suite traitée de la même façon que le signal émis par un dispositif de scintillation. Ces matériaux, dits thermoluminescents, sont à la base des détecteurs appelés dosimètres thermoluminescents (TLD). Leur développement, réellement commencé en 1948 par L.F. Heckelsberg [18], a conduit à l'utilisation de ce type de matériaux pour mesurer les doses de rayonnements reçues par le dosimètre. Ils sont typiquement utilisés de nos jours pour les mesures physiques sur réacteur et pour la dosimétrie du personnel.

- **Les détecteurs chimiques.**

Les réactions chimiques peuvent être également mises en œuvre pour la détection nucléaire, on parle de détecteurs chimiques. Les ions produits par les rayonnements peuvent réagir chimiquement pour former de nouveaux composés chimiques dont la quantité sera finalement fonction de l'énergie absorbée dans le milieu détecteur. Ces détecteurs restent cependant peu sensibles et sont cantonnés à des mesures de fortes doses [19].

4. LA DETECTION DU NEUTRON.

Le neutron est une particule neutre et constituante du noyau atomique dont la découverte par J. Chadwick date de 1932 [18]. Dès lors s'est posé la question de sa détection. Plusieurs technologies de détection existent et adaptent les quatre types de détecteurs décrits dans la partie précédente à la détection de particules non chargées. On peut par exemple citer la détection par détecteur à remplissage gazeux ou la détection par activation (dosimètre et collectron). La détection des neutrons est un domaine fondamental de par la capacité du neutron à fournir des informations essentielles au fonctionnement d'une installation nucléaire (dynamique d'évolution de la puissance thermique dégagée...). On l'utilise notamment pour effectuer des contrôles non-destructifs, caractériser des colis de déchets nucléaires ou encore assurer des contrôles de non-prolifération. La détection neutronique est également fondamentale dans les réacteurs nucléaires, en particulier dans les réacteurs expérimentaux où elle est mise en œuvre pour des besoins de sûreté et pour l'expérimentation. Cette partie détaille ces différents modes de détection du neutron puis détaille leur intérêt pour les réacteurs nucléaires.

4.1. LES DETECTEURS A ACTIVATION.

• Les dosimètres à activation.

Compte tenu des énergies des particules rencontrées dans les réacteurs de fission (de l'eV au MeV), seuls les neutrons sont à même de provoquer des réactions nucléaires engendrant des noyaux radioactifs.

Un échantillon de matériau pur exposé à un flux de neutron pendant un temps donné peut potentiellement devenir radioactif. Le rayonnement émis peut être mesuré et analysé dans le but de remonter à des informations sur les neutrons ayant interagit, comme leur nombre ou leur énergie.

Les matériaux choisis pour ce type de mesure le sont [19] :

- pour leur grande section efficace d'interaction avec les neutrons,
- en raison des valeurs des périodes de décroissance radioactives des noyaux formés par activation, une durée de quelques heures étant un compromis idéal (activité suffisamment forte tout en restant suffisamment durable pour être mesurée),
- du fait de l'émission d'un rayonnement gamma suite à l'activation, la mesure et l'analyse de ce rayonnement étant plus facile à mettre en œuvre (sélection de l'énergie, minimisation de l'auto-absorption dans l'échantillon...)

Les détecteurs à activation se présentent en général sous la forme de feuilles, pastilles ou fils de petite taille de manière, entre autres, à ne pas perturber le milieu expérimental [19].

• Les détecteurs de type collectron.

Les collectrons (SPND¹), ou détecteurs à transfert direct de charges, ont été développés pour la mesure neutronique dans le cœur des réacteurs.

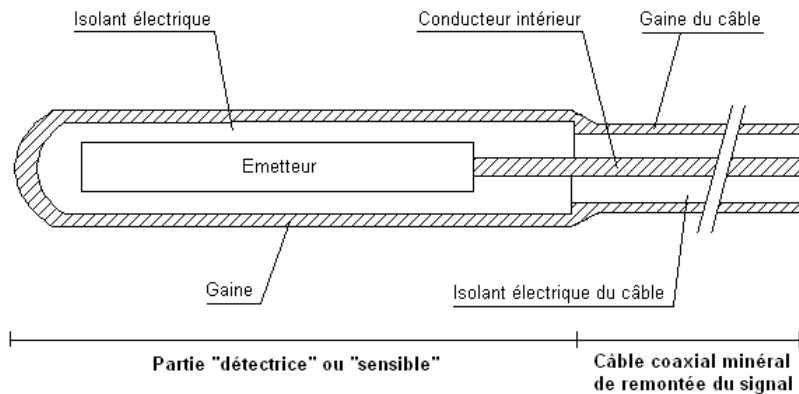
Les collectrons ont une structure et un fonctionnement simples (cf. figure 1.12). Ils présentent un faible encombrement et ne nécessitent pas de tension de polarisation. Ce type de détecteur se compose de deux électrodes isolées l'une de l'autre, l'émetteur et le

¹ Self Powered Neutron Detector

collecteur. L'émetteur est générateur de particules chargées provenant de la réaction des neutrons avec les atomes du matériau le constituant. Il est constitué d'un matériau électriquement conducteur dont la section efficace de capture neutronique est relativement élevée. Trois réactions sont mises à contribution pour générer des particules chargées [19] :

- la capture radiative (n,γ) donnant naissance à des corps radioactifs émetteurs β^- ,
- la capture radiative (n,γ) suivie d'une interaction photoélectrique ou Compton du rayonnement γ avec le matériau émetteur,
- l'interaction des γ issus de l'environnement avec le matériau émetteur par effet photoélectrique ou Compton.

Figure 1.12 - Schéma de principe d'un détecteur de type collectron

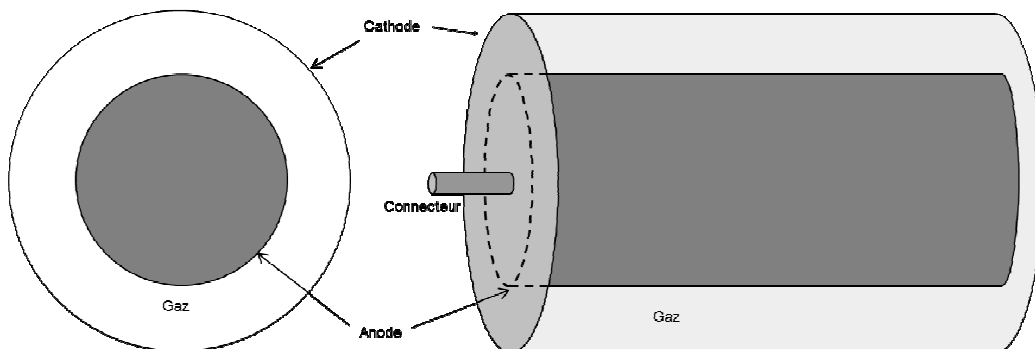


Les charges ainsi créées peuvent, si leur parcours est suffisant, traverser le diélectrique jusqu'au collecteur. Il y a formation d'un courant dont l'amplitude est notamment liée au flux de neutron ambiant. L'utilisation d'une électronique de mesure et d'un traitement adapté (en particulier des corrections visant à ne conserver que la partie neutronique du signal) permet de remonter à la valeur du flux neutronique. Ces détecteurs sont typiquement utilisés dans les réacteurs d'irradiation et les réacteurs électrogènes, leur faible sensibilité empêchant leur utilisation pour la détection de faibles flux neutroniques.

4.2. LES DETECTEURS A REMPLISSAGE GAZEUX.

Un détecteur à remplissage gazeux est typiquement constitué de deux électrodes, l'une d'entre elle étant portée à un haut potentiel électrique (quelques centaines de volts). L'espace inter-électrodes (la zone sensible du détecteur) est scellé et contient un gaz de remplissage (typiquement de l'argon porté à une pression de plusieurs bars).

Figure 1.13 - Schéma d'un détecteur à gaz cylindrique.



Dans le cas général, un détecteur à remplissage gazeux permet de détecter des rayonnements par ionisations directes ou indirectes de son gaz de remplissage. En effet, lors du passage d'une particule chargée emportant une énergie allant jusqu'à plusieurs MeV (ordre de grandeur typique des particules rencontrées en réacteur nucléaire de fission) dans ce dernier, celle-ci y dépose graduellement son énergie cinétique par interaction coulombienne. L'énergie ainsi déposée peut engendrer la création de paires électrons / ions. Sans action externe, ces particules se recombineraient pour reformer des atomes de gaz. Du fait de la mise sous potentiel d'une des électrodes les électrons et les ions sont mis en mouvement jusqu'à être collectés par les électrodes. L'impulsion de charge ainsi formée est ensuite traitée par l'électronique en aval du détecteur puis post-traitée par l'utilisateur. Les différents régimes de fonctionnement en fonction de la valeur du potentiel appliqué sont décrits en annexe 1.

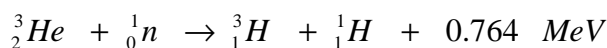
Le cœur du fonctionnement d'un détecteur à gaz est l'ionisation du gaz de remplissage. Se pose alors la question de la détection des neutrons qui sont des particules neutres et donc non directement ionisantes.

Pour détecter un rayonnement neutronique, il faut se servir de réactions impliquant les neutrons engendrant des particules chargées. Trois réactions sont largement utilisées :

- la réaction (n,p) de l'hélium 3.
- la réaction (n, α) du bore 10,
- la réaction de fission de fission induite (les produits de fission résultant jouant le rôle des particules ionisantes).

4.2.1. LES DETECTEURS A HELIUM 3

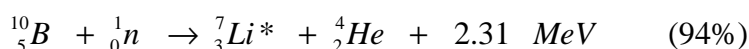
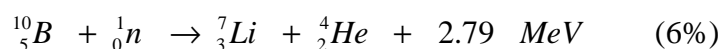
Le principe de fonctionnement de ces détecteurs repose sur l'absorption d'un neutron par l'hélium 3. Cette réaction engendre par la suite un proton (un noyau d'hydrogène) et un ion tritium. Le bilan de la réaction s'écrit de la façon suivante :



Le bilan énergétique de la réaction est de 764 keV. Cette énergie est répartie entre l'ion tritium et l'ion hydrogène, ces deux particules emportant respectivement 191 keV et 573 keV. Ces deux particules sont chargées et peuvent ioniser le gaz de remplissage. La section efficace de cette réaction est très élevée pour les neutrons thermiques. Elle vaut environ 5330 barns. Les détecteurs basés sur cette réaction sont donc particulièrement utiles pour leur détection, notamment dans le cas des faibles flux. On utilise typiquement ces détecteurs en mode proportionnel (cf. annexe 1).

4.2.2. LES DETECTEURS A BORE 10.

Ces détecteurs utilisent l'absorption d'un neutron par un noyau de bore 10. Elle engendre une particule alpha (un noyau d'hélium) et un noyau de lithium. Cette réaction peut adopter deux bilans différents :



La première réaction a un facteur de branchement de 6%, la seconde 94%. Dans le dernier cas, le noyau de lithium est émis dans un état excité. Il se désexcitera en émettant un photon emportant une énergie de 480 keV.

Le bilan énergétique de cette réaction est réparti entre le noyau de lithium et d'hélium (la particule alpha). La particule alpha et l'ion lithium emportent respectivement une énergie de 1.78 MeV et 1.01 MeV dans le premier cas et de 1.47 MeV et 0.84 MeV dans le second cas. Cette réaction est caractérisée par une section efficace microscopique d'environ 3800 barns pour des neutrons thermiques.

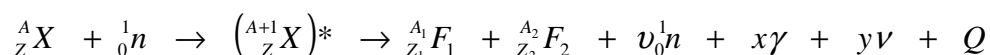
Les détecteurs mettant en œuvre cette réaction peuvent prendre deux formes suivant la méthode d'introduction du bore dans le détecteur :

- Le bore peut être introduit dans la chambre sous forme solide, on parle alors de chambre à dépôt de bore. Ce type de détecteur fonctionne en mode chambre d'ionisation ou comme compteur proportionnel,
- Le bore peut également être introduit dans le détecteur sous forme gazeuse (le BF₃ est typiquement utilisé). Ce type de détecteur est en général utilisé en mode proportionnel (cf. annexe 1).

4.2.3. LES CHAMBRES A FISSION.

Les détecteurs utilisant la réaction de fission induite sont appelés chambres à fission. La matière fissile introduite dans le détecteur prend systématiquement la forme d'un dépôt solide. En effet, les chambres intégrant un gaz fissile n'ont jusqu'alors pas donné de bons résultats, notamment à cause du caractère corrosif du gaz fissile utilisé : l'UF₆ [20].

Le principe de base de la réaction de fission est la capture d'un neutron thermique par un atome lourd qui mène à la création d'un noyau composé instable. Par la suite, ce noyau se scinde, le plus souvent en deux fragments distincts. Cette réaction s'accompagne, entre autres, d'un important dégagement d'énergie dont la majeure partie est emportée par les deux fragments sous forme d'énergie cinétique. Les fragments de fission ainsi émis sont des particules chargées. En effet, les fragments de fission sont en bonne partie dépourvus de cortège électronique, du fait du phénomène de « stripping » [21]. Ainsi, ils sont à même d'ioniser le gaz de remplissage du détecteur. D'une manière générale, la réaction de fission prend la forme suivante :



Les produits de la réaction de fission sont donc :

- deux produits¹ de fission émis à 180° l'un de l'autre,
- ν neutrons,
- x photons gamma,
- y antineutrinos électroniques.

L'énergie excédentaire Q de cette réaction est répartie entre ces différents produits. Le tableau 1.1 donne cette répartition dans le cas de la fission de l'²³⁵U par un neutron thermique [22]. Les valeurs indiquées restent des ordres de grandeur qui permettent néanmoins de mettre en perspective les différentes contributions. 167 MeV [22] sont emportés par les produits de fission. Cette énergie est à son tour répartie entre les deux fragments de fission suivant leur masse. La masse atomique des produits de fission suit une distribution illustrée figure 1.14 dans le cas de l'²³⁵U.

¹ On appelle produits de fission les deux noyaux émis à l'issue de la fission après émissions des particules promptes (neutrons, gamma...) [23]

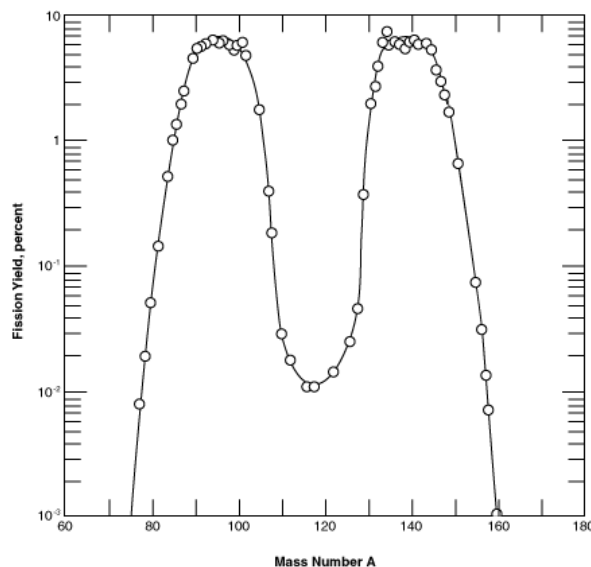
Deux maxima apparaissent, correspondant aux produits les plus probables. Il apparaît dans la majeure partie des cas un produit de fission lourd et un produit de fission léger. Les produits lourd et léger les plus probables auront respectivement une masse atomique d'environ 140 et 93. Ils emportent typiquement une énergie respective de 65 MeV et 102 MeV.

Compte tenu de la conservation de la quantité de mouvement, les produits de fissions sont, dans le cas d'une fission par neutron thermique, émis dans des directions opposées. De fait, compte tenu de la géométrie du détecteur, un seul des produits de fission sera à même de pénétrer dans le gaz. L'énergie cinétique du produit en question sera déposée dans le gaz de remplissage du détecteur par un mécanisme d'ionisation. Ces détecteurs sont exclusivement utilisés en mode chambre d'ionisation (cf. annexe 1).

Tableau 1.1 - Bilan énergétique de la réaction de fission de l' ^{235}U [22].

Contribution au bilan énergétique	Energie (MeV)
Energie cinétique des produits de fission	167
Energie cinétique des neutrons de fission	5
Energie des γ de fission	8
Energie des antineutrinos	11
Total	191
Energie de radioactivité β des produits de fission	6
Energie de radioactivité γ des produits de fission	7
Total	14
Total général	204

Figure 1.10 - Schéma de la distribution massique des fragments de fission générés par une fission d' ^{235}U par neutron thermique. [22]



L'utilisation de la réaction de fission présente certains avantages considérables par rapport à la réaction (n, α) du bore 10 et la réaction (n,p) de l'hélium 3. Les produits de fissions emportent une énergie bien plus élevée que les produits des réactions (n, α) et (n,p) (environ 170 MeV contre respectivement environ 2.5 MeV et 750 keV). Ainsi, ils déposeront une

énergie bien plus grande dans le gaz de remplissage du détecteur. Cela a deux principales conséquences :

- Le signal électrique caractérisant la détection d'un neutron sera plus important dans le cas de la chambre à fission. Cela conduit à améliorer la discrimination du signal parasite dû au rayonnement alpha et gamma.
- Les produits de fission déposeront dans le gaz une énergie bien plus importante que les particules alpha et les noyaux de lithium pour une distance de déposition égale. Cela permet notamment de concevoir des chambres à fission dites « miniatures » (quelques millimètres de diamètre) en conservant un rapport signal sur bruit de bonne qualité.

4.3. DE L'INTERET DE LA MESURE NEUTRONIQUE POUR LES REACTEURS NUCLEAIRES.

Après la découverte du neutron en 1932, des sources de ce rayonnement ont commencé à être à la disposition de la communauté scientifique. Les détecteurs utilisés se basaient uniquement sur le principe de la détection par chambre d'ionisation. C'est en 1942, avec l'apparition des premiers réacteurs nucléaires, que la détection neutronique est devenue un enjeu majeur et que les systèmes et méthodes de détections ont commencé à se perfectionner. Ces améliorations ont permis d'assurer la sécurité du personnel et l'exploitation des installations et ont apporté de nombreuses avancées dans le domaine de la physique des réacteurs. Les mesures de paramètres physiques en réacteur ont également un objectif capital : celui de veiller à la sûreté de l'installation.

La mesure neutronique par chambre d'ionisation permet d'obtenir des informations précises sur les caractéristiques du flux de neutrons reçu par le détecteur (intensité du flux, distribution énergétique, dynamique d'évolution temporelle...). On comprend donc que la mesure neutronique joue un rôle majeur pour garantir la sûreté, la sécurité et l'exploitation des installations nucléaires de base et en particulier des réacteurs nucléaires, qu'ils soient expérimentaux ou électrogènes. Ces mesures sont donc utilisées, entre autres, pour :

- garantir la sécurité des personnes (mesure de la dose neutron reçue par les travailleurs du nucléaire...),
- assurer la sûreté des installations nucléaires de base à travers, notamment, le contrôle de l'efficacité des absorbants neutroniques et des transitoires de puissance ou la mesure de la distribution spatiale de puissance.
- restituer les conditions expérimentales d'irradiation. Cette fonction est fondamentale dans le cadre des réacteurs d'irradiation afin d'évaluer la quantité de rayonnement reçu par le matériau irradié.
- permettre la poursuite des progrès en physique des réacteurs. Cela consiste à :
 - améliorer des bases de données nucléaires lors d'expériences dites « fondamentales ». L'objectif de ce type de mesure est de qualifier les données nucléaires par la mesure globale de paramètres fondamentaux. Il peut s'agir de la mesure de facteur de multiplication, d'indice de spectre (rapport de taux de réaction, cf. fin du chapitre), de coefficients de réactivité... [24] Ces mesures sont faites dans des cœurs homogènes. De cette façon, l'origine des écarts entre le calcul et l'expérience est attribuée quasi-exclusivement aux données nucléaires. La multiplication de ce type d'expériences et la diminution des incertitudes liées aux mesures peut permettre, à l'issue d'un processus d'analyse complexe, d'identifier des noyaux, des réactions et des domaines d'énergie qui devraient faire l'objet

d'une nouvelle campagne de mesure différentielle. Ces données jouent un rôle essentiel dans la conception des cœurs des réacteurs de futures générations et leur amélioration est un enjeu capital de la recherche en physique nucléaire.

- qualifier des codes de calcul lors d'expériences dites « maquettes » ou « intégrales ». L'objectif de ce procédé est de comparer les résultats fournis par les outils de calculs aux résultats obtenus expérimentalement. Il peut par exemple s'agir de mesurer une distribution de puissance, l'efficacité des barres absorbantes ou un coefficient de réactivité. On parle de mesure de paramètre « projet ». Le formalisme mathématique adopté pour la qualification des outils de calcul indique que suivant la représentativité de l'expérience maquette, l'incertitude affectant la mesure a un impact direct sur l'incertitude finale du paramètre tel qu'il est calculé dans le cadre de son application « réacteur » (hors maquette). Ceci est mis en évidence par l'équation (1.1) [3] qui donne le rapport entre l'incertitude de calcul sur le paramètre post-expérience ε'_R et l'incertitude de calcul sur le paramètre pré-expérience ε_R en fonction de :

r_{RE} , le facteur de représentativité de l'expérience, compris entre 0 et 1 (1 correspondant à une représentativité idéale, un minimum de 0.9 est typiquement recherché lors de la conception d'une expérience maquette [25])

η_E , l'incertitude expérimentale de l'expérience maquette,

ε_E l'incertitude de calcul de l'expérience maquette.

$$\left(\frac{\varepsilon'_R}{\varepsilon_R} \right)^2 = 1 - \frac{r_{RE}^2}{1 + \frac{\eta_E^2}{\varepsilon_E^2}} \quad (1.1)$$

On comprend grâce à l'équation (1.1) que plus l'incertitude expérimentale de l'expérience maquette ε_E est faible, plus cette dernière permet de réduire l'incertitude de calcul sur le paramètre projet en configuration « réacteur ». Par exemple, pour une représentativité de 0.9 et un rapport η_E/ε_E de 1, on affecte l'incertitude sur le paramètre projet d'un facteur 0.8.

Une réduction de cette incertitude a notamment un impact significatif sur la conception d'un cœur de réacteur. Elle permet d'optimiser son dimensionnement (quantité d'absorbant des dispositifs de sûreté, quantité de matière fissile dans le cœur, géométrie...). La conséquence directe est notamment une réduction des coûts d'investissement et d'exploitation et on comprend qu'en cela, la réduction des incertitudes expérimentales, notamment sur les mesures neutroniques, est un enjeu fondamental.

Le perfectionnement des mesures neutroniques en particulier par chambre à fission, notamment par la maîtrise et la réduction des incertitudes associées, apparaît donc comme un enjeu fondamental. Il s'agit de la thématique abordée par ces travaux de thèse.

**CHAPITRE 2 : LES MESURES NEUTRONIQUES PAR
CHAMBRE A FISSION EN REACTEUR EXPERIMENTAL**

1. INTRODUCTION

L'objectif de cette partie du mémoire est d'étudier l'évolution du signal généré par un détecteur neutronique de type « chambre à fission », de sa création jusqu'au post-traitement permettant de remonter aux grandeurs physiques voulues. Le résultat de ce travail est une compilation des connaissances rassemblées sur les mesures par chambre à fission en réacteur expérimental enrichie par des simulations et expérimentations réalisées dans le cadre de cette thèse qui détaille successivement :

- la formation du signal, c'est à dire la création des charges dans le gaz de remplissage et leur collection, dans le but d'établir une expression analytique simplifiée de l'impulsion de charge émise par le détecteur,
- la problématique du traitement des impulsions ainsi créées par l'électronique. Cette étape regroupe les différents étages d'amplification et de mise en forme du signal et les différents types d'analyse (spectrométrie, comptage...) et de post-traitement utilisés pour aboutir à la donnée expérimentale finale exploitée par l'utilisateur : le taux de comptage,
- les différents modes d'exploitation du taux de comptage dans le but de remonter aux grandeurs physiques recherchées (flux intégral, taux de réaction...). Les méthodes utilisées et les incertitudes associées à chaque méthode sont précisées,
- le retour d'expérience des mesures réalisées par le SPEX au cours des dix dernières années, dans le but de dégager les axes d'amélioration prioritaires traités au cours des travaux de thèse.

2. FORMATION DU SIGNAL.

L'objectif de cette partie est d'établir une expression analytique de l'impulsion de charge formée dans le détecteur lors de l'interaction d'un neutron avec le dépôt fissile d'une chambre à fission. Plusieurs étapes sont nécessaires :

- le calcul de l'énergie déposée par un produit de fission dans le gaz de remplissage du détecteur,
- calculer le nombre de paires électron / ion formées à partir de l'énergie déposée,
- enfin, on étudie la collection de ces charges par les électrodes du détecteur.

2.1. CALCUL DU POUVOIR D'ARRÊT D'UNE PARTICULE DANS UN GAZ PUR.

L'objectif de cette première étape est de quantifier l'énergie déposée par une particule chargée de type « produit de fission » dans un gaz pur par unité de distance parcourue. Deux modèles analytiques typiquement utilisés se retrouvent dans la littérature : la formule de Bethe-Bloch [26] et le modèle de Lindhard (ou LSS, du nom de ses auteurs) [27]. Ces deux modèles aboutissent à une formulation du pouvoir d'arrêt $-dE/dx$ d'une particule chargée dans un milieu quelconque. Cette grandeur correspond à l'énergie perdue par ionisation par la particule par unité de distance.

- **Formule de Bethe-Bloch**

Cette formule décrit la perte d'énergie par unité de longueur d'un ion dans un matériau cible [28] :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{m_e c^2} \cdot \frac{n \cdot z^2}{\beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \cdot \left(\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right) \quad (2.1)$$

Avec,

m_e la masse de l'électron,

n la densité volumique des électrons du matériau cible,

$z \cdot e$ la charge de l'ion,

e le module de la charge de l'électron,

ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide,

c la célérité de la lumière,

I le potentiel d'excitation moyen du matériau cible,

$\beta = v/c$, v étant la vitesse de l'ion.

Cette théorie suppose l'ion dépourvu de cortège électronique. Or, des études montrent [24] que ce n'est pas le cas d'un produit de fission. Cet état de fait a motivé la mise au point d'autres modèles à même de prendre cela en compte.

• Modèle de Lindhard

La théorie de Lindhard permet d'estimer la perte d'énergie d'un ion due aux interactions avec les électrons du matériau cible (interaction dite « électronique »). Dans le cas des produits de fission dans l'argon, ce processus domine les interactions entre l'ion et les noyaux pour des énergies supérieures au MeV [27]. Le pouvoir d'arrêt calculé par le modèle LSS est donné en fonction de l'énergie E de l'ion :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2}{h} \sqrt{E} \quad (2.2)$$

$$\text{Avec } h = \frac{\sqrt{2M_1 A_2 v_0 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/2}}}{Z_1^{1/6} 8\pi e^2 a_0 Z_1 Z_2} \quad [29].$$

Avec, a_0 le rayon de Bohr, v_0 la vitesse d'orbite associée, M_1 et Z_1 respectivement la masse au repos et la charge emportée par l'ion et enfin A_2 et Z_2 respectivement la masse atomique et le numéro atomique des atomes du milieu cible.

Le domaine d'application de ces deux modèles dépend de la « vitesse ionique réduite » ξ [29] :

$$\xi = v/u \quad (2.3)$$

Avec :

v la vitesse de l'ion dans le milieu,

u la vitesse orbitale des électrons pour un ion de même numéro atomique.

Ce rapport caractérise l'état du cortège électronique de l'ion. Le domaine des fortes vitesses ioniques réduites ($\xi \gg 1$) correspond à un ion dépourvu de cortège électronique et est régi par la formule de Bethe-Bloch [29]. Pour les faibles vitesses ($\xi < 1$), on utilise le modèle LSS [29]. Enfin, le domaine intermédiaire fait appel à la notion de charge effective et ne sera pas abordé en détail dans le mémoire. Les produits de fissions entrent dans le cas $\xi < 1$ [29]

Une notion dérive du pouvoir d'arrêt : le parcours de la particule. Cette grandeur (notée $R(E)$) correspond à la distance nécessaire pour que la particule perde toute son énergie par collision.

$$R(E) = \int_E^0 \left(\frac{-dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (2.4)$$

Il reste à appliquer cette base théorique au cas particulier des chambres à fission miniatures fabriquées au SPEX. Pour ce faire, on a recours à la simulation. Le logiciel SRIM [30] est un outil de calcul permettant de calculer, entre autres, l'évolution du pouvoir d'arrêt d'une particule lors de sa trajectoire dans un milieu choisi. Il a été montré [31,32] que ce logiciel permet de fournir des résultats de calcul cohérent avec l'expérience. De plus il permet, contrairement à la modélisation analytique présentée dans l'équation (1.3) de prendre également en compte les interactions des produits de fission avec les noyaux du matériau cible (interaction dite « nucléaire »).

Plusieurs calculs ont été réalisés dans le but de simuler le comportement des particules dans une chambre à fission miniature typique de celles fabriquées et utilisées au SPEX. Le gaz adopté a donc été de l'argon pur à une pression de 12 bar¹. Les particules chargées considérées sont des ions de niobium et de baryum. Ces deux éléments ont été choisis pour être représentatif des produits de fissions lourds et légers typiquement émis à l'issue d'une fission. On suppose qu'ils emportent respectivement une énergie de départ de 65 MeV et de 102 MeV. Les figures 2.1 et 2.2 donnent l'évolution du pouvoir d'arrêt de ces particules jusqu'au dépôt de toute leur énergie.

Figure 2.1 - Evolution du pouvoir d'arrêt d'un ion niobium dans de l'argon pur à 12 bar de pression

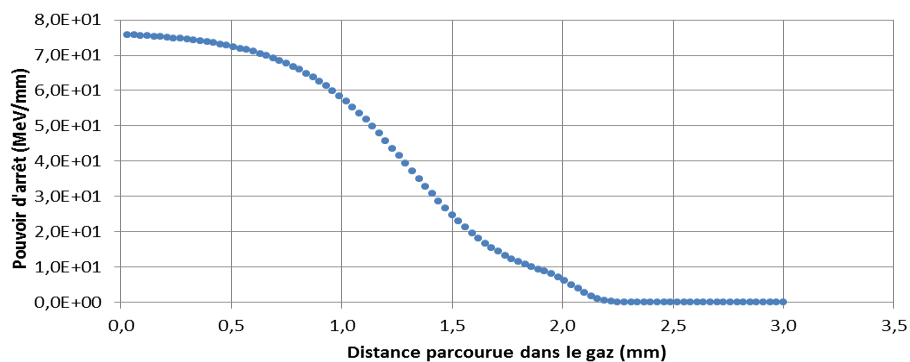
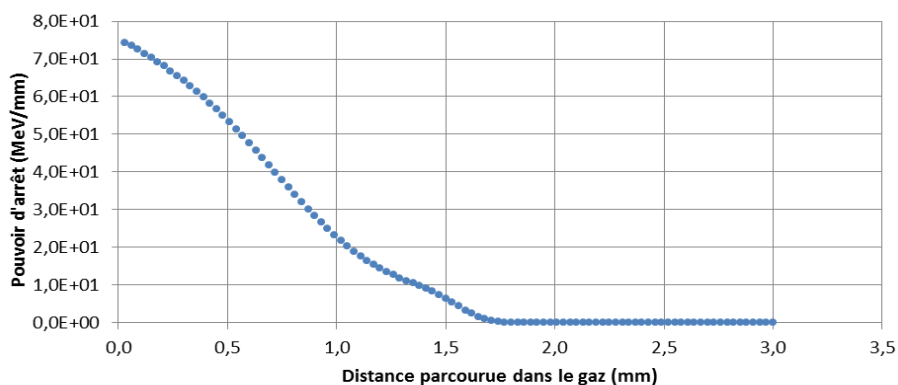


Figure 2.2 - Evolution du pouvoir d'arrêt d'un ion baryum dans de l'argon pur à 12 bar de pression



Le tableau 2.1 donne la valeur du parcours des deux particules également obtenus grâce au logiciel SRIM. Ces résultats permettent de quantifier la quantité d'énergie déposée par les produits de fission dans le gaz. Le reste de la partie décrit la façon dont cette énergie déposée est utilisée.

¹ La notation adoptée dans ce mémoire pour l'unité de pression est le sigle « bar », qui ne s'accorde pas au pluriel.

Tableau 2.1 - Parcours des ions niobium et baryum dans de l'argon pur à 12 bar de pression

Ion	Baryum	Niobium
Parcours (mm)	1.598	2.098

2.2. CALCUL DU NOMBRE DE PAIRES ELECTRON / ION FORMEES LORS DU DEPOT D'ENERGIE.

2.2.1. CAS D'UN GAZ PUR

L'objectif de cette sous-partie est de lier la quantité d'énergie déposée par la particule au nombre de paires électron / ion créées. Le potentiel d'ionisation du gaz est l'énergie nécessaire qu'il faut apporter à un atome pour qu'un électron s'en sépare. Si toute l'énergie déposée par une particule chargée dans le gaz était utilisée pour créer des paires électron / ion, une première expression du nombre de paires serait la suivante :

$$N = E / I \quad (2.5)$$

Avec :

N le nombre de paires créées,
 E l'énergie déposée par la particule,
 I le potentiel d'ionisation du gaz.

Cependant, cette expression n'est pas valide expérimentalement [33]. En effet, toute l'énergie cédée au gaz n'est pas utilisée pour créer des paires électron / ion. Une partie de cette énergie est utilisée pour exciter les atomes de gaz en leur cédant une énergie inférieure à leur potentiel d'ionisation. Ainsi, le nombre de paires créées est en réalité inférieur à celui donné par l'équation (2.5). Soit W l'énergie nécessaire pour créer une paire électron / ion, de par les remarques précédentes, cette énergie est supérieure au potentiel d'ionisation du gaz. On la définit par :

$$W = E / N \quad (2.6)$$

Il est possible de diviser l'énergie déposée E en trois composantes [33] :

$$E = N\bar{E}_i + N_{ex}\bar{E}_{ex} + N\bar{\varepsilon} \quad (2.7)$$

Avec :

E_i l'énergie moyenne dépensée pour effectuer une ionisation,
 E_{ex} l'énergie moyenne dépensée par la particule pour exciter un noyau sans l'ioniser (excitations stériles),
 N_{ex} le nombre d'excitations stériles,
 ε l'énergie cinétique moyenne des électrons émis incapables d'ioniser à leur tour le gaz.

L'équation (2.7) traduit le fait que, pour chaque interaction entre la particule chargée et un atome de gaz, deux phénomènes peuvent se produire :

- si l'énergie est suffisante pour ioniser l'atome, un électron est émis et l'ion résultant se retrouve en général dans un état excité. L'énergie E_i correspond à la somme moyenne du potentiel d'ionisation et de l'énergie laissée à l'ion.
- si l'énergie est insuffisante pour ioniser l'atome, ce dernier reste dans un état excité. La désexcitation se fait soit par émission de photon, soit par effet Jesse (cf. infra). L'énergie moyenne utilisée pour exciter les atomes stérilement correspond au terme E_{ex} . Le nombre d'excitations stériles est quant à lui désigné par N_{ex} .

A l'issue d'une ionisation, un ou plusieurs électrons sont arrachés. Si ces derniers emportent une énergie trop faible pour à leur tour ioniser ou exciter le gaz, cette énergie moyenne est

inclue dans le terme ε . Dans le cas inverse, les ionisations et excitations dues aux électrons sont prises en compte dans les deux premiers termes de (2.7). A partir de (2.7) il est possible de remonter à l'expression de W :

$$W = \bar{E}_i + \frac{N_{ex} \bar{E}_{ex}}{N} + \bar{\varepsilon} > I \quad (2.8)$$

On peut également écrire le rapport W/I :

$$\frac{W}{I} = \frac{\bar{E}_i}{I} + \frac{N_{ex} \bar{E}_{ex}}{N.I} + \frac{\bar{\varepsilon}}{I} \quad (2.9)$$

A titre d'illustration, il a été mesuré que dans le cas de l'hélium [33], le rapport W/I est de 1.72. Le rapport E_i/I est quant à lui de 1.06. Cela confirme qu'un atome ionisé laisse en général place à un ion qui n'est pas dans son état fondamental. L'énergie utilisée pour l'excitation est, elle, de $0.85 \cdot I$, donc légèrement inférieure. L'énergie cinétique laissée aux électrons est, elle, nettement inférieure au potentiel d'ionisation et le rapport ε/I est faible devant 1.

Il est possible d'appliquer ces relations au cas des chambres à fission, notamment pour la valeur de W , essentielle pour déterminer le nombre moyen de paires électron / ion créées par le passage des produits de fission dans le gaz du détecteur.

Trois gaz sont généralement utilisés pour le remplissage de ces détecteurs : l'argon, le méthane et l'azote. Selon les applications et les besoins, on retrouve ces gaz sous trois formes : de l'argon pur ou bien des mélanges argon / méthane ou argon / azote. Ces mélanges de gaz sont utilisés pour mettre à profit l'effet Ramsauer, qui permet d'accélérer la collection des charges [34].

Concernant les particules chargées légères, la bibliographie [33, 35, 36] est relativement complète et donne les valeurs de W pour les particules alpha, les électrons et les protons et ce, pour différentes gammes d'énergie. Ces valeurs, obtenues expérimentalement, sont résumées dans le tableau 2.2.

Tableau 2.2 - Valeurs de W recommandées par la bibliographie [35, 36]

	Energie	Ar	N ₂	CH ₄
e ⁻	0.1 eV – 10 MeV	26.4 ± 0.5 eV	34.8 ± 0.2 eV	27.3 ± 0.3 eV
protons	2.5-500 keV	-	-	30.5 ± 1.0 eV
	3.6 MeV	26.6 ± 0.5 eV	36.6 ± 0.7 eV	-
α	0.1 MeV	27.5 ± 1.0 eV	42.0 ± 1.0 eV	36.0 ± 1.5 eV
	1 MeV	26.5 ± 0.5 eV	37.5 ± 1.0 eV	30.5 ± 1.0 eV
	10 MeV	26.5 ± 0.5 eV	36 ± 1.0 eV	29.0 ± 1.0 eV

Pour les ions lourds, les données sont plus éparées. Cependant, [35, 36] donnent les valeurs de W pour quelques ions dans l'argon à différentes énergies. On peut constater, et c'est confirmé théoriquement [37], qu'au-delà d'une énergie de l'ordre du MeV, la valeur de W pour les ions lourds tend vers la valeur obtenue pour les électrons. C'est cette valeur qui sera utilisée pour les différents produits de fissions pouvant être considérés lors de l'ionisation du gaz.

Un dernier effet caractéristique des ions ayant déjà cédé au gaz une grande partie de leur énergie est à considérer. A ce niveau d'énergie, les interactions non ionisantes deviennent prépondérantes. Cela engendre un défaut d'ionisation [38] et le nombre de paires créées est au final inférieur à celui donné par l'équation (2.6). Néanmoins, dans une chambre à fission, les produits de fission ne déposent en général pas toute leur énergie du fait de la géométrie des détecteurs. Ce phénomène reste donc marginal.

2.2.2. CAS DES MELANGES BINAIRES DE GAZ.

Le gaz utilisé dans les chambres à fission n'est pas nécessairement pur. L'impact des impuretés sur la grandeur W est quantifié par l'équation suivante [39] :

$$\frac{1}{W_{i,j}} = \left(\frac{1}{W_i} - \frac{1}{W_j} \right) Z_{i,j} + \frac{1}{W_j} \quad (2.10)$$

Avec $Z_{i,j} = P_j / (P_i + a_{i,j} P_j)$

$W_{i,j}$, W_i et W_j correspondent respectivement à l'énergie de création de paires électron / ion du mélange, du gaz i et du gaz j . P_i et P_j correspondent aux pressions partielles des gaz i et j et $a_{i,j}$ est un paramètre correspondant au rapport des pouvoirs d'arrêt de la particule dans les gaz i et j ($a_{i,j} = S_j / S_i$) [40].

Pour une utilisation du détecteur en réacteur expérimental, on néglige la production de gaz de fission dans le détecteur. Ainsi, la seule impureté considérée lors des applications numériques est l'additif ajouté par choix de conception lors du remplissage de la chambre à fission. Dans le tableau 2.3 sont résumées les valeurs de W pour les trois mélanges de gaz typiquement utilisés pour le remplissage des chambres à fission ainsi que la constante $a_{i,j}$ utilisée.

Tableau 2.3 - W calculé pour les mélanges de gaz généralement utilisés pour les chambres à fission (le gaz i correspond à l'argon et le gaz j à l'additif).

Gaz	Argon pur	Argon + 4% N ₂	Argon + 10% CH ₄
W (eV)	26.4	26.9	26.6
$a_{i,j}$	NA	1.89	3.04

Il convient de préciser que ce modèle n'est pas exact dans toutes les situations. Il est en effet possible dans certains cas que les atomes du gaz principal laissés dans un état excité après le passage du produit de fission puissent ioniser les molécules de gaz additif. Cet effet est appelé l'effet Jesse [41]. Néanmoins son influence reste faible [35] et contenue dans les incertitudes affectant les valeurs de W .

2.3. UN MODELE SIMPLIFIE DE COLLECTION DES CHARGES EN MODE IMPULSIONNEL.

2.3.1. DEPLACEMENT DES CHARGES DANS LE GAZ – NOTION DE VITESSE DE DERIVE ET DE MOBILITE.

Une fois générées, les charges sont animées naturellement d'un mouvement d'agitation thermique. A ce mouvement d'agitation se superpose un mouvement de diffusion. Ces mouvements couplés à l'attrait existant entre les ions et les électrons de chaque paire conduit à une recombinaison de toutes les charges créées. Cependant, en présence d'un champ électrique s'ajoute un mouvement dit de dérive. Dans le cas d'un gaz pur, la vitesse

de ce mouvement dépend directement de l'amplitude du champ appliqué, de la pression et d'une caractéristique du porteur de charges considéré dans le milieu, la mobilité. La vitesse de dérive représente le mouvement d'ensemble imprimé sur les porteurs de charges par le champ électrique présent dans le milieu.

$$\text{La vitesse de dérive s'exprime ainsi [34] : } \vec{v} = \mu \frac{\vec{E}}{P} \quad (2.11)$$

avec μ mobilité valant $\mu = (e.\lambda)/(m.u)$ (cette grandeur est typiquement exprimée en (bar.cm²)/(V.s) pour une vitesse et un champ électrique exprimés respectivement en cm/s et V/cm).

avec :

P la pression du gaz,

λ le libre parcours moyen de la particule dans le milieu,

m sa masse,

u sa vitesse d'agitation thermique,

e la valeur algébrique de sa charge.

C'est ce mouvement de dérive qui est mis à profit pour collecter les charges au niveau des électrodes pour former le signal de sortie. La partie suivante du raisonnement s'attache à faire une étude analytique de la dynamique de cette collection.

2.3.1.1. Equations maîtresses – cas d'une géométrie cylindrique.

L'objectif de cette partie est d'aboutir à une expression analytique de l'impulsion de charge collectée. La géométrie adoptée dans ce modèle est schématisée figure 2.3. L'étude analytique de la formation de l'impulsion de charge nécessite l'énonciation d'un théorème facilitant grandement le calcul provenant de la conservation de l'énergie, le théorème de Ramo [42], dont on fait l'énoncé ci-dessous :

Théorème de Ramo – cas de deux électrodes.

Considérons deux électrodes entre lesquelles sont établis une différence de potentiel V et un champ électrique \vec{E} . q est une charge en mouvement en direction d'une des électrodes. \vec{v} est la vitesse de dérive de la charge q . La particule portant la charge q ne subit aucun choc.

Le courant induit i dans le circuit est alors donné par :

$$i = q\vec{E}.\vec{v}/V \quad (2.12)$$

En marge de l'utilisation de ce théorème, il convient de faire plusieurs hypothèses :

- la mobilité des charges est supposée constante dans tout l'espace inter-électrodes,
- le problème est supposé unidimensionnel de par sa symétrie cylindrique. Aussi le dépôt d'énergie de la charge q est supposé ponctuel.

Les notations adoptées sont les suivantes :

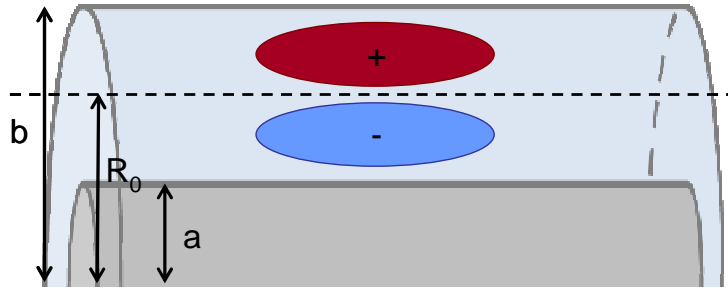
Le rayon de l'anode est noté a .

Le rayon interne de la cathode est noté b .

La distance séparant l'anode du lieu de déposition est notée R_0 .

Les données concernant les électrons seront indicées “-” et celles concernant les ions seront indicées “+”.

Figure 2.3 - Schéma d'un détecteur cylindrique (coupe transversale)



D'après le théorème de Ramo, la puissance électrique présente dans le circuit provient d'un transfert intégral de la puissance permettant le déplacement des charges dans l'espace inter-électrodes. Ainsi il est possible d'écrire l'équation suivante :

$$Vi = \sum_{k=+,-} q_k \vec{E} \cdot \vec{v} \quad (2.13)$$

On note r_+ et r_- les distance séparant la position des nuages de charges respectivement positives et négatives du point d'application du potentiel V . Dans le cas d'une géométrie cylindrique, le champ électrique prend la forme donnée par l'équation suivante :

$$E(r) = \frac{V}{r \ln(b/a)} \quad (2.14)$$

En première approximation, il convient de supposer que la mobilité des deux porteurs de charges (électrons et ions) est uniforme dans l'ensemble de l'espace inter-électrodes. On note T_+ et T_- les temps de collection respectifs des ions et des électrons. On peut écrire (2.15), équation donnant la relation entre un déplacement infinitésimal dr , la vitesse de dérive v et une durée infinitésimale dt .

$$\begin{cases} dr_+(t) = v_+ dt \\ dr_-(t) = v_- dt \end{cases} \text{ avec } \begin{cases} 0 \leq t \leq T_+ \\ 0 \leq t \leq T_- \end{cases} \quad (2.15)$$

Les conditions aux limites de ce système sont données par les relations suivantes :

$$\begin{cases} r_+(0) = R_0, r_+(T_+) = b \\ r_-(0) = R_0, r_-(T_-) = a \end{cases} \quad (2.16)$$

On intègre le système (2.15) entre 0 et un temps arbitraire t :

$$\begin{cases} \int_{R_0}^{r_+} r_+ dr_+ = \mu_+ \frac{V}{\ln(b/a)} \int_0^t dt' \\ \int_{R_0}^{r_-} r_- dr_- = -\mu_- \frac{V}{\ln(b/a)} \int_0^t dt' \end{cases} \quad (2.17)$$

Ainsi, il vient :

$$\begin{cases} r_+^2(t) = R_0^2 + 2\mu_+ \frac{V}{\ln(b/a)} t \\ r_-^2(t) = R_0^2 - 2\mu_- \frac{V}{\ln(b/a)} t \end{cases} \quad (2.18)$$

De plus, si on considère (2.16), on peut en déduire les valeurs des temps de collections ioniques et électroniques :

$$\begin{cases} T_+ = \frac{\ln(b/a)}{2\mu_+ V} (b^2 - R_0^2) \\ T_- = \frac{\ln(b/a)}{2\mu_- V} (R_0^2 - a^2) \end{cases} \quad (2.19)$$

Du théorème Ramo on peut déduire :

$$\begin{cases} i_+(t) = \frac{i_{0,+}}{1+t/\tau_+} \\ i_-(t) = \frac{i_{0,-}}{1-t/\tau_-} \end{cases} \quad (2.20)$$

$$\text{Avec } \begin{cases} i_{0,+} = \frac{q}{2\ln(b/a)\tau_+} \text{ et } \tau_+ = \frac{R_0^2 \ln(b/a)}{2\mu_+ V} \\ i_{0,-} = \frac{q}{2\ln(b/a)\tau_-} \text{ et } \tau_- = \frac{R_0^2 \ln(b/a)}{2\mu_- V} \end{cases} \quad (2.21)$$

Enfin, il est possible de déduire la charge collectée à chaque électrode en intégrant le système (2.20). Ainsi il vient, en gardant les mêmes notations que pour le courant :

$$\begin{cases} Q_+(t) = i_{0,+} \tau_+ \ln(1+t/\tau_+) \\ Q_-(t) = i_{0,-} \tau_- \ln(1-t/\tau_-) \\ Q_{tot}(t) = Q_+(t) + Q_-(t) \end{cases} \quad (2.22)$$

Ces expressions restent valables jusqu'à la collection de la totalité des porteurs de charge, qui a lieu au temps T_- pour les électrons et T_+ pour les ions. Après quoi la charge collectée pour chaque porteur se stabilise aux valeurs suivantes :

$$\begin{cases} Q_+(t > T_+) = i_{0,+} \tau_+ \ln(1+T_+/\tau_+) \\ Q_-(t > T_-) = i_{0,-} \tau_- \ln(1-T_-/\tau_-) \\ Q_{tot}(t > T_+ > T_-) = q \end{cases} \quad (2.23)$$

Il est possible de tracer l'évolution de la charge collectée en fonction du temps dans un cas pratique. Le cas considéré est celui d'une chambre à fission de 4 mm de diamètre. Ses

caractéristiques sont intégralement détaillées dans l'annexe 2. Les valeurs retenues pour un tel tracé sont résumées dans le tableau 2.4.

Tableau 2.4 - Caractéristiques techniques d'une chambre à fission de 4 mm de diamètre

Rayon anode (a)	1.25 mm
Rayon interne cathode (b)	1.75 mm
Gaz de remplissage	Argon pur
Pression	12 bar
Température	300 K
Tension de polarisation typique	300 V
Mobilité des électrons	4.90E-03 mm ² /V/μs
Mobilité des ions Ar ⁺	2.45E-05 mm ² /V/μs

Les tracés suivants seront faits pour différentes positions de départ des charges. On définit le paramètre k tel que : $k = (R_0 - a)/(b - a)$. Avec a le rayon de l'anode et b le rayon de la cathode.

La figure 2.4 présente la forme de l'impulsion de charge utilisant le modèle précédent pour des valeurs de k de 0.25, 0.5 et 0.75. Comme cela était prévisible, la mobilité d'une particule étant inversement proportionnelle à sa masse, on constate que le temps de collection des électrons est nettement plus court que le temps de collection des ions. Les valeurs de ces temps caractéristiques sont données dans le tableau 2.5. Les impulsions de courant sont données sur la figure 2.5. On constate que la majeure partie de l'impulsion de courant provient de la partie électronique du signal. La partie ionique, de par la dynamique de collection des porteurs de charge correspondants, est bien plus faible. On constate également que l'impulsion de courant donne la majeure partie de son information en un temps nettement plus court que l'impulsion de charge, qui nécessite l'intégration des ions dans le signal pour atteindre son maximum en amplitude.

Figure 2.4 – Profils d'impulsions de charge pour différentes valeurs de k . La droite verticale rouge sépare la partie ionique du signal de la partie électronique du signal pour le cas $k=0.5$.

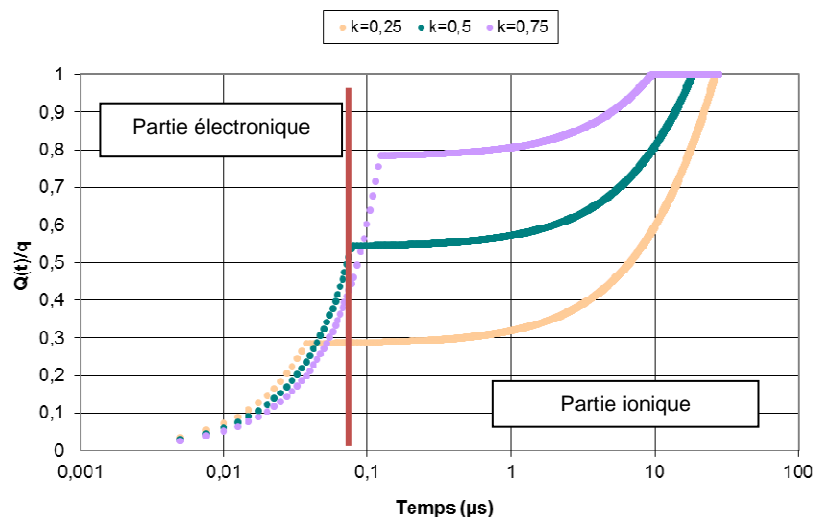


Figure 2.5 - Profil d'impulsions de courant pour différentes valeurs de k. La droite verticale rouge sépare la partie ionique du signal de la partie électronique du signal pour le cas k=0.5.

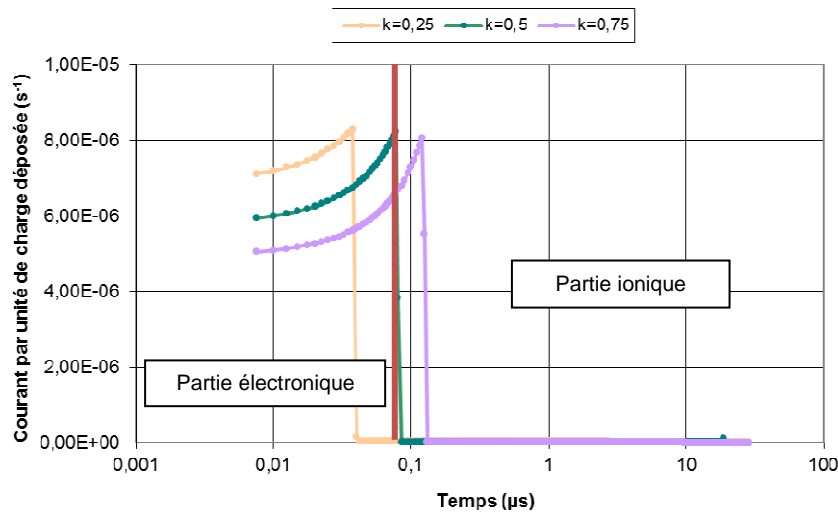


Tableau 2.5 - Valeurs des temps de collection électronique et ionique pour les valeurs de k considérées

k	0.25	0.5	0.75
T_+ (μs)	26.813	18.590	9.653
T_- (μs)	0.038	0.079	0.123

Ce modèle met bien en perspective les dynamiques respectives de la collection d'électrons et la collection des ions, ainsi que leur impact respectif sur l'impulsion de courant et de charge. Une version plus élaborée de ce modèle est en développement au sein du SPEX [43] et a pour but de traiter individuellement chaque impulsion créée lors du parcours du produit de fission dans l'espace inter-électrodes de manière à obtenir un profil d'impulsion intégral plus représentatif du profil réel.

2.3.2. PHENOMENES PARASITANT LA COLLECTION DES CHARGES DANS L'ESPACE INTER-ELECTRODES.

Les charges ne sont pas nécessairement toutes collectées au niveau des électrodes. Si on néglige la possibilité de diffusion des charges en dehors du détecteur (peu probable compte tenu du champ électrique), deux phénomènes restent possibles et sont abordés qualitativement dans cette partie.

- Phénomène d'attachement.

Ce phénomène concerne les électrons qui vont avoir tendance à s'attacher aux atomes fortement électronégatifs potentiellement présents dans l'espace inter-électrodes. Certains atomes constituant les gaz généralement utilisés pour le remplissage des chambres à fission du SPEX, à savoir l'argon, l'azote et le méthane sont fortement électronégatifs (atomes de carbone dans le méthane et atome d'azote). En outre, il ne faut pas occulter la possibilité de présence de polluants au sein de l'espace inter-électrodes. La vapeur d'eau et l'oxygène de l'air sont les plus courants, de par leur teneur en atome d'oxygène, très électronégatif. Ainsi, certains électrons seront capturés pendant leur dérive, ce qui diminuera le nombre de charges collectés aux électrodes. Cependant, compte tenu de la méthodologie de la

détection neutronique, qui s'appuie avant tout sur une logique de comptage et non une logique de spectrométrie, l'impact de cet effet est pris en compte lors de la calibration du détecteur et inclus dans les données d'étalonnage (la calibration des chambres à fission sera détaillée au §3.3.1 de ce chapitre).

- Phénomène de recombinaison.

Une chambre à fission fonctionne en mode chambre d'ionisation. Cependant (cf. annexe 1), la recombinaison est toujours présente dans ce mode. Comme pour le phénomène d'attachement, la recombinaison aura tendance à diminuer l'intégrale de charge collectée. Cependant, ce phénomène est également pris en compte dans la calibration du détecteur et est de fait intégré dans les données d'étalonnage.

2.3.3. SIGNAUX PARASITES : EMISSION ALPHA ET RAYONNEMENT GAMMA

Les produits de fission ne sont pas les seuls à pouvoir déposer de l'énergie dans l'espace inter-électrodes. Aussi, deux autres rayonnements sont susceptibles de créer des ionisations parasites : les rayonnements alpha et gamma. Cependant, elles sont caractérisées par des énergies déposées plus faibles que les ionisations utiles. Néanmoins, il est possible, pour de fortes émissions, que ces signaux s'empilent jusqu'à atteindre des amplitudes à même de se confondre avec le signal utile. L'objectif de cette partie est de quantifier l'impact des rayonnements parasites sur la mesure effective.

- Cas de l'émission alpha.

Le rayonnement alpha provient exclusivement de la radioactivité émise par le dépôt fissile. En effet, il est impossible pour une particule alpha, compte tenu de son parcours dans des métaux comme l'acier ou le titane (inférieur à $1E-04$ m pour une énergie de départ de 4.87 MeV [30]), de traverser le corps de la chambre à fission, d'une épaisseur de l'ordre du mm, pour pénétrer l'espace inter-électrodes. La plupart des dépôts utilisés par le SPEX contiennent des isotopes émetteurs alpha dont la période est plus ou moins longue. Les deux exemples ci-dessous permettent de mesurer l'influence de la composition isotopique des dépôts vis à vis de la problématique d'émission de telles particules.

- Cas du ^{239}Pu .

Ce dépôt est typiquement utilisé pour la détection de neutrons thermiques. Le tableau 2.6 permet de juger des contributions respectives, à l'activité alpha totale, des différents isotopes présents dans une chambre à fission à dépôt principal de ^{239}Pu , fabriquée à partir d'une solution mère dont la composition, standard pour une chambre de ce type, est aussi indiquée dans le tableau. Comme on peut le constater, c'est le ^{239}Pu , bien qu'il ait une période radioactive supérieure à celles du ^{238}Pu et du ^{241}Pu (24000 ans contre respectivement 87.75 et 14.14 ans) qui est dans ce cas précis le principal contributeur à l'activité totale du dépôt du détecteur. Ces valeurs permettent de déduire une activité alpha totale d'environ $6.02E+04$ Bq

Tableau 2.6 - Activités alpha et masses des différents isotopes constituant le dépôt fissile de la chambre à fission n°2238

Isotope	^{238}Pu	^{239}Pu	^{240}Pu	^{241}Pu	^{242}Pu
Masse (μg)	0.0005	25,2801	0,2264	0,0006	0,0024
Activité alpha (Bq)	3.17E+02	5,80E+04	1,90E+03	5,65E+02	3,51E-01
Activité alpha totale (Bq)	6.02E+04				

○ Cas du ^{238}Pu .

Cet isotope, en général utilisé pour la détection de neutrons rapides, est fortement émetteur alpha.

A titre illustratif, considérons la chambre à fission n°1115 du SPEX. La composition isotopique du dépôt est donnée dans le tableau 2.7. Là aussi, la contribution de chaque isotope à la radioactivité du dépôt y est indiquée. On en déduit une activité alpha totale de l'ordre de $6.90\text{E}+07$ Bq, nettement plus forte que dans le cas précédent (facteur 1000) et essentiellement due, cette fois, au ^{238}Pu .

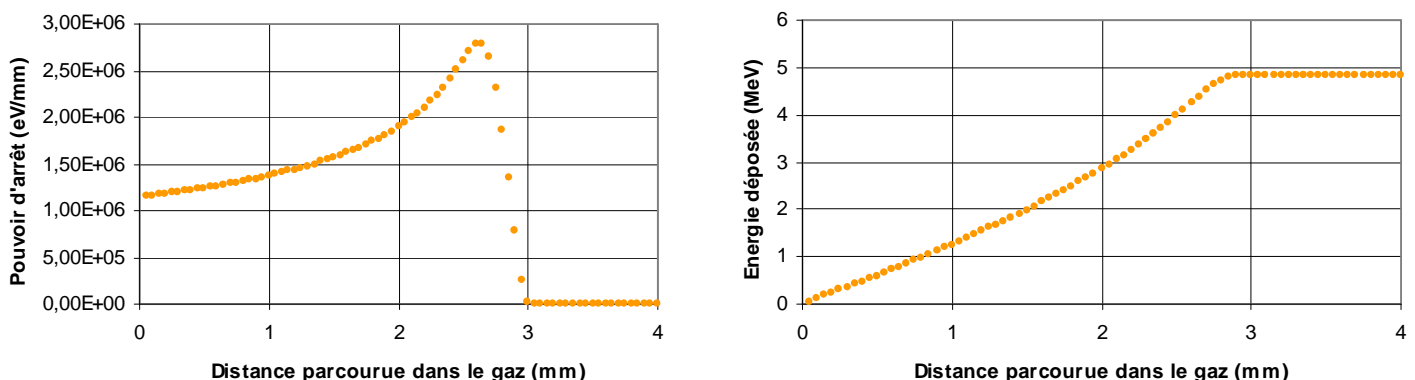
Tableau 2.7 - Activités alpha et masses des différents isotopes constituant le dépôt fissile de la chambre à fission n°1115

Isotope	^{238}Pu	^{239}Pu	^{240}Pu	^{241}Pu	^{242}Pu	^{241}Am
Masse (μg)	108.725	17,368	2,673	0,413	0,422	0,345
Activité alpha (Bq)	$6.89\text{E}+07$	$3,99\text{E}+04$	$2,24\text{E}+04$	$3,89\text{E}+01$	$6,17\text{E}+01$	$4,38\text{E}+04$
Activité alpha totale (Bq)	$6.90\text{E}+07$					

La suite de cette étude consiste à quantifier dans ces deux cas l'impact des émissions alpha sur les mesures. Cela passe par trois étapes : le calcul de l'énergie déposée par les particules alpha, le calcul du nombre de signaux alpha nécessaires pour que leur empilement atteigne une amplitude équivalente à celle caractérisant le signal utile et enfin le calcul de la probabilité d'apparition d'un tel empilement.

Ces deux détecteurs sont des chambres à fission de diamètre 4 mm. Ainsi, on se base sur les données techniques disponibles en annexe 2. L'évolution du pouvoir d'arrêt d'une particule alpha de 4.87 MeV (ordre de grandeur typique des particules alphas émises par les éléments lourds) dans de l'argon a une pression de 12 bar a été calculée en utilisant le logiciel SRIM [30]. Le tracé du résultat de cette simulation est donné sur la figure 2.6. On remarque que ce résultat est différent de celui obtenu pour les produits de fission. Cela s'explique par le fait que pour une particule alpha avec une telle énergie de départ rentre dans le cadre de la formule de Bethe-Bloch [29].

Figure 2.6 - Evolution du pouvoir d'arrêt et de l'énergie intégrale déposée dans de l'argon pur à 12 bar par une particule alpha d'énergie initiale 4.87 MeV



L'espace inter-électrodes d'une chambre à fission de 4 mm de diamètre fait 0.5 mm. Une particule alpha de 4.87 MeV dépose donc une énergie de l'ordre de 0.5 MeV dans le gaz de remplissage de la chambre à fission. Cette valeur est cependant surestimée puisque le dépôt d'énergie de la particule alpha dans le dépôt fissile n'a pas été pris en compte.

Néanmoins, cet ordre de grandeur est globalement valable en première approximation. Il reste à comparer cette déposition d'énergie à celle faite par les produits de fission.

Pour ce faire, on utilise la même simulation SRIM qu'au §2.1. dont on rappelle les résultats sur les figures 2.7 et 2.8.

Figure 2.7 - Evolution du pouvoir d'arrêt et de l'énergie intégrale déposée dans de l'argon pur à 12 bar par des produits de fission niobium et baryum.

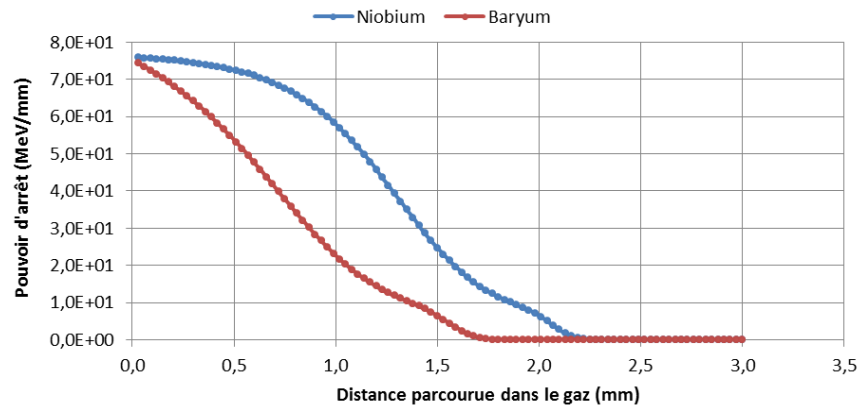
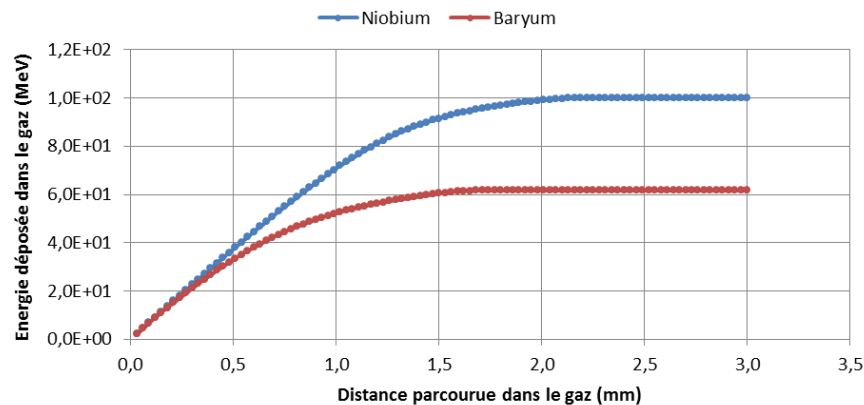


Figure 2.8 - Evolution de l'énergie intégrale déposée dans de l'argon pur à 12 bar par des produits de fission niobium et baryum.



Les produits de fission déposent en moyenne 38 MeV pour le produit léger et 33.5 MeV pour le produit lourd. Comme pour les particules alpha, ces valeurs sont surestimées puisqu'on ne prend pas en compte la déposition d'énergie des produits de fission dans le dépôt fissile. Néanmoins, dans cette première approximation, il existe un facteur d'environ 60 entre l'énergie déposée par une particule alpha et celle déposée par un produit de fission. Ainsi une impulsion générée par une unique particule alpha ne perturbe pas la détection d'un neutron. Cependant, l'émission alpha du dépôt suit un processus poissonien [44]. De fait, la probabilité pour que n émissions génèrent des impulsions qui s'empilent est non nulle et est définie par l'équation suivante [20] :

$$P(n-1) = \frac{(\tau N_0)^{n-1}}{(n-1)!} \exp(-\tau N_0) \quad (2.24)$$

Avec :

τ la durée d'une impulsion.

N_0 le nombre d'impulsion de bruit par seconde.

n le nombre d'empilement souhaité.

L'équation (2.24) permet également de calculer le nombre d'impulsions par seconde résultant d'un tel empilement [20]. Un ordre de grandeur de cette valeur est donné par l'équation (2.25) [20]. Les mêmes notations sont utilisées.

$$C(n) = \frac{N_0}{1 + N_0 \tau} \frac{(\tau N_0)^{n-1}}{(n-1)!} \exp(-\tau N_0) \quad (2.25)$$

On considère qu'une impulsion empilée alpha sera à même de perturber la détection neutronique si elle atteint une valeur en amplitude comparable à celle des produits de fission (donc au moins 33.5 MeV dans le cas présent).

L'application numérique est faite pour les deux cas considérés ci avant (chambres à fission n°1115 et n°2238) en utilisant les données suivantes :

- la durée τ de l'impulsion est commune aux deux cas, à savoir 1 μ s. Cette valeur est l'ordre de grandeur du temps de résolution de l'électronique de mesure. C'est cette durée qui est dimensionnante pour le phénomène d'empilement.
- La valeur de n est également commune aux deux cas, ce qui revient à supposer que les produits de fission engendrés par les fissions du ^{238}Pu et du ^{239}Pu déposent sensiblement les mêmes énergies. Un alpha dépose environ 0.5 MeV dans le gaz. Ainsi il faut au minimum un empilement de 67 impulsions alpha pour obtenir une impulsion empilée à même de perturber la détection neutronique.
- La valeur de N_0 est égale à l'activité du dépôt.

Compte tenu de l'évolution des valeurs données par l'équation (2.25) en fonction du nombre d'impulsions empilées considéré, on se contentera de calculer la valeur pour 67 empilements. Ainsi, on obtient :

Pour la chambre à fission ^{239}Pu n°2238 : $C_{2238}(67) \approx 0$ coups/s

Pour la chambre à fission ^{238}Pu n°1115 : $C_{1115}(67) \approx 1\text{E}+04$ coups/s (soit 0.015% de l'émission alpha du dépôt)

Le phénomène d'empilement est totalement négligeable dans le cas de la chambre à fission chargée avec du ^{239}Pu . En revanche, il est considérable dans le cas de la chambre à fission chargée avec du ^{238}Pu . De plus, du fait de la section efficace de fission du ^{238}Pu , le taux de comptage dû aux neutrons sera souvent inférieur à celui dû aux empilements alpha. A titre d'exemple, la figure 2.9 présente le spectre en amplitude des signaux recueillis et traité par une chaîne de mesure de collection de charge utilisant la chambre à fission n°1115 chargée avec du ^{238}Pu . On constate qualitativement que le signal dû aux neutrons (la légère bosse sur la courbe) est totalement noyé dans le bruit provenant de l'émission alpha.

A l'inverse, la même courbe pour la chambre à fission n°2238 chargée avec du ^{239}Pu , représentée figure 2.10, prouve que l'impact du rayonnement alpha pour ce type de dépôt (à savoir peu émetteur alpha) sur la qualité de la mesure neutron est négligeable. En effet, sur cette courbe, le signal alpha est cantonné aux basses amplitudes et est noyé dans le bruit électronique (à l'extrême gauche du spectre).

En guise de conclusion, on remarque que dans certains cas (isotopes fortement émetteurs alpha, géométrie de détecteur différente, pression de remplissage mal adaptée...), l'impact du rayonnement alpha sur les mesures neutroniques par chambre à fission n'est pas négligeable et doit être pris en compte. Toutefois, cela ne concerne que quelques cas particuliers et par la suite, on négligera les empilements de signaux dus à l'émission alpha.

Figure 2.9 - Spectre en amplitude des signaux émis par la chambre à fission n°1115

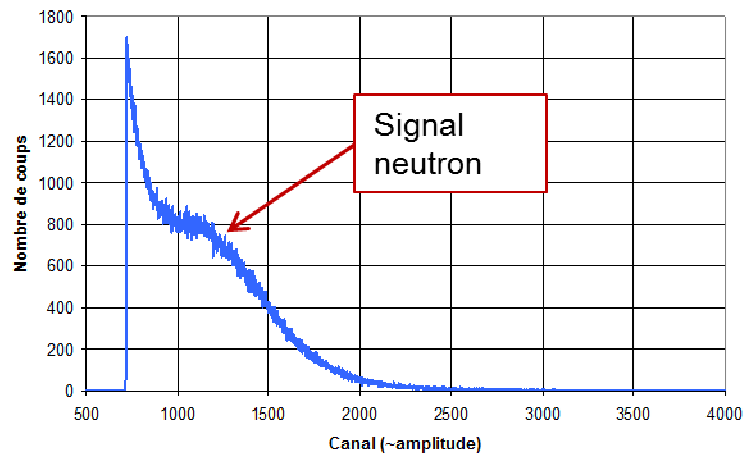
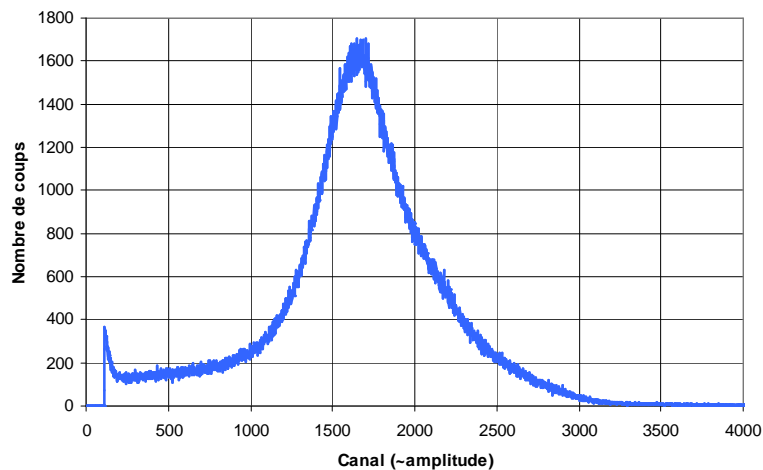


Figure 2.10 - Spectre en amplitude des signaux émis par la chambre à fission n°2238



- Cas de l'émission gamma.

Contrairement au cas précédent, le rayonnement gamma pouvant interagir avec le gaz de remplissage peut provenir aussi bien de l'intérieur que de l'extérieur du détecteur. Dans tous les cas, les gammas peuvent interagir de différentes façons avec les atomes de gaz :

- par effet photoélectrique, le photon est absorbé et un électron est émis,
- par effet Compton, le photon est diffusé et un électron est émis,
- par création de paires, auquel cas le photon est annihilé et donne naissance à un couple électron/positron.

Néanmoins, des travaux de simulation réalisés par le SPEX [45] ont montré que la contribution due au gamma reste faible devant la contribution due aux produits de fission (facteur 200 sur la charge créée dans le gaz de remplissage). Cette résilience au signal provenant du rayonnement gamma est d'ailleurs un des grands avantages des détecteurs de type « chambre à fission ». Une chambre à fission reste utilisable jusqu'à un débit de dose gamma de $1.E+04$ à $1.E+05$ Sv/h [19]. A titre de comparaison, une chambre d'ionisation basé sur la réaction (n,α) du bore 10 permet des mesures neutrons jugées correctes jusqu'à un débit de dose dû aux gamma de $1.E+01$ Sv/h.

Il est considéré dans la suite du mémoire que la contribution du rayonnement gamma au signal émis par une chambre à fission dans le cadre des mesures faites en réacteurs maquettes est négligeable et confinée aux basses amplitudes.

3. TRAITEMENT DU SIGNAL.

3.1. DIFFERENTS REGIMES DE FONCTIONNEMENT.

Dans la partie précédente nous avons décrit les phénomènes physiques conduisant à la formation d'une impulsion de charge (et par extension de courant) en sortie du détecteur. Ces impulsions brutes doivent être traitées par une électronique de mesure adaptée pour en tirer les informations voulues par le physicien.

Trois types de traitement, correspondant à trois régimes de fonctionnement, existent en fonction du nombre de fission par seconde ayant lieu dans le dépôt du détecteur [44] :

- Le régime dit impulsionnel

Ce mode de fonctionnement correspond à un taux de comptage d'impulsions en sortie de détecteur suffisamment faible (de 1 coup/s à 500 000 coups/s typiquement) pour que ces dernières puissent être traitées unes à unes et indépendamment les unes des autres. De cette façon on obtient directement le nombre de fissions par seconde dans le détecteur.

- Le régime dit de courant

Ce mode de fonctionnement correspond à un taux de comptage d'impulsions en sortie de détecteur suffisamment élevé pour que ces dernières forment un signal continu dont la partie utile (provenant des neutrons) est nettement supérieure au bruit (d'origine électronique et provenant du rayonnement gamma ou alpha). Le calcul de la valeur moyenne de ce signal permet de remonter au nombre de fissions par seconde dans le détecteur.

- Le régime dit de fluctuation.

Ce régime intermédiaire correspond à un taux de comptage d'impulsions suffisamment fort pour observer un chevauchement des impulsions (ce qui empêche leur traitement indépendant) mais trop faible pour que ce signal soit doté d'une valeur moyenne significative par rapport au bruit. Ainsi, c'est la variance du signal qui est utilisée pour remonter au nombre d'évènements par seconde dans le détecteur.

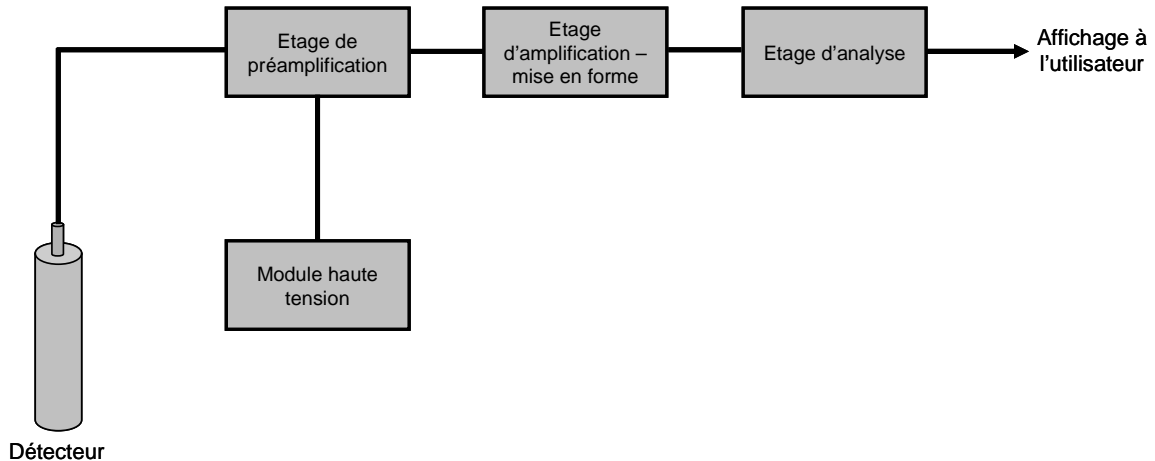
Même si ces trois modes de fonctionnement sont différenciés, en pratique, le clivage n'est pas si net. Ce qui a été étudié pour les signaux alpha et gamma (cf. chapitre 2, § 2.3.3.) est également vrai pour le signal neutronique. De fait, même en régime impulsionnel, de par le processus poissonnien régissant l'occurrence d'une fission, des empilements sont possibles. Par exemple, le mode impulsionnel, de par ces empilements, peut, à un taux de comptage suffisamment élevé (typiquement 50 000 coups/s) se confondre avec le régime de fluctuation.

Les travaux effectués dans le cadre de cette thèse et décrits dans ce mémoire se focalisent sur les mesures en réacteurs maquettes. Comme on l'a déjà dit, ces réacteurs sont caractérisés par un flux neutronique relativement faible par rapport à un réacteur d'irradiation ou électrogène. A titre d'exemple, le réacteur MINERVE à Cadarache produit un flux neutronique maximal de l'ordre de $1E+09$ n/cm²/s⁻¹ en son centre (cinq ordres de grandeur en deçà d'un REP ou d'un réacteur d'irradiation comme OSIRIS). En conséquence, le traitement appliqué au signal en sortie de détecteur correspond en général au mode impulsionnel. Dans la partie suivante nous décrirons le fonctionnement d'une chaîne de mesure en mode impulsionnel.

3.2. FONCTIONNEMENT DE LA CHAÎNE DE MESURE EN MODE IMPULSIONNEL.

Une chaîne de mesure en mode impulsionnel se compose, en plus du détecteur, de quatre éléments représentés dans le schéma suivant :

Figure 2.11 - Composants d'une chaîne de mesure en mode impulsion - cas général



L'objectif de cette sous-partie est d'étudier en détail le ou les fonctionnements possibles de chaque étage d'acquisition et de traitement du signal. En préambule, quelques rappels seront faits concernant la transmission du signal et en particulier les atténuations linéiques de signal qui la caractérise. En effet, ce phénomène conditionne le fonctionnement du premier étage de traitement : l'étage de préamplification.

3.2.1. TRANSMISSION DU SIGNAL.

La transmission du signal se fait typiquement par câble coaxial. Ainsi, avant d'aborder la suite de l'étude de la chaîne de mesure nous rappelons quelques notions de transport du signal. Deux points fondamentaux sont à appréhender :

- l'atténuation du signal le long de son trajet dans le câble,
- la réflexion éventuelle du signal en bout de câble.

Le schéma électrique équivalent d'un câble coaxial est donné par la figure 2.12. Ce schéma est fait pour une longueur de câble infinitésimale dl . De fait, R correspond à la résistance linéique du câble, L à son inductance linéique, C à sa capacité linéique et enfin G à la conductance linéique du diélectrique séparant l'âme de la gaine (cf. figure 2.13).

Figure 2.12 - Schéma représentant les différents composants d'un câble coaxial

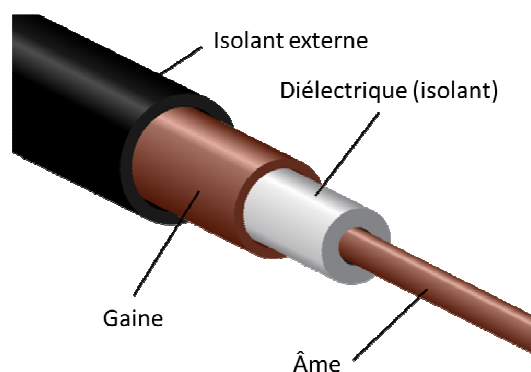
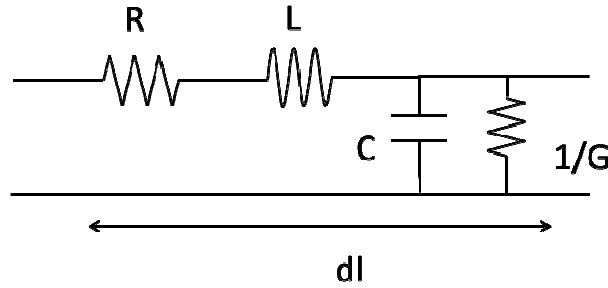


Figure 2.13 - Schéma électrique équivalent d'un câble coaxial de longueur dl



- Atténuation linéique du signal.

Soit une distance de câble D , on note V_E la tension en entrée de câble et V_S la tension en sortie de câble. L'expression donnant la valeur de V_S en fonction de celle de V_E est donnée par l'équation suivante.

$$V_S = V_E e^{-\gamma D} \quad (2.26)$$

L'expression de γ est donnée dans le domaine complexe par :

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{(R + jL\omega)(G + jC\omega)} \quad (2.27)$$

La grandeur ω correspond à la pulsation caractérisant une des composantes fréquentielles du signal V_E

L'atténuation linéique d'amplitude est caractérisée par la grandeur α , la grandeur β caractérisant le déphasage linéique. Ces deux grandeurs sont dépendantes de la pulsation ω du signal. Ainsi, chaque composante fréquentielle composant le signal transporté sera impactée différemment par le câble. De manière générale, les signaux de plus haute fréquence auront tendance à être plus atténués que les signaux de basse fréquence.

Le temps caractéristique le plus court des signaux émis par les chambres à fission est de l'ordre de la nanoseconde. Cela correspond à la contribution fréquentielle de plus haute fréquence. Ainsi, cette contribution va être affectée d'une atténuation majorant celles affectant les autres contributions fréquentielles au signal. Pour un câble coaxial typique, on estime les pertes linéiques affectant cette contribution à environ $6E-02$ dB/m. A titre de rappel, cela signifie la relation donnée par l'équation (2.28), quantifiant la perte en amplitude du signal après un trajet d'un mètre dans le câble.

$$-20 \log \left(\frac{V(D+1m)}{V(D)} \right) = 2.35 \cdot 10^{-1} \quad (2.28)$$

$$\text{Soit, } V(D+1m) = 0.982 \cdot V(D)$$

- Problématique de réflexion du signal.

Le câble coaxial, dans la disposition décrite par la figure 2.12, est caractérisé par une impédance équivalente Z_E appelée impédance caractéristique du câble. On donne l'expression de cette impédance dans l'équation (2.29).

$$Z_C = \sqrt{\frac{R + jL\omega}{G + jC\omega}} \quad (2.29)$$

On considère une charge disposée en bout du câble coaxial et caractérisée par une impédance Z . Elle peut par exemple représenter un amplificateur, l'impédance Z correspondant alors à l'impédance équivalente d'entrée de l'amplificateur. Le signal électrique a, dans un câble coaxial, un comportement ondulatoire. Suivant la valeur de Z par rapport à Z_C , l'onde électrique va se réfléchir dans une certaine proportion vers le câble, et seule une partie sera transmise à l'aval du montage électrique. Une telle réflexion peut donc entraîner une diminution de l'amplitude du signal transmis par rapport au signal incident. L'amplitude de l'onde réfléchi est caractérisée par le coefficient de réflexion caractérisant l'assemblage du câble et de la charge :

$$\rho = \frac{V_{\text{réfléchi}}}{V_{\text{incident}}} = \frac{Z - Z_C}{Z + Z_C} \quad (2.30)$$

Ce coefficient traduit le rapport entre le signal incident et celui réfléchi. Deux cas limites sont à considérer :

- Si le circuit est ouvert ou en court-circuit, dans ce cas ρ vaut respectivement -1 ou 1. La totalité du signal incident est réfléchi et rien n'est transmis.
- Si le circuit est fermé par une charge caractérisée par une impédance $Z=Z_C$, alors ρ est nul. Cela signifie qu'il n'y a pas de réflexion de l'onde incidente et que l'intégralité du signal est transmis. On parle dans ce cas d'adaptation d'impédance. Néanmoins, si ce cas peut paraître idéal au premier abord, l'adaptation de l'impédance de la charge à celle du câble peut avoir des conséquences importantes sur le niveau de bruit électronique. Cette problématique est abordée dans la partie suivante, portant sur la préamplification.

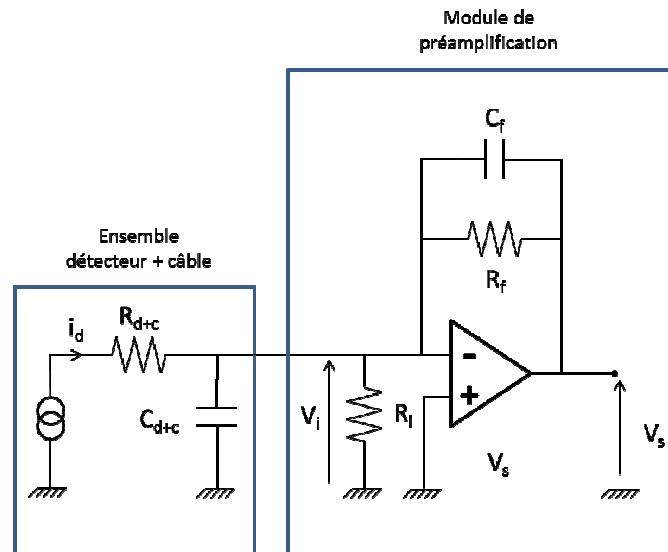
3.2.2. PREAMPLIFICATION.

La préamplification est une étape essentielle du traitement du signal en sortie de détecteur. En effet, l'amplitude des impulsions est très faible (de l'ordre du mV) et doit être amplifiée si possible au plus près du détecteur (quelques mètres de câble). Deux types de préamplification existent : la préamplification de courant et la préamplification de charge.

- Préamplification de charge.

Le schéma simplifié de l'ensemble préamplificateur de charge / détecteur / câble est donné figure 2.14. Il représente le cas d'un préamplificateur de type décroissance RC.

Figure 2.14 - Schéma électrique de l'ensemble détecteur/câble/préamplificateur de charge



Ce type de préamplification correspond aux milieux expérimentaux où les contraintes expérimentales sont les plus favorables (niveau de radioactivité faible, température ambiante, taux d'humidité peu élevé) et permettent une installation du préamplificateur proche du détecteur (distance de quelques mètres en général). C'est typiquement le cas sur les réacteurs maquettes EOLE et MINERVE. Il est possible dans ce cas de placer les préamplificateurs à une distance de trois à quatre mètres du détecteur. L'atténuation, du fait de la longueur de câble séparant l'étage de préamplification du détecteur, est donc faible (inférieure à 10%, cf. équation (2.28)). Ainsi il n'est pas nécessaire d'adapter l'impédance du dispositif à celle du câble reliant ce dernier au détecteur. La résistance d'entrée R_i est en général fixée à une valeur très haute (typiquement 1 M Ω). Un tel choix de résistance d'entrée a deux conséquences :

- le signal transmis est réduit en amplitude du fait de la réflexion,
- la bande passante de l'amplificateur est diminuée. Cela a pour conséquence de diminuer le niveau de bruit électronique généré par l'appareil.

Il s'avère qu'au final, choisir une résistance d'entrée élevée a un effet bénéfique sur le rapport signal sur bruit [46]. Cette caractéristique fait du préamplificateur de charge un bon outil de spectrométrie.

Il est possible de calculer la réponse du préamplificateur de la figure 2.14 à une impulsion de charge que l'on supposera carrée d'amplitude Q et de durée τ_0 . Les résultats sont donnés dans les équations (2.31) et (2.32) et supposent donc la résistance R_i infinie (et faisant donc office de coupe circuit). On note par la suite $\tau = R_f C_f$

Ainsi on a pour $0 < t < \tau_0$:

$$V_s(t) = -\frac{Q}{C_f} \cdot \frac{1 - e^{-t/\tau}}{\tau_0/\tau} \quad (2.31)$$

Et pour $t > \tau_0$:

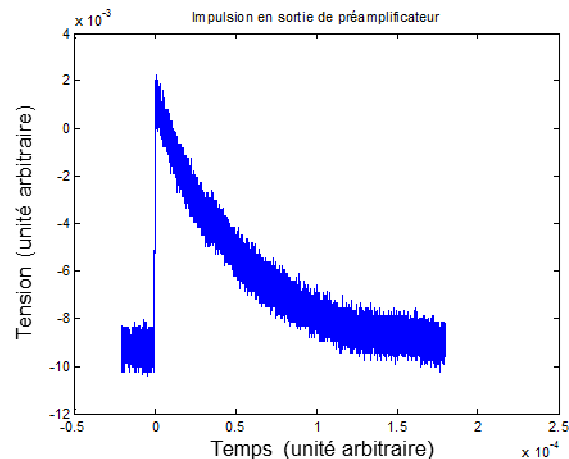
$$V_s(t) = -\frac{Q}{C_f} \cdot \left(\frac{e^{-\tau_0/\tau} - 1}{\tau_0/\tau} \right) e^{-t/\tau} \quad (2.32)$$

Or en général, R_f et C_f sont choisis de manière à ce que $\tau_0 \ll \tau$. Ainsi il vient :

$$V_s(t) = -\frac{Q}{C_f} \cdot e^{-t/\tau} \quad (2.33)$$

Des acquisitions faites sur le réacteur MINERVE avec différentes chambres à fission permettent de valider cette expression. La figure 2.15 montre ainsi la trace d'impulsion obtenue par oscilloscope en sortie de préamplificateur.

Figure 2.15 – Acquisition par oscilloscope d'une impulsion en sortie de préamplificateur (abscisses et ordonnées sont en unités arbitraires ; à titre de référence son amplitude est de l'ordre de la centaine de millivolt et sa longueur temporelle de l'ordre de 50 μ s)



On retrouve le comportement décrit par l'équation (2.33). Au final, l'impulsion est relativement longue (50 μ s typiquement), ce qui pénalise l'usage de ce type de préamplificateur pour de très fort taux de comptage. On préfère dans ce cas un préamplificateur de courant.

- Préamplification de courant.

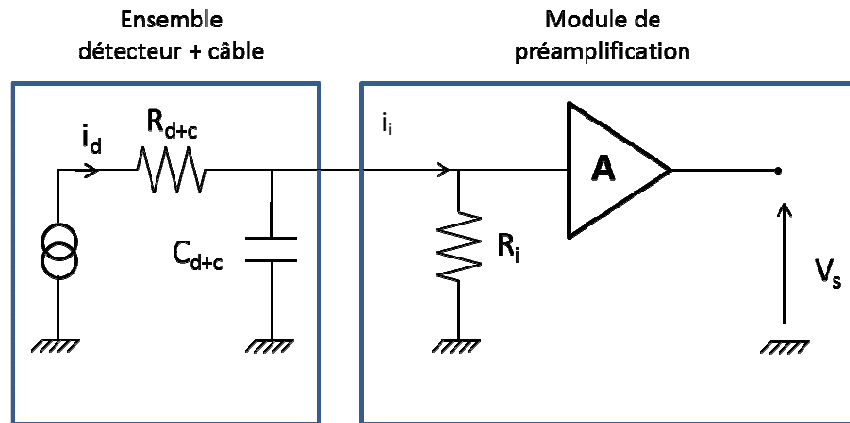
Ce type de préamplification est utilisé dans les cas où il est impossible de placer le préamplificateur au plus près du détecteur. Cela peut être dû aux conditions radiologiques du milieu, à la taille du cœur (pour de l'instrumentation « in core ») ou même aux conditions de température ou d'humidité. De fait, la longueur de câble séparant le détecteur du préamplificateur est trop grande (plusieurs dizaines de mètres) pour se passer d'adaptation d'impédance entre l'ensemble détecteur / câble et l'entrée du préamplificateur. On représente l'ensemble préamplificateur de courant / câble / détecteur dans un cas très simple sur la figure 2.16 [47].

La valeur de la résistance d'entrée R_i est adaptée à l'impédance équivalente du câble (typiquement 50 Ω mais 75 Ω et 93 Ω sont également des possibilités suivant l'impédance caractéristique du câble). La tension amplifiée par ce type de dispositif est une tension proportionnelle au courant passant par la résistance R_i comme indiqué par l'équation (2.34). En pratique, l'ordre de grandeur de cette résistance implique une bande passante élevée pour ce type de préamplificateurs [46]. Par conséquent, les préamplificateurs de courant ont un rapport signal sur bruit moins bon que les préamplificateurs de charge, ce qui en fait de moins bons outils de spectrométrie. Les signaux de sorties sont cependant temporellement plus courts, leur durée étant de l'ordre de grandeur du temps de collection des électrons

(quelques dizaines de nanosecondes). Un préamplificateur de courant est donc un dispositif rapide, ce qui en fait un bon outil de comptage.

$$V_s(t) = A \cdot R_i i_i(t) \quad (2.34)$$

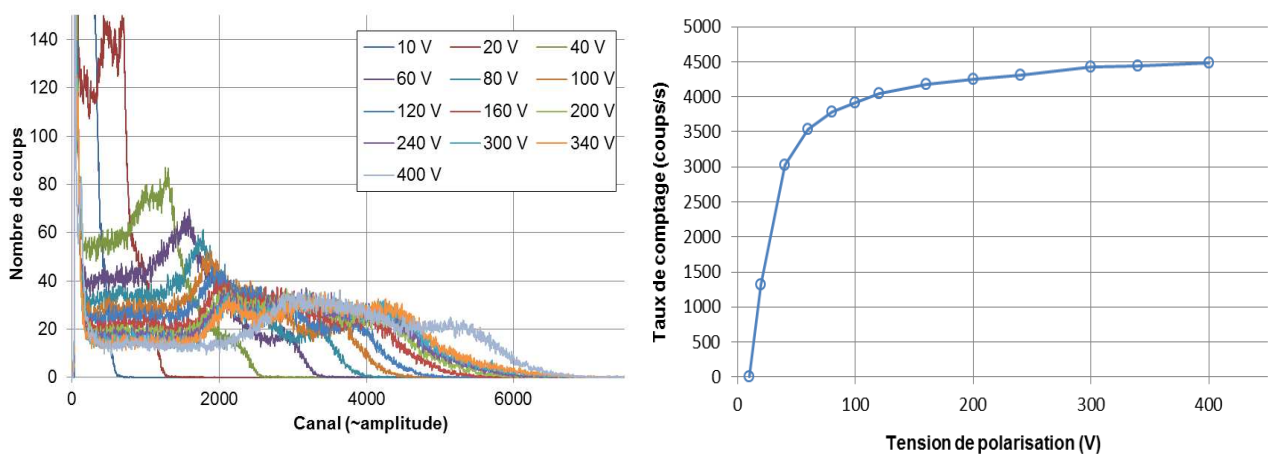
Figure 2.16 - Schéma électrique de l'ensemble détecteur/câble/préamplificateur de courant. A est la valeur de gain amplifiant la tension aux bornes de la résistance R_i



3.2.3. ALIMENTATION HAUTE-TENSION – TRACE D'UNE CARACTERISTIQUE SIGNAL / TENSION.

Le rôle de ce module est de polariser le détecteur pour que son régime de fonctionnement soit le régime chambre d'ionisation. Dans ce mode de fonctionnement, le nombre de charges collectées est maximal et sature. Cela signifie que même en cas de variation de la tension de polarisation, le nombre de charges collectées variera peu. Dans le cas d'un préamplificateur de charge comme d'un préamplificateur de courant, le signal de sortie a une amplitude qui dépend du nombre de charges collectées. Ainsi, si le détecteur se situe en régime « chambre d'ionisation », cette amplitude sera peu sensible aux variations de la tension de polarisation. L'amplitude des signaux émis a un impact sur le taux de comptage recueilli par l'utilisateur. Ainsi, se placer en régime « chambre d'ionisation » assure une faible sensibilité du taux de comptage à la tension de polarisation.

Figure 2.17 - Evolution des spectres en amplitude et du taux de comptage correspondant obtenus par une chaîne de mesure par chambre à fission en fonction de la tension de polarisation.



A titre d'exemple est représentée à gauche de la figure 2.17 l'évolution du spectre en amplitude des impulsions en sortie d'une chaîne de mesure à collection de charge connectée à une chambre à fission de 8 mm de diamètre pour une tension de polarisation évoluant de 10 V à 400 V. Cette mesure a été faite sur le réacteur MINERVE à l'aide de la chambre à fission n°2248 chargée avec 1.6 mg d' ^{235}U . La courbe de droite de la figure 2.17 donne quant à elle l'évolution du taux de comptage obtenu en sortie de la chaîne de mesure en fonction de la tension de polarisation. Le taux de comptage est calculé pour un seuil de discrimination fixé dans ce cas au canal n°400. Cela permet de constater l'apparition d'un plateau à partir de 300 V. Ce plateau de taux de comptage signifie que ce dernier est quasiment constant à mesure que l'on augmente la haute tension et que le nombre global de charges collectées n'augmente quasiment plus avec la tension de polarisation.

Ce plateau n'est cependant pas rigoureusement plat, ce qui montre que les recombinaisons ne disparaissent pas totalement, même si le détecteur fonctionne en régime de chambre d'ionisation. Chaque géométrie de détecteur présente une caractéristique tension vs signal différente et cette dernière doit être tracée à chaque utilisation d'un nouveau détecteur pour en fixer sa tension nominale de fonctionnement. Néanmoins, la tension de 300 V est en général adaptée à la plupart des modèles de chambres à fission fabriqués au SPEX.

3.2.4. DEUXIEME ETAGE D'AMPLIFICATION – MISE EN FORME DE L'IMPULSION EN SORTIE DE PREAMPLIFICATEUR DE CHARGE.

Le principal rôle de cet étage n'est paradoxalement pas celui d'amplification. En effet, l'impulsion en sortie de préamplificateur a déjà une amplitude suffisante, quelques centaines de millivolts, pour être exploitée. Un réglage de gain reste bien évidemment possible, mais a surtout vocation de flexibilité, ce réglage étant bien plus fin que sur l'étage de préamplification. Le rôle principal de ce dispositif est la mise en forme, et ce principalement dans le cas des chaînes de mesure intégrant des préamplificateurs à collection de charge.

En effet, dans ce cas, l'impulsion en sortie est très longue, typiquement 50 μs . Cela rend le système particulièrement sensible à la problématique d'empilement. La figure 2.18 illustre ce phénomène. Ainsi, si le signal était traité en l'état des informations pourraient être perdues et le nombre de fissions par seconde dans le dépôt du détecteur serait sous-estimé. Par conséquent, l'objectif principal de cet étage d'amplification, dans le cas d'un préamplificateur de charge, est de diminuer la durée du signal incident. Ceci est fait dans les cas les plus simples avec un circuit appelé CR-RC. La figure 2.19 donne une schématisation basique d'un amplificateur basé sur ce type de circuit [44].

Ce dispositif est composé d'un circuit dérivateur, d'un amplificateur de gain G réglable par l'utilisateur et d'un circuit intégrateur. Chaque circuit est caractérisé par une fonction de transfert, ce qui permet d'écrire le système suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} V_i / V_E = \frac{1}{1 - \frac{jw_1}{w}} \\ V_G / V_i = G \\ V_S / V_G = \frac{1}{1 + \frac{jw}{w_2}} \end{array} \right. \quad (2.35)$$

Figure 2.18 - Illustration du phénomène d'empilement dans un préamplificateur de charge

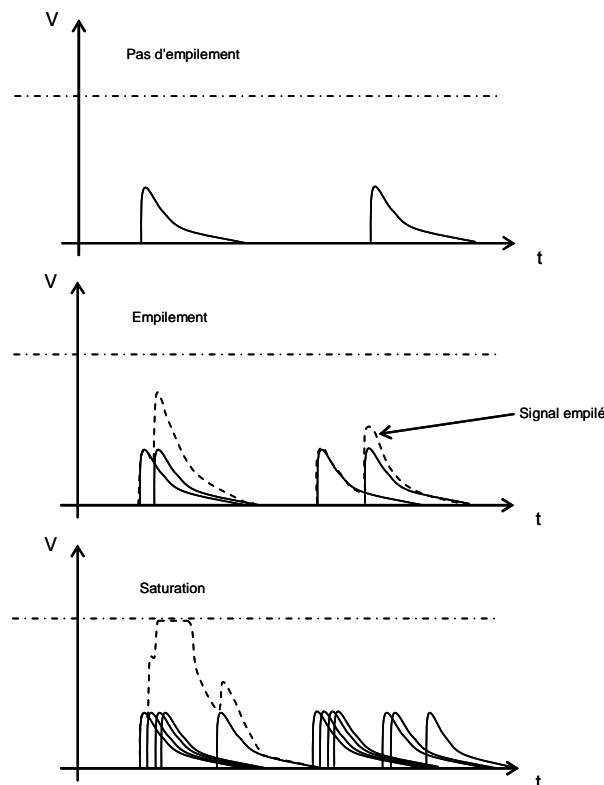
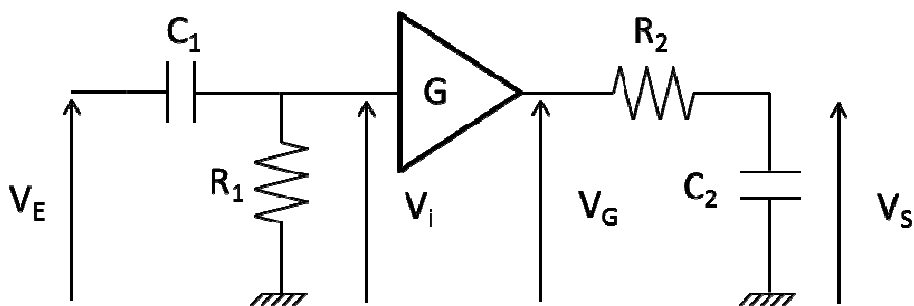


Figure 2.19 - Schéma électrique d'un circuit d'amplification / mise en forme de type CR-RC



Avec $w_1=1/R_1C_1$ et $w_2=1/R_2C_2$ les pulsations caractéristiques respectivement du circuit dérivateur et du circuit intégrateur du montage. La fonction de transfert du système entier est le produit des trois sous-fonctions de transfert du système (2.35) soit :

$$V_S/V_E = \frac{G}{\left(1 + \frac{jw}{w_2}\right) \left(1 - \frac{jw_1}{w}\right)} \quad (2.36)$$

Cette équation est celle d'un passe bande caractérisé par deux pulsations de coupures w_1 et w_2 .

Partant de l'équation (2.36), il est possible [48] de calculer la réponse temporelle du circuit à une impulsion émise par un préamplificateur. Soit E l'amplitude de l'impulsion d'entrée, l'impulsion de sortie a le profil suivant donné par l'équation (2.37). On note τ_1 et τ_2 comme étant respectivement l'inverse des pulsations de coupure w_1 et w_2 .

$$V_s(t) = \frac{GE\tau_1}{\tau_1 + \tau_2} (e^{-t/\tau_1} - e^{-t/\tau_2}) \quad (2.37)$$

Les temps caractéristiques τ_1 et τ_2 sont réglables par un paramètre accessible à l'utilisateur, le temps de mise en forme ou « shaping time ». Ce temps caractérise la durée de l'impulsion de sortie. Empiriquement, cette durée équivaut à six à sept fois la valeur du temps de mise en forme. Le choix de cette constante de temps résulte d'un compromis. Une valeur petite signifiera des impulsions plus courtes et donc moins de probabilité d'empilement. Cependant, diminuer cette valeur augmente la bande passante de l'amplificateur et diminue d'autant le rapport signal / bruit. A l'inverse, une constante de temps plus longue favorisera le filtrage et améliore le rapport signal sur bruit, mais les impulsions de sortie seront plus longues et le système plus sensible au phénomène d'empilement.

Dans le cas de la mesure neutronique, les signaux en provenance du détecteur ont une amplitude relativement forte par rapport au bruit. De fait, on pourra se contenter d'une constante de mise en forme faible (typiquement 0.25~0.5 μ s) permettant de minimiser le plus possible le phénomène d'empilement. Au final les impulsions ont une durée de quelques microsecondes, ce qui est bien plus faible que les 50 μ s caractérisant la durée d'une impulsion en sortie du préamplificateur de charge.

L'impulsion temporelle définie par l'équation (2.37) est de la forme donnée figure 2.20. Cette forme est typiquement appelée « semi-gaussienne ». Cependant, la forme d'impulsion donnée figure 2.20 est idéale et ne prend pas en compte l'impédance équivalente d'entrée de l'ensemble détecteur/câbles/préamplificateur. En pratique, les impulsions ont une forme s'approchant de celle de la figure 2.21.

Figure 2.20 - Acquisition à l'oscilloscope d'une impulsion en sortie de l'étage d'amplification / mise en forme

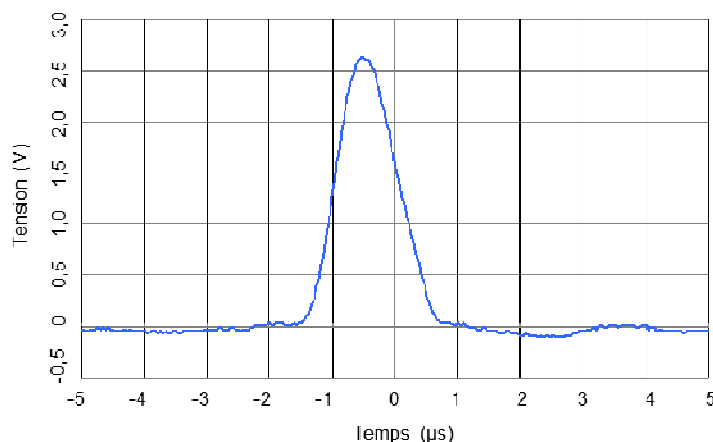
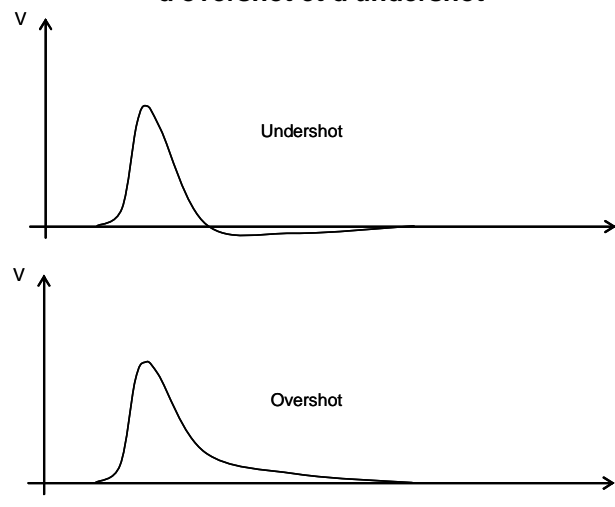
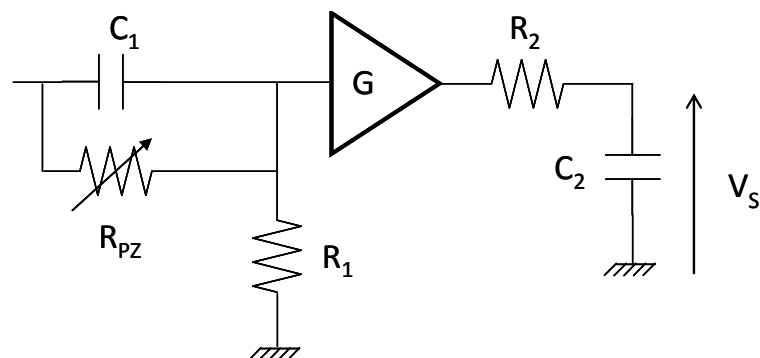


Figure 2.21 - Illustration des phénomènes d'overshot et d'undershot



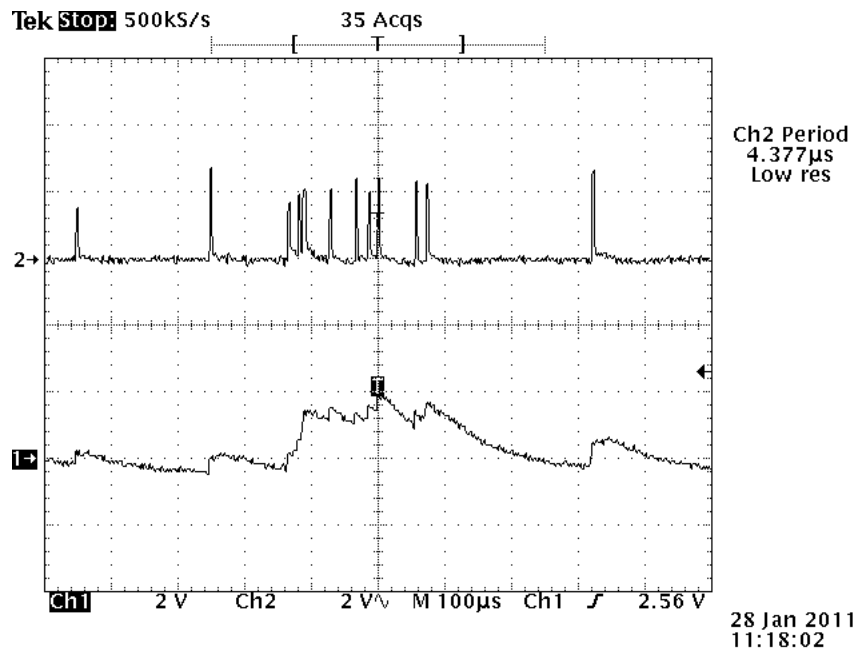
Ce phénomène, appelé « undershot » ou « overshoot » (suivant le signe du dépassement en queue de signal), peut être corrigé en ajoutant une résistance réglable par l'utilisateur (typiquement un potentiomètre) comme indiqué sur la figure 2.22. Le réglage de ce potentiomètre permet [47] de ramener le signal à la ligne de base pour lui donner la forme idéale de la figure 2.20. Si cela n'était pas fait, l'allongement de la durée de chaque impulsion pourrait engendrer des empilements. Cette correction est appelée la compensation de pôle-zéro (PZ).

Figure 2.22 - Etage d'amplification et de mise en forme de type RC-CR associé à un circuit de compensation PZ



En conclusion en raccourcissant la durée des impulsions, cette méthodologie de mise en forme minimise le phénomène d'empilement. Cela est illustré par la figure 2.23. Néanmoins, ce type d'électronique reste sensible à la saturation du préamplificateur (cf. figure 2.18). Cependant, le taux de comptage nécessaire pour visualiser un tel phénomène n'est en général pas atteint dans les maquettes critiques EOLE et MINERVE sur lesquelles ont été réalisées les mesures décrites dans ce mémoire.

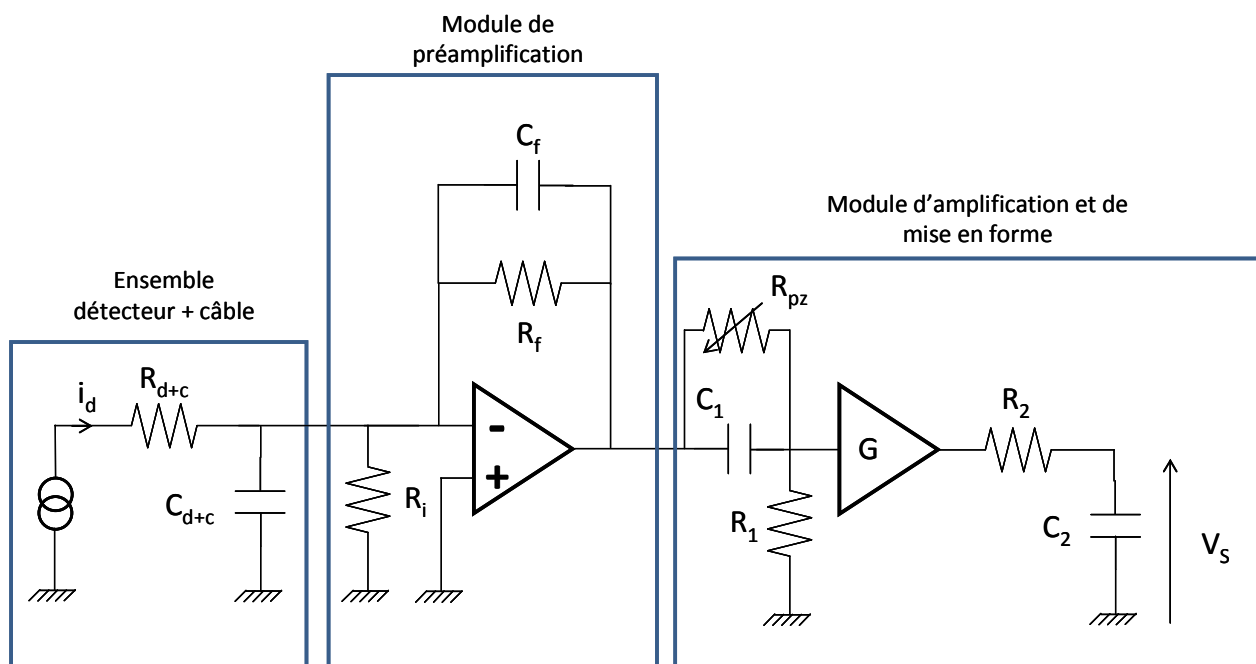
Figure 2.23 - Illustration de l'intérêt de la mise en forme sur le traitement du signal. Acquisition réalisée sur le réacteur MINERVE à l'oscilloscope. La courbe du bas représente le signal en sortie de préamplificateur, la courbe du haut représente le signal correspondant en sortie d'amplificateur.



3.3. INTERPRETATION DU SIGNAL EN SORTIE DES PREMIER ELEMENTS DE LA CHAÎNE DE MESURE

La figure 2.24, présentent les différents éléments décrits jusqu'à présent dans le cas d'une électronique fonctionnant avec un préamplificateur de charge.

Figure 2.24 - Schéma électrique simplifié de l'ensemble détecteur/câble/préamplificateur de charge /amplificateur/circuit de mise en forme



On obtient à la sortie de ce circuit une tension V_S dont l'amplitude est directement proportionnelle à la charge ou au courant collecté en sortie du détecteur.

L'objectif de la mesure neutronique par chambre à fission est d'accéder au taux de fission dans le dépôt fissile. En effet, c'est cette valeur qui apporte les informations sur la physique du milieu expérimental (section efficace moyenne, flux intégral de neutrons...). Néanmoins, ce n'est pas cette grandeur qui est lue par l'utilisateur au bout de la chaîne de mesure mais un taux de comptage (exprimé en coups/s). Différents modes de traitement existent pour extraire ce taux de comptage. Néanmoins, avant de les détailler on s'attache dans un premier temps à rappeler les notions de base de la mesure de taux de fission par chambre à fission. Ainsi, cette partie définit la notion de taux de fission puis détaille la façon dont cette grandeur est restituée à l'utilisateur par l'intermédiaire de l'électronique de mesure sous la forme d'un taux de comptage. On s'intéressera en particulier à la relation liant taux de fission et taux de comptage ainsi qu'aux processus physiques mis en œuvre dans cette relation. Cette relation sera dans un premier temps mise en évidence dans le cas d'un dépôt isotopiquement pur puis dans le cas général

3.3.1. CAS D'UN DEPOT ISOTOPIQUEMENT PUR.

Le taux de fission dans le dépôt d'une chambre à fission s'écrit de la façon suivante pour un dépôt convertisseur supposé isotopiquement pur et de densité uniforme :

$$R_F = \frac{mN_a}{A} \cdot \int \int_0^{+\infty} \sigma(E, \vec{r}) \cdot \Phi(E, \vec{r}) \cdot dE d\vec{r} = \frac{mN_a}{A} \cdot \int \int_0^{+\infty} \Phi(E, \vec{r}) \cdot dE d\vec{r} \cdot \frac{\int \int_0^{+\infty} \sigma(E, \vec{r}) \cdot \Phi(E, \vec{r}) \cdot dE d\vec{r}}{\int \int_0^{+\infty} \Phi(E, \vec{r}) \cdot dE d\vec{r}} \quad (2.38)$$

$$= \frac{mN_a}{A} \cdot \bar{\Phi} \cdot \bar{\sigma}$$

Avec :

R_F le taux de fission dans le dépôt,

A la masse atomique de l'isotope contenu dans le dépôt en g,

m la masse du dépôt en g,

N_a le nombre d'Avogadro,

$\bar{\sigma}$ la section efficace, en cm^2 , de fission de l'isotope composant le dépôt, moyennée sur le flux neutronique,

$\Phi(E, \vec{r})$ la distribution énergétique et spatiale du flux neutronique,

$\bar{\Phi}$ le flux neutronique moyen en neutron/ cm^2/s .

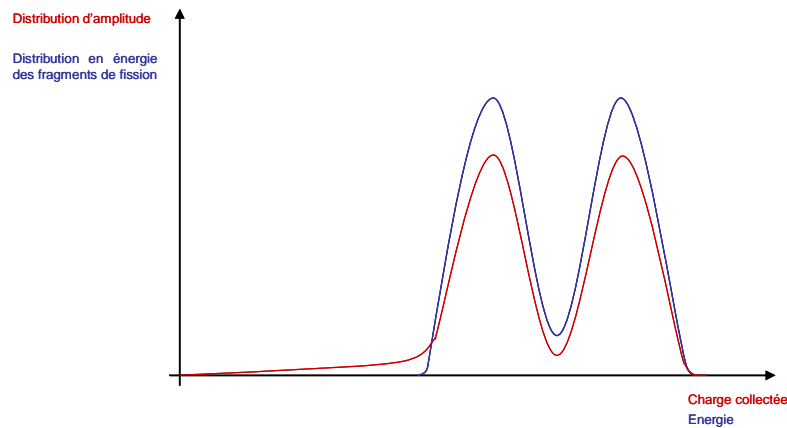
C'est le produit de fission qui ionise le gaz de remplissage et qui ainsi crée une impulsion de charge. Cette impulsion de charge a une amplitude proportionnelle au nombre de charges collectées et donc à l'énergie déposée par le produit de fission dans le gaz. Or, toute l'énergie du produit de fission n'est pas utilisée pour ioniser le gaz. Une partie de cette énergie est aussi dissipée stérilement. On rappelle les trois sources de dissipation de l'énergie du produit de fission :

- création du signal utile par ionisation du gaz de remplissage (dissipation utile d'énergie),
- perte d'énergie dans le dépôt (dissipation stérile d'énergie),
- excitation stérile des atomes de gaz (dissipation stérile d'énergie).

De même, toutes les charges créées dans le gaz ne sont pas nécessairement collectées du fait du phénomène d'attachement et de recombinaison (cf. §2.3.2.).

L'énergie des produits de fission à l'issue de la réaction de fission se répartit suivant une distribution proche de la courbe bleue de la figure 2.25. Si on prend en compte les sources de dissipation, la distribution en amplitude des impulsions de charges collectées a, en théorie, une forme s'approchant plutôt de la courbe rouge de la figure 2.25.

Figure 2.25 – Schématisation de la distribution en énergie des fragments de fission (en bleu) vs la distribution de charge collectée par l'anode (en rouge)



Le détecteur émet N_0 impulsions par seconde suivant la répartition en amplitude décrite par la courbe rouge de la figure 2.25. On suppose que chaque fission engendre un produit de fission ionisant le gaz de remplissage du détecteur et donc qu'un seul des deux produits est perdu dans le dépôt. Soit $N(V)$ la fonction représentant la distribution d'amplitude normalisée à 1 des impulsions en sortie de détecteur. La condition de normalisation s'écrit :

$$\int_0^{+\infty} N(V)dV = 1 \quad (2.39)$$

La valeur V correspondant à l'amplitude des impulsions. Le taux de réaction peut s'écrire de la façon suivante :

$$R_F = \frac{mN_a}{A} \cdot \bar{\sigma} \cdot \Phi \int_0^{+\infty} N(V)dV \quad (2.40)$$

Cette relation triviale permet d'introduire la notion de discrimination, fondamentale pour la suite de l'étude. En effet, le signal d'origine neutronique n'est pas le seul signal émis par le détecteur. Des signaux de faible amplitude (ayant pour origine le bruit électronique, le rayonnement gamma et alpha...) sont traités par la chaîne de mesure. La distribution en amplitude prend alors la forme donnée par la courbe sur la figure 2.26.

Deux formes générales se différencient suivant la géométrie du détecteur et notamment l'espace disponible dans le gaz pour que les produits de fission y déposent leur énergie. La figure de gauche est typique d'une chambre à fission de 8 mm de diamètre, pour laquelle l'espace inter-électrodes est suffisamment grand pour différencier les deux types de produits de fission. La figure de droite est caractéristique d'une chambre à fission de 4 mm de diamètre. Dans ce cas, l'espace disponible dans le gaz est trop faible pour que les produits de fission déposent suffisamment d'énergie pour être différenciés. Ils se retrouvent regroupés sous un même pic principal. La figure 2.27 montre un exemple pratique pour deux chambres à fission, celle de gauche correspond à une chambre à fission de 8 mm de diamètre chargée avec du ^{232}Th et celle de droite correspond à une chambre à fission de 4 mm de diamètre chargée avec de l' ^{235}U .

Figure 2.26 - Distribution d'amplitude avec ajout du bruit de fond.

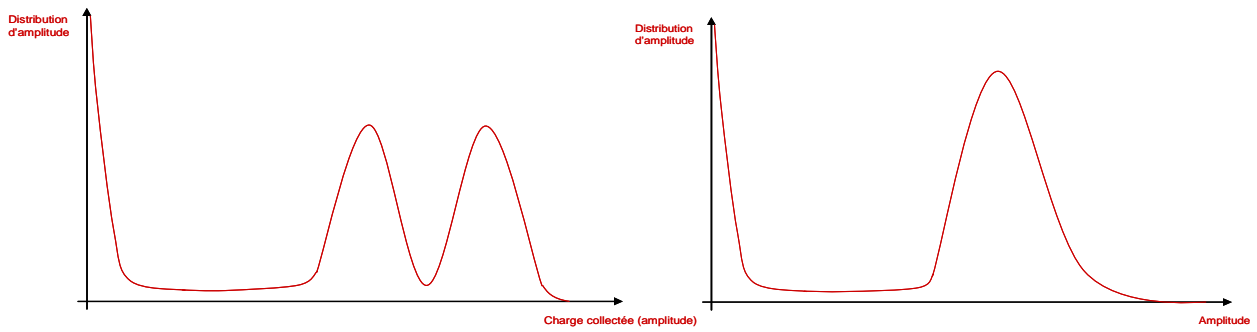
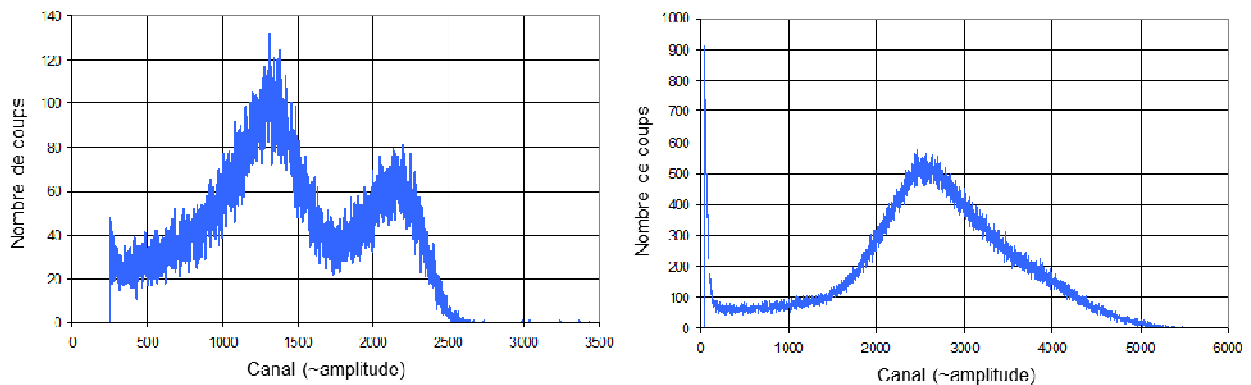
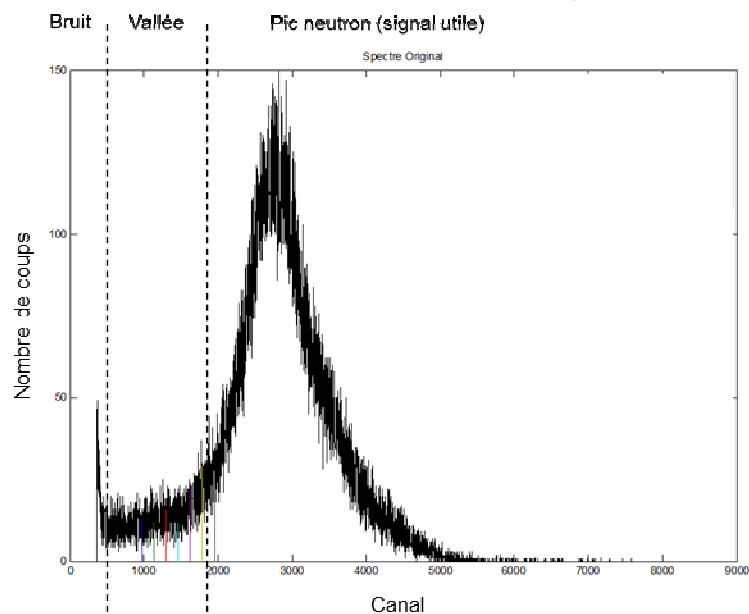


Figure 2.27 - Exemple pratique de spectre en amplitude des impulsions délivrées par une chaîne de mesure par chambre à fission de 4 mm de diamètre (à droite) et 8 mm de diamètre (à gauche) (spectres PHA, cf. infra)



En définitive, il est possible de diviser le spectre en amplitude des impulsions émises par une chambre à fission en trois parties, illustrées sur la figure 2.28 dans le cas d'une chambre de 4 mm de diamètre : le bruit, la vallée et le pic neutron.

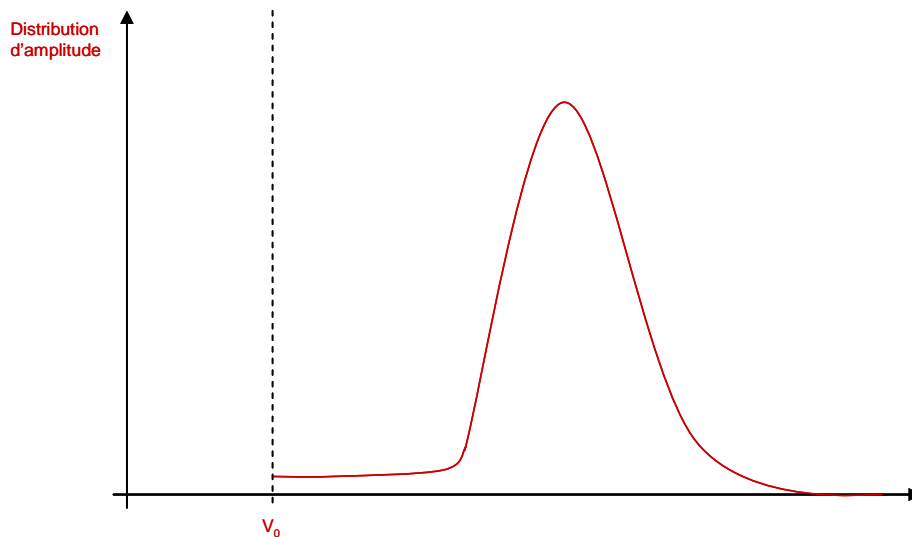
Figure 2.28 - Spectre en amplitude (ou spectre PHA, cf. infra) typique d'une chambre à fission de 4 mm de diamètre. Trois zones sont identifiables : le bruit, la vallée et le pic neutron



Le bruit correspond aux signaux de basse amplitude (rayonnement alpha et gamma, bruit électronique, produit de fission de basse énergie...). Le pic neutron correspond aux produits de fission ayant déposés suffisamment d'énergie pour se démarquer nettement du bruit. La vallée est une zone de bas comptage intermédiaire contenant à la fois du signal dû aux neutrons et au bruit.

L'objectif est, à partir de ce spectre en amplitude, de remonter au taux de fission dans le dépôt. Pour ce faire, on suppose négligeable la part de bruit de fond intervenant dans les hautes énergies. Cela revient à négliger le phénomène d'empilement, ce qui est justifié dans la plupart des cas (cf. chapitre 2, § 2.3.3.). Pour ne considérer que la partie de la distribution d'amplitude due aux neutrons, il faut éliminer la partie basse amplitude du spectre en discriminant le signal. Ainsi le spectre utilisé pour remonter au taux de comptage est représenté sur la figure 2.29. V_0 correspond au seuil de discrimination choisi à partir duquel le signal est pris en compte. Cela peut être une valeur analogique de tension ou un numéro de canal numérique suivant le mode de traitement adopté.

Figure 2.29 - Spectre discriminé.



En négligeant les empilements alpha et gamma, le spectre ne contient plus que le signal dû aux fissions dans le dépôt. Cependant, la distribution d'amplitude des impulsions utiles n'est pas nulle pour les basses amplitudes. Ainsi en discriminant le signal, on perd une partie du signal utile. Le taux de comptage C perçu par l'utilisateur n'est donc pas directement le taux de fission dans le dépôt. Il y est cependant lié par l'équation suivante :

$$C = \frac{mN_a}{A} \cdot \bar{\sigma} \cdot \bar{\Phi} \int_{V_0}^{+\infty} N(V) dV = R \cdot \frac{\int_{V_0}^{+\infty} N(V) dV}{\int_0^{+\infty} N(V) dV} = R \cdot k \quad (2.41)$$

Le rapport d'intégrale, noté k , est directement lié au fait qu'en discriminant le signal, une partie du signal utile est perdue. Ce rapport est appelé rendement de détection des produits de fission. Il s'agit de la proportion de fission dans le dépôt engendrant une impulsion dépassant le seuil de discrimination V_0 fixé. Ainsi le rendement de détection telle que définie ici est indépendante des neutrons et de leur énergie. La probabilité du neutron à induire une fission dans le dépôt est prise en compte dans le calcul du taux de réaction. Le rendement de détection concerne au contraire l'efficacité du produit de fission engendré par le neutron à générer une impulsion mesurable pour chaque seuil de discrimination fixé. Cette grandeur

est l'objet de la calibration des détecteurs dont le processus est étudié en détail au chapitre 5.

Si l'équation (2.40) paraît triviale, elle permet de rappeler que si le signal n'est pas discriminé, qu'on néglige l'auto-absorption des produits de fission par le dépôt et que s'il n'y a pas de bruits alpha, gamma ou électronique, le taux de comptage correspond exactement au taux de fission du dépôt, et rendement de détection est égal à 1. Il est possible de réécrire l'équation (2.41) en faisant intervenir la masse du dépôt, ce qui est fait dans l'équation (2.42).

$$C = m \cdot R_m \cdot \frac{\int_{V_0}^{+\infty} N(V) dV}{\int_0^{+\infty} N(V) dV} \quad (2.42)$$

Avec $R_m = R/m$ le taux de réaction massique du dépôt. Si on note k le rendement on obtient l'équation suivante :

$$C = k \cdot m \cdot R_m = k \cdot m \cdot \left(\frac{N_a}{A} \cdot \bar{\sigma} \cdot \bar{\Phi} \right) = M_{eff} \cdot \left(\frac{N_a}{A} \cdot \bar{\sigma} \cdot \bar{\Phi} \right) \quad (2.43)$$

Le produit $k \cdot m$ du rendement par la masse du dépôt est appelé la masse effective du dépôt de la chambre à fission. Cette grandeur caractérise, entre autres, l'auto-absorption des produits de fission par le dépôt. Si le dépôt est épais, sa masse effective sera bien en deçà de sa masse réelle car les produits de fission seront en grande partie freinés dans le dépôt. Seule une faible proportion d'entre eux aura une énergie suffisante pour engendrer une impulsion dont l'amplitude dépassera le seuil de discrimination. Il faut souligner que, comme le rendement de détection, la masse effective est quasi-indépendante de la capacité des neutrons à provoquer une fission dans le dépôt, ceci étant pris en compte dans l'évaluation du taux de réaction du dépôt de la chambre.

3.3.2. CAS GENERAL.

La première partie du paragraphe a concerné le cas d'un dépôt isotopiquement pur. Dans le cas d'une isotopie non pure, le taux de comptage de la chambre à fission s'écrit pour un seuil de discrimination donné :

$$C = k \cdot \sum m_i \cdot \left(\frac{N_a}{A_i} \cdot \bar{\sigma}_i \cdot \bar{\Phi} \right) \quad (2.44)$$

L'indice i correspond aux différents isotopes composant le dépôt de la chambre à fission. La signification du rendement de détection est la même que précédemment, seule l'expression du taux de fission du dépôt a changé en prenant en compte les différents isotopes le composant. Elle caractérise toujours la capacité des produits de fission à produire une impulsion d'amplitude supérieure au seuil de discrimination.

En général un dépôt de chambre à fission est conçu autour d'un isotope qu'on appelle principal, composant le plus souvent la majeure partie de l'isotopie du dépôt. Soit p l'indice de l'isotope principal. Les mêmes notations que précédemment sont utilisées, l'indice i étant relatifs aux différents isotopes composant le dépôt, le taux de comptage de la chambre à fission s'écrit :

$$C = k \cdot \left(m_p \cdot \left(\frac{N_a}{A_p} \cdot \bar{\sigma}_p \cdot \bar{\Phi} \right) + \sum_{i \neq p} m_i \cdot \left(\frac{N_a}{A_i} \cdot \bar{\sigma}_i \cdot \bar{\Phi} \right) \right) \quad (2.45)$$

Ainsi, il est possible d'écrire l'équation (2.46) donnant l'expression du taux de comptage d'une chambre à fission dans le cas général.

$$C = k \cdot m_p \cdot \left(\sum_i \frac{m_i}{m_p} \cdot \left(\frac{N_a}{A_i} \cdot \bar{\sigma}_i \cdot \bar{\Phi} \right) \right) = k \cdot m_p \cdot \frac{N_a}{A_p} \cdot \bar{\sigma}_{eq} \cdot \bar{\Phi} = k \cdot N_p \cdot \bar{\sigma}_{eq} \cdot \bar{\Phi} = M_{eff} \cdot \frac{N_A}{A_p} \cdot \bar{\sigma}_{eq} \cdot \bar{\Phi} \quad (2.46)$$

$$\text{Avec } \bar{\sigma}_{eq} = \sum_i \frac{m_i}{m_p} \cdot \frac{A_p}{A_i} \cdot \bar{\sigma}_i = \bar{\sigma}_p + \sum_{i \neq p} \frac{m_i}{m_p} \cdot \frac{A_p}{A_i} \cdot \bar{\sigma}_i$$

Il est possible d'exprimer simplement le taux de comptage d'une chambre à l'isotopie plus complexe considérant la section efficace de fission équivalente $\bar{\sigma}_{eq}$ de son dépôt. Cependant pour bien interpréter ce taux de comptage, il sera nécessaire de maîtriser le mieux possible l'isotopie du dépôt. Par exemple, pour un détecteur d'isotope principal fertile dans un flux de neutrons thermiques, le taux de réaction d'un isotope d'impureté fissile est prépondérant. Le tableau 2.8 illustre ce propos en quantifiant l'impact de l' ^{235}U sur la section efficace équivalente de l'uranium naturel en spectre thermique. On peut constater l'impact important sur la section efficace qu'a l'ajout de cet isotope.

Tableau 2.8 - Calcul de la section efficace équivalente de l'uranium naturel en spectre thermique et en spectre rapide

Isotopie	Uranium naturel (0.72% d'uranium 235 et 99.28% d'uranium 238)	Uranium 238 pur	Uranium 235 pur
Section efficace équivalente en spectre thermique	3.04E+02 barns	2.05E-05 barn	4.34E+02barns
Section efficace équivalente en spectre rapide	0.99E+00 barn	1.26E-01 barn	1.25E+00 barn

3.3.3. GENERALISATION DE LA NOTION DE RENDEMENT DE DETECTION.

La notion de rendement de détection décrite précédemment suppose les empilements parasites négligeables. Cependant, il est possible d'élargir sa définition de manière à considérer ce processus physique. Ainsi, dans la réalité, le comptage mesuré peut se retrouver supérieur au comptage attendu sans empilement de bruit. Ce phénomène est d'autant plus important que l'émission alpha du dépôt fissile est grande. Cela introduit un facteur supplémentaire à rajouter au rendement de détection mesurée noté k_b par la suite.

Il convient également de détailler les impulsions contenues dans le terme $N(0)$ sommé dans l'intégrale de l'équation (2.40). Ces impulsions sont celles perdues par les processus physiques suivants :

- produits perdus dans le dépôt par auto-absorption. Ce phénomène introduit un facteur supplémentaire inclus dans le rendement de détection mesurée noté k_f par la suite.
- empilement électronique – temps mort. Ce phénomène a pour effet de diminuer le comptage mesuré par rapport au comptage attendu sans temps mort. Cela introduit deux facteurs supplémentaires inclus dans le rendement de détection mesurée noté k_{tm} (pertes par temps mort) et k_u (pertes par empilement) par la suite.

En définitive, le lien entre le taux de fission du dépôt de la chambre et le taux de comptage mesuré par l'utilisateur en sortie de la chaîne de mesure est :

$$k_f k_{d,pos} k_b k_m k_u = \frac{C_{chambre}}{R} \quad (2.47)$$

Avec :

- $k_{d,pos}$ le rendement de détection telle qu'on l'a défini dans la partie précédente,
- k_f la proportion de produit de fission sortant du dépôt (facteur inférieur à 1),
- k_b caractérisant l'empilement de bruit (supérieur à 1),
- k_u caractérisant l'empilement de signal utile (inférieur à 1),
- k_m caractérisant la perte de signal par temps mort (inférieur à 1).

Les deux parties suivantes décrivent les deux types de traitements usuellement utilisés lors des mesures en réacteurs expérimentaux. Chaque mode correspond à une méthode de discrimination différente.

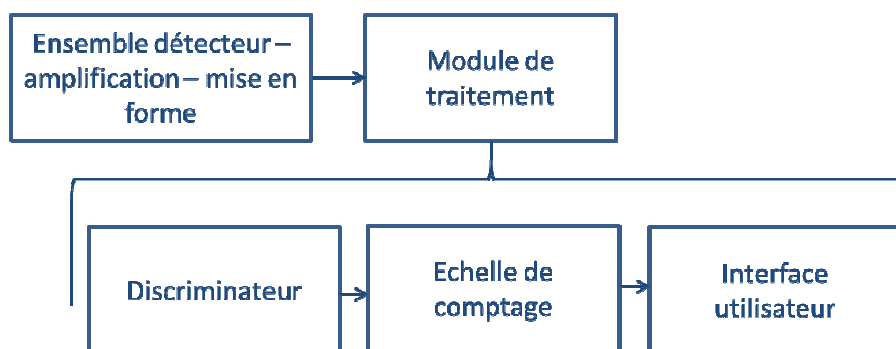
3.4. ANALYSE DU SIGNAL : DEUX MODES DE DISCRIMINATION ET DE TRAITEMENT.

Il a été vu dans la partie précédente que la discrimination du signal a un rôle fondamental pour remonter au taux de fission dans le dépôt fissile du détecteur. A ce titre, deux types de discrimination correspondant à deux modes de mesures sont largement utilisés au sein du SPEX pour les mesures de sûreté et les mesures physiques sur maquettes critiques : les acquisitions/traitements en mode PHA (Pulse Height Analysis ou analyse d'amplitude) et MCS (Multi Channel Scaling ou analyse par échelle de comptage). Chaque traitement est effectué par un module dédié qui permet d'analyser les signaux émis par l'ensemble détecteur / amplification / mise en forme étudié en début de partie.

3.4.1. DISCRIMINATION EN LIGNE : CAS DU MODE MCS.

Cette discrimination est faite en temps réel par le dispositif décrit ci-dessous :

Figure 2.30 - Synoptique des éléments constitutifs d'une chaîne de traitement fonctionnant en mode MCS



Le module de traitement se compose de trois éléments :

- un discriminateur (ou analyseur simple canal),
- une échelle de comptage,
- une interface utilisateur.

Le fonctionnement d'un discriminateur passe par la fixation d'un seuil de discrimination (en général exprimé en volts). Les impulsions arrivant à l'entrée du discriminateur proviennent directement du dernier étage d'amplification. Le rôle du discriminateur est, pour chaque

impulsion dépassant le seuil de discrimination fixé, d'émettre une impulsion de type TTL en sortie. C'est-à-dire, une impulsion carrée de 500 ns de durée et de 5 V d'amplitude. D'autres standards sont possibles, mais le TTL est celui qui est le plus souvent utilisé dans l'instrumentation nucléaire à l'heure actuelle. Notamment, l'électronique expérimentale équipant les maquettes critiques EOLE et MINERVE utilisent exclusivement ce standard.

Le deuxième élément composant le module de traitement est l'échelle de comptage. Son rôle est de compter les impulsions TTL reçues en entrée pour restituer leur nombre à l'utilisateur. Le comptage se fait sur une échelle de temps réglable. La donnée mesurée est au final un nombre d'impulsions sur une durée définie : un taux de comptage.

La restitution des données à l'utilisateur se fait par une interface pouvant prendre plusieurs formes suivant le type d'échelle de comptage utilisé :

- il peut s'agir d'un simple afficheur numérique enclenchant un comptage à la demande de l'utilisateur pour la durée voulue. Le résultat affiché est le nombre d'impulsions TTL reçues pendant le laps de temps défini. C'est ensuite à l'utilisateur de noter le comptage et de relancer une acquisition si nécessaire.
- Il peut s'agir d'un système automatisé restituant à l'utilisateur l'évolution du taux de comptage en fonction du temps par une courbe et un tableau de valeurs.

C'est typiquement le dernier type de système qui est utilisé sur les maquettes critiques du SPEX. En effet, ce type de traitement est idéal pour les mesures dynamiques nécessitant la connaissance de l'évolution de la population neutronique dans le milieu expérimental dans le temps. Deux paramètres fondamentaux sont accessibles à l'utilisateur pour réglage :

- **le seuil de discrimination de l'analyseur monocanal.**

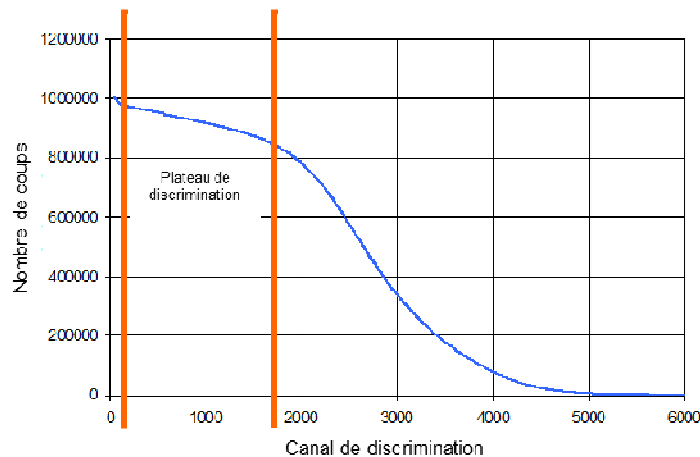
Le réglage de ce paramètre est fondamental à deux titres :

- il est essentiel pour assurer une bonne discrimination neutron / bruit,
- bien maîtrisé, il permet, en utilisant la notion de rendement de détection définie précédemment, de remonter avec une bonne précision du taux de comptage au taux de fission dans le dépôt.

Le réglage du seuil se fait par l'intermédiaire d'une courbe appelée « courbe de discrimination ». Cette courbe trace l'évolution du taux de comptage en fonction du seuil de discrimination. Elle prend typiquement la forme affichée sur la figure 2.31.

La partie plane (contenue entre les deux droites de couleur orange sur la figure 2.31) correspond à la vallée du spectre PHA définie dans la figure 2.28. Cette zone, communément le « plateau », garantit la plus faible sensibilité à d'éventuelles variations du seuil de discrimination. Par conséquent, le seuil de discrimination y est réglé quasi-systématiquement.

Figure 2.31 - Courbe de discrimination typique d'une chambre à fission de 4 mm de diamètre.



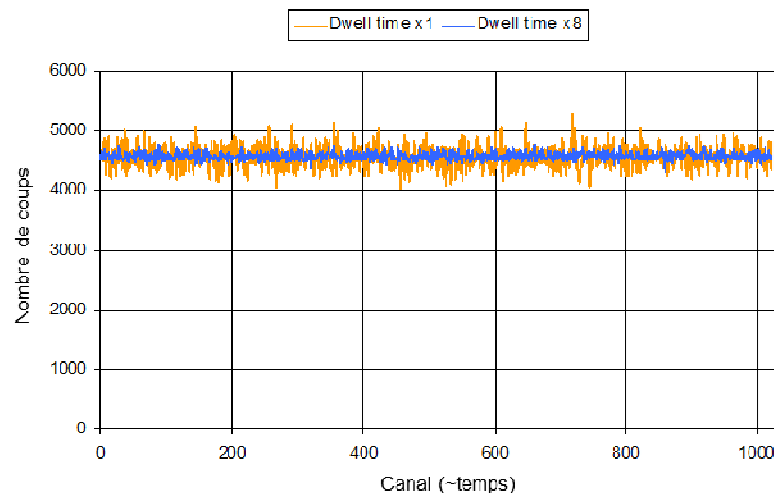
- **La résolution temporelle de l'acquisition ou « dwell time » (durée par canal),**

Dans le cas d'une mesure en mode MCS, l'échelle de temps est numérisée et divisée en canaux (leur nombre étant réglable). La valeur de temps associée à chaque canal est le réglage appelé « dwell time ». Sa valeur doit être adaptée à la durée totale de l'acquisition. Elle doit en même temps être maximisée de manière à diminuer l'écart type relatif affectant chaque l'acquisition du nombre de coups pour chaque « dwell time ». En effet, le comptage étant régi par une statistique poissonnien, son écart type relatif est donné par l'équation suivante [44] :

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (2.48)$$

Ainsi, si on augmente le « dwell time », on augmente le nombre de coups acquis par canal et on diminue par conséquent l'écart type relatif affectant le nombre de coups enregistrés dans le canal. Ceci est illustré figure 2.32 qui représente l'évolution d'un taux de comptage dont l'acquisition a été faite sur MINERVE à puissance réacteur constante pour deux valeurs de dwell time différentes.

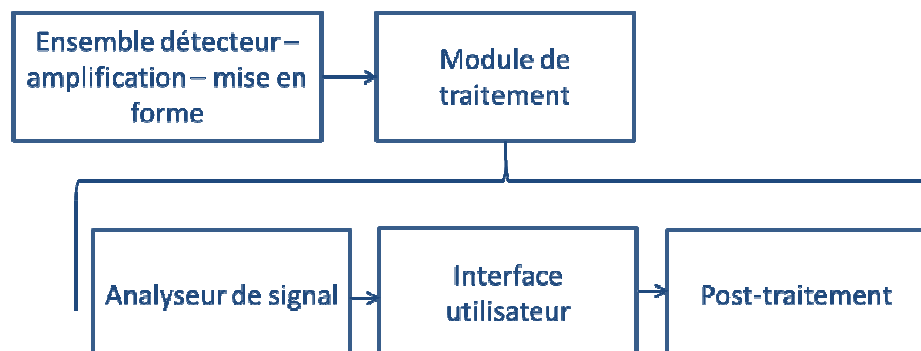
Figure 2.32 - Illustration de l'impact du dwell time sur l'écart type affectant la mesure d'un taux de comptage statique. A noter que pour comparer plus clairement les écarts type, les comptages associés à la courbe bleue ont été divisé par 8.



3.4.2. DISCRIMINATION POST-TRAITEE : CAS DU MODE PHA.

Cette discrimination est faite a posteriori et nécessite un dispositif tel que celui décrit sur la figure 2.33.

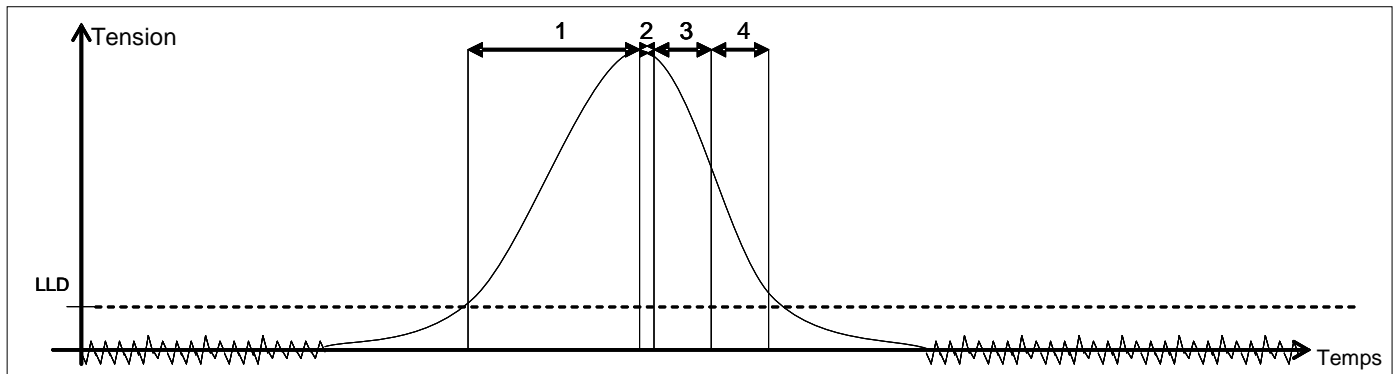
Figure 2.33 - Synoptique des éléments constitutifs d'une chaîne de traitement fonctionnant en mode PHA



- **Fonctionnement d'un analyseur de signal.**

Le signal en sortie d'amplificateur pénètre directement dans l'analyseur de signal. Le traitement qu'il subit comprend en règle générale les quatre parties décrites ci-dessous.

Figure 2.34 - Traitement subit par un signal en entrée d'analyseur de signaux



1 : Recherche du maximum

Lorsque le signal dépasse la valeur du LLD (Low Level Discriminator, seuil de discrimination réglable par l'utilisateur), la recherche du maximum du signal commence. Elle s'achève lorsque le circuit comparateur trouve le maximum absolu de l'impulsion.

2 : Waiting time

Il est possible que le circuit comparateur détermine des maxima qui s'avèrent être locaux. Pour s'affranchir de ce problème, avant de labelliser un maximum comme absolu, le système attend une durée appelée « waiting time ».

3 : Conversion numérique

La valeur analogique de l'amplitude de l'impulsion est connue. Reste à la numériser dans le but de la rendre exploitable par un logiciel d'acquisition. Pour ce faire, plusieurs méthodes existent. La méthode employée dans les matériels du SPEX utilise un codeur dit « Wilkinson ». Le principe de ce codeur consiste à faire chuter le signal analogique en suivant une rampe de tension imposée. Le nombre de coups d'horloge du codeur nécessaire pour amener cette valeur à zéro permet de numériser l'amplitude.

4 : Mémorisation

Une fois la valeur numérique connue, il faut la stocker dans un bloc mémoire. La valeur numérique d'amplitude est « rangée » dans un canal correspondant à sa valeur numérique. Le compteur associé à ce canal est alors incrémenté de 1. C'est ce qui permet de dresser le spectre en amplitude des impulsions incidentes dans la carte d'acquisition. La courbe obtenue est ce qu'on appelle un spectre PHA. Le nombre de canaux (la résolution du spectre PHA) est un paramètre accessible à l'utilisateur.

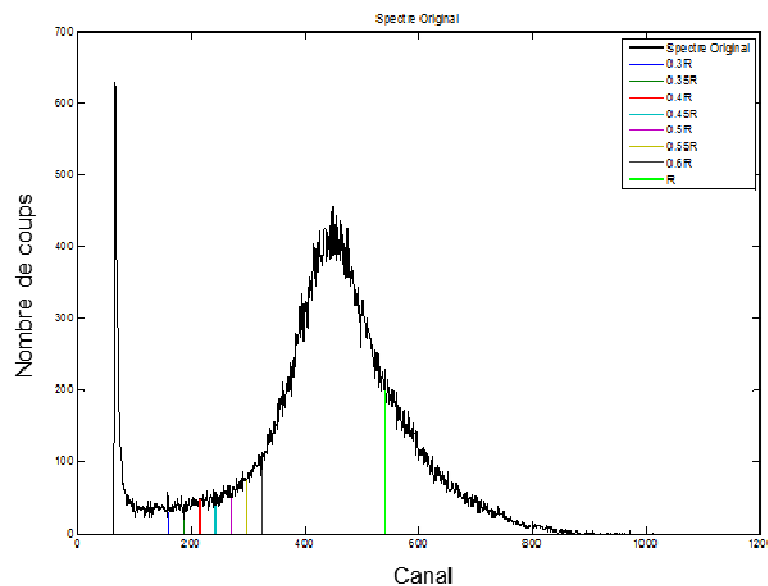
- **Interface utilisateur – Affichage du spectre PHA.**

Un spectre PHA typique de chambre à fission est représenté sur la figure 2.35. Il s'agit d'une acquisition faite sur le réacteur MINERVE à l'aide de la chambre à fission n°2248 chargée avec de l' ^{239}Pu .

Le spectre PHA est construit par un logiciel de spectrométrie. Cependant, le spectre n'est pas exploitable en l'état. Une discrimination est nécessaire pour remonter à une image

directe du taux de fission dans le dépôt fissile et s'affranchir du bruit. Cela est réalisé lors de l'étape de post-traitement.

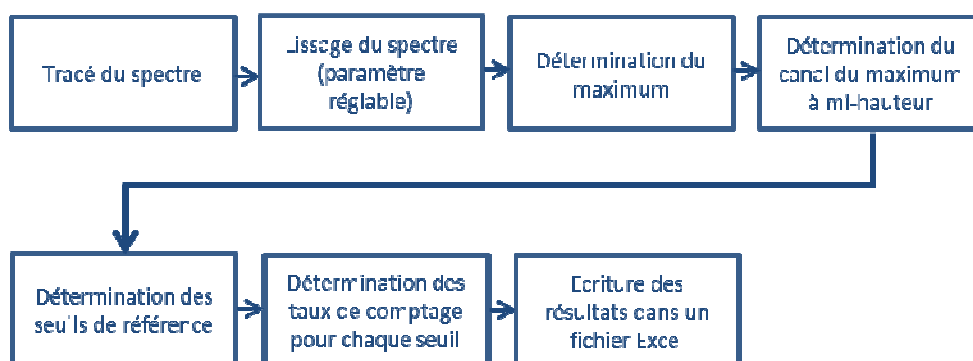
Figure 2.35 - Spectre PHA de la chambre à fission 2232 (²³⁵U)



• **Post-traitement d'une mesure PHA.**

Le logiciel de spectrométrie permet la création de fichiers contenant toutes les informations nécessaires à la construction du spectre, à savoir le temps d'acquisition et le nombre de coups dans chaque canal. Chaque fichier est post-traité par un logiciel développé sous MATLAB dans le cadre des travaux de thèse. Son but est de déterminer un ensemble de seuils de discriminations de référence pour lesquels un taux de comptage est associé. Ces seuils sont déterminés par rapport à la position du maximum à mi-hauteur du spectre PHA qui constitue le canal de référence noté R dans la figure 2.35 [49]. Les seuils de discriminations de référence sont des fractions de R. Les valeurs 0.3R, 0.35R, 0.4R, 0.45R, 0.5R, 0.55R et 0.6R qui se trouvent en général dans la vallée sont typiquement utilisées. Pour chacun de ces seuils, le programme calcule le taux de comptage correspondant. Il est déterminé en divisant l'intégrale de comptage correspondant à chaque seuil par le temps actif d'acquisition (cf. infra). Le synoptique de traitement du programme MATLAB est disponible figure 2.36.

Figure 2.36 - Synoptique de l'algorithme de traitement adopté pour le dépouillement des spectres PHA



L'intérêt d'une telle méthode de discrimination est de rendre le résultat de mesure indépendant des réglages de l'électronique, en particulier du gain de l'amplificateur. Par exemple, on peut constater que pour deux réglages de gain différent on obtient, pour une expérimentation réalisée dans les mêmes conditions expérimentale, des taux de comptages relativement proches. Les écarts constatés sont en général contenus dans les incertitudes de mesure, estimées à 1.2% à 1σ pour cette acquisition. Les deux spectres sont présentés figure 2.37 et les taux de comptages correspondants sont présentés dans le tableau 2.9.

Figure 2.37 - Spectres PHA de la chambre à fission n°2237 pour deux valeurs de gains différentes

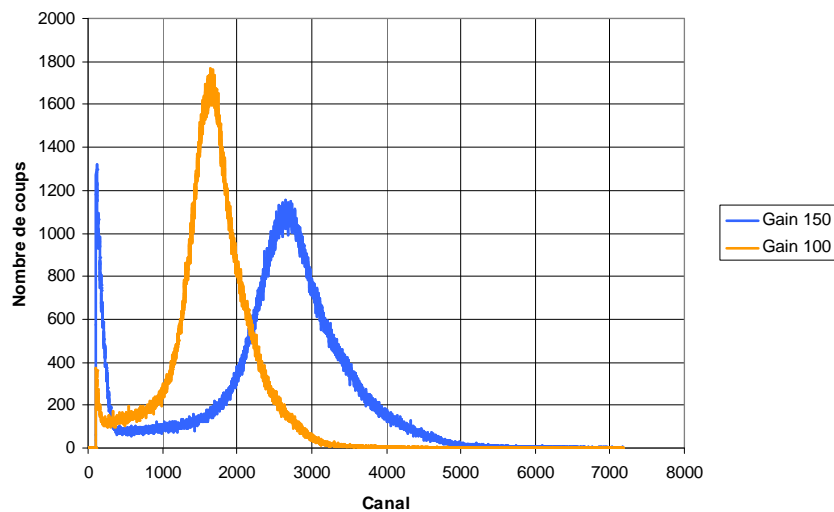


Tableau 2.9 - Taux de comptages correspondant à chaque réglage de gain et à chaque seuil de discrimination standard.

Seuil	Gain 100		Gain 150		Différence entre les taux de comptage (%)
	Taux de comptage (coups/s)	Canal de discrimination correspondant	Taux de comptage (coups/s)	Canal de discrimination correspondant	
R		1999.0		3192.0	
0.3 R	4769.9	599.7	4812.7	957.6	0.89
0.35 R	4718.8	699.6	4761.7	1117.2	0.90
0.4 R	4662.5	799.6	4706.3	1276.8	0.93
0.45 R	4598.0	899.5	4644.4	1436.4	1.00
0.5 R	4521.8	999.5	4571.8	1596.0	1.09
0.55 R	4423.8	1099.4	4477.9	1755.6	1.21
0.6 R	4288.6	1199.4	4352.0	1915.2	1.46

L'utilisation d'un post-traitement pour la discrimination assure une bonne répétabilité des mesures (l'incertitude associée au traitement est donnée au §4.1 de ce chapitre).

En contrepartie, le mode PHA n'est pas adapté aux mesures dynamiques. En effet, si une variation de taux de comptage survient pendant l'acquisition, elle est indétectable puisqu'elle est intégrée dans la totalité des coups reçus par le codeur. Elle impacte uniquement sur le taux de comptage moyen calculé a posteriori. Par conséquent, les

mesures PHA sont plus adaptées pour des mesures de flux de neutrons constants dans le temps ou pour des mesures ne s'intéressant pas la dynamique d'évolution de la population neutronique.

3.5. NOTION DE TEMPS MORT ET TRAITEMENTS ASSOCIES.

Le traitement de chaque impulsion par une chaîne de mesure n'est pas instantané. Il existe une durée durant laquelle la chaîne de mesure traite une impulsion et est indisponible. Ce temps est appelé le « temps mort » de la chaîne de mesure. Cette valeur est typiquement de quelques microsecondes dans le cas d'une électronique intégrant un étage de préamplification de charge.

Le problème principal engendré par le temps mort est que l'information remontant à l'utilisateur est un nombre d'impulsions traitées par seconde et non pas le nombre d'impulsions incidentes par seconde. C'est la seconde grandeur qui permet de remonter au taux de fission dans le dépôt. Il faut donc corriger le taux de comptage d'impulsions traitées. Pour ce faire, plusieurs méthodes existent et sont décrites ci-dessous. Ces méthodes reposent cependant sur des hypothèses assez fortes qui impliquent des limites d'utilisation qui sont décrites en fin de partie.

3.5.1. TRAITEMENT DU TEMPS MORT PAR UNE CHAINE D'ACQUISITION PHA – CORRECTION DE TEMPS ACTIF.

La méthode la plus employée à l'heure actuelle par les chaînes de mesure PHA est la correction de temps actif (ou LTC pour Live Time Correction). Soit une durée T d'acquisition pendant laquelle la chaîne de mesure traite C impulsions par seconde, le temps d'indisponibilité total de la chaîne sera, en notant τ le temps mort de la chaîne de mesure, le temps mort total pendant l'acquisition est donné par la valeur DT :

$$DT = C \cdot T \cdot \tau \quad (2.49)$$

Le temps $T-DT$ est ce qu'on appelle le temps actif d'une chaîne de mesure. Il s'agit du temps pendant lequel la chaîne fait effectivement l'acquisition d'impulsions, par opposition au temps réel d'acquisition T . Le temps actif est calculé par l'électronique. En effet, la valeur du temps mort est une donnée pour la chaîne de mesure. A la fin d'une mesure PHA, les valeurs des temps actif et réel sont données à l'utilisateur.

Pour remonter au taux de comptage réel reçu par l'électronique, il suffit de diviser l'intégrale de comptage du spectre PHA calculée au seuil de discrimination de référence voulu par le temps actif. Cette correction n'est cependant pas parfaite. En effet, ce type de correction ne prend pas en compte le phénomène d'empilement pouvant se produire à fort taux de comptage. Néanmoins, elle est considérée comme fiable pour les gammes de taux de comptage typiquement rencontrées pour les mesures par chambre à fission miniature (cf. chapitre 4).

3.5.2. TRAITEMENT DU TEMPS MORT PAR UNE CHAINE D'ACQUISITION MCS – POST-TRAITEMENT DES TAUX DE COMPTAGE.

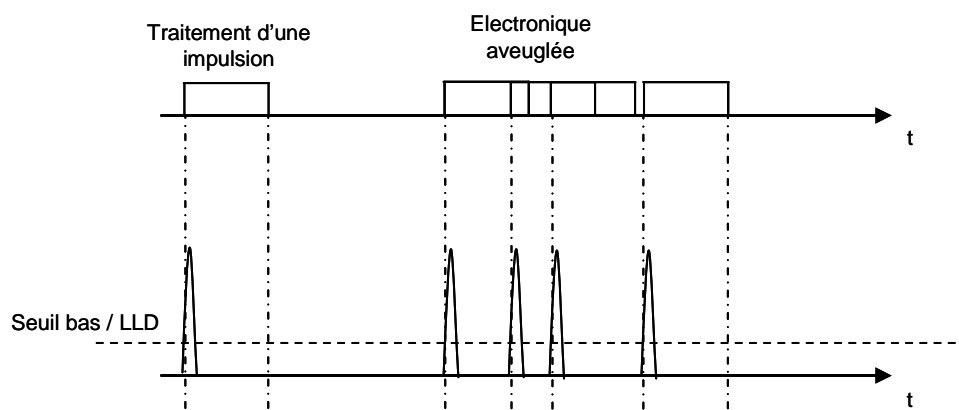
La correction du temps mort généré par une chaîne de traitement en mode MCS ne se fait pas automatiquement. Les taux de comptage reçus par l'utilisateur sont bruts et doivent être corrigés par post-traitement. A l'heure actuelle, plusieurs méthodes existent, se basant sur les modèles comportementaux du temps mort connus. Cette partie va décrire tout d'abord les différents modèles utilisés puis leur application en pratique pour la correction du temps mort sur les maquettes critiques du SPEX EOLE, MINERVE et MASURCA.

- **Temps mort paralysable.**

Ce modèle considère que pour chaque impulsion incidente (supposée infiniment fine) dépassant le seuil de discrimination bas, un traitement est engagé. Si un traitement est déjà en cours celui-ci est rallongé d'un temps de traitement supplémentaire. Le traitement, même s'il est rallongé, est considéré comme unique et une seule impulsion est comptée.

La figure 2.38 illustre ce principe en montrant que pour 5 impulsions incidentes, seules 3 impulsions sont effectivement comptées. En pratique, il est possible que la chaîne de mesure soit en état de traitement en permanence et qu'elle soit aveugle aux impulsions incidentes. On dit alors qu'elle est paralysée.

Figure 2.38 - Illustration du temps mort paralysable

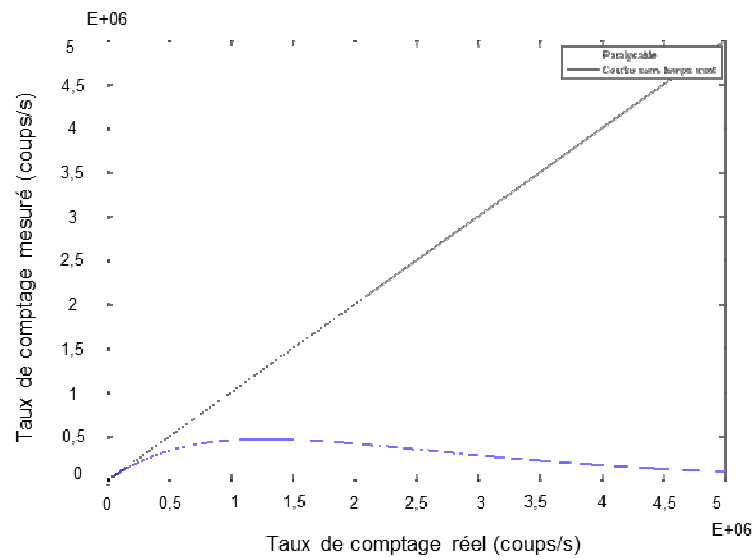


Un tel modèle de temps mort est caractérisé par une relation taux de comptage réel vs taux de comptage mesuré décrite dans l'équation (2.50). Avec τ la valeur de temps mort caractérisant la chaîne.

$$C_{mesuré} = C_{réel} e^{-C_{réel}\tau} \quad (2.50)$$

Pour un temps mort de 8 μ s (ordre de grandeur typique rencontré sur les chaînes de mesure par chambre à fission), le tracé de la courbe correspondant à l'équation (2.50) est représenté sur la figure 2.39.

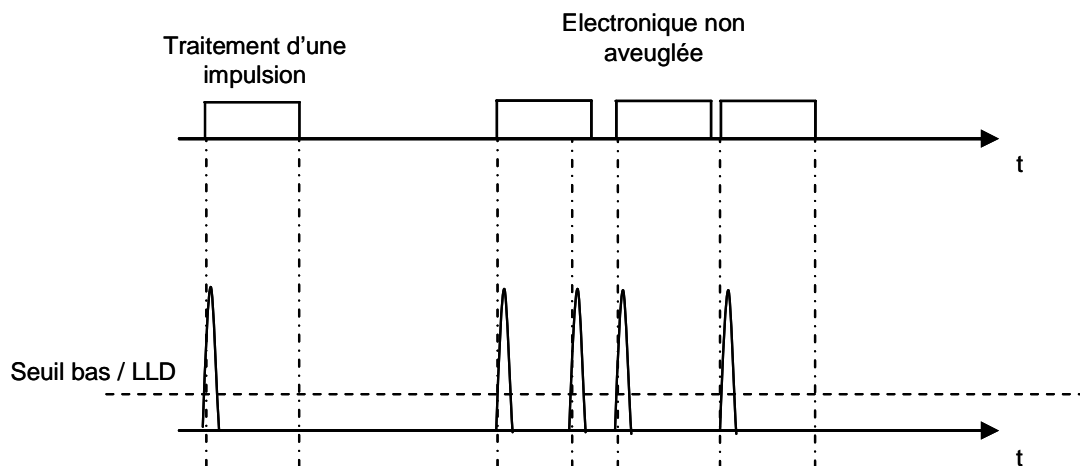
Figure 2.39 – Comptage mesuré vs Comptage réel - temps mort paralysable (8 μs)



- **Temps mort non paralysable.**

Ce modèle de temps mort suppose que le circuit électronique ignore toutes les impulsions lui arrivant lorsqu'il est en traitement. Le principe de ce modèle est illustré sur la figure 2.40. Ce modèle suppose les impulsions incidentes infiniment fines et leurs empilements impossibles.

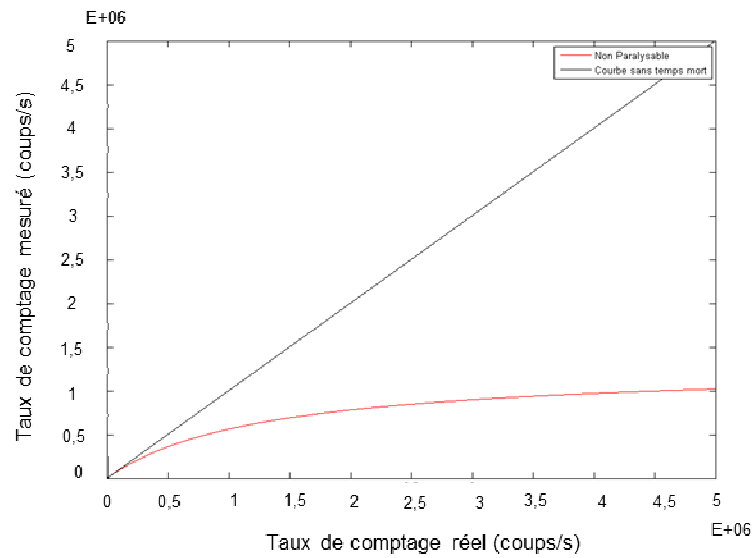
Figure 2.40 - Illustration du temps mort non paralysable;



La relation taux de comptage réel vs taux de comptage mesuré est décrite dans l'équation (2.51). On en trace la courbe pour une valeur de temps mort de 8 μs sur la figure 2.41.

$$C_{réel} = \frac{C_{mesuré}}{1 - C_{mesuré} \tau} \quad (2.51)$$

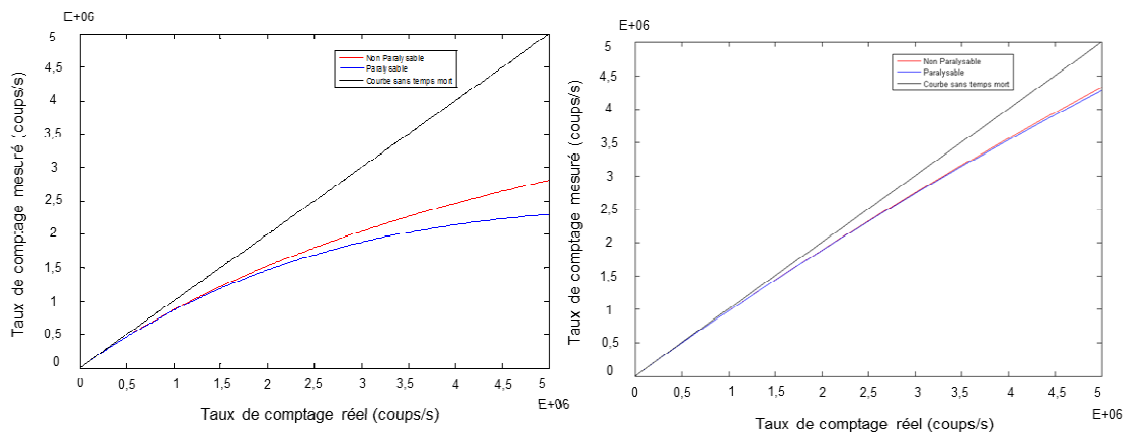
Figure 2.41 - Comptage mesuré vs Comptage réel - temps mort non paralysable (8 μs)



- **Comparaison et généralisation des modèles.**

La figure 2.42 représente le comportement des deux modèles de temps mort pour deux gammes de taux de comptage. Cela permet de mettre évidence que, pour les bas taux de comptage, la différence entre les deux modèles est faible (1.2% d'écart pour 20 000 coups par seconde).

Figure 2.42 - Comparaison des deux modèles de temps mort et zoom sur la partie correspondant à des taux de comptage d'entrée de 1 coup/s à 20 000 coups/s



En pratique, les chaînes de mesure ne sont jamais affectées par un temps mort répondant à l'un ou l'autre de ces modèles, mais par une combinaison des deux. L'équation (2.52) [50] permet de joindre les deux modèles en ajoutant un facteur θ caractérisant la « paralysabilité » de l'électronique (proportion d'évènements générant un temps mort paralysable).

$$C_{mesuré} = \frac{\theta C_{réel}}{e^{\theta C_{réel} \tau} + \theta - 1} \quad (2.52)$$

Cette modélisation permet de couvrir tous les cas de figure avec plus de précision.

- **Application expérimentale du post-traitement.**

Dans le cas du mode MCS, la valeur de temps mort de la chaîne n'est pas une donnée. Cette valeur est essentielle pour appliquer le post-traitement de correction et doit être déterminée par l'utilisateur. Dans le cas de la spectrométrie gamma, il existe deux méthodes pour le faire, la méthode des deux sources et la méthode de décroissance à une source [44]. Ces deux méthodes se basent sur des sources de rayonnement calibrées dont l'émission radioactive est maîtrisée. Grâce à cela, le rayonnement intégral reçu par le détecteur est connu. Pour la mesure neutronique en réacteur expérimental, le rayonnement est émis par le cœur du réacteur. Ainsi, la quantité de rayonnement reçue par le détecteur n'est pas quantifiable avec précision. Par conséquent, les méthodes utilisées sont des méthodes relatives.

- Cas des réacteurs EOLE et MINERVE.

La méthode utilisée en pratique sur EOLE ou MINERVE est appelée « recalage MCS / PHA ». Elle consiste à relever les comptages MCS et PHA à différentes puissances du réacteur avec une chambre à fission peu chargée en matière fissile (typiquement moins de 50 µg). Les mesures sont faites à basse puissance (quelques watts en général), le taux de comptage émis par le détecteur est donc faible. Ainsi la correction de temps actif permet aux mesures PHA d'être supposées parfaitement corrigées dans une bonne approximation. Les deux modèles de temps mort, paralysable et non paralysable, sont équivalents à bas taux de comptage et donnent lieu au même développement limité donné par l'équation (2.53).

$$C_{\text{mesuré}} = C_{\text{réel}} \left(1 - C_{\text{réel}} \tau + \frac{(C_{\text{réel}} \tau)^2}{2} \right) + o(C_{\text{réel}} \tau)^2 \quad (2.53)$$

Le tracé du taux de comptage MCS en fonction du taux de comptage PHA donne le comptage mesuré de la chaîne de mesure en fonction du comptage réel. Cette courbe peut être interpolée avec un polynôme de degré trois du type de l'équation (2.54). Ceci permet de remonter à la valeur de la constante de temps mort de la chaîne de mesure.

$$aC_{\text{réel}}^3 + bC_{\text{réel}}^2 + cC_{\text{réel}} + d = 0 \quad (2.54)$$

Avec, $a = \frac{\tau^2}{2}$, $b = -\tau$, $c = 1$, $d = -C_{\text{mesuré}}$

La résolution de ce polynôme permet d'obtenir la valeur du taux de comptage réel et ce pour chaque taux de comptage mesuré. Cela permet d'aboutir à l'expression suivante :

$$C_{\text{réel}} = \sqrt[3]{\frac{-q}{2} + \sqrt{\frac{q^2}{4} + \frac{p^3}{27}}} + \sqrt[3]{\frac{-q}{2} - \sqrt{\frac{q^2}{4} + \frac{p^3}{27}}} - \frac{b}{3a} \quad (2.55)$$

Avec, $p = \frac{c}{a} - \frac{b^2}{3a^2}$ et $q = \frac{2b^3}{27a^3} + \frac{d}{a} - \frac{bc}{3a^2}$

- Cas du réacteur MASURCA.

Le principe physique est le même que la correction utilisée sur MINERVE et EOLE seule sa mise en application est différente. Cette différence est due au matériel disponible, composé d'électroniques fonctionnant avec des

préamplificateurs de courant, non conçues pour les mesures en mode PHA. Elle se base sur l'équivalence du modèle paralysable et du modèle non-paralysable à bas taux de comptage. On rappelle dans les équations (2.56) et (2.57) les équations définissant ces deux modèles.

$$C_{mesuré} = C_{réel} e^{-C_{réel}\tau} \quad (2.56)$$

$$C_{réel} = \frac{C_{mesuré}}{1 - C_{mesuré}\tau} \quad (2.57)$$

L'équation (2.57) donne directement le taux de comptage corrigé en fonction du taux de comptage mesuré. Le développement limité à l'ordre 1 cette équation donne l'équation (2.58).

$$C_{réel} = C_{mesuré}(1 + C_{mesuré}\tau) + o(C_{mesuré}\tau) \quad (2.58)$$

Ce développement limité est le même que celui de l'expression donnée par l'équation (2.59). De fait, c'est cette équation qui est utilisée pour corriger le signal provenant des chaînes de mesure du temps mort.

$$C_{réel} = C_{mesuré} e^{C_{mesuré}\tau} \quad (2.59)$$

Pour l'utiliser il faut caractériser la constante de temps mort de la chaîne de mesure. Pour ce faire, un détecteur peu chargé en matière fissile est utilisé. Le taux de comptage de ce détecteur est supposé non affecté par le temps mort et sert de moniteur. La population neutronique, et donc le taux de comptage en sortie de la chaîne de mesure, est proportionnel à la puissance réacteur et au comptage du moniteur. Une première mesure est faite avec la chaîne de mesure dont on souhaite calculer le temps mort à une basse puissance P_{min} . Cette mesure est supposée non affectée du temps mort. Le taux de comptage réel de ce détecteur aux puissances supérieures P est donné par l'équation (2.60).

$$C_{réel}(P) = C_{mesuré}(P_{min}) \cdot \frac{C_{moniteur}(P)}{C_{moniteur}(P_{min})} \quad (2.60)$$

Avec,

$C_{réel}(P)$, le taux de comptage réel de la chaîne de mesure à la puissance P ,

$C_{mesuré}(P_{min})$, le taux de comptage de la chaîne de mesure à basse puissance,

$C_{moniteur}(P)$, le taux de comptage du moniteur à la puissance P ,

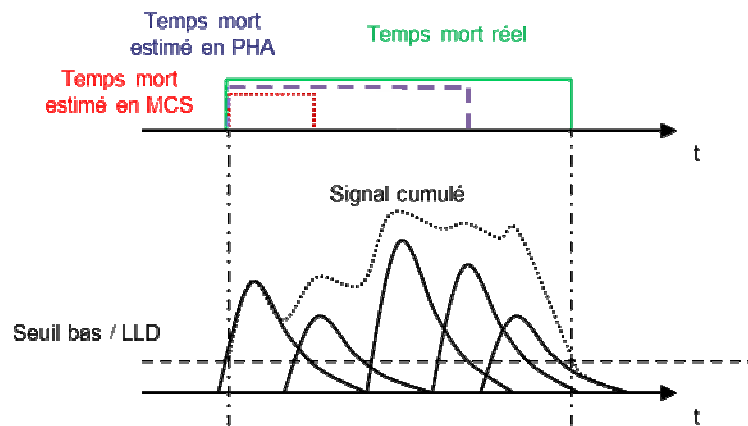
$C_{moniteur}(P_{min})$, le taux de comptage du moniteur à basse puissance.

Le taux de comptage est ensuite mesuré à différentes puissances P avec la chaîne de mesure. Les taux de comptage réels correspondants sont calculés grâce à l'équation (2.60). On dispose alors de tous les points nécessaires au tracé d'une fonction du type de l'équation (2.59). Grâce à un lissage exponentiel, on peut remonter à la valeur du temps mort τ et corriger tous les taux de comptage émis par la chaîne de mesure.

3.5.3. LIMITATION DES CORRECTIONS UTILISEES – NOTION DE REJECTION D'EMPILEMENT.

Les méthodes de corrections des parties présentées ci-dessus négligent la possibilité d'empilement. Or, en pratique ces empilements sont possibles. La figure 2.43 illustre l'impact de la prise en compte de la largeur des impulsions incidentes sur le phénomène de temps mort.

Figure 2.43 - Impact de la prise en compte de la largeur d'impulsion sur le temps mort



Le signal empilé (en pointillé sur la figure 2.43) ne dépasse le seuil bas ou le LLD (suivant le mode d'acquisition) qu'une seule fois. Ainsi, le traitement de l'impulsion n'est engagé qu'une seule fois :

- jusqu'à ce que le maximum absolu soit trouvé et sa valeur numérisée en mode PHA,
- jusqu'à ce que l'impulsion TTL soit émise et comptée en mode MCS.

Dans tous les cas, une seule impulsion est comptée et la valeur de temps mort prise en compte par l'électronique (en mode PHA) ou dans les post-traitements (mode MCS) est erronée car sous-estimée, ce qui introduit des erreurs quantitatives, le taux de comptage corrigé étant inexact.

Dans le cas du mode PHA, la présence d'un circuit de réjection d'empilement dans l'électronique de mesure permet de prendre en compte ce phénomène dans la correction de temps actif et de rejeter ces impulsions empilées.

4. POST TRAITEMENT DU TAUX DE COMPTAGE : MESURES ET INCERTITUDES ASSOCIEES.

Le taux de comptage d'une chambre à fission est l'image du taux de fission dans le dépôt fissile du détecteur et de la population neutronique présente dans le milieu expérimental. Son acquisition est soumise à de nombreux postes d'incertitudes dépendant fortement des conditions de mesures (positionnement, tension de polarisation, stabilité de la tension de discrimination...). Chaque poste est décrit et son impact sur le résultat est quantifié. Il en résulte une synthèse des incertitudes expérimentales affectant typiquement la mesure de taux de comptage.

A partir du taux de comptage, il est possible de remonter à de multiples grandeurs physiques : poids en anti-réactivité des absorbants neutroniques, mesures de taux de fission, mesures de flux... L'acquisition de chacune d'entre elle correspond à un post-traitement donné du taux de comptage qui est décrit dans la suite de cette partie. Chaque post-traitement est affecté d'une incertitude sur le résultat dépendant de paramètres variés (grandeurs d'entrées, taux de comptage, calcul...). Pour chaque mesure on étudie le principe physique, la méthode d'acquisition et les incertitudes associées.

4.1. EXPRESSION DU TAUX DE COMPTAGE – INCERTITUDES DE MESURE.

On rappelle l'expression du taux de comptage d'une chambre à fission dans le cas général en fonction des taux de fission des différents isotopes du dépôt dans l'équation (2.61).

$$C = k \cdot \sum_i m_i \cdot \left(\frac{N_a}{A_i} \cdot \bar{\sigma}_i \cdot \bar{\Phi} \right) \quad (2.61)$$

Le taux de comptage est affecté par des incertitudes de mesures résultant de plusieurs phénomènes et paramètres qui sont détaillés ci-dessous.

- **Incertitudes dues aux pertes de comptage par temps mort (spécifique au mode MCS).**

Cette incertitude traduit les imperfections pouvant affecter la correction des taux de comptage bruts obtenus en mode MCS. Avec l'électronique de mesure équipant actuellement les réacteurs EOLE et MINERVE, cette incertitude est estimée à 1 % pour des taux de comptage allant jusqu'à 50 000 coups par seconde (cf. chapitre 4, §3.2.3.).

- **Incertitudes dues aux pertes de comptage par déficience de la correction de temps actif (spécifique au mode PHA).**

Cette incertitude traduit les imperfections de la correction de temps actif utilisée pour corriger les taux de comptages obtenus en mode PHA. Les incertitudes dues à ce facteur sont négligées pour les mesures PHA faites sur les réacteurs EOLE et MINERVE (cf. chapitre 4, §3.2.3.).

- **Incertitudes dues au positionnement du détecteur.**

Ce facteur traduit la propagation de l'incertitude sur le positionnement du détecteur sur l'incertitude affectant le taux de comptage. Elle affecte les mesures pour lesquelles le positionnement ou sa répétabilité est essentiel (mesure d'indice de spectre avec plusieurs chambres, distribution spatiale de taux de réaction...). Afin de l'évaluer, deux informations sont nécessaires :

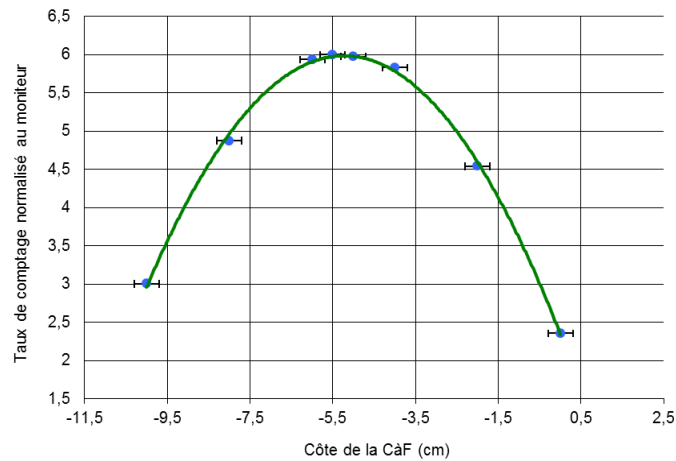
- l'incertitude sur le positionnement du détecteur. Ce point relève essentiellement des moyens matériels utilisés (outils gradués...) et des procédures de mise en œuvre.
- la caractéristique reliant le taux de comptage au positionnement du détecteur. On obtient cette caractéristique par une mesure dite de « traverse ».

De fait, l'incertitude de positionnement doit être quantifiée au cas par cas. L'incertitude sera différente selon que la CàF est au centre cœur (flux plat) ou en périphérie du cœur (gradient).

Dans le cas du positionnement axial la mesure est appelée « traverse axiale ». Un exemple de ce type de mesure est donné figure 2.44. L'incertitude absolue sur le positionnement est estimée à 0.3 mm. Cette incertitude sur le positionnement se traduit dans ce cas par une incertitude de 0.8% sur le taux de comptage, ce qui est l'ordre de grandeur usuellement rencontré.

Dans le cas du positionnement radial, les mesures ne sont pas systématiques. En effet les détecteurs sont le plus souvent placés dans des canaux de petit diamètre, limitant les mouvements radiaux. Ces incertitudes doivent cependant être quantifiées lorsque cela est nécessaire.

Figure 2.44 - Mesure de traverse axiale réalisée dans le dispositif Mark III du réacteur BR1 (cf. chapitre 5, §3.2.1.3.)



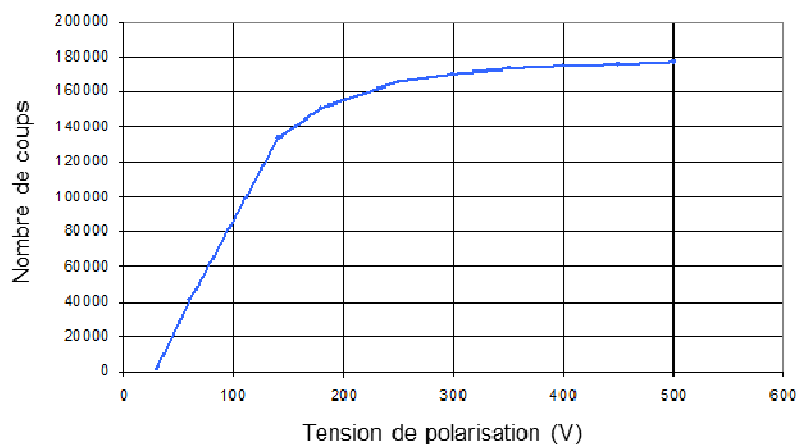
- **Incertitudes dues à la stabilité de la tension de polarisation (spécifique au mode MCS).**

La tension de polarisation est fournie par le module haute tension de la chaîne de mesure. Ce poste d'incertitude n'affecte pas le mode PHA grâce à la méthode de discrimination utilisée. En effet, pour de petites variations autour de la tension de polarisation, l'effet sur le spectre PHA est analogue à un effet de gain (cf. figure 2.17).

En mode MCS, une variation de cette tension engendre une variation du taux de comptage à seuil de discrimination égal. A titre d'exemple, le tracé d'une courbe haute tension est donnée figure 1.58 dans le cas de la chambre à fission de 8 mm de diamètre n°2209, chargée avec 1.5 mg d' ^{235}U .

La notice du matériel utilisé typiquement au SPEX stipule que la valeur de la fluctuation est inférieure à 2% pour deux heures d'utilisation de l'appareil en continu. D'après cette figure, une variation de 2% de la haute-tension autour de la tension nominale de fonctionnement (300 V) engendre une variation du taux de comptage de 0.2%. Ainsi, on majore l'incertitude propagée sur le taux de comptage par 0.2%.

Figure 2.45 - Courbe de saturation présentant l'évolution du nombre de coups émis pour un temps donné par une chaîne de mesure par chambre à fission miniature (CâF n°2209) en fonction de la tension de polarisation appliquée.



- **Incertitudes dues à la stabilité du seuil de discrimination de l'analyseur simple canal (spécifique au mode MCS).**

Deux sources d'incertitudes se combinent :

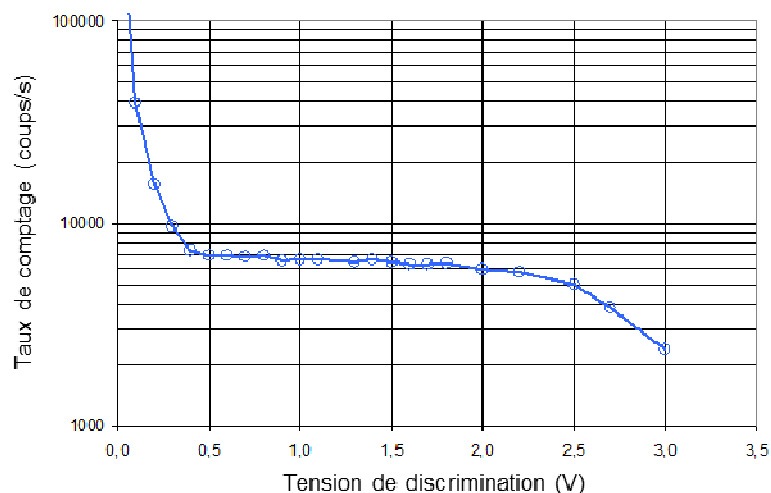
- l'incertitude de réglage de la tension de discrimination. Cette incertitude est définie par une incertitude absolue de 0.005 V due à l'affichage de la tension, faite à deux chiffres significatifs,
- l'incertitude concernant la stabilité de la tension de discrimination. Cette incertitude est une incertitude relative garantie par le constructeur comme étant inférieure à 0.1%.

L'incertitude sur le seuil de discrimination de l'analyseur simple canal se propage directement sur le taux de comptage de sortie de la chaîne de mesure. La sensibilité définissant cette propagation est donnée par la courbe de discrimination. La figure 2.46 donne l'exemple d'une courbe de discrimination acquise avec la chambre à fission n°2237, chargée avec 25 µg de ²³⁹Pu.

Le seuil de discrimination est réglé à 1 V pour cette chambre à fission. Cette valeur est connue avec une incertitude relative de 0.51% à 1σ. La propagation de cette incertitude donne une incertitude de 0.04% à 1σ sur le taux de comptage.

L'effet varie cependant suivant le détecteur : plus la pente du plateau de discrimination est forte, plus cette incertitude sera importante. La pente du plateau de discrimination est un critère de qualité essentiel pour juger les performances d'une chaîne de mesure en mode MCS.

Figure 2.46 - Courbe de discrimination présentant l'évolution de l'intégrale de comptage émise pour un temps donné en fonction du seuil de discrimination choisi (CàF n°2209). L'axe des ordonnées est en échelle log.



- **Incertitudes dues au calcul des intégrales de comptage à partir du spectre PHA (spécifique au mode PHA).**

Cette incertitude relève de la méthodologie de détermination des seuils de discrimination de référence utilisés. La valeur de ces seuils résultent du calcul du canal de référence R. La détermination de R dépend de l'écart type moyen affectant les comptages contenus

dans les canaux du spectre PHA. De même, l'invariance de sa détermination aux réglages de l'électronique n'est pas parfaite. Il en résulte une incertitude estimée à 0.5% déterminée lors de la qualification des programmes de dépouillement utilisés par le SPEX.

- **Incertitudes dues aux variations de pression du gaz de remplissage.**

Théoriquement, la pression de remplissage a un effet de gain sur le signal. En effet, plus de pression signifie un pouvoir d'arrêt des produits de fission dans le gaz plus grand et donc un nombre de charges déposées plus important. L'effet est différent suivant le mode d'acquisition utilisé :

- Une variation de la pression a un impact sur le taux de comptage à seuil de discrimination égal en mode MCS,
- En mode PHA, la technique de dépouillement permet théoriquement de s'affranchir de ce paramètre. Néanmoins cela n'a pas été vérifié sur les détecteurs en utilisation actuellement.

L'incertitude résultant de ces effets n'impacte cependant pas toutes les mesures de la même façon. On peut considérer que la pression évolue avec le temps à partir de sa valeur de départ en décroissant (du fait de micro-fuites, du phénomène de diffusion...). Néanmoins cette décroissance n'engendre une incertitude sur une mesure que si celle-ci est relative à une mesure antérieure (inter-comparaison de taux de comptage, donnée de calibration...). Ainsi pour une mesure isolée, la variation de pression n'engendre pas d'incertitude.

- **Incertitudes statistique sur l'intégrale de comptage.**

Le calcul de la valeur du taux de comptage résulte de la division d'une intégrale de comptage par un temps de mesure. L'intégrale de comptage résulte d'un processus poissonnien [44]. L'incertitude statistique relative affectant une intégrale de comptage est donnée par l'équation suivante :

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (2.62)$$

Avec N la valeur de l'intégrale de comptage considérée. La valeur typiquement atteinte est de 0.3%, ce qui correspond à une intégrale de 100 000 coups.

- **Incertitudes sur le temps de mesure.**

Le taux de comptage est estimé en divisant l'intégrale de comptage par le temps d'acquisition. Le taux de comptage s'exprime en fonction de l'intégrale de comptage de la façon présentée dans l'équation (2.63). L'incertitude relative l'affectant est donnée par :

$$C = \frac{N}{T} \quad (2.63)$$

$$\frac{\Delta C}{C} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2} \quad (2.64)$$

Avec, C le taux de comptage, N l'intégrale de comptage et T le temps d'acquisition.

Le temps d'acquisition est connu avec une précision dépendant du nombre de chiffres significatifs avec lesquels il est restitué à l'utilisateur. Typiquement la précision sur ce temps est de deux décimales pour un affichage en seconde. Dans ce cas, l'incertitude absolue l'affectant vaut 0.005 s. Cette incertitude est le plus souvent négligée, les mesures par chambre à fission dépassant souvent les 100 s.

- **Synthèse.**

On rappelle les postes d'incertitude listés dans cette partie :

- l'incertitude due à la perte de comptage par temps mort en mode MCS est à prendre en compte systématiquement et doit être évaluée en fonction de la gamme de taux de comptage rencontrée lors de la mesure,
- l'incertitude due à la perte de comptage par temps mort en mode PHA. Ce poste est en général négligé, il est prouvé au chapitre 4 que pour les taux de comptage usuellement mesuré au SPEX, cette approximation est justifiée,
- l'incertitude sur le positionnement radial et axial est à prendre en compte pour les mesures où le positionnement joue un rôle important et doit être quantifiée pour chaque programme expérimental,
- l'incertitude due aux fluctuations de la tension de polarisation est à prendre en compte systématiquement et doit être quantifiée pour chaque détecteur,
- l'incertitude due aux fluctuations du seuil de discrimination en mode MCS est à prendre en compte systématiquement et doit être quantifiée pour chaque détecteur,
- l'incertitude due à la méthode de dépouillement en mode PHA est à prendre en compte systématiquement. Elle dépend du programme utilisé pour le dépouillement,
- l'incertitude due aux variations de la pression du gaz de remplissage affecte les mesures relatives à des acquisitions antérieures (étalonnage...) et reste à quantifier,
- l'incertitude statistique sur l'intégrale de comptage est à prendre en compte pour chaque mesure et doit être quantifiée au cas par cas,
- l'incertitude sur le temps de mesure est à prendre en compte systématiquement. A noter qu'elle est en général négligeable.

Le tableau 1.10 donne les contributions typiques de chaque poste à l'incertitude sur le taux de comptage. Les différents facteurs d'incertitudes étant indépendant, l'incertitude finale est la racine carrée de la somme quadratique de chaque poste.

Tableau 2.10 - Valeur d'incertitude typique des paramètres affectant l'incertitude globale sur le taux de comptage. Les modes MCS et PHA sont affectés par des paramètres différents. Les paramètres exclusifs à chaque mode sont indiqués

Paramètre	Valeur d'incertitude typique du paramètre (1σ)
Paramètres liés au détecteur et aux conditions expérimentales	
Pression de remplissage	A quantifier
Positionnement	~<1%
Paramètres liés à l'électronique de mesure	
Seuil de discrimination (MCS)	~<0.1%
Tension de polarisation (MCS)	~0.2%
Paramètres liés au post-traitement	
Post-traitement correctif du temps mort (MCS)	~1%
Temps de mesure	~0%
Dépouillement (PHA)	~0.5%
Correction de temps actif (PHA)	~0%
Statistique	~0.3%

L'objectif est de maîtriser au mieux chaque poste d'incertitude dans le but d'avoir une incertitude sur le taux de comptage de l'ordre de 1% de manière à ne pas trop « peser » sur l'incertitude finale.

4.2. LES GRANDEURS MESUREES PAR CHAMBRE A FISSION.

Cette partie effectue un passage en revue des différents paramètres physiques usuellement mesurés à l'aide de chambres à fissions sur les réacteurs maquettes. Elle détaille également les incertitudes expérimentales associées. Compte tenu des remarques de la partie précédente, on estime l'incertitude sur le paramètre « taux de comptage » comme étant de l'ordre de 1% à 1σ pour cette partie. Les incertitudes annoncées dans cette partie sont des ordres de grandeurs dont la valeur est basée sur le retour d'expérience du SPEX et les mesures réalisées pour ces travaux de thèse.

4.2.1. MESURES ABSOLUES DE FLUX.

Partant du taux de comptage donné par l'équation (2.61), il est possible de remonter grâce à la mesure du taux de comptage émis par une chambre à fission à la connaissance du flux neutronique intégral $\bar{\Phi}$ au point de mesure :

$$\bar{\Phi} = \frac{C}{\frac{N_a}{A_p} M_{eff} \cdot \bar{\sigma}_{eq}} \quad (2.65)$$

Avec,

M_{eff} , la masse effective du détecteur,

N_a , le nombre d'Avogadro,

A_p , le numéro atomique de l'isotope principal du dépôt de la chambre à fission,

C , le taux de comptage émis par la chambre à fission,

$\bar{\sigma}_{eq}$, la section efficace équivalente du dépôt de la chambre à fission.

L'incertitude affectant cette expression se calcule en utilisant la formule de propagation des incertitudes (les différents paramètres de (2.65) étant indépendants) :

$$\frac{\Delta \bar{\Phi}}{\bar{\Phi}} = \sqrt{\frac{\Delta M_{eff}^2}{M_{eff}^2} + \frac{\Delta \bar{\sigma}_{eq}^2}{\bar{\sigma}_{eq}^2} + \frac{\Delta C^2}{C^2}} \quad (2.66)$$

Cette expression néglige les incertitudes relatives sur le nombre d'Avogadro et sur la masse atomique de l'isotope principal A_p . Cette approximation est largement justifiée, l'estimation de ces incertitudes apportant des valeurs relatives de l'ordre de 1E-05% pour la masse atomique et 1E-08% pour le nombre d'Avogadro [51, 52].

La mesure absolue du flux dépend de la masse effective de la chambre (valeur expérimentale), des sections efficaces moyennes calculées et de la composition isotopique du détecteur et des incertitudes sur le taux de comptage. La valeur de l'incertitude affectant cette grandeur dépend du milieu expérimental et du détecteur utilisé. On estime qu'elle est contenue entre 3% et 6% [25, 53]. La majeure partie de cette incertitude est contenue dans la masse effective (entre 1.5% et 2.5% typiquement) et la section efficace équivalente (entre 1.5% et 3% typiquement).

4.2.2. MESURES DE TAUX DE REACTION.

- **Mesure absolue de taux de fission**

Le taux de comptage d'une chaîne de mesure par chambre à fission est une image directe du taux de réaction dans le dépôt fissile du détecteur :

$$R = \bar{\sigma}_{eq} \cdot \bar{\Phi} = \frac{C}{\frac{N_a}{A_p} M_{eff}} \quad (2.67)$$

Les notations utilisées étant les mêmes que pour la mesure de flux absolue. L'incertitude affectant ce type de mesure résulte d'un calcul de propagation et est donnée par l'équation suivante (on néglige l'incertitude sur le nombre d'Avogadro et la masse atomique pour la même raison qu'au §4.2.1.) :

$$\frac{\Delta R}{R} = \sqrt{\frac{\Delta M_{eff}^2}{M_{eff}^2} + \frac{\Delta C^2}{C^2}} \quad (2.68)$$

Il est également possible de calculer le taux de réaction d'un isotope i contenu dans le dépôt de la chambre à fission grâce à l'équation suivante :

$$\bar{\sigma}_i \bar{\Phi} = \frac{N_p}{N_i} \left(\frac{A_p}{N_a} \cdot \frac{C_{chambre}}{M_{eff}} - \sum_{j \neq i} \frac{N_j}{N_p} \bar{\sigma}_j \bar{\Phi} \right) \quad (2.69)$$

La valeur des taux de réactions des isotopes autres que i peut s'obtenir de deux façons :

- par le calcul, dans ce cas les différents taux de fissions nécessaires sont obtenus à l'aide du schéma de calcul utilisé pour le massif dans lequel la mesure est faite.
- par la mesure, à l'aide d'un ensemble de chambre à fission dont les isotopes principaux correspondent aux impuretés du dépôt de la chambre à fission principale.

Dans les deux cas l'incertitude de mesure théorique est donnée par l'équation (2.70). Les taux de fission et les enrichissements respectifs à l'isotope « i » sont notés R_i et E_i .

$$\left(\frac{\Delta R_i}{R_i}\right)^2 = \left(\frac{\Delta E_i}{E_i}\right)^2 + \left(\left(\frac{\Delta C_{chambre}}{C_{chambre}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta M_{eff}}{M_{eff}}\right)^2 \right) \left(\frac{A_p C_{chambre}}{R_i E_i M_{eff} N_a} \right)^2 + \frac{1}{E_i^2} \left(\sum_{j \neq i} (R_j E_j)^2 \left(\left(\frac{\Delta E_j}{E_j}\right)^2 + \left(\frac{\Delta R_j}{R_j}\right)^2 \right) \right) \quad (2.70)$$

Ainsi, les paramètres d'importance pour le calcul de l'incertitude de mesure théorique sont les enrichissements, les mesures des autres taux de réactions, la masse effective du détecteur et le taux de comptage du détecteur. La sensibilité de la mesure à chacun de ses paramètres dépend du détecteur utilisé, du taux de fission mesuré et de l'environnement expérimental. Globalement, l'incertitude affectant ce genre de mesure est typiquement contenue entre 5% et 8% [25]. Les principaux postes d'incertitudes concernent la masse effective (1.5% à 2.5%), les taux de comptage (~1%) et la composition isotopique du dépôt (jusqu'à 4%).

- **Mesure de distribution de taux de fission (mesure relative)**

La méthode de mesure présentée dans le paragraphe précédent permet l'acquisition ponctuelle d'un taux de fission absolu. Elle a cependant le défaut de nécessiter pour sa réalisation un ou plusieurs détecteurs étalonnés.

Il est possible de procéder de manière relative, sans utiliser de détecteur étalonné. Pour ce faire, on mesure le taux de comptage d'un même détecteur en différents endroits du massif expérimental. Chaque taux de comptage est ensuite normalisé par rapport au maximum des taux mesurés. Ainsi, la grandeur physique mesurée est un ratio de taux de comptage. Si l'on se réfère à l'équation (1.60), pour un même détecteur ce ratio équivaut au ratio de taux de fission. Les différents résultats obtenus permettent d'obtenir la distribution du taux de fission aux différents points de mesure. L'incertitude affectant chaque ratio est typiquement de l'ordre de 1.5% [25].

4.2.3. CALIBRATION DE PUISSANCE D'UN REACTEUR.

Les réacteurs maquettes utilisés par le SPEX sont des réacteurs de très faible puissance. La puissance neutronique maximale autorisée dans MINERVE est de 100 W. Actuellement elle est aussi de 100 W dans EOLE mais peut-être portée à quelques centaines de watts suivant les besoins des programmes expérimentaux. Elle est enfin de 5 kW dans MASURCA. Cette puissance est extraite : dans le cas d'EOLE et MINERVE, par convection naturelle de l'eau immergeant les cœurs des réacteurs ; dans MASURCA par circulation forcée d'air dans les tubes. Dans tous les cas, cette puissance neutronique est impossible à mesurer via l'élévation de température de l'eau ou de l'air dans le cœur.

L'objectif de l'étalonnage en puissance, opération réalisée à chaque chargement d'une configuration expérimentale nouvelle, est de faire un lien direct entre le comptage dans une chambre à fission plongée dans le cœur et la puissance neutronique totale dégagée dans ce même cœur. Considérons une chambre à fission de dépôt non isotopiquement pur et d'isotope principal p. Le taux de comptage de cette chambre est donné par :

$$C = M_{eff} \frac{N_a}{A_p} \bar{\sigma}_{eq} \bar{\Phi} \quad (2.71)$$

La puissance dégagée par le réacteur est donnée par :

$$P_R = N_f E_f \quad (2.72)$$

Avec,

N_f le nombre de fissions par seconde dans le réacteur,
 E_f' la pseudo-énergie de fission intégrant l'énergie dégagée par fission, mais également l'énergie dégagée par les captures neutroniques, le rayonnement gamma...

A partir de ces deux équations, il est possible d'écrire :

$$\frac{P_R}{C} = \frac{N_f E_f'}{M_{eff} \frac{N_a}{A_p} \bar{\sigma}_{eq} \bar{\Phi}} \quad (2.73)$$

De cette équation, on peut déduire la puissance du réacteur P_R :

$$P_R = \frac{N_f}{\bar{\sigma}_{eq} \bar{\Phi}} \cdot E_f' \cdot \frac{C}{M_{eff} \frac{N_a}{A_p}} = f \cdot E_f' \cdot \frac{C}{M_{eff} \frac{N_a}{A_p}} \quad (2.74)$$

Le terme f est une donnée apportée par le calcul. On lui affecte typiquement une incertitude de l'ordre de 2% à 4% (à 1σ) [25]. La pseudo-énergie de fission est quant à elle affectée d'une incertitude de l'ordre de 1% à 2% (à 1σ) [54]. Le dernier terme rassemble les données obtenues expérimentalement, à savoir le taux de comptage émis par la chambre à fission et sa masse effective. Le taux de comptage émis par la chambre à fission est connu avec une incertitude typique de l'ordre de 1% (à 1σ). L'incertitude affectant la masse effective dépend du détecteur utilisé. On utilise de préférence un détecteur minimisant ce paramètre, typiquement une chambre à fission chargée avec de ^{235}U ou du ^{239}Pu . L'incertitude étant estimée à 2% (à 1σ) pour ces deux isotopes (cf. chapitre 4, §3.2.3.6.). L'incertitude affectant la mesure de calibration de puissance est donnée par l'équation suivante :

$$\frac{\Delta P_R}{P_R} = \sqrt{\left(\frac{\Delta f}{f}\right)^2 + \left(\frac{\Delta E_f'}{E_f'}\right)^2 + \left(\frac{\Delta C}{C}\right)^2 + \left(\frac{\Delta M_{eff}}{M_{eff}}\right)^2} \quad (2.75)$$

Il en résulte une incertitude en général comprise entre 3% et 5% à 1σ .

4.2.4. MESURES DE CHUTE DE BARRES (MESURE ABSOLUE DE REACTIVITE).

L'objectif de cette mesure est d'étalonner l'anti-réactivité introduite dans le cœur du réacteur par la chute (totale ou partielle) d'une des barres de contrôle/sûreté/pilotage du réacteur. Cette mesure a deux rôles principaux :

- c'est une mesure de sûreté effectuée au démarrage de chaque programme expérimental de manière à s'assurer que l'insertion d'une de ces barres suffit à arrêter la réaction en chaîne avec une marge de sécurité suffisante. La marge en question est définie par les règles d'exploitation du réacteur.
- c'est une mesure absolue de réactivité servant d'étalon aux mesures relatives de réactivité comme les méthodes MSM et MSA employées au sein du CEA [55].

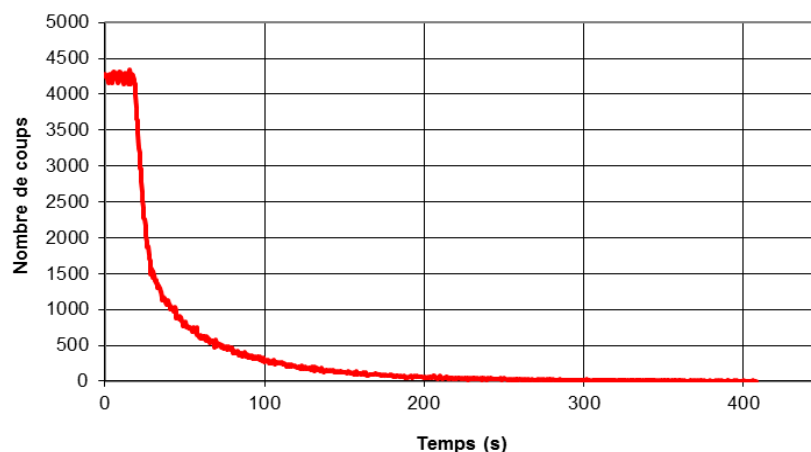
Partant d'un état critique avec la barre en position haute ou à la cote critique, l'opérateur fait chuter ou descendre rapidement cette barre entièrement ou partiellement. Le massif devient alors sous-critique et la population neutronique décroît jusqu'à se stabiliser à une valeur dépendant du facteur de multiplication du massif et de l'émission d'une éventuelle source de

neutrons externe. L'analyse de ce transitoire permet de déterminer la réactivité du cœur dans la position « barre chutée » et donc l'anti-réactivité introduite par l'insertion de la barre [8,10]. Les taux de comptages mesurés sont acquis en mode MCS. La puissance du réacteur avant de chuter la barre doit être telle que l'on ait à la fois sur l'ensemble des détecteurs des incertitudes statistiques sur les comptages pendant la chute et des corrections de temps mort aussi faibles que possibles. Ces conditions ne peuvent parfois pas être simultanément réunies sur l'ensemble des détecteurs. On doit alors répéter la mesure avec des puissances réacteurs initiales différentes.

On présente sur la figure 2.47 un exemple de mesure de chute de barre. Cette mesure a été faite sur le réacteur MINERVE grâce à l'électronique de mesure expérimentale en place en utilisant une chambre à fission de 4 mm de diamètre (n°2103 chargée avec 93 µg d' ^{235}U).

Le dépouillement des mesures se fait en utilisant le logiciel TMN (Traitement des Mesures Nucléaires) développé au sein du CEA [56]. Ce programme développé sous MATLAB permet le choix entre les différentes méthodes de dépouillement et le réglage des plages d'analyse. Ces dernières devront être choisies de manière à s'assurer de la répétabilité du processus de dépouillement d'une mesure à l'autre conformément au mode opératoire du logiciel. Les incertitudes affectant ce type de mesure sont typiquement estimées à 4% à 6% à 1σ [25]. L'essentiel de l'incertitude, 4% à 5%, provenant des incertitudes sur les données des neutrons retardés.

Figure 2.47 - Mesure de chute de barre réalisée sur le réacteur MINERVE



4.2.5. MESURES D'EFFET EN REACTIVITE PAR LA METHODE MULTIPLICATION DES SOURCES (MESURE RELATIVE DE REACTIVITE)

Cette technique de mesure permet, en utilisant les taux de comptages fournis par des chambres à fission placées en divers endroits à l'extérieur et à l'intérieur du cœur, de déterminer la variation de réactivité induite par une perturbation dans la zone expérimentale. Cette perturbation doit se faire à partir d'un état sous-critique et peut être par exemple l'ajout d'un absorbant de neutron dans le cœur ou un effet de vidange.

La méthode de Multiplication de Source Amplifiée (MSA) et sa version améliorée, la Multiplication de Source Modifiée (MSM) se basent sur l'hypothèse que, en régime sous-critique, les variations de réactivité sont liées aux variations de taux de fission, et par conséquent aux variations des taux de comptage émis par les chambres à fission [55].

Ces techniques sont des mesures relatives permettant de donner la variation de réactivité depuis un état sous-critique donné. Ainsi, afin de remonter à la réactivité totale du cœur

post-perturbation, il faut disposer de la réactivité totale pré-perturbation. Cette valeur s'obtient typiquement par une mesure absolue de réactivité, comme une chute de barre.

- Principe de la méthode MSA.

La méthode MSA est basée sur le modèle de la cinétique ponctuelle dans le cas d'un régime sous-critique entretenu par une source de neutrons. Les calculs permettent d'aboutir à la relation suivante, liant les deux réactivités et taux de fission dans le détecteur avant et après la perturbation [55] :

$$\rho_1 = \frac{R_0}{R_1} \rho_0 = \frac{C_0}{C_1} \rho_0 \quad (2.76)$$

Avec,

ρ_0 la réactivité initiale du cœur,
 ρ_1 la réactivité post-perturbation du cœur,
 R_0 le taux de fission initial dans le détecteur,
 R_1 le taux de fission post-perturbation dans le détecteur.
 C_0 le taux de comptage initial dans le détecteur,
 C_1 le taux de comptage post-perturbation dans le détecteur.

Cette méthode de mesure n'est malheureusement fiable que pour les faibles variations de réactivité. Cela est dû, entre autres, au modèle de la cinétique ponctuelle qui ne prend pas en compte les effets spatiaux [55].

- Principe de la méthode MSM.

Cette méthode ajoute à l'équation (2.76) un terme correctif, calculé, permettant de prendre en compte les effets spatiaux et de corriger le résultat dans le cas de fortes perturbations en réactivité [55]. De fait, l'équation (2.77) est utilisée.

$$\rho_1 = \frac{C_0}{C_1} \rho_0 \cdot f_{MSM} \quad (2.77)$$

Avec f_{MSM} le facteur de correction MSM.

L'incertitude d'une telle mesure est usuellement de l'ordre de 5% [25]. La majeure partie de cette incertitude provient de la valeur de réactivité initiale, obtenue typiquement par chute de barre, qui est de l'ordre de 4.5%. L'incertitude sur le facteur correctif MSM est de l'ordre de 1.5%. L'incertitude sur le taux de comptage est typiquement aux alentours de 1%.

4.2.6. MESURES DE TEMPS DE DOUBLEMENT.

La mesure du temps de doublement consiste à déterminer le temps nécessaire pour que la puissance du réacteur soit multipliée par un facteur 2. Pour ce faire le réacteur est placé dans un état surcritique grâce au retrait de la barre de pilotage et à son maintien en position haute.

Cette mesure est réalisée à chaque fois que l'on diverge le réacteur. Il s'agit à la fois :

- d'une mesure de routine permettant de s'assurer que l'état du cœur n'a pas changé d'un jour à l'autre (le temps de doublement doit alors être le même),
- d'une mesure permettant de remonter à la réactivité libérée par la barre de pilotage lorsqu'elle passe de la cote critique à la position haute. Lorsqu'un réacteur est placé

dans un état surcritique stable, l'évolution de la puissance neutronique est exponentielle :

$$P(t) = P_0 e^{\frac{\ln(2) \cdot t}{T_d}} \quad (2.78)$$

Avec :

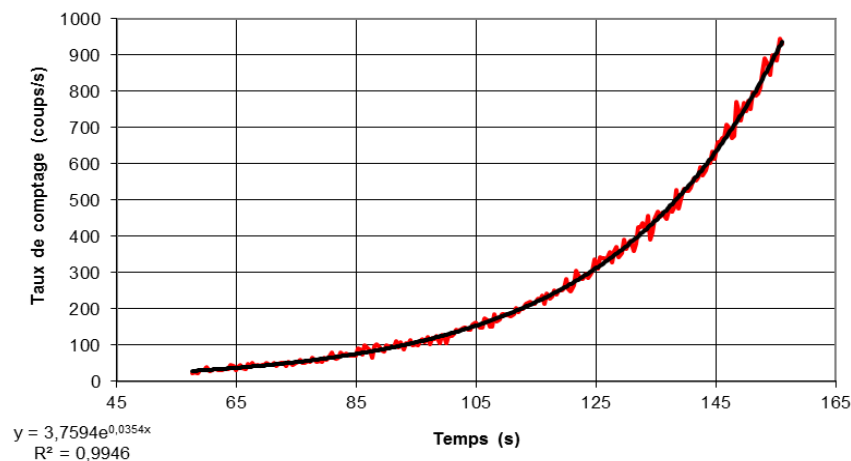
P_0 la puissance initiale au début de la divergence,
 T_d le temps de doublement.

Afin de déterminer le temps de doublement, on enregistre l'évolution du taux de comptage qui est proportionnel à la population neutronique et donc à la puissance du réacteur. Cette mesure est faite en mode MCS et doit donc être corrigée du temps mort. Une évolution typique de taux de comptage lors d'une divergence est donnée figure 2.48. Cette mesure a été faite sur le réacteur MINERVE grâce à l'électronique de mesure expérimentale en place en utilisant une chambre à fission de 4 mm de diamètre (n°2103 chargée avec 93 µg d'²³⁵U). A partir de cette mesure, deux options sont possibles pour le dépouillement :

- le logiciel Excel peut être utilisé pour y faire correspondre une courbe exponentielle. De cette façon on remonte à la valeur du temps de doublement. Cependant cette méthode n'intègre pas de calcul d'incertitude,
- le logiciel TMN (Traitement des Mesures Nucléaire) [56], développé par le CEA, peut également être utilisé, comme pour les mesures de chute de barre. Il a l'intérêt d'effectuer, contrairement à Excel, le traitement des incertitudes de mesure.

L'incertitude de mesure dépend essentiellement du taux de comptage en sortie de la chaîne de mesure et donc du détecteur utilisé. Elle est en général comprise entre 0.3% et 1% à 1σ [25].

Figure 2.48 - Mesure de temps de doublement réalisée sur le réacteur MINERVE



4.2.7. MESURES D'INDICE DE SPECTRE.

Un indice de spectre (IS) est le rapport de deux sections efficaces moyennées sur le même flux neutronique local. L'une de ces sections est considérée comme une référence (typiquement les sections efficaces de fission de l'²³⁵U et du ²³⁹Pu), l'autre est une section efficace quelconque dite « d'intérêt ». L'équation (2.79) donne l'expression physique d'un indice de spectre dans le cas général.

$$IS = \frac{\overline{\sigma^a}}{\overline{\sigma^r}} = \frac{\int_E \sigma^a(E)\phi(E)dE}{\int_E \sigma^r(E)\phi(E)dE} \quad (2.79)$$

Avec :

σ les sections efficaces des réactions considérées,
 ϕ la distribution énergétique du flux neutronique au point de mesure,
 les éléments indicés « r » correspondent à l'isotope de référence,
 les éléments indicés « a » correspondent à l'isotope d'intérêt.

Suivant les isotopes utilisés, un indice de spectre fournit une information directe sur le spectre neutronique présent dans la zone expérimentale. Ainsi, l'utilisation d'un ensemble d'isotopes interagissant de façon complémentaire avec les neutrons suivant leur énergie permet à l'utilisateur de reconstruire une image de leur distribution énergétique au point de mesure. Par conséquent, les indices de spectre sont considérés comme un des paramètres clef permettant de caractériser un massif [24]. Ils jouent également un rôle déterminant dans l'amélioration des bibliothèques de données nucléaires [57].

D'un point de vue pratique, on procède à la mesure d'indice de spectre en mesurant indépendamment les taux de fission des deux isotopes choisis dans le milieu expérimental. Pour ce faire, il existe deux possibilités :

- les mesures par dosimètre,
- les mesures par chambre à fission.

Dans le cadre de ce mémoire, seules les mesures par chambre à fission sont abordées. Ces mesures ont pour limitation, par rapport aux dosimètres, de ne concerner que les indices de spectre impliquant des sections efficaces de fission. Cependant, elles permettent de faire des mesures en ligne contrairement aux dosimètres qui nécessitent une lecture post-irradiation. Elles peuvent en outre être utilisées, dans le cas d'un réacteur expérimental, sans risque « d'usure » de leur dépôt et ce pour de nombreuses années.

La mesure d'indice de spectre nécessite l'utilisation de détecteurs calibrés. Deux méthodes de calibration sont couramment utilisées au SPEX, la méthode de calibration absolue par masse effective et la méthode de calibration relative par taux de comptage. Les opérations de calibrations sont à l'heure actuelle réalisées par le SPEX sur le réacteur BR1 du SCK•CEN de Mol.

- **Calibration en masse effective.**

La donnée de calibration est la masse effective du dépôt des chambres à fission utilisées pour ce type de mesure d'indice de spectre. Pour rappel, il s'agit du produit de la masse d'isotope principal par le rendement de détection. Dans ce cas, la valeur de l'indice de spectre est évaluée en utilisant la formule donnée par :

$$IS = \frac{\overline{\sigma^a}}{\overline{\sigma^r}} = \frac{M_r A_a C_a}{M_a A_r C_r} - \sum_{i \neq a} \frac{\overline{\sigma^i} N_i}{\overline{\sigma^r} N_a} \quad (2.80)$$

Avec :

M_a la masse effective de la chambre à fission contenant l'isotope d'intérêt,
 M_r la masse effective de la chambre à fission contenant l'isotope de référence,
 A_a la masse atomique de l'isotope d'intérêt,
 A_r la masse atomique de l'isotope de référence,

C_a le taux de comptage affiché en sortie de la chaîne de mesure impliquant l'isotope d'intérêt,
 C_r le taux de comptage affiché en sortie de la chaîne de mesure impliquant l'isotope de référence,
 N_i/N_a l'enrichissement de l'impureté i dans le dépôt contenant l'isotope d'intérêt,
 $\bar{\sigma}_i/\bar{\sigma}_r$ l'indice de spectre impliquant l'impureté i par rapport à l'isotope de référence.

Cette formule fait apparaître les indices de spectres relatifs aux impuretés « i » de la chambre à fission contenant l'isotope d'intérêt. Afin de résoudre cette équation il est possible de passer par le calcul ou par la mesure, en faisant intervenir des chambres à fission complémentaires, comme pour les mesures de taux de réaction. L'incertitude expérimentale théorique est donnée par l'équation (2.81) et résulte d'un calcul de propagation d'incertitude [49]. La convention de sommation d'Einstein est utilisée pour écrire cette équation [58]. L'incertitude dépend fortement du milieu expérimental et des détecteurs utilisés. On l'estime en général comprise entre 3% et 8%. Les sources principales d'incertitude concernent les données de calibration (1.5% à 2.5%), les incertitudes sur la composition isotopique du dépôt (jusqu'à ~4%) et les taux de comptage (~1%).

$$\left(\frac{\Delta IS}{IS}\right)^2 = \left(\frac{IS + E_i \sigma_i}{IS}\right)^2 \left[\left(\frac{\Delta m}{m}\right)^2 + \left(\frac{\Delta C}{C}\right)^2 \right] + \left(\frac{E_i \sigma_i}{IS}\right)^2 \left[\left(\frac{\Delta \sigma_i}{\sigma_i}\right)^2 + \left(\frac{\Delta E_i}{\varepsilon_i}\right)^2 \right] \quad (2.81)$$

Avec,

$$E_i = N_i/N_a,$$

$$\sigma_i = \bar{\sigma}_i/\bar{\sigma}_r,$$

$$m = \frac{M_r A_a}{M_a A_r},$$

$$C = C_d/C_r,$$

- **Calibration en taux de comptage.**

Le taux de comptage des deux détecteurs utilisés pour la mesure d'indice doit au préalable avoir été mesuré dans un milieu de calibration. Ces taux de comptage sont les données de calibration utilisées pour ce type de mesure d'indice de spectre. La formule mise en œuvre pour calculer la valeur expérimentale de l'indice de spectre est donnée par :

$$\frac{\bar{\sigma}_a}{\bar{\sigma}_r} = \frac{C_a/C_r}{(C_a/C_r)_c} \left(\frac{N_a^c \bar{\sigma}_a^c}{N_a \bar{\sigma}_r^c} + \sum_{i \neq a} \frac{N_i^c \bar{\sigma}_i^c}{N_a \bar{\sigma}_r^c} \right) - \sum_{i \neq a} \frac{N_i \bar{\sigma}_i}{N_a \bar{\sigma}_r} \quad (2.82)$$

Les mêmes notations que précédemment sont utilisées. Cette formule fait également intervenir les données caractérisant le milieu de calibration, à savoir :

$\bar{\sigma}_r^c$ la section efficace moyenne de l'isotope de référence dans le spectre de calibration.

$\bar{\sigma}_a^c$ la section efficace moyenne de l'isotope d'intérêt dans le spectre de calibration.

C_r^c le taux de comptage obtenu avec la chambre à fission de référence dans le spectre de calibration,

C_a^c le taux de comptage obtenu avec la chambre à fission contenant l'isotope d'intérêt dans le spectre de calibration,

N_a^c le nombre de noyaux d'isotope d'intérêt contenu dans la chambre à fission lors de l'étalonnage,

N_i^c le nombre de noyaux de l'impureté i contenu dans la chambre à fission lors de l'étalonnage,

Il est fondamental que l'étape de calibration se fasse dans un milieu où la distribution énergétique des neutrons est connue. Pour ce faire on utilise typiquement la colonne thermique d'un réacteur expérimental (le spectre neutronique est alors supposé être un spectre de Maxwell).

L'incertitude de mesure théorique prend la forme donnée par l'équation (2.83) et résulte d'un calcul de propagation d'incertitude [49]. La convention de sommation d'Einstein est utilisée pour l'écriture de cette équation [58]. L'incertitude dépend fortement du milieu expérimental et des détecteurs utilisés. On l'estime en général comprise entre 2% et 6%. Les sources principales d'incertitude concernent les données de calibration (~1%), les incertitudes sur la composition isotopique du dépôt (jusqu'à ~4%) et les taux de comptage (~1%).

$$\begin{aligned} \left(\frac{\Delta S}{S}\right)^2 = & \left(\frac{S + E_i \bar{\sigma}_i}{S}\right)^2 \left(\frac{\Delta C}{C}\right)^2 + \left(\frac{CE_a \sigma_{a,c}}{S}\right)^2 \left[\left(\frac{\Delta E_a}{E_a}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \sigma_{a,c}}{\sigma_{a,c}}\right)^2 \right] \\ & + \left(\frac{CE_i \sigma_{i,c}}{S}\right)^2 \left[f(E) \left(\frac{\Delta E_{i,c}}{E_{i,c}}\right)^2 + f(\sigma) \left(\frac{\Delta \sigma_{a,c}}{\sigma_{a,c}}\right)^2 \right] \\ & + \left(\frac{E_i \sigma_i}{S}\right)^2 \left[f(E) \left(\frac{\Delta E_i}{E_i}\right)^2 + f(\sigma) \left(\frac{\Delta \sigma_i}{\sigma_i}\right)^2 \right] \\ & + f(E) \left(\frac{S - CE_a \sigma_{a,c}}{S}\right)^2 \left(\frac{\Delta E_i}{E_i}\right)^2 \end{aligned} \quad (2.83)$$

Avec :

$$C = \frac{C_a / C_r}{(C_a / C_r)_c}, \quad E_{i,c} = \frac{N_i^c}{N_a^c}, \quad E_a = \frac{N_a^c}{N_a^c}, \quad E_i = \frac{N_i}{N_a}, \quad \sigma_i = \frac{\bar{\sigma}_i}{\bar{\sigma}_r}, \quad \sigma_{i,c} = \frac{\bar{\sigma}_i^c}{\bar{\sigma}_r^c}, \quad \sigma_{a,c} = \frac{\bar{\sigma}_a^c}{\bar{\sigma}_r^c},$$

$f(E) = 0$ si $E_{i,c} = E_i$ et 1 sinon.

$f(\sigma) = 0$ pour $i = r$ et 1 sinon.

5. RETOUR D'EXPERIENCE DES MESURES PAR CHAMBRE A FISSION AU SPEX.

Au cours de ces dix dernières années le SPEX a non seulement structuré le processus de préparation et réalisation de ses programmes expérimentaux [6] mais aussi sa démarche d'amélioration de ses pratiques de réalisation et de dépouillement des mesures. Cette démarche s'est déclinée autour de plusieurs plans d'action successifs, visant à la maîtrise et à la réduction des incertitudes associées aux résultats de mesure, à l'origine en particulier de l'émission de plusieurs documents « Etat de l'art » ainsi qu'au lancement de plusieurs thèses [7, 8, 9, 10, 11, 12]. L'analyse des problématiques liées aux mesures par chambre à fission en particulier ont ainsi permis de définir les axes de travail de cette thèse qui touchent :

- à l'optimisation des mesures d'indice de spectre,
- à l'amélioration de l'électronique de mesure et des post-traitements associés,
- à l'étude de deux paramètres intrinsèques de la chambre à fission : la pression du gaz de remplissage et l'épaisseur du dépôt.

5.1. ETAT DES LIEUX SUR LES MESURES PAR CHAMBRES A FISSION AU SPEX.

Des questions fondamentales, ayant trait au comportement des chambres à fission miniatures se sont posées au cours des dernières années :

- la forme de certains spectres PHA que l'on n'explique pas. A titre d'exemple, on montre sur les figures 2.49 et 2.50 deux spectres PHA présentant des vallées inhabituellement hautes. A contrario, on montre sur la figure 2.51 un spectre PHA de bonne qualité,

Figure 2.49 - Spectre PHA de la chambre à fission 2235 chargée avec 1200 μ g d'²³⁸U

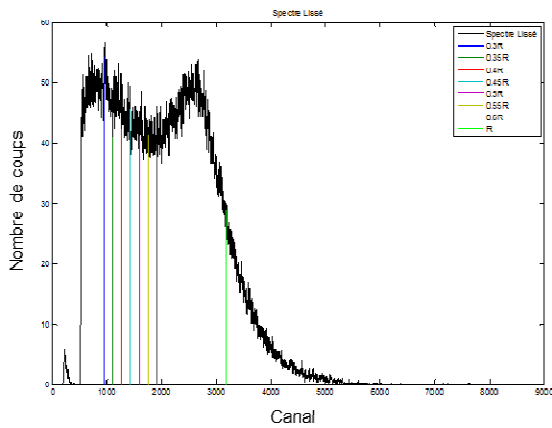


Figure 2.50 - Spectre PHA de la chambre à fission 2236 chargée avec 928 μ g de ²³⁷Np

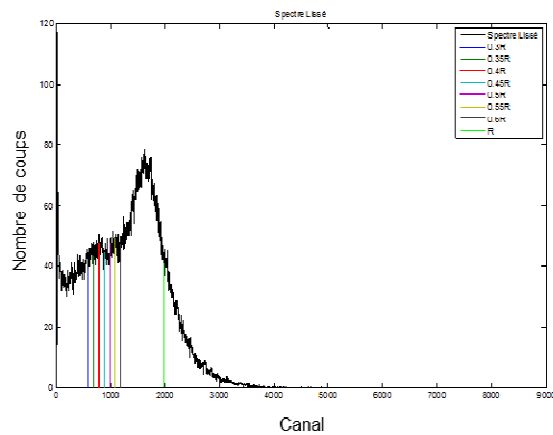
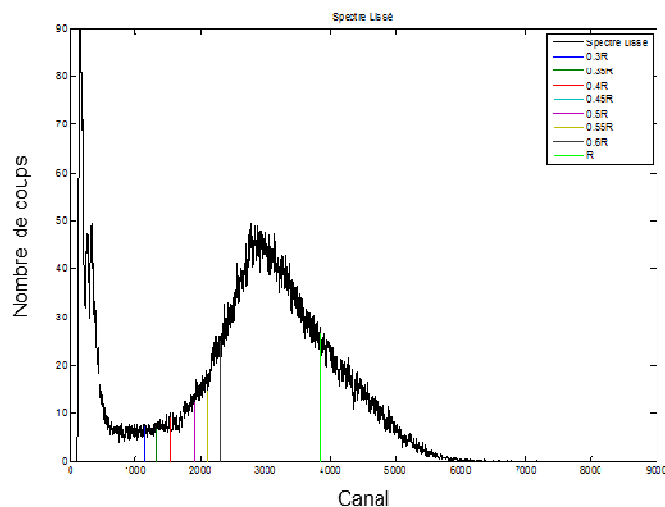
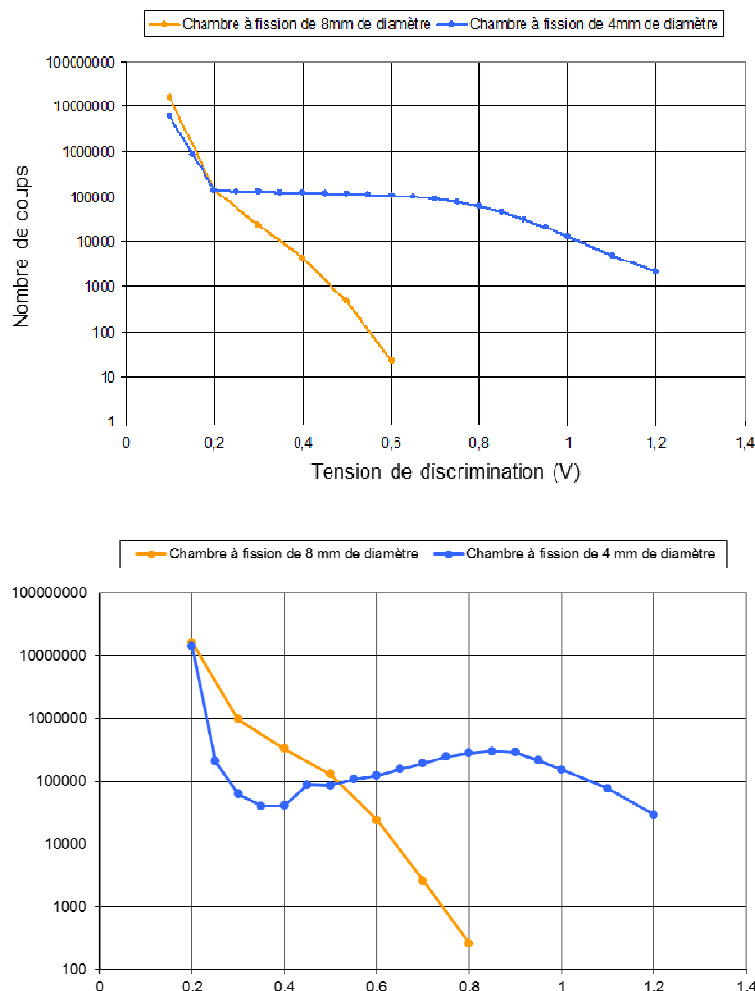


Figure 2.51 - Spectre PHA de la chambre à fission 2232 chargée avec 25 μ g d'²³⁵U



- le mauvais fonctionnement des chambres à fission de 8 mm de diamètre avec les électroniques utilisant des préamplificateurs de courant. On présente figure 2.52 une courbe de discrimination et un spectre PHA de chambre à fission 8 mm mesurée avec une telle électronique. On présente sur les mêmes courbes des mesures réalisées dans les mêmes conditions mais avec une chambre à fission de 4 mm de diamètre. On constate que le plateau de discrimination a une pente bien plus forte dans le cas de la chambre à fission de 8 mm, ce qui se traduit par une vallée totalement absente du spectre PHA correspondant. Il en résulte une sensibilité plus grande du taux de comptage au seuil de discrimination choisi et des taux de comptage plus faibles à masses de dépôt égales, ce qui se traduit par des incertitudes de mesure plus élevées. Ainsi, les chambres à fission de 8 mm de diamètre ne sont en général pas utilisées avec ce type d'électronique. On utilise donc une électronique utilisant un préamplificateur de charge qui, du fait du phénomène de temps mort, limite le taux de comptage maximum pouvant être traité,

Figure 2.52 - Courbe de discrimination (haut) et spectre PHA (bas) obtenue grâce à une électronique fonctionnant avec un préamplificateur de courant de type ADS 7820 CANBERRA pour une chambre à fission de 4 mm de diamètre et de 8 mm de diamètre



- l'impact du gaz de remplissage sur les mesures qui n'a pas été mesuré pour les détecteurs actuellement en utilisation,
- la lenteur de l'électronique de mesure fonctionnant avec un préamplificateur de charge équipant actuellement les réacteurs EOLE et MINERVE.

Des éléments de réponse à la première problématique se trouvent dans les travaux de M. Guery [59] qui a montré expérimentalement que la hauteur de la vallée d'un spectre PHA est un paramètre principalement influencé par l'épaisseur du dépôt. Ces travaux de thèse se proposent de qualifier ce phénomène par un modèle analytique qui est confronté aux mesures réalisées en réacteur. Cette thématique est développée dans le chapitre 3.

La deuxième question qui est soulevée peut s'expliquer par la distance inter-électrodes de la chambre à fission de 8 mm, plus grande que dans le cas de la chambre à fission de 4 mm (d'un facteur cinq environ, cf. annexe 2). Il en résulte un temps de collection des charges plus long, donc un courant de sortie plus faible. Il est en théorie possible d'accélérer la collection des charges en diminuant la pression de remplissage du détecteur. Cette hypothèse a motivé la réalisation d'expérimentations sur le réacteur MINERVE dans le but de la vérifier.

Le troisième point rejoint le précédent. L'influence de la pression et de la nature du gaz de remplissage a été étudiée pour les mesures utilisant un préamplificateur de charge. Ces deux axes d'amélioration sont explorés dans le chapitre 3.

Le quatrième et dernier point concerne les performances de l'électronique de mesure équipant actuellement les réacteurs EOLE et MINERVE. Il s'agit d'une électronique utilisant un préamplificateur de charge pouvant fonctionner en mode MCS et PHA. L'objectif d'une mesure par chambre à fission est de remonter au nombre de fission ayant eu lieu dans le dépôt par l'intermédiaire du taux de comptage. Il est donc primordial que cette grandeur soit connue avec précision. Ainsi, il faut minimiser autant que possible les pertes de signal par temps mort. Des mesures préliminaires réalisées sur le réacteur MINERVE permettent de tracer l'évolution du taux de comptage MCS et PHA en fonction du taux de comptage réel (ou attendu) et de la proportion de temps mort de la chaîne PHA en fonction du taux de comptage mesuré. Les résultats de mesure sont donnés dans les figures 2.53, 2.54 et 2.55.

On constate que la proportion de temps mort est élevée pour les taux de comptage typiquement atteints lors des expérimentations (plusieurs dizaines de milliers de coups/s). On constate également des pertes de comptages fortes en mode MCS qui impliquent une correction approximative pour les plus forts taux de comptage (écart de 4.3% supérieur aux incertitudes estimée pour cette mesure à 1.05% à 1σ).

Ces considérations motivent la mise à jour des chaînes de mesure actuelle par des modèles plus modernes. Le test, l'analyse et la qualification des solutions de remplacement potentielles sont détaillés au chapitre 4.

Figure 2.53 - Evolution du taux de comptage MCS fourni par la chaîne de mesure équipant actuellement EOLE et MINERVE en fonction du taux de comptage réel (ou attendu)

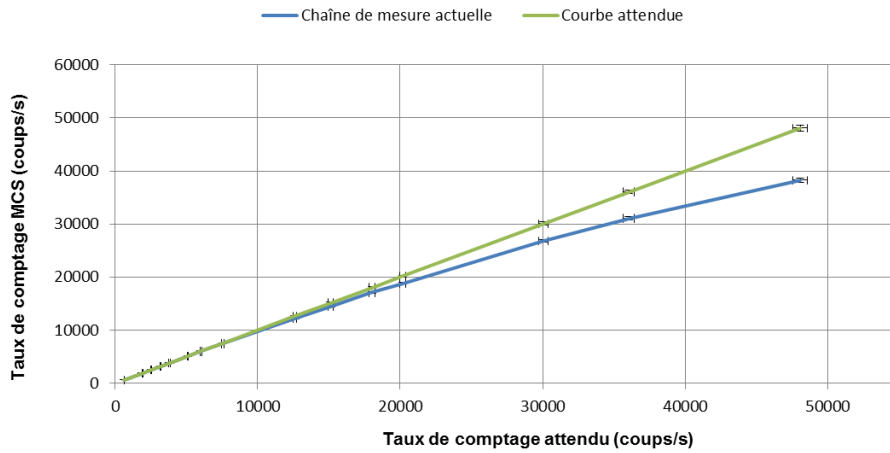


Figure 2.54 - Evolution du taux de comptage PHA fourni par la chaîne de mesure équipant actuellement EOLE et MINERVE en fonction du taux de comptage réel (ou attendu)

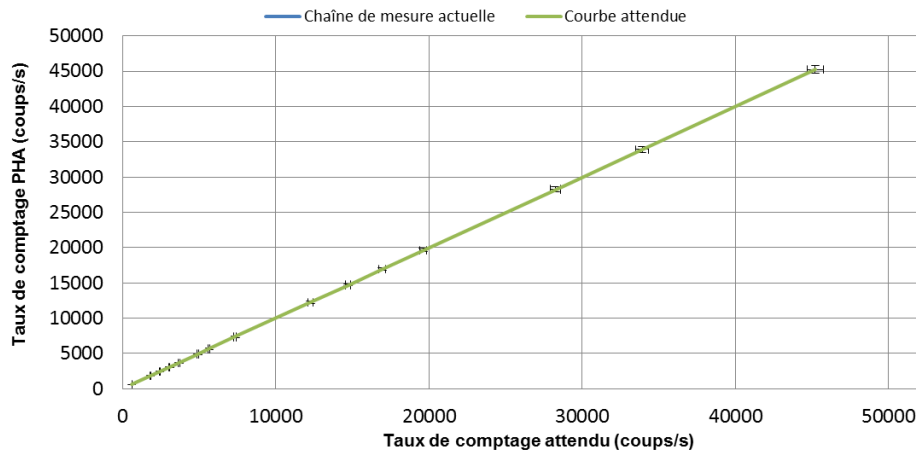
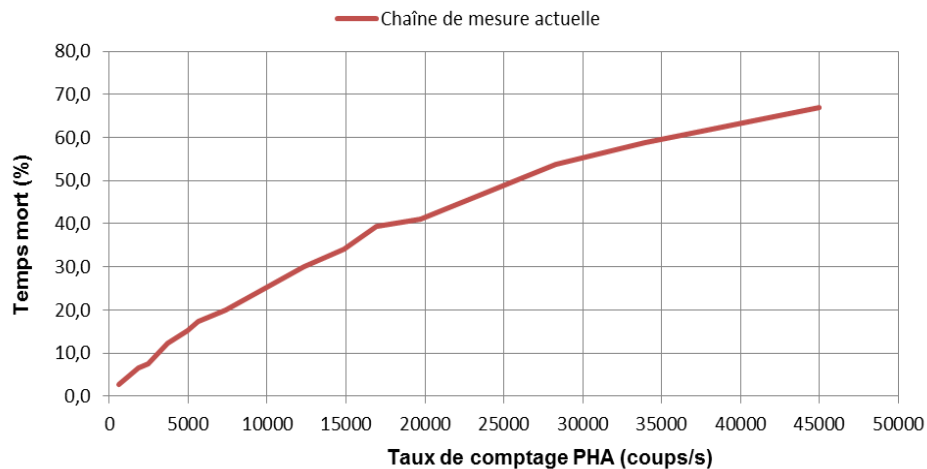


Figure 2.55 - Evolution de la proportion de temps mort affectant la correction de temps actif de la chaîne de mesure équipant actuellement les réacteurs EOLE et MINERVE



5.2. MESURES D'INDICE DE SPECTRE SUR LE REACTEUR MINERVE CHARGE AVEC LA CONFIGURATION R1-UO2 EN 2004.

En 2004 des mesures d'indices de spectre (relatifs à la réaction de fission induites) $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$, $^{239}\text{Pu}/^{235}\text{U}$, $^{240}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$, $^{241}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$, $^{242}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$ et $^{237}\text{Np}/^{239}\text{Pu}$ ont été réalisées sur le réacteur MINERVE chargé avec le massif MELODIE en configuration R1-UO2.

Ces indices, acquis au centre de la zone expérimentale au plan médian combustible (cf. annexe 3), ont été dépouillés en utilisant des données de calibration en taux de comptage (provenant de la cavité thermique du réacteur BR1 et de la colonne thermique du réacteur HARMONIE¹) et en masse effective (provenant du dispositif Mark III du réacteur BR1). Les mesures ont été comparées à trois résultats de calculs différents, à savoir ceux obtenus avec :

- le code TRIPOLI4 couplé à la bibliothèque de données nucléaires JEF2.2,
- le code MCNP4C2 couplé à la bibliothèque de données nucléaires JEF2.2,
- le code MCNP4C2 couplé à la bibliothèque de données nucléaires ENDF-B6.2.

Les résultats de ces calculs sont présentés dans le tableau 2.11. Les mesures d'indice de spectre sont données dans le tableau 2.12 pour les trois types de données de calibration. Enfin, le tableau 2.13 donne l'écart entre le calcul et l'expérience (noté (C-E)/E) pour tous les résultats.

Tableau 2.11 – Résultats de calculs d'indices de spectre pour différents codes et bibliothèques de données nucléaires. Les valeurs d'incertitudes correspondent à la convergence statistique des calculs Monte Carlo.

Indice	MCNP4C2 + ENDF-B6.8		MCNP4C2 + JEF2.2		TRIPOLI4 + JEF2.2	
	Valeur	Incertitude	Valeur	Incertitude	Valeur	Incertitude
$^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$	1.33E-03	2.26%	1.37E-03	2.23%	1.44E-03	1.18%
$^{239}\text{Pu}/^{235}\text{U}$	1.94E+00	2.50%	1.95E+00	2.48%	1.98E+00	1.37%
$^{240}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$	4.27E-03	2.18%	4.50E-03	2.15%	4.81E-03	1.18%
$^{241}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$	1.14E+00	2.41%	1.14E+00	2.39%	1.13E+00	1.32%
$^{242}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$	2.98E-03	2.07%	3.26E-03	2.17%	3.37E-03	1.16%
$^{237}\text{Np}/^{239}\text{Pu}$	3.55E-03	2.05%	3.60E-03	2.05%	3.74E-03	1.10%

Tableau 2.12 – Résultats de mesure d'indices de spectre pour différentes sources de données d'étalonnage.

Indice	Masse effective Mol		Taux de comptage Mol		Taux de comptage Harmonie	
	Mesure	Incertitude	Mesure	Incertitude	Mesure	Incertitude
$^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$	2.13E-03	15.70%	1.12E-03	8.20%	1.55E-01	6.30%
$^{239}\text{Pu}/^{235}\text{U}$	1.94E+00	3.20%	1.91E+00	1.20%	1.91E+00	1.20%
$^{240}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$	4.97E-03	12.80%	4.01E-03	4.10%	4.41E-03	3.90%
$^{241}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$	1.15E+00	3.90%	1.13E+00	1.30%	1.11E+00	1.30%
$^{242}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$	3.85E-03	18.20%	2.18E-03	7.60%	2.58E-03	8.20%
$^{237}\text{Np}/^{239}\text{Pu}$	3.83E-03	3.60%	-	-	-	-

¹ Réacteur du CEA/Cadarache aujourd'hui utilisé de 1965 à 1995. De faible puissance, il était destiné à l'étalonnage de détecteurs et à l'étude des propriétés de divers matériaux entrant dans la fabrication des réacteurs à neutrons rapides.

Tableau 2.13 - Synthèse des écarts calcul expérience observés

Indice	(C-E)/E MCNP4C2 + ENDF-B6.8			(C-E)/E MCNP4C2 + JEF2.2		
	Comptage BR1	Comptage HARMONIE	Masse effective BR1	Comptage BR1	Comptage HARMONIE	Masse effective BR1
$^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$	28.10%	-7.40%	-32.60%	22.20%	-11.70%	-35.70%
$^{239}\text{Pu}/^{235}\text{U}$	3.60%	3.70%	2.10%	1.70%	1.80%	0.20%
$^{240}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$	19.90%	9.10%	-3.20%	12.20%	2.10%	-9.50%
$^{241}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$	-0.70%	1.60%	-2.30%	0.50%	2.70%	-1.20%
$^{242}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$	54.40%	30.50%	-12.60%	49.60%	26.40%	-15.30%
$^{237}\text{Np}/^{239}\text{Pu}$	-	-	-2.40%	-	-	-5.90%

Indice	(C-E)/E TRIPOLI4 + JEF2.2		
	Comptage BR1	Comptage HARMONIE	Masse effective BR1
$^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$	18.50%	-14.40%	-37.70%
$^{239}\text{Pu}/^{235}\text{U}$	1.40%	1.50%	-0.10%
$^{240}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$	6.50%	-3.20%	-14.10%
$^{241}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$	0.50%	2.80%	-1.10%
$^{242}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$	36.60%	15.40%	-22.70%
$^{237}\text{Np}/^{239}\text{Pu}$	-	-	-7.40%

A la lumière de ces résultats, plusieurs constatations ont été faites en 2004 :

- Les résultats concernant les mesures d'indices de spectre impliquant uniquement des isotopes fissiles sont satisfaisants pour toutes les données de calibration et pour tous les couples code de calcul / bibliothèque de données nucléaires utilisés.
- Les résultats concernant les mesures d'indice de spectre impliquant des isotopes fertiles dépendent fortement des données de calibration utilisées. Les résultats dépouillés en masse effective sont en général cohérents avec le calcul au contraire des résultats dépouillés en taux de comptage.

A l'époque les résultats non satisfaisants ont été imputés à :

- une maîtrise parfois approximative de la composition isotopique des dépôts fissiles des chambres à fission. Notamment pour les chambres à fission d'isotope principal fertile contenant des impuretés fissiles. C'est par exemple le cas des chambres à fission U_{nat} utilisée pour la mesure de l'indice de spectre $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$.
- une précision insuffisante sur la connaissance de la distribution énergétique des neutrons dans les colonnes thermiques utilisées pour les calibrations en taux de comptage.
- une électronique de mesure ancienne fournissant une correction de temps actif déficiente et une gestion incomplète des empilements de bruit.

Suite à ces considérations, il a été décidé, dans le cadre de ces travaux de thèse, de procéder à plusieurs actions :

- utiliser les chambres à fission nouvellement fabriquées pour refaire certaines mesures d'indice de spectre, en particulier l'indice $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$. La composition isotopique du dépôt de ces chambres est connue avec des incertitudes bien plus faibles qu'en 2004. Cette action est décrite dans le chapitre 5,

- calibrer ces nouvelles chambres à fission sur le réacteur BR1 (calibration en masse effective et en taux de comptage) et grâce aux moyens expérimentaux du SPEX (colonne thermique de MINERVE). Cette action sera détaillée dans le chapitre 5,
- mettre à niveau l'électronique de mesure utilisée par le SPEX. Cette action est abordée dans le chapitre 4.

5.3. MESURES DE CHUTE DE BARRE SUR LE REACTEUR MASURCA EN 2006.

Dans le cadre du programme Cœur-gaz réalisée sur le réacteur MASURCA en 2006, plusieurs mesures de poids de barres ont été réalisées avec un ensemble de douze détecteurs de différents types (chambres à fission de dimensions variées et compteur à dépôt de bore).

La correction de temps mort décrite précédemment dans ce chapitre s'est montrée efficace dans la plupart des cas, mais montre ses limites pour trois détecteurs en particuliers, dénommés H, J et L, de type chambre à fission (H et L) et compteur à dépôt de bore (J). Les figures 2.56 et 2.57 présentent, à titre d'illustration, les taux de comptages bruts, attendus et corrigés mesurés avec les détecteurs L et J.

Figure 2.56 - Diagramme neutronique du détecteur L (taux de comptage mesuré en fonction du taux de comptage réel)

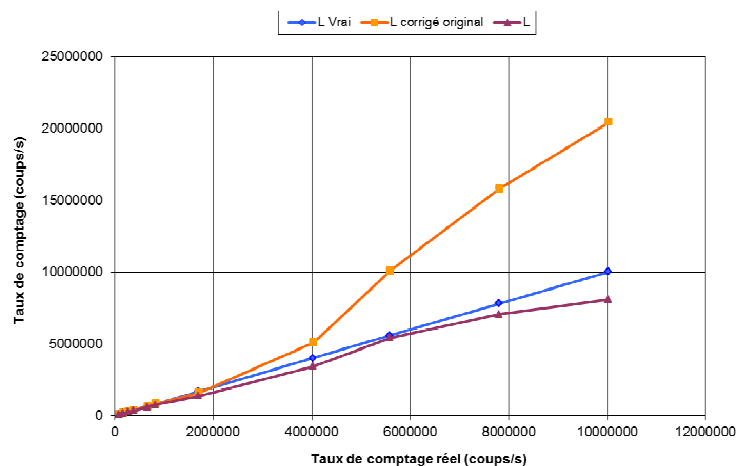
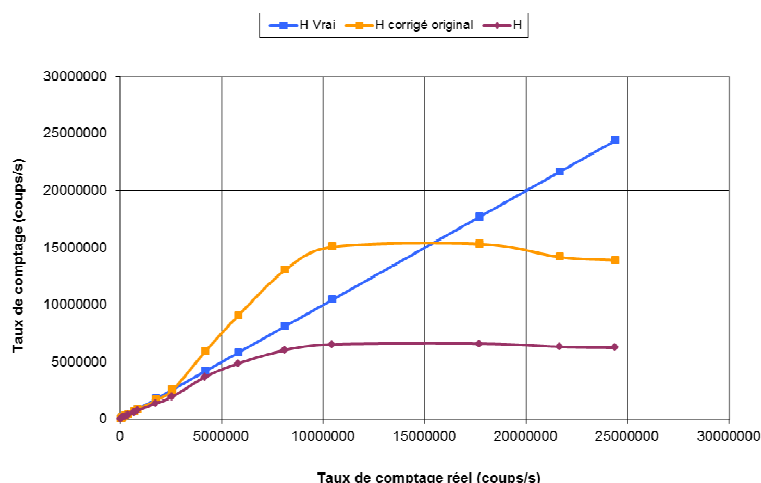


Figure 2.57 - Diagramme neutronique du détecteur H (taux de comptage mesuré en fonction du taux de comptage réel)



On peut observer que les valeurs corrigées sont très loin des valeurs attendues. Cela est dû au taux de comptage trop élevé de ces détecteurs du fait de leur positionnement (proche des maxima de flux) ou de leur nature (type de dépôt). De fait, la déficience de la correction se répercute sur les comptages MCS à corriger et se constate sur les résultats des mesures. On présente dans le tableau 2.14 les écarts présentés par les détecteurs H, J et K avec la moyenne expérimentale pour deux mesures de chute de barre.

On peut constater que les résultats apportés par les détecteurs H, J et L sont éloignés des résultats apportés par les autres détecteurs (l'écart type à 1σ étant estimé entre 0.1% et 2%), la correction de temps mort, déficiente, apportant un biais. Dans la suite, nous aborderons dans le chapitre 4 une méthode de correction de temps mort innovante, développée dans le cadre de ces travaux thèse, permettant en théorie d'améliorer ces résultats.

Tableau 2.14 - Bilan des résultats de mesures de chute de barre pour les détecteurs H, J et K

Mesure 236			
Détecteur	Valeur de réactivité (cents)	Ecart à la moyenne (%)	Proportion de temps mort avant la chute (%)
H	-27.00	-4.0	4
J	-22.01	-27.5	60
K	-26.81	-4.7	2.5
Mesure 377			
Détecteur	Valeur de réactivité (cents)	Ecart à la moyenne (%)	Proportion de temps mort avant la chute (%)
H	-28.75	-4.6	20
J	--	--	100
K	-28.44	-5.7	17

6. CONCLUSION.

Ce chapitre aura permis de faire le point sur les mesures neutroniques, en particulier par chambre à fission. Les processus physiques associés à la création et au traitement du signal ainsi que les post-traitements utilisés pour remonter aux grandeurs physiques d'intérêt ont été détaillés. Une synthèse des différentes sources d'incertitudes affectant les mesures par chambre à fission et en particulier les mesures de taux de comptage a été réalisée. On rappelle par ailleurs dans le tableau 2.15 ci-dessous les ordres de grandeurs des incertitudes typiquement rencontrées lors des mesures de taux de comptage. A partir de cette synthèse et en tenant compte du retour d'expérience du SPEX sur les mesures par chambre à fission au cours des dix dernières années, des axes d'études ont pu être dégagés.

Tableau 2.15 - Valeur d'incertitude typique des paramètres affectant l'incertitude globale sur le taux de comptage. Les modes MCS et PHA sont affectés par des paramètres différents. Les paramètres exclusifs à chaque mode sont indiqués

Paramètre	Valeur d'incertitude typique du paramètre (1σ)
Paramètres liés au détecteur et aux conditions expérimentales	
Pression de remplissage	A quantifier
Positionnement	$\sim < 1\%$
Paramètres liés à l'électronique de mesure	
Seuil de discrimination (MCS)	$\sim < 0.1\%$
Tension de polarisation (MCS)	$\sim 0.2\%$
Paramètres liés au post-traitement	
Post-traitement correctif du temps mort (MCS)	$\sim 1\%$
Temps de mesure	$\sim 0\%$
Dépouillement (PHA)	$\sim 0.5\%$
Correction de temps actif (PHA)	$\sim 0\%$
Statistique	$\sim 0.3\%$

Dans un premier temps, on s'est intéressé à l'influence des paramètres intrinsèques du détecteur sur les mesures. Deux paramètres ont été identifiés : l'épaisseur du dépôt fissile et le gaz de remplissage. Chaque paramètre fait l'objet d'une étude séparée abordée dans le chapitre 3.

Motivé par la perspective d'une mise à niveau prochaine des chaînes de mesures équipant les réacteurs EOLE et MINERVE, différentes possibilités de remplacement ont été identifiées puis testées. Ces résultats sont détaillés dans le chapitre 4. Ce chapitre est également l'occasion de présenter la nouvelle méthodologie de correction de temps mort développée au cours de la thèse et de quantifier les améliorations qu'elle apporte.

Enfin, le dernier axe de travail consiste en une optimisation des mesures d'indice de spectre. Cette étude inclut un passage en revue des différents paramètres influençant la mesure d'indice de spectre et l'optimisation de leur acquisition. L'impact de ce travail est ensuite étudié :

- dans un premier temps, en considérant les données acquises lors d'une nouvelle série d'acquisitions réalisée en 2009/2010 sur le réacteur MINERVE,
- dans un second temps avec la reprise de la campagne de mesure de 2004, elle aussi réalisée sur le réacteur MINERVE.

Ces investigations sont l'objet du chapitre 5.

**CHAPITRE 3 : OPTIMISATION DES PARAMETRES
INTRINSEQUES DU DETECTEUR.**

CHAPITRE 3 : OPTIMISATION DES PARAMETRES INTRINSEQUES DU DETECTEUR.

1. INTRODUCTION.

Cette partie a pour objectif d'étudier l'influence sur les mesures de deux paramètres intrinsèques du détecteur : l'épaisseur du dépôt fissile et le gaz de remplissage (nature et pression).

L'objectif de la première thématique est de vérifier que la forme des spectres PHA présentés figures 2.49 et 2.50 est due à la seule épaisseur du dépôt. Elle est abordée sous l'angle de la modélisation. L'idée étant de mettre en place un modèle permettant d'obtenir des résultats satisfaisants en considérant des hypothèses simplificatrices qui sont décrites et critiquées. Des premiers résultats de calcul sont ensuite présentés et comparés aux données expérimentales acquises sur les réacteurs MINERVE et BR1. L'étude se focalise sur une chambre à fission de 4 mm de diamètre, dont la géométrie est typique des détecteurs à gaz classiquement rencontrés (géométrie cylindrique, dépôt anodique...).

La seconde thématique est abordée sous un angle expérimental et concerne l'étude de l'impact de la nature et de la pression du gaz de remplissage sur les performances qualitatives et quantitatives d'une chambre à fission. En effet, les dernières expérimentations menées par le CEA datent des années 70 et des travaux réalisés par M. GUERY [59]. Elles concernaient cependant des géométries de détecteurs différentes des modèles actuels. A partir de ce constat et du REX compilé dans le chapitre 2, il a été décidé de refaire des tests paramétriques en modifiant tour à tour la nature et la pression du gaz de remplissage. Ces mesures seront faites en préamplification de charge et en préamplification de courant sur une chambre à fission de diamètre 8 mm. Cette géométrie de détecteur a été utilisée car c'est à l'heure actuelle la seule chambre à fission qui soit équipée d'un système, une bille de serrage en acier amovible en l'occurrence, permettant de modifier aisément soit la pression du gaz soit le gaz lui-même (cf. annexe 2).

2. INFLUENCE DE L'ÉPAISSEUR DU DÉPÔT – VERS UNE MODÉLISATION ANALYTIQUE D'UN SPECTRE PHA.

On rappelle l'expression du rendement de détection k tel que donnée au chapitre 2 (§3.3.3.) dans l'équation suivante :

$$k = k_f k_{d,pos} k_b k_{tm} k_u = \frac{C_{chambre}}{R} \quad (3.1)$$

Avec :

$C_{chambre}$, le taux de comptage enregistré,

R , le taux de réaction dans le dépôt du détecteur,

$k_{d,pos}$ la proportion de signal perdue due à la discrimination,

k_f la proportion de produit de fission sortant du dépôt (facteur inférieur à 1),

k_b caractérisant l'empilement de bruit (supérieur à 1),

k_u caractérisant l'empilement de signal utile (inférieur à 1),

k_{tm} caractérisant la perte de signal par temps mort (inférieur à 1).

L'impact des trois derniers facteurs s'avère en général négligeable. En effet, on a vu au chapitre 2 (§2.3.3.) que l'empilement de bruit (signal alpha et gamma) est non significatif dans le cas des réacteurs de très faible puissance. Il en va de même pour l'empilement de signal utile. Enfin la perte de signal par temps mort est négligeable en mode PHA pour les

taux de comptage typiquement observés sur les chaînes de mesure équipant EOLE et MINERVE (cela sera illustré au chapitre 4, §3.2.3.).

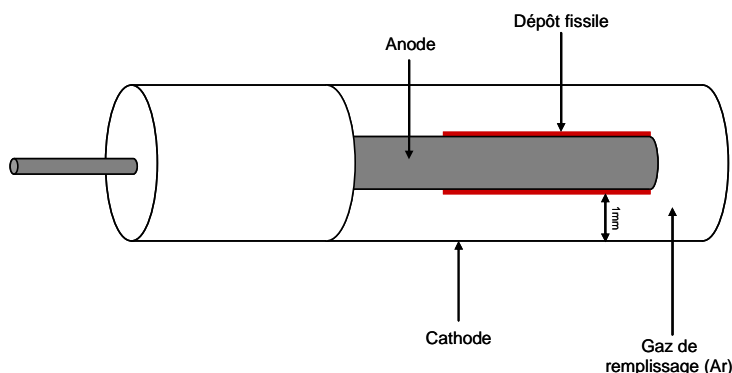
Dans un premier temps, nous calculerons la proportion k_f de produits de fission à même de sortir du dépôt. Un tel calcul nécessite des hypothèses qui sont décrites et critiquées. Cette première étude permet également d'introduire le raisonnement utilisé pour la simulation d'un spectre PHA qui nécessite de calculer la distribution énergétique des produits de fission sortant du dépôt. Ce travail utilise des simulations réalisées grâce au logiciel SRIM [30]. Enfin, nous terminerons cette partie par les perspectives d'amélioration du modèle.

2.1. MODELISATION ADOPTEE ET PREMIERES EQUATIONS.

2.1.1. HYPOTHESES DE MODELISATION.

On considère une chambre à fission cylindrique de 4 mm de diamètre constituée d'une anode centrale recouverte d'un dépôt fissile (on supposera pour les applications numériques qu'il s'agit d'un dépôt d'oxyde d'uranium, composée à 100% de ^{238}U) et d'une cathode en titane séparées par un gaz de remplissage (typiquement de l'argon à 12 bar). Un schéma de principe du détecteur est donné figure 3.1.

Figure 3.1 - Schéma simplifié d'une chambre à fission miniature de diamètre 4 mm



La modélisation physique développée dans cette partie adopte une approche analytique du « comportement » d'une chambre à fission. Ainsi, trois hypothèses sont considérées :

- le problème est supposé unidimensionnel: symétrie cylindrique du dépôt, dépôt supposé infini suivant l'axe Z (cf. figure 3.2). Il est également supposé d'épaisseur identique sur toute sa surface.

Si la Chambre à fission 4 mm comporte bien, au niveau du dépôt, un axe de symétrie théorique, on fera cependant abstraction des imperfections et irrégularités du film de matière déposée. Il sera ici supposé uniforme. Cette hypothèse est forte dans la mesure où des mesures faites au microscope électronique à balayage montrent une surface des plus irrégulières [60]. De plus ces irrégularités présentent une longueur caractéristique de l'ordre du micromètre, comparable aux distances caractérisant les calculs développés dans cette partie. Ainsi, rigoureusement, le dépôt ne peut être considéré d'épaisseur uniforme,

- l'émission du produit de fission est supposée isotrope,
- les lieux de formation des produits de fission sont considérés équiprobables (pas d'autoprotection).
Cette hypothèse suppose l'absence d'autoprotection dans le dépôt de la chambre à fission compte tenu de l'épaisseur du dépôt (au plus quelques µm)

2.1.2. PREMIERES EQUATIONS.

L'angle θ que forme la trajectoire d'émission du produit de fission avec le plan du dépôt (cf. figure 3.2) se calcule de la façon suivante :

$$\theta = \arccos\left(\frac{x}{d}\right) \quad (3.2)$$

Si une particule est émise à une distance x de la surface du dépôt, l'angle maximal d'émission lui permettant de sortir tout de même du dépôt s'exprime de la façon suivante :

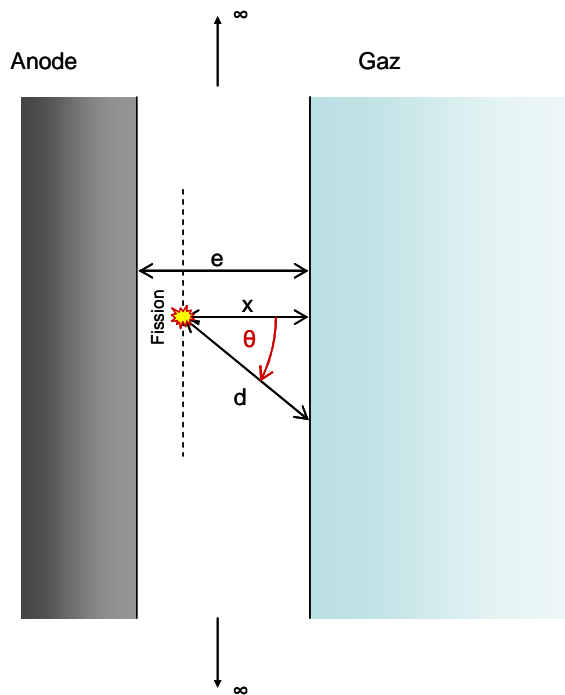
$$\theta = \arccos\left(\frac{x}{R}\right) \quad (3.3)$$

Où R est le parcours de la particule dans le milieu de dépôt. La proportion de particules émises à une distance x du dépôt pouvant en sortir, en supposant l'angle d'émission aléatoire, vaut :

$$P_x = \frac{\arccos\left(\frac{x}{R}\right)}{\pi/2} \quad (3.4)$$

L'objectif va ensuite être de calculer cette proportion non pas pour une profondeur x donnée, mais pour la totalité du dépôt de la chambre à fission.

Figure 3.2 – Modélisation adoptée



Premier cas : $e < R$

Il s'agit d'intégrer l'équation (3.4) sur la totalité de l'épaisseur du dépôt tout en la normalisant. Ainsi la proportion totale de produit de fission sortant du dépôt est calculée dans l'équation suivante :

$$P = A \frac{2}{\pi} \int_0^e \arccos\left(\frac{x}{R}\right) dx = A \frac{2R}{\pi} \int_0^e \arccos\left(\frac{x}{R}\right) d\left(\frac{x}{R}\right) \quad (3.5)$$

avec A la constante d'intégration allant servir à normaliser cette proportion.

Puisque l'on connaît les valeurs des primitives de la fonction arc-cosinus, on peut écrire :

$$P = A \frac{2R}{\pi} \left(\frac{e}{R} \arccos\left(\frac{e}{R}\right) - \sqrt{1 - \left(\frac{e}{R}\right)^2} + 1 \right) \quad (3.6)$$

Reste à déterminer la valeur de la constante d'intégration. On sait que pour un rapport e/R tendant vers 0, la totalité des produits de fission doit sortir du dépôt et donc l'ensemble doit tendre vers 1. Ainsi,

$$\lim_{e/R \rightarrow 0} \left(A \frac{2R}{\pi} \left(\frac{e}{R} \arccos\left(\frac{e}{R}\right) - \sqrt{1 - \left(\frac{e}{R}\right)^2} + 1 \right) \right) = A \times e = 1 \quad (3.7)$$

$$\text{On en déduit : } A = \frac{1}{e} \text{ et } \boxed{P = \frac{2R}{\pi e} \left(\frac{e}{R} \arccos\left(\frac{e}{R}\right) - \sqrt{1 - \left(\frac{e}{R}\right)^2} + 1 \right)} \quad (3.8)$$

Deuxième cas : $e > R$

Dans ce cas, l'intégration ne se fait plus de 0 à e mais de 0 à R , ce qui donne :

$$P = A \frac{2R}{\pi} \int_0^R \arccos\left(\frac{x}{R}\right) \cdot d\left(\frac{x}{R}\right) \quad (3.9)$$

Ainsi, il vient :

$$P = A \frac{2R}{\pi} \quad (3.10)$$

$$\text{Or, } \lim_{e/R \rightarrow 1} \left(A \frac{2R}{\pi} \left(\frac{e}{R} \arccos\left(\frac{e}{R}\right) - \sqrt{1 - \left(\frac{e}{R}\right)^2} + 1 \right) \right) = \frac{2R}{\pi e} \quad (3.11)$$

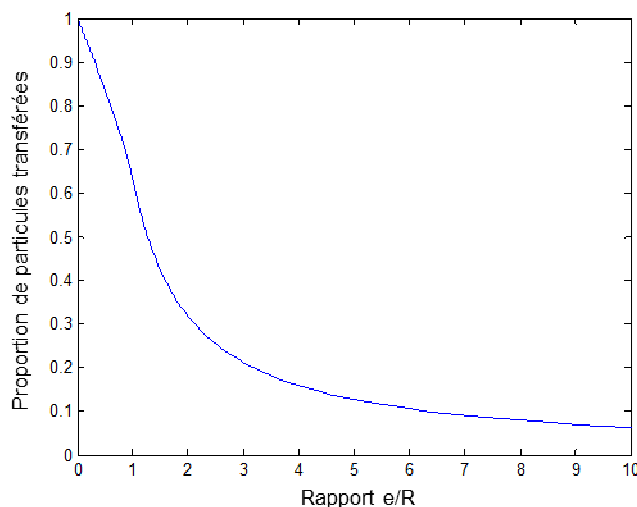
$$\text{D'où, } A = 1/e \text{ et } \boxed{P = \frac{2R}{\pi e}} \quad (3.12)$$

A noter la continuité de la relation lorsque le rapport e/R tend vers 1.

2.2. PREMIERS RESULTATS DE CALCULS.

Ces calculs utilisent des résultats de simulations effectuées dans le cadre de cette thèse grâce au logiciel SRIM [30] pour deux produits de fission représentatifs : le ^{93}Nb et le ^{137}Ba supposés émis à respectivement 102 MeV et 65 MeV. Ces calculs donnent un parcours respectif pour ces deux ions de 12.12 μm et de 9.05 μm dans un dépôt d'oxyde d'uranium UO_2 . Les premiers résultats de calcul donnant la proportion de produit de fission émergeant du dépôt en fonction du rapport e/R figurent dans le tableau 3.1. La courbe de valeur correspondant à l'évolution de la proportion de produit de fission émergeant en fonction du rapport e/R est donnée dans la figure 3.3.

Figure 3.3 - Evolution de la proportion de produit de fission émergeant du dépôt en fonction du rapport e/R



Les épaisseurs de dépôt choisies pour obtenir ces résultats sont caractéristiques des masses surfaciques typiquement déposées dans les chambres à fission miniatures fabriquées au SPEX. On constate que la proportion de produits de fission absorbés par le dépôt est non négligeable (quelques %). Cependant, elle n'est pas mesurable. C'est pourquoi, afin de vérifier la pertinence du modèle, il est utilisé dans la partie suivante pour simuler un spectre PHA, que l'on peut comparer à des données expérimentales. Cette étude permet également d'étudier l'impact de l'épaisseur du dépôt sur la forme d'un spectre PHA.

Tableau 3.1 - Evolution de la proportion de produit de fission émergeant du dépôt en fonction de sa masse

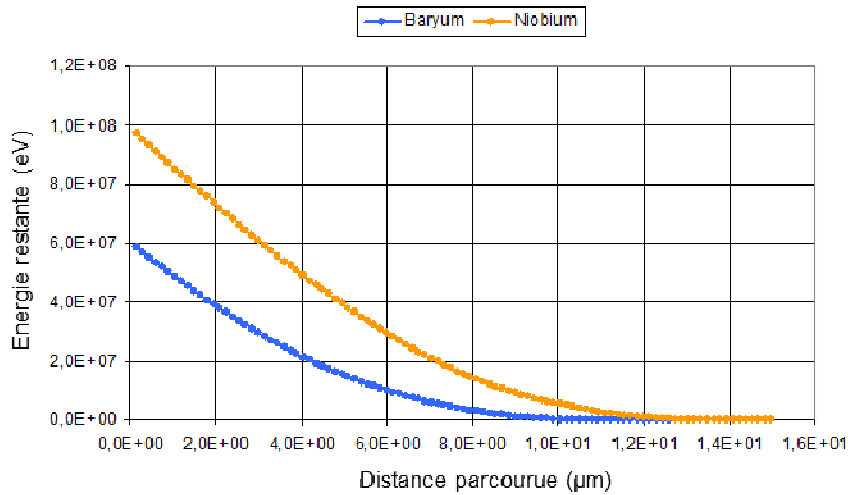
Masse du dépôt (μg)	Epaisseur du dépôt (μm)	Rapport e/R du ^{93}Nb	Proportion de produits de fission émergeant	Rapport e/R du ^{137}Ba	Proportion de produits de fission émergeant
10	1.4E-02	0.001	1.000	0.002	1.000
25	3.6E-02	0.003	1.000	0.004	0.999
100	1.4E-01	0.012	0.997	0.016	0.995
250	3.6E-01	0.030	0.991	0.040	0.988
500	7.2E-01	0.059	0.982	0.079	0.975
750	1.1E+00	0.089	0.972	0.119	0.962
1200	1.7E+00	0.143	0.955	0.191	0.940

2.3. VERS UNE MODELISATION ANALYTIQUE D'UN SPECTRE PHA.

L'objectif de cette partie est dans un premier temps de calculer la distribution énergétique des produits de fission émergeants du dépôt. On fait le calcul pour les deux produits de fission « types » considérés au §2.2.

Des simulations réalisées avec SRIM et au moyen du modèle analytique développé dans le cadre de ces travaux de thèse ont permis de construire un tableau de valeur faisant correspondre la distance parcourue, notée $D(E)$, par le produit de fission dans le dépôt à leur énergie cinétique résiduelle, notée E . Ce tableau de valeur est discret, la simulation SRIM se faisant avec un pas de calcul de 1.5 nm. On trace ce tableau de valeur dans la figure 3.4.

Figure 3.4- Evolution de l'énergie résiduelles des produits de fission considérés (ici l'ion baryum et l'ion niobium) en fonction de la distance parcourue dans le dépôt fissile (ici de l'UO₂)



Si dans (3.8) et (3.12), le parcours R est remplacé par une distance $D(E)$ donnée, ces équations donnent comme résultat la proportion de produit de fission sortant du dépôt avec une énergie supérieure à E . Le calcul de (3.8) et (3.12) est fait pour toutes les distances $D(E)$ contenues dans la figure 3.4. Le tracé de ces proportions en fonction de l'énergie E correspondante est donné sur la figure 3.5 dans le cas du niobium.

Faisons l'hypothèse que la totalité de l'énergie des produits de fission sortant du dépôt est déposée dans le gaz, que les charges résultantes de cette déposition sont toutes collectées et traitée par l'électronique en aval pour former une tension. Dans ce cas, la figure 3.5 est analogue à une courbe de discrimination, donnant pour chaque valeur de tension V la proportion de produit de fission générant une impulsion d'amplitude supérieure à V . A titre de comparaison, la figure 3.6 illustre une courbe de discrimination typique de celles obtenues avec les chambres à fission de 4 mm de diamètre.

Figure 3.5 - Simulation d'une courbe de discrimination à l'aide du modèle analytique développé

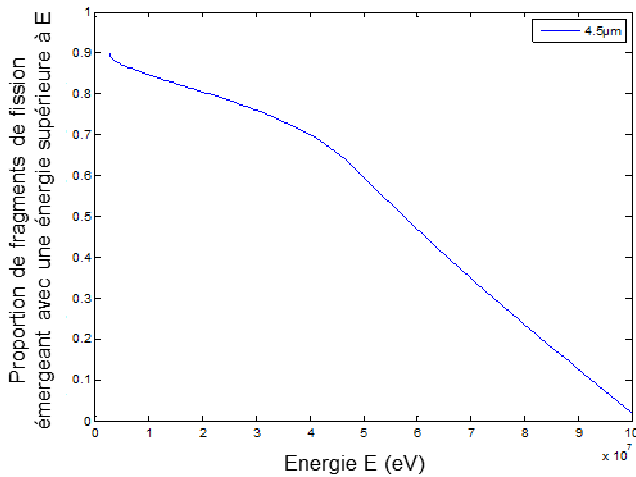
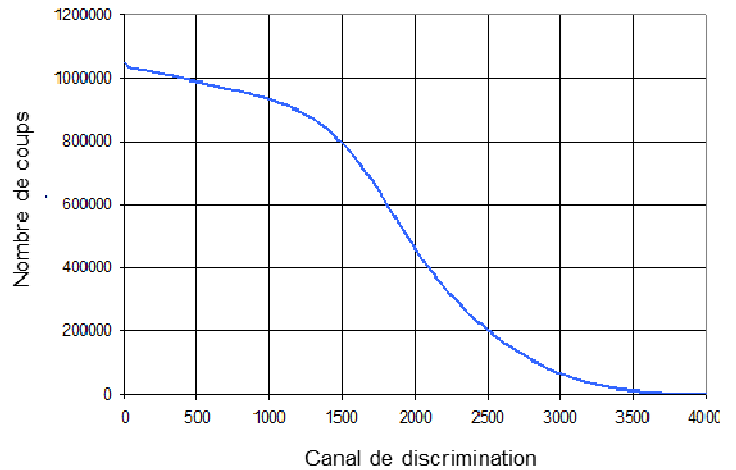


Figure 3.6 - Courbe de discrimination obtenue expérimentalement (chambre à fission n°2232 chargée avec 25µg d' ²³⁵U)



On peut constater des similitudes entre les deux courbes pour les basses et moyennes énergies ; notamment la présence d'un plateau suivi d'une décroissance rapide. A partir de ces deux « courbes de discriminations » il est possible de déduire le spectre PHA correspondant. En effet, ce dernier correspond à la différenciation de la courbe de discrimination. On obtient ainsi les figures 3.7 et 3.8.

Figure 3.7 - Simulation d'un spectre PHA par le modèle analytique développé

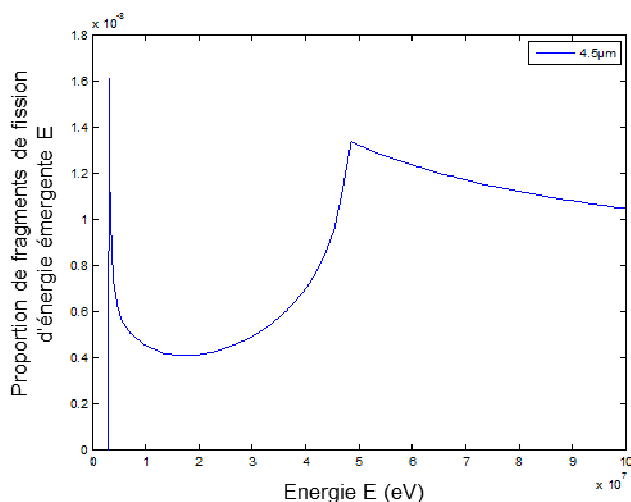
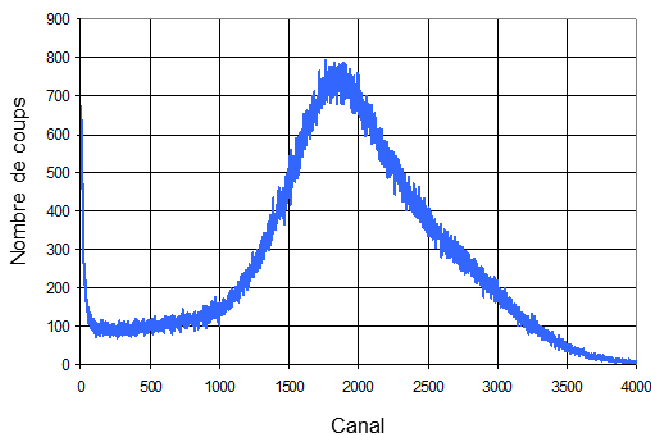


Figure 3.8 - Spectre PHA obtenu expérimentalement (chambre à fission n°2232 chargée avec 25µg d²³⁵U)



Là encore des similitudes apparaissent, avec, notamment, la présence d'une vallée suivie d'un pic. On observe aussi dans les deux cas un pic aux basses énergies, néanmoins cette observation est à relativiser :

- dans le cas de la simulation, ce pic vient du fait que, d'après la figure 3.4, il faut une distance égale à 25% du parcours du produit de fission pour qu'il perde les deux derniers pourcents de son énergie initiale. Ainsi, compte tenu des hypothèses faites par le modèle, la proportion de produits de fission émergeant avec une énergie très faible est significative.
- dans le cas de la courbe expérimentale, les bruits d'origine électronique et ceux dus aux particules alpha et gamma sont contenus dans ce pic ; par conséquent, il est difficile de vérifier expérimentalement que la contribution due aux neutrons est aussi importante que la simulation le montre.

Ce modèle permet également d'étudier l'impact de l'épaisseur du dépôt sur les formes du spectre PHA et de la courbe de discrimination simulés. Ceci est montré sur les figures 3.9 et 3.11 où l'on constate que le pic principal est plus large et moins haut et que la vallée est plus haute à mesure que l'épaisseur du dépôt (et donc la masse de matière fissile déposée) augmente. Ce comportement s'observe également expérimentalement, comme en attestent les figures 3.10 et 3.12.

Le modèle apporte des résultats encourageants pour les basses et moyennes énergies. Cela permet notamment de confirmer l'impact de l'épaisseur du dépôt sur la forme d'un spectre PHA.

Figure 3.9 - Impact de l'épaisseur du dépôt sur l'allure des spectres PHA obtenus par simulation

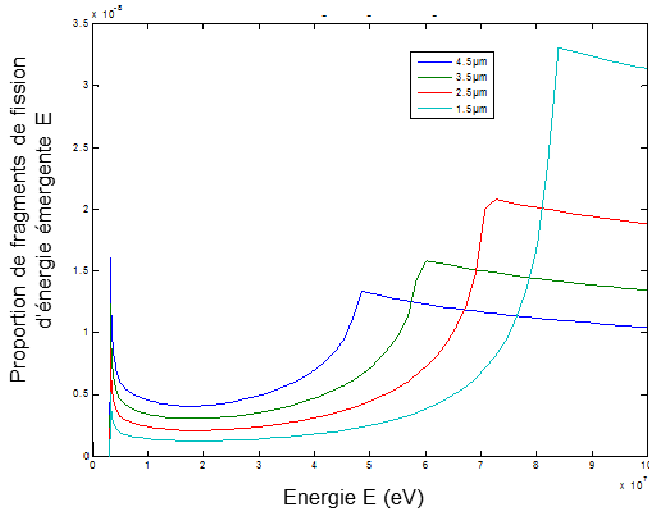


Figure 3.11 - Impact de l'épaisseur du dépôt sur l'allure des courbes de discrimination obtenues par simulation

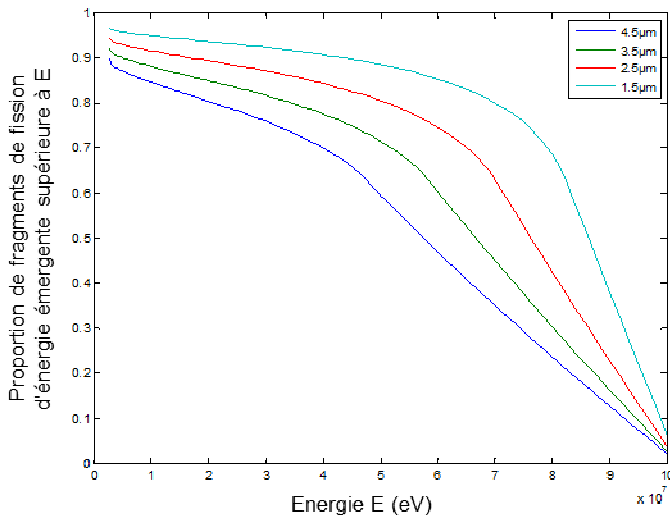


Figure 3.10 - Impact de l'épaisseur du dépôt sur l'allure des spectres PHA de chambres à fission obtenus expérimentalement avec les chambres n°2235 (1200 µg d'²³⁸U), 2135 (348 µg d'²³⁸U) et 2192 (96 µg d'²³⁸U).

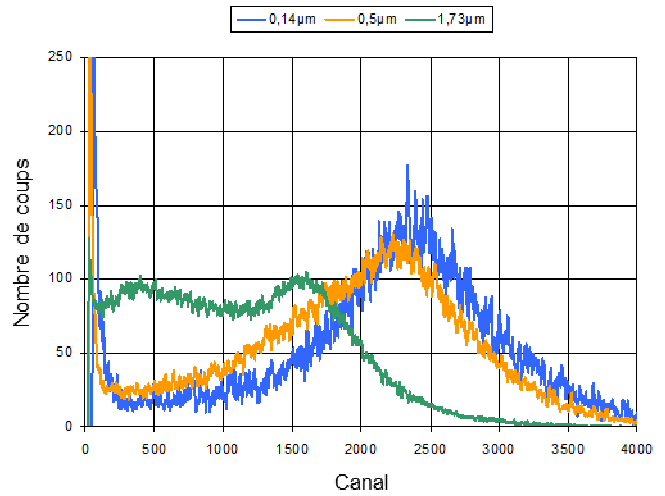
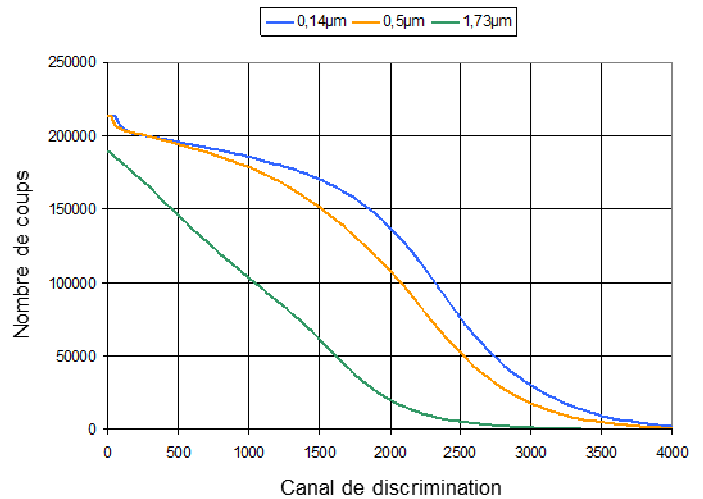


Figure 3.12 - Impact de l'épaisseur du dépôt sur l'allure des courbes de discrimination de chambres à fission obtenus expérimentalement avec les chambres n°2235 (1200 µg d'²³⁸U), 2135 (348 µg d'²³⁸U) et 2192 (96 µg d'²³⁸U).



2.4. PERSPECTIVES D'AMELIORATION DE LA MODELISATION.

La principale limitation du modèle adopté est son utilisation pour les hautes énergies. En effet, l'hypothèse consistant à supposer que l'intégralité de l'énergie des produits de fission émergeant du dépôt est collectée est limitative. En effet, cela dépend du pouvoir d'arrêt du gaz et de l'énergie émergente du produit de fission. Ainsi, les produits peuvent ne déposer qu'une partie de leur énergie dans le gaz, ce qui doit être pris en compte dans le modèle.

Enfin, le modèle ne considère qu'un seul produit de fission à la fois. Il faudrait prendre en compte la totalité de la distribution des produits de fission émis lors d'un grand nombre de fissions avec leur probabilité d'apparition respective.

2.4.1. PRISE EN COMPTE DE TOUS LES PRODUITS DE FISSION POSSIBLES.

Afin de prendre en compte tous les produits de fission dans le modèle, on doit calculer la distribution énergétique de chaque produit de fission, calculée comme au §2.3.. Pour obtenir la distribution énergétique totale S des produits de fission émergeant, il suffit de sommer les distributions de tous les produits de fissions possibles pondérées par leur probabilité d'apparition à l'issue de la réaction de fission, ce qui donne :

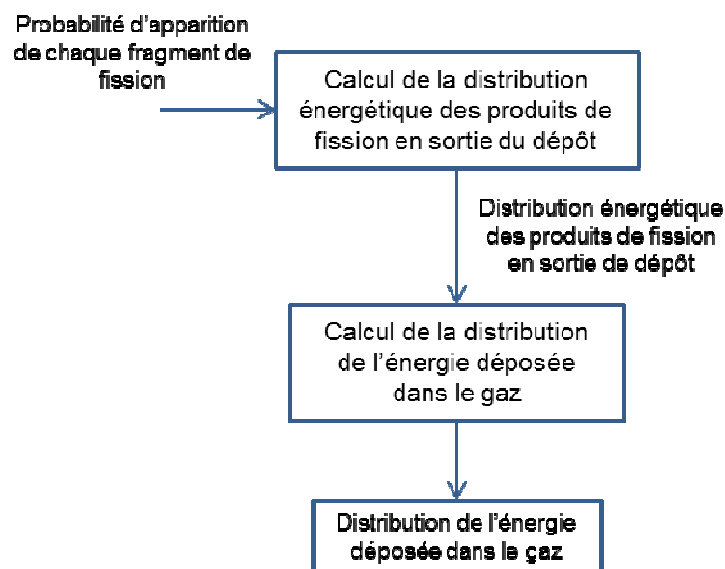
$$S(E) = A' \sum_i S_i(E) W_i \quad (3.13)$$

L'indice i correspond à un produit de fission donné, W_i est la probabilité d'apparition du produit de fission en question et S_i est la distribution de ses énergies d'émergence. Enfin, A' est un coefficient de normalisation calculé en utilisant le fait que l'intégrale de la distribution $S(E)$ vaut 1.

2.4.2. DEPOSITION D'ENERGIE DANS LE GAZ DE REMPLISSAGE.

On considère la distribution énergétique totale des produits de fission émergeants définie par l'équation (3.13). Cette distribution se traduit par un tableau faisant correspondre à chaque énergie possible une probabilité d'apparition dans le gaz. Pour chacune de ces énergies, on applique un raisonnement du même type que celui fait en 2.3. pour remonter à la distribution de l'énergie déposée dans le gaz de remplissage du détecteur. Afin de clarifier les choses, il est possible de dresser un synoptique du raisonnement suivi, ce qui est fait dans la figure 3.13.

Figure 3.13 – Synoptique du modèle analytique complet.

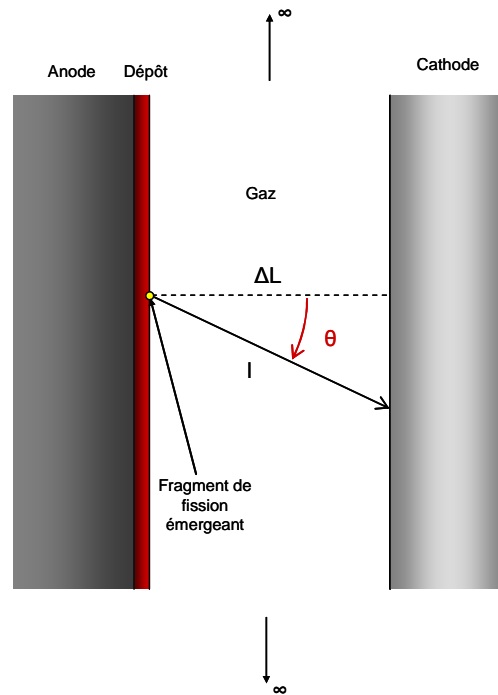


A l'instar de l'étude réalisée en 2.3., plusieurs hypothèses sont faites :

- le problème est supposé à symétrie cylindrique et infini suivant l'axe Z (cf. figure 3.14),
- les angles d'émission des produits de fission à l'interface entre le dépôt fissile et le gaz de remplissage sont supposés équiprobables,

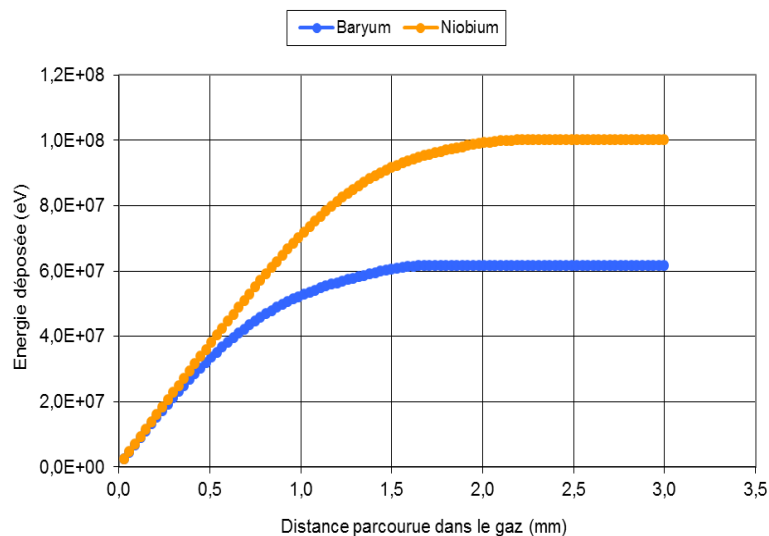
- le dépôt est supposé plat et uniforme.

Figure 3.14 - Modélisation adoptée pour la simulation de la déposition d'énergie dans le gaz de remplissage de la chambre à fission



Afin de modéliser la déposition d'énergie des produits de fission dans le gaz, il faut construire un tableau reliant l'énergie déposée à la distance qui y est parcourue. Ce calcul doit être fait pour chaque produit de fission. Il a été réalisé sur le logiciel SRIM [30] pour les deux produits de fission représentatifs qui sont, pour rappel, le baryum et le niobium caractérisés par des énergies initiales respectives de 65 MeV et 102 MeV. Le gaz considéré dans ce calcul est de l'argon pur à une pression de 12 bar (pression de référence dans une chambre à fission de 4 mm de diamètre). On donne les résultats de cette simulation sur la figure 3.15.

Figure 3.15 - Evolution de l'énergie déposée dans le gaz par le produit de fission en fonction de la distance parcourue



Reste à calculer la distribution d'énergie déposée dans le gaz. Pour ce faire, deux cas doivent être considérés en fonction de l'énergie dont dispose chaque produit de fission en sortant du dépôt :

- Si cette énergie n'est pas suffisante pour que le produit de fission atteigne la cathode, elle est intégralement déposée dans le gaz. Ces produits de fission contribuent à la distribution finale d'énergie déposée par un facteur donné par :

$$S_{E_0}^{tot}(E) = S(E_0) = S(E) \quad (3.14)$$

- Dans le cas contraire, plusieurs énergies déposées seront possibles, chacun correspondant à un angle d'émission différent. On calcule la proportion correspondant à chaque angle par une méthode analogue à celle employée au paragraphe 2.3.. Ainsi, il vient :

$$S_{E_0}^{tot}(E) = S(E_0) \cdot \frac{\Delta}{\Delta E} \left(\frac{\arccos\left(\frac{\Delta L}{f_{E_0}(E)}\right)}{\pi/2} \right) \quad (3.15)$$

Avec $l = f_{E_0}(E)$ est la relation liant l'énergie E déposée dans le gaz avec la distance parcourue l .

Le calcul est fait pour chaque énergie E_0 assez élevée pour que le produit de fission atteigne la cathode et donne la proportion de produit de fission déposant une énergie E dans le gaz.

On applique (3.14) et (3.15) à chaque énergie pour chaque énergie possible en sortie de dépôt. On obtient alors, pour chacune de ces énergies, la distribution de l'énergie déposée dans le gaz de remplissage du détecteur. Il reste à regrouper toutes ces distributions pour obtenir une distribution totale d'énergie déposée dans le gaz.

Chacune de ces distributions fait correspondre à une énergie déposée sa probabilité d'apparition. Cependant, due à la nature discrète de chaque distribution, il est parfaitement possible qu'une énergie donnée apparaisse plusieurs fois dans le groupe de tableaux. Dans ce cas, les proportions doivent être sommées. Dans le cas contraire, la valeur de proportion est conservée. On obtient ainsi la distribution totale d'énergie déposée dans le gaz.

Cette amélioration du modèle devrait permettre l'obtention d'un spectre PHA plus réaliste dans les hautes énergies.

2.5. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES.

Le modèle développé dans cette partie permet d'obtenir des résultats prometteurs. Ils permettent notamment de confirmer le fait que l'épaisseur du dépôt est en grande partie responsable de la forme de la vallée d'un spectre PHA. Néanmoins, des améliorations restent à apporter au modèle, notamment dans les hautes énergies. La méthodologie à adopter pour ces améliorations a déjà été discutée. Les résultats finaux seront à mettre en perspective avec ceux obtenus par les équipes du SPEX [43] qui se basent sur une approche différente, de type Monte Carlo. Cette modélisation est plus complète et demande moins d'hypothèses simplificatrices que celle développée dans ce chapitre qui aura toutefois permis d'obtenir des résultats donnant des tendances réalistes et les réponses aux questions soulevées au chapitre 2. En outre, ce modèle étant analytique il aura permis de bien appréhender les phénomènes physiques contribuant à la formation du signal dans la chambre à fission.

3. INFLUENCE DU GAZ DE REMPLISSAGE.

Dans cette partie, on décrit les expériences paramétriques conduites au cours des travaux de thèse à propos du gaz de remplissage. Ces expérimentations ont été motivées par plusieurs constats :

- l'incertitude sur le taux de comptage liée à celle sur la pression de remplissage est un paramètre négligé et globalement son impact sur le caractère qualitatif et quantitatif du signal est mal maîtrisé,
- les dernières études faites concernant l'influence du gaz de remplissage sur le comportement des chambres à fission fabriquées par le CEA datent des années 70 [62], et les résultats ne sont plus adaptés aux besoins actuels,
- la pression de remplissage utilisée pour les détecteurs fabriqués par le CEA/SPEX est plus élevée (12 bar et 9 bar respectivement pour les modèles de 4 mm et de 8 mm de diamètre) que la norme utilisée dans l'industrie (plutôt située aux alentours de 4-5 bar pour des géométries équivalentes),
- le retour sur expérience des mesures par chambre à fission de 8 mm de diamètre indique une incompatibilité entre ce détecteur et les préamplificateurs de courant. Cette incompatibilité peut être causée par un temps de collection trop long du fait d'une distance inter-électrodes trop importante. Or, une diminution de la pression permet en théorie (cf. équation 2.10) d'accroître la vitesse de déplacement des charges et donc de réduire le temps de collection.

Cette étude s'est focalisée sur les chambres à fission de 8 mm de diamètre. En effet, ce sont les seules chambres à notre disposition dont on peut, à l'heure actuelle, aisément modifier la pression, l'étanchéité étant assurée par une bille de serrage en acier amovible. Ces détecteurs sont actuellement remplis d'argon pur à 9 bar. Ainsi des mesures ont été faites à 7 pressions, à savoir 1 bar, 2 bar, 3 bar, 4 bar, 5 bar, 7 bar et 9 bar (d'autres pressions n'ont pas été considérées uniquement pour des questions de durée des expériences et de disponibilité du réacteur). Cette étude a été également l'occasion d'effectuer un passage en revue des gaz de remplissage disponibles. Trois gaz ont été testés :

- l'argon pur,
- l'argon additionné de 4% de di-azote,
- l'argon additionné de 10% de méthane.

Les deux derniers gaz ont été choisis pour leur capacité théorique à accélérer la collection des charges par effet Ramsauer [34]. Ainsi 21 combinaisons gaz / pression ont été testées sur le réacteur MINERVE (cf. tableau 3.2). Pour chaque combinaison, on a étudié ses performances quantitatives et qualitatives en préamplification de charge et de courant. De par leur utilisation quotidienne sur les installations du SPEX, l'investigation de l'influence du gaz de remplissage des chambres à fission sur les performances de ces chaînes de mesure est fondamentale. L'ensemble des acquisitions a nécessité une disponibilité du réacteur à plein temps pour une durée de trois semaines.

Tableau 3.2 - Pressions et gaz testés

Gaz	Argon pur	Argon + 4%N ₂	Argon + 10%CH ₄
Pressions testées	1bar	1bar	1bar
	2bar	2bar	2bar
	3bar	3bar	3bar
	4bar	4bar	4bar
	5bar	5bar	5bar
	7bar	7bar	7bar
	9bar	9bar	9bar

3.1. REMPLISSAGE DE LA CHAMBRE A FISSION : MATERIEL UTILISE.

3.1.1. CHAMBRE A FISSION UTILISEE.

Le détecteur utilisé est la chambre à fission de 8 mm de diamètre n°2248 chargée avec 1.6 mg d'uranium enrichi en ^{235}U . La composition isotopique du dépôt est donnée dans le tableau 3.3. Pour toutes les acquisitions, cette chambre à fission a été placée dans le canal n°2 de la chaussette thermique du réacteur MINERVE (cf. annexe 3).

Tableau 3.3 - Composition isotopique de la chambre à fission 2248

Isotope	^{234}U	^{235}U	^{236}U	^{238}U
% atomique	0.063	98.49	0.038	1.409

3.1.2. MATERIEL ET PROTOCOLE EXPERIMENTAL DE REMPLISSAGE DES CHAMBRES A FISSION.

Afin d'assurer le remplissage des chambres à fission il a été nécessaire de mobiliser le matériel suivant :

- une bouteille de gaz par gaz étudié (soit trois bouteilles au total).
- la station de remplissage de l'atelier de fabrication des chambres à fission du SPEx (cf. figure 3.16).
- un module de couplage spécialement fabriqué pour cette série de mesure afin de relier directement la chambre à fission à la station de remplissage.

Figure 3.16- Photographie de la station de remplissage



Pour des raisons de sûreté/sécurité, il a été nécessaire d'entreposer ce matériel dans une enceinte dépressurisée présente dans le bâtiment réacteur (l'enceinte alpha, servant notamment aux opérations de dégainage de combustible pour analyse). En effet, lors des opérations de modification de la pression en particulier, le gaz présent dans la chambre à fission est rejeté. Bien qu'en théorie non contaminé et rejeté en très petite quantité, il a été jugé tout de même préférable d'évacuer ce gaz dans la ventilation de l'enceinte plutôt que directement dans l'atmosphère du bâtiment réacteur. Le protocole de remplissage consiste, dans les grandes lignes, à évacuer le gaz résiduel, mettre sous vide l'enceinte de la chambre et enfin la remplir avec le nouveau gaz à la pression souhaitée. La manipulation dure environ 20 minutes au total. L'intérêt de protocole est qu'il assure la pureté du gaz présent dans l'enceinte de la chambre à fission [61]. C'est un progrès par rapport aux anciennes expérimentations [62] qui utilisaient une alimentation continue en gaz et qui, de fait, présentait des impuretés dus aux résidus des gaz précédents.

La précision avec laquelle les chambres à fission sont mises sous pression dépend du détendeur utilisé. Pour une pression de 1 bar, on estime l'incertitude absolue à 1 mbar. Pour des pressions supérieures, l'incertitude absolue s'élève à environ 0.1 bar [61].

3.2. MESURES REALISEES – ELECTRONIQUE DE MESURE ASSOCIEE ET MISE EN PLACE EXPERIMENTALE.

3.2.1. MESURES EN MODE IMPULSIONNEL PAR PREAMPLIFICATION DE CHARGE.

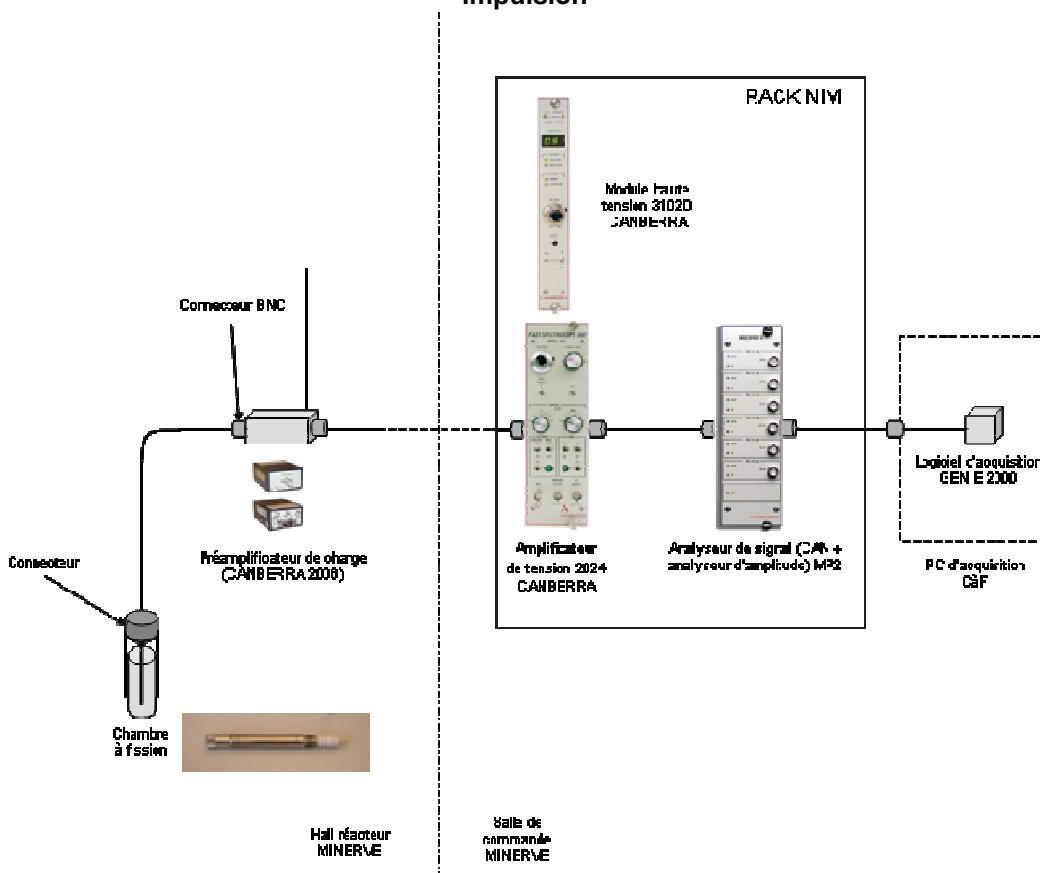
- **Electronique utilisée**

Ces mesures font intervenir une électronique à préamplification de charge du type de celles déjà utilisées au SPEX sur les réacteurs EOLE, MINERVE et MASURCA. Elles sont utilisées pour les mesures de taux de comptages intégraux (PHA) ou en ligne (MCS) à des valeurs ne dépassant typiquement pas 50 000 coups par seconde.

La composition de cette chaîne de mesure, illustrée sur la figure 3.17, est la suivante :

- un câble BNC / Connecteur 8 mm plongé dans la chaussette thermique du réacteur (canal 2),
- un préamplificateur de charge (CANBERRA 2006),
- un amplificateur de tension (CANBERRA 2024),
- un module haute-tension (CANBERRA 3102D),
- un codeur / analyseur de signal (CANBERRA MP2).

Figure 3.17 - Schéma de montage de la chaîne à préamplification de charge en mode impulsion



Les composants sont reliés par des câbles d'impédance adaptée (50 Ω pour tous sauf pour le câble reliant le préamplificateur à l'amplificateur, de 93 Ω). Les réglages adoptés pour les mesures ont systématiquement été les mêmes, à savoir :

- un gain réglé à 150,
- un temps de mise en forme réglé à 0.5 μ s,
- une résolution d'affichage du spectre PHA réglée à 8192 canaux.

- **Mesures réalisées**

Les mesures réalisées pour chaque couple gaz / pression sont les suivantes :

- mesure du spectre PHA,
- mesure du niveau de bruit,
- mesure du taux de comptage PHA,
- mesure de la courbe de saturation.

Toutes les mesures sont effectuées sur le réacteur MINERVE à 1 W de puissance réacteur et à une tension de polarisation du détecteur réglée à 300 V (sauf pour la mesure de la courbe de saturation).

3.2.2. MESURES EN MODE IMPULSIONNEL PAR PREAMPLIFICATION DE COURANT.

- **Electronique utilisée**

L'objectif de ces mesures est double :

- vérifier qu'une baisse de la pression de remplissage peut contribuer à rendre les chambres à fission de 8 mm de diamètre utilisable avec ce type d'électronique.
- vérifier l'amélioration apportée par l'utilisation d'autres gaz de remplissage (CH_4 et N_2) permettant de mettre à profit l'effet Ramsauer pour accélérer la vitesse de collection des charges.

L'électronique utilisée est donc une association 7820 / 7821, illustrée sur la figure 3.18, dont la composition est la suivante :

- un câble BNC / Connecteur 8 mm plongé dans la chaussette thermique du réacteur (canal 2),
- un adaptateur BNC / HN,
- un amplificateur de courant (un module CANBERRA ADS 7820),
- un module haute-tension (un module CANBERRA HT 7821),
- un codeur / analyseur de signal (CANBERRA MP2).

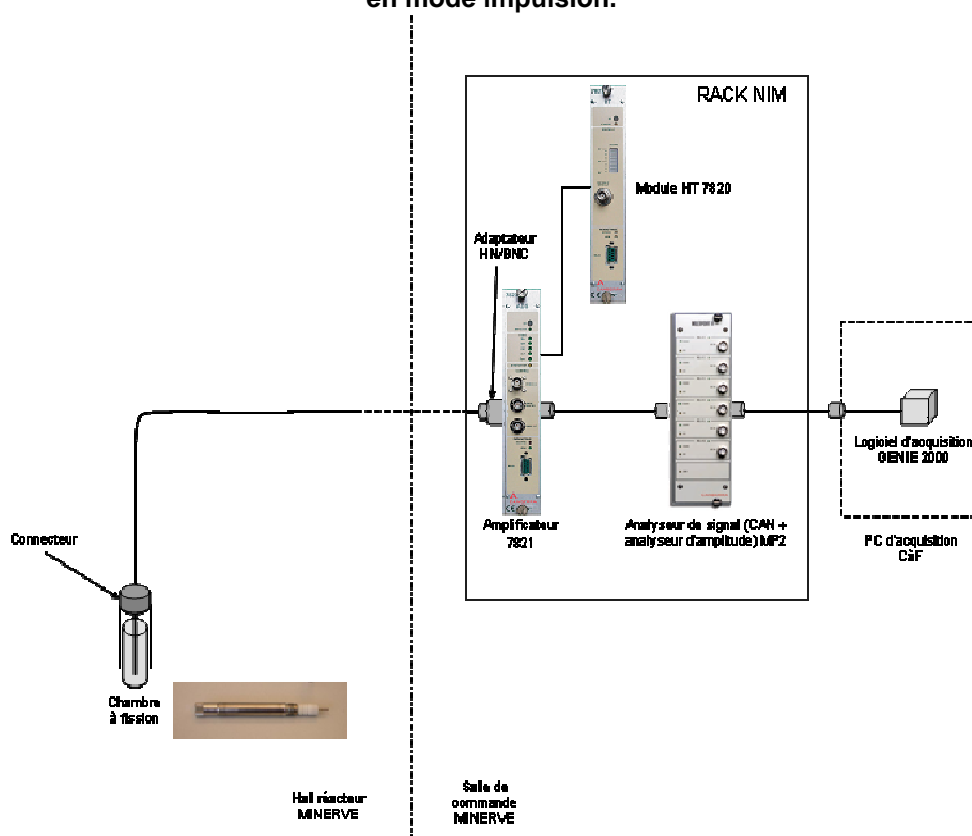
Les composants sont reliés par des câbles d'impédance adaptée (50 Ω pour tous sauf pour le câble reliant le préamplificateur à l'amplificateur, de 93 Ω). Les réglages adoptés pour les mesures ont systématiquement été les mêmes, à savoir :

- un gain réglé à 1000 pour l'étage de préamplification et 10 pour l'étage d'amplification et de mise en forme,
- un temps de mise en forme réglé à 50 ns.

- **Mesures réalisées**

Pour chaque couple gaz / pression la courbe de discrimination a été mesurée.

Figure 3.18 - Schéma de montage de la chaîne de mesure par préamplification de courant en mode impulsion.



Toutes les mesures sont effectuées sur le réacteur MINERVE à 1 W de puissance réacteur et à une tension de polarisation du détecteur réglée à 300 V.

3.3. RESULTATS.

3.3.1. CHAÎNE DE MESURE PAR PREAMPLIFICATION DE CHARGES EN MODE IMPULSION.

3.3.1.1. Spectres PHA et taux de comptage associés.

On présente dans cette partie l'évolution du spectre PHA et des taux de comptage associés avec la pression de remplissage pour les trois gaz testés. L'évolution du bruit provenant de l'émission radioactive du dépôt est disponible en annexe 4.

- **Influence de la pression**

Les figures 3.19, 3.20 et 3.21 présentent les résultats obtenus aux différentes pressions et pour les trois gaz testés. Les performances d'une chaîne de mesure PHA se mesurent qualitativement en observant la largeur de la « vallée » séparant le bruit du signal utile. Cette grandeur caractérise le rapport signal / bruit de la chaîne de mesure.

Figure 3.19 - Spectres PHA en argon pur

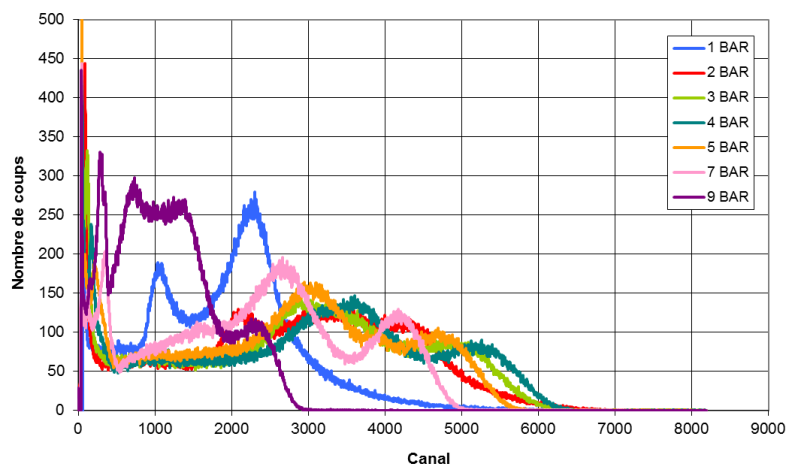


Figure 3.20 - Spectres PHA en argon + 4% N_2

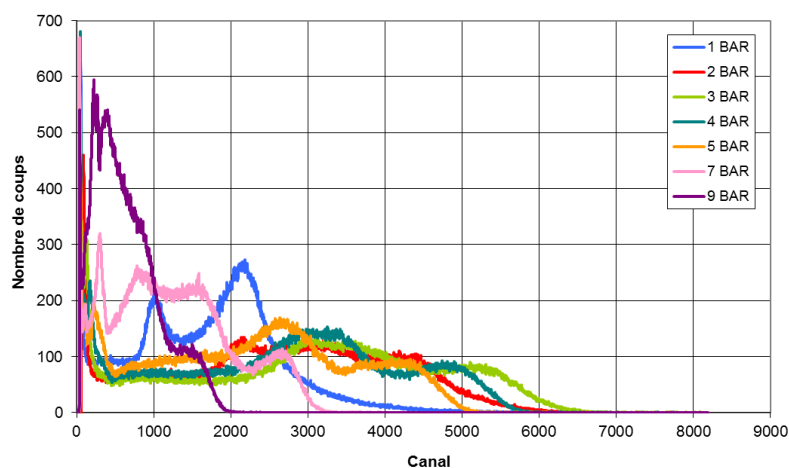
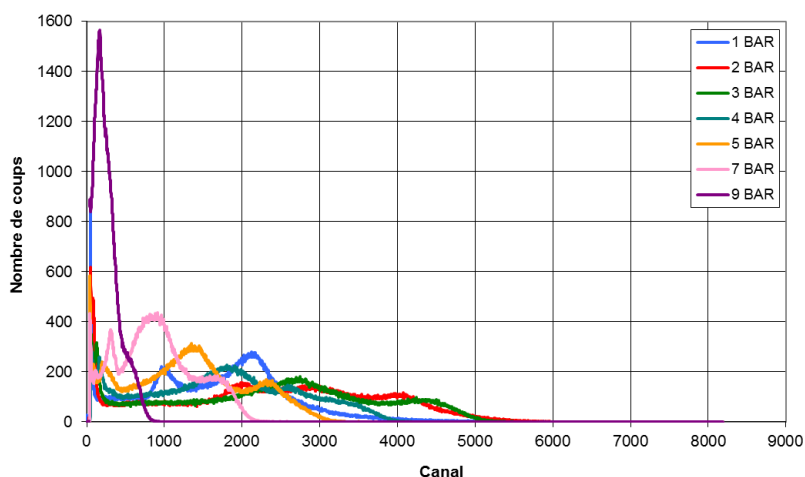


Figure 3.21 - Spectres PHA en argon + 10% CH_4



Cette étude permet de constater plusieurs phénomènes :

- la largeur de la vallée atteint un maximum pour des pressions différentes suivant le gaz employé : 4 bar pour l'argon pur et 3 bar pour les mélanges d'argon + 10% de CH_4 et d'argon + 4% de N_2 .
- la pression n'a pas qu'un effet de gain sur les spectres PHA. On constate que la forme des spectres (position, nombre et taille des pics) évolue avec la

pression. L'origine de cette évolution sera discutée plus en détail lors de la conclusion,

- on constate également une évolution très nette de l'amplitude moyenne des impulsions générées par le bruit (l'émission alpha du dépôt, cf. annexe 4). Cantonnée aux basses amplitudes pour les basses pressions, la distribution d'amplitude due au bruit finit par rejoindre la vallée.

La pression utilisée actuellement, 9 bar, ne semble pas la plus optimisée : au contraire c'est la pression pour laquelle la vallée est la plus étroite et haute en comptage mais en plus le bruit alpha atteint une amplitude qui le place au centre de la vallée où se fait la discrimination signal / bruit.

Ces courbes mettent également en évidence un comportement différent suivant le gaz utilisé. Le mélange d'argon additionné de 10% de CH₄ apporte notamment des résultats en retrait par rapport aux deux autres gaz.

- **Influence de la nature du gaz.**

Les courbes présentant les résultats sont toutes disponibles en annexe 4. On ne présente ici que les deux plus significatives. La première, la figure 3.22, correspond aux mesures réalisées à 3 bar (pression optimale d'après les mesures précédentes). La seconde, la figure 3.23, correspond aux mesures réalisées avec 9 bar, la pression actuelle des chambres à fission de diamètre 8 mm. Ces résultats mettent en évidence que le gaz optimal pour les mesures par préamplification de charge est l'argon pur.

Figure 3.22 - Spectres PHA 3 bar

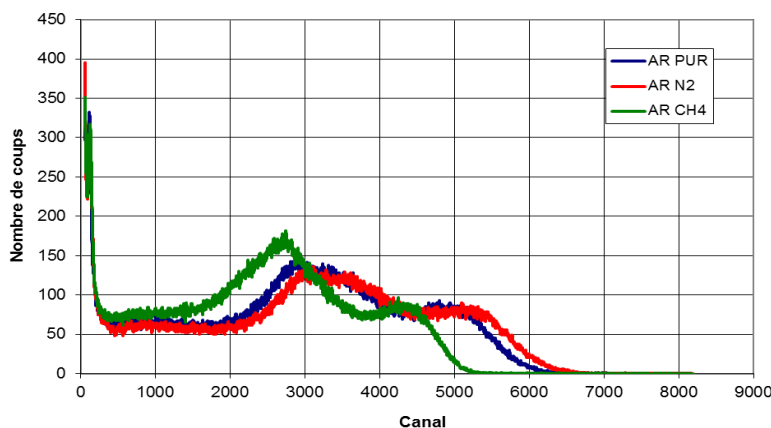
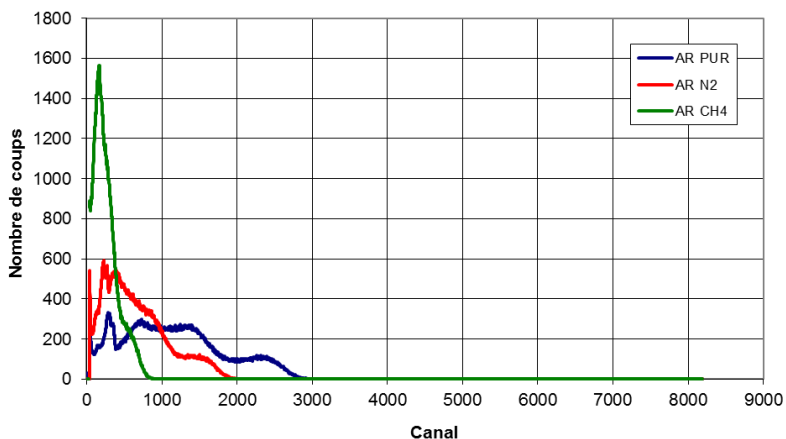


Figure 3.23 - Spectres PHA 9 bar



• **Evolution du taux de comptage PHA avec la pression pour les trois gaz de remplissage.**

L'ensemble des 21 spectres a été dépouillé en utilisant le programme MATLAB décrit au chapitre 2. Les valeurs obtenues sont indiquées dans le tableau 3.4. On trace également ces valeurs sur la figure 3.24. Les taux de comptage obtenus sont affectés d'une incertitude évaluée à 1.5% à 1σ . Cette valeur est estimée en considérant les contributions suivantes :

- incertitude statistique : 0.3%
- incertitude sur le positionnement : 1%
- incertitude sur le dépouillement des taux de comptage : 0.5% (caractéristique du logiciel de dépouillement utilisé par le SPEX)
- incertitude sur la pression de remplissage : 1% (estimation)

Tableau 3.4 - Evolution du taux de comptage PHA (0.4R) avec la pression pour les trois gaz de remplissage testés

Pression (bar)	Comptage 0.4R Ar pur (cps/s)	Comptage 0.4R Ar/CH ₄ (cps/s)	Comptage 0.4R Ar/N ₂ (cps/s)
1	4027.5	4051.3	4000.0
2	4120.8	4005.9	3911.8
3	4018.5	3633.2	3763.2
4	3659.7	3421.7	3434.9
5	3240.2	3711.8	3591.6
7	3930.1	3852.7	3978.4
9	3623.6	1037.3	3301.8

On constate une forte sensibilité des valeurs de taux de comptage avec la pression pour les trois gaz. Elle est due à la méthode de dépouillement qui se base sur la forme des spectres PHA. En effet, l'augmentation de la pression n'a finalement pas qu'un effet de gain sur le signal. Elle déforme également sa distribution d'amplitude. Cette déformation impacte alors le dépouillement des spectres PHA et explique les variations très importantes constatées. La sensibilité à la pression est moins forte pour les basses pressions (entre 1 et 3 bar). Cela est illustré par le tableau 3.5 qui détaille la sensibilité du taux de comptage à une perte de pression de 1 bar. Ce sont également les basses pressions qui affichent en général les taux de comptage les plus élevés.

Figure 3.24 –Evolution du taux de comptage PHA (0.4R) en fonction de la pression de remplissage pour les trois gaz testés

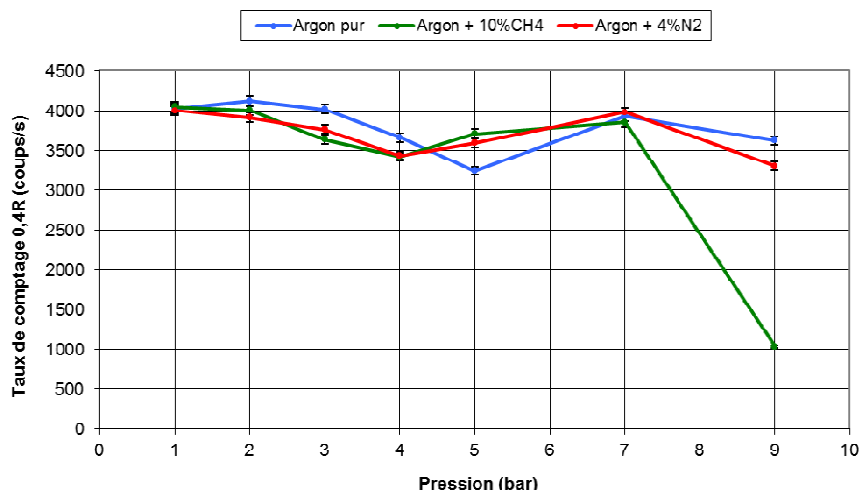


Tableau 3.5 – Evolution du taux de comptage PHA (0.4R) suite à une perte de pression de 1 bar pour les trois gaz de remplissage testés

Pression de départ (bar)	Sensibilité du taux de comptage à la perte d'1bar de pression (%)		
	Argon Pur	Argon + 10% CH ₄	Argon + 4% N ₂
2	-2.2	1.1	2.3
3	2.5	10.3	3.9
4	9.8	6.2	9.6
5	12.9	-7.8	-4.4
7	-8.8	-1.8	-4.9
9	4.2	135.7	10.2

Ces résultats mettent en évidence une influence très forte de la pression et de la nature du gaz de remplissage sur :

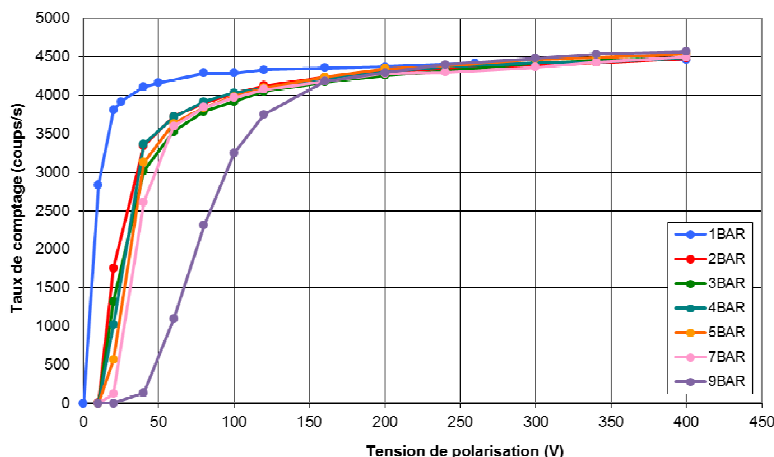
- la forme des spectres PHA
- le taux de comptage provenant du dépouillement des spectres PHA.

Il en résulte un nouvel optimal de remplissage pour les chambres à fission de 8 mm de diamètre utilisée avec une électronique à préamplification de charge qui est donné en conclusion.

3.3.1.2. Courbes de saturation – résultats en argon pur.

On présente ci-après les résultats obtenus en argon pur (ce gaz étant défini en conclusion comme le plus optimal). Les autres résultats sont fournis dans l'annexe 4.

Figure 3.25 - Courbes de saturation en argon pur



On observe trois types de comportement :

- une saturation rapide à 1 bar,
- une saturation lente à 9 bar,
- des saturations identiques de 2 bar à 7 bar.

Ces comportements peuvent notamment être dus à deux phénomènes :

- à basse pression, moins de charge sont créées (le pouvoir d'arrêt des produits de fission dans le gaz étant plus faible) et leur intégralité est collectée pour une polarisation plus faible,
- à plus haute pression, le phénomène de recombinaison s'accroît, et la tension de polarisation nécessaire pour collecter toutes les charges créées dans le gaz doit être augmentée.

Ces deux phénomènes se contrebalançant, ils se manifestent par un effet de seuil visible dans la figure 3.25.

3.3.1.3. Interprétation des résultats et premières conclusions.

Ces résultats permettent de définir un nouvel optimal de remplissage des chambres à fission de 8mm de diamètre utilisées avec une électronique à préamplification de charge. Le choix de cet optimal résulte d'un compromis entre la largeur de la vallée du spectre PHA (qui doit être la plus large possible), la valeur du taux de comptage (qui doit être le plus haut possible) et la sensibilité du taux de comptage aux baisses de pression (qui doit être la plus basse possible). Ces trois facteurs contribuent à situer l'optimal à 3 bar de pression pour de l'argon pur.

Il est en outre possible de retenir, compte tenu des résultats, que le choix de remplir les chambres à fission de 8 mm avec de l'argon pur à 9 bar n'est plus un choix compatible avec le matériel employé aujourd'hui au SPEX dans le cadre de la préamplification de charge. Pour tous les gaz, cette pression offre un taux de comptage parmi les moins élevés, la vallée la plus étroite et la perturbation due au bruit alpha la plus forte.

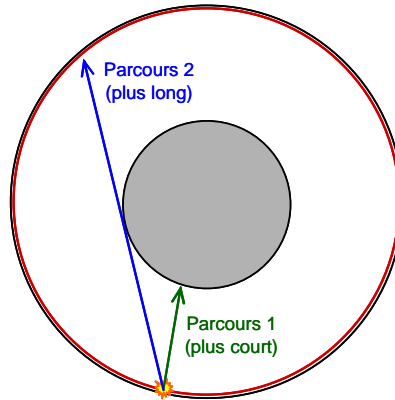
La valeur de l'incertitude absolue sur la pression est estimée à 0.1 bar. Dans le cas de l'optimal de remplissage déterminé grâce à ces travaux, l'incertitude propagée sur le taux de comptage est de 0.25% à 1σ . Pour une pression de 9 bar, cette incertitude est de 0.5%. A noter que cette valeur n'est valable que pour les chambres à fission de 8 mm de diamètre. Compte tenu des caractéristiques géométriques d'une chambre à fission de 4 mm de diamètre (espace inter-électrodes réduit, dépôt fissile anodique), on suppose que la forme des spectres PHA sera peu influencée par une modification de la pression. De fait, on fait l'hypothèse que l'incertitude qui affectera les taux de comptage sera plus faible pour ce détecteur.

Au-delà de la détermination de ce nouvel optimal, il est possible de discuter des processus physiques à l'origine des évolutions de la largeur de la vallée et de la forme des spectres PHA. Ces modifications d'allure s'expliquent par le fait qu'à mesure que la pression augmente, le dépôt d'énergie par les produits de fission sature avant de chuter. Ce phénomène est dû à deux facteurs. Le premier est la saturation de la déposition d'énergie, qui est dû au parcours des particules chargées qui diminue à mesure que la pression augmente. Ainsi à partir d'une certaine pression (estimée à environ 3 bar au vu des résultats), les produits de fissions déposent toute leur énergie dans le gaz. Le second est le ralentissement de la collection des charges. En effet, la vitesse de dérive des charges dans l'espace inter-électrodes est inversement proportionnelle à la pression. De fait, le préamplificateur ne peut plus intégrer l'ensemble des charges électroniques avant de voir sa décroissance RC s'amorcer. Cela provoque un défaut balistique (un certain nombre de charge ne sera pas prise en compte par l'électronique) qui a pour conséquence une baisse globale de l'amplitude des impulsions en sortie de préamplificateur.

Il est également possible de remarquer que certains spectres montrent trois maxima, d'autre deux, et souvent de taille variable. Deux facteurs en sont à la cause :

- le premier est dû à l'espace inter-électrodes, suffisamment grand pour permettre de différencier les produits de fission léger et lourd sur le spectre PHA.
- le second est la possibilité de deux parcours différents dans le gaz de la chambre à fission du fait de la position du dépôt fissile pour cette géométrie de détecteur (sur la cathode). Cette possibilité est illustrée sur la figure 3.26.

Figure 3.26 - Représentation schématique des différents parcours dans le corps de la chambre à fission



Ces résultats mettent en lumière le besoin de disposer d'un outil de simulation en support au dimensionnement des chambres à fission qui permettrait à ces considérations qualitatives de devenir quantitatives. Une telle démarche est d'ores et déjà en cours au SPEX [43].

3.3.2. CHAÎNE DE MESURE PAR PREAMPLIFICATION DE COURANT EN MODE IMPULSION.

3.3.2.1. Courbes de discrimination.

- Influence de la pression

Les figures 3.28, 3.28 et 3.29 présentent les courbes de discrimination obtenues avec l'ADS 7820 aux différentes pressions de remplissage étudiées pour les trois gaz sélectionnés.

La chaîne de mesure utilisée fonctionne en mode MCS. Il a été vu (cf. chapitre 2, §4.1.) que les performances d'une chaîne de mesure fonctionnant dans ce mode dépendent de la pente du plateau de discrimination. Afin de déterminer l'optimal de pression, on cherche la pression correspondant à la pente de plateau la plus faible.

Figure 3.27 - Courbes de discrimination obtenues avec l'argon pur

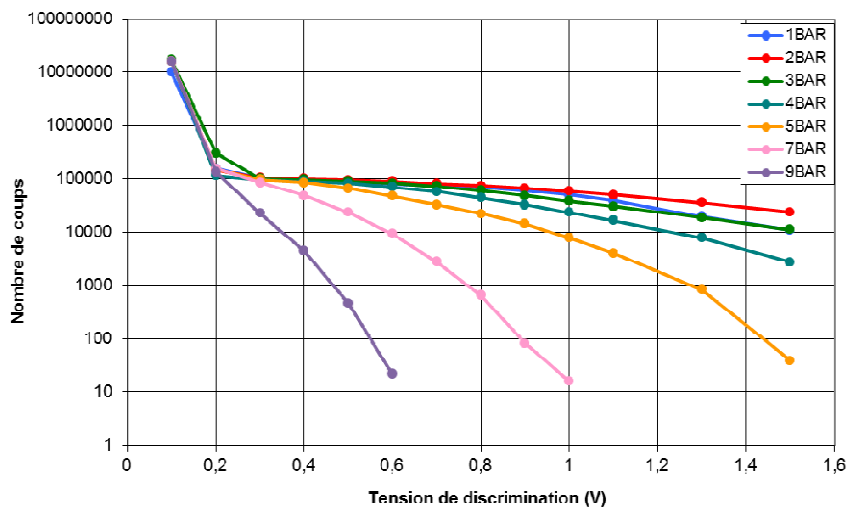


Figure 3.28 - Courbes de discrimination obtenues avec le mélange argon et 4% de N₂

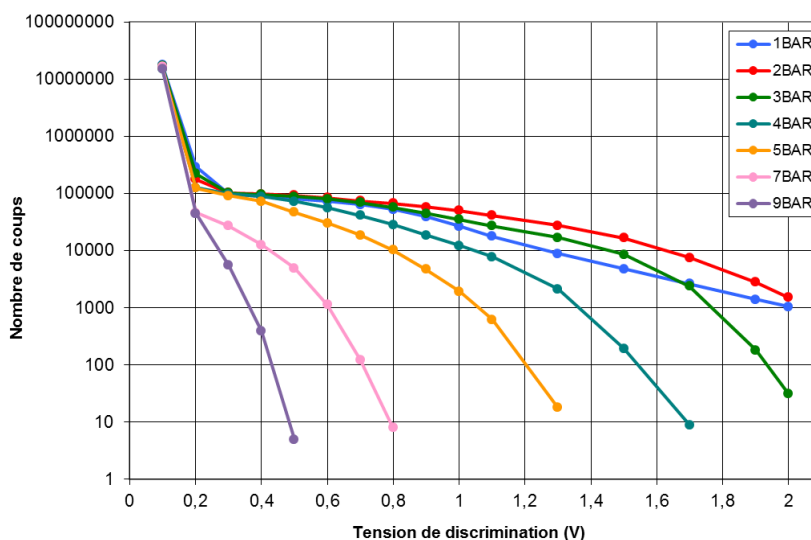
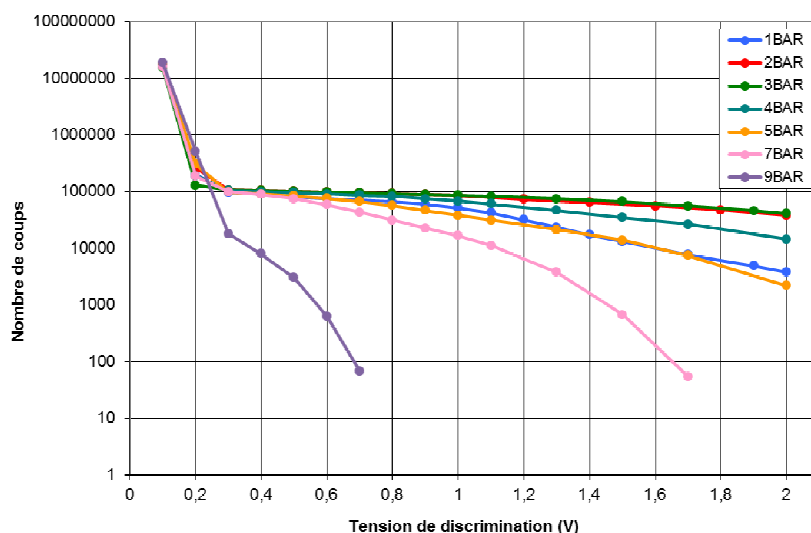


Figure 3.29 - Courbes de discrimination obtenues avec le mélange argon et 10% de CH₄



Ces résultats permettent de constater l'apparition d'un optimal de pression pour chaque gaz : 2 bar pour l'argon pur et le mélange d'argon et de 4% de N₂ et 3 bar pour le mélange d'argon et de 10% de CH₄. Le comportement de la chaîne de mesure est également différent suivant le gaz utilisé. Le mélange d'argon + 10% de CH₄ semble apporter les meilleurs résultats.

Ils mettent également en valeur le fait que la pression utilisée à l'heure actuelle, 9 bar, est inadaptée pour les mesures en préamplification de courant. Une électronique à préamplification de courant peut, de par sa rapidité, traiter une gamme de taux de comptage bien plus grande qu'une électronique à préamplification de charge (jusqu'à 1 000 000 de coups/s contre environ 50 000 coups/s) qui devient de fait à accessible aux chambre à fission de 8 mm de diamètre. L'utilisation d'une pression de remplissage plus basse apporte donc des améliorations significatives.

- **Influence de la nature du gaz**

Toutes les courbes sont disponibles en annexe 4. On présente sur les figures 3.30 et 3.31 les résultats les plus significatifs (pour la pression actuelle et celle définie comme optimale en conclusion).

Figure 3.30 - Courbes de discrimination à 2 bar

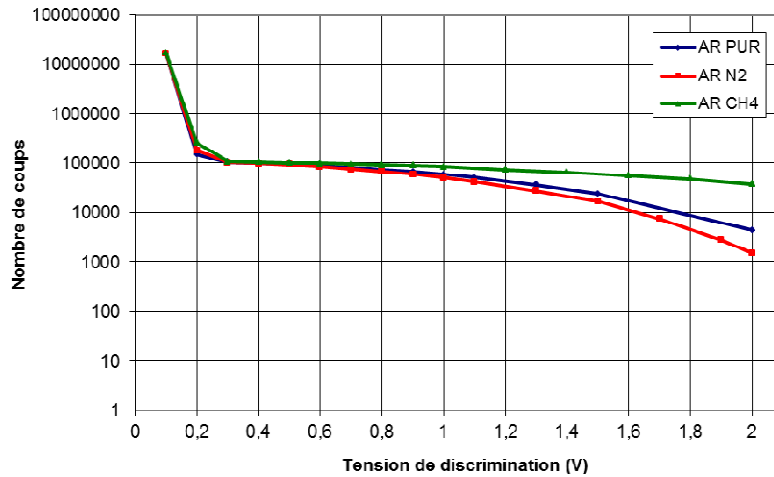
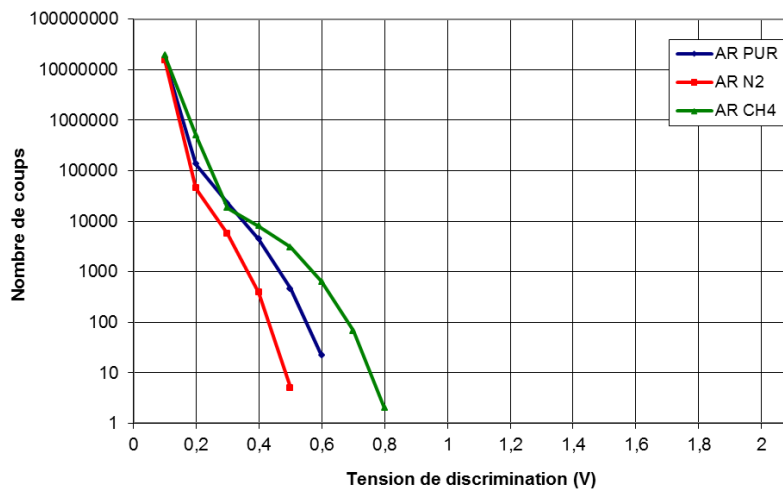


Figure 3.31 - Courbes de discrimination à 9 bar



Afin de mettre en perspective l'amélioration apportée par l'utilisation d'un remplissage différent de celui utilisé aujourd'hui, le tableau 3.6 présente les sensibilités du taux de comptage à la tension de discrimination. Ce calcul est réalisé au niveau du plateau et est fait pour le remplissage actuel (argon pur à 9 bar) et pour les cas décrits par la figure 3.29. La sensibilité correspond au rapport dN/dV (avec N le nombre de coups et V la tension de discrimination) et permet de quantifier la propagation de l'incertitude sur le seuil de discrimination sur celle affectant le taux de comptage.

Tableau 3.6 - Sensibilité de l'intégrale de comptage à la tension de discrimination.

	Sensibilité (coups/V)
Remplissage actuel	183300
Argon pur 2 bar	diminution d'un facteur 4 (42340)
Argon + 10%CH4 2bar	diminution d'un facteur 6 (29630)
Argon + 4%N2 2bar	diminution d'un facteur 4 (48290)

Ces résultats confirment que le mélange d'argon + 10% de CH₄ est la meilleure solution pour le remplissage des chambres à fission de 8 mm de diamètre utilisées avec une électronique à préamplification de courant.

3.3.2.2. Interprétation des résultats et premières conclusions.

Les résultats obtenus mettent en évidence un optimal de remplissage pour les chambres à fission de 8 mm de diamètre utilisées avec une électronique à préamplification de courant. Cet optimal a été choisi en sélectionnant la valeur de pression offrant le plateau de discrimination de pente la plus faible. Il s'agit d'un remplissage d'argon additionné de 10% de méthane à une pression de 2 bar. Ce remplissage permet notamment de diviser la sensibilité du taux de comptage au seuil de discrimination par 6 par rapport à celui utilisé avant ces travaux.

D'un point de vue qualitatif, l'évolution de l'allure des courbes de discrimination avec la pression s'explique par le fait que, contrairement aux mesures en préamplification de charge, on s'intéresse au courant moyen. Ainsi ce n'est plus la valeur intégrale totale de la charge qui est mesurée mais le courant. Si la valeur de la charge a une importance, sa dynamique de collection est, elle, tout aussi importante puisque la grandeur mesurée n'est autre que l'intégrale de charge divisée par le temps de collection. Or, à mesure que la pression augmente, le temps de collection, lui, augmente également (la mobilité des charges étant inversement proportionnelle à la pression). De fait, si l'amplitude moyenne des impulsions augmente en même temps que la pression (le nombre de charges déposées augmentant), lorsque le nombre de charges déposées sature, le temps de collection continuant, lui, à augmenter, l'amplitude moyenne des impulsions finit par diminuer.

3.4. CONCLUSIONS GENERALES SUR L'INFLUENCE DU GAZ DE REMPLISSAGE

Ces mesures ont permis de mettre en évidence l'inadaptabilité du remplissage actuel des chambres à fission de 8 mm de diamètre. S'il se trouve que l'argon pur est en effet le gaz à privilégier dans le cas de la mesure par préamplification de charge, une pression de 9 bar apporte les moins bons résultats en préamplification de charge comme en préamplification de courant. Les résultats montrent en définitive qu'il faut adapter le remplissage de la chambre à fission à l'utilisation qui en sera faite :

- pour des chambres à fission utilisées en préamplification de charge en mode impulsif, on préconise l'argon pur à une pression de 2 bar. Cette pression conduit à une incertitude sur le taux de comptage PHA estimée à 0.25%, soit une réduction d'un facteur 2 par rapport à l'incertitude due au remplissage actuel,
- pour des chambres à fission utilisées en préamplification de courant en mode impulsif, le gaz préconisé est l'argon additionné de 10% de CH₄ à 3 bar. Ce remplissage, en permettant de faire des mesures de bonne qualité grâce à une électronique de préamplification de courant, donne la possibilité de mesurer des taux de comptage allant jusqu'à 1 000 000 de coups/s. Cette amélioration permet une plus grande flexibilité dans l'utilisation de ces détecteurs. En effet, grâce à ces travaux il est désormais possible d'utiliser des capteurs emportant une grande quantité de matière fissile (masse déposée > 1.5 mg) pour réaliser à la fois des acquisitions à

bas flux neutroniques et à haut flux neutroniques. Il fallait auparavant pour ces deux opérations utiliser deux détecteurs différents emportant une quantité de matière fissile optimisée pour chaque acquisition.

Cette série de mesures a également apporté des données fondamentales amenant à repenser en profondeur le dimensionnement des chambres à fission de 8 mm de diamètre. Ses résultats sont dorénavant pris en compte lors de la conception des nouveaux détecteurs. Ils ont motivé la mise au point d'une nouvelle chambre à fission de 8 mm de diamètre caractérisée par une distance inter-électrodes réduite dans le but d'encore réduire le temps de collection des charges.

4. CONCLUSION.

En définitive les études détaillées dans ce chapitre auront permis :

- de présenter un modèle analytique de la déposition d'énergie dans le dépôt fissile. Malgré les hypothèses simplificatrices considérées, ce modèle permet de retrouver des comportements proches de ceux constatés expérimentalement. Ce modèle reste cependant à affiner, en particulier au niveau de la prise en compte de la déposition d'énergie des produits de fission dans le gaz de remplissage. Enfin, ces études seront à mener en parallèle avec celles réalisées par le SPEX/LDCI à l'aide d'un outil plus complet : le programme CHESTER [43].
- d'étudier l'influence du gaz de remplissage sur les performances d'une chambre à fission de 8 mm de diamètre. Cette étude conduit à proposer de nouveaux standards de remplissage pour ce type de détecteur, différents selon que l'on souhaite utiliser le détecteur en préamplification de courant ou en préamplification de charge. Pour la préamplification de charge, ces travaux ont permis d'estimer la propagation de l'incertitude sur la pression de remplissage sur le taux de comptage et l'utilisation du nouveau standard de remplissage a permis de diviser cette incertitude par deux. Pour le fonctionnement en préamplification de courant, le nouveau standard permet notamment de diviser par 6 la sensibilité au seuil de discrimination et donc de rendre accessible à ce type de détecteur une gamme de taux de comptage allant jusqu'à 1 000 000 de coups/s. Une telle avancée permet une utilisation des détecteurs fortement chargés en matières fissiles dans des conditions plus variées, ce qui est avantageux à deux titres :
 - ces détecteurs améliorent les opérations de mesures dans des milieux à bas flux neutroniques en diminuant le temps d'acquisition et/ou les incertitudes associées à la mesure,
 - l'utilisation d'une électronique à préamplification de courant permet le traitement du taux de comptage émis lors d'opérations de mesures dans des milieux à haut flux neutronique.

Cette amélioration permet à des mesures qui nécessitaient auparavant deux détecteurs distincts, un fortement chargé et un autre peu chargé en matière fissile, d'être dorénavant accomplies avec un seul et même détecteur. Compte tenu du coût de fabrication d'une chambre à fission (plusieurs dizaines de milliers d'euros), on comprend l'intérêt d'un tel résultat.

Ces résultats ont grandement contribué à l'optimisation du dimensionnement des chambres à fission de 8 mm de diamètre et sont dorénavant pris en compte lors de la fabrication de nouveaux détecteurs. Ils ont en outre motivé la conception d'une nouvelle géométrie de chambre à fission présentant une distance inter-électrodes réduite.

Ces mesures se doivent par ailleurs d'être poursuivies sur les autres géométries de chambre à fission déjà en utilisation au SPEX, en particulier sur les chambres à fission de 4 mm de diamètre.

**CHAPITRE 4 : AMELIORATION DE LA CHAINE
D'ACQUISITION ET DES METHODES DE POST-
TRAITEMENT.**

CHAPITRE 4 : AMELIORATION DE LA CHAINE D'ACQUISITION ET DES METHODES DE POST-TRAITEMENT.

1. INTRODUCTION.

Élément fondamental de la mesure par chambre à fission, la chaîne d'acquisition et de traitement permet de convertir le taux de réaction du dépôt du détecteur en un taux de comptage interprétable par l'utilisateur.

Cette partie du mémoire porte dans un premier temps sur les chaînes de mesure déjà en place sur les maquettes critiques du SPEX et la description de leur fonctionnement. Après un bilan de leurs limitations techniques et des raisons pouvant motiver leur modernisation, le mémoire se focalisera sur les trois solutions de remplacement testées sur MINERVE dont on quantifie les performances (impact sur les incertitudes, le temps mort...) :

- une solution de remplacement analogique industrielle : l'association du préamplificateur 2006, de l'amplificateur 2024 et de l'analyseur de signal MP2, les trois appareils étant fabriqués par la société CANBERRA. Cette solution est la plus « classique » des trois et consiste en un remplacement poste à poste de chaque élément de la chaîne de mesure par des modèles plus récents et dont le fonctionnement est analogue.
- une solution de remplacement numérique industrielle : le système intégré LYNX, dernier né de la société CANBERRA. Cette solution change radicalement la nature du traitement du signal qui devient majoritairement numérique. En outre, elle apporte des améliorations ergonomiques majeures et des possibilités de réglage en théorie plus fine que celles proposées sur une chaîne analogique « classique ».
- une solution de remplacement numérique développée au CEA/Saclay, au sein du Laboratoire des Capteurs et des Architectures Electroniques (LCAE) : le système PING. Cette solution est la plus innovante de par la nature du traitement du signal : de la datation numérique en ligne par préamplification de courant. Ce système apporte également une grande flexibilité d'utilisation grâce aux différents algorithmes de traitement pouvant être programmés puis intégrés à l'appareil suivant les besoins.

A l'issue de ces études on dresse une série de recommandations dans le but d'indiquer quelles sont les solutions à court et plus long terme les plus à même de moderniser l'électronique d'acquisition utilisée pour les mesures par chambre à fission miniature.

L'électronique n'est pas la seule responsable de la qualité des mesures par chambres à fission. Le post-traitement, notamment en ce qui concerne la gestion et la correction du temps mort, est fondamental. Ainsi, une nouvelle méthodologie de traitement a été développée au cours des travaux de thèse. Elle sera décrite et les améliorations qu'elle apporte seront détaillées.

2. LES CHAINES DE MESURES ACTUELLES : PERFORMANCES ET LIMITATIONS

2.1. LES CHAINES DE MESURES DES REACTEURS EOLE ET MINERVE.

Sur ces deux réacteurs, les chaînes de mesure utilisées pour l'expérimentation sont exclusivement des systèmes à préamplification de charge. Elles fonctionnent soit en mode PHA soit en mode MCS, chacun de ces modes nécessitant une mise en place expérimentale particulière. Les deux chaînes de mesure correspondantes sont illustrées sur les figures 4.1

et 4.2. La suite de cette partie décrit plus en détail chaque élément mis en œuvre dans les deux cas.

Figure 4.1 - Schéma de montage d'une chaîne d'acquisition PHA typique du SPEx

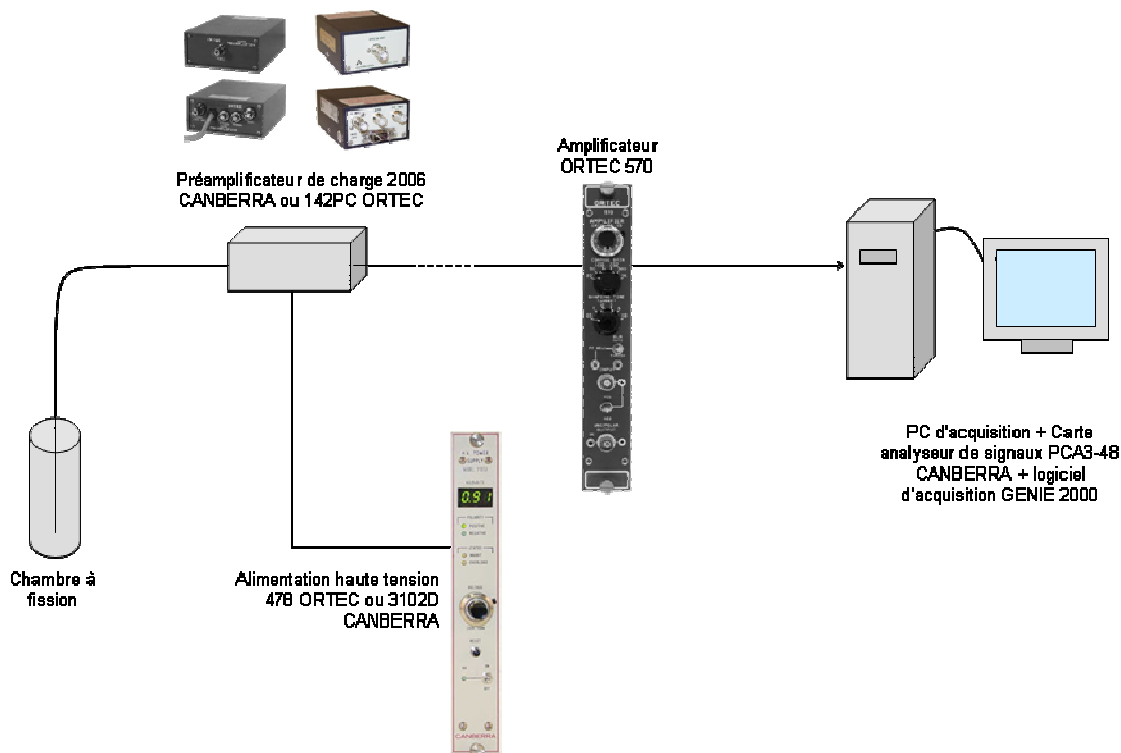
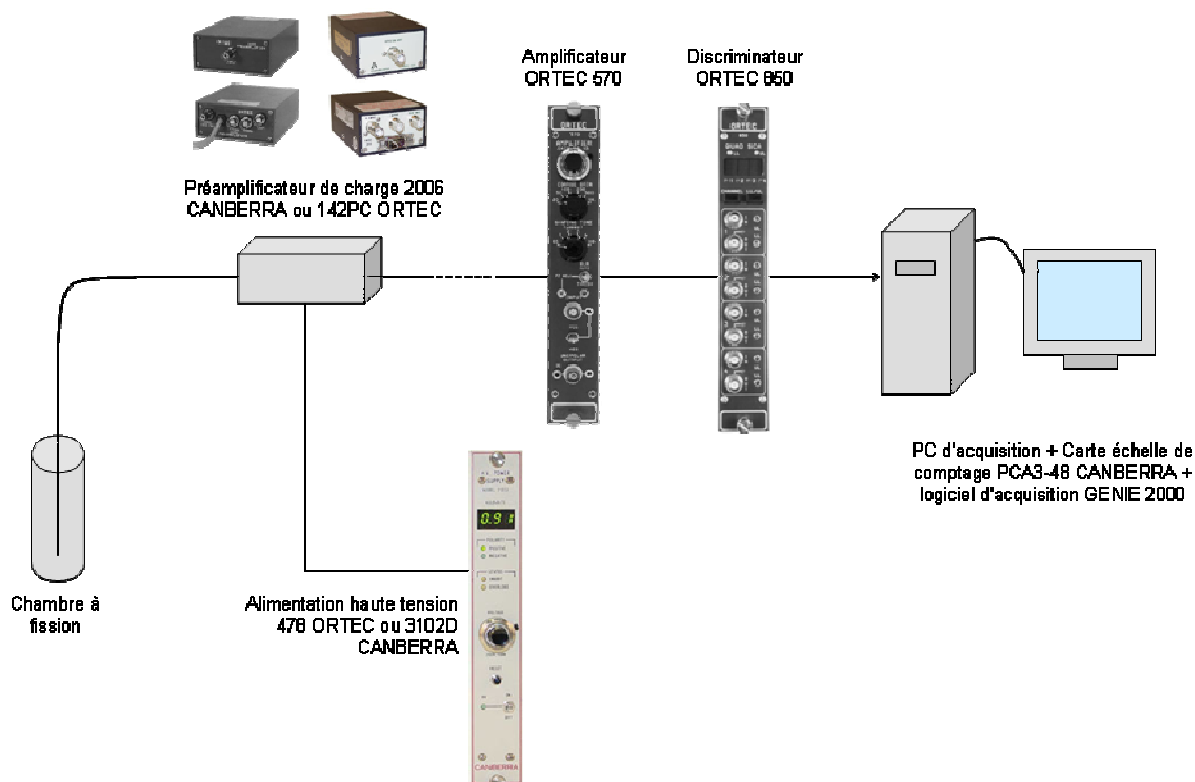


Figure 4.2 - Schéma de montage d'une chaîne d'acquisition MCS typique du SPEx



2.1.1. PREAMPLIFICATEURS.

Les préamplificateurs mis en œuvre sont exclusivement des préamplificateurs de charge à circuit de décharge RC. Le SPEX détient deux modèles : le 142PC ORTEC (en grande majorité) et quelques 2006 CANBERRA (cf. figure 4.3 et figure 4.4). Les deux appareils présentent des caractéristiques très semblables qui sont résumées dans le tableau 4.1. D'un point de vue connectique, ils disposent tous deux :

- d'une entrée test servant au diagnostic (en face arrière),
- d'une entrée accueillant la tension de polarisation du détecteur (en face arrière). Le préamplificateur sert donc de relais entre le module haute-tension et le détecteur,
- d'une entrée utilisée pour l'alimentation du préamplificateur lui-même (en face arrière). Cette alimentation se fait par une basse tension fournie par l'amplificateur,
- d'une sortie permettant de transmettre le signal au reste de l'électronique (en face arrière).
- d'une entrée recueillant le signal émis par le détecteur (en face avant)

Figure 4.3 - Photographie du préamplificateur 142PC de la société ORTEC



Figure 4.4 - Photographie du préamplificateur 2006 de la société CANBERRA



Tableau 4.1 - Comparatif des caractéristiques des préamplificateurs 142PC ORTEC et 2006 CANBERRA

	2006	142PC
Gain (par millions de paires électron / ion collectées)	47 mV ou 235 mV	1040 mV
Temps de montée	<35 ns	<150 ns
Temps de descente	50 μ s	50 μ s
Bruit (en équivalent paires électron / ion)	<460	<450
Impédance équivalent en sortie	93 Ω	93 Ω

La différence notable entre ces deux préamplificateurs concerne :

- le gain. Celui, plus faible, du modèle CANBERRA est réglable par un cavalier situé à l'intérieur du dispositif. Expérimentalement, il a été observé que le gain de l'amplificateur ORTEC était trop élevé et faisait saturer l'électronique de traitement en aval (amplificateur et analyseur de signal), et ce, même en fixant les réglages du deuxième étage d'amplification au plus bas.

- le temps de montée. Celui du modèle CANBERRA est plus court, ce qui implique que cette électronique est en théorie plus rapide.

En définitive, de par ses caractéristiques et sa plus grande flexibilité, le modèle CANBERRA apparait plus performant que le modèle ORTEC pour les mesures par chambres à fission miniatures réalisées au SPEX.

2.1.2. AMPLIFICATEUR DE MISE EN FORME

Deux types d'amplificateurs sont actuellement déployés par le SPEX sur ses maquettes critiques : le modèle 570 d'ORTEC (cf. figure 4.5) et le modèle 2022 de CANBERRA (cf. figure 4.6). Des photographies de ces deux appareils sont disponibles ci-dessous. D'autres amplificateurs sont également utilisés mais de manière bien plus ponctuelles et souvent en « dépannage ». Leurs caractéristiques étant sensiblement équivalentes aux deux modèles précités, ils ne seront pas considérés pour l'étude effectuée dans ce chapitre.

Figure 4.5 - Photographie de l'amplificateur ORTEC 570



Figure 4.6 - Photographie de l'amplificateur CANBERRA 2022



Les deux modèles d'amplificateurs sont connectés sur des racks de type NIM (Nuclear Instrumentation Module) qui leur fournissent une alimentation en basse tension. Les amplificateurs en plus d'assurer la mise en forme et l'amplification du signal provenant du préamplificateur leur relaient également la basse tension qui leur est fournie par le rack.

De nombreux réglages, les mêmes pour les deux modèles, permettent à l'utilisateur d'ajuster :

- le gain grossier,
- le gain fin (le gain total de l'amplificateur est le produit du gain fin par le gain grossier),
- la constante de mise en forme (shaping time),
- la correction de l'effet d'undershot/overshot par pôle zéro,
- le choix de la polarisation du signal d'entrée.

Le défaut de ces deux amplificateurs est le manque de permissivité du réglage du temps de mise en forme. En effet, son minimum est de 0.5 μ s dans les deux cas. Certains amplificateurs plus récents, comme le modèle 2024 de CANBERRA, permettent de

d'abaisser ce paramètre jusqu'à une valeur de 0.25 μ s. Abaisser la valeur du temps de mise forme conduit à améliorer les performances d'une chaîne de mesure vis à vis des phénomènes de temps mort et d'empilement (cf. chapitre 2). Ce point est fondamental pour l'amélioration des mesures par chambre à fission. En outre, ces deux modèles ne permettent pas de faire de la réjection d'empilement, comme c'est le cas sur des modèles plus récents tel que l'amplificateur 2024 de CANBERRA. Si cela n'est pas gênant pour les mesures utilisant des chambres à fission contenant des isotopes dont la période de décroissance radioactive alpha est longue (supérieure à plusieurs dizaines de milliers d'années), c'est par contre indispensable pour des chambres à fission embarquant du ^{238}Pu ou du ^{241}Am (isotopes dont les périodes respectives sont d'environ 83 ans et 432 ans).

2.1.3. DISCRIMINATEUR.

Le discriminateur utilisé en standard par le SPEX sur les maquettes critiques EOLE et MINERVE est le modèle 850 fabriqué par ORTEC (cf. figure 4.7). Ce discriminateur permet de traiter simultanément quatre voies de mesure, chacune caractérisée par un seuil de discrimination propre fixé par une vis de réglage.

Dans la mesure où le signal de sortie est au format TTL, il n'y a pas vraiment d'intérêt scientifique pour le SPEX à remplacer cet appareil. Néanmoins, des solutions intégrées comme le LYNX (cf. chapitre 4, §3.3) permettent en théorie de remplacer ce module par des traitements numériques internes. La viabilité d'une telle solution, qui apporterait par contre une grande amélioration ergonomique, est testée par la suite (cf. chapitre 4, §3.3.3.2.).

Figure 4.7 - Photographie du discriminateur quatre voies 850 ORTEC



2.1.4. ANALYSEUR DE SIGNAL / ECHELLE DE COMPTAGE

L'analyseur de signal utilisé à l'heure actuelle sur les maquettes critiques EOLE et MINERVE est une carte d'acquisition PCA3-48 fabriquée par CANBERRA. Cette carte se branche sur le port ISA d'un ordinateur de bureau et dispose de deux entrées BNC recevant, pour l'une, le signal provenant d'un amplificateur (fonctionnement en mode PHA) et pour l'autre d'un discriminateur (fonctionnement en mode MCS). La carte joue donc aussi bien le rôle d'analyseur de signal que d'échelle de comptage numérique. C'est à l'utilisateur de décider au début de l'expérience quel mode sera utilisé et de faire les branchements en conséquence. Malgré sa robustesse et sa fiabilité, cette carte est aujourd'hui obsolète à plus d'un titre :

- premièrement en raison de son format. En effet, utiliser cette carte impose de passer par un ordinateur embarquant un port ISA, donc très ancien. Cela limite : d'une part

la rapidité des mesures à cause des performances de l'ordinateur, et d'autre part les possibilités de déplacement d'une chaîne de mesure ; un PC fixe au format tour étant nécessaire.

- en second lieu, en raison de la conversion analogique numérique ; de type Wilkinson pour cette carte. Ce type de conversion génère un temps mort qui dépend de l'amplitude du signal. Le temps mort peut donc varier au cours de la mesure. De plus, le temps mort généré par ce matériel est bien trop élevé (cf. chapitre 2, §5.1.), ce qui, en plus d'introduire d'éventuels biais dans les mesures, augmente d'autant le temps d'acquisition.

En raison des limitations listées ci-dessus et des conséquences sur les mesures et leur déroulement, le changement d'analyseur de signal constitue donc une priorité.

2.1.5. ALIMENTATION HAUTE-TENSION.

Les différents modèles utilisés par le SPEX possèdent des caractéristiques globalement équivalentes. Compte tenu des remarques faites au chapitre 2, tous ces appareils délivrent une haute tension dont la stabilité est garantie et est quantifiée par le constructeur. Les plus fréquemment mis en œuvre sont des modèles d'ORTEC et CANBERRA, respectivement les modèles 478 et 3102D (cf. figure 4.8).

Figure 4.8 - Photographie du module haute tension 3102D CANBERRA



2.2. LES CHAINES DE MESURE DU REACTEUR MASURCA.

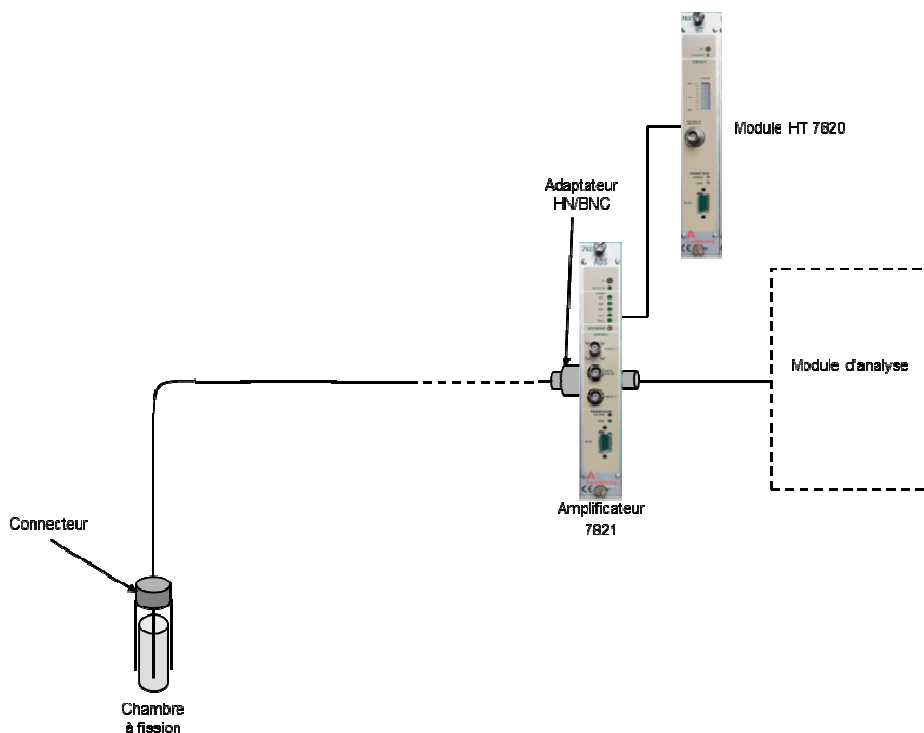
L'électronique de mesure expérimentale du réacteur MASURCA comprend deux chaînes à préamplification de charge du même type que celles décrites précédemment qui ne constituent cependant qu'une faible partie des moyens de mesure mis en œuvre sur ce réacteur. En effet, en raison du mode de chargement du cœur¹ et des caractéristiques des cœurs étudiés dans cette installation, les détecteurs utilisés sont dimensionnés de manière à fournir un taux de comptage de plusieurs dizaines voire centaines de coups par seconde dès le début des opérations de mise en place des assemblages fissiles. A MASURCA, pour des questions de stratégie de mesures, ces détecteurs sont déplacés ou remplacés par des détecteurs différents le moins souvent possible. Cela signifie que les détecteurs peuvent

¹ Le chargement d'un cœur est l'opération qui consiste à atteindre, en suivant des règles visant à garantir la sécurité des personnes en particulier, un état du réacteur permettant à la réaction en chaîne de fission de s'entretenir. Les caractéristiques des configurations expérimentales MASURCA ainsi que les règles suivies pour leur chargement, sont assez différentes de celles d'EOLE et MINERVE et conduisent en définitive à des besoins en instrumentation autres.

émettre, lorsque le réacteur est à sa puissance maximale (5 kW), des taux de comptage de l'ordre du million de coups par seconde. Dans ces conditions, il est impossible pour une chaîne de mesure à préamplification de charge de couvrir une telle dynamique de taux de comptage du fait de la problématique de temps mort. En conséquence, le réacteur MASURCA est également équipé d'une douzaine de chaînes de mesures fonctionnant en préamplification de courant, donc beaucoup plus rapides. Cette partie du mémoire a pour objectif de décrire les appareils composants ces chaînes de mesures (cf. figure 4.9).

Le matériel équipant la maquette MASURCA a été mis en place au début des années 2000 et les retours sur expériences accumulés par le SPEX sur leur utilisation ne permettent pas de motiver leur remplacement à court terme dans la mesure où le réacteur est à l'arrêt depuis 2007. Néanmoins, l'installation doit faire l'objet d'un important programme de rénovation qui prévoit la reprise des activités expérimentales vers la fin 2017. De fait, une réflexion est à engager pour doter cette installation de moyens de mesure performants à cette échéance. Les travaux de thèse rentrent également dans cette problématique.

Figure 4.9 - Schéma de principe d'une chaîne de mesure fonctionnant en préamplification de courant équipant le réacteur MASURCA



2.2.1. PREAMPLIFICATEUR DE COURANT, MISE EN FORME/AMPLIFICATION, DISCRIMINATEUR ET ALIMENTATION HAUTE TENSION.

Comme l'indique la figure précédente, la partie de la chaîne de mesure en amont du module d'analyse se compose de deux modules uniquement :

- un module réalisant la préamplification, la mise en forme/amplification et la discrimination,
- un module délivrant l'alimentation haute tension.

Les appareils mis en œuvre sont les modèles ADS7820 et HT7821 de CANBERRA (cf. figure 4.10 et 4.11)

Ces cartes sont embarquées dans des PC distincts. Ce dispositif est complété par un poste de supervision équipé d'un logiciel dédié qui permet entre autres :

- le pilotage global de la réalisation des mesures (début, arrêt, nombre et largeur des canaux de mesure, sélection des détecteurs),
- l'acquisition de la position des barres, de températures et de paramètres généraux (date, heure, configuration du cœur, puissance du réacteur),
- le fonctionnement des systèmes de translation utilisés pour déplacer, dans le cœur, des chambres à fission ou des dosimètres à activation (principalement).

Cet ensemble de cartes de PC, d'écrans et de logiciel constitue le système d'acquisition de MASURCA (SAM). Les dernières mesures réalisées sur MASURCA en 2006 et 2007 ont permis de faire le bilan des évolutions à apporter à ce système compte tenu de la date de reprise des expérimentations aujourd'hui planifiée courant 2017.

2.3. CONCLUSION

Cette partie aura permis de faire le point sur les matériels utilisés sur les maquettes critiques du SPEX pour la mesure par chambre à fission. L'objectif de cette partie des travaux de thèse est d'apporter des améliorations à ces chaînes d'acquisition. A ce titre, les besoins du SPEX sont :

- un besoin à court terme pour les maquettes EOLE et MINERVE,
- un besoin à plus long terme pour la maquette MASURCA,

Les mesures réalisées sur EOLE et MINERVE reposent sur une électronique fonctionnant en préamplification de charge qui, bien que robuste et fiable, est ancienne, lente et utilise des standards informatiques obsolètes. La mise à niveau de ce matériel constitue un besoin réel et immédiat.

Le réacteur MASURCA dispose quant à lui d'une électronique de préamplification de courant performante qui a été mise en place au début des années 2000. Sa modernisation est néanmoins prévue compte tenu de la reprise des expérimentations courant 2017, à l'issue d'importants travaux de rénovation de l'installation. Dans ce cadre, un lot projet est dédié à la conception d'un nouvel outil de mesure au sens large.

En définitive, l'expression de ces besoins a conduit à distinguer trois électroniques de mesure à même de remplacer les matériels existants :

- une solution analogique industrielle fonctionnant en préamplification de charge, l'association préamplificateur 2006 / amplificateur 2024 / codeur MP2 de CANBERRA, pouvant être mise en place immédiatement sur les réacteurs EOLE et MINERVE. En effet, ce matériel est connu et a un fonctionnement analogue à celui employé actuellement. Il est de plus théoriquement plus rapide que les chaînes de mesures actuelles,
- une solution numérique industrielle moderne fonctionnant en préamplification de charge : le système intégré LYNX de CANBERRA. Ce matériel peut lui aussi être mis en place immédiatement sur les réacteurs EOLE et MINERVE. Il apporte théoriquement de meilleures performances et une plus grande flexibilité que l'électronique actuelle. Néanmoins, ses performances pour la mesure par chambre à fission n'ont encore jamais été testées,
- une solution numérique fonctionnant en préamplification de courant développée au CEA/Saclay par le Laboratoire des Capteurs et des Architectures Electroniques (LCAE) du Département de la Recherche Technologique (DRT) : le système PING. Cet équipement, encore en l'état de prototype, n'a encore jamais été testé dans les conditions expérimentales que l'on trouve sur les maquettes critiques. Cependant, son architecture innovante et la grande flexibilité qu'elle apporte en fait une solution envisageable pour équiper en partie la maquette MASURCA.

La présentation plus exhaustive de chacune de ces solutions et des tests qu'elles ont subis en réacteur et en laboratoire est effectuée dans la suite de ce chapitre.

3. VOIES D'AMELIORATION : TEST, ANALYSE ET QUALIFICATION DE NOUVEAUX DISPOSITIFS.

3.1. PRESENTATION DE L'ETUDE.

L'objectif de cette partie est pour chaque solution de remplacement d'en faire la présentation, de détailler les protocoles de tests suivis et d'analyser les résultats obtenus.

Les mesures ont été réalisées en laboratoire ainsi que sur le réacteur MINERVE. Bien que le protocole expérimental adopté diffère d'une solution à l'autre, l'objectif a été de comparer les différentes solutions avec la chaîne de mesure équipant actuellement les réacteurs EOLE et MINERVE. Le critère de comparaison principal a été dans les trois cas les performances vis à vis de la problématique de temps mort. Ainsi, la majeure partie des mesures a consisté en des acquisitions de taux de comptage sur une gamme typique de celles rencontrées sur les réacteurs EOLE et MINERVE lors des expérimentations, entre 1 coups/s et $\approx 50\,000$ coups/s. On rappelle les trois chaînes d'acquisitions testées et les essais réalisés :

- l'association préamplificateur 2006 / amplificateur 2024 / codeur MP2. Ses performances ont été testées sur réacteurs essentiellement,
- Le LYNX, un système entièrement numérique. Le traitement qu'il fait subir au signal est radicalement différent de celui des chaînes de mesures analogiques. Ainsi de nouveaux paramètres de réglages sont proposés à l'utilisateur. Ces paramètres ont fait l'objet de tests dédiés, dans une fenêtre de temps contrainte¹, à l'aide d'un générateur d'impulsions ainsi que sur le réacteur MINERVE afin de déterminer leur influence sur les mesures.
- Le système numérique PING, développé par le CEA. En effet, ce dispositif est encore à l'état de prototype et n'a pas été encore testé exhaustivement en conjonction avec un détecteur de type chambre à fission. Il n'a jusqu'à présent pas non plus été testé pour des mesures physiques par chambre à fission miniature en réacteur. Ainsi, cette étude s'est décomposée en deux étapes :
 - la première s'est déroulée en laboratoire. Elle a permis de concevoir un logiciel de dépouillement dédié aux mesures par chambres à fission et de réaliser des études paramétriques à l'aide d'un générateur d'impulsions ainsi qu'avec une chambre à fission, hors réacteur, soumise au flux neutronique d'une source de ^{252}Cf .
 - la seconde étape a eu lieu sur le réacteur MINERVE dans l'environnement radiatif d'un réacteur nucléaire de très faible puissance. Ces mesures ont également permis de tester pour la première fois les performances du système PING pour la mesure de transitoires de puissance.

La suite de cette partie présente tour à tour les trois chaînes de mesures testées et les résultats obtenus. Leur synthèse et les recommandations qui en découlent sont faites en fin de partie.

¹Un exemplaire du système LYNX a été prêté par la société CANBERRA au CEA/SPEX pour une durée d'environ trois mois au cours de laquelle il a fait l'objet de tests, dans un premier temps, sur le réacteur MINERVE (environ un mois) et, dans un second temps, sur la plate-forme MADERE du CEA/Cadarache, dédiée aux mesures de spectrométrie gamma.

3.2. SOLUTION ANALOGIQUE INDUSTRIELLE: ASSOCIATION 2024 / MP2

3.2.1. PRESENTATION DE LA CHAINE DE MESURE DE REMPLACEMENT ENVISAGEE.

Cette chaîne de mesure est une solution industrielle analogique du même type que les chaînes d'acquisition fonctionnant en préamplification de charge déjà en place sur les maquettes critiques du SPEX. L'amplificateur 570 ORTEC est remplacé par l'amplificateur 2024 CANBERRA (cf. figure 4.12), le codeur PCA3-48 CANBERRA par le codeur MP2 CANBERRA (cf. figure 4.13) et les préamplificateurs 142PC sont tous remplacés par le modèle 2006 de CANBERRA.

Les chaînes de mesure en mode PHA et MCS utilisant ce nouveau matériel sont représentées figure 4.14 et 4.15. Dans les deux cas, la nouvelle chaîne sera dénommée chaîne 2 pour la suite de cette étude ; la chaîne équipant actuellement les réacteurs EOLE et MINERVE sera dénommée chaîne 1. Les principes de fonctionnement des deux chaînes est identique. Chaque élément apporte les améliorations suivantes :

- le préamplificateur 2006 utilise, contrairement au modèle 142PC, une valeur de gain plus faible et ajustable à deux valeurs, ce qui permet d'utiliser cet appareil dans des circonstances plus variées. En effet, on a constaté expérimentalement que le gain du modèle 142PC, plus grand, empêche certaines mesures (cf. chapitre 4, §2.1.1.).
- l'amplificateur 2024 offre l'opportunité de régler le temps de mise en forme à une valeur deux fois inférieure à ce qui est possible sur le 570 d'ORTEC. De tels réglages permettent de diminuer le temps mort affectant la chaîne de mesure et, en conséquence, de lui faire traiter des taux de comptage plus élevés,
- enfin, le codeur MP2 présente quant à lui trois intérêts majeurs :
 - son convertisseur analogique/numérique est caractérisé par un temps mort fixe de 1 μ s, plus court que celui du codeur actuel,
 - il se monte sur rack NIM et communique avec l'ordinateur de l'utilisateur par connexion USB ou Ethernet. Ce qui évite le problème rencontré actuellement avec le codeur actuel, nécessitant l'emploi d'un ordinateur ancien, et rend cette solution pérenne d'un point de vue informatique,
 - il permet, grâce à son emploi combiné à l'amplificateur 2024, la réjection d'empilement (indispensable pour les mesures par chambres à fission chargées avec de l' ^{241}Am et du ^{238}Pu en particulier).

Figure 4.12 – Photographie de l'amplificateur 2024 CANBERRA



Figure 4.13 – Photographie de l'analyseur de signal MP2 CANBERRA



3.2.2. PROTOCOLE DE MESURE ADOPTE POUR LES TESTS.

Les mesures ont été réalisées sur le réacteur MINERVE. Trois chambres à fission ont été utilisées dans le but de couvrir la plus large gamme de taux de comptage possible. Les caractéristiques techniques de ces chambres à fission sont détaillées dans le tableau 4.2.

Figure 4.14 - Chaîne de mesure PHA 2024/MP2

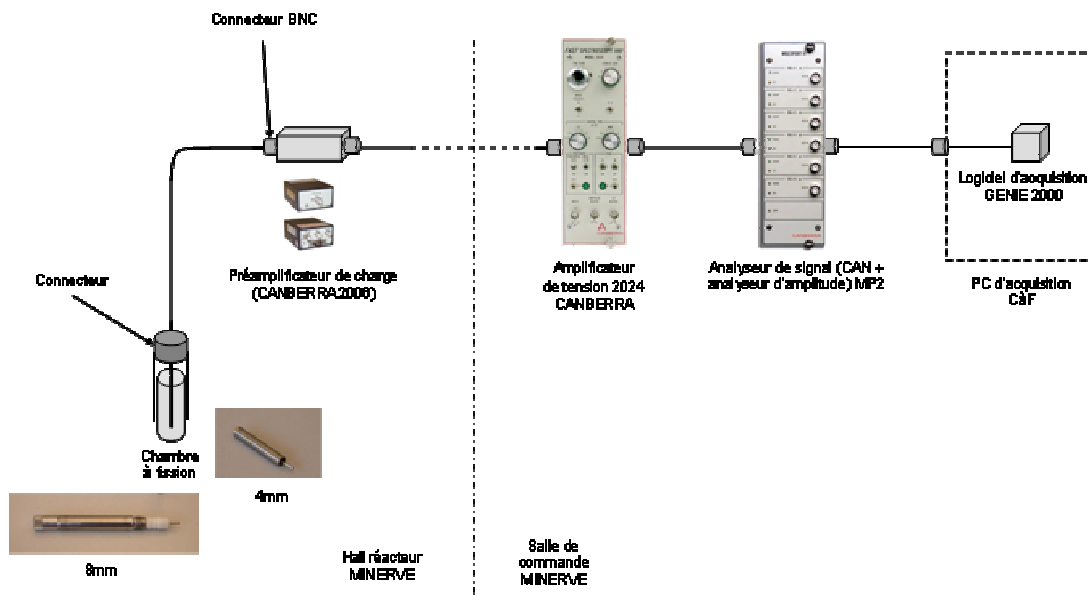


Figure 4.15 - Chaîne de mesure MCS 2024/MP2

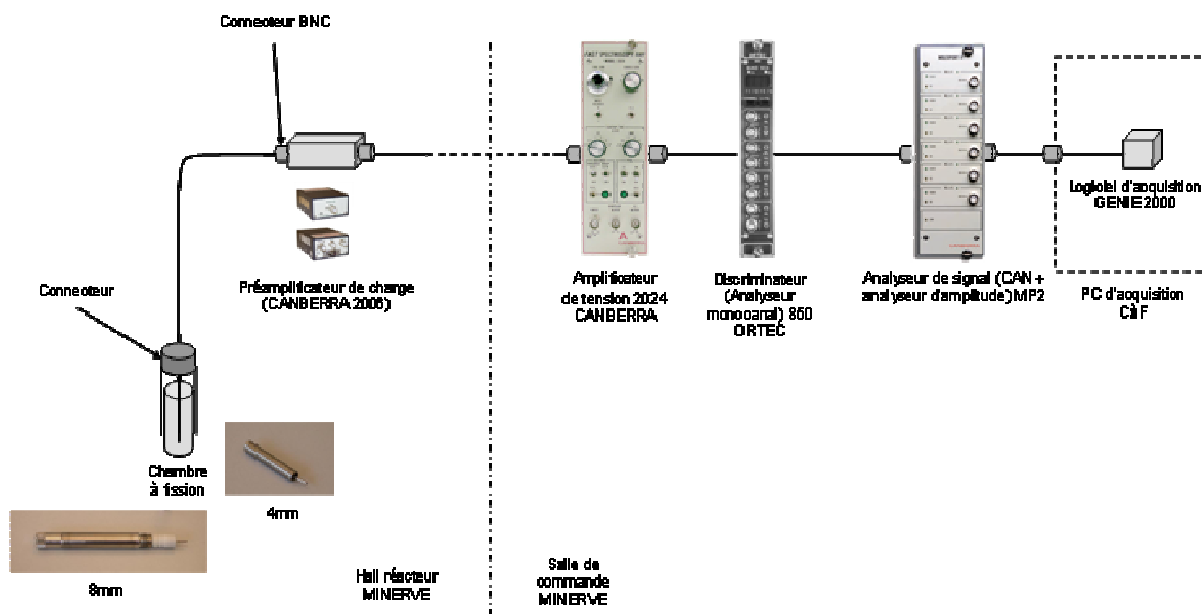


Tableau 4.2 - Caractéristiques techniques des chambres à fission utilisées dans le cadre du test de la chaîne 2

Isotope Principal	n°	Isotopes présents (pourcentage massique >0,05%)	Masse d'isotope principal (µg)
²³⁵ U	2103	²³⁴ U, ²³⁵ U, ²³⁸ U	102,7
²³⁵ U	2231	²³⁴ U, ²³⁵ U, ²³⁸ U	25,4
²³⁵ U	2233	²³⁴ U, ²³⁵ U, ²³⁸ U	250

Les trois détecteurs sont placés tour à tour dans le second canal de la chaussette thermique du réacteur MINERVE (cf. annexe 3). La puissance du réacteur est ajustée à différentes valeurs (respectivement 10 W, 30 W, 50 W, 60 W et 80 W) de manière à couvrir la gamme de taux de comptage la plus large possible. Ainsi, les taux de comptage accessibles par les chaînes de mesure s'étendent ainsi de 500 coups par seconde à 50 000 coups par seconde.

A des fins de normalisation, toutes les expériences sont aussi suivies à l'aide d'une chambre à fission moniteur placée dans le canal n°1 de la chaussette thermique du réacteur MINERVE. Cette chambre à fission, chargée avec 25 µg de ²³⁹Pu, est connectée à une chaîne de mesure du type de la chaîne 1. Le taux de comptage de ce détecteur peu chargé en matière fissile est utilisé pour suivre l'évolution de la puissance au cours de toutes les acquisitions. Il est mesuré en mode PHA et est supposé non affecté du temps mort. La suite des études montrera que cette hypothèse est largement justifiée.

Pour chaque chambre à fission et pour chaque puissance, trois grandeurs sont mesurées :

- le taux de comptage en mode PHA,
- la proportion de temps mort affectant la mesure en mode PHA,
- le taux de comptage en mode MCS.

Les taux de comptage obtenus sont tracés en fonction de leur valeur dite « attendue » ou « réelle ». Cette dernière valeur correspond au taux de comptage que la chaîne de mesure restituerait si elle n'était pas affectée du phénomène de temps mort. Elle résulte d'une extrapolation du taux de comptage obtenu à une basse puissance arbitraire. Cette extrapolation se base sur le fait que l'augmentation de la population neutronique en fonction de la puissance réacteur est linéaire :

$$C(P) = C(P_{\min}) \cdot \frac{P}{P_{\min}} \quad (4.1)$$

Avec,

$C(P)$, le taux de comptage émis par la chambre à fission à la puissance P ,

P_{\min} , une basse puissance à laquelle le temps mort est nul pour ce détecteur (10 W dans le cas présent).

Les réglages utilisés pour les chaînes de mesure 1 et 2 sont indiqués dans le tableau 4.3 Le tableau 4.4 présente l'ensemble des mesures réalisées dans le cadre de ces essais comparatifs. En plus de la comparaison globale entre les chaînes de mesure 1 et 2, l'impact de chaque élément de la chaîne 2 sur les mesures a été étudié indépendamment.

Tableau 4.3 – Réglage des deux chaînes de mesures lors des acquisitions

	Chaîne de mesure 1	Chaîne de mesure 2
Gain total	240	240
Constante de mise en forme	1 µs	0.25 µs
Tension de discrimination (MCS)	1.2 V	1.2 V

Tableau 4.4 - Mesures réalisées dans le cadre des tests d'électronique de remplacement dans les différents modes d'acquisitions (MCS et PHA). Les cases vertes correspondent aux mesures faites, les rouges aux mesures non faites. L'acronyme « PA » correspond au terme préamplificateur.

Matériel utilisé	Chambre à fission utilisée					
	2231		2103		2233	
Puissance réacteur 10W						
PA 2006 / Ampli 570 / Analyseur PCA3	PHA	MCS	PHA	MCS	PHA	MCS
PA 2006 / Ampli 570 / Analyseur MP2	PHA	MCS	PHA	MCS	PHA	MCS
PA 2006 / Ampli 2024 / Analyseur PCA3	PHA	MCS	PHA	MCS	PHA	MCS
PA 2006 / Ampli 2024 / Analyseur MP2	PHA	MCS	PHA	MCS	PHA	MCS
PA 142PC / Ampli 2024 / Analyseur MP2	PHA	MCS	PHA	MCS	PHA	MCS
PA 142PC / Ampli 2024 / Analyseur PCA3	PHA	MCS	PHA	MCS	PHA	MCS
Puissance réacteur 30W						
PA 2006 / Ampli 570 / Analyseur PCA3	PHA	MCS	PHA	MCS	PHA	MCS
PA 2006 / Ampli 570 / Analyseur MP2	PHA	MCS	PHA	MCS	PHA	MCS
PA 2006 / Ampli 2024 / Analyseur PCA3	PHA	MCS	PHA	MCS	PHA	MCS
PA 2006 / Ampli 2024 / Analyseur MP2	PHA	MCS	PHA	MCS	PHA	MCS
PA 142PC / Ampli 2024 / Analyseur MP2	PHA	MCS	PHA	MCS	PHA	MCS
PA 142PC / Ampli 2024 / Analyseur PCA3	PHA	MCS	PHA	MCS	PHA	MCS
Puissance réacteur 50W						
PA 2006 / Ampli 570 / Analyseur PCA3	PHA	MCS	PHA	MCS	PHA	MCS
PA 2006 / Ampli 570 / Analyseur MP2	PHA	MCS	PHA	MCS	PHA	MCS
PA 2006 / Ampli 2024 / Analyseur PCA3	PHA	MCS	PHA	MCS	PHA	MCS
PA 2006 / Ampli 2024 / Analyseur MP2	PHA	MCS	PHA	MCS	PHA	MCS
PA 142PC / Ampli 2024 / Analyseur MP2	PHA	MCS	PHA	MCS	PHA	MCS
PA 142PC / Ampli 2024 / Analyseur PCA3	PHA	MCS	PHA	MCS	PHA	MCS
Puissance réacteur 60W						
PA 2006 / Ampli 570 / Analyseur PCA3	PHA	MCS	PHA	MCS	PHA	MCS
PA 2006 / Ampli 570 / Analyseur MP2	PHA	MCS	PHA	MCS	PHA	MCS
PA 2006 / Ampli 2024 / Analyseur PCA3	PHA	MCS	PHA	MCS	PHA	MCS
PA 2006 / Ampli 2024 / Analyseur MP2	PHA	MCS	PHA	MCS	PHA	MCS
PA 142PC / Ampli 2024 / Analyseur MP2	PHA	MCS	PHA	MCS	PHA	MCS
PA 142PC / Ampli 2024 / Analyseur PCA3	PHA	MCS	PHA	MCS	PHA	MCS
Puissance réacteur 80W						
PA 2006 / Ampli 570 / Analyseur PCA3	PHA	MCS	PHA	MCS	PHA	MCS
PA 2006 / Ampli 570 / Analyseur MP2	PHA	MCS	PHA	MCS	PHA	MCS
PA 2006 / Ampli 2024 / Analyseur PCA3	PHA	MCS	PHA	MCS	PHA	MCS
PA 2006 / Ampli 2024 / Analyseur MP2	PHA	MCS	PHA	MCS	PHA	MCS
PA 142PC / Ampli 2024 / Analyseur MP2	PHA	MCS	PHA	MCS	PHA	MCS
PA 142PC / Ampli 2024 / Analyseur PCA3	PHA	MCS	PHA	MCS	PHA	MCS

Les incertitudes de mesure affectant les comptages MCS et PHA sont les mêmes pour toutes les acquisitions, celles-ci ayant été réalisées exactement dans les mêmes conditions. Les différentes composantes et les incertitudes totales estimées pour les deux modes sont données dans les tableaux 4.5 et 4.6 à 1σ . L'incertitude affectant la proportion de temps mort en mode PHA est négligée.

Tableau 4.5 - Incertitudes de mesure affectant les taux de comptage PHA

<i>Incertaince affectant les taux de comptage PHA</i>	
Incertitude statistique	0.30%
Incertitude sur la tension de polarisation	0.20%
Incertitude sur le positionnement	1%
Incertitude sur le dépouillement des taux de comptage	0.50%
Incertitude totale estimée	1.20%

Tableau 4.6 - Incertitudes de mesure affectant les taux de comptage MCS non corrigés du temps mort.

<i>Incertaince affectant les taux de comptage MCS</i>	
Incertitude statistique	0.30%
Incertitude sur la tension de polarisation	0.20%
Incertitude sur le positionnement	1%
Incertitude sur la stabilité du seuil de discrimination	0.04%
Incertitude totale estimée	1.05%

La suite de cette partie présente les améliorations apportées par la chaîne de mesure 2. L'étude de l'influence de chaque élément sur les mesures est disponible en annexe 5.

3.2.3. RESULTATS EXPERIMENTAUX.

- **Présentation des résultats.**

A noter que les mesures de taux de comptage en mode PHA réalisés avec la chaîne 2 ont dû être refaites ultérieurement avec des détecteurs différents. Cela explique la forme différente prise par les résultats.

Comme attendu, les résultats obtenus en utilisant la chaîne 2 sont nettement meilleurs que ceux obtenus avec la chaîne 1. La proportion de temps mort affectant les mesures de taux de comptage en mode PHA est nettement plus faible avec la chaîne 2, la différence allant d'un facteur 4 à 20 (cf. figure 4.16 et tableau 4.7). Les pertes de comptage en mode MCS sont également réduites (cf. figure 4.17 et tableau 4.8). Enfin les taux de comptages PHA sont quant à eux identiques, la correction de temps actif étant efficace dans les deux cas (cf. figure 4.18 et tableau 4.9).

Figure 4.16 – Evolution du temps mort avec le taux de comptage PHA pour les deux chaînes de mesure.

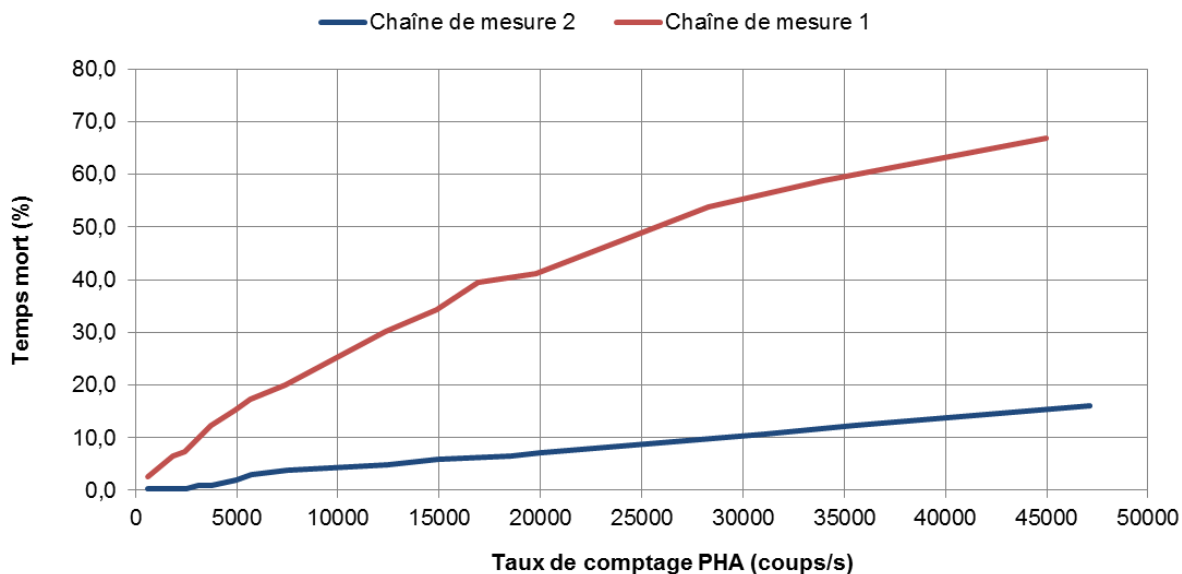


Tableau 4.7 - Tableau de valeur de la figure 4.16

Chaîne de mesure 1		Chaîne de mesure 2	
Taux de comptage PHA (0.4R) (coups/s)	Temps mort (%)	Taux de comptage PHA (0.4R) (coups/s)	Temps mort (%)
614	2.7	623	0.2
1845	6.5	1849	0.2
2454	7.4	2471	0.2
3078	9.9	3091	1.0
3713	12.3	3723	1.0
4924	15.3	4969	2.0
5653	17.4	5726	2.9
7390	20.0	7483	3.9
12326	30.1	12431	4.9
14847	34.2	14922	5.8
16941	39.4	18521	6.5
19749	41.2	19971	7.1
28302	53.7	30999	10.7
33948	58.8	35485	12.3
44986	66.9	47134	16.0

Figure 4.17 - Evolution du taux de comptage MCS en fonction du taux de comptage attendu pour les deux chaînes de mesure

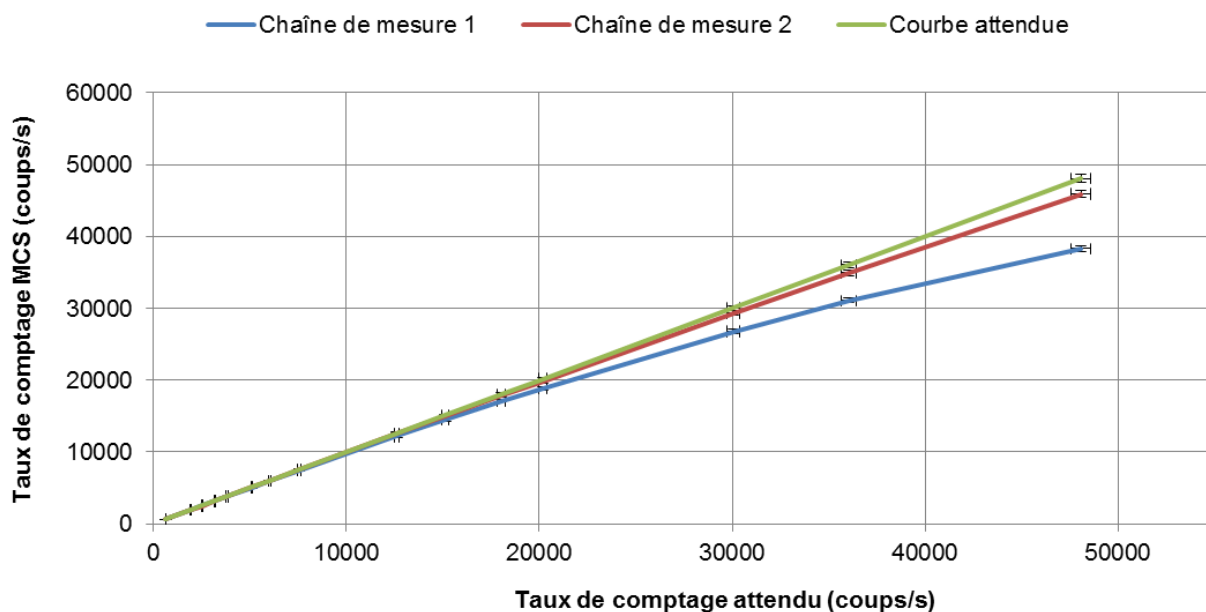


Tableau 4.8 - Tableau de valeur de la figure 4.17

Chaîne de mesure 1		Chaîne de mesure 2		Différence entre les deux chaînes (%)
Taux de comptage attendu (coups/s)	Taux de comptage MCS mesuré (coups/s)	Taux de comptage attendu (coups/s)	Taux de comptage MCS mesuré (coups/s)	
641	641	635	635	-0.9
1922	1918	1904	1911	-0.4
2532	2532	2511	2511	-0.8
3204	3190	3174	3201	0.3
3845	3822	3809	3839	0.4
5126	5058	5078	5107	1.0
6009	6009	5976	5976	-0.6
7595	7444	7532	7506	0.8
12658	12181	12554	12496	2.5
15190	14471	15065	14969	3.3
18028	17091	17929	17820	4.1
20253	18851	20086	19791	4.7
30047	26782	29882	29351	8.8
36056	31058	35858	34945	11.1
48075	38291	47811	45897	16.6

Figure 4.18 - Evolution du taux de comptage PHA en fonction du taux de comptage attendu pour les deux chaînes de mesure

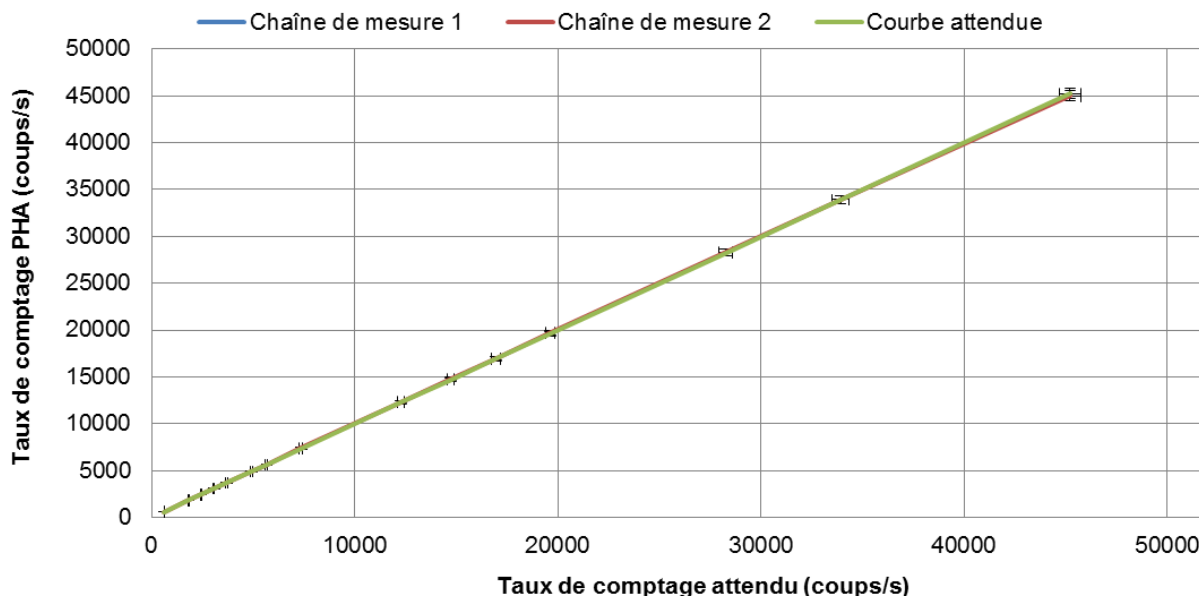


Tableau 4.9 - Tableau de valeur de la figure 4.18

Chaîne de mesure 1		Chaîne de mesure 2 ¹	
Taux de comptage attendu	Taux de comptage PHA mesuré (0.4R)	Taux de comptage attendu	Taux de comptage PHA mesuré (0.4R)
614	614	3001	3001
1841	1845		
2454	2454	6002	5995
3068	3078		
3682	3713	12004	12014
4909	4924		
5653	5653	18006	18014
7362	7390		
12269	12326	24007	23878
14723	14847		
16960	16941	30009	29845
19631	19749		
28267	28302	36011	35843
33920	33948	42013	42163
45227	44986	48015	47701

¹ Les mesures de taux de comptage en mode PHA réalisées avec la chaîne 2 ont dû être refaites ultérieurement avec des détecteurs différents. Cela explique la forme différente prise par les résultats.

- **Analyse du comportement de la chaîne 2 en mode MCS face au phénomène de temps mort.**

En se basant sur le modèle du temps mort unifié, il est possible, en utilisant la méthodologie développée à la fin de ce chapitre, de quantifier les performances de la chaîne de mesure 2 face au phénomène de temps mort. L'analyse des résultats obtenus précédemment permet d'obtenir les valeurs données dans le tableau suivant :

Tableau 4.10 - Constante de temps mort des chaînes 1 et 2

	Constante de temps mort
Chaîne de mesure 1	4.02 μ s
Chaîne de mesure 2	0.86 μ s

L'obtention de ces paramètres permet de corriger les valeurs brutes des comptages MCS obtenus précédemment (cf. tableau 4.11 et figure 4.19). Les écarts obtenus entre les valeurs de taux de comptages attendus et corrigés sont nettement inférieurs dans le cas de la chaîne de mesure 2 (l'écart moyen est divisé par un facteur 5).

On peut estimer la contribution du temps mort à l'incertitude affectant le taux de comptage à 0.3% pour la chaîne 2. Pour rappel cette incertitude était estimée à 1% pour la chaîne 1. A noter que ces valeurs sont indicatives car elles dépendent du domaine de taux de comptage dans lequel la mesure est effectuée.

Figure 4.19 - Evolution du taux de comptage MCS corrigé du temps mort en fonction du taux de comptage attendu pour les deux chaînes de mesure

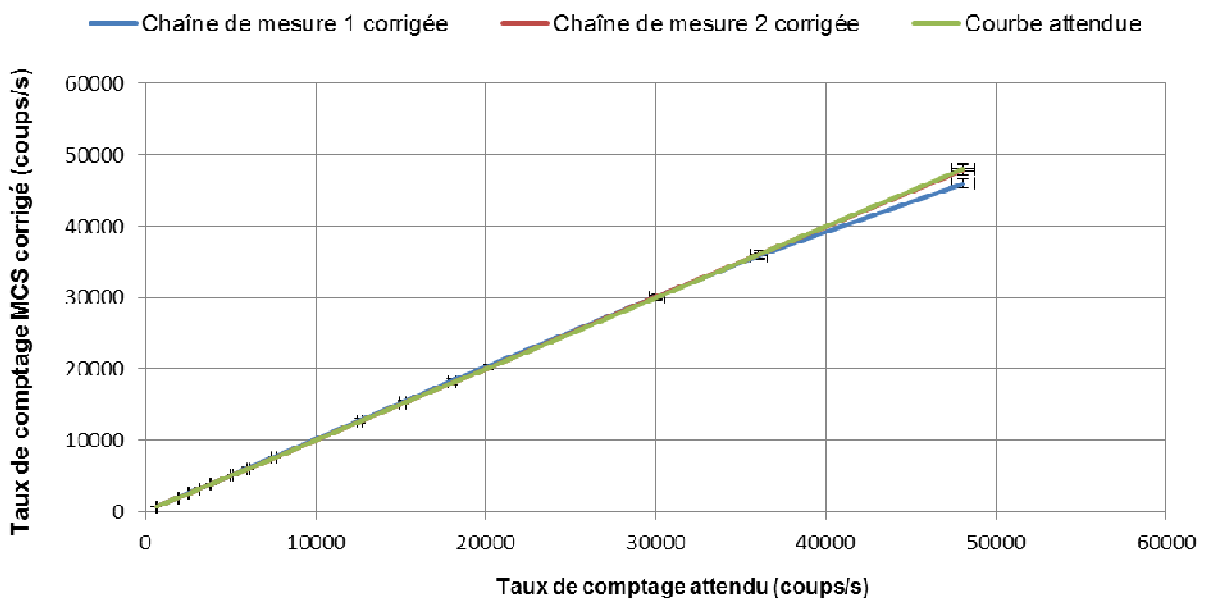


Tableau 4.11- Tableau de valeur de la figure 4.19 et écart entre les valeurs de taux de comptage corrigées et attendues

Chaîne de mesure 1			Chaîne de mesure 2		
Taux de comptage attendu (coups/s)	Taux de comptage MCS corrigé (coups/s)	Ecart (%)	Taux de comptage attendu (coups/s)	Taux de comptage MCS corrigé (coups/s)	Ecart (%)
641	643	0.8	635	636	0.3
1922	1934	1.1	1904	1915	0.1
2532	2559	1.5	2511	2517	0.2
3204	3233	1.4	3174	3211	0.7
3845	3883	1.5	3809	3853	0.7
5126	5165	1.2	5078	5131	0.6
6009	6160	2.5	5976	6009	0.0
7595	7677	1.5	7532	7556	0.1
12658	12822	1.7	12554	12635	0.2
15190	15390	1.7	15065	15168	0.3
18028	18395	2.0	17929	18103	0.4
20253	20458	1.4	20086	20141	0.1
30047	30221	0.6	29882	30129	0.3
36056	35840	0.6	35858	36056	0.0
48075	46021	4.3	47811	47842	0.5
		Ecart moyen chaîne 1			Ecart moyen chaîne 2
		1.59%			0.29%

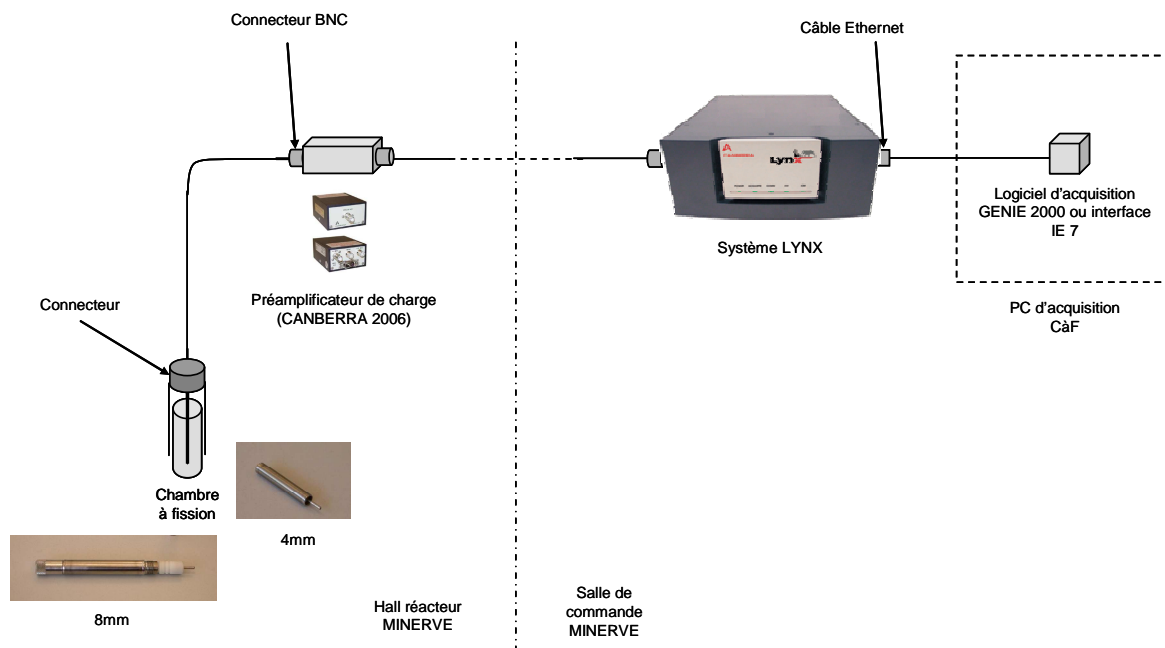
3.3. SOLUTION NUMERIQUE INDUSTRIELLE: LE SYSTEME LYNX.

3.3.1. PRESENTATION DU SYSTEME.

3.3.1.1. Présentation générale.

Le LYNX est le dernier né de la société CANBERRA et il est présenté comme l'analyseur de signal le plus avancé existant à l'heure actuelle sur le marché. Il est conçu pour la spectrométrie haute résolution et se base sur un traitement numérique rapide (type DSP ou « Digital Signal Processing »). Une chaîne de mesure incluant le LYNX est présentée figure 4.20.

Figure 4.20 - Chaîne de mesure incorporant le système LYNX



Le fonctionnement de cette chaîne de mesure est radicalement différent d'une chaîne analogique. Le LYNX est un système numérique intégré, dans le sens où il regroupe une alimentation haute tension, un filtre numérique, un amplificateur, un discriminateur, un circuit de réjection d'empilement et un analyseur de signal. Le principe de cette chaîne de mesure est de numériser le signal au plus tôt, à savoir directement en sortie de préamplificateur.

Une des particularités de cette chaîne de mesure est sa capacité à fonctionner en mode PHA ou MCS avec le même matériel. Sur le papier, une telle électronique permettrait les améliorations suivantes par rapport aux chaînes de mesure déjà en place :

- une plus grande flexibilité que l'électronique analogique classique, les mesures en mode PHA et MCS étant réalisées avec le même appareil,
- le réglage du temps de mise en forme permet d'atteindre des durées d'impulsion de 2 μ s, ce qui correspond à un temps de mise en forme d'environ 300 ns. Un tel réglage permet de diminuer le temps mort affectant la chaîne de mesure et de traiter des taux de comptage plus élevés,
- un circuit de réjection d'empilement est intégré à l'appareil, ce qui permet de réaliser des mesures avec des chambres à fission comprenant des dépôts fortement émetteurs de particules alpha.

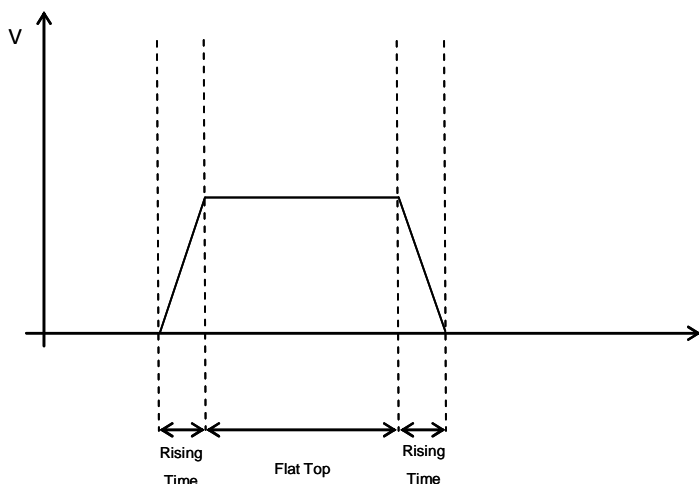
Le mode d'acquisition comme l'intégralité des réglages proposés par le LYNX sont définis via une interface dédiée.

Avant de présenter les tests réalisés et leurs résultats, les traitements effectués par le LYNX ainsi que les réglages accessibles à l'utilisateur sont détaillés.

3.3.1.2. Traitement du signal dans le cas du LYNX.

La principale différence avec une chaîne analogique est le filtre numérique placé directement en entrée de l'appareil. Ce filtre a pour objectif de mettre en forme chaque impulsion émise par le préamplificateur dont l'amplitude dépasse le LLD (valeur fixée par l'utilisateur). La mise en forme est dite trapézoïdale et deux paramètres la caractérisant sont réglables par l'utilisateur, le « flat top » et le « rising time » (cf. figure 4.21).

Figure 4.21 - Illustration du signal en sortie du filtre trapézoïdal du LYNX



Ces deux paramètres conditionnent directement la durée de chaque impulsion mise en forme et donc le temps mort de la chaîne de mesure. Ce signal est ensuite amplifié de la même façon que sur une électronique analogique, l'utilisateur ajustant le gain grossier et le gain fin. Le signal résultant est ensuite traité différemment suivant le mode d'acquisition utilisé.

- **Traitement en mode PHA**

Une fois le signal amplifié, l'acquisition en mode PHA se fait de la même manière que pour une électronique de préamplification de charge analogique. Les signaux amplifiés sont triés dans les canaux du spectre PHA en fonction de leur amplitude. Le spectre obtenu doit ensuite être post-traité.

- **Traitement en mode MCS**

L'acquisition en mode MCS est, elle, différente des acquisitions analogiques. Les chaînes de mesure analogiques utilisent un appareil dédié à la discrimination (typiquement un analyseur simple canal). Dans le cas du LYNX, la discrimination se fait en interne, soit directement par LLD (tout signal dont l'amplitude dépasse le LLD est compté) soit par région d'intérêt (tout signal inclus dans une certaine gamme d'amplitude directement déterminée sur le spectre PHA est compté). C'est précisément ce dernier mode de discrimination qui est intéressant dans la mesure où il permet de s'affranchir de la construction d'une courbe de discrimination. Le seuil de discrimination est directement déterminé sur le spectre PHA, ce qui assure une bonne répétabilité de la mesure. Ce

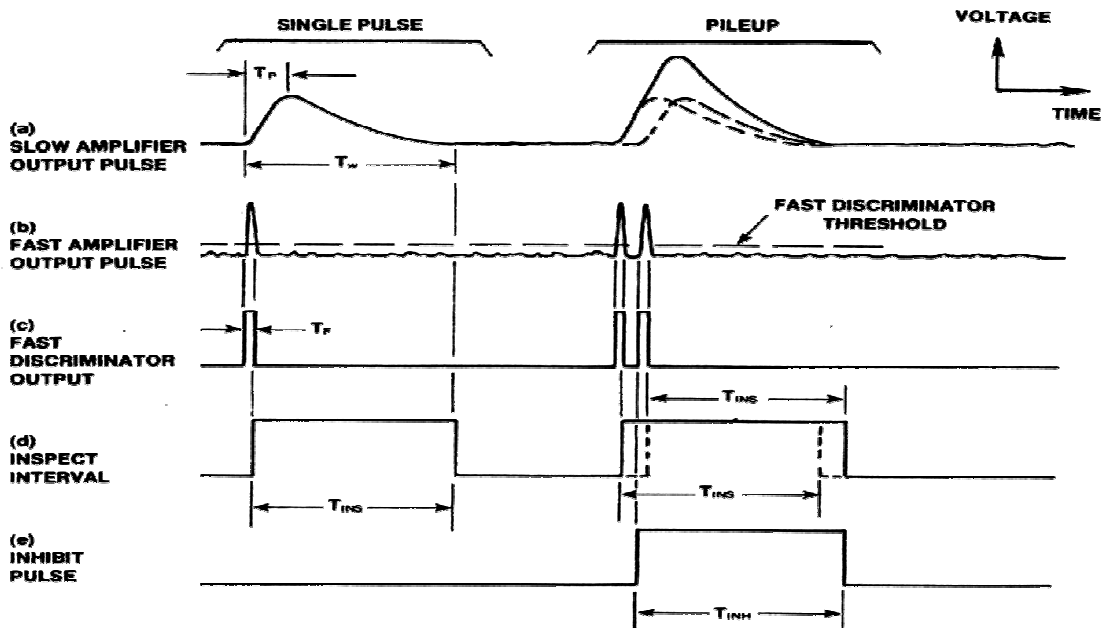
point constitue une avancée intéressante par rapport aux électroniques expérimentales expérimentale équipant actuellement EOLE et MINERVE. En effet, cette fonctionnalité permet de s'affranchir en grande partie de l'incertitude due au réglage du seuil de discrimination sur un appareil analogique. En outre, l'apport d'un point de vue ergonomique est intéressant.

3.3.1.3. Paramètres de réglages.

Le fonctionnement du LYNX diffère des chaînes électroniques analogiques classiques. De fait, les réglages accessibles à l'utilisateur sont eux aussi différents et leur impact sur les mesures doit être quantifié. On présente ci-dessous les réglages les plus importants accessibles à l'utilisateur.

- **Paramètres de mise en forme : le « rising time », le « flat top » et le gain.** Ces trois paramètres ont été présentés dans la partie précédente.
- **Le PUR Guard.** Ce paramètre permet de régler le fonctionnement de la réjection d'empilement du LYNX.

Figure 4.22 - Détail du fonctionnement du système de réjection d'empilement du LYNX



En pratique, le système opère avec deux amplificateurs en parallèles :

- celui utilisé pour la spectrométrie, de mise en forme trapézoïdale et générant des impulsions longues,
- un second émettant des impulsions plus courtes, utilisé uniquement dans le cadre de la réjection d'empilement (le « Fast Amplifier » de la figure 4.22).

Lors de la détection d'une impulsion en entrée, l'amplificateur rapide émet une impulsion très étroite (de l'ordre de la microseconde). Cette impulsion entraîne l'émission d'un signal carré de durée dépendante de la valeur du PUR GUARD fixée par l'utilisateur (« Inspect Interval » dans la figure 4.22). Le calcul de cette durée dépend du PUR GUARD et est donné par l'équation suivante :

$$InspectInterval = (RiseTime + FlatTop) \times PURGUARD \quad (4.2)$$

Si pendant la durée de ce signal, l'amplificateur rapide émet une autre impulsion, un signal d'inhibition est envoyé (« Inhibit Pulse » dans la figure 4.22) stipulant au codeur de ne pas prendre en compte le signal qui est alors considéré comme un empilement. Le codeur augmente également la valeur de temps mort du système d'une durée égale à celle du signal d'inhibition.

- **Le LT Trim** est un paramètre permettant d'ajuster la correction de temps actif si celle-ci présente un biais.
- **La résolution.** Il s'agit du nombre de canaux utilisés pour coder l'amplitude d'une impulsion. Le LYNX permet une dynamique de réglage plus grande que sur la plupart des analyseurs de signaux actuels (jusqu'à 32768 canaux contre 16384 au maximum sur l'analyseur de signal MP2).
- **La correction PZ.** Ce réglage permet d'éviter les phénomènes « d'overshot » ou « d'undershot » (cf. chapitre 2, §3.2.4.). A titre de rappel, ces phénomènes sont illustrés sur les figures 4.23 et 4.24. Le LYNX permet un réglage numérique précis de cette correction, contrairement aux amplificateurs analogiques sur lesquels la correction PZ se règle via un potentiomètre.

Figure 4.23 - Illustration du phénomène d'overshot ou d'undershot (cas d'une mise en forme semi-gaussienne)

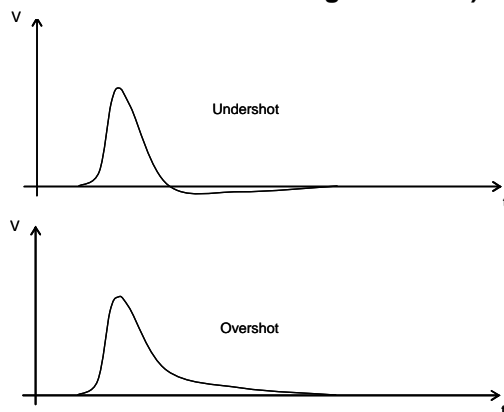
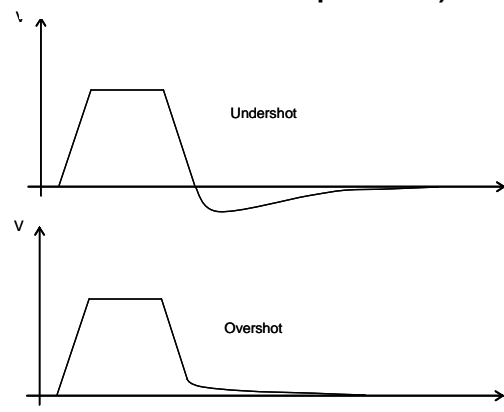


Figure 4.24 - Illustration du phénomène d'overshot ou d'undershot (cas d'une mise en forme trapézoïdale)



3.3.2. PROTOCOLE DE MESURE ADOPTE POUR LES TESTS.

Les mesures se sont organisées en deux étapes :

- la première est une étude paramétrique de l'appareil menée à l'aide d'un générateur d'impulsion. L'objectif est de tester l'influence de la plupart des paramètres présentés dans la partie précédente. Les paramètres de mise en forme des impulsions émises par le générateur ont été réglées de manière à simuler un préamplificateur de charge de type RC. L'émission de ces impulsions se fait aléatoirement, suivant un processus poissonien, à une fréquence moyenne de 10 kHz. Cette caractéristique permet de simuler les effets d'empilement.
- la seconde consiste en une série de tests sur la maquette critique MINERVE du même type que ceux faits précédemment pour l'association préamplificateur 2006 / amplificateur 2024 / analyseur MP2. Trois chambres à fission (dont les caractéristiques sont données dans le tableau 4.2) ont été utilisées tour à tour à cinq puissances réacteur différentes : 10 W, 30 W, 50 W, 60 W et 80 W (la puissance est suivie par une chambre à fission moniteur) de manière à couvrir une gamme de taux de comptage allant de 500 coups/s à 50 000 coups/s. De cette façon, les

performances du système LYNX en mode PHA comme en mode MCS ont pu être évaluée.

3.3.3. RESULTATS EXPERIMENTAUX.

3.3.3.1. Analyses paramétriques.

- **Influence du PUR GUARD**

L'impact du PUR GUARD a été étudié sur deux grandeurs physiques obtenues à la fin d'une mesure en mode PHA : le taux de comptage (cf. figure 4.25) et la proportion de temps mort (cf. figure 4.26).

Figure 4.25 - Evolution de la proportion de temps mort en fonction du paramètre PUR GUARD

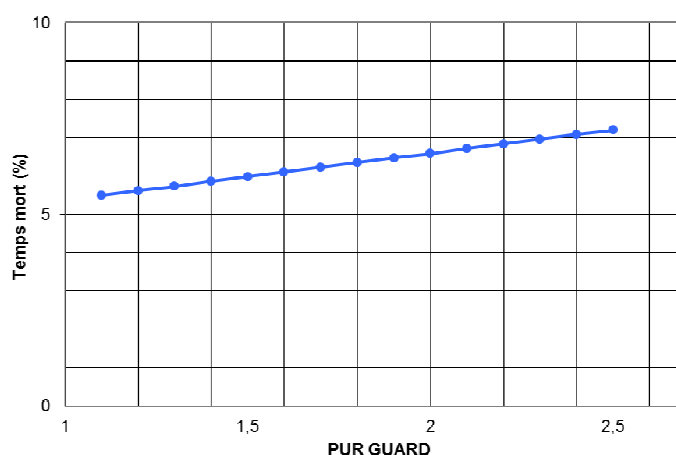
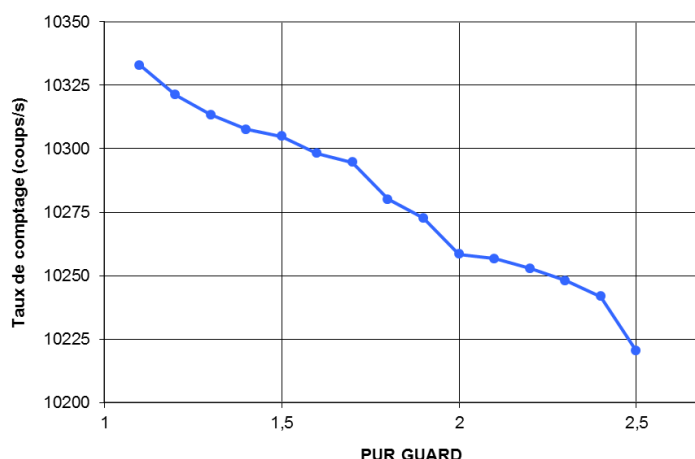


Figure 4.26 - Evolution du taux de comptage PHA avec le paramètre PUR GUARD



Ces mesures montrent le caractère linéaire de l'augmentation du temps mort avec le PUR GUARD. On remarque cependant une baisse linéaire du taux de comptage avec ce paramètre (1% d'écart entre les deux valeurs extrêmes). Cette baisse est inattendue, la réjection d'empilement se répercutant sur la valeur du temps actif utilisé pour le calcul du taux de comptage. Ainsi, le réglage de ce paramètre engendre un biais allant jusqu'à 1% sur les taux de comptage mesurés.

- **Impact du LT TRIM sur les mesures.**

L'évolution du temps mort et du taux de comptage PHA en fonction du LT TRIM sont tracés sur les figures 4.27 et 4.28. La relation entre le LT TRIM et ces deux grandeurs est linéaire. Le LT TRIM est un paramètre correctif permettant d'ajuster la correction de temps actif, ainsi l'impact de cette grandeur sur les mesures est cohérent.

Figure 4.27 - Evolution de la proportion de temps mort en fonction du paramètre LT TRIM

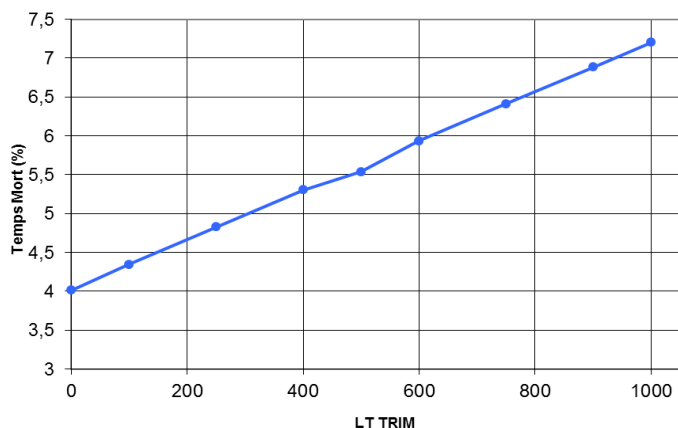
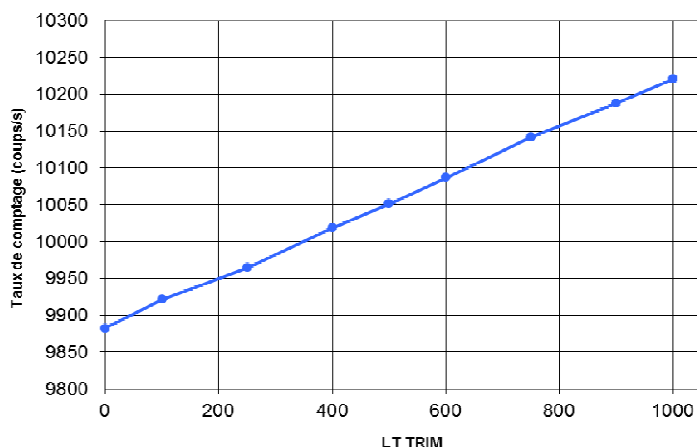


Figure 4.28 - Evolution du taux de comptage PHA en fonction du paramètre LT TRIM



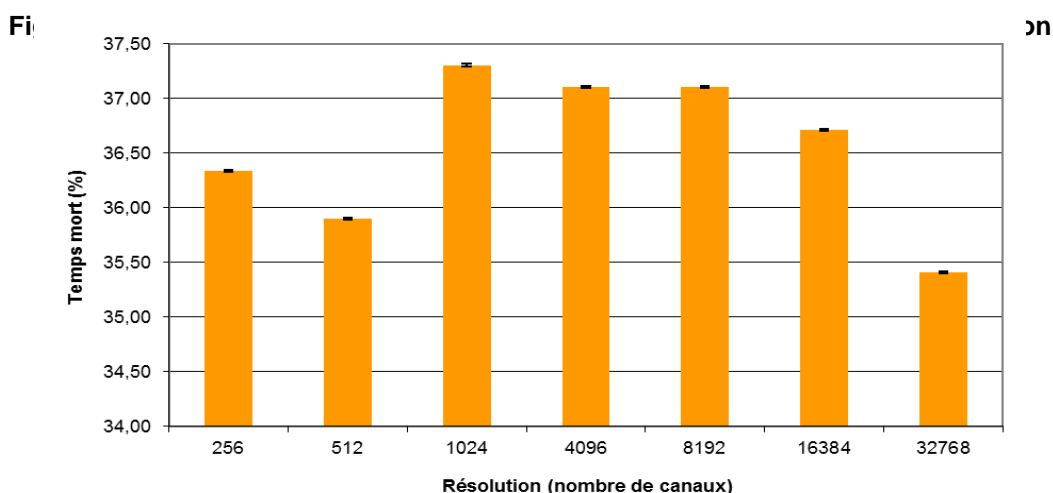
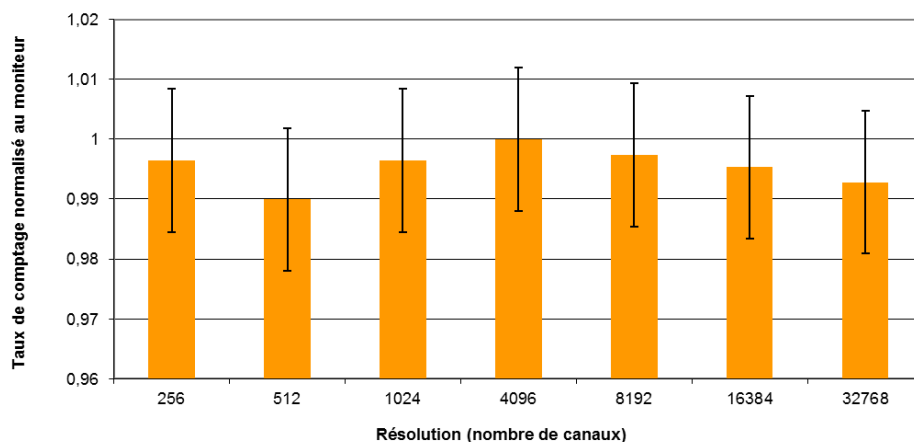
- **Impact de la résolution sur les mesures.**

Ce paramètre correspond à la résolution du convertisseur analogique numérique, à savoir le nombre de canaux utilisés pour coder les amplitudes des impulsions. A priori la mesure se doit d'être quantitativement indépendante de ce paramètre, l'objet de cette partie est de le vérifier. L'impact de la résolution a été mesuré sur le taux de comptage (cf. figure 4.29) et sur le temps mort (cf. figure 4.30).

Contrairement aux mesures précédentes, réalisées sur banc d'essai, ces mesures ont été réalisées sur le réacteur MINERVE à une puissance de 50W avec la chambre à fission n°2231. Les taux de comptages affichés sont les taux de comptage PHA normalisés, c'est-à-dire divisés par le taux de comptage émis par le moniteur du réacteur

lors de la mesure. Ils sont affectés d'une incertitude estimée à 1.2% à 1σ (cf. chapitre 4, §3.2.2.).

Figure 4.29 - Evolution du taux de comptage PHA (normalisé au moniteur) en fonction de la résolution du spectre



On remarque une variation du taux de comptage normalisé avec la résolution. Néanmoins cette variation (1 % au maximum) est contenue dans les incertitudes estimées.

La variation du temps mort avec la résolution est non négligeable. Néanmoins on constate qu'elle reste grossièrement corrélée avec l'évolution du taux de comptage correspondant à chaque mesure.

En plus de son impact sur les mesures de taux de comptage, le changement de résolution a également un impact sur la forme des spectres PHA. En effet, la diminution du nombre de canaux a pour effet une augmentation du nombre de coups accumulés dans chaque canal. Ainsi, l'écart type affectant le nombre de coup par canal diminue.

L'effet sur l'aspect des spectres est décrit sur les figures 4.31 et 4.32¹ pour deux valeurs de résolutions représentatives : une résolution de 1024 canaux (actuellement en utilisation sur la chaîne de mesure 1) et une résolution de 32768 canaux (le maximum possible sur le LYNX).

Figure 4.31- Spectre PHA de résolution 1024 canaux

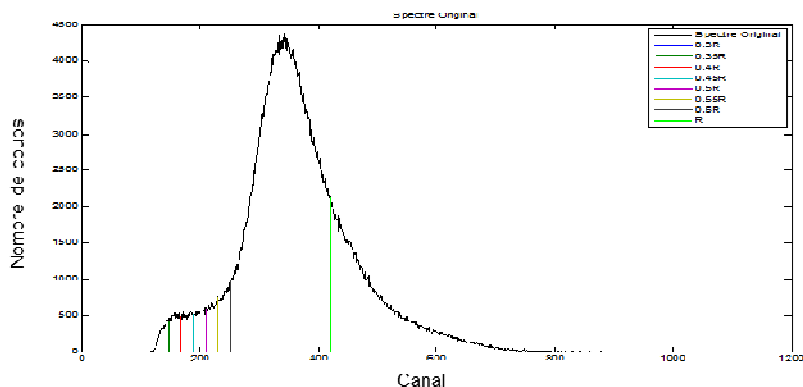
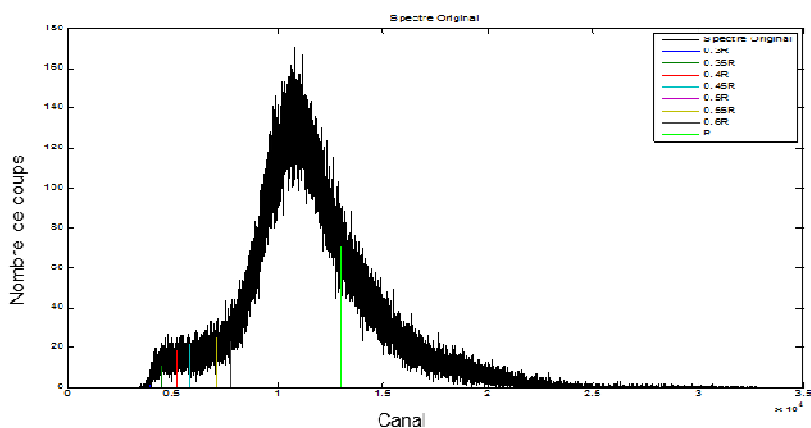


Figure 4.32- Spectre PHA de résolution 32768 canaux



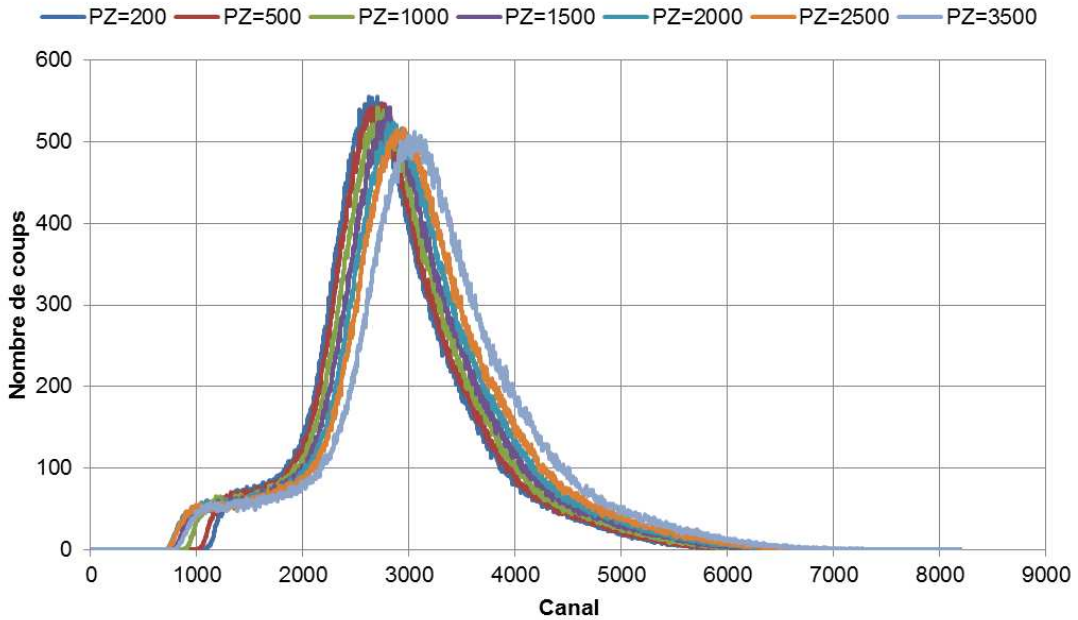
En pratique il est peu recommandé de choisir une résolution trop élevée. En effet, la méthodologie utilisée par les logiciels de dépouillement de spectre PHA utilisés au SPEX implique que l'augmentation de l'écart type est préjudiciable pour le calcul des seuils de discrimination de référence.

¹ A noter la coupure du spectre au niveau du canal 400 dans tous les cas. Cette valeur de canal ne correspond pas au LLD fixé sur l'interface de réglage. Il est plus que probable que son réglage soit déficient ce qui est probablement dû à la « jeunesse » de l'interface développée pour utiliser le système LYNX.

- **Impact de la correction PZ sur les mesures.**

L'évaluation de l'impact de ce paramètre correctif a été réalisée avec la chambre à fission n°2231 (cf. tableau 4.2) à une puissance réacteur de 50 W. L'impact de ce paramètre sur le spectre PHA de ce détecteur est illustré sur la figure 4.33.

Figure 4.33 - Evolution des spectres PHA en fonction du facteur correctif PZ



On remarque un décalage vers les hautes amplitudes du spectre PHA à mesure que le facteur de correction PZ augmente. Le PUR GUARD est réglé au plus bas pour ces mesures pour limiter le temps mort. Ainsi, l'empilement d'une impulsion avec un « overshoot » ou un « undershot » provoqué respectivement par un réglage trop haut et trop bas du facteur de correction PZ a de fortes chances de ne pas être détecté. Ainsi, lorsque le facteur de correction PZ est trop important, l'amplitude moyenne des impulsions tend à augmenter et inversement pour les facteurs plus faibles. Ce qui explique l'évolution constatée sur la figure 4.33.

On a également mesuré l'évolution du taux de comptage (cf. figure 4.34) et du temps mort (cf. figure 4.35) en fonction du facteur de correction PZ.

Figure 4.34 - Evolution du taux de comptage normalisé avec le facteur PZ

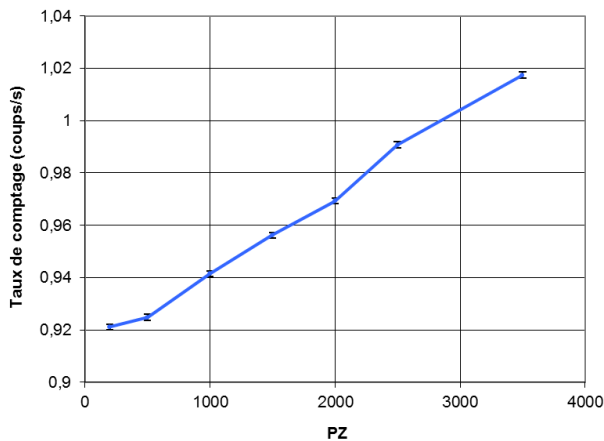
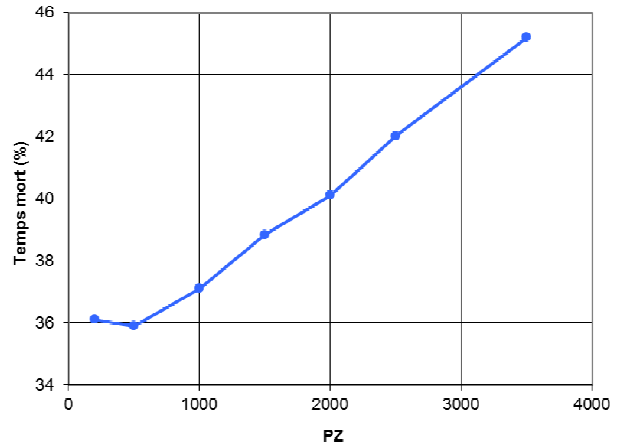


Figure 4.35 - Evolution de la proportion de temps mort avec le facteur PZ



On observe une non-conservation du taux de comptage avec le facteur correctif PZ. L'évolution est linéaire et l'écart maximal constaté est largement au-dessus des incertitudes statistiques (au-delà de 9.5%). Cet écart peut notamment s'expliquer par l'évolution de la forme des spectres PHA ; ces modifications pouvant en effet impacter le calcul des taux de comptage.

En définitive, cette étude paramétrique aura permis de prendre en main le système LYNX. La suite s'intéresse aux essais ayant été réalisés en réacteur.

3.3.3.2. Essais en réacteur

Les tests du système en réacteur se sont divisés en deux parties :

- le test du mode PHA,
- le test du mode MCS.

Les mesures ont été conduites dans les mêmes conditions que précédemment (mêmes chambres à fission et mêmes puissances réacteur) suivant un protocole analogue à celui utilisé pour le test de l'association 2024 / MP2. Les paramètres du LYNX ont été réglés de manière à limiter au maximum le temps mort (« flat top » et « rising time » réglés à 1 μ s, PUR GUARD à 1.1 μ s, soit leur minimum). Les incertitudes sur les taux de comptage sont estimées à 1.2% en mode PHA et 1.05% en mode MCS à 1 σ .

- **Tests en mode PHA.**

On présente les résultats sur la figure 4.34 et le tableau 4.12. On a comparé les taux de comptage PHA mesuré et les taux de comptage « attendus ».

Figure 4.34 – Evolution du taux de comptage PHA mesuré en fonction du taux de comptage attendu

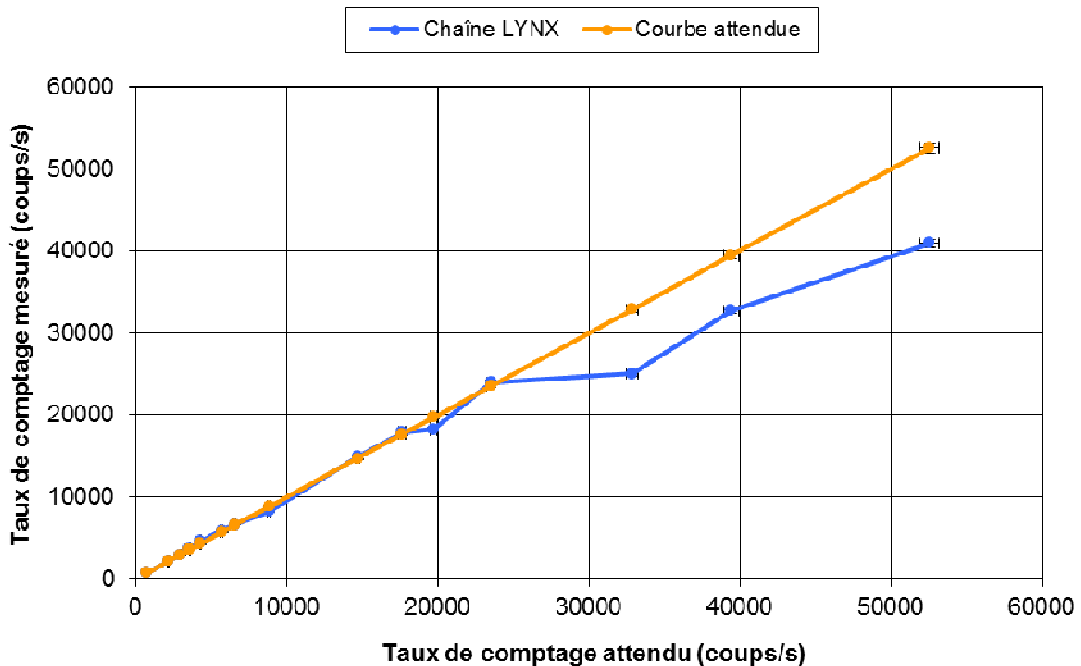
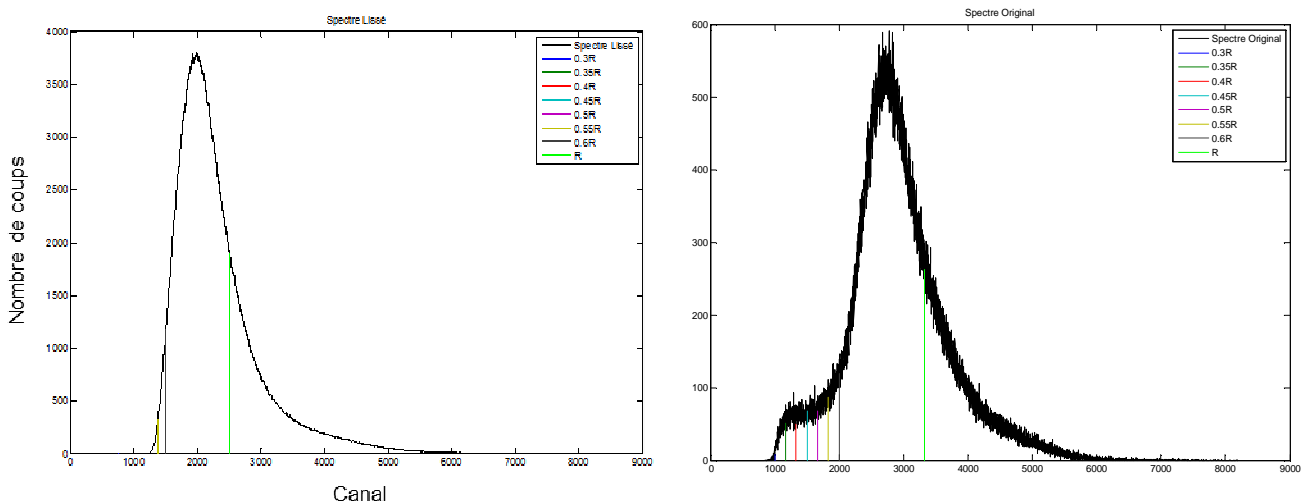


Tableau 4.12 - Tableau de valeur de la figure 160

Taux de comptage PHA mesuré (coups/s)	Taux de comptage attendu (coups/s)	Différence (%)
713	713	0.0
2146	2138	-0.4
2941	2941	0.0
3734	3563	-4.8
4573	4275	-7.0
5898	5700	-3.5
6574	6574	0.0
8223	8824	6.8
14853	14707	-1.0
17878	17648	-1.3
18195	19722	7.7
23936	23531	-1.7
25043	32870	23.8
32745	39444	17.0
40950	52592	22.1

Ces résultats montrent un dysfonctionnement des mesures de taux de comptage PHA, les mesures effectuées présentant des écarts conséquents avec les taux de comptage attendus. Cela semble en partie dû à l'impossibilité de régler correctement le PZ pour éliminer un phénomène « d'overshot » conséquent présent lors des mesures. En effet, l'interface accepte le réglage mais ne le répercute visiblement pas sur les mesures (cela est constaté par oscilloscope). Les spectres obtenus pour les taux de comptage présentant les plus forts écarts ont la forme suivante :

Figure 4.35 - Spectre PHA de la CàF 2233 à 80W (à gauche) et spectre attendu (à droite)



Le spectre donne des résultats non satisfaisants pour les basses amplitudes. Cela pourrait provenir d'un mauvais fonctionnement du système de réjection d'empilement. Cependant, l'interface utilisateur du LYNX ne permet pas de désactiver le circuit (l'option est présente mais non fonctionnelle). Il a donc été impossible de vérifier cette hypothèse.

- **Tests du mode MCS.**

On présente sur la figure 4.36 l'évolution du taux de comptage MCS avec le temps. Ces résultats utilisent la méthode de discrimination par zone d'intérêt décrite au §3.3.1.2. . L'acquisition est fortement perturbée et présente des oscillations dont l'origine reste incertaine. On remarque cependant que ces dernières s'arrêtent dès lors que le pilote automatique de MINERVE est mis hors ligne (cf. figure 4.37). Le moteur asservissant le pilote automatique est un émetteur intense de perturbations électromagnétique pouvant être à l'origine des oscillations constatées sur le taux de comptage [63]. La diminution de ces perturbations est un des objectifs du SPEX à court terme.

Figure 4.36 – Evolution du taux de comptage MCS avec le temps. Le pilote automatique de MINERVE est en ligne.

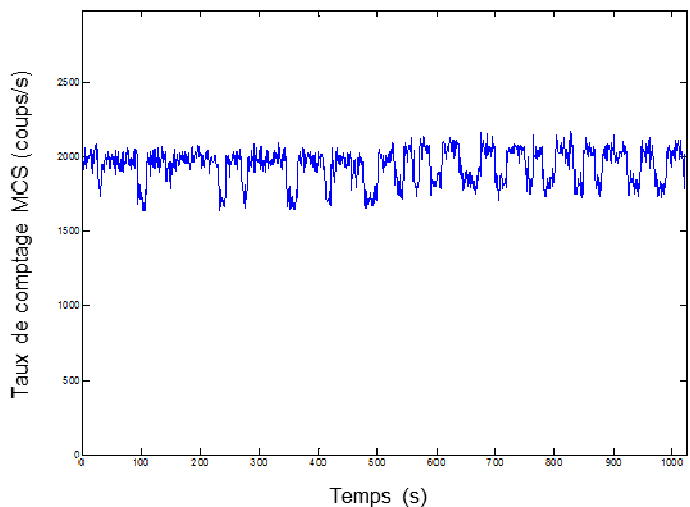
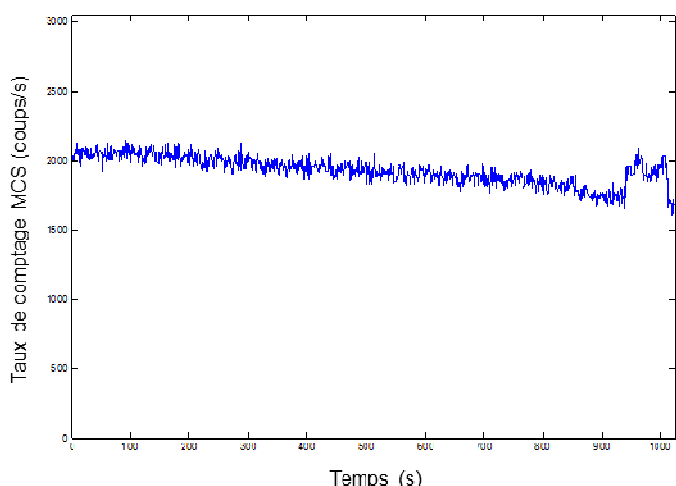
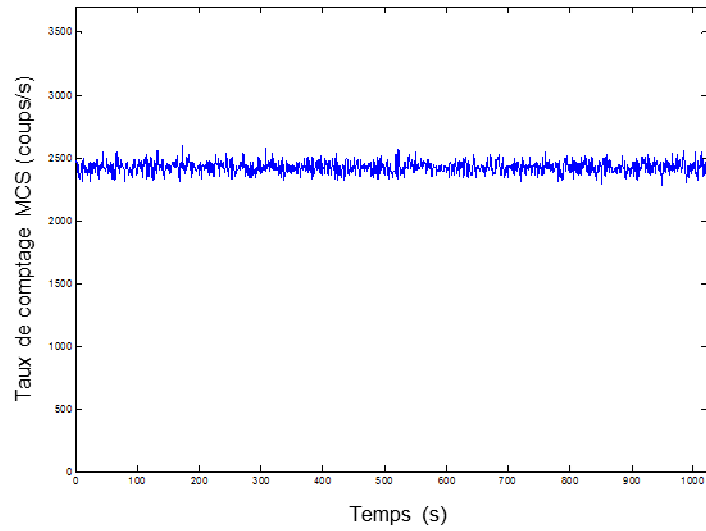


Figure 4.37 - Evolution du taux de comptage MCS avec le temps. Le pilote automatique de MINERVE est hors ligne jusqu'à l'abscisse 970, où les oscillations redémarrent.



La discrimination interne du LYNX ne fonctionne manifestement pas dans le cadre de mesures par chambres à fission miniature en réacteur maquette. Cependant, l'utilisation du LYNX comme échelle de comptage, qui implique de passer par un discriminateur classique du type du modèle 850 d'ORTEC fonctionne, elle, parfaitement (cf. figure 4.38).

Figure 4.38- Comptage MCS avec discriminateur externe ORTEC 850.



Malheureusement, ces résultats ne valident ni l'apport en flexibilité attendu de ce matériel ni une partie de son intérêt en tant que solution de remplacement à court terme des chaînes de mesures EOLE et MINERVE. Néanmoins, compte tenu du temps limité passé à tester le LYNX (essentiellement en raison de la durée du prêt de ce matériel au SPEX), ces conclusions restent à consolider.

3.4. SOLUTION NUMERIQUE DEVELOPPE EN INTERNE CEA : LE SYSTEME PING

3.4.1. PRESENTATION DE L'APPAREIL ET DU TRAITEMENT DU SIGNAL ASSOCIE.

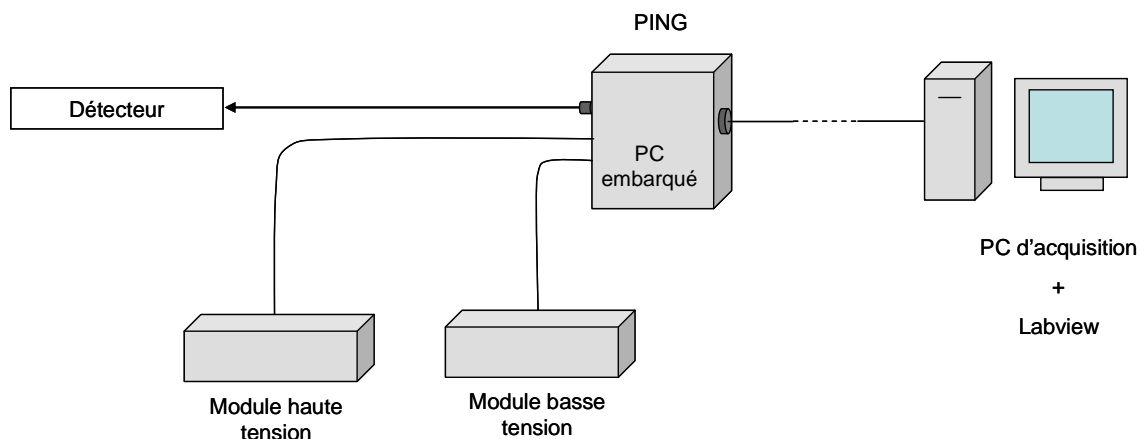
Le PING [64], acronyme pour « Plate-forme d'Instrumentation Nouvelle Génération », est un appareil conçu par le LCAE (Laboratoire des Capteurs et des Architectures Electroniques basé au centre du CEA à Saclay) pour les mesures de datation. L'objectif, du LCAE, qui a motivé le développement de ce système résulte du besoin de disposer pour les mesures nucléaire d'un outil polyvalent capable de traiter différents types de mesure avec la même architecture matérielle. Ce dispositif se base sur une numérisation du signal le plus en amont possible, juste après l'étage de préamplification. Le traitement du signal est, préamplification mise à part, exclusivement numérique. C'est cette spécificité qui garantit au système PING une grande flexibilité, l'algorithme de traitement du signal embarqué pouvant être adapté suivant les besoins (conditions expérimentales, type de mesure...). Le seul élément matériel devant être adapté aux mesures est l'étage de préamplification. De fait, le module testé est un module adapté à la mesure neutronique, le PING Neutron.

Le PING neutron est constitué d'un préamplificateur de courant analogique, d'un convertisseur analogique-numérique et d'une carte FPGA (Field Programmable Gate Array) embarquée sur un PC intégré à l'appareil. Il doit être alimenté en basse tension par un rack NIM ou un module indépendant capable de fournir 1 A sur 25 V. Il joue également le rôle de relais entre le module haute-tension et le détecteur avec lequel il est relié par une connectique de type HN (typique des amplificateurs de courant). PING est piloté par le PC d'acquisition via un programme LabView (©National Instruments Corporation) qui envoie au PC intégré les instructions à réaliser (réglages des paramètres, démarrage d'acquisition...). La figure 4.39 présente le schéma de montage standard appliqué pour les mesures faites avec PING.

Le premier élément du PING vu par une impulsion incidente est donc un préamplificateur à collecte de courant. Ce dernier permet d'amplifier et de mettre en forme l'impulsion provenant du détecteur. Une fois ce premier traitement effectué, l'impulsion est envoyée sur le convertisseur analogique-numérique du PING où elle est échantillonnée. Le résultat est ensuite envoyé au FPGA pour traitement (discrimination notamment).

Plusieurs paramètres sont alors réglables, en particulier le seuil de discrimination. Celui-ci est fixé en unité arbitraire. Pour chaque impulsion amplifiée et numérisée reçue par le FPGA, celui-ci enregistre la date de la réception de cette impulsion.

Figure 4.39 - Schéma de montage standard



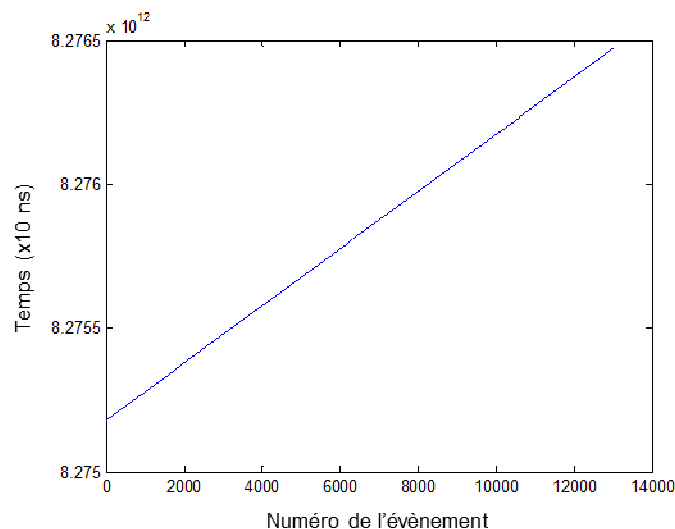
Ces informations sont ensuite envoyées par trames de 167 éléments au serveur chargé de les écrire par paquet dans un fichier binaire mis à disposition sur le réseau par câble Ethernet.

Ainsi, chaque élément de ce fichier binaire correspond à un évènement comptabilisé par le FPGA et contient sa date d'occurrence. Si par exemple on considère le signal provenant d'une chambre à fission, chaque élément du tableau correspond à une impulsion (d'origine neutronique ou non) dont l'amplitude post-amplification dépasse le seuil de discrimination.

A partir de là il est donc possible, après traitement du fichier binaire, de faire un relevé des impulsions incidentes dépassant le seuil de discrimination en fonction de leur temps d'arrivée. Cela permet par exemple de faire un tracé du taux de comptage de ces impulsions en fonction du temps, à l'instar d'un traitement en mode MCS.

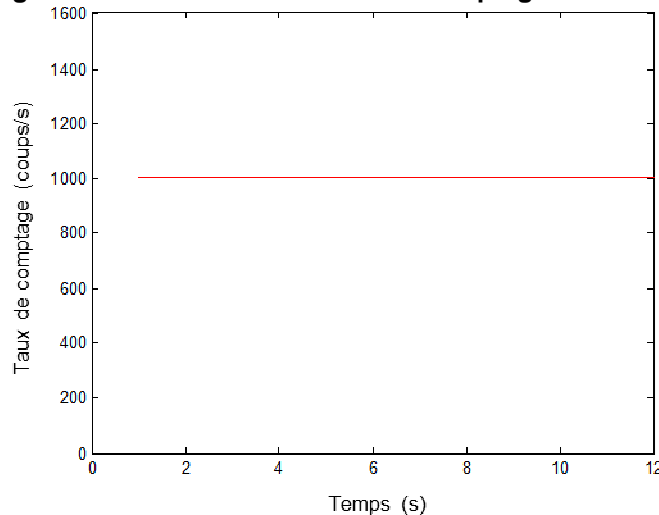
Dans ce but, un programme de dépouillement a été réalisé sous MATLAB (script détaillé en annexe 6). La première étape du programme MATLAB est de traduire le fichier binaire en un tableau de nombre décimaux. A titre d'exemple le tracé de ce tableau lors d'une acquisition faite avec le générateur d'impulsion HP 81110A à 1 kHz permet d'obtenir la courbe figure 4.40.

Figure 4.40 - Temps en fonction du numéro de l'évènement



En abscisse se trouve le numéro de l'évènement comptabilisé et en ordonnée se trouve le temps auquel l'évènement a été enregistré (en dizaine de nanosecondes). Dans le cas concernant la courbe figure 4.49, les impulsions sont émises à une fréquence de 1 kHz, la courbe obtenue est donc une droite ayant pour pente la période d'émission du générateur : 1 ms. Dans un cas plus général, la pente peut bien évidemment varier. La fonction est cependant toujours croissante. En effet, les évènements étant traités les uns après les autres, l'évènement $n+1$ aura obligatoirement un temps associé supérieur à l'évènement n .

La deuxième étape du programme de dépouillement est de déduire de ces courbes l'évolution temporelle du taux de comptage. Pour cela il suffit de compter les éléments du tableau situé entre un temps de départ T_0 et le temps $T_0 + 1s$. Cela revient à calculer le taux de comptage. Il suffit alors de faire ceci sur toute la durée de l'acquisition pour obtenir l'évolution du taux de comptage avec le temps. Cela permet d'obtenir la courbe figure 4.41. La mesure a été faite à une fréquence d'émission du générateur stable de 1kHz, on constate bien que le taux de comptage conserve une valeur constante à 1kHz tout le long de l'acquisition.

Figure 4.41 - Evolution du taux de comptage avec le temps

Le traitement numérique continu du signal couplé à sa datation précise fait du PING un outil particulièrement innovant. L'architecture de l'appareil, construite autour d'une carte FPGA, lui garantit une grande flexibilité d'utilisation. De fait, la possibilité de moduler entièrement le fonctionnement de l'appareil en fait un candidat plausible pour remplacer à moyen terme les chaînes de mesures par préamplification de courant du SPEX, typiquement celles équipant MASURCA.

Ce test s'est architecturé autour de deux phases, qui ont été conduites en étroite collaboration avec le LCAE :

- la première a consisté en une prise en main, dans les locaux du LCAE, du matériel monté sur un banc d'essai ainsi que des logiciels de dépouillement,
- la seconde a consisté en un prêt d'un des prototypes du système PING en vue d'essais sur le réacteur MINERVE.

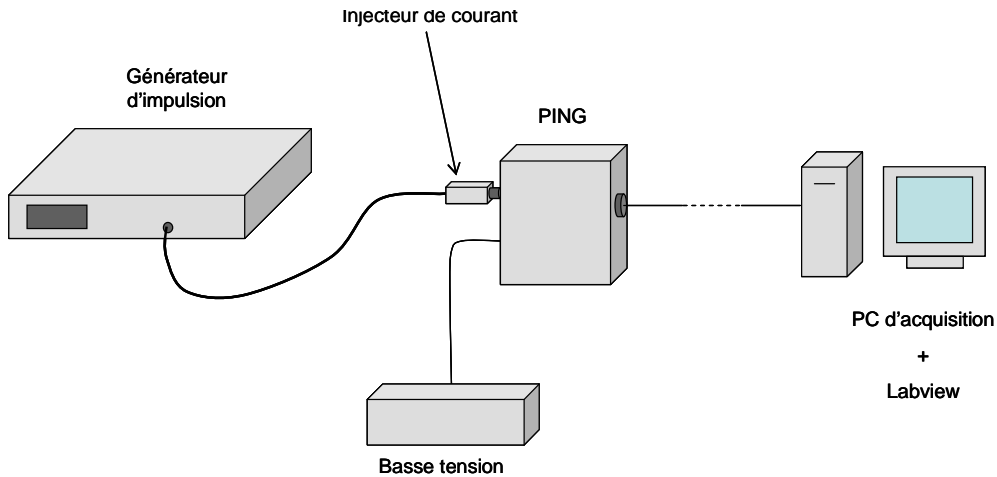
3.4.2. MESURES EN LABORATOIRE SUR BANC D'ESSAI.

3.4.2.1. Tests avec le générateur d'impulsion HP 81110A

3.4.2.1.1. Protocole et premiers tests de fonctionnement

La première étape a été de prendre en main l'appareil et de vérifier son bon fonctionnement sur une large gamme de fréquences incidentes grâce à un générateur d'impulsion. Le générateur utilisé est un modèle Hewlett Packard 81110A. Les fréquences de tests couvrent une gamme de 250 Hz à 500 kHz. Les fréquences d'émissions sont connues avec une incertitude de 0.01% [65]. Le générateur a été réglé pour envoyer des impulsions carrées de 2 V d'amplitude et de 50 μ s de large pour un temps de montée de 25 ns (dynamique caractéristique des signaux de chambre à fission). Le schéma de montage utilisé est présenté figure 4.42.

Figure 4.42 - Schéma de montage des expériences de test

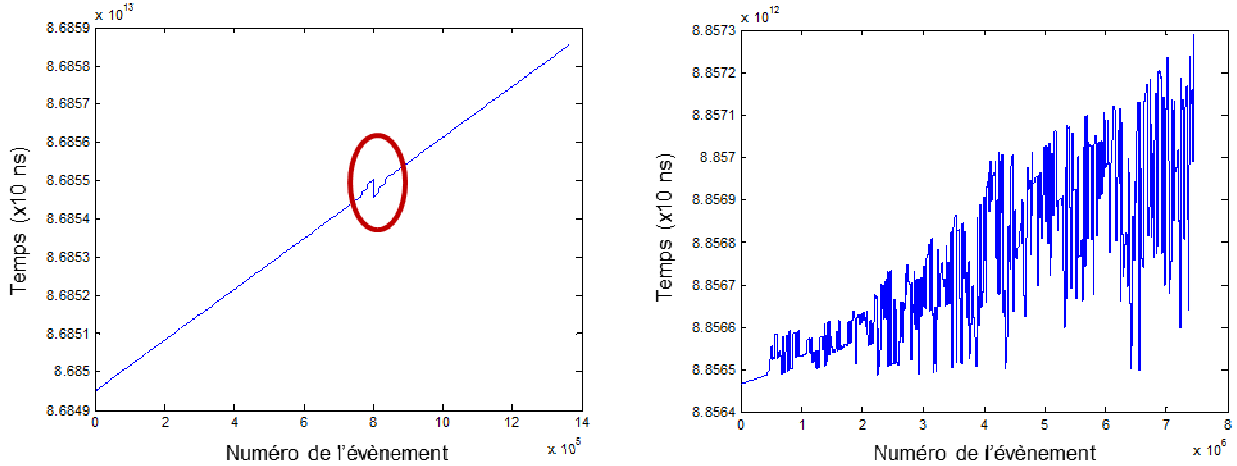


Les résultats de ces premiers tests sont résumés dans le tableau 4.13. Ce tableau compare la fréquence d'émission du générateur d'impulsion mesurée à l'oscilloscope à la fréquence obtenue grâce à PING après le traitement du fichier binaire. Est également répertorié dans ce tableau le nombre d'erreurs présentes dans le fichier binaire issu de PING. Ces erreurs sont détectées en repérant les changements de pente non attendus dans les courbes de datation. Ce phénomène est illustré figure 4.43. Pour des fréquences de l'ordre de la centaine de kHz, des erreurs commencent à apparaître. Elles se traduisent par des inversions dans l'ordre de traitement des trames. Le phénomène s'aggrave pour des fréquences supérieures, comme illustré par la figure 4.43 (courbe de droite). En outre des erreurs logicielles commencent également à apparaître, empêchant les mesures. Néanmoins ces travaux ont permis d'identifier ces erreurs et de les corriger. Il est dorénavant possible de mesurer des fréquences de 2 MHz sans qu'aucun problème n'apparaisse.

Tableau 4.13 - Premiers tests de fonctionnement

Fréquence générateur (mesurée à l'oscilloscope)	Fréquence mesurée	Nombre d'erreurs
250 Hz	250 Hz	0
502 Hz	502 Hz	0
1.01 kHz	1.01 kHz	0
3.01 kHz	3.01 kHz	0
5.03 kHz	5.03 kHz	0
7.04 kHz	7.04 kHz	0
10 kHz	10 kHz	0
18.1 kHz	18.1 kHz	0
25.1 kHz	25.1 kHz	0
50.3 kHz	50.3 kHz	0
75.3 kHz	75.3 kHz	0
100 kHz	100 kHz	0
150 kHz	152 kHz	5
250 kHz	223 kHz	54
350 kHz	946 kHz	164
500 kHz	5.45 MHz	330

Figure 4.43 - Exemple d'erreur – Acquisition à 150kHz (à gauche) et 500kHz (à droite)



3.4.2.1.2. Répétabilité

Cette deuxième série de test a eu pour objectif de vérifier la répétabilité des résultats obtenus avec PING. Les fréquences d'étude ont fait l'objet d'une vingtaine de mesures successives dans les mêmes conditions. L'écart type relatif de ces résultats a été comparé à l'incertitude de mesure induite par le générateur d'impulsion lui-même (0.01% à 1σ sur la fréquence émise). Pour chaque mesure, les erreurs présentes en moyenne dans le fichier de mesure ont également été comptabilisées. Les résultats sont résumés dans le tableau 4.14.

PING affiche de bonnes performances jusqu'à 125 kHz, l'écart type relatif de l'échantillon de fréquences mesurées restant très faible. Cependant, pour des fréquences supérieures des erreurs sont présentes dans les résultats fournis par PING et affectent fortement les résultats obtenus.

Tableau 4.14 - Tests de répétabilité

Fréquence générateur (mesurée à l'oscilloscope)	Fréquence moyenne mesurée	Ecart type relatif (%)	Nombre d'erreurs
1.01 kHz	1.01 kHz	0.0000	0
5.03 kHz	5.03 kHz	0.0026	0
10.0 kHz	10 kHz	0.0036	0
25.1 kHz	25.1 kHz	0.0052	0
50.3 kHz	50.2 kHz	0.0008	0
75.3 kHz	75.3 kHz	0.0005	0
100.0 kHz	100.4 kHz	0.0017	0.19
125.0 kHz	125.6 kHz	0.0025	0.11
150.0 kHz	153.7 kHz	1.9369	1.5
250.0 kHz	509.5 kHz	4.1241	56
500.0 kHz	5.4 MHz	15.2762	330

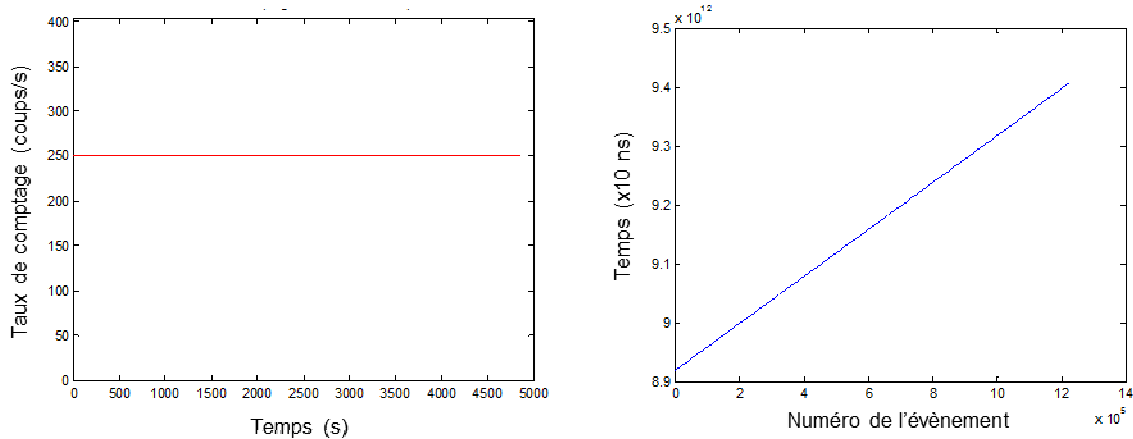
3.4.2.1.3. Stabilité

L'objectif de cette série de tests a été de vérifier qu'une acquisition de longue durée pour un taux de comptage constant restitue un résultat également constant dans le temps. Cette étude a été menée pour deux fréquences : 250 Hz et 5 kHz

- **Mesure à 250 Hz**

On obtient les résultats présentés sur la figure 4.44.

Figure 4.44 - Taux de comptage en fonction du temps et graphe de datation (250 Hz)

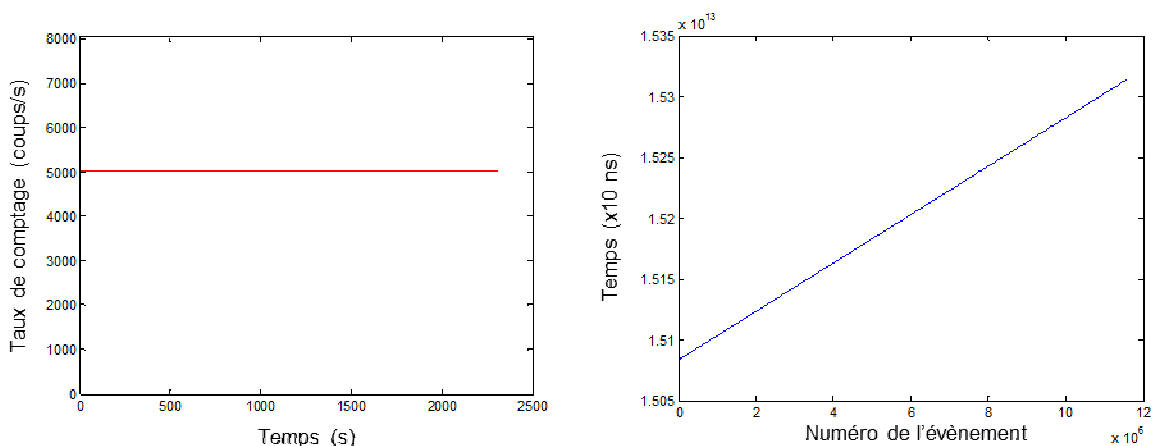


La fréquence mesurée est de 250.00 Hz, son évolution dans le temps est caractérisée par une pente de $-5.05E-07$ Hz/s pour une mesure de 5000 s environ. La variation totale de fréquence peut être estimée à $2.5E-03$ Hz, soit une variation de $1E-03$ %, inférieure à l'incertitude sur la fréquence émise par le générateur d'impulsion.

- **Mesure à 5 kHz**

On obtient les résultats présentés sur la figure 4.45.

Figure 4.45 - Taux de comptage en fonction du temps et graphe de datation (5 kHz)



La fréquence mesurée est de 5025 Hz (valeur cohérente avec la fréquence d'émission mesurée à l'oscilloscope également de 5025 Hz), son évolution dans le temps est caractérisée par une pente de $-1.30E-05$ Hz/s pour une mesure de 2400 s environ. La variation totale de la fréquence est estimée à $3.1E-02$ Hz, soit une valeur de $6.2E-04$ %, inférieure à l'incertitude sur la fréquence émise par le générateur d'impulsion.

Ces résultats montrent que le comportement de PING sur des acquisitions de longue durée est satisfaisant compte tenu des incertitudes sur la fréquence d'émission du générateur d'impulsion.

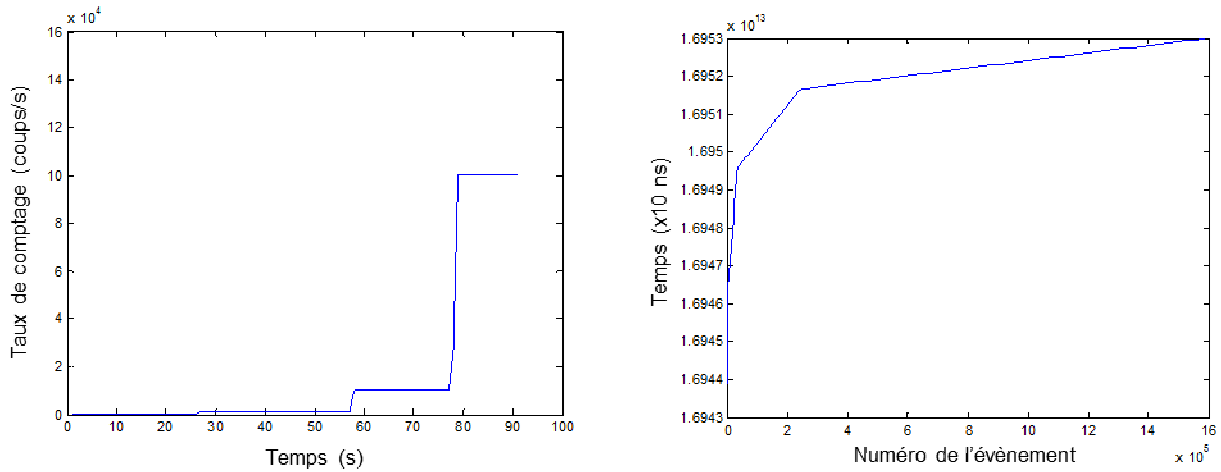
3.4.2.1.4. Essais en dynamique

L'objectif de ces tests a été de vérifier le bon fonctionnement de PING lorsqu'il est soumis à un taux de comptage incident variant avec le temps. Ne disposant pas d'un générateur d'impulsion capable de gérer automatiquement ce genre de variation, chaque modification de la fréquence a été faite manuellement. Ces résultats ont valeur d'illustration. Ils permettent de mettre en évidence un comportement cohérent avec les réglages du générateur d'impulsion.

- **Premier test :**

Lors de cet essai la fréquence augmente d'une décade à chaque changement. La fréquence prend les valeurs 100 Hz, 1 kHz, 10 kHz et 100 kHz. Les résultats sont illustrés sur la figure 4.46.

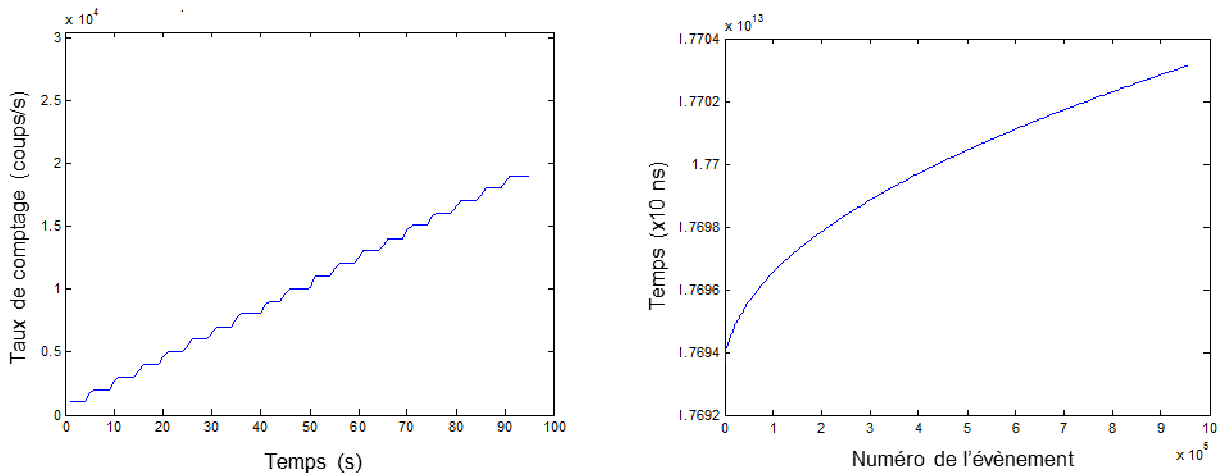
Figure 4.46 - Taux de comptage en fonction du temps et graphe de datation



- **Second test :**

Les fréquences pour ce test vont de 1 à 20kHz par pas de 1kHz. Chaque fréquence est émise pendant 5 secondes. Les résultats sont illustrés sur la figure 4.47.

Figure 4.47 - Taux de comptage en fonction du temps et graphe de datation



3.4.2.2. Tests avec la CFUL01 du LCAE soumise au flux de plusieurs sources de ^{252}Cf

3.4.2.2.1. Dispositif.

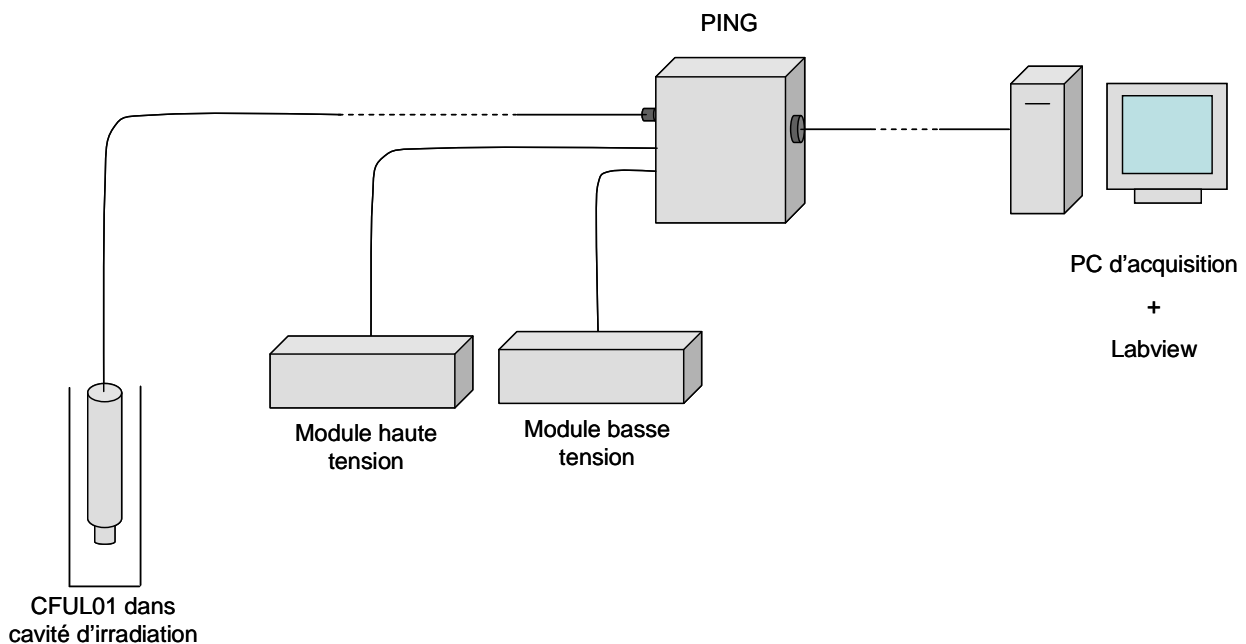
Pour les essais qu'il réalise hors réacteur, le LCAE/Saclay utilise un dispositif constitué d'une chambre à fission CFUL01 placée dans une cavité d'irradiation, soumise au rayonnement de plusieurs sources de ^{252}Cf . Ces sources sont entourées de paraffine et de polyéthylène, si bien que les neutrons présents dans la cavité sont considérés comme thermiques. Le flux correspondant était de 4000 neutrons/cm²/s en 2007 [66], compte tenu de la décroissance du ^{252}Cf (de demi-vie 2.645 ans), en 2010 ce flux est de l'ordre de 1400 neutrons/cm²/s. On s'attend donc, compte tenu de la sensibilité de la chambre à fission, à un taux de comptage émis de l'ordre de 1400 coups/s. Le schéma de montage adopté est illustré sur la figure 4.48.

La chambre à fission de type CFUL01 est un détecteur fabriqué par la société Photonis bien différent des modèles miniatures produits par le CEA/Cadarache. Il s'agit d'un détecteur cylindrique de 4.8 cm de diamètre pour 33.7 cm de long. Il embarque une masse de 1.15 g d'uranium fortement enrichi (>90%) en ^{235}U . De par la masse de matière fissile qu'il contient, cela en fait un détecteur très fortement sensible aux neutrons thermiques. La sensibilité annoncée est de 1 (coups/s) / (n/cm²/s). A titre d'illustration, une mesure dans la chaussette thermique du réacteur MINERVE donnerait théoriquement un taux de comptage de l'ordre de 1E9 coups/s. Par conséquent, ce type de chambre à fission est souvent utilisé pour des mesures réalisées en mode courant ou fluctuation. Il est cependant possible dans le cas de mesure à bas flux neutronique de l'utiliser en mode impulsionnel.

L'objectif des mesures réalisées à l'aide de ce dispositif est double :

- vérifier le fonctionnement de la chaîne d'acquisition
- remonter à l'activité de la source,

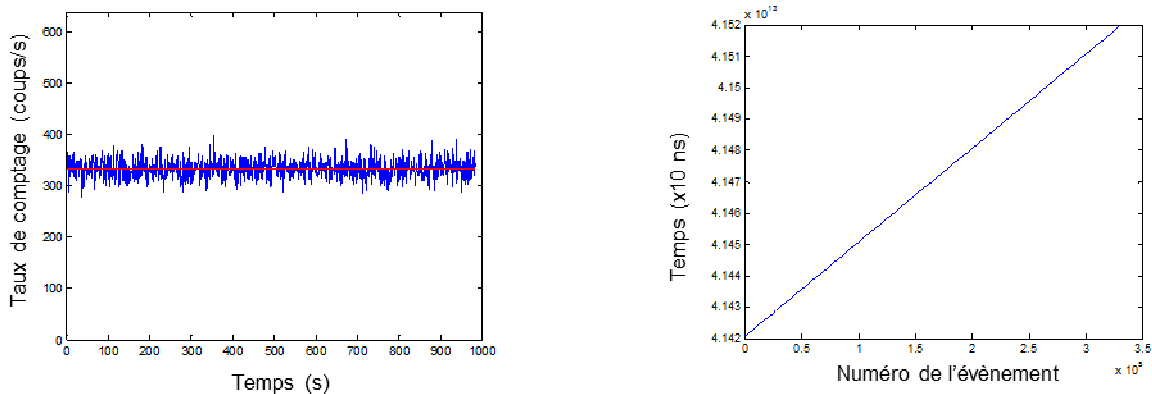
Figure 4.48 - Montage des tests utilisant la CFUL01



3.4.2.2. Test de fonctionnement de la chaîne de mesure.

La haute tension de fonctionnement de la CFUL01 a été réglée à la tension nominale annoncée par Photonis, à savoir 600 V. Le seuil de discrimination a été réglé grâce à l'oscilloscope numérique intégré à l'interface de paramétrage du PING. Sa valeur a été fixée de manière à être largement au-dessus du bruit en sortie du préamplificateur de courant (environ 5 000 unités arbitraires). La première mesure a parfaitement fonctionné et donne les résultats sur la figure 4.49.

Figure 4.49 - Taux de comptage en fonction du temps et courbe de datation



Le taux de comptage en fonction du temps donne une valeur moyenne de 333.21 coups/s. L'écart type moyen par canal (chaque canal représentant une seconde d'acquisition) est de 18.25 coups. L'écart type poissonien correspondant à un comptage de 333.21 coups est de 18.38 coups. Ainsi on observe une distribution poissonnienne d'impulsions au cours du temps, ce qui est cohérent avec l'émission neutronique d'une source de ^{252}Cf .

3.4.2.3. Mesure de l'activité de la source de ^{252}Cf .

Une CFUL01 affiche selon les données fournies par Photonis une sensibilité aux neutrons thermique de 1 (coups/s) / (n/cm²/s). Cette sensibilité est donnée pour une haute tension réglée à 600V et pour un seuil de discrimination correspondant à la limite de discrimination bruit / neutron. Ainsi pour utiliser cette valeur de sensibilité, il faut tracer la courbe de discrimination de la chaîne de mesure. Le palier haute tension de la CFUL01 a également été tracé dans le but de vérifier la pertinence de l'utilisation d'une haute tension de 600 V.

- **Tracé de la courbe de discrimination.**

Le seuil de discrimination, initialement fixé à 1000 (unité arbitraire), a été augmenté de 500 à chaque mesure jusqu'à une valeur de 14000. Les résultats sont présentés sur la figure 4.50 et le tableau 4.15.

Contrairement à ce que l'on observe sur les chambres à fission miniature fabriquée par le CEA, on note l'absence d'un plateau sur la courbe de discrimination (cf. chapitre 2, §3.4.1.). A titre de comparaison la figure 451 présente le résultat obtenu lors d'une mesure sur MINERVE, là encore avec une CFUL01. Les unités ne sont pas les mêmes (tension de discrimination contre unité arbitraire) mais on notera cependant la présence d'un plateau. Cette différence provient de l'électronique utilisée (un ADS7820 dans le cas de la mesure réalisée sur MINERVE). Il a été constaté au cours des différents essais avec PING que l'étage de préamplification analogique génère un bruit électronique probablement trop élevé, on revient plus en détail sur ce point plus loin dans l'exposé, lors du calcul de l'activité de la source.

Le seuil de discrimination choisi pour la suite des mesures est de 3000 unités arbitraires.

Tableau 4.15 - Valeurs de la courbe de discrimination

Seuil	Taux de comptage	Seuil	Taux de comptage
1000	9.99E+05	7000	9.75E+01
1500	3.36E+05	7500	7.36E+01
2000	8.12E+04	8000	5.59E+01
2500	6.94E+03	8500	4.32E+01
3000	1.17E+03	9000	3.37E+01
3500	8.96E+02	9500	2.61E+01
4000	6.71E+02	10000	2.02E+01
4500	4.80E+02	11000	1.20E+01
5000	3.38E+02	12000	7.50E+00
5500	2.42E+02	13000	3.64E+00
6000	1.77E+02	14000	0.00E+00
6500	1.30E+02		

Figure 4.50 - Courbe de discrimination de la CFUL01 (LCAE)

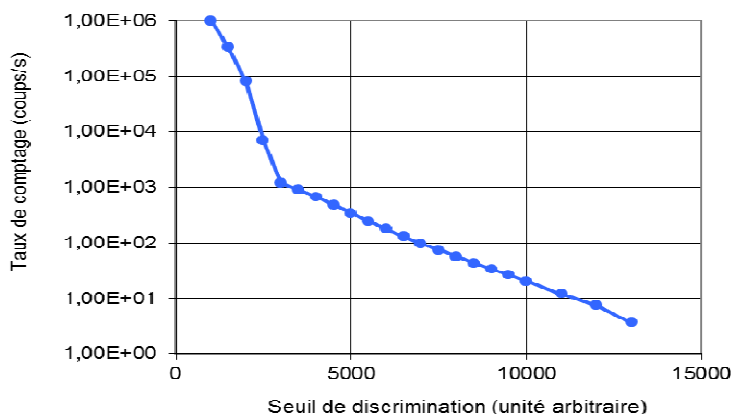
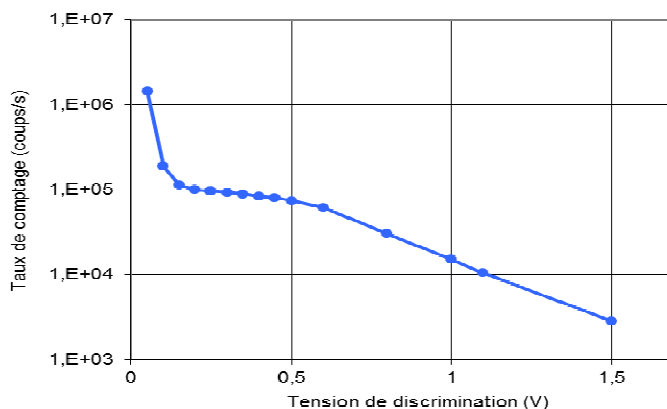


Figure 4.51- Courbe de discrimination de la CFUL01 (MINERVE)



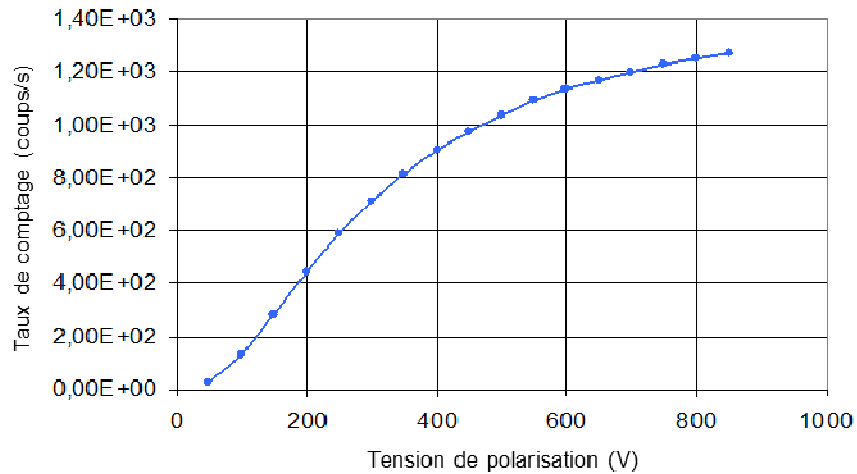
- **Tracé de la courbe de saturation.**

Cette courbe illustre l'évolution du taux de comptage en sortie du détecteur en fonction de la tension de polarisation appliquée à la chambre à fission. Les résultats sont donnés dans le tableau 4.16 et la figure 4.52.

Tableau 4.16- Tableau de résultat du tracé de la courbe HT de la CFUL01

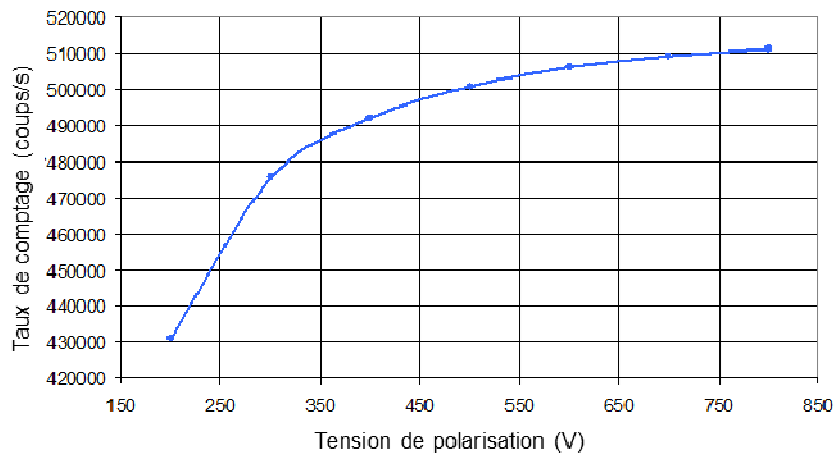
Tension de polarisation (V)	Taux de Comptage (cps/s)	Tension de polarisation (V)	Taux de Comptage (cps/s)
50	2.80E+01	500	1.04E+03
100	1.30E+02	550	1.09E+03
150	2.83E+02	600	1.13E+03
200	4.42E+02	650	1.16E+03
250	5.91E+02	700	1.20E+03
300	7.09E+02	750	1.23E+03
350	8.15E+02	800	1.23E+03
400	9.01E+02	850	1.23E+03
450	9.71E+02		

Figure 4.52 - Palier HT de la CFUL01 (LCAE)



On remarque l'absence de palier, même pour une tension de 800 V, au-delà de la tension nominale recommandée par Photonis. Ainsi la chambre à fission ne fonctionne pas rigoureusement en mode chambre d'ionisation à cette tension. A titre de comparaison, figure 4.53 est illustré le résultat obtenu sur MINERVE avec une CFUL01. Cette fois les deux courbes sont relativement cohérentes. Dans le cas de MINERVE la tension de 600 V ne suffit pas non plus à placer le point de fonctionnement du détecteur dans la zone de fonctionnement en chambre d'ionisation. Cette tension de polarisation sera néanmoins conservée pour la suite des mesures.

Figure 4.53 - Palier HT de la CFUL01 (MINERVE)



- **Calcul de l'activité.**

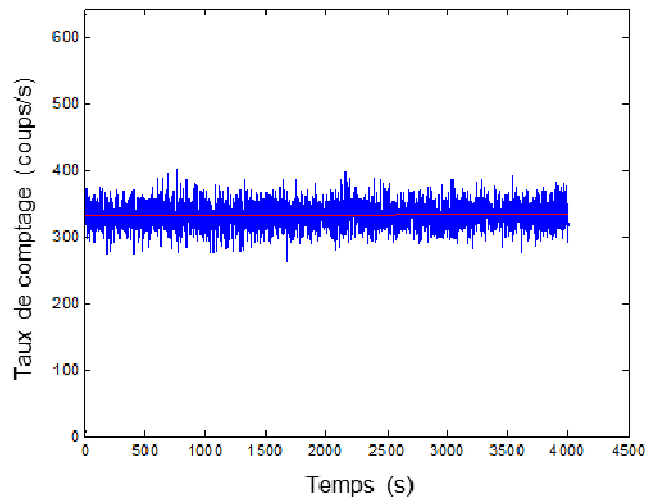
Supposons que la sensibilité donnée soit correcte pour le seuil de discrimination fixé (point sur la courbe de discrimination situé juste au-delà du bruit) et pour la tension de polarisation utilisée. Pour ces réglages, on mesure un taux de comptage de 1172 coups/s. Le flux de neutrons thermiques peut donc être estimé à 1172 neutrons/cm²/s. Cette valeur est du même ordre de grandeur que celle annoncée par le LCAE (1400 neutrons/cm²/s) mais reste néanmoins inférieure. Il s'avère, compte tenu de l'aspect de la courbe de discrimination, que le niveau de bruit de l'étage de préamplification analogique soit trop élevé. Le plateau de la courbe de discrimination se retrouverait donc confondu

avec le bruit. Ainsi, si on place le seuil de discrimination juste au-dessus du niveau de bruit, du signal utile est perdu. Ces résultats ont été pris en compte par le LCAE et le module de préamplification de courant a été amélioré depuis.

3.4.2.2.4. Test de stabilité de l'acquisition.

L'objectif de cette étude est de vérifier que la valeur moyenne du taux de comptage n'évolue pas avec le temps. Pour ce faire, une acquisition de 4000 secondes a été faite. Les résultats de l'acquisition sont données en figure 4.54.

Figure 4.54 - Taux de comptage en fonction du temps



L'évolution dans le temps du taux de comptage est caractérisée par une pente de $4.44E-04$ (coups/s)/s. La variation maximale de taux de comptage peut être estimée à 1.7 coups/s. Cela représente une variation relative de 0.5%. On estime l'incertitude statistique allouée à cette mesure à 5% (statistique). On peut donc considérer le taux de comptage comme stable.

3.4.3. MESURES EN REACTEUR SUR LA MAQUETTE CRITIQUE MINERVE.

Les expériences qui ont été menées sur le réacteur MINERVE dans le cadre de la thèse ont été définies de manière à :

- étudier les performances de PING lors de mesures dynamiques du type « transitoire de puissance ». Il a été décidé de procéder à des mesures de chute de barre et des mesures de temps de doublement,
- valider le fonctionnement de PING dans un milieu expérimental plus hostile qu'un environnement de laboratoire. Il a donc été procédé à des mesures de courbes de discrimination dans le but de qualifier, pour cette chaîne, le rapport signal utile sur bruit. Les performances quantitatives, notamment l'impact du phénomène de temps mort sur les mesures, de la chaîne ont également été étudiées.

Ces expériences ont été permises grâce au prêt, par le LCAE au SPEX, d'un prototype du système PING pour une durée d'un mois ayant permis en définitive de réaliser une campagne de mesure de deux semaines.

3.4.3.1. Mise en place expérimentale

Les expérimentations ont été réalisées à l'aide de :

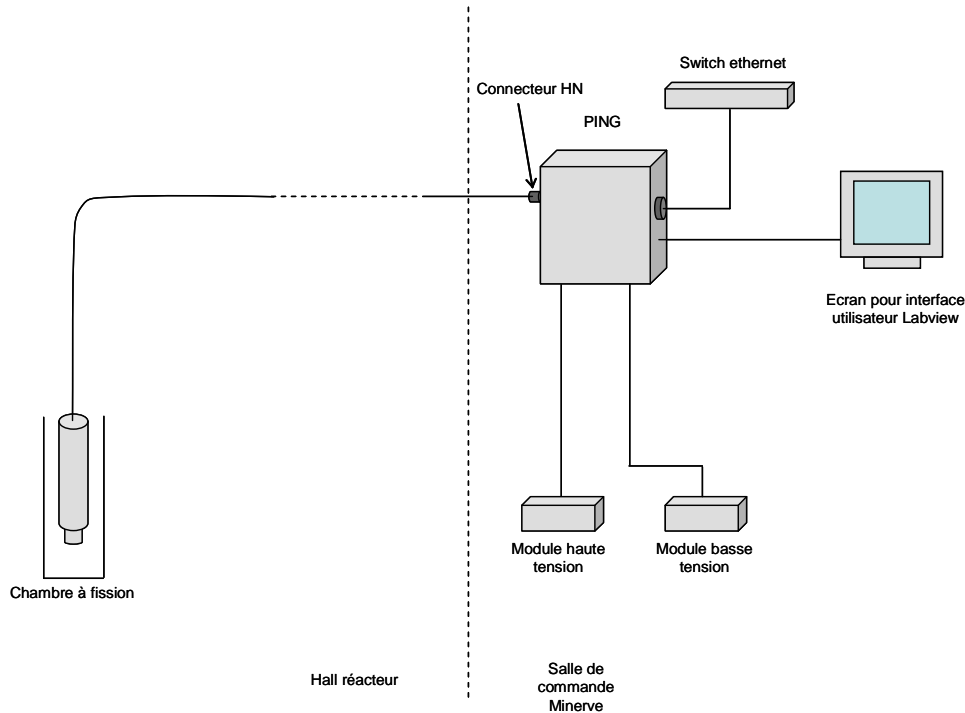
- une chambre à fission de 4 mm de diamètre chargée avec 250 μg d' ^{235}U (chambre n°2247). Placée dans le canal n°2 de la chaussette thermique, en périphérie de la

zone nourricière (cf. annexe 3), elle permet l'obtention de taux de comptage allant de 500 coups/s à 40 000 coups/s,

- une chambre à fission de type CFUL01, chargée avec environ 1.1g d' ^{235}U . Placée dans une position plus excentrée encore du centre du cœur que la chaussette thermique, elle permet de couvrir une gamme de taux de comptage allant de 100 000 coups/s à 8 000 000 coups/s.

Les détecteurs sont connectés à un câble haute-immunité (environ 30 m) débouchant directement en salle de commande MINERVE où le prototype PING est installé (cf. figure 4.55).

Figure 4.55 - Installation expérimentale du prototype PING



Les mesures ont été réalisées à plusieurs puissances réacteur, de 1 W à 80 W.

Compte tenu des résultats préliminaires obtenus en laboratoire, il était anticipé que les mesures avec la CFUL01 à des puissances supérieures à 1 W ne soient pas fiables. Néanmoins, quelques tests ont tout de même été réalisés avec ce détecteur.

Les deux chambres à fission ont été polarisées avec leur haute tension nominale de fonctionnement, à savoir 300 V pour la chambre à fission miniature et 600 V pour la CFUL01.

Enfin, deux autres chaînes de mesures ont été utilisées de manière à comparer les résultats obtenus sur ces chaînes à ceux obtenus avec PING :

- La chaîne de mesure à préamplification de charge déjà en place sur MINERVE nommée « chaîne 1 ». Cette chaîne est décrite sur la figure 4.1. Elle a été reliée à une chambre à fission miniature de 4 mm de diamètre chargée avec 91.3 μg d' ^{235}U (chambre n°2103) placée dans le canal n°1 de la chaussette thermique. La chaîne de mesure a servi de référence lors des mesures de temps de doublement et de chutes de barre et pour le suivi de puissance lors des mesures de taux de comptage.
- Une chaîne de mesure à préamplification de courant, nommée « chaîne 2 », constituée d'un amplificateur ADS 7820 CANBERRA et l'alimentation haute tension qui lui est normalement associée (module HT 7821). Cette chaîne de mesure a été utilisée avec la chambre à fission de 4 mm de diamètre n°2247 et la CFUL01 pour les

mesures de taux de comptage, dans l'objectif de comparer ses performances quantitatives à celles du système PING. Cette chaîne sert de référence lors de l'étude des performances quantitatives du système PING et de la qualification de son rapport signal/bruit.

3.4.3.2. Mesures de courbe de discrimination.

Ces courbes ont été tracées pour les deux chambres à fission utilisées avec PING et la chaîne 2. Ces mesures ont été réalisées à une puissance réacteur de 1 W de manière à minimiser le plus possible le phénomène de temps mort. Les résultats obtenus avec la CFUL01 sont donnés sur la figure 4.56 et ceux avec la chambre à fission de diamètre 4 mm sur la figure 4.57. Les unités en abscisses étant différentes d'un appareil à l'autre (l'ADS 7820 utilisant le volt et PING une unité numérique arbitraire), on se contentera donc d'une analyse qualitative des courbes obtenues.

Figure 4.56 - Courbe de discrimination de la chambre à fission n°2247 à 1W en utilisant PING et l'ADS 7820 (chaîne 2)

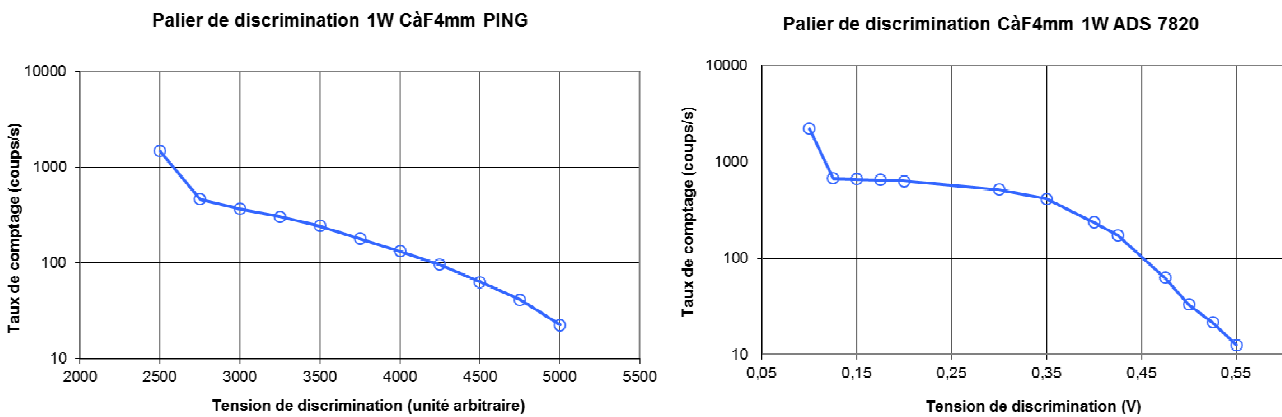
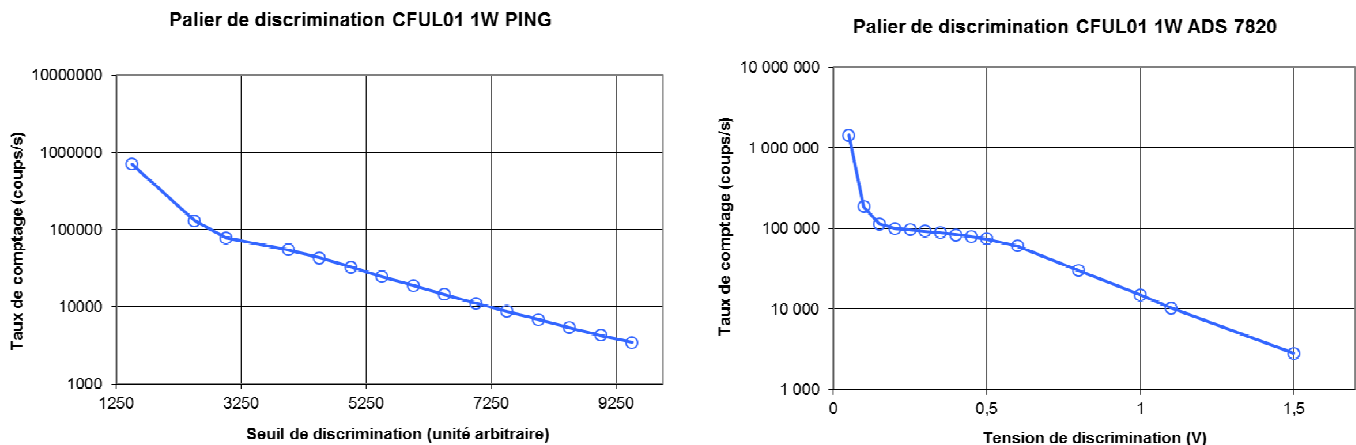


Figure 4.57 - Courbe de discrimination de la CFUL01 à 1W en utilisant PING et l'ADS 7820 (chaîne 2)

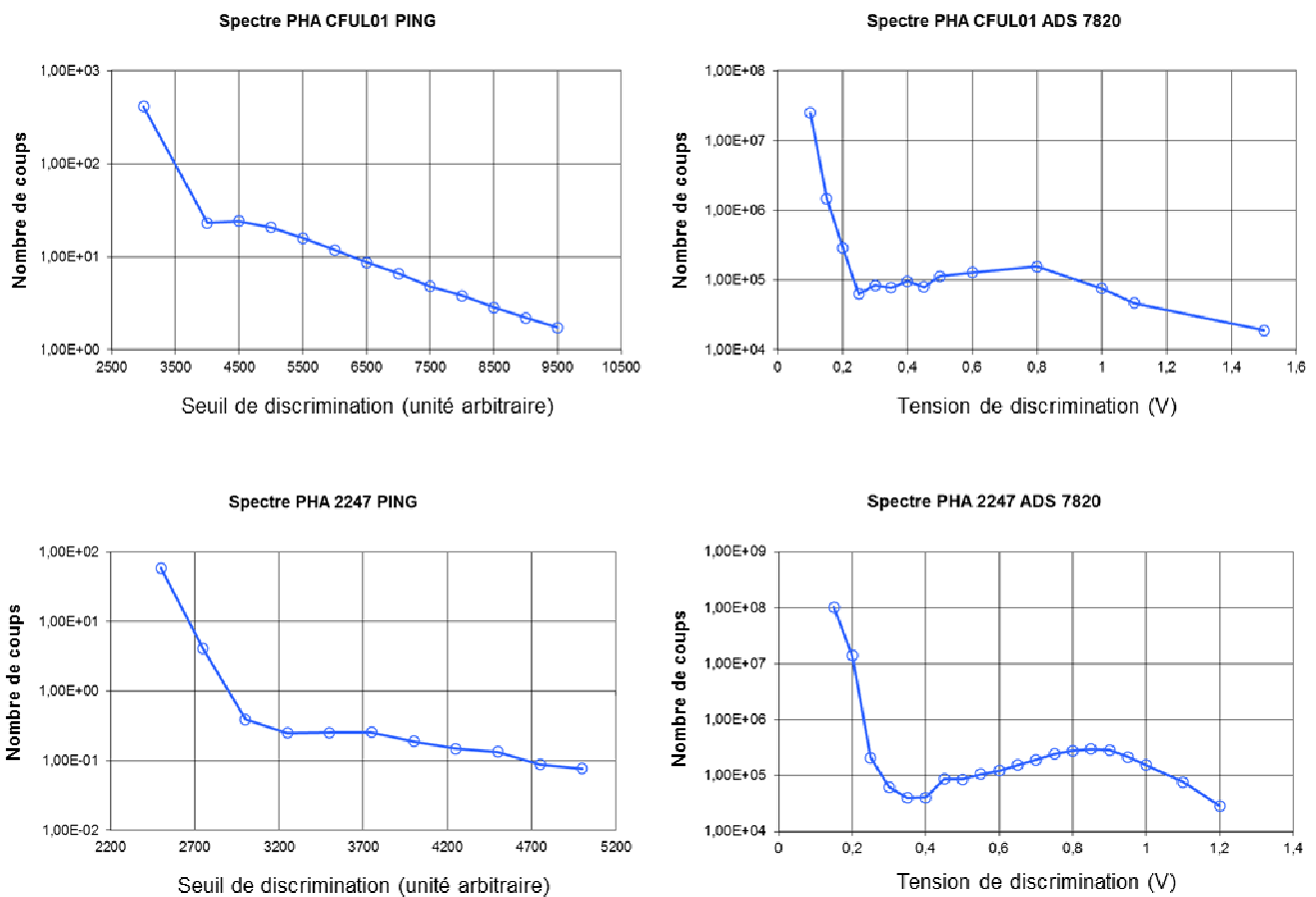


On constate que le plateau est, comme lors des études réalisées en laboratoire, quasi-inexistant dans le cas de PING, et ce pour les deux chambres à fission utilisées pour les mesures. Dans le cas de la chaîne n°2, le résultat est satisfaisant et un plateau apparaît nettement dans les deux cas.

Ces mesures ont permis de fixer le seuil de discrimination qui va être utilisé pour PING et pour l'ADS pour les mesures de taux de comptage ultérieures avec la chambre à fission de 4 mm de diamètre. Les seuils ont été fixés à 0.25 V pour l'ADS et à 3000 unités arbitraires pour le PING. En théorie ces valeurs permettent de discriminer efficacement le bruit dans tous les cas de figure.

A titre d'illustration, il est possible, en différenciant les courbes de discrimination obtenues, de tracer les spectres PHA correspondant. Leur tracé permet d'illustrer la présence, ou non, d'une vallée. Ceci est fait dans la figure 4.58 pour les deux chambres à fission et les deux chaînes de mesure. On constate l'absence de vallée pour les acquisitions réalisées avec PING, contrairement à celles réalisées avec la chaîne 2. Ces résultats semblent traduire un niveau de bruit électronique plus élevé dans le cas du système PING que dans le cas de la chaîne de mesure n°2. Ce bruit provient de l'étage de préamplification de courant analogique, qui a été amélioré depuis ces essais.

Figure 4.58 - Spectres PHA déduit des courbes de discrimination (CàF 2247 et CFUL01)



3.4.3.3. Mesures de taux de comptage

- **Performances face au phénomène de temps mort.**

L'objectif de cette partie est de comparer les taux de comptage mesurés aux taux de comptage attendus. Ces résultats permettent, en plus de quantifier les performances quantitatives de la chaîne de mesure, de d'estimer la constante de temps mort de la chaîne de mesure dans le but de corriger les taux de comptages bruts. Le principe de la méthodologie de correction employée, se basant sur le modèle de temps mort unifié, est décrit à la fin du chapitre.

Les taux de comptage mesurés sont obtenus par des acquisitions à différentes puissances réacteur s'étalant de 1 W à 80 W (1 W, 5 W, 10 W, 20 W ... 80 W). Les taux de comptage attendus sont extrapolés à partir des taux de comptage mesuré obtenus à 1 W supposés non-affecté par le temps mort. L'extrapolation est réalisée grâce au suivi de puissance réalisé par la chaîne de mesure n°1.

La figure 4.59 présente l'évolution des taux de comptages mesurés pour la chaîne PING, la chaîne n°2 (ADS) et la chaîne de mesure n°1 (dénommée « ancienne chaîne » dans la figure 4.59). Les incertitudes affectant ces mesures de taux de comptages sont celles d'un taux de comptage MCS non corrigé du temps mort, soit une valeur estimée à 1.05% à 1σ (cf. chapitre 4, § 3.2.2.).

Ces résultats permettent d'en déduire la valeur du temps mort affectant les différentes chaînes de mesure. Ces valeurs sont données dans le tableau 4.17.

Ces résultats permettent de déduire que la chaîne de mesure n°2 fait preuve de meilleures performance que PING face au phénomène de temps mort. De fait, les pertes de comptage sont moins importantes et les corrections réalisées n'en seront que plus précises. A noter que les performances de PING restent tout de même supérieures à celles affichées par la chaîne de mesure n°1.

Figure 4.59 - Performance des différentes chaînes de mesure face au phénomène de temps mort

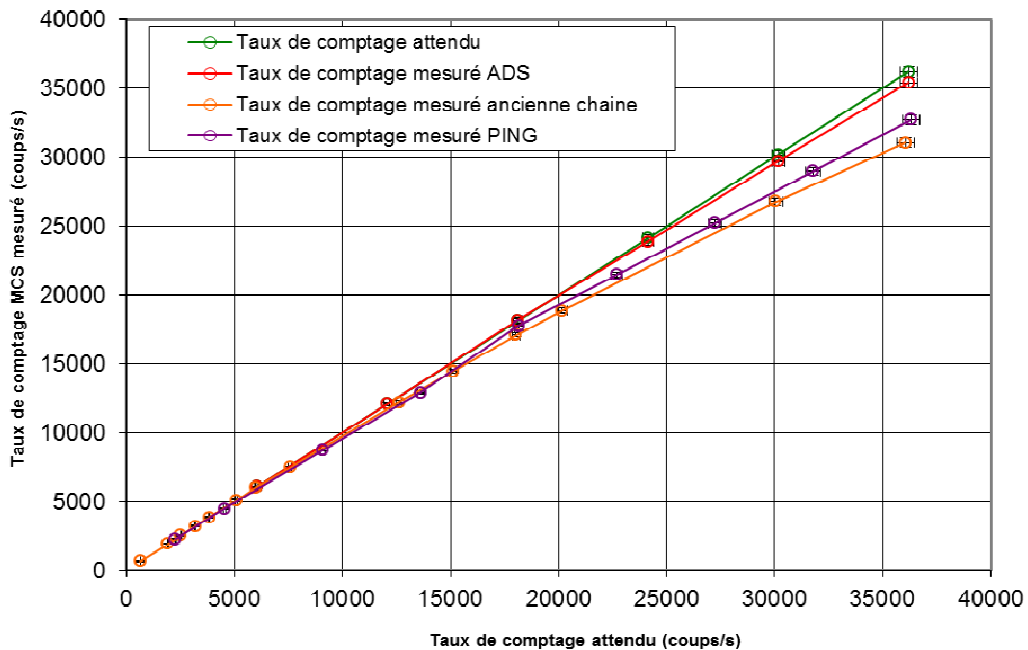


Tableau 4.17 - Constante de temps mort affectant PING et la chaîne 2

	Constante de temps mort
Chaîne PING	2.80 μ s
Chaîne de mesure 2	0.61 μ s

• **Performances quantitatives.**

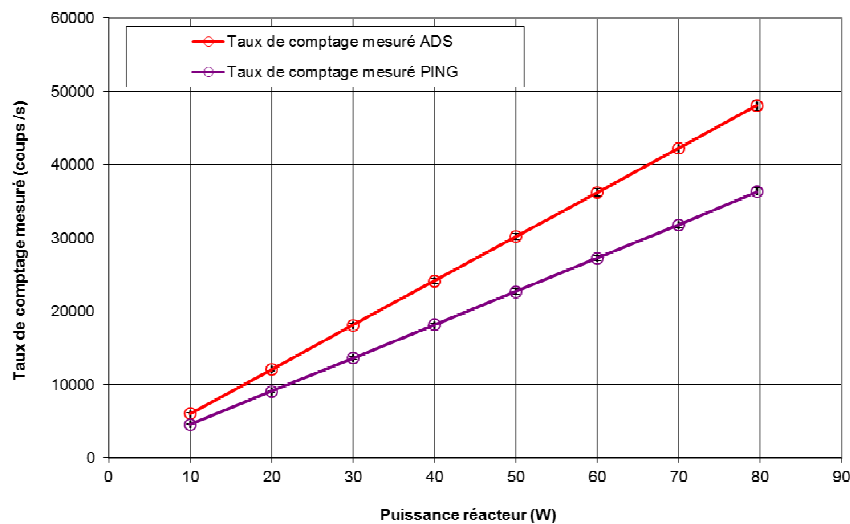
L'objectif de ces mesures est de comparer les taux de comptage corrigés du temps mort obtenus avec le prototype PING avec ceux obtenus avec l'ADS 7820 de CANBERRA. Les mesures ont été réalisées à des puissances réacteur de 10 W, 20 W, 30 W, 40 W, 50 W, 60 W, 70 W et 80 W avec la chambre à fission de 4 mm de diamètre. La correction de temps mort utilisée est celle mis en place dans la partie précédente. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 4.18 et la figure 4.60.

L'incertitude affectant ces mesures de taux de comptages est estimée à 1.4% à 1σ .

Tableau 4.18 - Evolution des taux de comptage fournis par PING et la chaîne 2 en fonction de la puissance

Puissance réacteur (W)	Taux de comptage PING (coups/s)	Taux de comptage chaîne 2 (coups/s)
10	2.27E+03	6.03E+03
20	4.54E+03	1.21E+04
30	9.08E+03	1.81E+04
40	1.36E+04	2.41E+04
50	1.82E+04	3.02E+04
60	2.27E+04	3.62E+04
70	2.72E+04	4.22E+04
80	3.18E+04	4.80E+04

Figure 4.60 - Evolution des taux de comptage fournis par PING et la chaîne 2 en fonction de la puissance

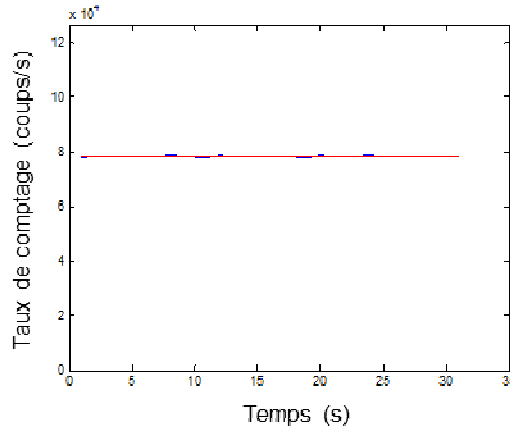


Le taux de comptage affiché en sortie du PING est plus faible que celui affiché en sortie de la chaîne 2, ce alors que la discrimination a été ajustée au même niveau par rapport au bruit (c'est-à-dire juste au-dessus du niveau de bruit). Cela confirme que le niveau de bruit du système PING est plus élevé que celui de la chaîne 2 et que plus d'impulsions neutroniques de faible amplitude sont noyées dans le bruit et discriminés avec lui. Néanmoins on peut constater que l'évolution du taux de comptage avec la puissance est bien linéaire, ce qui assure que seul le signal d'origine neutronique est mesuré.

- **Cas particulier de la chambre à fission de type CFUL01 du SPEx.**

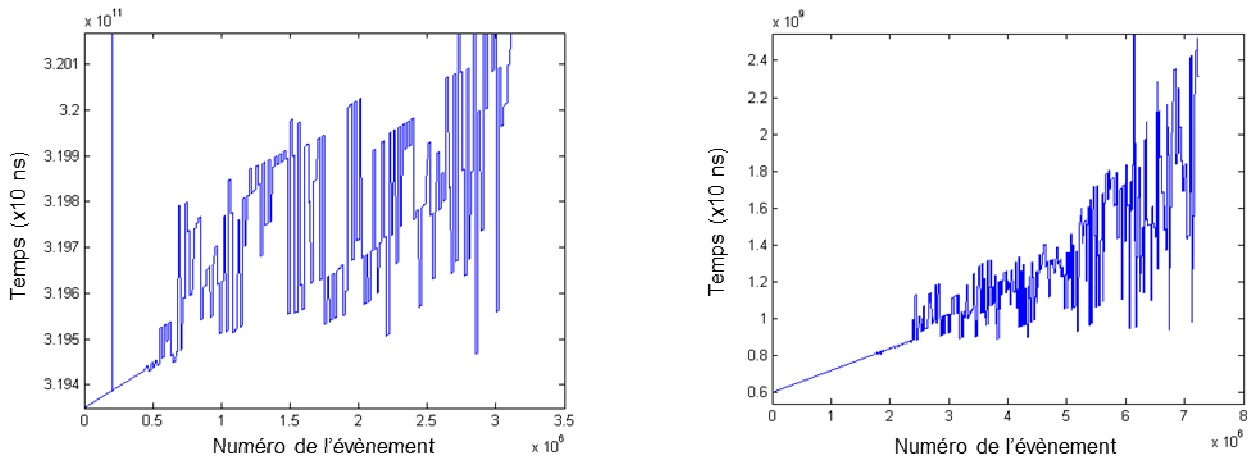
La chambre à fission de type CFUL01 disponible au SPEx sur MINERVE affiche un taux de comptage de l'ordre de 80 000 coups / s à 1 W de puissance réacteur comme l'illustre la figure 4.61.

Figure 4.61 - Acquisition du taux de comptage en sortie de la CFUL01 à 1W de puissance réacteur réalisée avec le système PING



L'instabilité logicielle mise en évidence en laboratoire se reproduit également dans un milieu de réacteur de recherche et a empêché les mesures à des puissances supérieures. Cela est mis en évidence par les courbes présentées dans la figure 4.62. Il s'agit de deux courbes de datation pour des mesures faites à 10 W et 20 W de puissance réacteur (taux de comptage théoriques égaux respectivement à $1E+06$ et $2E+06$ coups/s).

Figure 4.62 - Instabilité constatée lors des mesures à respectivement 10W (à gauche) et 20W (à droite) avec la CFUL01



3.4.3.4. Mesures de transitoire utilisant le prototype PING

- **Mesures de temps de doublement**

Cette expérience a pour but de mesurer un paramètre cinétique caractéristique de l'évolution de la population neutronique d'un réacteur lors d'une divergence : le temps de doublement. Ce temps correspond au temps nécessaire pour multiplier la population neutronique et donc

la puissance neutronique d'un facteur 2. Cette mesure a été réalisée avec les électroniques suivantes :

- l'électronique expérimentale en place sur le réacteur (la chaîne 1) reliée à la chambre à fission n°2103 placée dans le canal 1 de la chaussette thermique de MINERVE,
- les détecteurs et l'électronique du contrôle neutronique du réacteur MINERVE,
- le système PING relié à la chambre à fission n°2247 placée dans le canal 2 de la chaussette thermique de MINERVE.

En règle générale, les mesures sont réalisées conjointement avec la chaîne 1 et le contrôle neutronique de MINERVE. Les résultats sont présentés ci-dessous. Les figures 4.63 et 4.64 montrent l'évolution du taux de comptage avec le temps, donnée par PING et par l'électronique expérimentale pour deux des mesures réalisées. Le reste des mesures est consultable dans l'annexe 7. Le tableau 4.19 résume les résultats post traités. Le traitement a été fait en utilisant le logiciel TMN et la méthode d'ajustement linéaire du flux.

Figure 4.63 - Divergence à 40 W avec PING et la chaîne 2

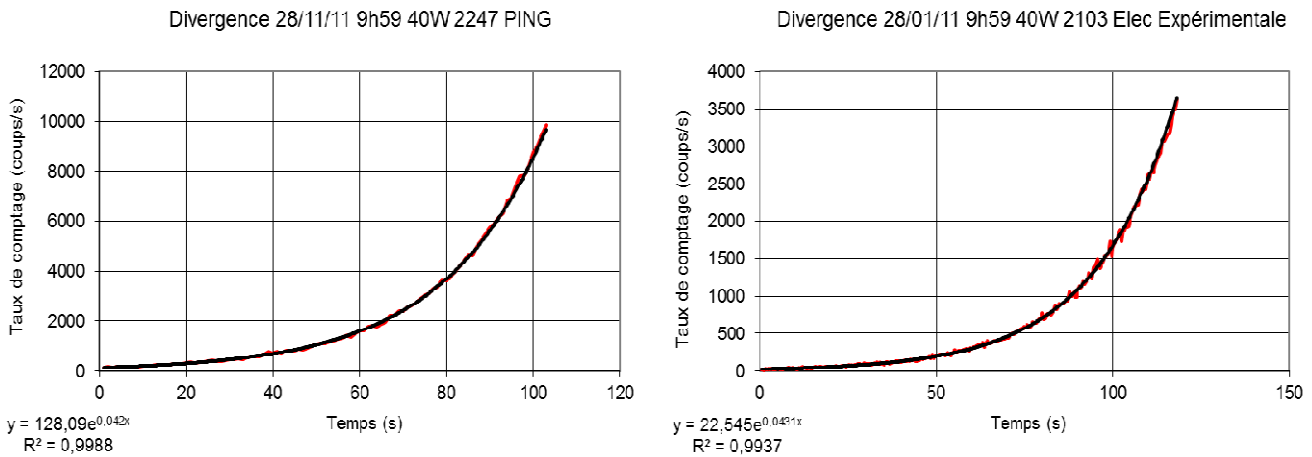
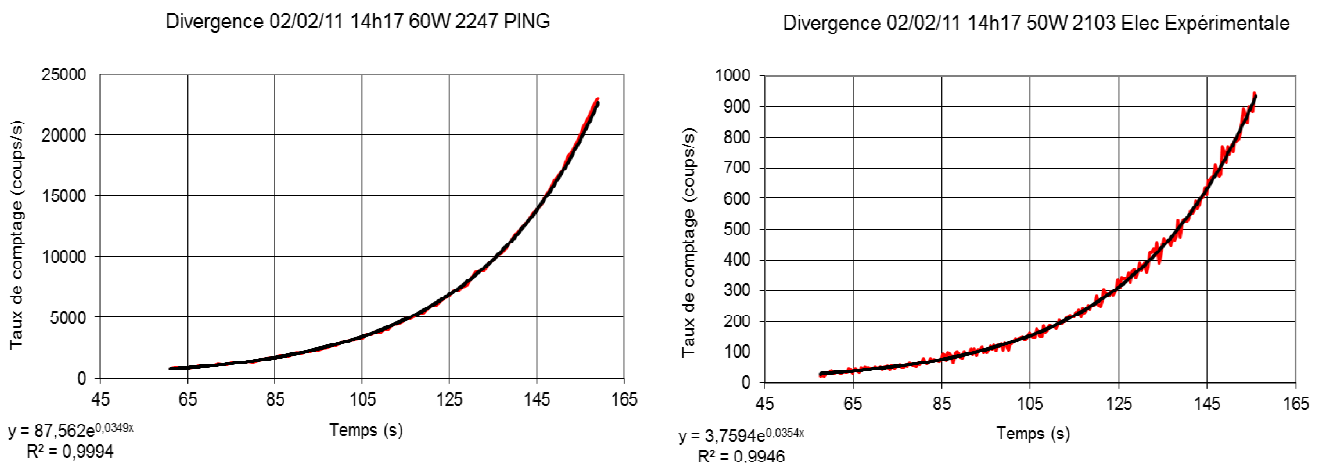


Figure 4.64 - Divergence à 60 W avec PING et chaîne 2 ¹



¹ La différence entre la valeur obtenue pour cette mesure et les autres provient d'un changement dans la zone expérimentale de MINERVE engendrant une baisse de la réactivité du massif (insertion de la surgaine Poline pour des mesures en centre cœur)

Tableau 4.19 - Résultat des divergences

Puissance d'arrivée	Temps de doublement PING (s)	Incertitude PING à 1σ (%)	Temps de doublement chaîne 1 (s)	Incertitude chaîne 1 à 1σ (%)	Ecart avec le résultat PING (%)	Temps de doublement contrôle commande (s) ¹	Ecart avec le résultat PING (%)
10 W	16.45	0.79	16.32	1.10	-0.79	16	-2.74
20 W	16.01	0.25	16.03	0.56	0.12	15.9	-0.69
40 W	16.24	0.18	16.28	0.31	0.25	16	-1.48
60 W	16.18	0.19	16.23	0.37	0.31	15.9	-1.73
50 W ²	19.59	0.20	19.68	0.61	0.46	18.6	-5.05

Compte tenu des incertitudes, les résultats de PING et de la chaîne 1 sont en totale cohérence. Les écarts avec les valeurs provenant du contrôle neutronique restent modérés et surtout habituels de ce genre de mesures.

- **Mesures de chute de barre.**

Cette expérience a pour objectif la mesure du poids en réactivité des barres de sécurité du réacteur MINERVE. Son principe repose sur la chute d'une ou plusieurs barres à partir d'un état critique. L'évolution du taux de comptage en fonction du temps est mesurée par une chambre à fission et permet, par diverses méthodes, de remonter à l'anti-réactivité insérée dans le cœur. Dans MINERVE, les 4 barres de sécurité ont chacune un poids en réactivité supérieur à $1\text{\$}$ ³. Le modèle de la cinétique ponctuelle n'est pas valide pour l'analyse du transitoire de chute totale d'une de ces barres. Avec des détecteurs placés dans des zones du réacteur différentes, on ne peut donc pas s'attendre à avoir des résultats identiques.

Pour que les résultats soient comparables, les chutes de barre ne doivent donc pas être complètes de telle sorte que les variations de réactivité restent inférieures à $1\text{\$}$. Dans le cas présent, on s'est contenté de mesurer la variation de réactivité correspondant à l'insertion contrôlée d'une barre de pilotage sur 200 mm environ⁴. Pour pouvoir comparer les résultats issus de deux chaînes de mesure utilisant deux détecteurs différents placés dans des zones éloignées, les mesures doivent être impérativement faites en parallèle. Plusieurs essais ont été réalisés à partir d'états critiques correspondant à différentes puissances réacteur de départ. Les évolutions du taux de comptage en fonction du temps sur les différentes chaînes de mesure sont montrées sur les figures 4.65 et 4.66 pour deux des acquisitions réalisées. Le reste des mesures est disponible en annexe 8.

Les acquisitions ont été faites parallèlement :

- avec la chaîne de mesure n°1 reliée à la chambre à fission n°2103 placée dans le canal 1 de la chaussette thermique de MINERVE,
- avec la chaîne PING reliée à la chambre à fission n°2247 placée dans le canal 2 de cette même chaussette.

¹ La valeur de temps de doublement fournie par le contrôle neutronique est donnée sans incertitude.

² La valeur de temps de doublement pour cette acquisition est différente du fait de l'insertion en centre cœur d'un dispositif expérimental apportant une anti-réactivité non négligeable.

³ le dollar est une unité de réactivité. Il est défini par la relation « réactivité/proportion de neutrons retardés = 1 »

⁴ Cette insertion de 200 mm est réalisée manuellement par le pilote au vu de la cote de la barre lue sur l'indicateur de position du poste de contrôle commande. Ce type d'essais n'est donc pas reproductible.

Le dépouillement a été réalisé en utilisant le logiciel MATLAB TMN via la méthode d'ajustement du flux. Les résultats numériques post-traités sont présentés dans le tableau 4.20.

Figure 4.65 - Insertion de la barre à partir d'un état critique à 50 W (mesure n°1)

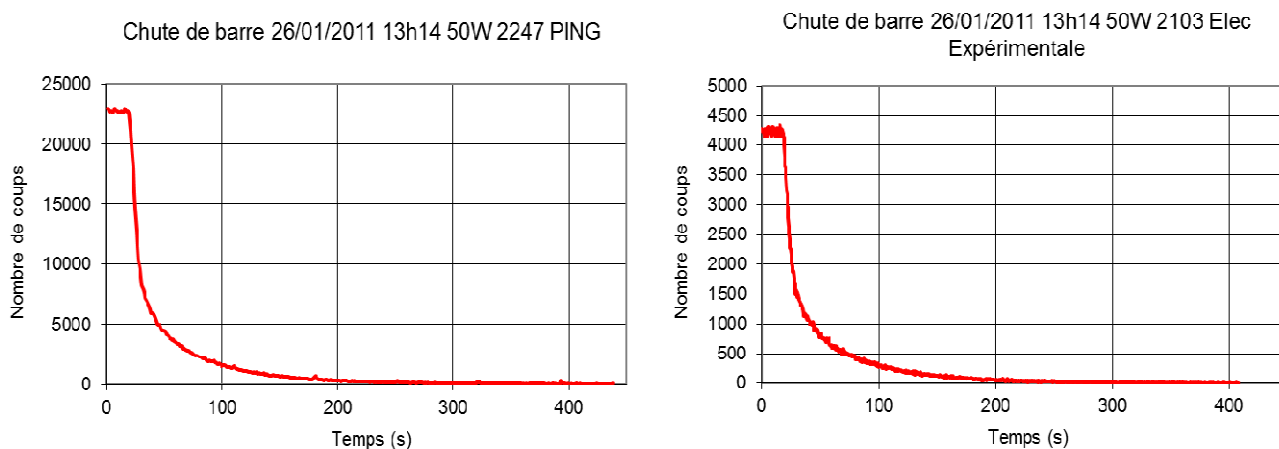


Figure 4.66 - Insertion de la barre à partir d'un état critique à 50 W (mesure n°2)

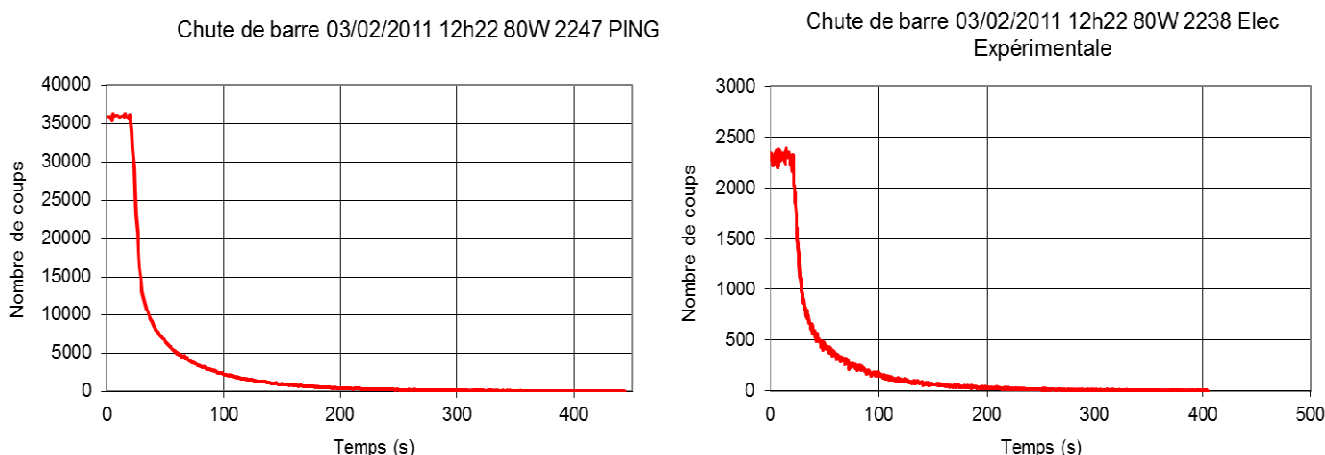


Tableau 4.20 - Synthèse des essais d'insertion de barre

Puissance de départ	Chaîne de mesure PING		Chaîne de mesure 1		
	Antiréactivité calculée (pcm)	Incertitude à 1 σ (%)	Antiréactivité calculée (pcm)	Incertitude à 1 σ (%)	Ecart avec PING (%)
10 W	525.58	6.94	518.79	6.20	1.29
50 W	505.83	6.11	500.82	6.54	0.99
50 W n°2	538.25	5.89	523.23	6.09	2.79
80 W	569.79	6.32	546.88	6.24	4.02
80 W n°2 ¹	559.91	6.47	524.66	6.36	6.30

¹ Lors de la 2^e mesure à 80 W, une chambre à fission différente a été connectée à la chaîne 1 du fait de contraintes expérimentales. Cela explique la différence de taux de comptage par rapport à la première mesure. Cependant, cela n'impacte en aucun cas le résultat de la mesure, l'influence de la chambre à fission sur la réactivité de la barre de pilotage étant négligeable.

Comme pour les mesures de temps de doublement, on constate un bon fonctionnement du prototype PING qui donne des valeurs cohérentes avec celles trouvées par la chaîne 1. Les deux résultats sont systématiquement contenus dans les incertitudes de mesure estimées.

4. BILAN DES MESURES : CONCLUSIONS ET RECOMMANDATIONS.

4.1. CONCLUSION SUR L'ASSOCIATION 2006 / 2024 / MP2.

Les performances offertes par cette chaîne de mesure sont très satisfaisantes.

- En mode PHA, la proportion de temps mort est nettement plus faible (diminution d'un facteur 4 à 20) que pour la chaîne de mesure actuellement en place. Les taux de comptage sont cependant identiques, ce qui signifie que la correction de temps actif fonctionne bien pour les deux chaînes de mesure.
- En mode MCS, le constat est sans appel. Les pertes de comptage par temps mort sont nettement plus faibles dans le cas de la solution de remplacement. Cela signifie donc une correction par post-traitement de meilleure qualité et donc des écarts avec les valeurs de taux de comptage réels plus faibles (diminution d'un facteur 5). Mettre à niveau l'électronique de mesure actuelle par ce matériel permettrait une diminution de l'incertitude associée à la correction de temps mort de 1% à 0.3%.

4.2. CONCLUSION SUR LE SYSTEME INTEGRE LYNX.

Les résultats apportés par l'utilisation du système LYNX sont mitigés :

- En mode PHA, les mesures sont bonnes jusqu'à des taux de comptage d'environ 20000 coup/s. Cependant, pour des valeurs supérieures, la correction de temps actif est totalement déficiente et les valeurs mesurées sont très loin des valeurs attendues (jusqu'à près de 25% d'écart pour une incertitude à 1σ de 1.2%).
- En mode MCS, les mesures sont très facilement perturbées par le bruit extérieur lorsque le discriminateur interne du LYNX est utilisé. Il s'avère que ce mode d'acquisition n'est pas encore fonctionnel en l'état actuel du développement du système de mesure de l'aveu de CANBERRA. Cependant, son utilisation en tant que simple échelle de comptage ne pose aucun problème.

De manière générale, on constate de nombreux dysfonctionnements au niveau du réglage de certains paramètres comme le facteur correctif PZ ou la réjection d'empilement. Néanmoins, de par le temps limité imparti par le prêt de l'appareil, ces résultats restent à consolider par des mesures complémentaires à faire à l'avenir.

4.3. CONCLUSION SUR LE SYSTEME PING.

Concernant le système PING, les résultats sont très encourageants. Les mesures dynamiques effectuées donnent des résultats cohérents avec ceux obtenus à l'aide de la chaîne de mesure équipant actuellement EOLE et MINERVE. Le système est donc parfaitement fonctionnel dans un environnement de type « réacteur de recherche ». Cependant, les performances du système face à l'augmentation du taux de comptage restent mitigées, ce qui est notamment dû au temps de traitement des données. Néanmoins les performances restent acceptables. Globalement, le système est encore « jeune » et si des améliorations sont encore possibles, certaines ont d'ores et déjà été faites (l'instabilité constatée pour les forts taux de comptage a été corrigée grâce à ce travail et le module de préamplification de courant a été amélioré depuis). PING constitue un outil prometteur pour équiper à moyen terme les maquettes critiques du SPEX.

4.4. RECOMMANDATIONS ET PERSPECTIVES.

Les études réalisées permettent d'établir une liste de recommandations pour les évolutions à venir des électroniques utilisées sur EOLE, MINERVE et MASURCA :

- A court et moyen terme :

Deux solutions semblaient initialement adéquates pour remplacer les électroniques de mesure à préamplification de charge d'EOLE et MINERVE : le LYNX et l'association 2006/2024/MP2. Au final, le LYNX ne répond pas aux besoins du SPEX. En effet, ses performances quantitatives sont décevantes et certains modes de mesure et réglages ne sont pas fonctionnels. Cela est probablement dû au fait que le LYNX est utilisé à « contre-emploi » puisqu'il est à l'origine conçu pour la spectrométrie gamma. En revanche, les résultats obtenus avec la chaîne de mesure analogique de type « association 2006/2024/MP2 » sont très satisfaisants sur tous les points. Les mesures sont plus performantes, plus rapides et plus flexibles (de par la possibilité de se passer d'un PC embarquant un port interne au standard ISA). La priorité va au préamplificateur 2006 puis MP2 et à l'amplificateur. Les deux derniers appareils apportent individuellement un gain en performance sensiblement équivalent (cf. annexe 5), mais le gain en flexibilité apporté par l'utilisation d'un MP2 le rend à très court terme plus intéressant.

- A long terme :

La solution la plus prometteuse parmi celles testées est le système PING développé par le LCAE. Bien qu'encore à l'état de prototype, l'appareil est parfaitement fonctionnel dans un environnement de type « réacteur maquette » et permet de faire des mesures dynamiques de bonne qualité. Le système est à l'heure actuelle sujet à quelques limitations techniques, mais les problèmes ont été identifiés et des améliorations ont déjà été réalisées. La grande force de ce système reste sa polyvalence par la possibilité, offerte par son architecture basée sur une carte de type FPGA, d'adapter ses algorithmes de traitement aux besoins des mesures par chambre à fission. Cela en fait une base de développement idéale pour la mise au point d'une chaîne de mesure dédiée aux chambres à fission miniatures, ce qui n'existe pas à l'heure actuelle. A ce titre, le système PING paraît être un candidat pour équiper les chaînes d'acquisition des maquettes du SPEX à long terme, en particulier celles de MASURCA.

Un tel remplacement permet de minimiser le phénomène de temps mort, comme cela a été constaté avec le système PING et surtout avec l'association 2006/2024/MP2. Néanmoins, des corrections restent nécessaires pour remonter à une valeur précise des taux de comptage réels reçu par l'électronique de mesure. En ce sens, on développe dans les travaux de thèse une nouvelle méthodologie de temps mort dont on fait la présentation dans la suite du chapitre.

5. DEVELOPPEMENT D'UNE NOUVELLE METHODOLOGIE DE CORRECTION DE TEMPS MORT.

Ces travaux sont motivés par la volonté d'unifier non seulement les modèles de temps mort utilisés pour corriger les taux de comptage bruts mais aussi la méthodologie utilisée. Les corrections utilisées sur EOLE et MINERVE d'une part et MASURCA d'autre part reposent sur le même principe physique, seule la méthodologie d'application diffère (cf. chapitre 2). La principale limitation de ces deux méthodes est le passage par un développement limité (d'ordre 2 pour EOLE et MINERVE et d'ordre 1 dans le cas de MASURCA) qui limite nécessairement le domaine d'application de ces méthodologies aux faibles taux de comptage. L'approche développée dans cette partie du mémoire passe par une méthode de résolution graphique du modèle du temps mort unifié. De fait, c'est le modèle qui limitera l'utilisation de la correction de temps mort et pas le domaine d'application du développement limité utilisé. Ainsi, en théorie, cette méthodologie apportera de meilleurs résultats à de plus hauts taux de comptage. C'est ce que nous vérifierons en appliquant cette nouvelle méthodologie de correction des taux de comptage à des résultats de mesure relatifs à des chutes de barres réalisées dans le réacteur MASURCA.

5.1. MODELE UTILISE.

Les méthodologies de correction actuelles emploient exclusivement les deux modèles de temps mort paralysable et non paralysable. La méthodologie employée ici utilisera le modèle du temps mort unifié. On rappelle via l'équation (4.3) la relation existant d'après ce modèle entre le taux de comptage mesuré et le taux de comptage réel (ou corrigé).

$$C_{mesuré} = \frac{\theta C_{réel}}{e^{\theta C_{réel} \tau} + \theta - 1} \quad (4.3)$$

Le facteur θ caractérise la paralysabilité de l'électronique (proportion d'évènement générant un temps mort paralysable) et τ la constante de temps mort de la chaîne de mesure.

5.2. METHODOLOGIE ADOPTEE.

L'application de la nouvelle méthodologie de temps mort nécessite deux étapes successives :

- la détermination des paramètres θ et τ , caractéristiques de la chaîne de mesure (on parle de « calibration de la chaîne en temps mort »)
- la détermination des taux de comptage réel par résolution graphique de l'équation (4.3).

Ces deux étapes sont réalisées grâce à un script MATLAB disponible en annexe 8. La suite de cette partie illustre l'explication de la méthode adoptée par des résultats obtenus avec PING.

5.2.1. CALIBRATION DE LA CHAINE DE MESURE.

Dans un premier temps l'objectif est de construire un tableau associant les taux de comptage mesurés par la chaîne aux de taux de comptage réels correspondants. Les valeurs mesurées sont celles directement obtenues en sortie de la chaîne de mesure que l'on souhaite calibrer. Pour ce faire il est possible d'augmenter la puissance du réacteur à différents niveaux ou de déplacer le détecteur pour faire varier le taux de comptage mesuré. Les valeurs réelles correspondant à ces mesures peuvent être obtenues :

- soit par une acquisition PHA dans les mêmes conditions (la correction de temps actif étant alors supposée parfaite, c'est typiquement la méthode employée sur EOLE et MINERVE à l'heure actuelle),
- soit par une extrapolation des faibles taux de comptage aux plus forts taux de comptage par un facteur de puissance (les faibles taux de comptage étant supposés non affectés par le phénomène de temps mort, c'est typiquement la méthode employée sur MASURCA à l'heure actuelle).

Le tableau de valeur prend alors la forme du tableau 4.21 dans le cas des mesures faites avec PING. Ce tableau de valeur est utilisé pour effectuer une approche par les moindres carrés d'une expression du type de l'équation (4.3). Cette approche se base sur un tirage aléatoire de couples (θ, τ) parmi un million de valeurs comprises entre 0 et 1 pour θ et entre 0 et 500 ns (cas d'une électronique de préamplification de courant) ou 10 μ s (cas d'une électronique de préamplification de charge). Le résultat étant le couple (θ, τ) offrant la meilleure correspondance entre les valeurs du tableau 3.32 et une expression du type de l'équation (4.3). Ainsi dans le cas de PING on obtient le couple donnant une constante de temps mort de 2.8 μ s et un taux de paralysabilité de 0.99.

Tableau 4.21 - Tableau de valeur donnant le taux de comptage mesuré avec PING et le taux de comptage réel (ou attendu)

Puissance réacteur (W)	Taux de comptage mesuré (coups/s)	Taux de comptage réel (coups/s)
5	2.27E+03	2.27E+03
10	4.47E+03	4.54E+03
20	8.71E+03	9.08E+03
30	1.29E+04	1.36E+04
40	1.77E+04	1.82E+04
50	2.14E+04	2.27E+04
60	2.52E+04	2.72E+04
70	2.90E+04	3.18E+04
80	3.27E+04	3.63E+04

5.2.2. RESOLUTION GRAPHIQUE DE L'EQUATION (4.2).

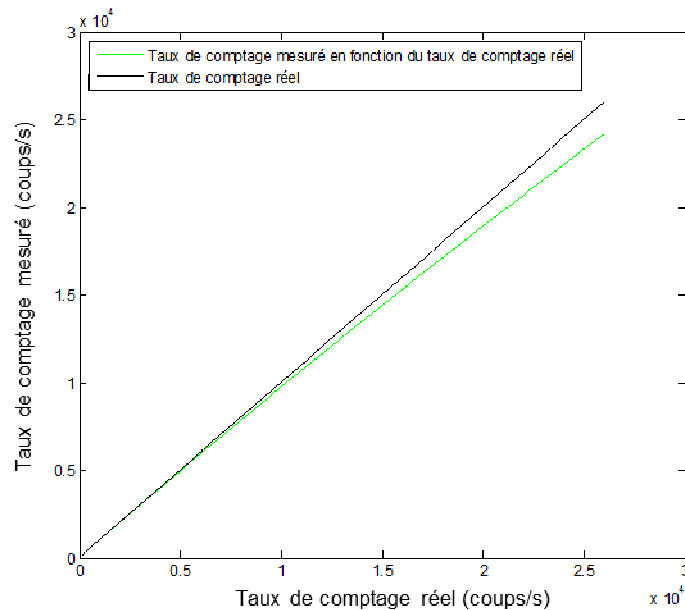
Suivant l'ordre de grandeur des taux de comptage mesurés à corriger, l'équation (4.3) est calculée pour une certaine gamme de taux de comptage mesurés. Par exemple, dans le cas de la première mesure de poids de barre réalisée grâce à PING à une puissance réacteur de départ de 50 W, les taux de comptages mesurés s'étendent de 0 à 23003 coups par seconde.

Pour corriger cette mesure du temps mort, chaque valeur de taux de comptage mesuré doit être corrigée individuellement. Pour ce faire :

- on applique l'équation (4.3) de manière à couvrir la gamme de taux de comptage mesurés à corriger. Le pas de calcul est réglable par l'utilisateur et résulte d'un compromis entre précision et temps de calcul. Ce calcul permet d'obtenir la courbe tracée sur la figure 4.67 sous la forme d'un tableau de valeur faisant correspondre chaque abscisse à son ordonnée, la relation étant bijective. Cela signifie que l'on a un tableau reliant le de comptage réel au taux de comptage mesuré correspondant,
- ensuite, pour chaque valeur de taux de comptage mesuré à corriger, le script procède par dichotomie pour repérer cette valeur dans le tableau et lui faire correspondre sa valeur de taux de comptage réelle.

De cette façon, les taux de comptage mesurés sont corrigés les uns après les autres et peuvent être utilisés pour remonter aux grandeurs physiques voulues. Dans le cas de la mesure faite avec PING, une valeur d'anti-réactivité correspondant à la portion de barre de contrôle insérée.

Figure 4.67 - Tracé de l'équation (4.2) pour le couple de paramètre déterminé pour la chaîne de mesure utilisant PING sur une gamme de taux de comptage correspondant à la mesure de chute de barre illustrée par la figure 206



5.3. APPLICATION A DES MESURES DE CHUTES DE BARRES.

Les résultats obtenus en 2006 sur le réacteur MASURCA lors des mesures de chutes de barre ont été détaillés dans le chapitre 2. La plupart des détecteurs donnaient des résultats cohérents entre eux. Néanmoins, ceux affectés de la plus grande proportion de temps mort étaient soumis à un biais les rendant inutilisables pour la mesure. L'objectif a donc été de repartir des valeurs mesurées à l'époque, de les corriger du temps mort une seconde fois en utilisant la nouvelle méthodologie décrite précédemment et de vérifier l'amélioration des résultats.

5.3.1. CONTEXTE EXPERIMENTAL, CORRECTION REALISEE EN 2006 ET EN 2010.

Les mesures de chutes de barre conduites sur le réacteur MASURCA en 2006 mettaient en oeuvre un ensemble de 12 détecteurs. Les chaînes de mesures utilisées incluent exclusivement des amplificateurs à préamplification de courant de type ADS 7820 CANBERRA. Seuls trois détecteurs, dénommés H, J et L, posaient réellement problème de par leur très fort taux de comptage en sortie (cf. tableau 4.22). Cette partie se concentrera sur l'étude des résultats obtenus avec ces trois détecteurs

La méthodologie de correction de temps mort employée à l'époque nécessitait, comme celle décrite précédemment, la calibration de la chaîne de mesure. Pour ce faire l'évolution du taux de comptage mesuré en fonction du taux de comptage réel a été tracée. Ces tracés sont disponibles sur les figures 4.68, 4.69 et 4.70.

Tableau 4.22- Résultat de mesure pour les différents détecteurs. Les résultats rouges ne sont pas pris en compte dans le calcul de la moyenne.

Détecteur	Taux de comptage approximatif au début de la mesure	Correction de temps mort (%)	Réactivité mesurée (en cents)
A	90 500	1,1	-30,06
B	2 000	-	-29,99
C	98 000	1,2	-30,05
D	87 000	0,9	-30,14
E	4 800	-	-30,05
F	142 000	2,6	-30,03
G	233 000	3	-30,16
H	1 680 000	20	-28,75
I	-	-	-
J	6 900 000	> 100	Temps mort trop important
K	135 000	2,8	-29,92
L	1 620 000	17	-28,44
MOYENNE			-30,06

Ces courbes montrent également l'application de la correction de temps mort utilisée à l'époque sur les taux comptages mesurés pour la calibration de la chaîne de mesure (courbes orange). Il apparaît des déficiences évidentes et très importantes, dues en partie aux limites de la méthodologie de correction utilisée. Les données expérimentales (courbes violettes) servent de base à l'utilisation de la méthodologie de correction développée dans le cadre de ces travaux. L'application du script MATLAB de correction de temps mort permet d'obtenir le tableau 4.23.

Figure 4.68 - Evolution des taux de comptages mesurés, corrigés (selon la méthodologie original, en orange, et la nouvelle méthodologie, en vert) en fonction du taux de comptage réel pour le détecteur H

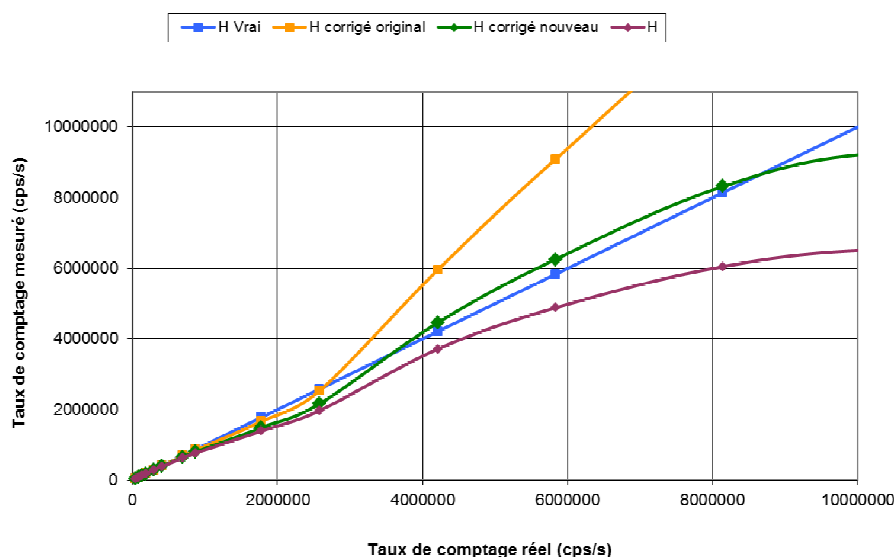


Figure 4.69 - Evolution des taux de comptages mesurés, corrigés (selon la méthodologie original, en orange, et la nouvelle méthodologie, en vert) en fonction du taux de comptage réel pour le détecteur J

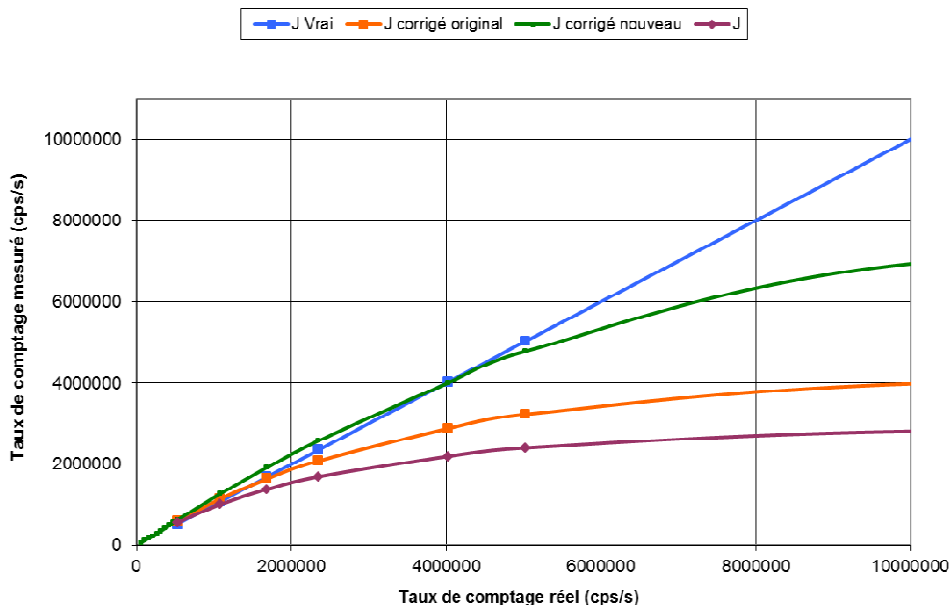


Figure 4.70- Evolution des taux de comptages mesurés, corrigés (selon la méthodologie original, en orange, et la nouvelle méthodologie, en vert) en fonction du taux de comptage réel

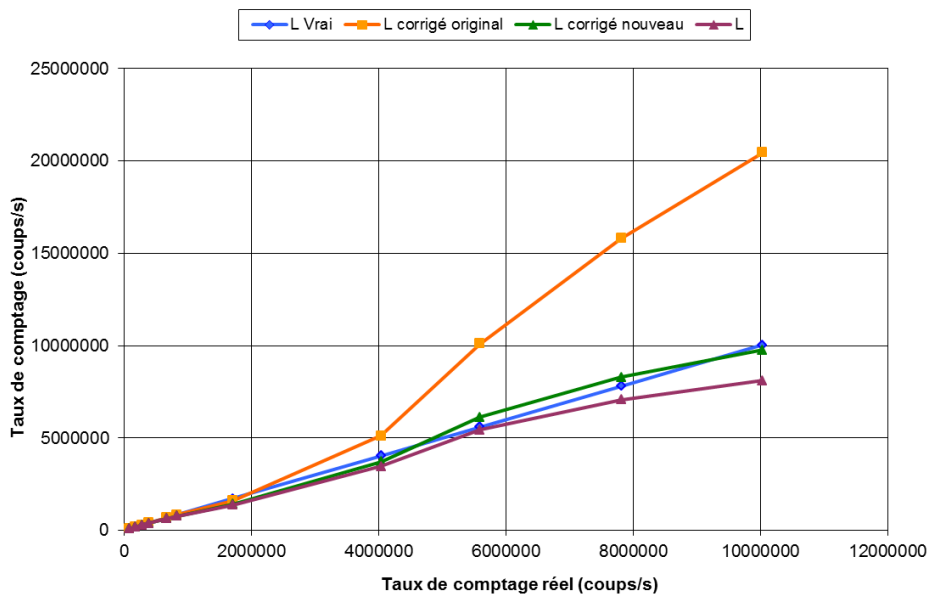


Tableau 4.23- Caractéristiques de temps mort des chaînes H, J et L

	Constante de temps mort	Taux de paralysabilité
Chaîne de mesure H	53.33 ns	0.99
Chaîne de mesure J	204.43 ns	0.0824
Chaîne de mesure L	20.57 ns	0.0177

L'utilisation de ces résultats permet de vérifier l'impact positif d'une telle correction sur les taux de comptage mesurés. Ceci est illustré par les courbes vertes présentes sur les figures 4.77, 4.78 et 4.79. Il est possible de constater une nette amélioration de la correction, les écarts entre les taux de comptage réels et corrigés étant réduits.

5.3.2. IMPACT DE LA NOUVELLE METHODOLOGIE DE CORRECTION DE TEMPS MORT ET CONCLUSION

Il reste à appliquer ces résultats aux mesures de chutes de barre décrites au chapitre 2. Les résultats numériques obtenus avec la nouvelle méthodologie de correction sont disponibles en annexe 9. On résume dans le tableau 4.24 les écarts entre la mesure et la valeur moyenne obtenus pour les détecteurs H et L pour les deux méthodologies de correction.

Tableau 4.24 - Résumé des améliorations apportées par la nouvelle méthodologie de traitement sur les écarts mesure / valeur moyenne.

	Ecart mesure / moyenne (en %) (ancienne correction de temps mort)	Ecart mesure / moyenne (en %) (nouvelle correction de temps mort)
Détecteur	Mesure 377	
H	-4.35	0.20
L	-5.39	1.70
	Mesure 236	
H	-3.18	-1.48
L	-3.75	-1.95

La méthodologie de correction de temps mort adoptée apporte donc des améliorations significatives sur les deux mesures de chute de barre, notamment sur celles faites dans le cadre de la mesure 377. Les biais mis en évidence dans le chapitre 2 sont diminués voire éliminés dans certains cas. Néanmoins le détecteur J met toujours la correction de temps mort en défaut. Le taux de comptage est trop élevé et empêche une quelconque correction. En conclusion cette nouvelle méthodologie de correction, en ne se reposant pas sur un développement limité et en utilisant un nouveau modèle de temps mort, permet d'améliorer significativement le post-traitement appliqué aux mesures de taux de comptage en mode MCS.

6. CONCLUSION.

Ces travaux auront permis de faire le point sur le matériel électronique équipant actuellement les maquettes critiques du CEA Cadarache ainsi que sur différentes solutions récentes à même de les remplacer. Les résultats apportés par ces mesures conduisent à des recommandations à court et plus long terme quant au devenir des chaînes de mesure expérimentales utilisées pour la mesure par chambre à fission miniature. Dans l'immédiat ou

à court terme, l'emploi de l'association préamplificateur 2006 / amplificateur 2024 / codeur MP2, tous deux fabriqués par la société CANBERRA, apparaît comme la meilleure solution. Ses performances permettant de diviser l'incertitude de mesure due à la correction de temps mort en mode MCS par trois (elle passe de 1% à 0.3%) et de diminuer le temps mort généré en mode PHA d'un facteur 4 à 20. Cette solution a d'ailleurs d'ores et déjà été retenue sur le réacteur EOLE où des préamplificateurs 2006 et des codeurs MP2 ont d'ores et déjà été approvisionnés. A plus long terme, le système PING Neutron, encore en cours de développement, constitue une solution polyvalente et particulièrement novatrice, qui, sous réserve d'ajustements déjà en cours, sera à même d'équiper les futures chaînes d'acquisition par chambre à fission miniature. De par son architecture, basée sur une préamplification de courant, son déploiement dans le cadre de la rénovation de l'outil expérimental MASURCA est une solution envisagée. Enfin, le système LYNX, malgré les innovations qu'il comporte et sa bonne ergonomie n'a pu répondre à nos besoins. Cela est notamment dû à l'utilisation à contre-emploi faite de cet appareil, normalement conçu pour la spectrométrie gamma. En outre, la jeunesse de l'interface de réglage couplée au temps réacteur disponible pour les mesures, n'ont pu permettre un test exhaustif de l'appareil. Des essais complémentaires sont envisagés à l'avenir.

Enfin, cette partie a été l'occasion de détailler une nouvelle méthodologie de correction de temps mort, basé sur l'utilisation d'un modèle de temps mort unifié. Son impact positif sur des mesures de chute de barre réalisées en 2006 sur le réacteur MASURCA a été démontré. Ce modèle est en outre simple d'utilisation, homogénéise les méthodes utilisées sur les différentes maquettes critiques du SPEX, apporte plus de rigueur dans leur application pratique et enfin permet une quantification rapide des performances d'une chaîne de mesure face au phénomène de temps mort. Néanmoins, il reste à tester sur un plus grand panel de mesures.

**CHAPITRE 5 : OPTIMISATION DES MESURES D'INDICE DE
SPECTRE SUR LE REACTEUR MINERVE EN
CONFIGURATION R1-UO2.**

CHAPITRE 5 : OPTIMISATION DES MESURES D'INDICE DE SPECTRE SUR LE REACTEUR MINERVE.

1. INTRODUCTION.

L'optimisation des mesures d'indice de spectre, travail largement basé et consolidé par une nouvelle analyse des mesures réalisées en 2004 dans le réacteur MINERVE (cf. chapitre 2, §5.2) est une des actions majeures menées au cours de cette thèse. Ce travail a été rendu possible par la conjonction de plusieurs facteurs indépendants liés au déroulement de programmes expérimentaux et aux collaborations scientifiques internationales dans lesquelles le SPEX intervient. Il s'agit :

- de la fabrication, en 2009, de nouvelles chambres à fission dans la perspective de la réalisation prochaine dans le réacteur EOLE du programme AMMON [13] en soutien au RJH,
- du rechargement de la configuration R1-UO₂ dans le réacteur MINERVE pour les besoins des programmes expérimentaux OSMOSE et OCEAN [17],
- de la préparation d'une campagne de calibration de chambres à fission dans le réacteur BR1 du SCKCEN pour les besoins du programme GUINEVERE [67],
- de la définition, dans le cadre de la collaboration VENUS-EOLE-PROTEUS [68] d'un nouveau « project agreement » conduisant à l'extension de la campagne de calibration, en cours de préparation, aux chambres à fission fabriquées pour le programme AMMON.

Ce faisant, ce chapitre s'attache dans un premier temps à reprendre la physique de la mesure d'indice de spectre. Ce préambule reprend largement ce qui a été étudié au chapitre 2 (§4.2.7.) et est complété par une étude de sensibilité permettant de mettre en évidence les paramètres les plus influents de la mesure, à savoir :

- les compositions isotopiques des dépôts fissiles,
- les données de calibration,
- les taux de comptage.

Dans un deuxième temps, l'acquisition de chaque paramètre fait l'objet d'une optimisation spécifique décrite ci-après. On décrit notamment :

- pour la composition isotopique, les nouvelles chambres à fission de composition isotopique maîtrisée,
- pour les données de calibration, les deux campagnes d'étalonnage sur le réacteur BR1 (cf. annexe 10) et le réacteur MINERVE,
- enfin, pour les taux de comptage, quelques règles de bonnes pratiques visant à réduire les incertitudes de mesure.

Ces résultats sont ensuite appliqués à deux séries de mesures réalisées sur le réacteur MINERVE :

- la campagne de mesure d'indice de spectre $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ conduite en 2009/2010,
- les mesures d'indice spectre menées en 2004.

2. PRINCIPE PHYSIQUE DE LA MESURE D'INDICE DE SPECTRE.

2.1. EQUATIONS MAITRESSES.

Deux méthodes de mesure sont possibles suivant les données de calibration utilisées (cf. chapitre 2, §4.2.7.).

2.1.1. CALIBRATION EN MASSE EFFECTIVE.

On rappelle l'équation permettant de calculer un indice de spectre à partir des données de calibration en masse effective. L'incertitude associée est indiquée dans le chapitre 2, (§4.2.7.).

$$IS = \frac{\bar{\sigma}_a}{\bar{\sigma}_r} = \frac{M_r A_a C_a}{M_a A_r C_r} - \sum_{i \neq a} \frac{\bar{\sigma}_i N_i}{\bar{\sigma}_r N_a} \quad (5.1)$$

Avec :

M_a la masse effective de la chambre à fission contenant l'isotope d'intérêt,

M_r la masse effective de la chambre à fission contenant l'isotope de référence,

A_a la masse atomique de l'isotope d'intérêt,

A_r la masse atomique de l'isotope de référence,

C_a le taux de comptage de la chambre à fission contenant l'isotope d'intérêt,

C_r le taux de comptage de la chambre à fission contenant l'isotope de référence,

N_i le nombre de noyaux d'impureté i dans le dépôt contenant l'isotope d'intérêt,

N_a le nombre de noyaux d'isotope d'intérêt,

$\bar{\sigma}_i / \bar{\sigma}_r$ l'indice de spectre impliquant l'impureté i par rapport à l'isotope de référence.

Les taux de comptage sont obtenus par une mesure en mode PHA dans la zone expérimentale d'intérêt. Les masses effectives sont obtenues par étalonnage primaire, typiquement dans le réacteur BR1, ou par intercalibration, typiquement dans la chaussette thermique du réacteur MINERVE. Enfin, l'enrichissement du dépôt fissile de la chambre contenant l'isotope d'intérêt est une valeur donnée par le fabricant du détecteur. Les indices de spectres faisant intervenir les impuretés sont donnés soit expérimentalement, soit par calcul.

2.1.2. CALIBRATION EN TAUX DE COMPTAGE.

On rappelle l'équation permettant de calculer un indice de spectre en utilisant des données de calibration en taux de comptage. L'incertitude associée est détaillée au chapitre 2.

$$\frac{\bar{\sigma}_a}{\bar{\sigma}_r} = \frac{C_a / C_r}{(C_a / C_r)_c} \left(\frac{N_a^c \bar{\sigma}_a^c}{N_a \bar{\sigma}_r^c} + \sum_{i \neq a} \frac{N_i^c \bar{\sigma}_i^c}{N_a \bar{\sigma}_r^c} \right) - \sum_{i \neq a} \frac{N_i \bar{\sigma}_i}{N_a \bar{\sigma}_r} \quad (5.2)$$

Les mêmes notations que pour le dépouillement en masse effective sont utilisées. Cette formule fait cependant intervenir des données caractéristiques du milieu de calibration, à savoir :

$\bar{\sigma}_r^c$ section efficace moyenne de l'isotope de référence dans le spectre de calibration,

$\bar{\sigma}_a^c$ section efficace moyenne de l'isotope d'intérêt dans le spectre de calibration,

C_r^c taux de comptage obtenu avec la chambre à fission de référence dans le spectre de calibration,

C_a^c taux de comptage obtenu avec la chambre à fission contenant l'isotope d'intérêt dans le spectre de calibration,

N_a^c nombre de noyaux d'isotope d'intérêt contenu dans la chambre à fission lors de l'étalonnage,

N_i^c nombre de noyaux de l'impureté i contenu dans la chambre à fission lors de l'étalonnage,

Le dépouillement utilisant cette méthode d'étalonnage impose de connaître, en plus des paramètres déjà cités pour le dépouillement en masse effective :

- les sections efficaces de fission des différents isotopes moyennées sur le spectre neutronique du milieu de calibration,
- la composition isotopique du dépôt fissile à la date de la calibration.

2.2. ETUDE DE SENSIBILITE : CAS DE L'INDICE DE SPECTRE $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$

Afin de quantifier l'impact de chaque paramètre sur la valeur de l'indice de spectre, le cas de l'indice $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ estimé à partir de données de calibration en masse effective est pris comme exemple. On donne dans l'équation (5.3) l'expression de cet indice de spectre.

$$\frac{\bar{\sigma}_{238}}{\bar{\sigma}_{235}} = \frac{M_{235} A_{238} C_{238}}{M_{238} A_{235} C_{235}} - \frac{\bar{\sigma}_{234} N_{234}}{\bar{\sigma}_{235} N_{238}} - \frac{N_{235}}{N_{238}} \quad (5.3)$$

A partir de cette expression, on calcule l'expression des sensibilités aux différents paramètres intervenant dans la mesure. On donne dans le tableau 4.1 leurs valeurs numériques calculées dans le cas d'une mesure au centre cœur du réacteur MINERVE chargé avec la configuration R1-UO2 au plan médian du combustible. On donne également les incertitudes affectant chaque paramètre et leur propagation sur l'incertitude sur la valeur de l'indice de spectre.

Sensibilité à la masse effective de la chambre ^{235}U :

$$S(M_{235}) = \frac{A_{238} C_{238}}{M_{238} A_{235} C_{235}}$$

Sensibilité à la masse effective de la chambre ^{238}U :

$$S(M_{238}) = -\frac{M_{235} A_{238} C_{238}}{M_{238}^2 A_{235} C_{235}}$$

Sensibilité au taux de comptage de la chambre ^{235}U :

$$S(C_{235}) = -\frac{M_{235} A_{238} C_{238}}{M_{238} A_{238} C_{235}^2}$$

Sensibilité au taux de comptage de la chambre ^{238}U :

$$S(C_{238}) = \frac{M_{235} A_{238}}{M_{238} A_{235} C_{235}}$$

Sensibilité à l'indice de spectre $^{234}\text{U}/^{235}\text{U}$

$$S\left(\frac{\bar{\sigma}_{234}}{\bar{\sigma}_{235}}\right) = -\frac{N_{234}}{N_{238}}$$

Sensibilité de l'enrichissement en ^{234}U de la chambre ^{238}U :

$$S\left(\frac{N_{234}}{N_{238}}\right) = \frac{\bar{\sigma}_{234}}{\bar{\sigma}_{235}}$$

Les postes clefs concernent l'enrichissement en ^{235}U de la chambre à fission d'isotope principale l' ^{238}U , les données de calibration et les taux de comptage. Ainsi, la suite de ce chapitre porte sur l'optimisation de la mesure de chacun de ces paramètres.

Tableau 5.1 – Sensibilité de la mesure d'indice de spectre $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ aux différents paramètres

Paramètre	Sensibilité de l'indice au paramètre	Incertitude relative sur le paramètre (%) (leur estimation est donnée dans la suite du chapitre)	Incertitude relative propagée sur l'indice de spectre (%)
Enrichissement en ^{234}U de la CàF ^{238}U	4.93E-04	34.21%	0.00005%
Enrichissement en ^{235}U de la CàF ^{238}U	1.00E+00	0.56%	0.19%
Masse effective de la CàF ^{238}U	3.96E-06	2.27%	3.06%
Masse effective de la CàF ^{235}U	5.79E-05	2.30%	3.02%
Taux de comptage de la CàF ^{235}U	3.61E-07	0.46%	0.086%
Taux de comptage de la CàF ^{238}U	1.08E-05	2.53%	0.47%

3. OPTIMISATION DES PARAMETRES DE LA MESURE.

L'optimisation des paramètres de la mesure a été menée en vue d'une nouvelle campagne de mesure d'indice de spectre $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ sur le réacteur MINERVE mise en œuvre pour les besoins de ces travaux de thèse. Ainsi, cette partie détaille dans un premier temps les caractéristiques des détecteurs utilisés pour ces mesures. Elle porte ensuite sur l'optimisation du procédé de calibration par la mise en place de deux campagnes de mesure sur MINERVE et sur BR1 et se conclut par l'optimisation de la mesure de taux de comptage utilisant ces détecteurs.

3.1. DETECTEURS UTILISES.

Pour diverses raisons qui ne seront pas détaillées ici, le stock de chambres à fission du SPEX ne contenant plus, fin 2008, qu'un nombre très limité de détecteurs utilisables [69]. Pour la campagne de mesures d'indice de spectre envisagée dans le cadre de cette thèse, ce stock se réduisait même à trois chambres à fission, compte tenu de la nécessité de disposer d'informations précises sur la composition isotopique du dépôt. Les caractéristiques de ces trois détecteurs sont indiquées dans le tableau 5.2. Le tableau 5.3 fournit quant à lui celles des chambres à fission qui ont été spécialement fabriquées courant 2009 en vue du programme AMMON réalisé dans le réacteur EOLE [13].

Figure 5.1 - Photographie d'une chambre à fission de 4 mm de diamètre



Tableau 5.2 - Caractéristiques des chambres à fission déjà en stock au SPEX allant être utilisées pour les mesures d'indice de spectre $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$

Isotope principal	n°CàF	Dimensions (mm)		Solution mère utilisée pour l'électrodéposition	Masse d'isotope principal déposée (μg)
		Diamètre	Longueur		
^{235}U	2188	4	28	R-808	14,85
^{238}U	2135	4	28	R-810	348
^{238}U	2192	4	28	R-810	95,8

Tableau 5.3 - Caractéristiques des chambres à fission fabriquées dans le cadre du programme AMMON

Isotope principal	n°CàF	Dimensions (mm)		Solution mère utilisée pour l'électrodéposition	Masse d'isotope principal déposée (μg)
		Diamètre	Longueur		
^{235}U	2230	4	28	R-808	25
^{235}U	2231	4	28	R-808	25
^{235}U	2232	4	28	R-808	25
^{235}U	2233	4	28	R-808	250
^{237}Np	2236	4	28	R-813	928
^{237}Np	2239	4	28	R-813	558
^{237}Np	2240	4	28	R-813	693
^{238}U	2234	4	28	R-810	750
^{238}U	2235	4	28	R-810	1200
^{239}Pu	2237	4	28	R-800	25,6
^{239}Pu	2238	4	28	R-800	25,5

Comme on l'a mentionné au chapitre 2 (§4.2.7.) et quantifié dans un cas particulier dans le paragraphe 2.2., la maîtrise de la composition isotopique du dépôt fissile d'une chambre à fission est primordiale car c'est le paramètre auquel certains résultats de mesure, l'étalonnage en masse effective en particulier, sont le plus sensibles. De fait, depuis le début des années 2000, les solutions mères utilisées pour l'électrodéposition des dépôts sont régulièrement analysées. Les compositions isotopiques sont connues avec une grande précision, comme l'illustrent les incertitudes absolues caractérisant les solutions employées pour la fabrication des chambres à dépôt d' ^{235}U , ^{238}U et de ^{239}Pu (tableaux 5.4 à 5.6). Le dépôt R-813 est quant à lui composé à 100% de ^{237}Np . On notera en particulier la précision avec laquelle la proportion d' ^{235}U dans la solution mère R810 (^{238}U) est connue (incertitude relative de 0.46% à 1σ). La connaissance précise des compositions isotopiques des dépôts constitue un progrès significatif si l'on se réfère aux données disponibles lors de l'analyse des mesures d'indice de spectre réalisées sur MINERVE en 2004.

Tableau 5.4 - Composition isotopique de la solution mère R808 (^{235}U)

Dépôt R808 (^{235}U)			
Enrichissement (rapport de nombre d'atomes)	$^{234}\text{U}/^{235}\text{U}$	$^{236}\text{U}/^{235}\text{U}$	$^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$
Valeur	0.00064	0.000388	0.0143
Incertitude absolue	0.000005	0.000004	0.00006

Tableau 5.5 - Composition isotopique de la solution mère R810 (^{238}U)

Dépôt R810 (^{238}U)		
Enrichissement (rapport de nombre d'atomes)	$^{234}\text{U}/^{238}\text{U}$	$^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$
Valeur	0.000003	0.000359
Incertitude absolue	0.000001	0.000002

Tableau 5.6 - Composition isotopique de la solution mère R800 (^{239}Pu)

Dépôt R800 (^{239}Pu)				
Enrichissement (rapport de nombre d'atomes)	$^{238}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$	$^{240}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$	$^{241}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$	$^{242}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$
Valeur	0.000019	0.00892	0.000025	0.000095
Incertitude absolue	0.000006	0.0002	0.000006	0.00001

Les compositions isotopiques des différentes chambres doivent être recalculées pour tenir compte de la décroissance radioactive des isotopes composant le dépôt entre la date d'analyse de la solution mère et les dates de réalisation des mesures. Depuis peu, ce calcul est une des fonctions disponibles dans une nouvelle base de données dédiées à la gestion des chambres à fission en cours de développement au CEA/SPEX. A ce titre, les calculs d'évolution s'appuient sur le logiciel PEPIN2/DARWIN [70].

3.2. CAMPAGNE DE CALIBRATION REALISEE SUR LE REACTEUR BR1.

Compte tenu du stock réduit de chambre à fission calibrées disponibles fin 2009, une campagne d'étalonnage sur le réacteur BR1 (cf. annexe 10) du SCK•CEN [71] a été décidée. Cette campagne s'est déroulée en deux temps : trois jours de préparation (mise en place du matériel, mesures préliminaires...) suivi d'une semaine d'expérience du 30 Mars au 9 Avril 2010 puis, une deuxième semaine de mesures du 26 Avril au 30 Avril 2010. Deux types d'étalonnages ont été réalisés sur place :

- un étalonnage en masse effective,
- un étalonnage en taux de comptage.

Les protocoles suivis, le matériel utilisé, les mesures préliminaires nécessaires aux corrections physiques et aux quantifications d'incertitudes et les résultats sont détaillés dans les paragraphes suivants.

3.2.1. CHAMBRES A FISSION ET CONNECTIQUE UTILISEES.

La liste des chambres à fission expédiées à Mol pour calibration est disponible dans le tableau 5.7. On y retrouve exclusivement des chambres à fission miniature de 8 mm et de 4 mm de diamètre. Deux cannes de mesures ont été utilisées, une par géométrie de chambre (cf. figure 5.4).

Figure 5.4 - Photographie du toit du réacteur BR1, au niveau du point d'insertion des cannes de mesure dans la cavité



Tableau 5.7 – Liste des chambres à fission expédiée à Mol en vue de leur calibration dans le réacteur BR1

Isotope principal	n°CàF	Diamètre (mm)	Masse du dépôt (µg)	Isotope principal	n°CàF	Diamètre (mm)	Masse du dépôt (µg)
²³² Th	2123	8	4210	²³⁷ Np	2131	8	9000
²³⁴ U	2155	8	3997	²³⁷ Np	2236	4	928
²³⁵ U	2137	8	9150	²³⁹ Pu	2237	4	25,6
²³⁵ U	2188	4	14,85	²⁴⁰ Pu	2144	4	378,3
²³⁵ U	2209	8	3110	²⁴⁰ Pu	2145	4	367,3
²³⁵ U	2232	4	25	²⁴² Pu	2146	4	364,9
U _{nat}	2111	8	5220	²⁴² Pu	2147	4	339,6
²³⁸ U	2135	4	348	²⁴¹ Am	2189	4	107
²³⁸ U	2235	4	1200				

3.2.2. ELECTRONIQUES DE MESURE UTILISEES.

Deux électroniques de mesure ont été utilisées en vue de vérifier l'impact de l'électronique de mesure sur les données d'étalonnage des détecteurs. La première chaîne de mesure correspond à une électronique du type de celle utilisée actuellement sur les réacteurs EOLE et MINERVE (cf. chapitre 4, §2.1.). La seconde chaîne de mesure correspond à celle allant être utilisée dans le cadre du programme expérimental GUINEVERE réalisé sur le réacteur VENUS au SCK•CEN Mol.

La chaîne de mesure n°1 est composée des éléments suivants :

- un préamplificateur de charge ORTEC 142PC relié à la canne de mesure,
- un amplificateur ORTEC 570,
- un ordinateur transportable embarquant une carte d'acquisition CANBERRA PCA3-48 ainsi que le logiciel GENIE 2000.

Un schéma de la chaîne de mesure n°1 est fourni sur la figure 5.5.

La chaîne de mesure n°2 est composée des éléments suivants :

- un préamplificateur de charge CANBERRA 2006 relié à la canne de mesure,
- un amplificateur CANBERRA 2026,
- un analyseur de signal CANBERRA MP2,
- un ordinateur portable équipé du logiciel GENIE 2000.

Un schéma de la chaîne de mesure n°2 est donné sur la figure 5.6.

Figure 5.5 - Schéma de principe de la chaîne de mesure n°1

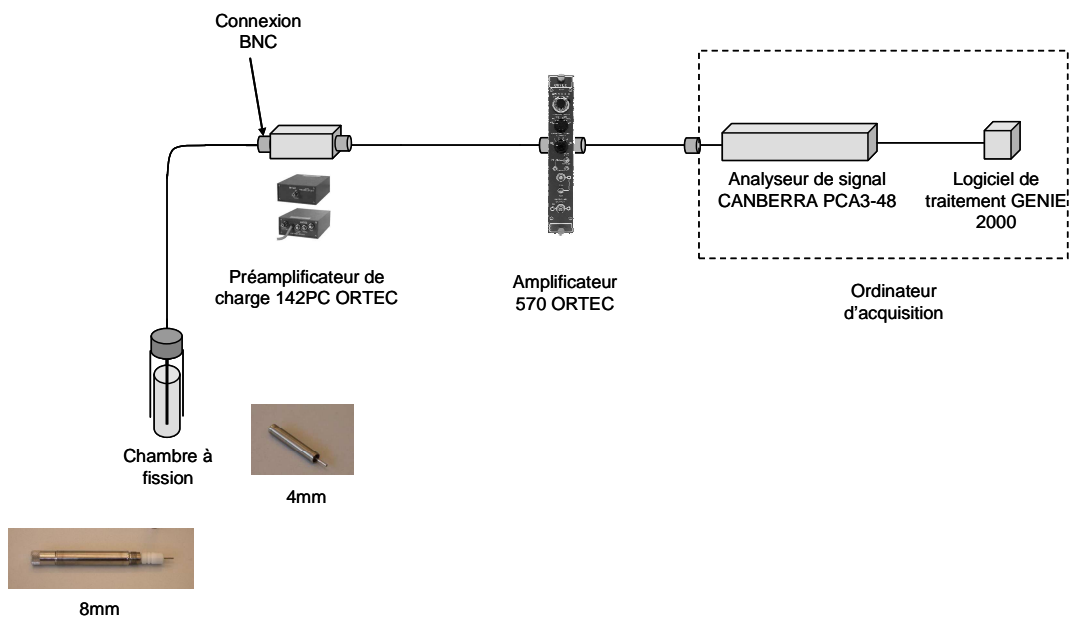
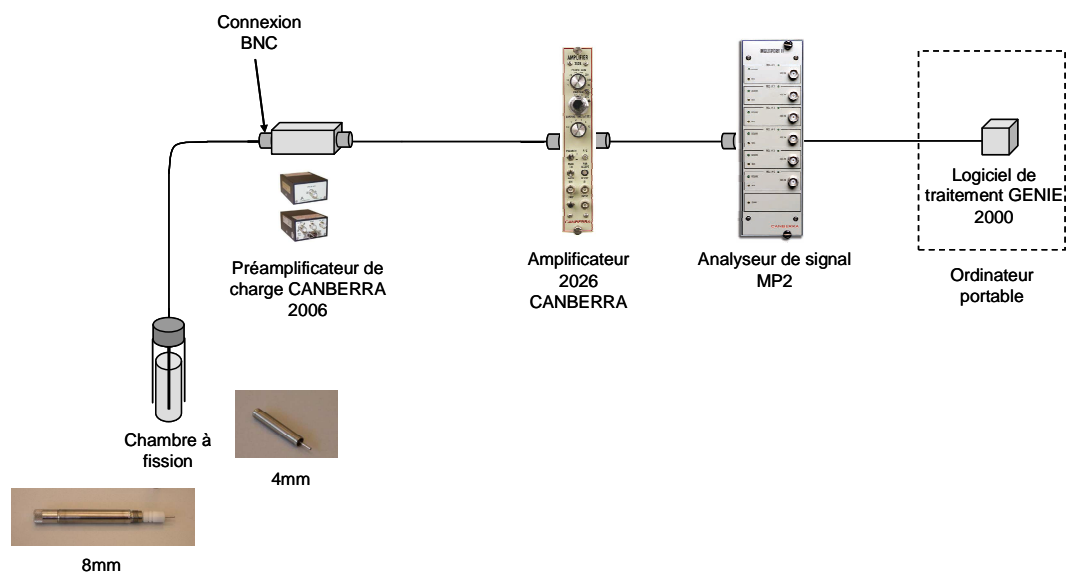


Figure 5.6 - Schéma de principe de la chaîne de mesure n°2



3.2.3. CALIBRATION EN MASSE EFFECTIVE GRACE AU DISPOSITIF MARK III.

3.2.3.1. Principe physique de la calibration en masse effective.

A titre de rappel, le taux de comptage C d'une chambre à fission s'écrit dans le cas général en fonction de la masse effective suivant l'expression donnée par l'équation (5.4).

$$C = M_{eff} \cdot \frac{N_A}{A_p} \cdot \bar{\sigma}_{eq} \cdot \bar{\Phi} \quad (5.4)$$

Avec,

M_{eff} , la masse effective de la chambre à fission,

N_A , le nombre d'Avogadro,

A_p , le numéro atomique de l'isotope principal du dépôt,

$\bar{\sigma}_{eq}$, la section efficace de fission équivalente du dépôt,

$\bar{\Phi}$, le flux neutronique total au point de mesure.

L'expression de la masse effective découlant de l'équation (5.4) est donnée par :

$$M_{eff} = \frac{C}{\frac{N_A}{A_p} \cdot \bar{\sigma}_{eq} \cdot \bar{\Phi}} \quad (5.5)$$

Pour estimer la valeur de la masse effective il faut donc être capable de calculer le taux de fission théorique dans le dépôt de la chambre à fission. Cela implique de connaître à la valeur du flux neutronique total et la section efficace de fission équivalente. La calibration en masse effective d'un détecteur ne peut donc se faire que dans un milieu dont les propriétés neutroniques (niveau absolu du flux et distribution énergétique des neutrons) sont connues avec une grande précision. Le dispositif Mark III et le réacteur BR1 répondent à ces exigences (cf. annexe 10).

3.2.3.2. Le dispositif Mark III.

Le cœur du réacteur BR1 est surmonté d'un assemblage de blocs de graphite de plusieurs mètres de haut à l'intérieur duquel est creusé une cavité d'un mètre de diamètre. Cette cavité est accessible aux expérimentateurs depuis le toit du réacteur par un canal de mesure cylindrique de quelques centimètres de diamètre. Un schéma de cette partie du réacteur est disponible dans la figure 5.7.

Le dispositif appelé Mark III [72] (cf. figure 5.8) est directement inséré dans la cavité via le canal de mesure. Ce dispositif est constitué d'un tube de cadmium partiellement entourée sur sa hauteur d'une feuille d' ^{235}U maintenue par une plaque d'aluminium. Le Mark III est positionné dans la cavité. Les neutrons présents dans cette cavité sont très majoritairement thermiques. Ainsi, les seuls neutrons présents dans le dispositif Mark III sont ceux provenant des fissions dans la feuille d' ^{235}U , les neutrons thermiques étant absorbés par le cadmium. La distribution énergétique des neutrons dans le dispositif Mark III correspond, moyennant quelques corrections physiques, au spectre de fission de l' ^{235}U . Cette distribution énergétique, bien connue, permet de déterminer les sections efficaces de fission moyennes des différents éléments appelés à être insérés dans le dispositif Mark III. Les valeurs de ces sections, liées à la bibliothèque de données nucléaires JEF 2.2, sont résumées, avec leur incertitude associée, dans le tableau 5.8. Ces valeurs étant déterminées, il est alors possible de calculer la section efficace équivalente de fission caractérisant le dépôt du détecteur.

Le flux neutronique total est obtenu grâce au monitoring du réacteur. Celui-ci utilise une chambre à fission chargée avec un dépôt fissile placée dans le canal expérimental n°68 (cf.

figure 4.2). Ce détecteur est relié à une chaîne de mesure par préamplification de charge fonctionnant en mode MCS. Le taux de comptage de ce moniteur, noté $C_{moniteur}$, est tout d'abord corrigé du temps mort puis utilisé pour déduire l'intensité du flux neutronique total au centre de la feuille d' ^{235}U . Les deux valeurs sont en effet reliées par la relation suivante :

$$\bar{\Phi} = K.C_{moniteur} \quad (5.6)$$

Avec K , le facteur de proportionnalité déterminé expérimentalement par le SCK•CEN.

Tableau 5.8 - Section efficace de moyenne de fission de différents isotopes au centre du dispositif Mark III (bibliothèque de données nucléaires JEF 2.2)

Isotope	Section efficace de fission utilisée (barn)	Incertitude
^{232}Th	0.083	1.70%
^{233}U	1.841	3.00%
^{234}U	1.215	3.00%
^{235}U	1.2	0.80%
^{236}U	0.582	3.00%
^{238}U	0.312	1.70%
^{237}Np	1.359	1.80%
^{238}Pu	1.968	3.00%
^{239}Pu	1.818	0.90%
^{240}Pu	1.349	3.00%
^{241}Pu	1.626	3.00%
^{242}Pu	1.123	3.00%
^{241}Am	1.323	3.00%

Figure 5.7 - Schéma de la partie supérieure du réacteur BR1.

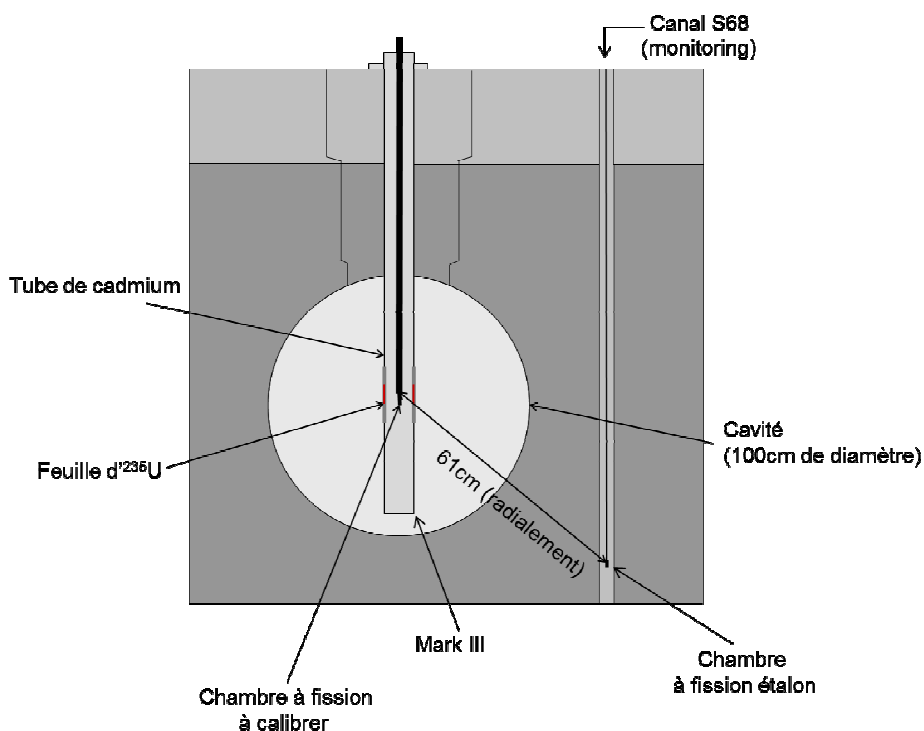
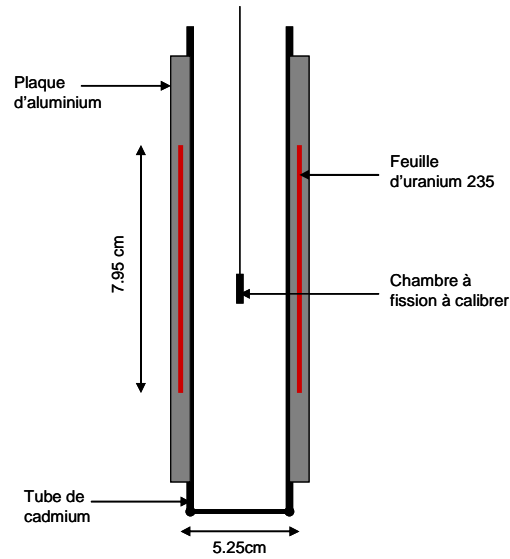


Figure 5.8 - Schéma du dispositif Mark III



Le facteur K a été déterminé par dosimétrie et calcul par le SCK•CEN en 2007 et sa valeur est estimée à $1.489E+04$ (n/cm²/s)/(coups/s). Il est caractérisé par une incertitude relative de 1.20%. Ce faisant, l'équation (5.5) devient l'équation (5.7).

$$M_{eff} = \frac{C}{\frac{N_A}{A_p} \cdot \bar{\sigma}_{eq} \cdot K \cdot C_{moniteur}} \quad (5.7)$$

Le taux de comptage C est obtenu grâce à l'acquisition d'un spectre PHA de la chambre à fission à calibrer. A partir de ce spectre, les taux de comptages pour chaque seuil de discrimination standard (cf. chapitre 2, §3.4.2.) sont déduits. On calcule alors pour chaque seuil de discrimination les masses effectives à correspondantes. L'incertitude affectant la mesure de masse effective est donnée par l'équation (5.8). Cette expression néglige les incertitudes sur la masse atomique et le nombre d'Avogadro [51, 52].

$$\frac{\Delta M_{eff}}{M_{eff}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta C}{C}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \bar{\sigma}_{eq}}{\bar{\sigma}_{eq}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta K}{K}\right)^2 + \left(\frac{\Delta C_{moniteur}}{C_{moniteur}}\right)^2} \quad (5.8)$$

Soit en considérant $\bar{\sigma}_{eq} = \sum_i \frac{N_i}{N_p} \cdot \bar{\sigma}_i = \sum_i E_i \cdot \bar{\sigma}_i$, on obtient l'équation suivante :

$$\frac{\Delta M_{eff}}{M_{eff}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta C}{C}\right)^2 + \frac{\sum_i \left((E_i \cdot \Delta \bar{\sigma}_i)^2 + (\Delta E_i \cdot \bar{\sigma}_i)^2 \right)}{\bar{\sigma}_{eq}^2} + \left(\frac{\Delta K}{K}\right)^2 + \left(\frac{\Delta C_{moniteur}}{C_{moniteur}}\right)^2} \quad (5.9)$$

Le taux de comptage PHA C est affecté d'une incertitude prenant en compte de nombreux paramètres dont l'influence est quantifiée par les mesures préliminaires détaillées dans la suite de ce paragraphe.

3.2.3.3. Corrections physiques

Le flux neutronique présent dans le dispositif Mark III n'a pas rigoureusement la même distribution énergétique que le spectre de fission de l'²³⁵U. Le signal émanant de la chambre à fission à calibrer, le signal brut, doit être corrigé pour tenir compte de deux phénomènes physiques :

- la présence de neutrons non thermalisés en provenance du cœur,
- le phénomène de « wall return », caractérisant les neutrons rapides émis par la feuille d'²³⁵U vers le graphite des parois de la cavité et, réfléchis, tout en n'ayant pas été thermalisés vers le Mark III. Ces neutrons, typiquement rapides ou épithermiques, traversent le cadmium du Mark III et y perturbent le flux neutronique.

La majorité des neutrons [73] provenant de ces deux phénomènes sont peu énergétiques (<10 keV typiquement). La correction à appliquer est donc différente selon que l'isotope principal de la chambre à fission à étalonner est fertile ou fissile.

- Cas des isotopes fissiles.
Ces détecteurs sont les plus sensibles aux neutrons épithermiques produits par les phénomènes décrits précédemment. La correction du signal mesuré est donnée par l'équation suivante :

$$SignalCorrigé = SignalBrut \cdot (K1 - K2 \cdot K3) \quad (5.10)$$

Le facteur correctif ($K1-K2 \cdot K3$) est inférieur à 1. Ainsi, le taux de comptage en sortie de chaîne de mesure est diminué de la contribution due aux neutrons épithermiques. Les paramètres composant le facteur correctif ont la signification physique suivante :

- $K1$ correspond à la part de neutrons provenant directement du cœur jusqu'au centre du Mark III ayant été thermalisés,
- le facteur $K2 \cdot K3$ permet de prendre en compte le phénomène de wall return :
 - $K3$ correspond au rapport entre les signaux mesurés à l'extérieur de la feuille d'²³⁵U (à +/- 30cm du centre) et le signal mesuré au centre de la feuille d'²³⁵U. Ce rapport permet de quantifier l'impact des neutrons de wall return sur le signal mesuré au centre du dispositif.
 - Néanmoins même dans ces deux positions excentrées, le spectre neutronique présent n'est pas exactement le spectre de wall return. Il faut considérer plusieurs phénomènes parasites qui sont pris en compte dans le facteur $K2$. Celui-ci s'exprime de la façon suivante : $K2 = a \cdot b \cdot c \cdot d$ avec :
 - a : paramètre correspondant aux neutrons provenant directement du cœur jusqu'aux positions situées à +/-30cm du centre du Mark III sans avoir été thermalisés,
 - b : paramètre correspondant aux neutrons provenant de la feuille d'²³⁵U jusqu'aux positions situées à +/-30cm du centre du Mark III,
 - c : paramètre traduisant le gradient de Wall Return entre le centre du Mark III et les positions situées à +/-30cm du centre. En effet, ce phénomène n'est pas uniforme et évaluer sa valeur à +/-30cm du centre du dispositif n'est pas nécessairement représentatif de sa valeur au centre.
 - d : paramètre permettant de prendre en compte l'absorption des neutrons de wall return par la feuille d'²³⁵U. En effet, ce phénomène ne peut pas être pris en compte aux positions situées à +/-30cm du centre puisqu'elles se situent en dehors de la feuille d'²³⁵U.

Les facteurs $K1$ et $K2$ sont obtenus par le calcul et fournis par le SCK•CEN. Le facteur $K3$ est obtenu expérimentalement pour chaque isotope fissile (dans le cas présent pour l' ^{235}U et le ^{239}Pu). Le détail des mesures et des incertitudes liées à ces différents paramètres sont disponibles en annexe 11.

- **Cas des isotopes fertiles.**

Dans ce cas le signal est corrigé selon la formulation indiquée dans l'équation suivante :

$$\text{SignalCorrigé} = \text{SignalBrut} \cdot K1 \cdot K4 \quad (5.11)$$

$K1$ correspond toujours à la part de neutrons provenant directement du cœur jusqu'au centre du Mark III ayant été thermalisés. $K4$ correspond à l'effet du phénomène de wall return dans le cas des isotopes fertiles. Ce paramètre est évalué par calcul. En effet, le taux de comptage des détecteurs emportant un dépôt fertile est trop faible à l'extérieur de la feuille d' ^{235}U pour l'évaluer expérimentalement. Les valeurs utilisées pour ces paramètres et l'incertitude qui leur est associée est disponible en annexe 11.

3.2.3.4. Mesures de traverses axiales - estimation de l'incertitude due au positionnement axial.

Le dispositif Mark III a uniquement été caractérisé au centre de la feuille d' ^{235}U . C'est donc à cet emplacement, où le flux neutronique est maximum, qu'il faut placer le détecteur. Cette position est déterminée expérimentalement par une mesure de profil axial de taux de fission (cf. chapitre 2, §4.2.2.). Elle est affectée d'une incertitude expérimentale dont l'impact sur le taux de comptage est quantifié. Une mesure a été réalisée pour chaque géométrie de chambre à fission (4 mm et 8 mm de diamètre). Ces mesures sont illustrées par les figures 5.9 et 5.10.

Figure 5.9 – Traverse axiale dans le dispositif Mark III – Mesure réalisée avec une chambre à fission de 4 mm de diamètre

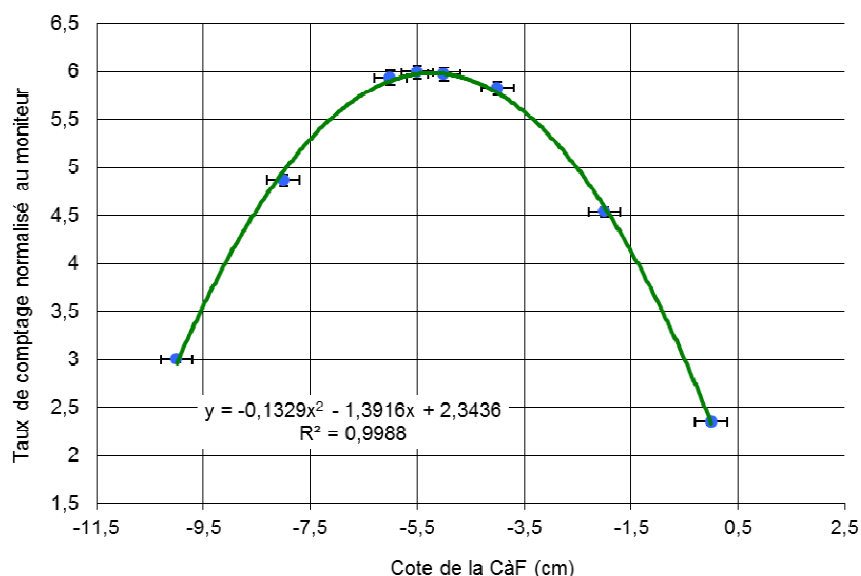
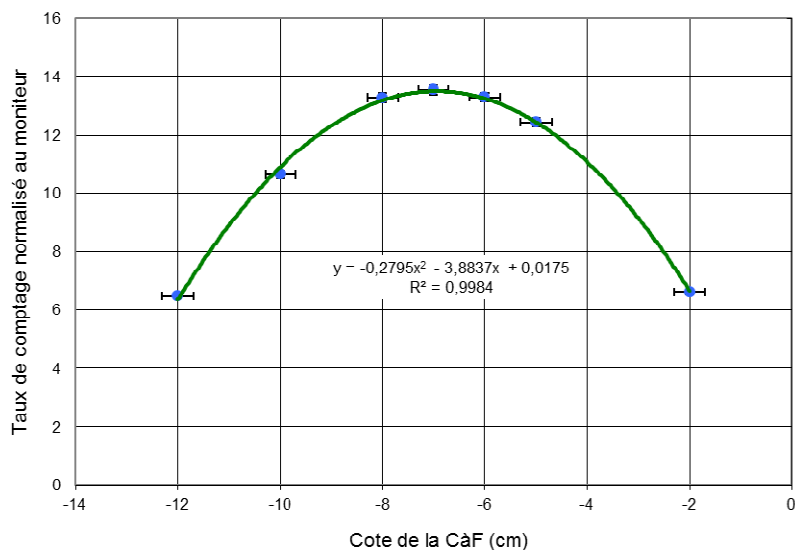


Figure 5.10 – Traverse axiale dans le dispositif Mark III – Mesure réalisée avec une chambre à fission de 8 mm de diamètre



Le profil axial de flux est une fonction cosinus [73] dont le développement limité à l'ordre deux en 0 fait apparaître un polynôme d'ordre deux. Le maximum atteint par ce polynôme est utilisé pour déterminer le centre de la feuille d' ^{235}U . C'est en cet endroit que le détecteur sera placé pour les mesures.

Néanmoins, ce positionnement se fait avec une incertitude (estimée à 0.3 cm en absolu) qui se propage sur le taux de comptage. On estime l'incertitude propagée pour les chambres à fission de 4 mm de diamètre à 0.8% et pour les chambres à fission de 8 mm de diamètre à 0.6%. Ces valeurs sont données à 1σ .

En prévoyant plus de temps pour les mesures préparatoires, il est possible de diminuer cette incertitude en augmentant le nombre de points de mesures et en diminuant l'incertitude de positionnement.

3.2.3.5. Influence du positionnement radial du détecteur.

Les cannes de mesure ne sont en pratique ni parfaitement rigides, ni droites. Cette constatation a entraîné deux actions :

- la fabrication, sur place, de deux centreurs en polyéthylène. Ces deux pièces, toriques à section rectangulaire, ont été positionnées en dehors du dispositif Mark III de manière à ne pas perturber le flux neutronique.
- l'estimation de l'incertitude due au positionnement radial du détecteur, les centreurs n'ayant que partiellement corrigé le problème. Pour ce faire, on a procédé à des mesures de taux de comptage pour quatre angles de rotations différents de la canne autour de son axe (0° , 90° , 180° et 270°). La littérature [73] indique que le profil radial de flux dans le dispositif Mark III prend la forme présentée sur la figure 5.11. Ainsi, le centre radial du dispositif est caractérisé par le minimum de flux. On présente tableau 5.9 et 5.10 les résultats de mesures de taux de comptage.

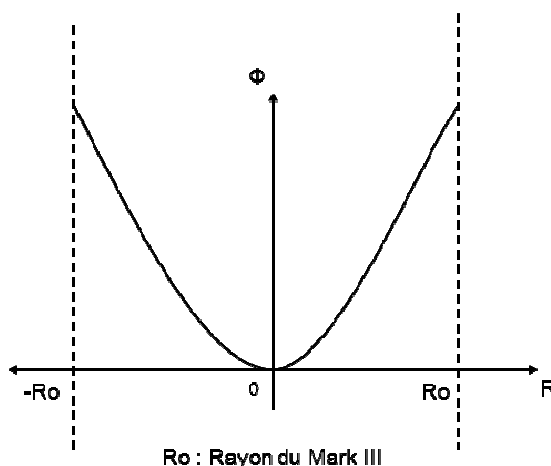
Tableau 5.9 – Résultats des mesures de l'influence du positionnement radial d'une chambre à fission de 4 mm de diamètre

Orientation de la canne	Comptage normalisé	Variation relative (%)
0°	6.00	0
90°	5.85	-2.49
180°	6.08	1.27
270°	6.07	1.25

Tableau 5.10 – Résultats des mesures de l'influence du positionnement radial d'une chambre à fission de 8 mm de diamètre

Orientation de la canne	Comptage normalisé	Variation relative (%)
0°	13.62	0
90°	14.18	4.08
180°	14.24	4.56
270°	13.70	0.61

Figure 5.11 - Profil radial du flux neutronique intégral dans le dispositif Mark III



Au vu de ces résultats, il a été décidé de positionner, pour toutes les mesures :

- la canne utilisée pour les chambres à fission de 4 mm de diamètre en position 90°;
- celle utilisée pour les chambres à fission de 8 mm de diamètre en position 0°.

Compte tenu des variations de taux de comptage mesurées, on a estimé la contribution du positionnement radial à l'incertitude sur le taux de comptage à 1% à 1σ. La diminution de cette incertitude constitue un point d'amélioration qui devra être étudié lors de la prochaine campagne de calibration sur BR1.

3.2.3.6. Synthèse des sources d'incertitudes.

On rappelle l'expression de l'incertitude affectant la masse effective mesurée :

$$\frac{\Delta M_{eff}}{M_{eff}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta C}{C}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \bar{\sigma}_{eq}}{\bar{\sigma}_{eq}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta K}{K}\right)^2 + \left(\frac{\Delta C_{moniteur}}{C_{moniteur}}\right)^2} \quad (5.12)$$

- **Incertitudes sur le taux de comptage détecteur.**

On a identifié et retenu les postes d'incertitude suivants (les valeurs numériques sont données à 1σ) :

- Incertitude sur le positionnement axial.
Compte tenu de ce qui a été vu précédemment, l'incertitude sur le positionnement axial des chambres à fission est estimée à 0.8% pour les chambres à fission de 4 mm de diamètre et 0.6% pour les chambres à fission de 8 mm de diamètre.
- Incertitude sur le positionnement radial.
On estime cette incertitude à environ 1% quel que soit le détecteur.
- Incertitude sur les corrections physiques (wall return et neutrons épithermiques en provenance du cœur). Ces incertitudes sont détaillées en annexe 11,
- Incertitude statistiques.
Les acquisitions ont été faites de telle sorte à ce que les intégrales de comptage dépassent les 100 000 coups. Ainsi, on estime l'incertitude liée à la statistique poissonienne à 0.3%.
- Incertitude sur le temps de mesure.
Compte tenu des temps d'acquisition, l'incertitude sur le temps de mesure est négligée (incertitude $<1E-02\%$).
- Incertitude sur le dépouillement.
Le logiciel de dépouillement utilisé ajoute une incertitude de 0.5% sur le taux de comptage.

Au final, l'incertitude sur le taux de comptage s'exprime via l'équation 5.13.

$$\frac{\Delta C}{C} = \sqrt{(I_{PosAxial})^2 + (I_{PosRadial})^2 + (I_{CorPhysiques})^2 + (I_{Stat})^2 + (I_{Dep})^2} \quad (5.13)$$

Au final, il en résulte une valeur estimée à 1.4% pour les chambres à fission de 4 mm de diamètre et de 1.3% pour les chambres à fission de 8 mm de diamètre.

- **Incertitudes sur les sections efficaces équivalentes.**

Comme vu précédemment, cette incertitude est tributaire de la connaissance des sections efficaces des différents isotopes dans le dispositif Mark III et de la composition isotopique des chambres à fission à calibrer.

- **Incertitudes sur le taux de comptage moniteur.**

Compte tenu des informations disponibles, seules les incertitudes statistiques sont prises en comptes.

- **Incertitude sur le coefficient de calibration K**

Cette incertitude est évaluée à 1.20% en relatif à 1σ .

3.2.3.7. Résultats.

Les réglages électroniques, les temps d'acquisitions des mesures et les puissances réacteur utilisées sont résumés dans le tableau 5.11. Les masses effectives mesurées sont données dans le tableau 5.12 avec leur incertitude associée. On constate que l'utilisation de chaînes d'acquisition différentes impacte fortement les résultats, provoquant des écarts dépassant en général les incertitudes. Cette influence est notamment due à la différence de résolution (la chaîne n°1 utilisant 1024 canaux pour le codage des amplitudes d'impulsion et la chaîne n°2 8196 canaux) qui impacte le dépouillement des spectres PHA. En effet, le canal de référence R (cf. chapitre 2, §3.4.2.) est déterminé grâce à une interpolation linéaire sur, en général, dix points. Une plus grande résolution implique un écart type sur le nombre de coup répertorié par canal plus grand. L'interpolation linéaire est donc moins précise, ce qui explique les différences observées.

Ces résultats permettent de conclure qu'il est essentiel d'utiliser la même chaîne de mesure et les mêmes réglages lors des expérimentations que ceux utilisés lors de l'étalonnage.

Tableau 5.11 – Réglages, temps de mesure et puissance réacteur utilisés pour chaque acquisition faite dans le dispositif Mark III

Isotope principal	n°	Puissance réacteur approximative	Chaîne de mesure	Temps actif (s)	Temps mort (%)	Gain grossier	Gain fin	Shaping time (µs)
Unat	2111	700 kW	2	400	0.16	200	0.66	0.5
Unat	2111	700 kW	1	420		50	0.8	0.5
Th232	2123	700 kW	2	960	0.05	200	1	0.5
Th232	2123	700 kW	1	960	0.11	50	0.7	0.5
Np237	2131	700 kW	2	420	4.91	500	1.5	0.5
Np237	2131	700 kW	1	420	2.23	200	1.5	0.5
Pu240	2145	700 kW	2	600	3.21	200	1.3	0.5
Pu242	2147	700 kW	2	1000	0.35	200	1.2	0.5
U238	2135	700 kW	1	1980	0.05	50	1.5	0.5
U238	2135	700 kW	2	2000	0.05	200	1	0.5
Pu240	2144	700 kW	1	558.92	1.22	100	1	0.5
Pu240	2144	700 kW	2	600	4.02	200	1.4	0.5
Pu242	2146	700 kW	1	1500	2.97	500	0.6	0.5
Pu242	2146	700 kW	2	1500	0.24	200	1.2	0.5
U235	2188	700 kW	1	6000	0.02	100	0.65	0.5
U235	2188	700 kW	2	6000	0.01	200	1	0.5
U235	2209	700 kW	1	180	2.32	50	1.1	0.5
U235	2209	700 kW	2	180	0.94	200	0.85	0.5
U235	2232	700 kW	1	4500	0.02	50	1.5	0.5
U235	2232	700 kW	2	4500	0.54	200	1	0.5
U238	2235	700 kW	1	1000	0.12	100	0.8	0.5
U238	2235	700 kW	2	1000	0.04	200	1	0.5
Np237	2236	700 kW	1	420	0.24	50	1	0.5
Np237	2236	700 kW	2	400	0.11	200	1	0.5
Pu239	2237	700 kW	1	3240	0.09	50	1.5	0.5
Pu239	2237	700 kW	2	3240	0.1	200	1	0.5

Tableau 5.12 - Masse effective des chambres calibrées sur le dispositif Mark III

Chambre à fission	Isotope	Masse effective chaîne 1 (0.4R) (µg)	Masse effective chaîne 2 (0.4R) (µg)	Ecart entre les deux chaînes (%)	Incertitude (%)
2111	natU	2204.48	2268.71	-2.8	2.5
2123	Th232	1555.44	1722.54	-9.7	2.5
2131	Np237	289.71	356.02	-18.6	2.5
2145	Pu240	NA	247.82	NA	3.5
2147	Pu242	NA	169.28	NA	3.5
2135	U238	226.15	226.14	0.0	2.5
2144	Pu240	223.59	251.87	-11.2	3.5
2146	Pu242	113.11	99.48	13.7	3.5
2188	U235	19.78	19.77	0.1	2.0
2209	U235	1712.23	1776.71	-3.6	2.0
2232	U235	19.33	19.75	-2.1	2.0
2235	U238	475.86	493.91	-3.7	2.5
2236	Np237	260.49	270.69	-3.8	2.6
2237	Pu239	19.22	19.38	-0.8	2.0

3.2.4. CALIBRATION EN TAUX DE COMPTAGE DANS LA CAVITE THERMIQUE.

3.2.4.1. Principes, mise en place expérimentale et résultats préliminaires.

Cette méthode d'étalonnage consiste à faire l'acquisition simultanée des taux de comptages PHA des chambres à fission à calibrer d'une part et du taux de comptage du moniteur de BR1 d'autre part. L'électronique et les chambres à fission utilisées sont les mêmes que pour la calibration en masse effective. Son expression du ratio de taux de comptage ainsi que celle de l'incertitude expérimentale qui l'affecte sont données par les équations (5.14) et (5.15).

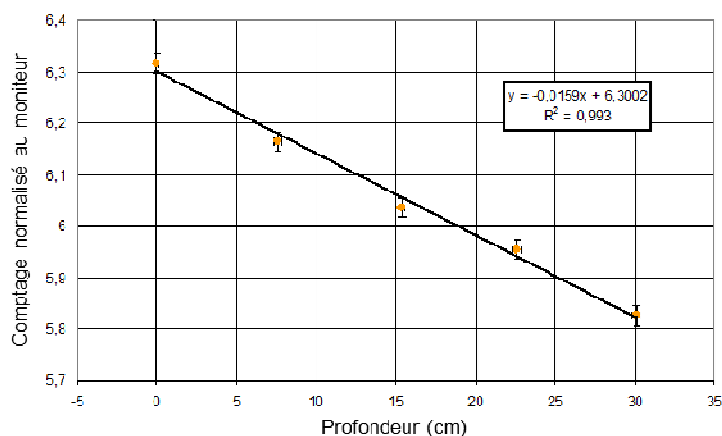
$$R = \frac{C_{chambre}}{C_{moniteur}} \quad (5.14)$$

$$\frac{\Delta R}{R} = \sqrt{\left(\frac{\Delta C_{chambre}}{C_{chambre}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta C_{moniteur}}{C_{moniteur}}\right)^2} \quad (5.15)$$

Les chambres à fission à calibrer sont positionnées dans la cavité thermique de BR1, sans le dispositif Mark III. Les mesures de taux de comptage doivent toutes être réalisées au même emplacement. Ainsi, une mesure de traverse axiale a été réalisée afin de quantifier l'incertitude de positionnement propagée sur le taux de comptage. Le résultat de cette traverse est présenté sur la figure 5.12. Le positionnement radial est resté le même que pour les mesures de masse effective pour les deux cannes de mesures, et ce pour toutes les acquisitions.

Au final, l'acquisition de cette donnée d'étalonnage est plus simple mais son utilisation dans les mesures physiques est limitée aux mesures relatives (contrairement à la calibration en masse effective qui permet également les mesures absolues).

Figure 5.12 - Traverse axiale dans la cavité nue



3.2.4.2. Synthèse des incertitudes de mesure.

- **Incertitudes sur le taux de comptage détecteur.**

On liste les postes d'incertitude suivants :

- Incertitude sur le positionnement axial.
On estime l'incertitude absolue sur le positionnement axial de la chambre à fission à 0.3 cm. La mesure de traverse implique une incertitude de 0.08% à 1σ sur le taux de comptage dû au positionnement de la chambre à fission dans la cavité.
- Incertitude sur le positionnement radial.
La position radiale du détecteur a été mesurée et n'a pas d'impact sur l'intensité du flux.
- Incertitude sur le temps d'acquisition.
L'incertitude sur le temps d'acquisition est également négligé (incertitude relative $<1E-02\%$)
- Incertitude statistique.
Les acquisitions ont été faites de manière à obtenir systématiquement une intégrale de comptage d'au minimum 100 000 coups, ce qui revient à une incertitude relative de 0.3% (à 1σ),
- Incertitude sur le dépouillement.
Le logiciel de dépouillement utilisé ajoute une incertitude de 0.5% sur le taux de comptage.

L'incertitude finale sur le taux de comptage est donnée par l'équation (5.16).

$$\frac{\Delta C}{C} = \sqrt{(I_{PosAxial})^2 + (I_{Stat})^2 + (I_{Dep})^2} \quad (5.16)$$

On estime cette incertitude à 0.6% à 1σ .

- **Incertitude sur le taux de comptage moniteur.**

Compte tenu des informations disponibles, seules les incertitudes statistiques sont prises en comptes.

3.2.4.3. Résultats.

Les réglages électroniques, les temps d'acquisitions des mesures et les puissances réacteurs utilisées sont résumés dans le tableau 5.13. Les ratios de taux de comptage et leur incertitude sont donnés dans le tableau 5.14.

Tableau 5.13 - Réglages, temps de mesure et puissance réacteur utilisés pour chaque acquisition dans la cavité thermique du réacteur BR1

Isotope principal	n°	Puissance réacteur approximative	Chaîne de mesure	Temps actif (s)	Temps mort (%)	Gain grossier	Gain fin	LLD (en canal pour chaîne Ortec. en % pour chaîne Canberra)	Shaping time (µs)
Unat	2111	20 kW	2			200	0.66	5.9	0.5
Unat	2111	20 kW	1			50	0.8	21	0.5
Th232	2123	700 kW	2						
Th232	2123	700 kW	1						
Pu240	2145	700 kW	2	360	3.81	200	1.3	16.9	0.5
U238	2135	700 kW	1	1140	0.10	50	1.5	19	0.5
U238	2135	700 kW	2	1140	0.07	200	1	5.3	0.5
Pu240	2144	700 kW	1	420.000	1.17	100	1	194	0.5
Pu240	2144	700 kW	2	420	4.16	200	1.4	17.2	0.5
U235	2188	20 kW	1	300	2.49	100	0.65	38	0.5
U235	2188	20 kW	2	300	1.30	200	1	3.7	0.5
U235	2232	20 kW	1	300	3.65	50	1.5	19	0.5
U235	2232	20 kW	2	300	0.35	200	1	3.5	0.5
U238	2235	700 kW	1	720	4.50	100	1	58	0.5
U238	2235	700 kW	2	720	11.60	200	1.3	5.3	0.5
Pu239	2237	20 kW	1	300	1.19	50	1.5	45	0.5
Pu239	2237	20 kW	2	300	2.81	200	1	3.7	0.5

Tableau 5.14 – Ratios de taux de comptage obtenus dans la cavité thermique du réacteur BR1

Chambre à fission	Isotope	Ratio $C_{\text{chambre}}/C_{\text{moniteur}}$ chaîne 1 (0,4R)	Ratio $C_{\text{chambre}}/C_{\text{moniteur}}$ chaîne 2 (0,4R)	Ecart entre les deux chaînes (%)	Incertitude
2111	natU	-	3,22E-01	-	0.7%
2135	U238	5,10E-03	5,30E-03	-3,8	0.7%
2144	Pu240	1,63E-02	1,80E-02	-9,4	0.7%
2188	U235	1,10E+00	1,12E+00	-1,8	0.7%
2209	U235	-	9,29E+01	-	0.7%
2232	U235	1,10E+00	1,12E+00	-1,8	0.7%
2235	U238	1,05E-02	1,22E-02	-13,9	0.7%
2237	Pu239	1,49E+00	1,55E+00	-3,9	0.7%

Certaines chambres à fissions ont été calibrées à 20 kW de puissance réacteur pour limiter le phénomène de temps mort affectant la chaîne de mesure à étalonner.

Les résultats permettent de constater que, comme pour les mesures de masse effective, le résultat est fortement dépendant de la chaîne de mesure utilisée. Les écarts mesurés étant systématiquement supérieurs aux incertitudes de mesure annoncées. Les taux de comptage étant obtenus par l'acquisition de spectres PHA, les mêmes commentaires peuvent être faits sur l'origine des écarts. De même l'utilisation de la même chaîne de mesure et des mêmes réglages pour l'étalonnage et les expérimentations ultérieures.

3.3. CAMPAGNE DE CALIBRATION MINERVE 2009/2010.

Toutes les chambres à fission du SPEX n'ont pas, été étalonnées sur le réacteur BR1 au SCK•CEN, en particulier en raison de la mobilisation de certaines d'entre elles sur des programmes expérimentaux en cours au SPEX. Dans le but de réaliser des mesures d'indice de spectre $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ avec le plus de détecteurs possibles, il était nécessaire de calibrer ceux restés à Cadarache. Le réacteur MINERVE a servi de support pour réaliser deux protocoles de calibration différents dont les principes, protocoles expérimentaux, résultats et incertitudes associées sont détaillés dans cette partie :

- une calibration en masse effective dite « secondaire » (par opposition à une calibration dite « primaire » du type de celle faite sur BR1) ou « intercalibration », les détecteurs calibrés sur le réacteur BR1 servant à leur tour d'étalon. Ce type d'étalonnage est limité en particulier par les incertitudes qui affectent ses résultats. En effet, elles sont nécessairement supérieures à celles affectant les données acquises à Mol (cf. infra),
- une calibration en taux de comptage du même type que celle réalisée à Mol. Là aussi, les résultats sont de moins bonne qualité que sur le réacteur BR1, notamment à cause du flux neutronique, moins plat sur le réacteur MINERVE. Cela implique des incertitudes liées au positionnement plus élevées.

3.3.1. CALIBRATION EN MASSE EFFECTIVE : INTERCALIBRATION.

3.3.1.1. Principe physique.

On rappelle dans l'équation (5.17) la formule donnant la masse effective d'une chambre à fission.

$$M_{eff} = \frac{C}{\frac{N_A}{A_p} \cdot \bar{\sigma}_{eq} \cdot \bar{\Phi}} \quad (5.17)$$

La connaissance de la distribution énergétique du flux neutronique de la chaussette thermique du réacteur MINERVE ne permet pas d'utiliser la même méthode que sur le réacteur BR1 dans de bonnes conditions. Ainsi, le produit $\bar{\sigma}_{eq} \cdot \bar{\Phi}$ est déterminé grâce à des chambres à fission de masse effective connue. Deux méthodes sont possibles :

- soit les dépôts de la chambre à fission à étalonner et de l'étalon sont identiques. Cela signifie que la même solution mère a été utilisée et que les dates de fabrication sont proche (<1 an). Auquel cas, le taux de comptage de l'étalon donne directement accès au taux de fission dans le dépôt de la chambre à étalonner, ce qui permet de remonter à sa masse effective.
- dans le cas contraire, deux solutions sont possibles :
 - soit on peut faire l'approximation que les dépôts sont identiques. Cette approximation est typiquement justifiée dans le cas d'un dépôt à isotope principal fissile dans un spectre thermique. En effet, dans ce cas précis, les impuretés sont soit fertiles (et génèrent peu de signal) soit fissile mais en quantité suffisamment petite pour être négligée devant l'isotope principal. Dans ce cas, le taux de comptage de l'étalon permet de calculer le taux de fission dans le dépôt de la chambre à étalonner.
 - si cette approximation ne se justifie pas, il faut dans ce cas procéder à une mesure de taux de réaction. La méthodologie à appliquer est décrite dans le chapitre 2 (§4.2.2.).

3.3.1.2. Matériel utilisé, mise en place expérimentale et incertitudes de mesure.

On rappelle dans le tableau 5.15 les caractéristiques des chambres à fission utilisées pour ces mesures d'indices de spectre. Les lignes vertes correspondent aux détecteurs calibrés sur le réacteur BR1, les jaunes à ceux devant être intercalibrés.

La chambre la plus ancienne (la n°2135) a été fabriquée en 2001 et les mêmes solutions mères ont été utilisées pour les chambres à fission de même isotope principal. De fait, on peut faire l'approximation du cas n°2 du paragraphe précédent et supposer les dépôts isotopiquement identiques.

Tableau 5.15 - Liste des détecteurs allant être utilisé pour les mesures d'indice de spectre sur le réacteur MINERVE

Isotope principal	n°CàF	Dimensions (mm)		Solution mère utilisée pour l'électrodéposition	Masse du dépôt (mg)	Calibrée à Mol
		Diamètre	Longueur			
²³⁵ U	2230	4	28	R-808	25	NON
²³⁵ U	2231	4	28	R-808	25	NON
²³⁵ U	2232	4	28	R-808	25	OUI
²³⁵ U	2233	4	28	R-808	250	NON
²³⁸ U	2234	4	28	R-810	750	NON
²³⁸ U	2235	4	28	R-810	1200	OUI
²³⁸ U	2135	4	28	R-810	348	OUI
²³⁸ U	2192	4	28	R-810	95,8	NON

L'électronique de mesure utilisée est l'électronique expérimentale du réacteur MINERVE (décrite au chapitre 4, §2.1.). Les chambres à fission à calibrer sont placées tour à tour dans le canal n°2 de la chaussette thermique de MINERVE au plan médian combustible. Le suivi de la puissance en ligne est assuré par une chambre à fission placée dans le canal n°1 de la chaussette thermique du réacteur.

La masse effective de la chambre à fission est donnée par :

$$M_{eff}^{calib} = \frac{C^{calib}}{C^{étalon}} M_{eff}^{étalon} \quad (5.18)$$

L'incertitude associée à cette mesure est donnée par :

$$\frac{\Delta M_{eff}^{calib}}{M_{eff}^{calib}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta C^{calib}}{C^{calib}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta C^{étalon}}{C^{étalon}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta M_{eff}^{étalon}}{M_{eff}^{étalon}}\right)^2} \quad (5.19)$$

Cette incertitude est minorée par l'incertitude affectant la masse effective de l'étalon utilisé. C'est la principale limite de cette méthode qui introduira nécessairement des incertitudes plus fortes sur ses résultats que la calibration primaire. Concernant les incertitudes sur les taux de comptage, on peut lister les postes suivants (valeurs donnée à 1σ) :

- **incertitude statistique**

La durée des acquisitions est définie de manière à ce que les intégrales de comptage dépassent les 100 000 coups, ainsi l'incertitude statistique est estimée au maximum à 0.3%.

- **incertitude sur le temps de mesure**

Compte tenu des temps de mesures, on néglige cette source d'incertitude (<1E-02%).

- **incertitude de positionnement axial**

Cette incertitude est estimée à 1%.

- **incertitude sur le dépouillement**

Cette incertitude, tributaire du logiciel de post-traitement utilisé, est estimée à 0.5%.

3.3.1.3. Résultats.

Les masses effectives obtenues sont données dans les tableaux 5.16 et 5.17 avec leurs incertitudes associées. On a utilisé la chambre à fission n°2232 comme étalon pour les chambres à fission d'isotope principal ²³⁵U et la n°2135 comme étalon pour les chambres à fission d'isotope principale ²³⁸U.

Tableau 5.16 – Masses effectives obtenus par intercalibration des chambres ²³⁵U

CàF ²³⁵ U	n°2230		n°2231		n°2232		n°2233	
	Masse effective (µg)	Incertitude	Masse effective (µg)	Incertitude	Masse effective (µg)	Incertitude	Masse effective (µg)	Incertitude
0.3R	20.49	2.6%	19.70	2.6%	20.01	2.6%	167.15	2.6%
0.35R	20.21	2.6%	19.45	2.6%	19.69	2.6%	163.36	2.6%
0.4R	19.91	2.6%	19.17	2.6%	19.33	2.6%	159.02	2.6%
0.45R	19.56	2.6%	18.85	2.6%	18.87	2.6%	153.76	2.6%
0.5R	19.15	2.6%	18.50	2.6%	18.27	2.6%	147.62	2.6%
0.55R	18.67	2.6%	18.05	2.6%	17.45	2.6%	140.19	2.6%
0.6R	18.03	2.6%	17.45	2.6%	16.33	2.6%	131.34	2.6%

Tableau 5.17 – Masses effectives obtenues par intercalibration des chambres ²³⁸U

CàF ²³⁸ U	n°2135		n°2192		n°2234		n°2235	
	Masse effective (µg)	Incertitude	Masse effective (µg)	Incertitude	Masse effective (µg)	Incertitude	Masse effective (µg)	Incertitude
0.3R	240.43	3%	81.21	3%	445.66	3%	550.31	3%
0.35R	233.92	3%	79.85	3%	423.87	3%	513.42	3%
0.4R	226.20	3%	78.27	3%	400.65	3%	476.93	3%
0.45R	216.94	3%	76.40	3%	377.52	3%	442.45	3%
0.5R	206.63	3%	74.45	3%	354.39	3%	408.32	3%
0.55R	194.11	3%	72.24	3%	330.69	3%	374.88	3%
0.6R	180.27	3%	69.49	3%	307.34	3%	342.02	3%

3.3.2. CALIBRATION EN TAUX DE COMPTAGE.

Tous les détecteurs chargés d'²³⁵U et d'²³⁸U ont été calibrés en taux de comptage dans le réacteur MINERVE. Ces calibrations utilisent un protocole équivalent à celui utilisé à Mol. Les détecteurs à calibrer ont été placés tour à tour dans le canal n°2 de la chaussette thermique. Le moniteur placé dans le canal n°1 joue le même rôle que le moniteur de BR1. On rappelle dans les équations (5.20) et (5.21) les expressions de la donnée d'étalonnage utilisée et de son incertitude associée. Les postes d'incertitudes affectant les taux de comptage sont les mêmes que pour l'intercalibration en masse effective vue précédemment.

$$R = C_{chambre} / C_{moniteur} \quad (5.20)$$

$$\frac{\Delta R}{R} = \sqrt{\left(\frac{\Delta C_{chambre}}{C_{chambre}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta C_{moniteur}}{C_{moniteur}}\right)^2} \quad (5.21)$$

L'électronique de mesure utilisée est également la chaîne de mesure expérimentale du réacteur MINERVE (chaîne de mesure n°1 décrite au chapitre 4).

Les valeurs des ratios pour chacune des chambres à fission à calibrer ainsi que l'incertitude de mesure les affectant sont données dans le tableau 5.18.

Tableau 5.18 - Ratios de taux de comptage obtenus dans la chaussette thermique du réacteur MINERVE

CàF ²³⁵ U	Ratio (0,4R)	Incertitude	CàF ²³⁸ U	Ratio (0,4R)	Incertitude
n°2230	6.99E-01	1.20%	n°2135	4.10E-03	1.20%
n°2231	6.73E-01	1.20%	n°2192	1.30E-03	1.20%
n°2232	6.78E-01	1.20%	n°2234	6.80E-03	1.20%
n°2233	5.58E+00	1.20%	n°2235	8.10E-03	1.20%

3.4. ACQUISITION DES TAUX DE COMPTAGE.

Les contraintes impactant l'acquisition de taux de comptage dépendent du milieu expérimental dans lequel les détecteurs sont utilisés. Les taux de comptage utilisés pour les mesures d'indice de spectre sont acquis en mode PHA et affecté d'une incertitude de l'ordre de 1.2%. Les différentes sources d'incertitudes ont été détaillées au chapitre 2. Il en découle quelques règles générales de bonne pratique :

- il convient notamment de porter le plus grand soin à l'incertitude sur le positionnement axial et à la réduire par une mesure de traverse la plus fine possible. De même il faut porter la plus grande attention au positionnement radial du détecteur,
- il faut dans la mesure du possible maximiser le temps d'acquisition pour limiter l'écart type affectant chaque canal du spectre PHA. De cette façon, la détermination du canal de référence R et donc la discrimination en post-traitement est effectuée plus précisément et avec une meilleure répétabilité,
- d'après les études réalisées au chapitre 4, la correction de temps actif est efficace jusqu'à un taux de comptage d'environ 50 000 coups par seconde. Il est donc possible d'effectuer les mesures à plus forte puissance réacteur pour les mêmes raisons que le point précédent.

Au-delà de ces quelques recommandations, il est conseillé de prendre en compte les résultats des chapitres précédents pour encore optimiser la mesure de taux de comptage. Cela passe notamment par l'utilisation d'une électronique de mesure moderne et par un bon dimensionnement du détecteur (gaz et masse du dépôt).

3.5. CONCLUSION

Cette partie du chapitre aura permis de faire le point sur l'optimisation de la mesure de trois paramètres essentiels à l'estimation des indices de spectre : la composition isotopique des chambres à fission, l'étalonnage des détecteurs et l'acquisition des taux de comptage. La suite du chapitre met en pratique cette étude pour deux applications, la première étant une campagne de mesure d'indice de spectre $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ réalisée sur le réacteur MINERVE.

4. APPLICATION AUX MESURES D'INDICE DE SPECTRE $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$.

L'objectif de cette partie du chapitre est d'utiliser et d'appliquer les résultats et optimisations précédents à une série de mesures d'indice de spectre $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ conduite au centre de la zone expérimentale du réacteur MINERVE chargé avec la configuration R1-UO2. Les résultats de mesure obtenus sont comparés avec la valeur de l'indice de spectre calculée à l'aide du code MCNP [74].

La valeur calculée de l'indice est évaluée à 0.001286 avec une incertitude relative de 1.4%. Elle est différente de celle déterminée en 2004 car la modélisation du cœur de MINERVE intègre une version plus récente des bibliothèques de données nucléaires (ici JEFF 3.1) et une prise en compte plus réaliste de la géométrie de la chambre à fission et du dépôt.

4.1. MISE EN PLACE EXPERIMENTALE.

Grâce aux résultats de calibration obtenus sur MINERVE et sur BR1, et contrairement aux mesures réalisées en 2004, il est maintenant possible de mesurer la valeur de l'indice de spectre $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ au centre du cœur du réacteur MINERVE avec des détecteurs dont la composition isotopique est cette fois maîtrisée. Quatre chambres à fission chargées en ^{235}U et quatre chambres à fission chargée en ^{238}U ont été utilisées (les caractéristiques de ces détecteurs sont données dans le tableau 4.15). Les détecteurs ont été positionnés les uns après les autres au centre du cœur du réacteur MINERVE au plan médian du combustible. L'électronique de mesure utilisée est la chaîne d'acquisition expérimentale de MINERVE décrite dans le chapitre 4. La chaîne d'acquisition fonctionne en mode PHA et les taux de comptage obtenus sont affectés d'une incertitude estimée à 1.2% à 1σ .

4.2. DEPOUILLEMENT EN TAUX DE COMPTAGE.

Dans le cas des chambres à fission utilisées, l'expression de l'indice de spectre $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ est donnée par l'équation (5.22).

$$S = \frac{\bar{\sigma}_{238}}{\bar{\sigma}_{235}} = \frac{C_{238}/C_{235}}{(C_{238}/C_{235})_c} \left(\frac{\bar{\sigma}_{238}^c}{\bar{\sigma}_{235}^c} + \frac{N_{235}^c}{N_{238}} + \frac{N_{234}^c \bar{\sigma}_{234}^c}{N_{238} \bar{\sigma}_{235}^c} \right) - \frac{N_{235}}{N_{238}} - \frac{N_{234} \bar{\sigma}_{234}}{N_{238} \bar{\sigma}_{235}} \quad (5.22)$$

Avec,

C_{238} le taux de comptage de la chambre à fission chargée à ^{238}U

C_{235} le taux de comptage de la chambre à fission chargée à ^{235}U

N_{235} correspond au nombre d'atomes d' ^{235}U présents dans le dépôt de la chambre chargée à ^{238}U .

N_{234} correspond au nombre d'atomes d' ^{234}U présents dans le dépôt de la chambre chargée à ^{238}U .

$\bar{\sigma}_{234}$ la section efficace de fission moyenne de ^{234}U ,

$\bar{\sigma}_{235}$ la section efficace de fission moyenne de ^{235}U ,

$\bar{\sigma}_{238}$ la section efficace de fission moyenne de ^{238}U .

Les données portant l'exposant « c » correspondent aux données de calibration. Les sections efficaces de fission moyenne marquées de l'exposant « c » correspondent donc à leur valeur dans le milieu de calibration (chaussette thermique de MINERVE ou cavité

thermique de BR1). Celles sans l'exposant correspondent à leur valeur dans le milieu expérimental (centre cœur du réacteur MINERVE au plan médian du combustible).

Les sections efficaces utilisées pour les mesures dépouillées avec les données de calibration acquises sur MINERVE sont données dans le tableau 5.19. Ces sections efficaces résultent d'une modélisation MCNP du cœur de MINERVE en configuration R1-UO2 ayant servi de support à un calcul de section efficaces à 4 groupes utilisant la bibliothèque de données nucléaires JEFF 3.1 [75] dans la chaussette thermique (canal 2).

Les sections efficaces utilisées pour les mesures dépouillées avec les données de calibration acquises sur BR1 sont données dans le tableau 5.20. Ces valeurs résultent d'une simulation MCNP utilisant la bibliothèque de données nucléaires JEF 2.2. Ces calculs proviennent du SCK•CEN, et de nouveaux calculs en cours ont pour objectif de mettre ces valeurs à jour en utilisant une bibliothèque de données nucléaires plus récente.

Le calcul nécessite de connaître la valeur, dans le milieu expérimental, de l'indice de spectre $^{234}\text{U}/^{235}\text{U}$. Aucune chambre calibrée et chargée en ^{234}U n'étant disponible au SPEX, la valeur considérée pour cet indice est une valeur calculée (cf. tableau 5.21). Elles résultent d'une modélisation MCNP du cœur de MINERVE en configuration R1-UO2 ayant servi de support à un calcul de section efficaces à 4 groupes utilisant la bibliothèque de données nucléaires JEFF 3.1.

Tableau 5.19 - Sections efficaces moyennes calculées dans le canal 2 de la chaussette thermique de MINERVE en configuration R1-UO2

Isotope	Section efficace moyenne (barn)	Incertitude (%)
^{234}U	0.127	0.81
^{235}U	257.685	0.34
^{236}U	0.178	3.50
^{238}U	0.013	1.20
^{238}Pu	8.201	0.38
^{239}Pu	415.235	0.35
^{240}Pu	0.213	1.23
^{241}Pu	516.385	0.34
^{242}Pu	0.08	0.84
^{241}Am	2.391	0.47

Tableau 5.20 - Sections efficaces moyennes calculées dans la cavité thermique du réacteur BR1

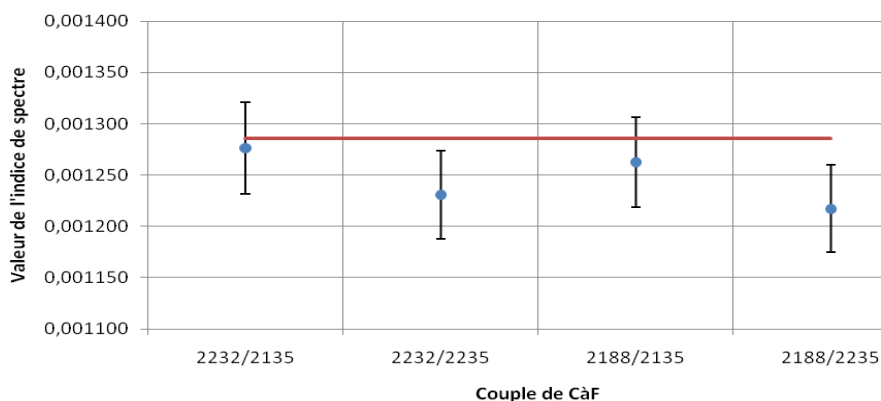
Isotope	Section efficace moyenne (barn)	Incertitude (%)
^{234}U	0.459	84.88
^{235}U	523.876	0.27
^{236}U	0.047	15.95
^{238}U	0	0.24
^{238}Pu	16.634	2.38
^{239}Pu	787.649	0.24
^{240}Pu	0.069	7.03
^{241}Pu	1066.526	0.01
^{242}Pu	0.015	122.51
^{241}Am	3.299	2.59

Tableau 5.21 - Sections efficaces moyennes calculées à 4 groupes au centre cœur de MINERVE chargé avec la configuration R1-UO2

Isotope	Section efficace moyenne (barn)	Incertitude (%)
²³⁴ U	0.441	0.85
²³⁵ U	67.472	1.06
²³⁶ U	0.288	3.06
²³⁸ U	0.087	1.04
²³⁸ Pu	3.369	1.20
²³⁹ Pu	130.896	1.14
²⁴⁰ Pu	0.566	1.05
²⁴¹ Pu	147.348	1.02
²⁴² Pu	0.398	0.82
²⁴¹ Am	1.435	1.15

4.2.1. DEPOUILLEMENT GRACE AUX DONNEES DE CALIBRATION ACQUISES SUR LE REACTEUR BR1.

Seules quatre des huit chambres à fission utilisées ici ont été étalonnées en taux de comptage sur le réacteur BR1, deux détecteurs chargés avec de l'²³⁵U et deux chargés avec de l'²³⁸U. Les résultats sont disponibles sur la figure 5.13 et sur le tableau 5.22. Ils sont affectés d'une incertitude relative estimée à 3.5% à 1 σ . A titre de comparaison, l'incertitude estimée lors de mesures équivalentes en 2004 était de 8.2% à 1 σ . Cette réduction de l'incertitude en grande partie d'une connaissance plus précise de la composition isotopique du dépôt de la chambre ²³⁸U.

Figure 5.13 – Tracé des résultats de mesures d'indice de spectre dépouillées avec les données de calibration en taux de comptage obtenues sur le réacteur BR1. La droite rouge représente la valeur calculée.

Tableau 5.22 – Tableau de valeur des mesures d'indice de spectre dépouillées avec les données de calibration en taux de comptage obtenues sur le réacteur BR1

Couple de CaF	2232/2135	2232/2235	2188/2135	2188/2235
Mesure	1.276E-03	1.231E-03	1.263E-03	1.217E-03
Ecart avec le calcul (%)	0.74	4.49	1.84	5.65

L'écart moyen avec la valeur calculée est de 3.2%. La valeur moyenne étant connue avec une incertitude de 1.75% à 1 σ .

4.2.2. DEPOUILLEMENT GRACE AUX DONNEES DE CALIBRATION ACQUISES SUR LE REACTEUR MINERVE.

La totalité des chambres à fission de 4 mm de diamètre du SPEX chargées en ^{235}U et ^{238}U a été calibrée sur le réacteur MINERVE en taux de comptage. Cela donne un total de seize combinaisons qui produisent donc autant de mesures du même indice de spectre. Les résultats sont disponibles sur la figure 5.14 et le tableau 5.23. Ils sont affectés d'une incertitude relative estimée à 3.8% à 1σ . A titre de comparaison, l'incertitude estimée lors de mesures équivalentes en 2004 était de 8.2% à 1σ . Cette amélioration provient en grande partie d'une connaissance plus précise de la composition isotopique du dépôt de la chambre ^{238}U .

Figure 5.14 - Tracé des résultats de mesures d'indice de spectre dépouillées avec les données de calibration en taux de comptage obtenues sur MINERVE. La droite rouge représente le calcul.

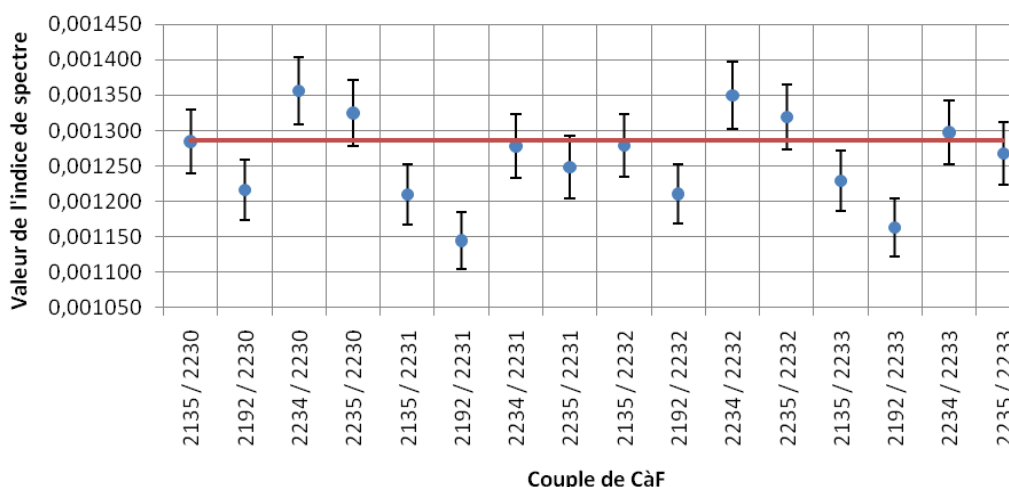


Tableau 5.23 – Tableau de valeur des mesures d'indice de spectre dépouillées avec les données de calibration en taux de comptage obtenues sur MINERVE

Couple de CàF	2135 / 2230	2192 / 2230	2234 / 2230	2235 / 2230
Mesure	0.001285	0.001216	0.001356	0.001325
Ecart avec le calcul (%)	-0.10	-5.44	5.43	3.01
Couple de CàF	2135 / 2231	2192 / 2231	2234 / 2231	2235 / 2231
Mesure	0.001210	0.001145	0.001278	0.001248
Ecart avec le calcul (%)	-5.89	-10.99	-0.61	-2.92
Couple de CàF	2135 / 2232	2192 / 2232	2234 / 2232	2235 / 2232
Mesure	0.001279	0.001211	0.001350	0.001319
Ecart avec le calcul (%)	-0.53	-5.86	4.98	2.57
Couple de CàF	2135 / 2233	2192 / 2233	2234 / 2233	2235 / 2233
Mesure	0.001229	0.001163	0.001298	0.001268
Ecart avec le calcul (%)	-4.42	-9.58	0.92	-1.42

La valeur moyenne de l'indice de spectre mesuré est de 0.001261, soit un écart de -1.96% avec la valeur calculée. La valeur moyenne est connue avec une incertitude de 0.88% à 1σ , les résultats restent donc perfectibles.

4.3. DEPOUILLEMENT EN MASSE EFFECTIVE.

Dans le cas des chambres à fission utilisées, l'expression de l'indice de spectre $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ est donnée par l'équation (5.23).

$$\frac{\bar{\sigma}_{238}}{\bar{\sigma}_{235}} = \frac{M_{235} A_{238} C_{238}}{M_{238} A_{235} C_{235}} \frac{\bar{\sigma}_{234} N_{234}}{\bar{\sigma}_{235} N_{238}} \frac{N_{235}}{N_{238}} \quad (5.23)$$

Les données d'étalonnages utilisées regroupent celles acquises sur le réacteur BR1 et celles acquises sur le réacteur MINERVE. Cela donne un total de seize combinaisons qui produisent donc seize mesures. Les résultats sont disponibles sur la figure 5.15 et le tableau 5.24.

Figure 5.15 - Tracé des résultats de mesures d'indice de spectre dépouillées avec les données de calibration en masse effective obtenues sur MINERVE et BR1. La droite rouge représente le calcul.

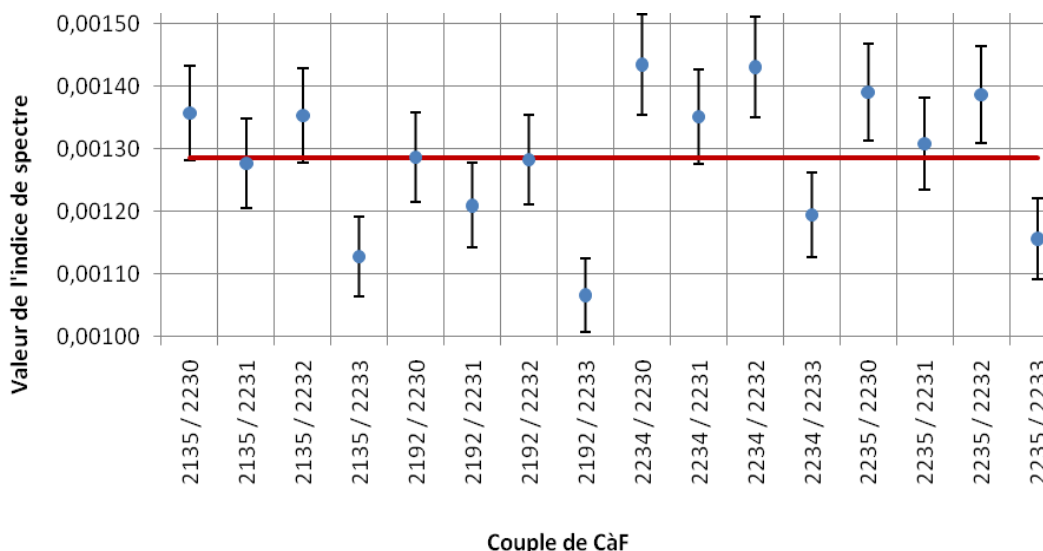


Tableau 5.24 – Tableau de valeur des mesures d'indice de spectre dépouillées avec les données de calibration en masse effective obtenues sur MINERVE et BR1

Couple de CàF	2135 / 2230	2192 / 2230	2234 / 2230	2235 / 2230
Mesure	0.001357	0.001277	0.001353	0.001127
Ecart avec le calcul (%)	5.55	0.02	11.57	8.12
Couple de CàF	2135 / 2231	2192 / 2231	2234 / 2231	2235 / 2231
Mesure	0.001286	0.001209	0.001282	0.001066
Ecart avec le calcul (%)	-0.69	-5.97	5.04	1.75
Couple de CàF	2135 / 2232	2192 / 2232	2234 / 2232	2235 / 2232
Mesure	0.001435	0.001351	0.001430	0.001194
Ecart avec le calcul (%)	5.24	-0.28	11.24	7.80
Couple de CàF	2135 / 2233	2192 / 2233	2234 / 2233	2235 / 2233
Mesure	0.001390	0.001308	0.001386	0.001156
Ecart avec le calcul (%)	-12.32	-17.11	-7.11	-10.10

L'incertitude de mesure est estimée à 5.6% à 1σ . A titre de comparaison, l'incertitude estimée lors de mesures équivalentes en 2004 était de 15.7% à 1σ . Cette amélioration provient notamment d'une connaissance plus précise de la composition isotopique du dépôt de la chambre ^{238}U . L'écart moyen avec la valeur calculée est de 0.17%, la valeur moyenne étant connue avec une incertitude de 1.4% à 1σ , on constate que les valeurs sont cohérentes avec le calcul.

5. RETOUR SUR LA CAMPAGNE DE MESURES D'INDICE DE SPECTRE DE 2004.

L'utilisation de chambres à fission de composition isotopique maîtrisée et de données d'étalonnage récentes a permis d'effectuer des mesures de l'indice de spectre $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ de bonne qualité. Néanmoins les écarts présents sur les mesures de 2004 concernent également les indices $^{240}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$ et $^{242}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$. En outre, les résultats obtenus en 2009 et 2010 ne permettent pas d'expliquer les incohérences existant sur les mesures suivant l'origine des données d'étalonnage utilisées. A titre de rappel, ces incohérences se manifestaient par des écarts atteignant parfois plus de 50% pour des résultats censés être égaux et donnés avec des incertitudes estimées à environ 10% à 1σ (pour plus de détail, se référer au chapitre 2, §5.2.). L'objectif de cette partie est, à la lumière des résultats de calibration de 2010, de fournir une explication à ces écarts.

5.1. CAMPAGNE DE CALIBRATION DE MOL EN 2010 – COMPARAISON AUX RESULTATS DE LA CAMPAGNE DE CALIBRATION DE MOL EN 2001.

5.1.1. COMPARAISON ENTRE LES RESULTATS DE LA CAMPAGNE DE CALIBRATION DE MOL 2001 ET MOL 2010.

Pour diverses raisons liées en grande partie aux modifications des règles de gestion des sources radioactives au cours des dix dernières années, seule une chambre à fission déjà

étalonnée à BR1 en 2001 a pu de nouveau l'être lors de la campagne d'étalonnage de 2010. Il s'agit de la chambre à fission n°2123, chargée avec du ^{232}Th . Les résultats obtenus lors des deux campagnes sont indiqués dans le tableau 5.25. Dans les deux cas, les incertitudes sur les masses effectives sont de 2.7%

Tableau 5.25 - Comparaison des masses effectives de la chambre à fission 2123 acquises en 2001 et 2010 pour les seuils de discrimination standards.

Seuil	Masse effective mesurée en 2010 (µg)	Masse effective mesurée en 2001 (µg)	Ecart entre les deux mesures (%)
0.3R	1905.31	2015.12	-5.45
0.35R	1817.97	1911.34	-4.88
0.4R	1722.55	1805.46	-4.59
0.45R	1623.52	1692.46	-4.07
0.5R	1519.67	1572.11	-3.34
0.55R	1408.64	1446.96	-2.65
0.6R	1298.91	1319.87	-1.59

Pour comprendre les raisons des écarts observés entre les résultats des deux campagnes de calibration, on rappelle tout d'abord la formule donnant l'expression de la masse effective dans le cas d'une calibration sur le réacteur BR1 :

$$M_{eff} = \frac{C}{\frac{N_A}{A_p} \cdot \bar{\sigma}_{eq} \cdot K \cdot C_{moniteur}} \quad (5.24)$$

Les deux seuls paramètres pouvant être à l'origine de ces différences sont : le taux de comptage du détecteur et le taux de comptage du moniteur. En effet :

- la composition isotopique du dépôt de ^{232}Th et les sections efficaces moyennes de fission utilisées ont été les mêmes lors des deux campagnes, la section équivalente est elle aussi inchangée,
- la constante K a bien été modifiée par le SCK pour prendre en compte leurs derniers résultats expérimentaux. Elle a été diminuée de 1.29% mais cette modification n'explique pas à elle seule une telle différence entre les masses effectives.

On présente dans le tableau 5.26 le taux de comptage mesuré en sortie de la chambre à fission n°2123 en 2001 et en 2010.

Tableau 5.26 – Comparaison des taux de comptage émis par la chambre à fission 2123 en 2001 et 2010 pour les seuils de discrimination standards.

Seuil	Taux de comptage mesuré en 2010 (coups/s)	Taux de comptage mesuré en 2001 (coups/s)	Ecart entre les deux mesures (%)
0.3R	101.00	100.17	0.83
0.35R	96.37	95.02	1.42
0.4R	91.31	89.75	1.74
0.45R	86.06	84.13	2.29
0.5R	80.56	78.15	3.08
0.55R	74.67	71.93	3.81
0.6R	68.85	65.61	4.94

Les différences sur les taux de comptage peuvent notamment provenir des différences de réglage de l'électronique ou d'une évolution de la pression de remplissage du détecteur. Cependant, la sensibilité de la masse effective au taux de comptage détecteur C est un paramètre positif. De fait, une augmentation du taux de comptage devrait avoir pour conséquence une augmentation de la masse effective ; ce qui n'est pas le cas. Les écarts sur la masse effective ne peuvent donc découler que d'un écart sur le taux de comptage du moniteur. On constate en effet qu'en 2001, à même puissance, le taux de comptage du moniteur utilisé pour remonter à la valeur absolue du flux au centre du dispositif Mark III était inférieur d'environ 8% de celui mesuré en 2010 (cf. tableau 5.27). Cette différence suffit, avec la variation de la constante K , pour expliquer l'écart observé sur les masses effectives.

Tableau 5.27 – Comparaison entre les taux de comptage corrigés du temps mort de 2001 et 2010

Taux de comptage corrigé du temps mort		
Valeur de 2001 (coups/s)	Valeur de 2010 (coups/s)	Ecart (%)
15245 c/s	16477 c/s	+8.08%

Ces taux de comptage sont les taux de comptage corrigés du temps mort. En 2001, la correction s'effectuait en utilisant le modèle paralysable (cf. chapitre 2, §3.5.2.). La méthodologie de correction s'apparentait alors à celle employée sur le réacteur MINERVE, (cf. chapitre 2, §3.5.2.). De nos jours, la correction s'effectue en utilisant le modèle non paralysable, via une méthodologie s'approchant de celle employée sur le réacteur MASURCA (cf. chapitre 2, §3.5.2.). Cette différence de modèle et de méthodologie ne suffit cependant pas à expliquer ces différences. En effet, la constante de temps mort utilisée lors des deux campagnes de calibration est identique, à savoir 1.99 μ s. Compte tenu de l'ordre de grandeur des taux de comptage à corriger, les deux modèles sont quasi-équivalents (cf. chapitre 2, figure 2.42).

On peut constater que l'écart observé de 8% se retrouve également dans les taux de comptage non corrigés, comme en atteste le tableau 5.28. Les seuils de discrimination utilisés pour mesurer ce taux de comptage sont identiques en 2001 et en 2010 ; la chambre à fission NBS servant d'étalon également. En définitive, la seule explication permettant d'expliquer cette différence est que les valeurs de temps mort caractérisant les chaînes de monitoring de 2001 et 2010 sont différentes. Or, un changement d'électronique a eu lieu sur le réacteur BR1 lors de la campagne de calibration de 2001. Ce changement s'est logiquement accompagné d'une modification de la valeur du temps mort caractérisant la chaîne de mesure. Cette valeur est devenue égale à 6.8 μ s. Pour des raisons qui sont aujourd'hui difficiles à clarifier, il s'avère en définitive que la constante utilisée en 2001 pour le dépouillement des mesures réalisées par le SPEx était donc erronée.

Tableau 5.28 - Comparaison entre les taux de comptage non corrigés du temps mort de 2001 et 2010

Taux de comptage non corrigé du temps mort		
Valeur de 2001 (coups/s)	Valeur de 2010 (coups/s)	Ecart (%)
14775 c/s	15945 c/s	+7.92%

5.1.2. IMPACT SUR LES DONNEES DE CALIBRATION EN MASSE EFFECTIVE.

Compte tenu de la conclusion apportée dans le paragraphe précédent, les taux de comptage moniteur utilisés en 2001 pour calibrer les chambres à fission en masse effective ont donc été sous-estimés car sous-correctés du phénomène de temps mort. Lorsque la bonne correction est appliquée, c'est-à-dire utilisant une constante de temps mort égale à 6.8 μ s, il est possible de corriger les valeurs de masse effectives évaluées en 2001. Les effets produits par cette correction sont indiqués dans le tableau 5.29. Les résultats fournis se limitent aux chambres à fission utilisées pour les mesures d'indice de spectre de 2004.

Tableau 5.29 - Données de calibration en masse effective de 2001 corrigées – comparaison avec les valeurs non corrigées

		MOL 2001 original	MOL 2001 corrigé	
CàF 954 (²³⁵ U)	Seuil	Masse Effective (μ g)	Masse Effective (μ g)	Ecart (%)
	0.3R	233.7	215.4	8.5
	0.35R	230.2	212.1	8.5
	0.4R	226.2	208.4	8.5
	0.45R	221.7	204.3	8.5
	0.5R	216.6	199.5	8.5
	0.55R	210.3	193.8	8.5
	0.6R	202.4	186.5	8.5
CàF 888 (²³⁵ U)	Seuil	Masse Effective (μ g)	Masse Effective (μ g)	Ecart (%)
	0.3R	non calculée	132.5	NA
	0.35R	non calculée	131.2	NA
	0.4R	141.0	129.8	8.6
	0.45R	non calculée	128.4	NA
	0.5R	non calculée	126.4	NA
	0.55R	non calculée	124.0	NA
	0.6R	non calculée	120.5	NA
CàF 802 (²³⁸ U)	Seuil	Masse Effective (μ g)	Masse Effective (μ g)	Ecart (%)
	0.3R	592.7	546.4	8.5
	0.35R	570.2	525.7	8.5
	0.4R	545.1	502.5	8.5
	0.45R	517.6	477.2	8.5
	0.5R	487.1	449.1	8.5
	0.55R	455.0	419.5	8.5
	0.6R	422.6	389.6	8.5
CàF 2038 (²³⁸ U)	Seuil	Masse Effective (μ g)	Masse Effective (μ g)	Ecart (%)
	0.3R	430.2	396.2	8.6
	0.35R	416.5	383.6	8.6
	0.4R	401.8	370.0	8.6
	0.45R	385.2	354.7	8.6
	0.5R	366.5	337.5	8.6
	0.55R	347.2	319.8	8.6
	0.6R	325.9	300.2	8.6

		MOL 2001 original	MOL 2001 corrigé	
CàF 809 (²³⁹ Pu)	Seuil	Masse Effective (µg)	Masse Effective (µg)	Ecart (%)
	0.3R	166.1	153.1	8.5
	0.35R	163.9	151.0	8.5
	0.4R	161.7	149.0	8.5
	0.45R	159.2	146.7	8.5
	0.5R	156.4	144.1	8.5
	0.55R	152.7	140.7	8.5
	0.6R	147.8	136.2	8.5
CàF 1054 (²³⁹ Pu)	Seuil	Masse Effective (µg)	Masse Effective (µg)	Ecart (%)
	0.3R	33.6	30.9	8.4
	0.35R	33.3	30.7	8.4
	0.4R	33.0	30.4	8.4
	0.45R	32.6	30.1	8.4
	0.5R	32.1	29.6	8.4
	0.55R	31.5	29.1	8.4
	0.6R	30.5	28.1	8.4
CàF 1035 (²⁴⁰ Pu)	Seuil	Masse Effective (µg)	Masse Effective (µg)	Ecart (%)
	0.3R	non calculée	non calculée	NA
	0.35R	non calculée	non calculée	NA
	0.4R	non calculée	non calculée	NA
	0.45R	non calculée	non calculée	NA
	0.5R	138.7	127.8	8.5
	0.55R	non calculée	non calculée	NA
	0.6R	non calculée	non calculée	NA
CàF 1107 (²⁴⁰ Pu)	Seuil	Masse Effective (µg)	Masse Effective (µg)	Ecart (%)
	0.3R	329.5	303.6	8.5
	0.35R	329.5	303.6	8.5
	0.4R	329.5	303.6	8.5
	0.45R	329.5	303.6	8.5
	0.5R	328.3	302.5	8.5
	0.55R	311.4	286.9	8.5
	0.6R	291.5	268.6	8.5
CàF 2044 (²⁴¹ Pu)	Seuil	Masse Effective (µg)	Masse Effective (µg)	Ecart (%)
	0.3R	non calculée	non calculée	NA
	0.35R	non calculée	non calculée	NA
	0.4R	non calculée	non calculée	NA
	0.45R	non calculée	non calculée	NA
	0.5R	21.6	19.9	8.3
	0.55R	non calculée	non calculée	NA
	0.6R	non calculée	non calculée	NA
CàF 1051 (²⁴² Pu)	Seuil	Masse Effective (µg)	Masse Effective (µg)	Ecart (%)
	0.3R	91.1	84.0	8.4
	0.35R	88.1	81.3	8.4
	0.4R	84.8	78.2	8.4
	0.45R	80.9	74.6	8.4
	0.5R	76.6	70.7	8.4
	0.55R	72.1	66.5	8.4
	0.6R	67.2	62.0	8.4

		MOL 2001 original	MOL 2001 corrigé	
CàF 2046 (²⁴² Pu)	Seuil	Masse Effective (µg)	Masse Effective (µg)	Ecart (%)
	0.3R	88.1	81.3	8.3
	0.35R	87.7	81.0	8.3
	0.4R	86.5	79.9	8.3
	0.45R	85.2	78.6	8.3
	0.5R	83.7	77.3	8.3
	0.55R	81.9	75.6	8.3
	0.6R	79.5	73.4	8.3

Toutes les calibrations en masse effective ayant été réalisées à une puissance réacteur de 700 kW, les masses effectives se retrouvent donc toutes augmentées d'environ 8.5% de leur valeur.

5.1.3. IMPACT SUR LES DONNEES DE CALIBRATION EN TAUX DE COMPTAGE.

Contrairement aux mesures réalisées avec le dispositif Mark III, toutes les données de calibration en taux de comptage n'ont pas été acquises à 700 kW. En effet, afin de minimiser le phénomène de temps mort sur la chaîne de mesure à calibrer, certaines données de calibration ont été acquises à une puissance réacteur de 20 kW. Ces données de calibration utilisent des taux de comptage moniteur bien plus faibles qu'à 700 kW (environ 450 coups/s) peu affectés par le phénomène de temps mort de la chaîne de mesure. Donc, alors que les données de calibration acquises à 700 kW présentent un biais de 8.5% environ, l'ordre de grandeur de l'erreur commise sur les données acquises à 20 est bien plus faible (0.25% environ). Les données de calibration corrigées sont disponibles dans le tableau 5.30.

Tableau 5.30 - Données de calibration en taux de comptage de 2001 corrigées

Chambre à fission	Ratio comptage chambre / comptage moniteur		Ecart (%)	Puissance de BR1 à la calibration
	Mol 2001	Mol 2001 corrigé		
CàF 954 (²³⁵ U)	1.27E+01	1.27E+01	0.18	20 kW
CàF 888 (²³⁵ U)	7.92E+00	7.90E+00	0.26	20 kW
CàF 802 (²³⁸ U)	2.41E-01	2.22E-01	8.58	700 kW
CàF 2038 (²³⁸ U)	1.84E-01	1.70E-01	8.58	700 kW
CàF 809 (²³⁹ Pu)	1.26E+01	1.25E+01	0.28	20 kW
CàF 1054 (²³⁹ Pu)	2.60E+00	2.60E+00	0.29	20 kW
CàF 1035 (²⁴⁰ Pu)	1.18E-01	1.09E-01	8.51	700 kW
CàF 1107 (²⁴⁰ Pu)	2.71E-01	2.50E-01	8.51	700 kW
CàF 2044 (²⁴¹ Pu)	2.52E+00	2.51E+00	0.30	20 kW
CàF 1051 (²⁴² Pu)	7.70E-02	7.10E-02	8.62	700 kW
CàF 2046 (²⁴² Pu)	1.18E-01	1.09E-01	8.55	700 kW

5.2. REPRISE DES RESULTATS DE 2004.

5.2.1. INDICES DE SPECTRE DEPOUILLES EN MASSE EFFECTIVE.

Comme on l'a expliqué précédemment, toutes les masses effectives mesurées en 2001 sont, après correction, augmentées d'environ le même facteur multiplicatif. Compte tenu de l'équation (5.23), les indices de spectres ne devraient pas être fortement affectés par ces variations. Le tableau 5.31 résume les résultats obtenus avec les données de calibration en masse effective corrigées. On constate en effet que l'impact de la modification des données de calibration sur les indices de spectre dépouillés en masse effective est minime. Néanmoins, une légère amélioration est constatée, les mesures corrigées étant en général plus proche du calcul.

Tableau 5.31 – Impact de la correction des données de calibration en masse effective sur les mesures d'indice de spectre de 2004.

Indice	Mesure 2004	Ecart avec le calcul MCNP + JEF2.2	Mesure 2004 corrigée	Ecart avec le calcul MCNP + JEF2.2	Incertitude de mesure	Ecart entre 2004 et 2004 corrigé
$^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$	2.130E-03	-35.70%	2.130E-03	-35,70%	15.70%	0.0%
$^{239}\text{Pu}/^{235}\text{U}$	1.943E+00	0.20%	1.960E+00	-0,70%	3.20%	-0.9%
$^{240}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$	4.970E-03	-9.50%	4.860E-03	-7,50%	12.80%	2.2%
$^{241}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$	1.152E+00	-1.20%	1.136E+00	0,20%	3.90%	1.4%
$^{242}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$	3.850E-03	-15.30%	3.740E-03	-12,90%	18.2%	2.8%

5.2.2. INDICES DE SPECTRE DEPOUILLES EN TAUX DE COMPTAGE.

Les données de calibration en taux de comptage subissent un biais variable qui dépend essentiellement de la puissance réacteur utilisée lors de la calibration. D'après le tableau 5.30, les chambres à fission contenant un dépôt fissile et celles contenant un dépôt fertile voient leur données de calibration subir des corrections différentes. Ainsi, les indices de spectres impliquant des isotopes uniquement fertiles ou uniquement fissiles sont théoriquement peu impactés. Au contraire, ceux impliquant à la fois un isotope fertile et fissile sont impactés fortement. Les valeurs corrigées des indices de spectres mesurés en 2004 et dépouillés en taux de comptage sont présentées dans le tableau 5.32.

Tableau 5.32 - Impact de la correction des données de calibration en taux de comptage sur les mesures d'indice de spectre de 2004.

Indice	Mesure 2004	Ecart avec le calcul MCNP + JEF2.2	Mesure 2004 corrigée	Ecart avec le calcul MCNP + JEF2.2	Incertitude de mesure	Ecart entre 2004 et 2004 corrigé
$^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$	1.120E-03	22.20%	1.820E-03	-24.80%	8.20%	-38.5%
$^{239}\text{Pu}/^{235}\text{U}$	1.913E+00	1.70%	1.920E+00	1.40%	1.20%	-0.3%
$^{240}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$	4.010E-03	12.20%	4.870E-03	-7.70%	4.10%	-17.7%
$^{241}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$	1.133E+00	0.50%	1.156E+00	-1.50%	1.30%	-2.0%
$^{242}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$	2.180E-03	49.60%	3.400E-03	-4.10%	7.60%	-35.9%

Comme il était attendu, la correction des données de calibration modifie peu les indices de spectre $^{239}\text{Pu}/^{235}\text{U}$ et $^{241}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$ alors qu'elle impacte les indices $^{240}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$ et $^{242}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$ de manière beaucoup plus importante. Les mesures sont maintenant cohérentes, pour tous les indices, avec celles dépouillées en masse effective. Elles sont aussi dans les incertitudes expérimentales à l'exception de l'indice de spectre $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$. On présente dans le tableau 5.33 le détail des mesures d'indice de spectre $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ réalisées avec les quatre couples de chambres à fission possibles.

Tableau 5.33 – Résultat des mesures de l'indice de spectre $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ pour les 8 couples de chambre à fission possibles.

Couple CaF ($^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$)	Mesure	Ecart avec le calcul MCNP + JEF2.2
Dépouillement en taux de comptage		
888/802	1.770E-03	-22.48%
888/2038	1.850E-03	-26.13%
954/802	1.670E-03	-17.80%
954/2038	1.750E-03	-21.86%
Dépouillement en masse effective		
888/802	1.970E-03	-30.41%
888/2038	2.400E-03	-42.96%
954/802	1.860E-03	-26.39%
954/2038	2.290E-03	-40.16%

On constate une forte dépendance du résultat au choix de la chambre à fission ^{238}U utilisée pour la mesure. Ainsi, l'hypothèse faite en 2004, d'un manque de connaissance précise de la composition isotopique des chambres à fission à dépôt d' ^{238}U utilisée dans les mesures paraît valable et suffisante pour expliquer les écarts résiduels. Cette hypothèse est confirmée par les résultats obtenus en 2009 avec des chambres à fission de composition isotopique maîtrisée, sur le même cœur, avec la même électronique et dans les mêmes conditions expérimentales.

6. CONCLUSION.

Les mesures présentées au cours de ce chapitre ont permis :

- de faire le point sur les procédés employés au CEA pour la mesure d'un indice de spectre et sur les incertitudes qui leur sont associées. Les paramètres les plus influents ont été identifiés. L'optimisation de leur mesure a permis une diminution significative des incertitudes de mesure de l'indice de spectre $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ en particulier d'un facteur 2 à 3.
- d'expliquer tous les écarts constatés sur les mesures d'indices de spectre réalisées sur le réacteur MINERVE en 2004. Ces écarts ont été tous corrigés, sauf pour l'indice $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ pour lequel on a validé l'hypothèse d'un manque de maîtrise de la composition isotopique des chambres à fission chargées avec de l' ^{238}U utilisées à l'époque.

Toutefois, des améliorations restent encore possibles. En effet :

- On constate une forte corrélation entre les résultats dépouillés en masse effective et le choix du couple de chambre.

- Certains écarts restent supérieurs aux incertitudes de mesures annoncées à 1σ dans le cas des mesures d'indices de spectres dépouillées en taux de comptage.
- Enfin, les données de calibration acquises en 2010 dépendent de la bibliothèque de données nucléaire JEF 2.2, bibliothèque aujourd'hui remplacée par la bibliothèque JEFF3.1.

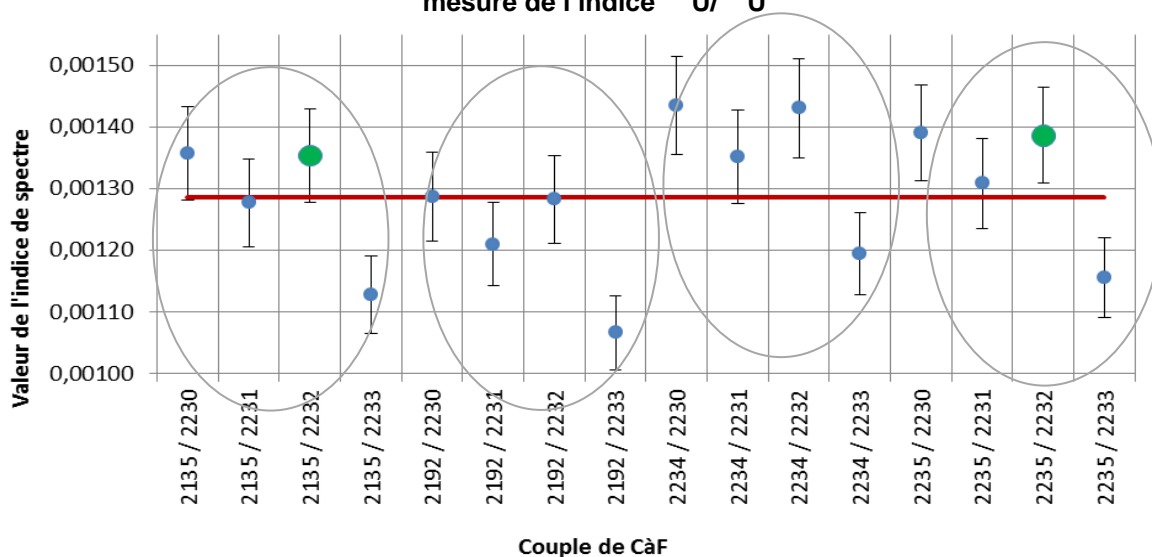
Ce dernier point devrait être réglé prochainement, le SCK•CEN étant actuellement engagé dans une remise à jour des caractéristiques du champ neutronique dans le dispositif Mark III incluant la prise en compte des données nucléaires de la bibliothèque JEFF3.1 [72].

Le deuxième point invite à une calibration d'un plus grand nombre de détecteur sur le réacteur BR1. Globalement, ces constats motivent la tenue d'une nouvelle campagne de calibration à tenir sur le réacteur BR1 le plus rapidement possible.

Enfin, le premier point provient du fait que seules trois chambres à fission ont été calibrées sur le réacteur BR1 et peuvent voir leurs données de calibration considérées comme indépendantes. En effet, les autres détecteurs mis en œuvres utilisent des données de calibration dérivant de celles obtenus à BR1 par l'application d'une simple « règle de trois ». Ainsi, ils sont fortement corrélés les uns aux autres. La figure 5.16 illustre ce problème de corrélation.

De fait, si seuls les résultats indépendants sont considérés, seuls deux couples de chambres restent (en vert sur la figure 5.16).

Figure 5.16 – Illustration de la corrélation existant entre le choix des chambres utilisées pour la mesure de l'indice $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$



Si on ne considère que ces couples, l'écart entre le calcul et ces deux mesures augmente significativement (il passe de 0.17% à 6%, pour une incertitude sur la valeur moyenne de 4% à 1σ).

Afin de compléter ces mesures, il s'agira de calibrer un plus grand nombre de chambre à fission chargée en ^{238}U et ^{235}U sur le réacteur BR1, de façon à disposer d'un plus grand nombre de mesures indépendantes.

CONCLUSION GENERALE.

Ces travaux de thèses s'inscrivent dans la démarche de réduction d'incertitude actuellement mise en œuvre par le SPEX en particulier. Ils auront permis de faire un état de l'art des mesures par chambre à fission, du fonctionnement du détecteur jusqu'au traitement et post-traitement du signal. Ces études ont débuté par une revue des incertitudes affectant chaque mesure habituellement effectuée avec ce type de détecteur, notamment les mesures de taux de comptage

Cette analyse préliminaire, ainsi que la compilation du retour sur expérience accumulé par le SPEX au cours des dix dernières années, ont alors permis de dégager trois axes de travail majeurs couvrant l'intégralité du processus de mesure d'une chambre à fission, du détecteur jusqu'à l'analyse du résultat, et portant sur :

- l'étude approfondie de deux paramètres intrinsèques du détecteur dont la maîtrise reste perfectible : l'épaisseur du dépôt fissile et le gaz de remplissage,
- la mise à niveau de l'électronique de mesure (ancienne et peu performante bien que robuste) et de la méthodologie de traitement du phénomène de temps mort associé aux chaînes de mesure,
- l'optimisation des mesures d'indice de spectre ainsi que la reprise de mesures réalisées sur le réacteur MINERVE.

Le premier point a fait l'objet de deux études distinctes :

- **l'étude de l'impact de l'épaisseur du dépôt sur les mesures par chambre à fission miniature de 4 mm de diamètre.**

Elle s'appuie sur une modélisation analytique complétée par des calculs réalisés grâce au logiciel SRIM. Ce modèle reproduit les comportements observés expérimentalement, notamment dans le domaine des basses énergies des produits de fission. Des axes d'améliorations ont été identifiés pour rendre les simulations plus performantes dans le domaine des hautes énergies.

- **L'étude de l'influence du gaz de remplissage.**

Ces mesures auront notamment permis de définir des remplissages optimaux pour les chambres à fission de 8 mm de diamètre. L'utilisation de ces nouvelles pressions ainsi que de nouveaux gaz améliore très nettement le rapport signal à bruit des chaînes de mesures et rendent la discrimination plus aisée tout en éliminant le parasitage dû au rayonnement alpha du dépôt fissile. On a pu également quantifier l'impact d'une variation de la pression sur le taux de comptage, ce qui permet d'en déduire une incertitude propagée sur cette grandeur. On l'estime, pour le remplissage optimal de 3 bar en argon pur pour les mesures en mode PHA et pour une incertitude absolue sur la pression de 0.1 bar, à 0.25% à 1σ . A titre de comparaison, en utilisant le remplissage actuel, cette incertitude est de l'ordre de 0.5% à 1σ . Néanmoins, ces mesures doivent être complétées par des études similaires à réaliser sur les chambres à fission de 4 mm de diamètre, détecteurs très largement utilisés sur les installations du SPEX.

Enfin, ces premiers travaux ont aussi abouti à la conclusion qu'il était nécessaire :

- de développer une base de données des caractéristiques de toutes les chambres à fission fabriquées et utilisées dans les réacteurs du SPEX. Cet outil, dont le développement a commencé début 2011, est en cours de validation. Au vu de l'intérêt suscité par cet outil, ses fonctionnalités ont été étendues à l'analyse des mesures de calibration,
- de compléter le processus conduisant à la mise en service des chambres à fission (ajout de tests de bon fonctionnement en particulier) et d'améliorer les

- dossiers de fabrication (notamment en donnant plus de détail sur la localisation du dépôt fissile),
- d'optimiser le design de la chambre à fission de 8 mm de diamètre en diminuant notamment l'espace inter-électrodes.

Le deuxième axe d'étude a fait l'objet de deux actions distinctes :

- **La mise à niveau de l'électronique de mesure mise en œuvre sur les réacteurs EOLE et MINERVE.**

En effet, tant du point de vue ergonomique qu'au niveau des performances qualitatives et quantitatives, les chaînes de mesures en place reposent sur des électroniques analogiques aujourd'hui dépassées. En vue de leur remplacement progressif, trois solutions de remplacement ont été étudiées.

- La première solution est une solution analogique « classique » remplaçant poste à poste les modules en place par des modèles plus récents, plus rapides et plus souples d'utilisation : le préamplificateur 2006, l'amplificateur 2024 et l'analyseur de signal MP2 fabriqués par CANBERRA. Cette solution apporte des résultats très satisfaisants (diminution de la proportion de temps mort d'un facteur cinq à vingt, diminution de l'incertitude apportée par la correction de temps mort en mode MCS de 1% à 0.3%, bonne linéarité en mode PHA) et se présente comme une candidate plus que crédible au remplacement des chaînes de mesure à court terme. Le processus est d'ailleurs en cours sur le réacteur EOLE.
- La deuxième solution, le système intégré numérique LYNX, dernier né de CANBERRA, n'a pas réellement répondu aux besoins, ce système étant à la base prévu pour la spectrométrie gamma. Malgré la « jeunesse » de son interface de réglage, l'étude menée a permis non seulement d'étudier l'impact des différents réglages sur les mesures mais aussi d'appréhender le fonctionnement de ce type de système à mise en forme trapézoïdale (qui permet un réglage optimisé de la mise en forme temporelle du signal) et à réjection d'empilement intégrée (indispensable lorsque le dépôt actif d'une chambre à fission contient une quantité notable d'isotopes fortement émetteurs alpha). Malgré des premières conclusions mitigées, il paraît nécessaire de poursuivre les tests de cet équipement, les contraintes de planning associées au prêt de l'appareil n'ayant pas permis de pousser les essais autant que l'on aurait souhaité.
- Enfin la dernière solution de remplacement étudiée, le système intégré PING Neutron développé par le Laboratoire des Capteurs et des Architectures Electroniques du CEA s'est révélée performante et parfaitement fonctionnelle dans le cadre de mesures par chambres à fission miniatures. Les travaux de thèse ont notamment permis :
 - de développer et qualifier un algorithme de post-traitement des données de sortie de PING adapté aux mesures par chambre à fission,
 - de réaliser les premières mesures statiques par chambres à fission miniatures en réacteur expérimental qui ont permis de quantifier les performances de PING face au phénomène de temps mort. Bien que perfectibles, elles s'avèrent nettement meilleures que celles de l'électronique de mesure actuellement en place sur les réacteurs EOLE et MINERVE,
 - de réaliser les premières acquisitions de mesures dynamiques. Ces mesures ont consistés en des transitoires de puissance (divergences et chutes de barre). Les résultats obtenus grâce au système PING sont très satisfaisants et cohérents avec ceux obtenus à l'aide des chaînes actuelles.

Au final, il en ressort que si certaines solutions apportent satisfaction, il existe un manque réel d'une électronique dédiée, les solutions utilisées à l'heure actuelle pour les mesures par chambres à fission miniatures étant en général conçue pour la spectrométrie gamma. De par sa flexibilité et sa modernité, le PING apparaît donc comme une plate-forme de développement idéale à une telle chaîne de mesure.

- **La mise au point d'une nouvelle méthodologie de correction de temps mort.**

La seconde action entreprise, relative au traitement du signal effectué par l'électronique de mesure, concerne l'intégration d'une nouvelle méthodologie de correction de temps mort se basant sur le modèle du temps mort unifié. L'application de cette méthodologie à des mesures de chutes de barre réalisées sur le réacteur MASURCA a apporté des résultats satisfaisants. En effet, l'utilisation de cette méthodologie a rendu possible l'exploitation de résultats fournis par des détecteurs émettant un taux de comptage trop élevé pour l'ancienne correction (écarts avec la valeur moyenne réduits de 4.3% à 0.2% dans le meilleur des cas). Les améliorations apportées par cette méthodologie sont prometteuses et cette dernière devra être testée pour d'autres types de mesures à l'avenir.

Le dernier axe de travail de la thèse concerne la reprise de l'analyse des mesures d'indice de spectre sur le réacteur MINERVE et leur optimisation. La démarche se base sur de nouvelles mesures de l'indice de spectre $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ réalisées en 2009 et 2010 à l'aide de chambres à fission dont la composition isotopique du dépôt fissile est connue avec précision. Les résultats obtenus présentent une bonne cohérence avec le calcul, l'écart calcul expérience étant de 0.17% en utilisant les résultats d'étalonnage en masse effective obtenus sur le réacteur BR1 en 2010, -1.96% en utilisant les résultats d'étalonnage en taux de comptage obtenus sur MINERVE en 2009 et 3.2% en utilisant les résultats d'étalonnage en taux de comptage obtenus sur le réacteur BR1 en 2010. Ces nouveaux écarts calcul/expérience, de l'ordre des incertitudes de mesure annoncées à 1σ , constituent une avancée majeure, les écarts constatés lors des précédentes mesures étant de -22.2% et 35.7% suivant l'origine des données de calibration. En outre, ces résultats sont donnés avec des incertitudes réduites par rapport aux mesures précédentes (diminution de 15.7% à 5.6% pour les mesures dépouillées en masse effective et de 8.2% à 3.5% pour les mesures dépouillées en taux de comptage). L'analyse de ces résultats a également permis d'expliquer et de réduire les écarts constatés lors d'une série de mesures analogue réalisée en 2004 par un retour sur les données de calibration utilisée à l'époque : les biais constatés se trouvant considérablement réduits. A titre d'illustration, l'écart concernant l'indice de spectre $^{242}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$, de 49.6% en 2004, a été réduit à 4.1% grâce à ces travaux.

Ces mesures auront également permis de :

- démontrer l'importance d'une connaissance précise de la composition isotopique des dépôts fissiles des chambres à fission,
- confirmer le besoin de disposer d'un stock de chambres à fission plus conséquent,
- mettre en valeur l'intérêt de mener des campagnes de calibration primaire plus régulièrement.

Ainsi la tenue d'une nouvelle campagne de calibration en 2012 est en cours de discussion. Elle aura notamment pour objectif l'étalonnage de nouveaux détecteurs dont la fabrication est également discutée. Ces deux actions devraient permettre l'acquisition d'un plus grand nombre de mesures d'indice de spectre indépendantes. En outre, d'autres améliorations sont également en projet : la mise à jour des données de calibrations obtenues à BR1 à la bibliothèque de données nucléaires JEFF 3.1, la mise au point de nouvelles cannes de mesure plus résistantes au bruit ambiant, le perfectionnement du monitoring des acquisitions lors des calibrations et enfin la mise en place d'une nouvelle base de données expérimentales au sein du SPEX. Ces avancées devraient permettre une maîtrise accrue de toutes les mesures réalisées à l'aide de chambre à fission et confirmer les conclusions faites dans le cadre de ces travaux de thèse.

En somme, les résultats obtenus au cours de cette thèse auront permis de mieux appréhender le fonctionnement des chaînes d'acquisitions utilisant des détecteurs de type « chambre à fission » miniature, d'en optimiser la conception et enfin de maîtriser et réduire les incertitudes et écarts « calcul / expérience » associés aux mesures faites avec ce type de capteur.

En définitive ces travaux s'inscrivent dans une démarche globale d'amélioration portée par la nécessité de réduire les biais et les incertitudes expérimentales sur les paramètres mesurés dans les maquettes critiques. Par ailleurs, dans la perspective de l'exploitation future du réacteur RJH, du développement des réacteurs GEN IV et de la construction du prototype ASTRID à moyen terme ; les chambres d'ionisations, pourtant utilisées pour la détection neutronique en réacteur depuis plus d'un demi-siècle, restent des détecteurs incontournables dont les perspectives d'amélioration, tant du point de vue de la compréhension de leur fonctionnement que de leur mise en œuvre, restent réelles.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] BIGNAN G., LEMOINE P.M., BRAVO X., *The Jules HOROWITZ reactor: a new european MTR (Material Testing Reactor) open to international collaboration - Description and Status*, RRFM 2011, Rome Italy, 20-24 March 2011
- [2] LE COZ Pierre (CEA), SAUVAGE Jean-François (EDF), SERPANTIE Jean-Pol (AREVA), *Sodium-cooled fast reactors: The Astrid plant project*, ICCAPP 2011, Nice, France, 2-6 May, 2011
- [3] BLAISE Patrick, SANTAMARINA Alain, BERNARD David et al., *The VVQ&UQ process for neutronics code package: issues on nuclear data assimilation and transposition for the current and future nuclear systems*, Second Workshop on Verification and Validation for nuclear systems analysis, Beach Cove Resort, North Myrtle Beach, SC, USA, 24-28 May, 2010
- [4] BOSQ Jean Christophe, ANTONY Muriel, DI-SALVO Jacques et al. *The use of EOLE and MINERVE critical facilities for the Generation 3 Light Water Reactors Studies*, International Congress on Advances in Nuclear Power Plants, ICAPP 2011, Nice, France, May 2-5, 2011.
- [5] *MASURCA : Maquette critique à neutrons rapides – Description fonctionnelle et objectifs*. Proceedings of the symposium on “Exponential and Critical Experiments” held by the IAEA in Amsterdam, Netherlands, 2-6 september 1963, Vol. I, 135-155.
- [6] Communication personnelle : LYOUSSI Abdallah. Note interne CEA : *Synthèse et perspectives du plan d'action pour la maîtrise et la réduction des incertitudes expérimentales*. NT SPEX/LPE/08-065.
- [7] Communication personnelle : HUDELOT Jean-Pascal. Note interne CEA : *Etat de l'art sur les mesures d'indices de spectre au SPEX/LPE*. NT SPEX/LPE/06-075.
- [8] Communication personnelle : GESLOT Benoit. Note interne CEA : *Etat de l'art des méthodes d'analyse des transitoires de puissance*. NT/SPEX/LPE/05-047.
- [9] Communication personnelle : BLAISE Patrick, MELLIER Frédéric. Note interne CEA : *Etat de l'art des méthodes de multiplication de sources amplifiées et modifiées (MSA et MSM) pour les mesures en sous-critique dans les installations du SPEX*. NT SPEX/LPE/05-109
- [10] PERRET Gregory. *Amélioration et développement des méthodes de détermination de la réactivité – maîtrise des incertitudes associées*. Thèse, Université Joseph Fourier Grenoble 1, 2003.
- [11] LECONTE Pierre. *Développement et optimisation de techniques de mesure par spectrométrie gamma ; maîtrise et réduction des incertitudes associées*. Thèse, Université Blaise Pascal Clermont-Ferrand 1, 2006
- [12] AMHARRAK Hicham. *Développement et optimisation de méthodes de mesure d'échauffements et de flux gamma dans des réacteurs expérimentaux : identification, maîtrise, traitement et réduction des incertitudes associées*. Thèse, Université de Provence, soutenance prévue en 2012.

- [13] KLEIN Jean Christophe, THIOLLAY Nicolas, DI-SALVO Jacques et al. *AMMON : an experimental program in the EOLE critical facility for the validation of the Jules Horowitz Reactor neutron and photon HORUS3D calculation scheme*. International Group on Research Reactors, IGORR 2009, Beijing, China, 28-30 Octobre, 2009.
- [14] CHAUDAT J.P. et al., "*The CARNAVAL 4 Adjusted Library*", Trans. Am. Nuclear Society 27, 877 (1977)
- [15] CATHALAU S., CHAUVIN J.P., FOUGERAS P. et al. *Calculation of 2D and 3D local Void Effects in MOX Reactor Analysis of the EPICURE Results*. International Conference on the Physics of Reactor, PHYSOR'96, Mito (Japan), September 16-20, 1996
- [16] SANTAMARINA A., ALBAREDE P., ANDRIEU P. et al. *Experimental validation of Burnup Credit calculations by reactivity worth measurements in the MINERVE reactor*. Proceedings of International Conference on Nuclear Criticality, ICNC'95, Albuquerque (USA), September 1995
- [17] JP. Hudelot, C. Chabert, JP. Chauvin, et al. *The OSMOSE Experimental Program in MINERVE for the Qualification of the Integral Cross Sections of Actinides*, Journal of Nuclear Science and Technology, Supplement 2, p. 1077-1080, August, 2002.
- [18] FLAKUS F.N. *La détection et la mesure des rayonnements ionisants – Bref historique*. AIEA Bulletin, Vol. 23, n°4
- [19] LYOUSSI Abdallah. *Détection de rayonnements et instrumentation nucléaire*. Les Ulis : EDP Sciences, 2010, Collection Génie Atomique, 251p.
- [20] ROSSI Bruno, STAUB Hans. *Ionization chambers and counters*. New York, Toronto, Londres : McGraw-Hill Book Company Inc, 1949, Vol. 2, 243 p.
- [21] BERLUTANI C.A. *Introduction to nuclear reactions*. Illustrated edition. Institute of Physics Publishing, 2004, 515p.
- [22] TSOULFANIDIS Nicholas. *Measurement and detection of radiation*. 2nd edition. Washington, DC : Taylor & Francis, 1995, 614p.
- [23] BAIL Adeline. *Mesures de rendements isobariques et isotopiques des produits de fission lourds sur le spectromètre de masse Lohengrin*. Thèse. Université de Bordeaux 1, 2009.
- [24] *Handbook of Nuclear Engineering*, Springer; 1^{ère} Ed. Dan Gabriel Cacucci. September 14, 2010
- [25] Communication personnelle : MELLIER Frédéric (CEA/DEN/CAD/DER/SPEX/LPE).
- [26] BETHE H. A., Ann. Phys. (Leipz.) 3 (1930) 325
- [27] Lindhard J., Scharff M., Schiøtt E., Dan K. . Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd. 33 (1963) 14
- [28] BOURGEOIS Christian. *Interaction particule matière – Théorie*. Techniques de l'ingénieur, Juillet 1998.
- [29] FORTE M., BERTIN A., BRUNO M. et al. *Experimental study on the energy loss in argon of ²⁵²Cf fission fragments*. Physical Review B, Volume 14, Number 3, 1 August 1976, p956-968.

- [30] ZIEGLER James F., J P BIRSACK J.P., ZIEGLER Matthias D.. *SRIM, the stopping and range of ions in matter*. Chester, Maryland : SRIM Co., 2008, 398p. Logiciel SRIM disponible sur www.srim.org.
- [31] Communication personnelle : FILLIATRE Philippe, JAMMES Christian. Note interne CEA : *Le logiciel SRIM appliqué aux produits de fission : comparaisons avec des modèles et des données expérimentales*. NT SPEX/LDCI/08-012
- [32] FILLIATRE P., JAMMES C., GESLOT B. *Stopping power of fission fragments of ^{252}Cf in argon: A comparison between experiments and simulation with the SRIM code*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 618 (2010) 294–297.
- [33] International commission on radiation units and measurements, *Average energy required to produce an ion pair*, rapport ICRU n°31, 1979
- [34] OUSI-BENOMAR K. *Modélisation et traitement des signaux issus des détecteurs neutroniques : séparation neutrons/gammas*. Thèse, Université Paris Sud, 1994.
- [35] PHIPPS J.A., BORING J.W., LOWRY R.A. *Total ionization in Argon by heavy ions of energies 8 to 100keV*. Phys. Rev. 135, 1964
- [36] CHEMTOB M., PARMENTIER N., NGUYEN V.D. *Some experimental results on W-values for heavy particles*. Physics in Medicine and Biology 23,1978.
- [37] DENNIS J.A. *Energy loss characteristics of heavy ions in N₂, CO₂, Ar, hydrocarbon gases and Tradescantia tissue*. Report AERE-M2346 (1071, Atomic Energy Research Establishment, Harwell, England)
- [38] KNIPP J.K, LING R.C. *On the ionization yields of heavy particles*. Phys. Rev. 82, 1951.
- [39] BORTNER T.E., HURST G.S. *Ionization of pure gases and mixtures of gases by 5-MeV alpha particles*. Phys. Rev. 93, 1954.
- [40] SNELL H. *Nuclear Instruments and their uses. Volume 1: Ionization detectors, Scintillators, Cerenkov counters, Amplifiers: assay, dosimetry, health physics*. New York, Londres : John Wiley & Sons, 1962, 78p.
- [41] BORTNER T.E., HURST G.S, EDMUNDSON M. & al. *Alpha-particle ionization of argon mixtures. Further study of the role of excited states*. Report No ORNL-3422, 1963, Oak Ridge National Laboratory.
- [42] HE. Z. *Review of the Shockley-Ramo theorem and its application in semiconductor gamma-ray detectors*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 463 (1-2) May 2001, p 250-2670.
- [43] Communication personnelle : FILLIATRE Philippe, JAMMES Christian, LOISEAU Patrice et al. Note interne CEA : *CHESTER : Un outil de simulation des chambres à fission avec Garfield*. NT SPEX/LDCI/11-016
- [44] KNOLL Glenn F. *Radiation Detection and Measurement*. 2^e ed. New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapour : John Wiley & Sons, 1979, 816 p.

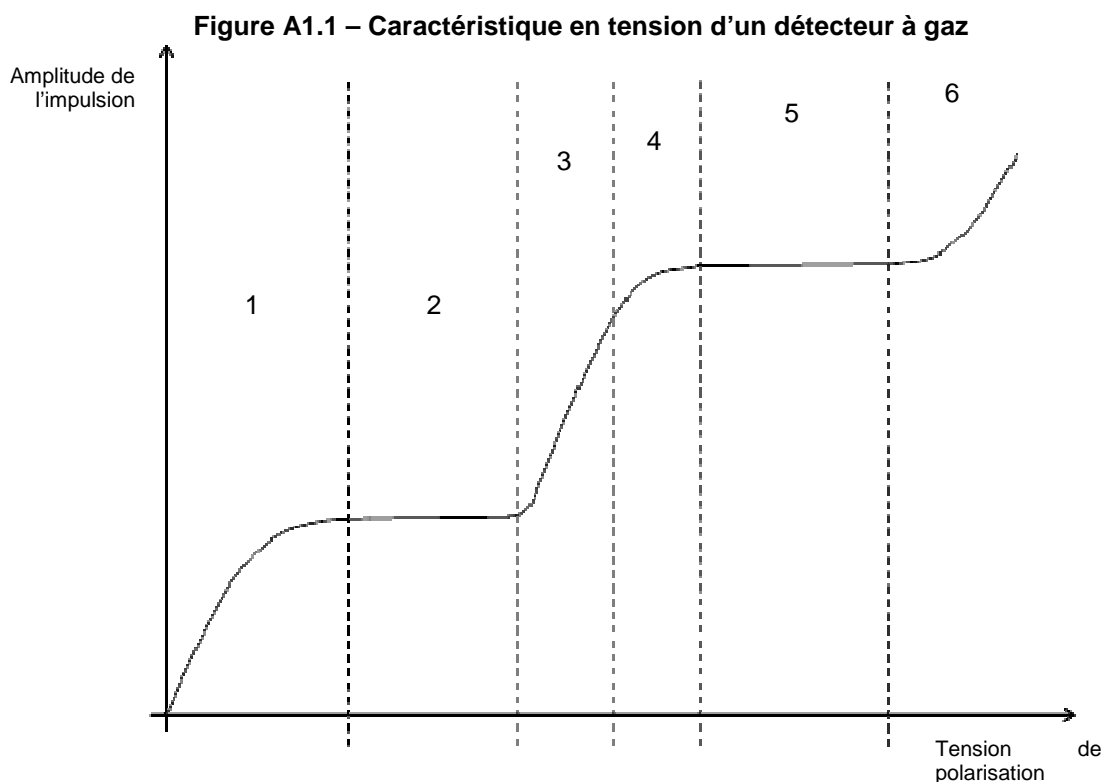
- [45] FILLIATRE. P., VERMEEREN L., JAMMES C. et al. *Estimating the γ -ray contribution to the signal of fission chambers with Monte Carlo simulations*, soumis à Nucl. Instr. and Meth. A (2011)
- [46] BERGER François. *Mesures neutroniques effectuées avec des chambres à fission miniatures*. Thèse, Université Paris Sud, 1977.
- [47] SYEED NAEEM Ahmed. *Physics and Engineering of Radiation Detection*. 1^{ère} ed. San Diego, Londres, Amsterdam, Burlington : Academic Press, 2007, 764 p.
- [48] SAMAD S.A., ISA D.. *Pulse Shaping Wave Digital Filters for Radiation Spectroscopy*. European Journal of Scientific Research ISSN 1450-216X Vol.17 No.1 (2007), pp.11-24.
- [49] HUDELOT Jean Pascal. *Développement, amélioration et calibration des mesures de taux de réaction neutroniques : élaboration d'une base de techniques standards*. Thèse, Université Joseph Fourier Grenoble 1, 1998.
- [50] NAYMAN P. *Certains aspects du traitement du signal*. DEA-MIP, LPNHE, 2003
- [51] MOHR Peter J., TAYLOR Barry N et Newell David B.. *CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: 2006*. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland 20899-8420, USA. December 28, 2007.
- [52] LIDE David R.. *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, CRC Press Inc, 2009, 90^e éd. 2804 p.
- [53] Communication personnelle : DI-SALVO Jacques (CEA/CAD/DEN/DER/SPEX/LPE)
- [54] Communication personnelle : BOSQ Jean-Christophe (CEA/CAD/DEN/DER/SPEX/LPE)
- [55] BLAISE Patrick, MELLIER Frédéric et FOUGERAS Philippe. *Application of the Modified Source Multiplication (MSM) Technique to Subcritical Reactivity Worth Measurement in Thermal and Fast Reactors Systems*. IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 58, N°3 Juin 2011, p1166-1176.
- [56] Communication personnelle : JAMMES Christian. Note interne CEA : *Logiciel de Traitement de Mesures Neutroniques en réacteur : TMN*.
- [57] *Cross section Evaluation Working Group Benchmark Specification*, ENDF-202.BNL-19302.
- [58] WEISSTEIN Eric W. *Einstein Summation*. From MathWorld - A Wolfram Web Resource. <http://mathworld.wolfram.com/EinsteinSummation.html>
- [59] GUERY M., JARRIGE A. *Chambres à fission miniatures pour les mesures de taux de fission dans les réacteurs de recherche*. Revue de physique appliquée, Tome 6, Juin 1971, p. 121.
- [60] CHABOD Sébastien. *Développement et modélisation de chambres à fission pour les hauts flux, mise en application au RHF (ILL) et à MEGAPIE (PSI)*. Thèse, Université Paris IX, 2006.
- [61] Communication personnelle : BREAUD Stéphane (CEA/DEN/CAD/DER/SPEX/LDCI).

- [62] Communication personnelle : GUERY M., BUISSON J., JARRIGE A. Note interne CEA : Essais relatifs à l'influence du gaz de remplissage sur les caractéristiques d'une chambre à fission. NT SPE/N-150
- [63] Communication personnelle : LEDOUX JF. (CEA/DEN/CAD/DER/SPEX/LEEM).
- [64] NORMAND Stéphane, KONDRASOV Vladimir, CORRE Gwenolé et al. *PING for Nuclear Measurements: First Results*. Second International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation, Measurement Methods and their Applications, ANIMMA 2011, Ghent, Belgique, 6-9 Juin, 2011.
- [65] HP 81110A 330/165 MHz Pulse/Pattern Generator, technical specifications. Disponible à l'adresse : http://www.ge.infn.it/ATLAS/Electronics/MCC-D2/test_setup/HP-8110A.pdf
- [66] Communication personnelle : DOMENECH Thierry (CEA/DRT/SAC/LIST/DCSI/LCAE).
- [67] UYTENHOVE W., BAETEN P., BAN G. et al. *Experimental results from the VENUS-F critical reference state for the GUINEVERE accelerator driven system project*. Second International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation, Measurement Methods and their Applications, ANIMMA 2011, Ghent, Belgique, 6-9 Juin, 2011.
- [68] *Cooperation Agreement SCKCEN – PSI – CEA On Zero Power Critical Facilities*. CO-90 05 1916.00 DEN 1371
- [69] Communication personnelle : CHAUSSONNET Pascal, PONT Alexandra. Note interne CEA : *Etat du stock de chambres à fission miniature disponibles au SPEX/LPE à la fin du mois de juin 2008* – NT SPEX/LPE/08-035
- [70] NIMAL J.C., NIMAL B., BUCHEMIN B. "Qualification of the fission product PEPIN code", Physics of Reactor Operation, Design and Computation (Proc. PHYSOR '90), Marseilles, 1990), American Nuclear Society, Lagrange Park, IL (1990).
- [71] WAGEMANS Jan, VITTIGLIO Guido, MALAMBU Edouard et al. *The BR1 reactor: a Versatile Irradiation Facility for Fundamental Research and Industrial Applications*. First International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation, Measurement Methods and their Applications (ANIMMA), Marseille, France, June 7-10, 2009.
- [72] WAGEMANS Jan, MALAMBU Edouard, BORMS Luc et al. *The neutron standard fields at the BR1 reactor at SCK•CEN*, 14th International Symposium on Reactor Dosimetry (ISRD). Mt. Washington Resort, Bretton Woods, NH, USA, May 22-27, 2011.
- [73] FABRY A. *Neutronic characterization of the Tapiro fast neutron source reactor – Final report vol.1*
- [74] X-5 Monte Carlo Team. MCNP - A General N-Particle Transport Code, version 5 - Volume I: Overview and Theory. LA-UR-03-1987, Los Alamos National Laboratory, 2003.
- [75] NEA Data Bank. The JEFF-3.1.1 Nuclear Data Library. JEFF Report 22, NEA no 6807. OECD/NEA, 2009.

ANNEXES

ANNEXE 1 : LES REGIMES DE FONCTIONNEMENT D'UN DETECTEUR A GAZ.

Le mode de fonctionnement d'un détecteur à gaz peut varier suivant la tension de polarisation appliquée. Il existe six modes différents. La figure A1.1 permet de visualiser les différents modes de fonctionnement en montrant l'évolution de la hauteur des impulsions en sortie de détecteur en fonction de la tension de polarisation. Les valeurs de haute tension ne sont pas indiquées car elles varient drastiquement d'un détecteur à l'autre en fonction de la géométrie, du type de gaz...



(1) Mode de recombinaison.

Le champ électrique induit par la tension de polarisation est trop faible pour collecter toutes les paires électrons / ions aux électrodes. En effet, une partie d'entre elles (diminuant avec la tension de polarisation) se recombine pour reformer des atomes de gaz, ce qui empêche leur collection.

(2) Mode de chambre d'ionisation.

Le champ électrique induit par la tension de polarisation est suffisamment intense pour collecter la quasi-totalité des charges. Quelques recombinaisons ont cependant encore lieu localement. Cela explique que le plateau formé par la caractéristique amplitude / tension de polarisation n'est pas rigoureusement plat mais de pente légèrement positive. Les chambres à fission fonctionnent dans ce mode. En effet, ce dernier assure une très faible sensibilité du signal de sortie avec la tension de polarisation.

(3) Mode de proportionnalité.

Le champ électrique induit par la tension de polarisation devient suffisamment grand pour provoquer un phénomène d'avalanche (en général au voisinage de l'anode dans le cas d'une géométrie cylindrique). Le phénomène d'avalanche se produit lorsque les électrons produits par l'ionisation primaire (l'ionisation provenant du produit de fission dans le cas d'une chambre à fission) sont suffisamment accélérés par le champ électrique pour être à leur tour capable d'ioniser le gaz de remplissage du détecteur. Le nombre final d'électrons (et d'ions) collectés reste proportionnel au nombre de paires créées lors de l'ionisation primaire. Ainsi, l'amplitude du signal est simplement amplifiée et le résultat reste linéairement lié au signal qui aurait été obtenu en mode « chambre d'ionisation ».

(4) Mode de proportionnalité limitée.

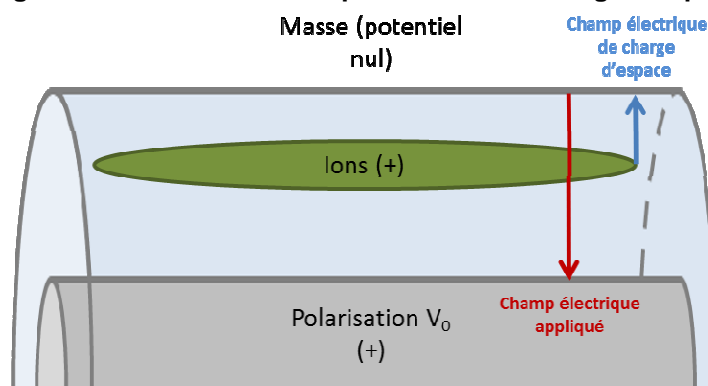
Dans ce cas, deux phénomènes se mêlent pour rompre la proportionnalité :

- la création d'avalanches secondaires non maîtrisée,
- le phénomène de charge d'espace.

Le premier est dû aux photons de désexcitation des atomes de gaz non ionisés mais ayant reçu de l'énergie de la part des charges présentes dans l'espace inter-électrodes. Les photons émis, bien qu'incapable d'ioniser le gaz de par une énergie emportée trop faible, seront toutefois à même d'ioniser dans certains cas le métal d'une des électrodes. Ce faisant, des électrons sont émis, pouvant engendrer des avalanches du même type que celles décrites dans le régime proportionnel. Ce phénomène devient prépondérant à haute tension de polarisation dans la mesure où, le nombre de charges présentes augmentant, la probabilité d'apparition d'un tel photon augmente.

Le second est dû à l'augmentation du nombre de charge dans l'espace inter-électrodes et principalement à l'augmentation du nombre d'ion. Il a été vu dans ce document que le mouvement des ions dans l'espace inter-électrodes était très lent comparativement à celui des électrons. Ainsi, si un grand nombre de charges est créées du fait des avalanches primaires et secondaires, un grand nombre d'ions est présent dans l'espace inter-électrodes, même après la collection des électrons. De fait, cette accumulation de charge est à l'origine d'un champ électrique opposé à celui induit par la tension de polarisation. En conséquence, le champ électrique global ressenti par les charges sera plus faible (et variera lors de la création des charges), ce qui engendre de la non linéarité. La figure A1.2 illustre ce phénomène.

Figure A1.2 - Illustration du phénomène de charge d'espace



(5) Mode de fonctionnement Geiger-Muller.

Si la tension de polarisation est encore augmentée, le phénomène d'avalanche secondaire devient prépondérant. L'amplitude du signal de sortie est alors élevée et indépendante de

l'ionisation primaire. Cela fait des appareils utilisant ce mode de fonctionnement d'excellents compteurs toutefois impropre à la spectrométrie. Ces détecteurs sont soumis à un temps mort très élevé. En effet, le temps entre l'ionisation primaire et la fin des avalanches secondaire est très long. Ce phénomène est à prendre en compte lors de l'utilisation d'un tel détecteur.

(6) Mode de décharge.

Dans ce mode de fonctionnement le champ électrique régnant dans l'espace inter-électrodes est tellement fort que le gaz est en perpétuelle ionisation. On parle de phénomène de décharge. Cependant, ce phénomène a tendance à endommager le détecteur, qui n'est par conséquent jamais utilisé dans ce domaine de fonctionnement.

ANNEXE 2 : ETUDE TECHNOLOGIQUE DES CHAMBRES A FISSION MINIATURES EN UTILISATION AU CEA.

Figure A2.1 - Photographie des chambres à fission de 1.5 mm, 4 mm et 8 mm de diamètre fabriquées par le SPEx/LDCI



Les chambres actuellement utilisées au sein du SPEx sont de géométrie exclusivement cylindrique. Leur assemblage est assuré par le SPEx/LDCI dans un atelier dédié placé dans l'INB 156 CHICADE [17]. Leur commercialisation et leur fabrication est l'objet d'une autorisation délivrée par l'Autorité de Sûreté Nucléaire et est une compétence forte du CEA. La particularité principale des détecteurs fabriqués au SPEx est la grande variété de dépôt possible (cf. tableau A2.1). Il s'agit également exclusivement de détecteurs miniature. Une telle compacité permet notamment de réduire au maximum les perturbations induites dans le milieu expérimental par le détecteur. Le processus de fabrication comporte plusieurs phases se déroulant sous atmosphère contrôlée en boîte à gant :

- Déposition de la matière fissile.

Cette opération se fait par électrodéposition. L'électrode porte-dépôt est plongée dans une solution aqueuse contenant l'isotope voulu. Une tension est alors appliquée entre le support du dépôt et une électrode de platine permettant la mise en place du phénomène d'électrodéposition. La connaissance du rendement de la réaction permet de contrôler la masse déposée avec plus ou moins de précision suivant l'isotope concerné. La composition isotopique du dépôt est, quant à elle, faite en se basant sur celle de la solution utilisée pour l'électrodéposition.

Tableau A2.1 - Isotopes déposés sur les chambres à fission du SPEx depuis 1955

Isotopes déposés			
^{232}Th	^{238}Pu	^{236}U	^{242}Pu
^{233}U	^{239}Pu	^{238}U	^{241}Am
^{234}U	^{240}Pu	$\text{U}_{\text{naturel}}$	^{243}Am
^{235}U	^{241}Pu	^{237}Np	^{244}Cu

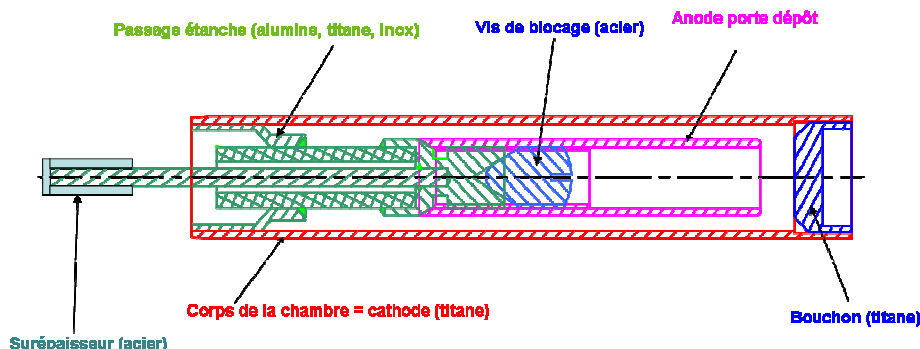
- Dégazage par traitement thermique des différents éléments.
Pour éviter toute pollution du gaz de remplissage post-assemblage, chaque pièce est traitée thermiquement de manière à ce que les gaz présents dans les matériaux soient expulsés.

- Assemblage sous atmosphère contrôlée.
Suivant le gaz voulu et la pression voulue, la boîte à gant servant à l'assemblage des pièces voit son atmosphère ajustée à ces paramètres. L'étanchéité du système est ensuite assurée par soudure des différentes pièces.

CHAMBRE A FISSION MINIATURE DE 4 mm DE DIAMETRE.

Le plan de ce détecteur est donné figure A2.2. Ses caractéristiques techniques sont détaillées dans le tableau A2.2.

Figure A2.2 - Schéma d'une chambre à fission de 4 mm de diamètre



L'intérêt d'un tel dispositif est sa compacité. Néanmoins, cette miniaturisation présente tout de même un défaut. En effet, la surface disponible pour la déposition de l'isotope fissile nécessaire à la détection neutronique est d'autant plus réduite que le détecteur est petit. De fait, l'épaisseur du dépôt fissile augmente rapidement avec la masse de matière fissile embarquée dans le détecteur. Une épaisseur de dépôt trop grande engendre une détérioration du signal émis par la chambre à fission (cf. chapitre 3).

Tableau A2.2 - Caractéristiques techniques d'une chambre à fission de 4 mm de diamètre

<i>Chambre à fission de 4 mm de diamètre</i>			
Caractéristiques géométriques		Caractéristiques du gaz	
\varnothing_{ext} Anode (2xR1)	2.5 mm	Gaz standard	Ar
\varnothing_{int} Anode	2.0 mm	Pression standard	12 bar
\varnothing_{int} Cathode (2xR2)	3.5 mm	Volume sensible	37.7 mm ³
\varnothing_{ext} Cathode	3.9 mm	Caractéristiques de la haute tension	
Espace inter-électrodes	0.5 mm	Tension de polarisation typique	300V
Caractéristiques du dépôt			
Electrode porte-dépôt		Anode	
Circonférence dépôt		7.9 mm	
Longueur sensible max		8.0 mm	
Surface dépôt		0.63 cm ²	
Épaisseur dépôt par unité de masse d'isotope		2.24 nm/ μg	

CHAMBRE A FISSION MINIATURE DE 8 mm DE DIAMETRE.

Le plan de ce détecteur est donné figure A2.3. Ses caractéristiques techniques sont détaillées dans le tableau A2.3.

Contrairement au détecteur précédent, le dépôt est présent sur la cathode ce qui, couplé à sa plus grande taille, augmente la surface disponible pour y déposer l'isotope fissile. Il en résulte des dépôts généralement moins épais et un signal utile de meilleure qualité à masse déposée égale. Par conséquent, ces détecteurs emportent en général une masse d'isotope fissile environ dix à vingt fois plus grande que les modèles plus petits.

Le volume utile de gaz est également plus élevé, ce qui laisse plus de place aux produits de fission pour déposer leur énergie. Ainsi, les impulsions de charge émises par ce type de détecteur sont d'intégrale plus grande que pour les détecteurs de géométries plus petites.

Figure A2.3 - Schéma d'une chambre à fission de 8 mm de diamètre

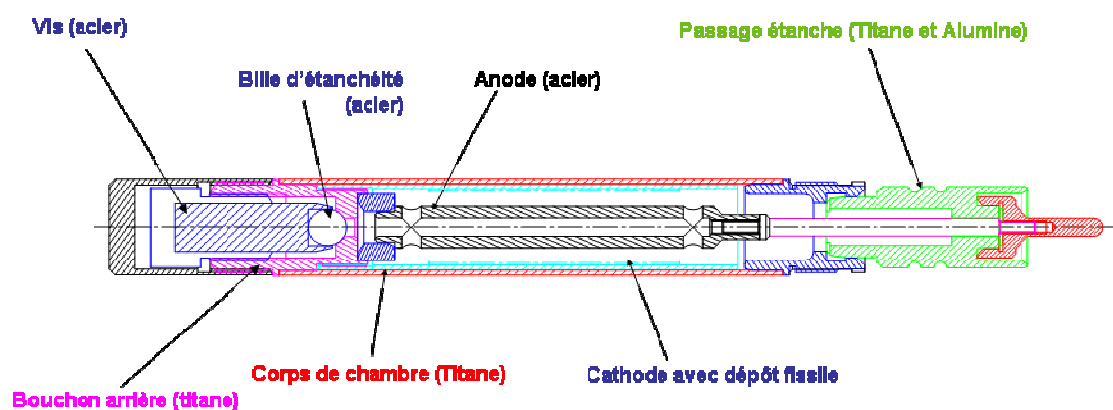


Tableau A2.3 - Caractéristiques techniques d'une chambre à fission de 8 mm de diamètre

<i>Chambre à fission de 8 mm de diamètre</i>			
Caractéristiques géométriques		Caractéristiques du gaz	
\varnothing_{ext} Anode (2xR1)	1.0 mm	Gaz standard	Ar
\varnothing_{int} Anode	-	Pression standard	9 bar
\varnothing_{int} Cathode (2xR2)	6.3 mm	Volume sensible	729 mm ³
\varnothing_{ext} Cathode	7.1 mm	Caractéristiques de la haute tension	
Espace inter-électrodes	2.65 mm	Tension de polarisation typique	300V
Caractéristiques du dépôt			
Electrode porte-dépôt		Cathode	
Circonférence dépôt		19.8 mm	
Longueur sensible max		24.0 mm	
Surface dépôt		4.75 cm ²	
Épaisseur dépôt par unité de masse d'isotope		0.29 nm/ μ g	

CHAMBRES A FISSION MINIATURE DE 1.5 mm ET 3 mm DE DIAMETRE.

Ces chambres à fission, bien que plus rarement utilisées que les modèles précédents sur les maquettes critiques du SPEX, restent un élément essentiel de l'instrumentation fabriquée au sein de l'INB CHICADE. En effet, la chambre à fission de 1.5 mm de diamètre, de par la faible matière fissile qu'elle emporte, en fait un outil de détection idéal pour les flux de neutrons intenses. La chambre à fission de 3 mm de diamètre a quant à elle la particularité d'être étanche. On donne dans les tableaux A2.4 et A2.5 les caractéristiques techniques de ces chambres à fission.

Tableau A2.4 - Caractéristiques techniques d'une chambre à fission de 1.5 mm de diamètre

<i>Chambre à fission de 1,5 mm de diamètre</i>			
Caractéristiques géométriques		Caractéristiques du gaz	
\varnothing_{ext} Anode (2xR1)	0.7 mm	Gaz standard	Ar+4%N ₂
\varnothing_{int} Anode		Pression standard	5 bar
\varnothing_{int} Cathode (2xR2)	1.3 mm	Volume sensible	7.5 mm ³
\varnothing_{ext} Cathode	1.5 mm	Caractéristiques de la haute tension	
Espace inter-électrodes	0.3 mm	Tension de polarisation typique	150V
Caractéristiques du dépôt			
Electrode porte-dépôt		Anode	
Circonférence dépôt		2.2 mm	
Longueur sensible max		8.0 mm	
Surface dépôt		0.18 cm ²	
Epaisseur dépôt par unité de masse d'isotope		4.3 nm/μg	

Tableau A2.5 - Caractéristiques techniques d'une chambre à fission de 3 mm de diamètre

<i>Chambre à fission de 3 mm de diamètre</i>			
Caractéristiques géométriques		Caractéristiques du gaz	
\varnothing_{ext} Anode (2xR1)	2.0 mm	Gaz standard	Ar+4%N ₂
\varnothing_{int} Anode		Pression standard	5 bar
\varnothing_{int} Cathode (2xR2)	2.5 mm	Volume sensible	14.1 mm ³
\varnothing_{ext} Cathode	3.0 mm	Caractéristiques de la haute tension	
Espace inter-électrodes	0.25 mm	Tension de polarisation typique	250V
Caractéristiques du dépôt			
Electrode porte-dépôt		Anode	
Circonférence dépôt		6.3 mm	
Longueur sensible max		8.0 mm	
Surface dépôt		0.5 cm ²	
Epaisseur dépôt par unité de masse d'isotope		2.8 nm/μg	

ANNEXE 3 : LE REACTEUR MINERVE – MESURES PAR CHAMBRE A FISSION.

Dans MINERVE, les mesures par chambre à fission se déroulent essentiellement dans trois positions caractéristiques :

- les deux canaux de la chaussette thermique. Ce dispositif est constitué d'une colonne de polyéthylène percée de deux trous installée en périphérie du réacteur (cf. figure A3.3 et A3.4). Il peut être déplacé dans le cœur selon les besoins expérimentaux,
- un canal amovible installé au centre de la zone expérimentale.

Les chambres à fissions peuvent être insérées dans ces dispositifs :

- soit en étant placée au bout d'une canne de mesure rigide composé d'un tube (typiquement en aluminium), d'un câble coaxial souple et d'un connecteur à son extrémité (figures A3.1 et A3.2). L'ensemble canne / détecteur est relié à l'étage de préamplification à l'aide d'un câble coaxial souple,
- soit en étant placée directement au bout d'un câble coaxial souple. Ce câble est directement relié au préamplificateur.

Figure A3.1 - Photographie d'un connecteur pour chambre à fission de 4 mm de diamètre



Figure A3.2 - Photographie d'un connecteur pour chambre à fission de 8 mm de diamètre



A des fins de comparaison, toutes les mesures faites sur le réacteur MINERVE ont été réalisées au plan médian du réacteur (là où le flux neutronique est plat et proche de la valeur maximale).

La puissance du réacteur MINERVE, malgré l'asservissement de la réactivité par le pilote automatique, présente des fluctuations perturbant la répétabilité des mesures. Pour s'affranchir de ce phénomène, chaque série de mesure est monitorée. Le monitoring passe par le positionnement d'un même détecteur dans un emplacement fixe pour toute la durée de l'expérience. L'évolution du taux de comptage de ce détecteur permet de suivre les fluctuations de puissance et de corriger les taux de comptage mesurés pour l'expérimentation en conséquence.

Figure A3.3 - Plan de la chaussette thermique du réacteur MINERVE

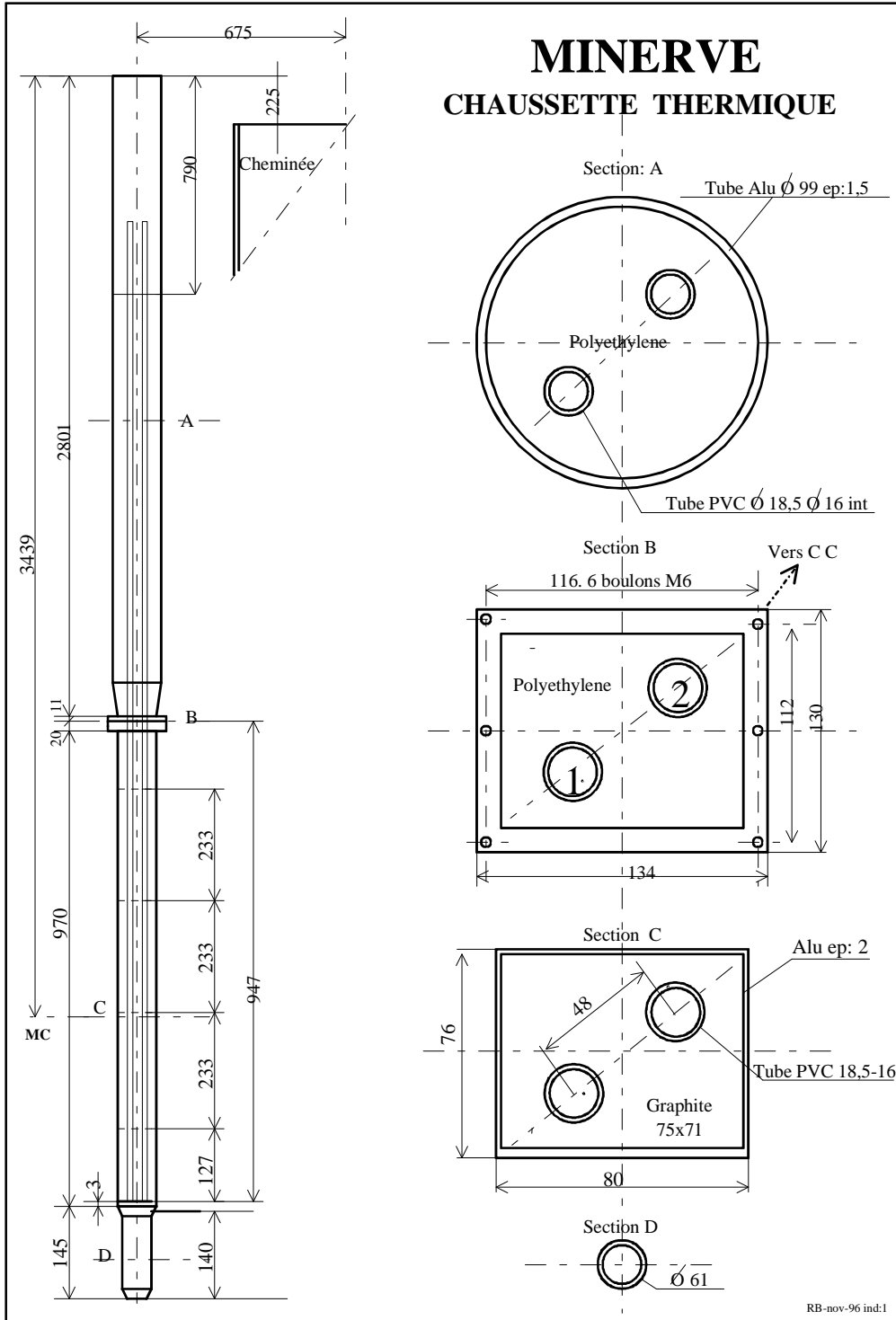
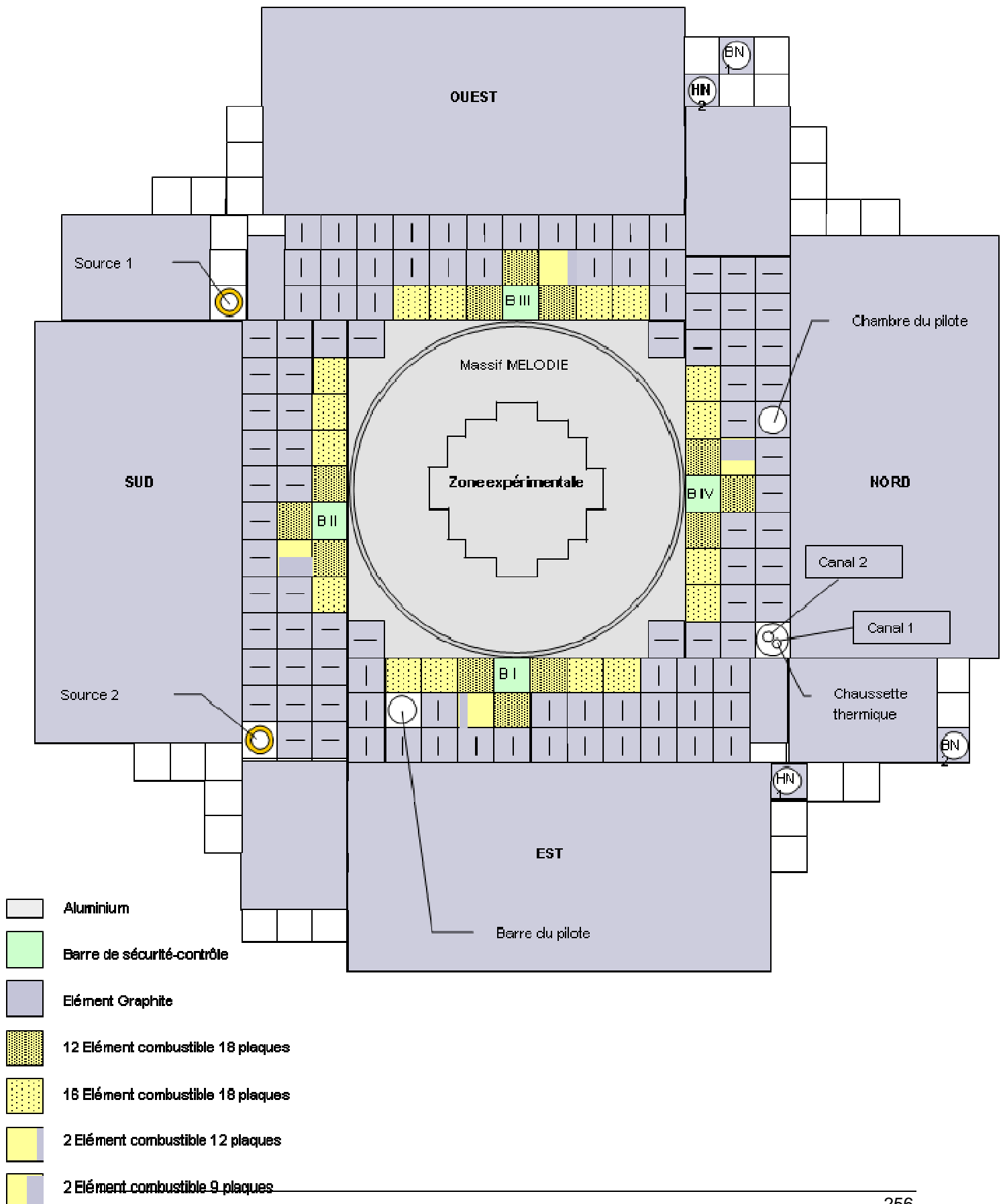


Figure A3.4 - Schéma du cœur du réacteur MINERVE



ANNEXE 4 : RESULTATS COMPLEMENTAIRES PORTANT SUR L'INFLUENCE DU GAZ DE REMPLISSAGE SUR LES MESURES PAR CHAMBRE A FISSION.

INFLUENCE DE LA PRESSION SUR LE BRUIT ALPHA EMIS PAR LE DEPOT D'UNE CHAMBRE A FISSION DE 8 mm DE DIAMETRE CHARGEE AVEC 1.4 mg D'²³⁵U.

Ces mesures ont été réalisées sur le réacteur MINERVE. Pour que les neutrons ne perturbent pas la mesure de bruit de fond, les quatre barres de pilotage du réacteur ont été placées en position basse 30 min avant l'acquisition. En effet, la décroissance de la population neutronique n'est pas instantanée et nécessite un certain temps pour diminuer. Ce temps n'a parfois pas pu être pris du fait du temps réacteur imparti aux mesures, ce qui explique les quelques acquisitions manquantes.

Les figures A4.1, A4.2 et A4.3 présentent la distribution d'amplitude du bruit émis par le dépôt fissile. Il s'agit de spectre PHA du même type que ceux montrés dans le chapitre 3 mais dont on a agrandi l'échelle des abscisses.

Figure A4.1 - Bruit alpha et électronique en argon pur (courbe agrandie)

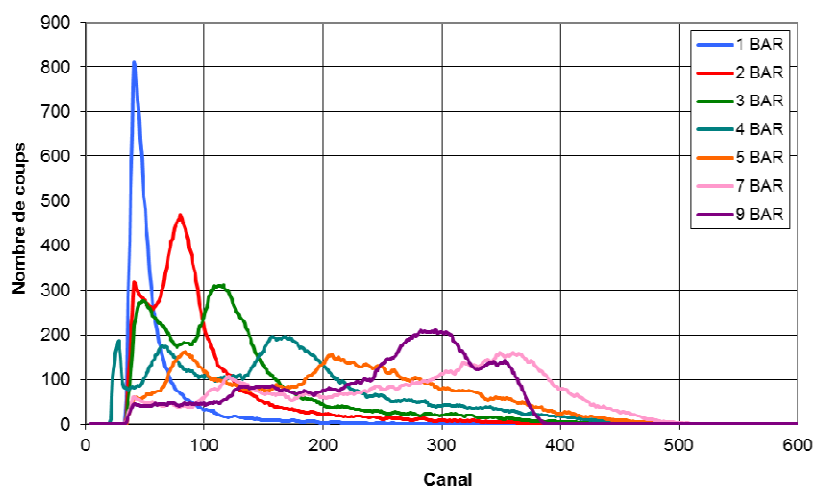


Figure A4.2 - Bruit alpha et électronique en argon + 4% N₂ (courbe agrandie)

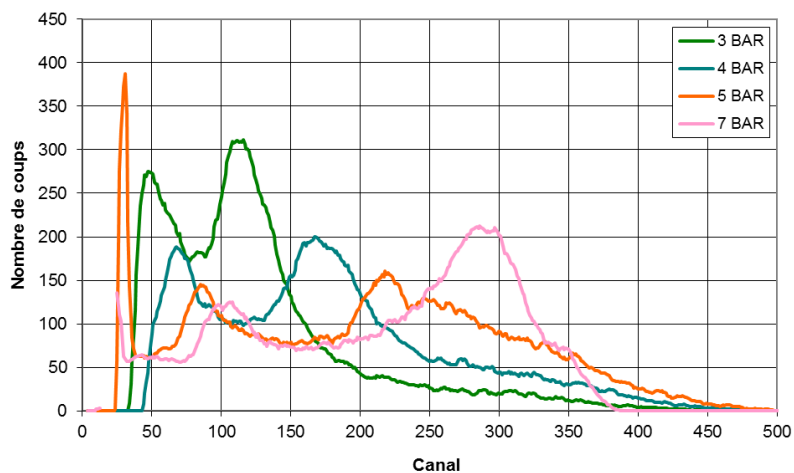
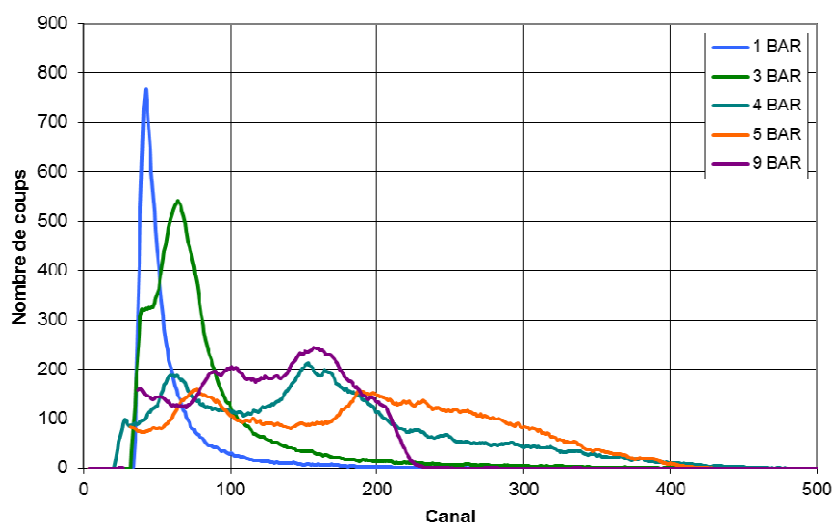


Figure A4.3 – Bruit alpha et électronique en argon + 10% CH₄ (courbes agrandies)

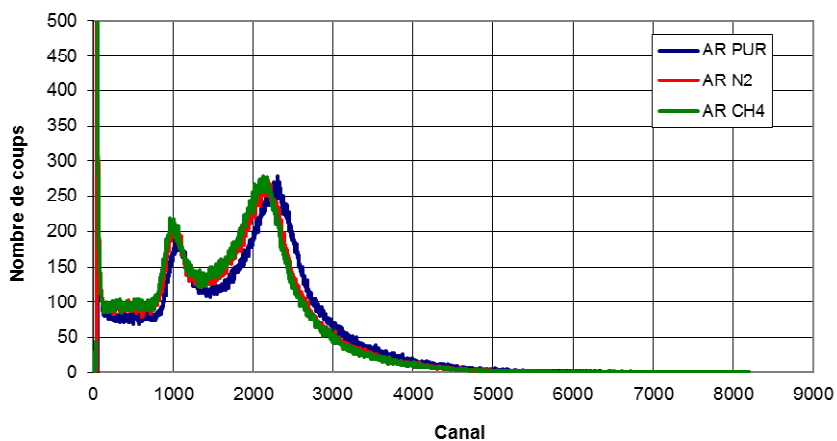
Pour les trois gaz et toutes les pressions le taux de comptage correspondant au bruit est estimé à 400 coups par seconde. Or, l'activité du dépôt de la chambre à fission n°2248 peut être estimée à 485 Bq. Les deux valeurs sont donc du même ordre de grandeur, ce qui confirme l'origine du signal observé sur les figures.

On constate également l'apparition de deux pics principaux. Le pic de plus haute amplitude peut être attribué à l'émission alpha de l'²³⁴U (4.859 MeV) et l'²³⁵U (4.679 MeV) et celui de plus basse amplitude à l'émission alpha du ²³⁸U (4.267 MeV).

L'évolution de la distribution d'amplitude de bruit avec la pression suit le même comportement que pour le signal utile. Le bruit atteint un maximum d'amplitude à : 7 bar pour l'argon pur et le mélange d'argon + 10% de N₂ et 5 bar pour le mélange d'argon + 10% de CH₄.

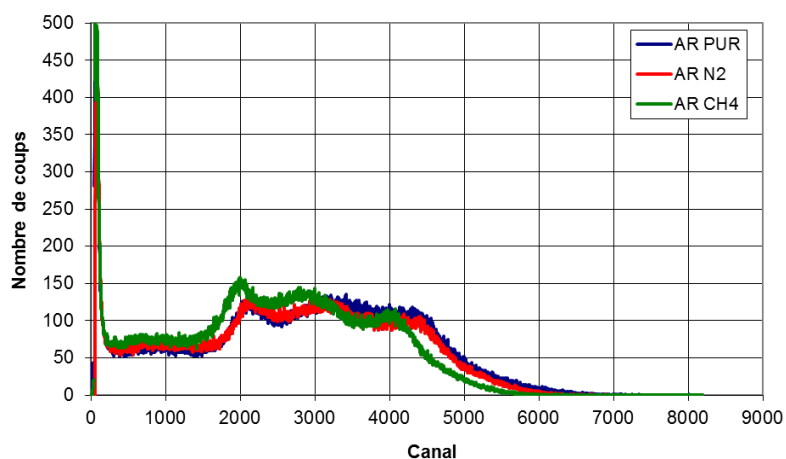
INFLUENCE DU GAZ DE REMPLISSAGE SUR LE SPECTRE PHA D'UNE CHAMBRE A FISSION DE 8 mm DE DIAMETRE CHARGEE AVEC 1.4 mg D'²³⁵U.

Les figures A4.4 à A4.10 comparent pour chaque pression les résultats obtenus avec les trois gaz.

Figure A4.4 - Spectres PHA 1 bar

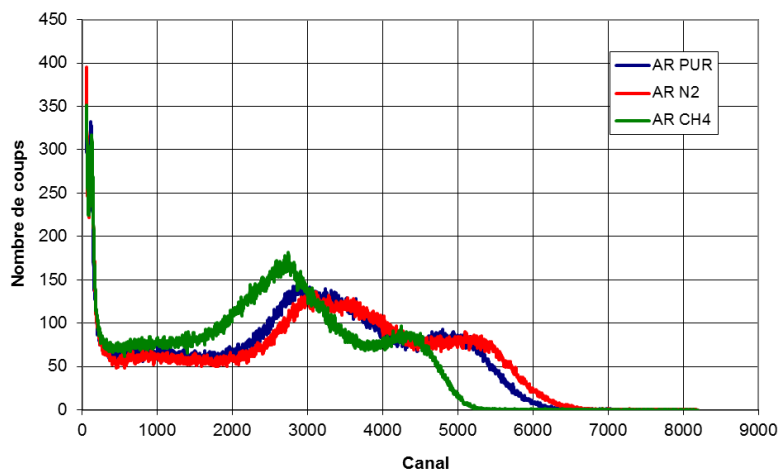
Pour cette pression, les trois gaz affichent des performances globalement identiques.

Figure A4.5 - Spectres PHA 2 bar



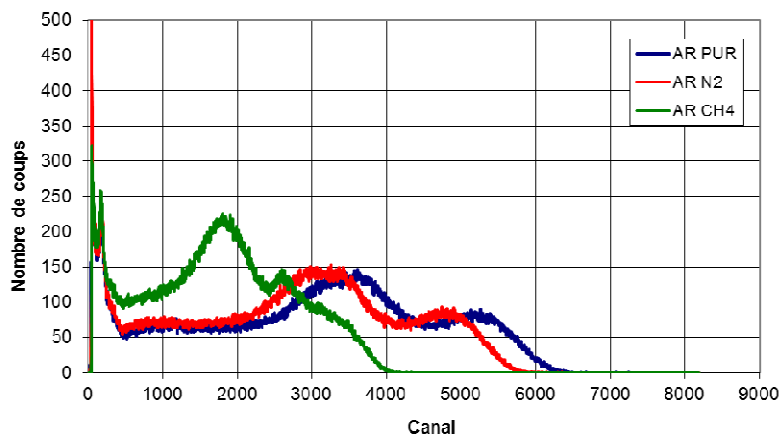
Pour cette pression, l'argon + 10% CH₄ est légèrement en retrait. Cela pourrait toutefois être imputé aux incertitudes concernant le remplissage de la chambre à fission.

Figure A4.6 - Spectres PHA 3 bar



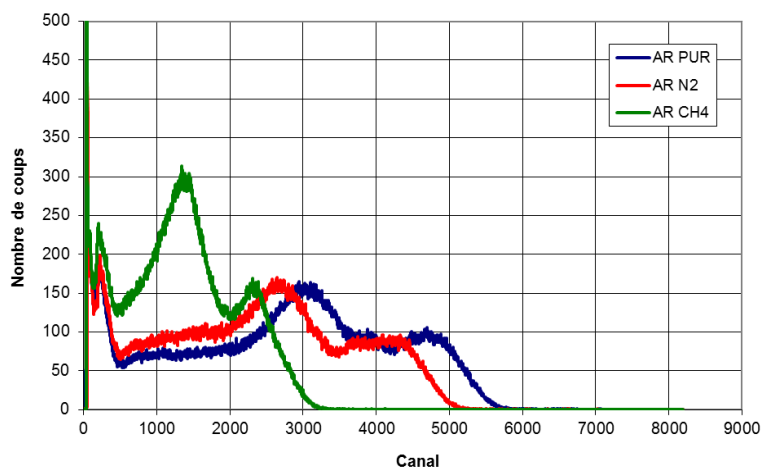
Pour cette pression, l'argon pur et l'argon + 4% N₂ affichent des performances comparables. Cependant l'argon + 10% CH₄ est quant à lui très nettement en retrait (les incertitudes sur la pression de remplissage ne suffisent plus à expliquer une telle différence).

Figure A4.7 - Spectres PHA 4 bar



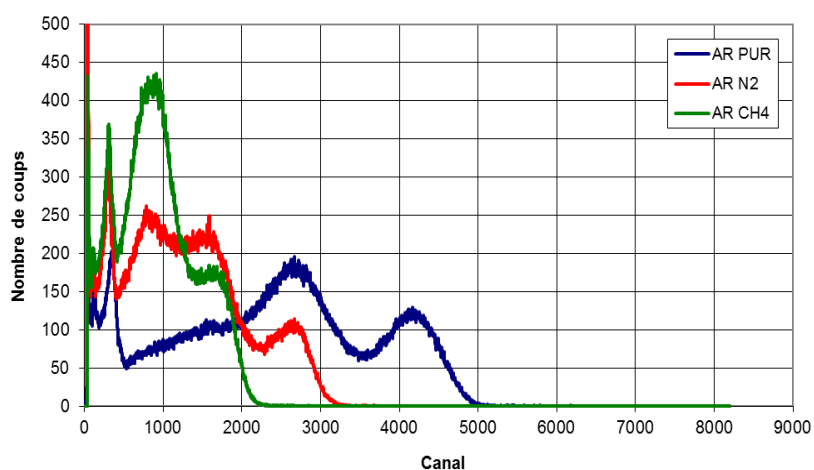
Une différence entre l'argon pur et l'argon + 4% N₂ commence à apparaître. Les performances de l'argon + 10% CH₄ continuent de se dégrader. En effet, la vallée est bien plus étroite et affiche de fait un comptage moyen plus élevé.

Figure A4.8 - Spectres PHA 5 bar



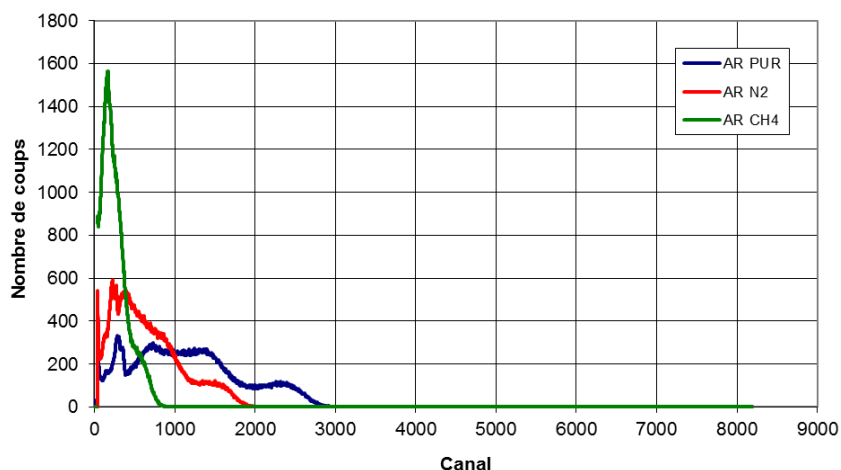
Mêmes remarques qu'à 4 bar pour cette pression. Les résultats en argon + 10% CH₄ commencent à devenir difficile à exploiter (l'émission radioactive du dépôt se confondant avec la vallée).

Figure A4.9 - Spectres PHA 7 bar



Les résultats obtenus avec l'Ar + 4% N₂ deviennent également inexploitable. Les résultats en argon pur restent cependant exploitables à condition de discriminer à un canal supérieur à ceux contenant le bruit alpha.

Figure A4.10 - Spectres PHA 9 bar

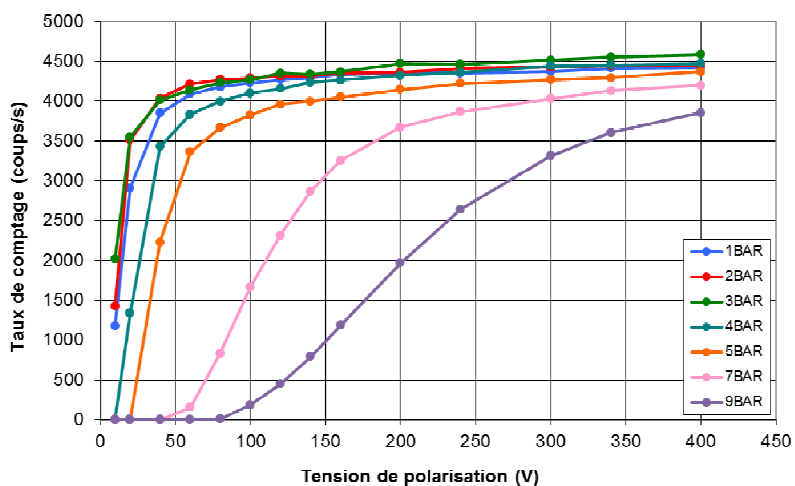


Les performances de la chambre à fission pour cette pression sont mauvaises pour les trois gaz. Le spectre alpha est dans la vallée du spectre de l'argon pur et est confondu avec le signal utile dans le cas des deux autres gaz.

INFLUENCE DE LA PRESSION DE REMPLISSAGE SUR LA COURBE DE SATURATION D'UNE CHAMBRE A FISSION DE 8 mm DE DIAMETRE CHARGEE AVEC 1.4 mg D²³⁵U

- Résultats avec l'argon +4% N₂

La figure A4.11 montre les résultats obtenus en argon + 4% N₂.

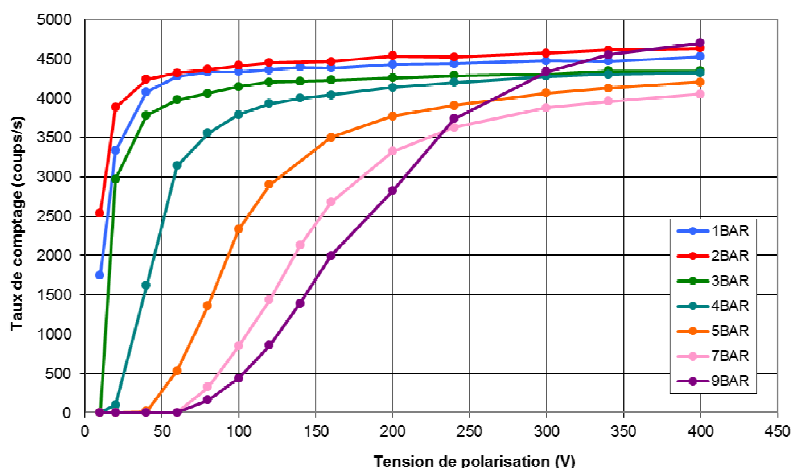
Figure A4.11 - Courbes de saturation en argon N₂

Les commentaires sont identiques à ceux faits pour l'argon pur dans le chapitre 3. Néanmoins le phénomène de recombinaison est plus important et apparaît à partir de 5 bar. Les courbes à 7 et 9 bar sont légèrement sous-estimées dans la mesure où il a fallu discriminer une partie importante du signal neutron utile pour s'affranchir de la contribution au signal de l'émission radioactive du dépôt.

- Résultats avec l'argon + 10% CH₄

La figure A4.12 montre les résultats obtenus en argon + 10% CH₄. Les commentaires sont identiques à ceux faits pour l'argon pur et l'argon + 4% N₂. Le phénomène de recombinaison apparaît néanmoins pour des pressions supérieures à 4 bar. A noter que la courbe à 9 bar n'est pas représentative de l'évolution du signal neutron de la chambre à fission. En effet, pour cette pression il a été impossible de discriminer l'émission alpha du dépôt du signal utile. Il a également été impossible de la retrancher, l'évolution du signal alpha avec la tension de discrimination n'étant pas connue.

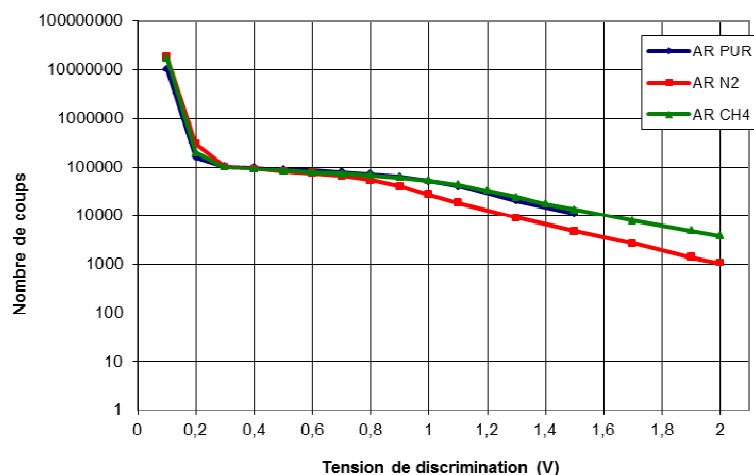
Figure A4.12 - Courbes de saturation en argon CH₄



INFLUENCE DU GAZ DE REMPLISSAGE SUR LA COURBE DE DISCRIMINATION D'UNE CHAMBRE A FISSION DE 8 mm DE DIAMETRE CHARGEE AVEC 1.4 mg D'²³⁵U – CAS DE LA PREAMPLIFICATION DE COURANT.

On présente ci-dessous l'ensemble des résultats obtenus lors de l'étude de l'influence du gaz de remplissage sur la courbe de discrimination d'une chambre à fission de 8mm de diamètre obtenue grâce à une électronique à préamplification de courant.

Figure A4.13 - Courbes de discrimination à 1 bar



Les trois courbes de discriminations sont similaires. L'Ar + 4% N₂ est toutefois déjà en retrait par rapport aux deux autres gaz.

Figure A4.14 - Courbes de discrimination à 2 bar

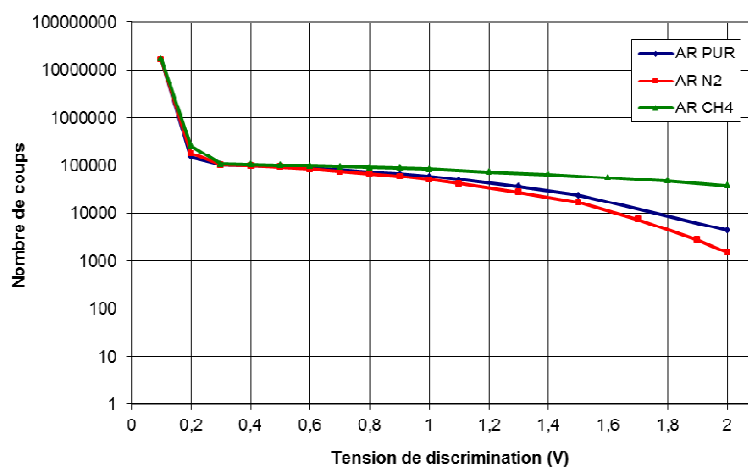


Figure A4.15 - Courbes de discrimination à 3 bar

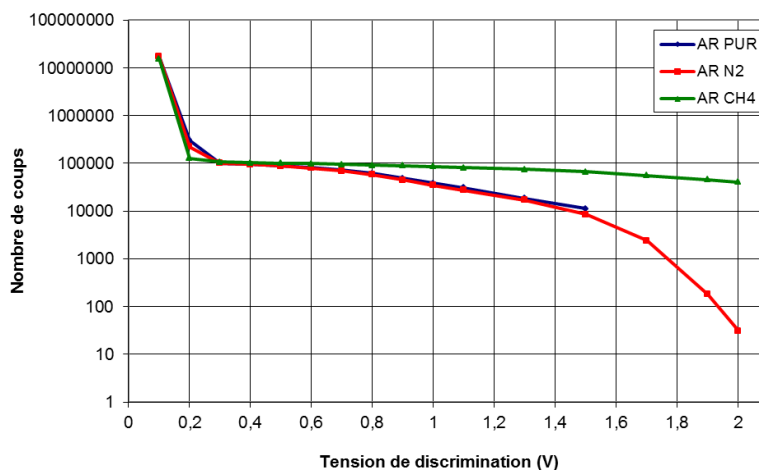


Figure A4.16 - Courbes de discrimination à 4 bar

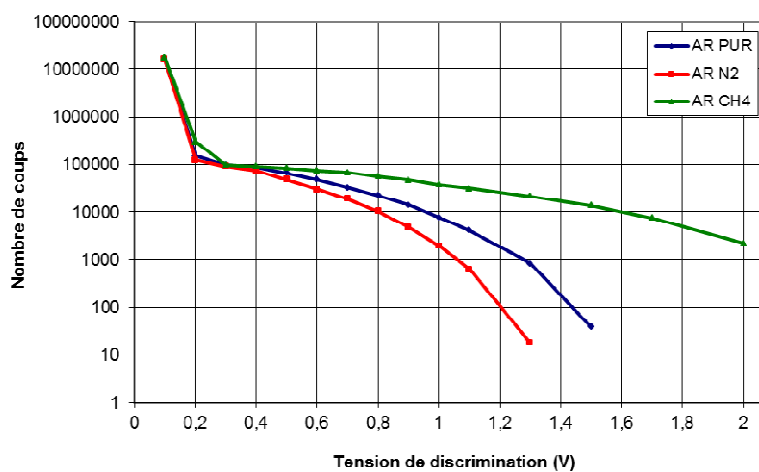


Figure A4.17 - Courbes de discrimination à 5 bar

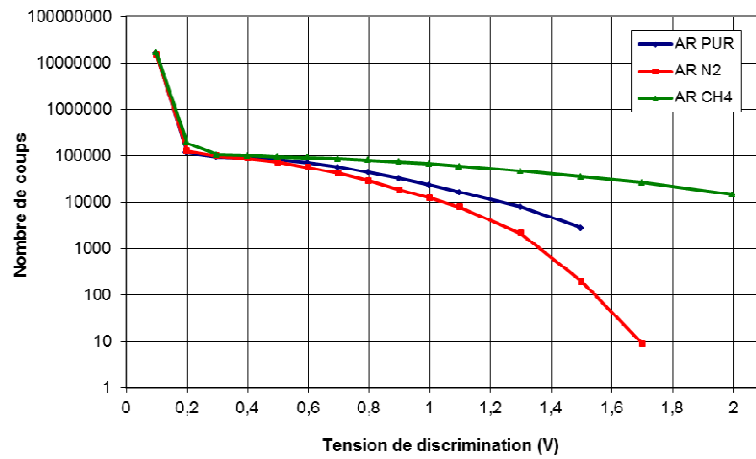


Figure A4.18 - Courbes de discrimination à 7 bar

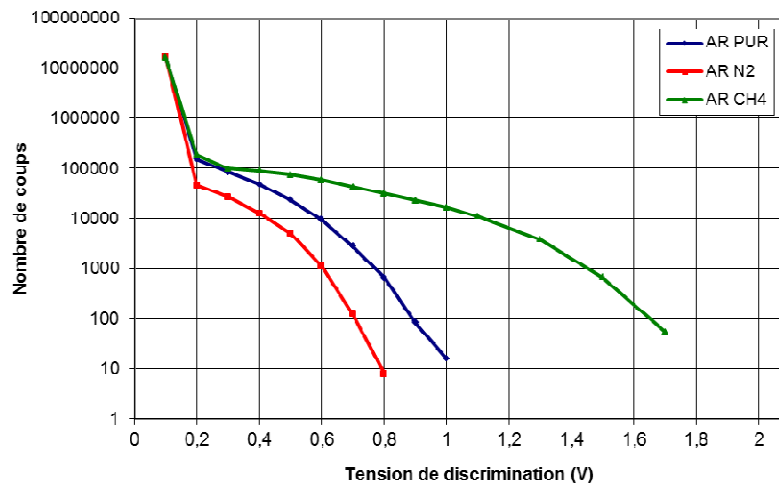
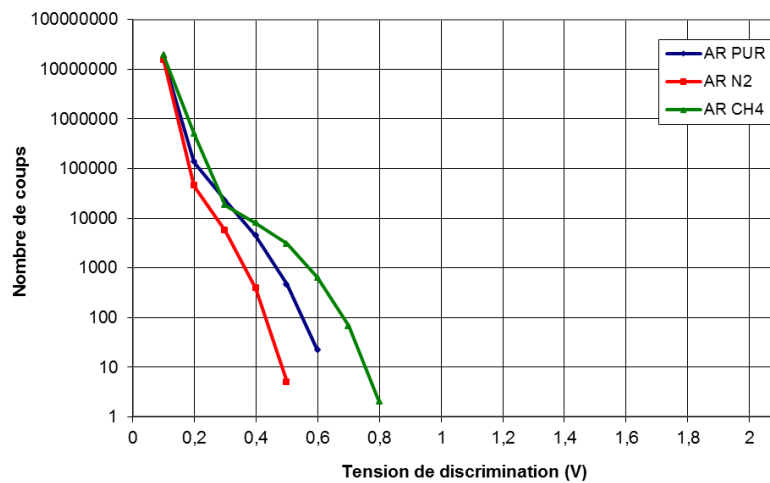


Figure A4.19 - Courbes de discrimination à 9 bar



Pour les pressions précédentes, l'Ar + 10% CH₄ apporte systématiquement une courbe de discrimination de meilleure qualité que les deux autres gaz.

ANNEXE 5 : IMPACT DE CHAQUE ELEMENT DE LA CHAINE D'ACQUISITION N°2 SUR LES MESURES.

COMPARAISON ENTRE LE PREAMPLIFICATEUR 142PC ORTEC ET 2006 CANBERRA.

Cette étude a pour but de comparer les performances quantitatives des deux modèles de préamplificateurs. Compte tenu des résultats obtenus, il a été choisi de ne procéder aux mesures que pour la chambre à fission n°2231 et pour l'amplificateur CANBERRA 2024. Les résultats sont présentés dans les tableaux A5.1 à A5.3. Cette étude permet de valider la similitude en termes de performances quantitatives de ces deux préamplificateurs. La flexibilité apportée par les réglages de gain accessible sur le modèle 2006 en fait cependant un meilleur choix pour la mesure par chambre à fission miniature.

Tableau A5.1 – Influence du préamplificateur sur le temps mort (mesuré pour analyseurs MP2 et PCA3-48)

Analyseur de signal MP2			
Préamplificateur 142PC		Préamplificateur 2006	
Taux de comptage PHA (coups/s)	Temps mort (%)	Taux de comptage PHA (coups/s)	Temps mort (%)
618	0.3	623	0.3
1854	0.3	1848	0.3
3113	1.1	3095	1.1
3740	1.1	3720	1.1
4983	2.3	4965	2.3
Analyseur de signal PCA3-48			
Préamplificateur 142PC		Préamplificateur 2006	
Taux de comptage PHA (coups/s)	Temps mort (%)	Taux de comptage PHA (coups/s)	Temps mort (%)
614	2.2	612	3.8
1840	6.3	1842	7.2
3080	9.9	3077	9.1
3695	11.5	3686	10.7
4921	15.3	4905	13.8

Tableau A5.2 - Influence du préamplificateur sur la mesure de taux de comptage PHA (mesuré pour analyseurs MP2 et PCA3-48)

Analyseur de signal MP2				
Préamplificateur 142PC		Préamplificateur 2006		
Taux de comptage attendu (coups/s)	Taux de comptage PHA (coups/s)	Taux de comptage attendu (coups/s)	Taux de comptage PHA (coups/s)	Différence (%)
618	618	623	623	0.9
1853	1854	1870	1848	-0.3
3088	3113	3116	3095	-0.6
3706	3740	3739	3720	-0.5
4941	4983	4986	4965	-0.4
Analyseur de signal PCA3-48				
Préamplificateur 142PC		Préamplificateur 2006		
Taux de comptage attendu (coups/s)	Taux de comptage PHA (coups/s)	Taux de comptage attendu (coups/s)	Taux de comptage PHA (coups/s)	Différence (%)
614	614	612	612	-0.3
1841	1840	1836	1842	0.1
3068	3080	3060	3077	-0.1
3682	3695	3672	3686	-0.2
4909	4921	4896	4905	-0.3

Tableau A5.3 - Influence du préamplificateur sur la mesure de taux de comptage MCS (mesuré pour analyseurs MP2 et PCA3-48)

Analyseur de signal MP2				
Préamplificateur 142PC		Préamplificateur 2006		
Taux de comptage attendu (coups/s)	Taux de comptage MCS (coups/s)	Taux de comptage attendu (coups/s)	Taux de comptage MCS (coups/s)	Différence (%)
641	641	636	636	-0.7
1922	1894	1908	1908	0.7
3204	3184	3180	3196	0.4
3845	3821	3816	3832	0.3
5126	5074	5088	5104	0.6
Analyseur de signal PCA3-48				
Préamplificateur 142PC		Préamplificateur 2006		
Taux de comptage attendu (coups/s)	Taux de comptage MCS (coups/s)	Taux de comptage attendu (coups/s)	Taux de comptage MCS (coups/s)	Différence (%)
630	630	637	637	1.1
1890	1894	1910	1907	0.7
3150	3166	3183	3196	1.0
3780	3803	3820	3839	0.9

COMPARAISON ENTRE L'AMPLIFICATEUR CANBERRA 2024 ET ORTEC 570.

Ce qui ressort de ces acquisitions est dans l'ensemble une meilleure performance de l'amplificateur 2024 : moins de temps mort en mode PHA (cf. tableau A5.4) et des pertes de comptage plus faibles en mode MCS (cf. tableau A5.6). Cependant, on ne note pas de différence sur les taux de comptage PHA, leur évolution en fonction du taux de comptage attendu restant linéaire (cf. tableau A5.5).

Tableau A5.4 - Amélioration apportée par l'utilisation de l'amplificateur 2024 sur la proportion de temps mort en mode PHA

Amplificateur 2024 CANBERRA		Amplificateur 570 ORTEC	
Taux de comptage PHA (coups/s)	Temps mort (%)	Taux de comptage PHA (coups/s)	Temps mort (%)
613	3.8	613	2.7
1841	7.2	1847	6.5
2441	6.5	2468	7.4
3076	9.1	3079	9.9
3683	10.7	3711	12.3
4906	13.8	4911	15.3
5623	13.0	5625	17.4
7366	18.0	7405	20.0
12299	26.5	12268	30.1
14775	30.1	14865	34.2
16756	34.2	16863	39.4
19641	32.4	19758	41.2
28077	47.1	28252	53.7
33732	51.7	33893	58.8
44858	58.8	44929	66.9

Tableau A5.5 - Amélioration apportée par l'utilisation de l'amplificateur 2024 sur la mesure de taux de comptage PHA

Amplificateur 2024 CANBERRA		Amplificateur 570 ORTEC		Différence entre les deux chaînes (%)
Taux de comptage attendu (coups/s)	Taux de comptage PHA mesuré (0.4R) (coups/s)	Taux de comptage PHA (coups/s)	Taux de comptage PHA mesuré (0.4R) (coups/s)	
613	613	614	614	0.1
1838	1841	1842	1844	0.3
2441	2441	2464	2464	1.1
3064	3076	3069	3078	0.1
3676	3683	3683	3708	0.7
4902	4906	4911	4912	0.1
5624	5623	5579	5579	0.0
7324	7366	7393	7421	0.5
12206	12299	12322	12254	-0.2
14647	14775	14786	14863	0.6
16872	16756	16736	16917	0.6
19530	19641	19715	19705	0.6
28120	28077	27893	28296	0.6
33744	33732	33471	33875	0.5
44992	44858	44628	44928	0.2

Tableau A5.6 - Amélioration apportée par l'utilisation de l'amplificateur 2024 sur la mesure de taux de comptage MCS

Amplificateur 2024 CANBERRA		Amplificateur 570 ORTEC		Différence entre les deux chaînes (%)
Taux de comptage attendu (coups/s)	Taux de comptage MCS mesuré (coups/s)	Taux de comptage PHA (coups/s)	Taux de comptage MCS mesuré (coups/s)	
638	638	642	640	0.7
1913	1908	1927	1918	0.5
2527	2527	2531	2532	-0.4
3188	3197	3211	3185	-0.5
3825	3834	3853	3822	-0.7
5100	5097	5137	5058	0.2
6015	6022	6008	6054	-1.7
7580	7565	7594	7471	-2.7
12633	12536	12657	12166	-4.1
15159	15050	15189	14472	-5.5
18045	17921	18023	16975	-0.2
20213	19927	20251	18802	-5.7
30075	29579	30038	26734	-10.7
36090	35345	36046	31052	-14.1
48120	46521	48061	38235	-21.6

COMPARAISON ENTRE L'ANALYSEUR DE SIGNAL PCA3-48 CANBERRA ET MP2 CANBERRA.

Ces résultats permettent de montrer que l'analyseur de signaux MP2 offre de meilleures performances que l'analyseur de signaux PCA3-48. En effet, la diminution de la proportion de temps mort par l'utilisateur de cet analyseur de signaux est significative (cf. tableau A5.7). On ne note aucune diminution de perte par temps mort dans le cas des acquisitions de taux de comptage MCS (cf. tableau A5.9). Cela se justifie par le fait que pour ce mode de mesure, l'analyseur de signal se contente de compter les impulsions TTL incidentes et ne joue aucun autre rôle dans le traitement du signal. De même, on ne constate pas de différence concernant les mesures de taux de comptage PHA, la correction de temps actif n'étant pas mise à défaut pour les taux de comptage obtenus (cf. tableau A5.8).

Tableau A5.7 – Amélioration apportée par l'utilisation de l'analyseur de signal MP2 sur la proportion de temps mort en mode PHA

Analyseur de signal MP2		Analyseur de signal PCA3-48	
Taux de comptage PHA (coups/s)	Temps mort (%)	Taux de comptage PHA (coups/s)	Temps mort (%)
621	1.2	614	2.7
1861	2.9	1844	6.5
2467	1.2	2464	7.4
3108	4.6	3078	9.9
3730	5.7	3708	12.3
4974	7.9	4912	15.3
5742	9.9	5579	17.4
7430	8.9	7421	20.0
12402	10.9	12254	30.1
14900	13.8	14863	34.2
17219	27.0	16917	39.4
19788	31.0	19705	41.2
28634	41.2	28296	53.7
34289	47.1	33875	58.8
45492	56.9	44928	66.9

Tableau A5.8 - Amélioration apportée par l'utilisation de l'analyseur de signal MP2 sur la mesure de taux de comptage PHA

Analyseur de signal MP2		Analyseur de signal PCA3-48		Différence entre les deux chaînes (%)
Taux de comptage attendu (coups/s)	Taux de comptage PHA mesuré (0.4R) (coups/s)	Taux de comptage PHA (coups/s)	Taux de comptage PHA mesuré (0.4R) (coups/s)	
621	621	614	614	-1.2
1863	1861	1842	1844	-0.9
2467	2467	2464	2464	-0.1
3106	3108	3069	3078	-1.0
3727	3730	3683	3708	-0.6
4969	4974	4911	4912	-1.3
5742	5742	5579	5579	-2.9
7402	7430	7393	7421	-0.1
12337	12402	12322	12254	-1.2
14805	14900	14786	14863	-0.3
17227	17219	16736	16917	-1.8
19740	19788	19715	19705	-0.4
28712	28634	27893	28296	-1.2
34454	34289	33471	33875	-1.2
45938	45492	44628	44928	-1.3

Tableau A5.9 – Amélioration apportée par l'utilisation de l'analyseur de signal MP2 sur la mesure de taux de comptage MCS

Analyseur de signal MP2		Analyseur de signal PCA3-48		Différence entre les deux chaînes (%)
Taux de comptage attendu (coups/s)	Taux de comptage MCS mesuré (coups/s)	Taux de comptage PHA (coups/s)	Taux de comptage MCS mesuré (coups/s)	
642	642	640	640	-0.3
1925	1917	1919	1918	0.0
2523	2523	2532	2532	-0.1
3208	3183	3199	3185	0.1
-	-	3838	3822	-
5132	5054	5118	5058	0.1
5986	5986	6054	6054	1.1
7570	7453	7595	7471	-0.1
12617	12167	12658	12166	-1.2
15140	14464	15190	14472	-0.3
17957	17043	18161	16975	-0.4
20187	18830	20253	18802	-0.4
29929	26799	30269	26734	-0.2
35914	31048	36323	31052	0.0
47886	38339	48430	38235	-0.3

ANNEXE 5 : SCRIPT MATLAB UTILISE POUR DEPOUILLER LES FICHIERS BINAIRES EMIS PAR PING.

```

clear all;
close all;
olddir=pwd;

%%%%%%%%%%%%%% lecture fichier binaire

h=findobj(gcf,'Tag','tagSignal1IHM_001');
charge=get(h,'String');
assignin('base','charge',charge);

[fileName1,PathName1] = uigetfile({'*.bin';*.dat';*.mat';*.*'},'ouvrir','g:\essaiPing.bin')
fname=fullfile(PathName1,fileName1);
assignin('base','fileName1',fileName1)
fid=fopen(fname,'r');
tline = fgetl(fid); %enlève l'entête
A=fread(fid,'int64');
fclose(fid);

fnom = strtok(fileName1, '.');
chemin=strcat(PathName1,fnom);

cd(PathName1);
mkdir(fnom);
cd(fnom);

%%%%%%%%%%%%%% fin lecture binaire

% unité de temps= ns

nbre_canaux=400;
duree=1e3; % en ns
total_rossy=nbre_canaux*duree; %ns temps total fenêtre
taille=size(A) ; %nombre événement
tab=A(:)*10; % passage en ns

% debuggage en cas de pente non attendue

pente_loc=diff(tab);
pente_moy=mean(pente_loc)
ind_bug=1;
pos_bug=0;

for i=1:taille-1
    if pente_loc(i)>2*pente_moy
        pos_bug(ind_bug)=i;
        ind_bug=ind_bug+1;
    end
end

bugsize=size(pos_bug);

```



```

if pos_bug(1)>0
    for j=1:bugsize
        for i=pos_bug(j):taille
            tab(i)=tab(i)-pente_loc(pos_bug(j));
        end
    end
end
end

reference=0;

% procedure de test pour fin de fichier ou fin sur valeur aberrante
t_final=tab(taille(1));
tyty=find(((tab(:)>=t_final-total_rossy))&(abs(tab(:))<2.8e15));
toto=max(tyty);
nombre_element_acquisition=toto

% calcul paramètre acquisition

temps_total_en_s=(tab(toto)-tab(1))/1e9 % temps total en s
taux_comptage_cp_s=toto/temps_total_en_s; % en cps/s

% initialisation histo

N=zeros(nbre_canaux(1),1); % initialisation de l'histo

% début calcul

t = cputime;
stock1=0;
stock2=0;
evenement_seul=0;

% procédure évolution du comptage en fonction du temps

i=1;
N_count=zeros(round(temps_total_en_s),1);
temps=zeros(round(temps_total_en_s),1);

if round(temps_total_en_s)>=1
    for k=1:round(temps_total_en_s)
        if i<toto
            reference(k)=tab(i); %défini la borne inf de l'intervalle de temps qui nous intéresse
            refi=reference(k)+1e9; %défini la borne sup de l'intervalle de temps qui nous intéresse
            stopo=find((reference(k)<=tab(:))&(tab(:)<=refi)); %sélectionne les abscisses correspondant à la
            plage de 1s définie dessus
            N_count(k,1)=max(stopo)-stopo(1); %donne le nombre de coups correspondant à la plage de
            temps
            i=max(stopo); %permet de reprendre l'étape suivante là où la précédente a commencé
            temps(k,1)=k; %stocke la valeur de temps correspondant au taux de comptage
            if refi>=max(tab)
                N_count(k,1)=((max(stopo)-stopo(1))/(max(tab)-reference(k)))*1e9; %gère le taux de comptage
                de la dernière seconde non entière
            end
        end
    end
end

else % gère les acquisitions de moins de une seconde

```

```

reference=tab(i); %défini la borne inf de l'intervalle de temps qui nous intéresse
refi=reference+1e9; %défini la borne sup de l'intervalle de temps qui nous intéresse
stopo=find((reference<=tab(:))&(tab(:)<=refi)); %sélectionne les abscisses correspondant à la plage
de 1s définie dessus
N_count(1,1)=((max(stopo)-stopo(1))/(max(tab)-reference))*1e9; %donne le nombre de coups
correspondant à la plage de temps
temps(1,1)=1;

end

% calcul de la pente du taux de comptage
moy=polyfit(temps,N_count,1);

% affichage
temps_calcul_s = cputime-t
taux_comptage_moyen=mean(N_count);
pente_taux_comptage=moy(1);

for i=1:round(temps_total_en_s)
tendance(i)=moy(1)*temps(i,1)+moy(2);
end

% sort un fichier texte avec quelques données importantes (tdc...)
raoul=fopen([fnom '_res.txt'],'w');
fprintf(raoul,'%1.5E\n',taux_comptage_moyen,pente_taux_comptage);
fclose(raoul);

figure(1);
Title('Donnees brutes');
xlabel('Numero de données');
ylabel('Valeur de temps ');
plot(A);
print('-dmeta', ['courbe_tps_bru_' fnom]);

if round(temps_total_en_s)>=1
figure(2);
plot(N_count);
title('Taux de comptage en fonction du temps');
xlabel('Temps (s)');
ylabel('Taux de comptage cp/s');
ylim([0 1.6*max(N_count)])
hold on
plot(tendance,'r')
hold off
print('-dmeta', ['courbe_tdc_' fnom]);
end

figure(3);
Title('Donnees corrigées');
xlabel('Numero de données');
ylabel('Valeur de temps ');
plot(tab);
print('-dmeta', ['courbe_tps_cor_' fnom]);
cd(olddir);
close all

```

ANNEXE 6 : MESURES DE TEMPS DE DOUBLEMENT REALISEE AVEC LE PROTOTYPE PING SUR LE REACTEUR MINERVE

Figure A6.1 - Divergence à 40 W avec PING et la chaine 2

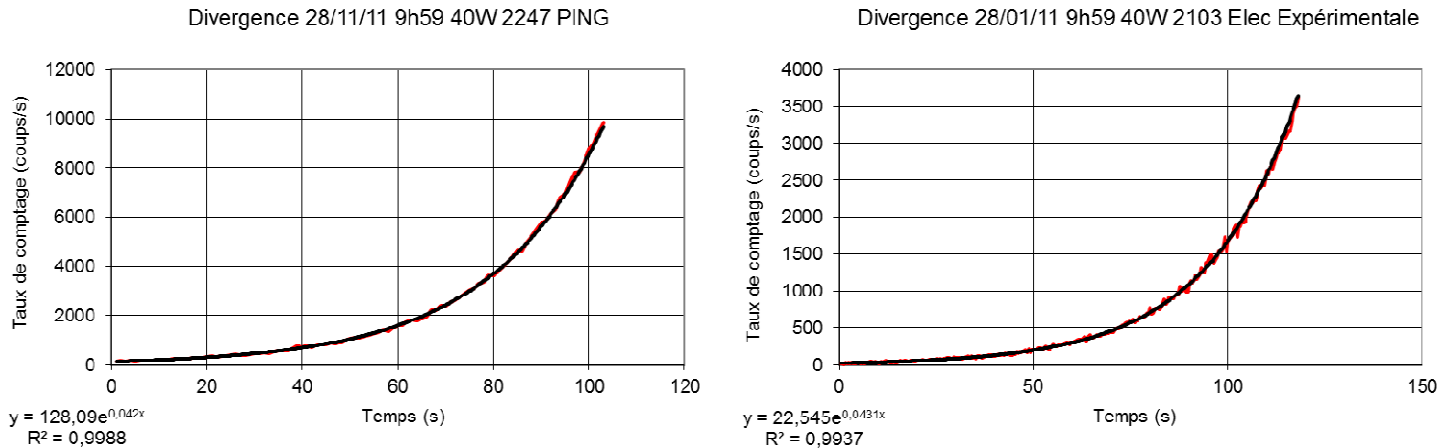


Figure A6.2 - Divergence à 60 W avec PING et la chaine 2

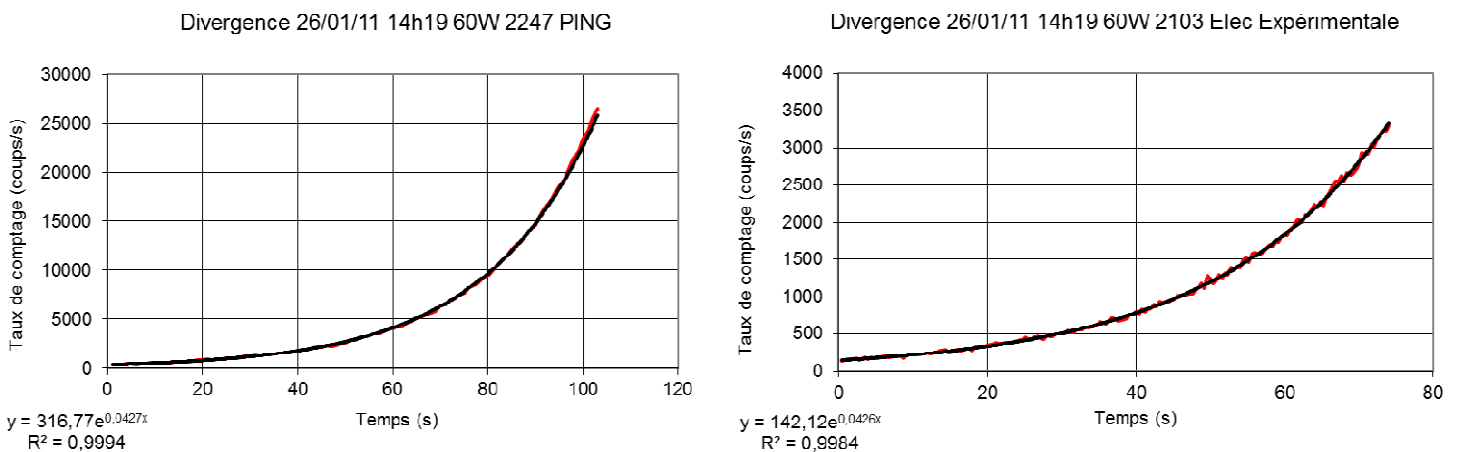


Figure A6.3 - Divergence à 10 W avec PING et la chaine 2

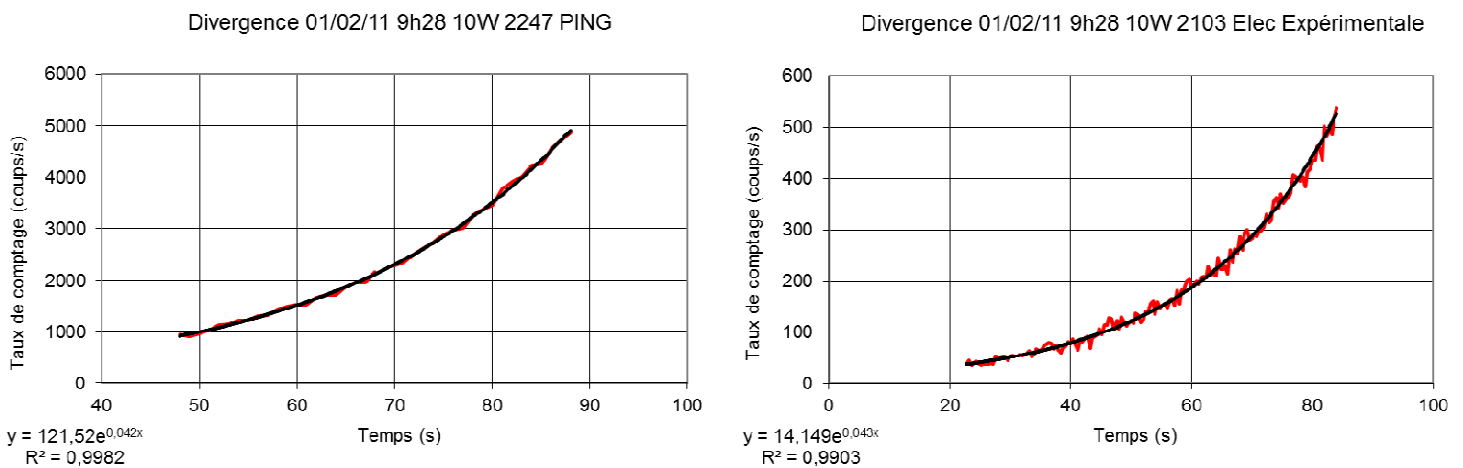
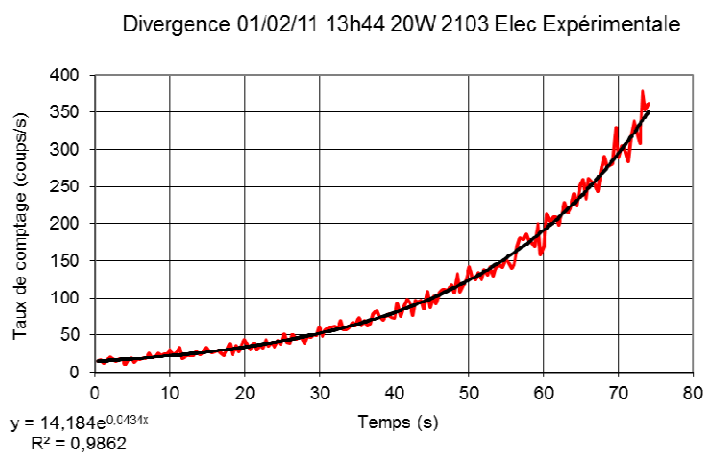
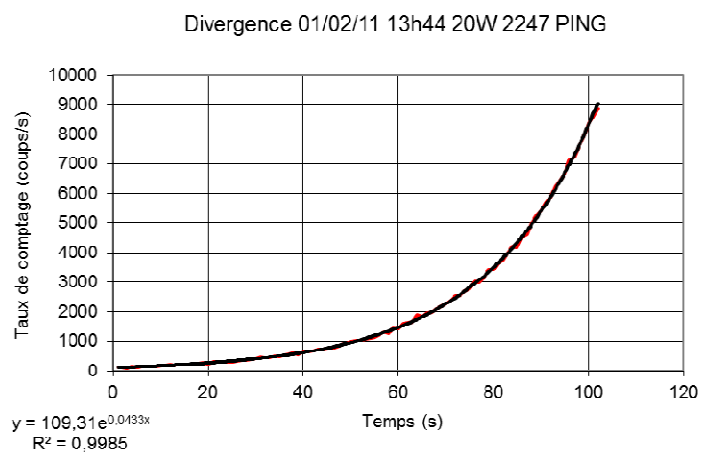
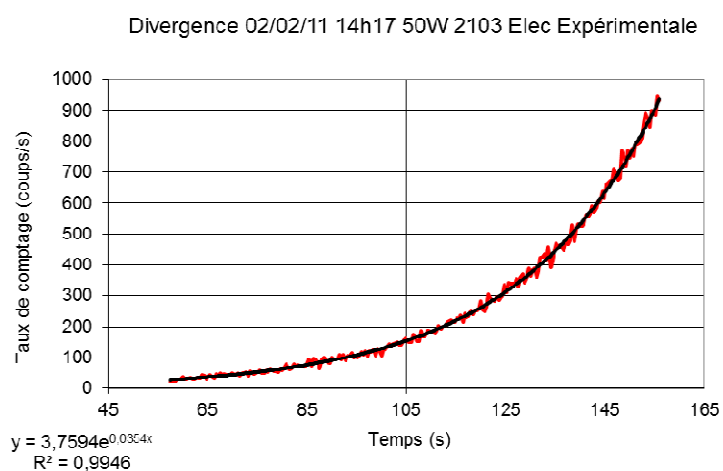
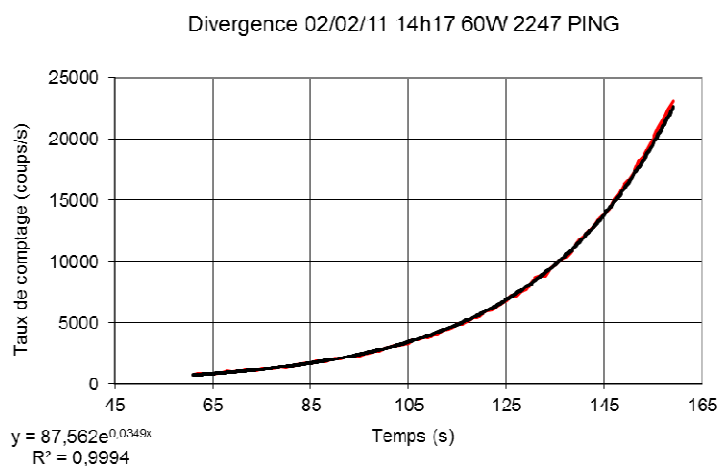


Figure A6.4 - Divergence à 20 W avec PING et la chaine 2

Figure A6.5 - Divergence à 60 W avec PING et chaine 2 ¹

¹ La différence entre la valeur obtenue pour cette mesure et les autres provient d'un changement dans la zone expérimentale de MINERVE engendrant une baisse de la réactivité du massif (insertion de la surgaine Poline pour des mesures en centre cœur)

ANNEXE 7 : MESURES DE CHUTE DE BARRE REALISEE AVEC LE PROTOTYPE PING SUR LE REACTEUR MINERVE

Figure A7.1 - Insertion de la barre à partir d'un état critique à 10 W

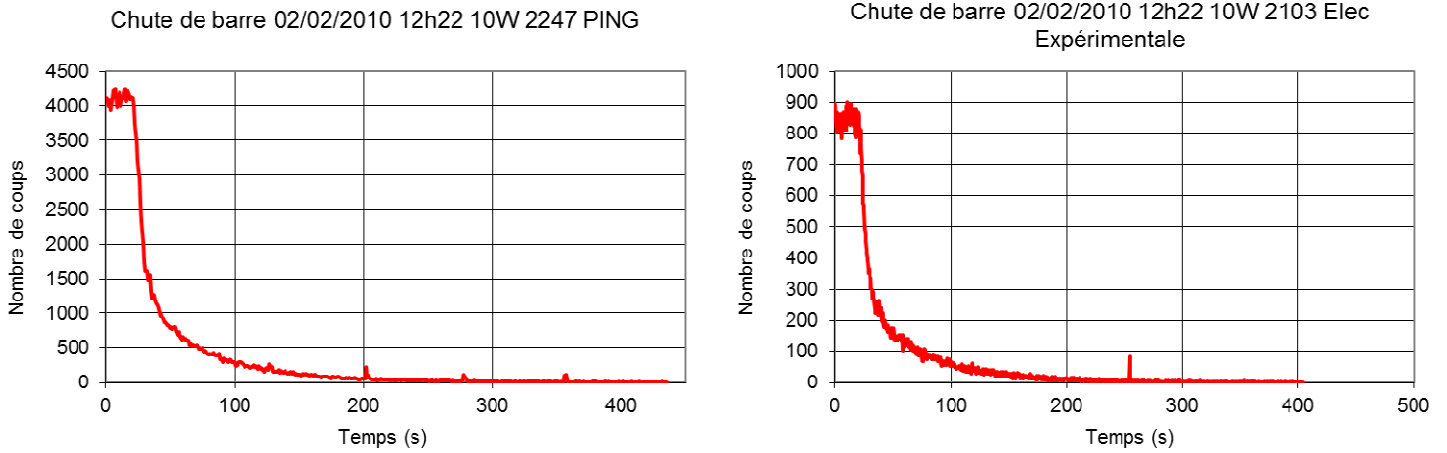


Figure A7.2 - Insertion de la barre à partir d'un état critique à 50 W (mesure n°1)

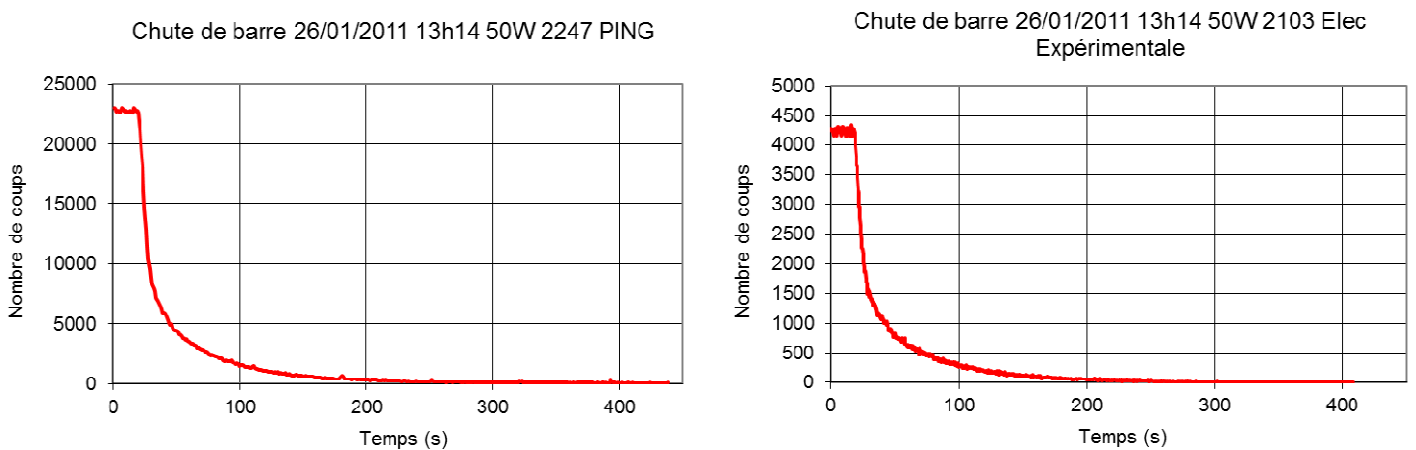


Figure A7.3 - Insertion de la barre à partir d'un état critique à 50 W (mesure n°2)

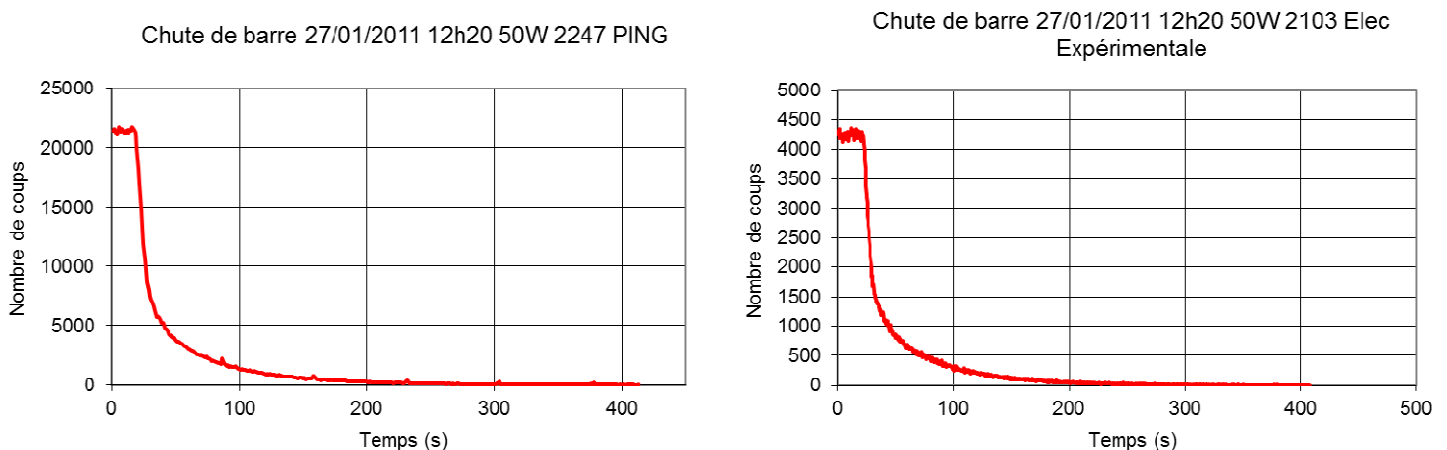
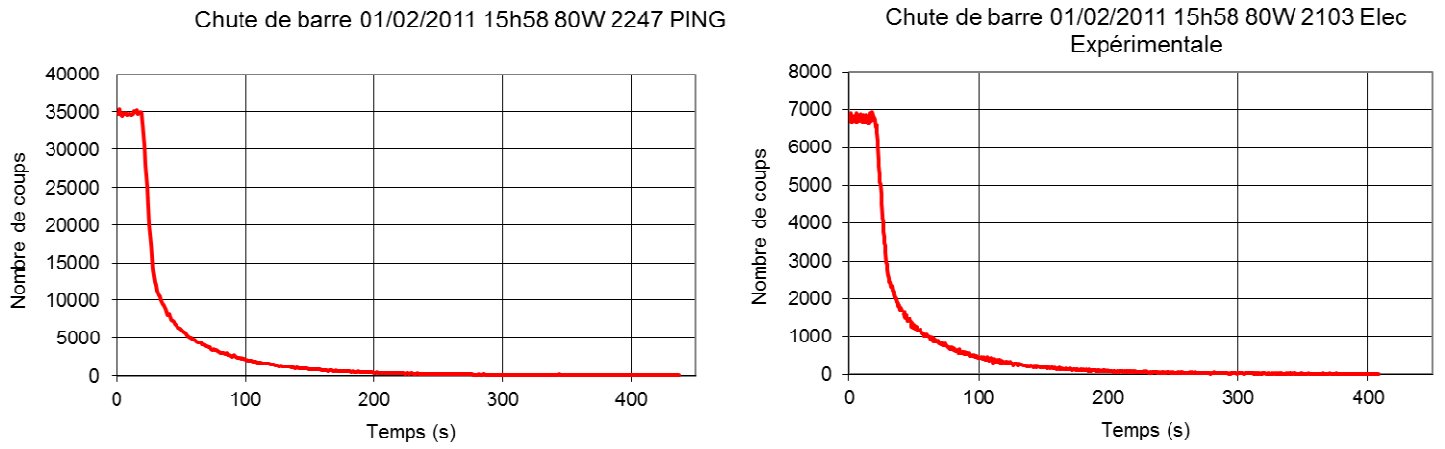
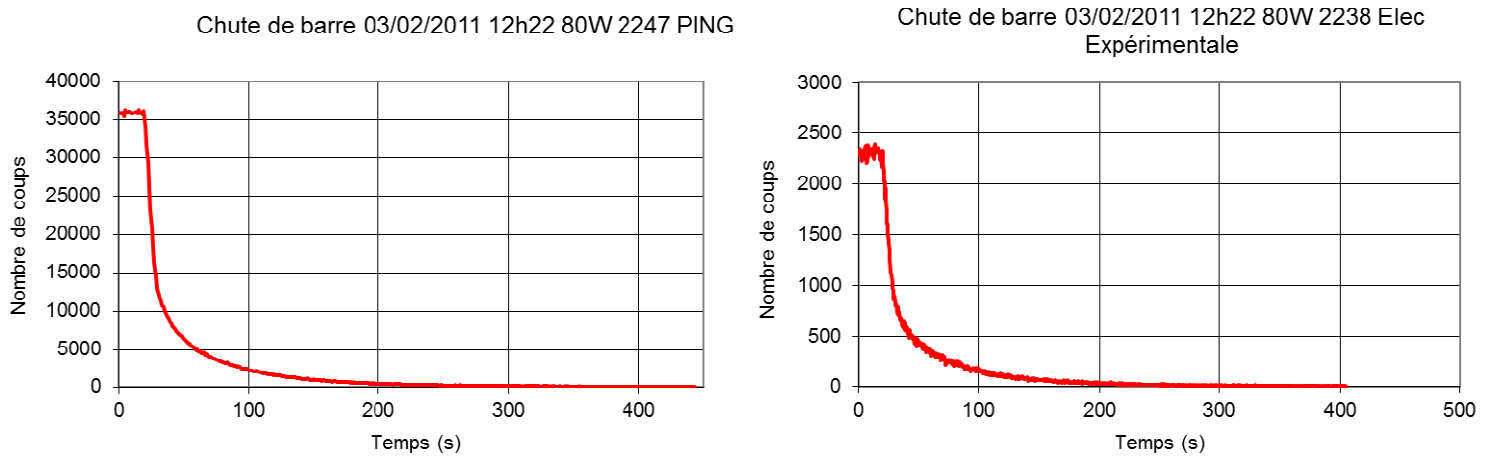


Figure A7.4 - Insertion de la barre à partir d'un état critique à 80 W (mesure n°1)**Figure A7.5 - Insertion de la barre à partir d'un état critique à 50 W (mesure n°2)**

ANNEXE 8 : NOUVELLE METHODOLOGIE DE CORRECTION DE TEMPS MORT : SCRIPT MATLAB.

```
clear all

H=importdata('H.txt');
Hmax=max(H);
delta=2*Hmax;

Hdiag=importdata('Hdiag.txt');
Hvrai=importdata('Hvrai.txt');

TTaille=size(Hvrai);
diag=TTaille(1);

tirage=int16(10000000);

DT=zeros(tirage,1);
th=zeros(tirage,1);
diffm=zeros(tirage,1);
Hdiagm=zeros(diag,1);
diff=zeros(diag,1);

for i=1:tirage
    x=rand(1);
    DT(i)=x*500e-9;
    th(i)=rand(1);

    for j=1:diag
        Hdiagm(j)=th(i)*Hvrai(j)/(exp(DT(i)*Hvrai(j)*th(i))+th(i)-1);
        diff(j)=1/diag*(Hdiagm(j)-Hdiag(j))^2;
    end

    diffm(i)=mean(diff);
end

[C,J]=min(diffm);

DTH=DT(J)
thetaH=th(J)

Hm=0;
Hr=0;

TTaille=size(H);
Htaille=TTaille(1);

p=0;
q=1;
pas=10;
```

```
while max(Hm)<Hmax
Hm(q)=thetaH*p/(exp(DTH*p*thetaH)+thetaH-1);
p=p+pas;
q=q+1;
end

TTaille=size(Hm);
Hmtaille=TTaille(2);

    for i=1:Htaille
        delta=H(i);
        for j=1:Hmtaille
            if abs(H(i)-Hm(j))<delta
                delta=abs(H(i)-Hm(j));
                Hr(i)=j*pas;
            end
        end
    end

raoul=fopen(['Hc.txt'],'w');
fprintf(raoul,'%1.0f\n',Hr);
fclose(raoul);
```


ANNEXE 9 : MESURES DE CHUTE DE BARRE REALISEE SUR LE REACTEUR MASURCA DEPOUILLEE AVEC LA NOUVELLE METHODOLOGIE DE CORRECTION DE TEMPS MORT.

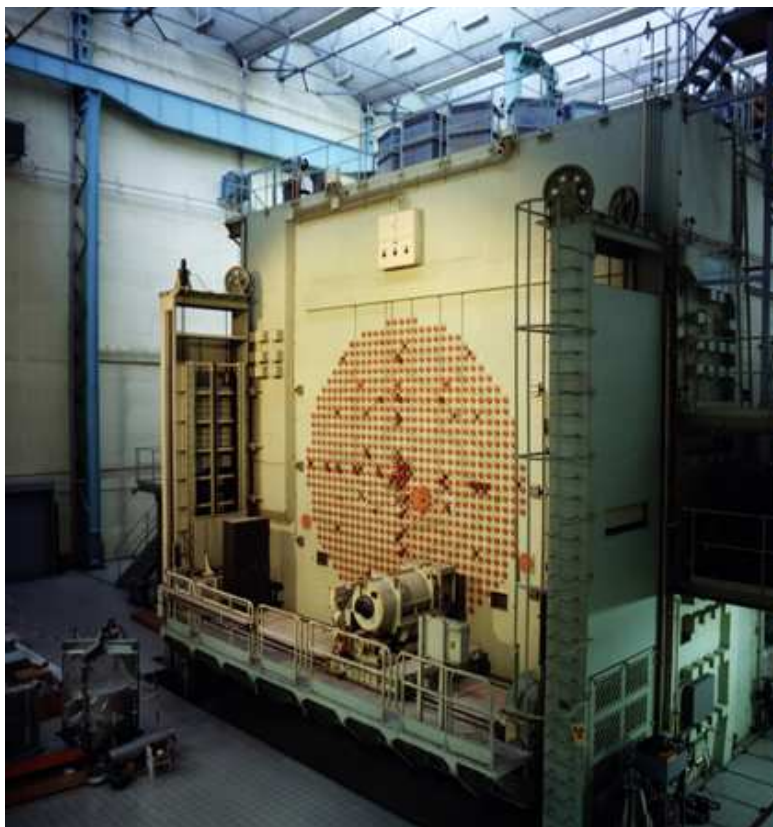
Fiche de mesure 377					
Moniteur	Type	Taux de comptage approximatif avant descente de la BP	Correction de temps mort maximale en % (à appliquer aux comptages avant la chute)	Réactivité du cœur BP basse (en cents)	Réactivité du cœur BP basse (en cents) - nouvelle méthodologie de correction
A	CFUM21	90 500	1,1	-30,06	-30,06
B	CFUM21	2 000	-	-29,99	-29,99
C	CFUM21	98 000	1,2	-30,05	-30,05
D	CFUM21	87 000	0,9	-30,14	-30,14
E	CFUM21	4 800	-	-30,05	-30,05
F	CFUE22	142 000	2,6	-30,03	-30,03
G	CFUE24	233 000	3	-30,16	-30,16
H	CFUL01	1 680 000	20	-28,75	-30,04
I	CFUE24	-	-	-	-
J	CPNB45	6 900 000	> 100	-	-
K	CFUE22	135 000	2,8	-29,92	-29,92
L	CFUL01	1 620 000	17	-28,44	-29,47
MOYENNE		(A, C, D, F, G, H, I, K et L)		-30,06	-29,98
				Réactivité du cœur en pcm	-105,5
				Ecart-type en pcm	0,1
Fiche de mesure 236					
Moniteur	Type	Taux de comptage approximatif avant descente de la BP	Correction de temps mort maximale en % (à appliquer aux comptages avant la chute)	Réactivité du cœur BP basse (en cents)	Réactivité du cœur BP basse (en cents) - nouvelle méthodologie de correction
A	CFUM21	56 600	0,7	-28,26	-28,26
B	CFUM21	2 400	0	-28,18	-28,18
C	CFUM21	61 000	0,8	-28,32	-28,32
D	CFUM21	53 000	0,6	-28,41	-28,41
E	CFUM21	3 000	0	-28,34	-28,34
F	CFUE22	88 000	1,6	-28,19	-28,19
G	CFUE24	144 000	1,8	-28,3	-28,3
H	CFUL01	1 060 000	12,8	-27,36	-27,84
I	CFUE24	136 500	1,9	-28,23	-28,23
J	CPNB45	5 800 000	-	-	-
K	CFUE22	83 500	1,7	-28,14	-28,14
L	CFUL01	1 035 000	11,2	-27,2	-27,71
MOYENNE		(A, C, D, F, G, H, I, K et L)		-28,26	-28,26
				Réactivité du cœur en pcm	-99,2
				Ecart-type en pcm	0,1

ANNEXE 10 : LE REACTEUR BR1.

Ces informations sont tirées de la plaquette de présentation du réacteur BR1 rédigée par le SCK•CEN Mol et disponible sur <http://www.sck.be/en/Our-Research/Research-facilities/BR1-Belgian-Reactor-1>

Le BR1, le premier réacteur belge, est un réacteur refroidi par air et modéré au graphite. Il est un instrument flexible pour la recherche fondamentale et la formation. Il a été rendu critique pour la première fois le 11 mai 1956. Une photographie du réacteur est disponible sur la figure A10.1.

Figure A10.1 - Photographie du réacteur BR1



Après la phase de démarrage, il a été utilisé principalement pour la recherche en physique des neutrons et en physique des réacteurs. Jusqu'au démarrage du BR2 en 1964, il a aussi servi à la production de radio-isotopes.

Aujourd'hui, le réacteur ne fonctionne qu'à la demande des expérimentateurs à concurrence de maximum 8 heures par jour, avec une puissance maximale de 700 kW (des périodes limitées de 1 MW restent possibles). Les rôles de ce réacteur restent multiples, quelques exemples sont donnés ci-dessous.

Analyse par activation neutronique

L'analyse par activation neutronique est une des techniques les plus précises pour déterminer la composition de certains matériaux. Pour ce faire, on irradie au moyen de neutrons le matériau à examiner. Tous les éléments présents deviennent ainsi radioactifs et émettent des rayons gamma. L'analyse de ces rayons gamma, qui sont caractéristiques pour chaque élément chimique, permet de déterminer simultanément environ soixante éléments.

Tant l'élément principal de l'échantillon que les oligoéléments (très petites quantités, jusqu'à une particule par milliard) peuvent être déterminés de manière précise. Cette méthode est, pour les matériaux solides, beaucoup plus précise que la plupart des analyses chimiques. Elle est surtout appliquée pour des examens médicaux, pour la surveillance de processus industriels, pour la certification de matériaux de référence, pour la recherche archéologique et les enquêtes judiciaires. Cette technique présente le grand avantage que la préparation des échantillons n'est pas nécessaire. L'échantillon conserve sa forme d'origine et peut, le cas échéant, encore être utilisé par après pour de nouvelles mesures, analyses ou examens.

Neutronographie

Il s'agit d'une technique de formation d'images présentant des analogies avec les photographies par rayons X: on utilise un faisceau de neutrons à la place des rayons X. En neutronographie, l'objet est étudié par transparence aux neutrons thermiques. Etant donné que certaines substances (p.ex. l'hydrogène) absorbent plus facilement les neutrons que d'autres (comme l'aluminium), on obtient une image, comme grâce aux rayons X, sur laquelle les diverses substances peuvent être distinguées. Comme les neutrons ne sont pas ionisants, ils ne peuvent pas former d'image sur une plaque photographique. Il faut d'abord convertir les neutrons en rayonnement ionisant. Pour cela on fait généralement usage de gadolinium qui absorbe fortement les neutrons et émet un rayonnement bêta capable de sensibiliser une plaque photographique. L'image est très différente d'une photographie par rayons X. Les matières synthétiques (qui contiennent beaucoup d'hydrogène) apparaissent clairement parce qu'elles sont plus noires sur la photo que d'autres métaux. Avec les rayons X, c'est la densité du matériau qui détermine l'absorption des rayons: les éléments lourds absorbent plus que les éléments légers.

Calibrage et validation

Les instruments utilisés pour les mesures de radiations (neutrons, gammas, etc.) doivent être préalablement calibrés dans des champs neutroniques ou photoniques de référence dont les caractéristiques sont bien connues. Le BR1 possède de tels champs de référence qui sont utilisés à cet effet. Pour déterminer les caractéristiques de radiations (dans un réacteur commercial, pour des applications médicales), on utilise des méthodes de calcul sophistiquées qui sont validées au moyen de valeurs expérimentales. Ces dernières sont obtenues dans les champs caractérisés du BR1.

Formation

Le réacteur est aussi utilisé pour la formation, entre autres pour les étudiants des cours BNEN. BNEN est le programme de formation interuniversitaire dont l'acronyme signifie Belgian Nuclear higher Education Network.

Dans le cadre des travaux de thèse présentés dans le mémoire (en particulier ceux détaillés dans le chapitre 5), le réacteur a été utilisé pour la calibration des chambres à fission du SPEX. Cette opération a nécessité l'utilisation du dispositif Mark III et de la cavité thermique creusée dans le graphite disposé au-dessus du cœur du réacteur. L'équipe CEA envoyée sur place a installé le matériel de mesure sur le toit du réacteur dont la photographie est disponible sur la figure A10.2.

Figure A10.2 - Photographie du toit du réacteur BR1



ANNEXE 11 : CORRECTION PHYSIQUES A APPORTER AU TAUX DE COMPTAGE DES CHAMBRES A FISSION DANS LE DISPOSITIF MARK III POUR SE RAPPORTER A UN SPECTRE STANDARD DE FISSION ^{235}U .

Comme précisé dans le chapitre 5, la plupart des coefficients sont issus du calcul ou de mesures réalisées par le SCK•CEN. Cette annexe précisera donc les valeurs utilisées et les incertitudes qui leur sont associées. Seul le coefficient K3, concernant les isotopes fissiles, a été l'objet de mesure dont les résultats sont également présentés.

De fait, les valeurs utilisées pour les coefficients K1, K2 et K4 sont présentées dans le tableau A11.1 avec leurs incertitudes associées.

Tableau A11.1 – Valeur et incertitude des paramètres correctifs K1, K2 et K4

Isotope	K1	Incertitude	K2	Incertitude	K4	Incertitude
232Th	0,9960	0,10%	-	-	1,000	0,10%
235U	0,9943	0,10%	0,8182	0,70%	-	-
237Np	0,9980	0,10%	-	-	0,992	0,10%
239Pu	0,9900	0,10%	0,8053	0,70%	-	-
240Pu	0,9960	0,10%	-	-	0,987	0,10%
242Pu	0,9960	0,10%	-	-	0,987	0,10%
241Am	0,9960	0,10%	-	-	1,000	0,10%

Le coefficient $K3$ résulte du rapport donné dans l'équation 122. Il doit être mesuré pour chaque isotope fissile. Ainsi, il a été mesuré pour ^{235}U et ^{239}Pu respectivement grâce aux chambres à fission n°2209 et n°2237. Ces mesures n'ont été réalisées avec des chambres de 4 mm et 8 mm de diamètre. En effet, les mesures de 2001 ont prouvées que la géométrie de la chambre n'avait qu'un impact marginal sur le coefficient de correction.

$$K3 = \frac{\frac{C(+30cm)}{C_{moni}(+30cm)} + \frac{C(-30cm)}{C_{moni}(-30cm)}}{2 \cdot \frac{C(\text{centre})}{C_{moni}(\text{centre})}} \quad (\text{A10.1})$$

Avec $C(x \text{ cm})$ correspondant au taux de comptage de la chambre à fission utilisée pour la mesure et $C_{moni}(x \text{ cm})$ au taux de comptage du monitoring de BR1 pendant la mesure en position x . Les résultats de mesure et les calculs du coefficient $K3$ pour ^{235}U et le ^{239}Pu sont donnés dans les tableaux A11.2 et A11.3.

Tableau A11.2 - Calcul du paramètre K3 pour l'isotope ^{239}Pu

Mesure ^{239}Pu					
	Mesure +30 cm	Mesure -30 cm	Mesure centrale		
Seuil	Taux de comptage (cps/s)	Taux de comptage (cps/s)	Taux de comptage (cps/s)	K3	Incertitude
R					
0.3R	6,47	6,42	28,27	0,236	1%
0.35R	6,40	6,35	27,96	0,236	1%
0.4R	6,35	6,29	27,63	0,237	1%
0.45R	6,29	6,22	27,25	0,237	1%
0.5R	6,22	6,16	26,84	0,238	1%
0.55R	6,16	6,07	26,33	0,240	1%
0.6R	6,08	5,97	25,67	0,243	1%

Tableau A11.3 - Calcul du paramètre K3 pour l'isotope ^{235}U

Mesure ^{235}U					
	Mesure +30 cm	Mesure -30 cm	Mesure centrale		
Seuil	Taux de comptage (cps/s)	Taux de comptage (cps/s)	Taux de comptage (cps/s)	K3	Incertitude
R					
0.3R	522,50	515,61	1980,26	0,262	1%
0.35R	506,26	497,74	1914,73	0,262	1%
0.4R	488,90	478,02	1837,31	0,263	1%
0.45R	468,55	455,91	1750,30	0,264	1%
0.5R	446,37	431,46	1656,01	0,265	1%
0.55R	422,65	406,56	1561,98	0,266	1%
0.6R	399,60	381,96	1466,83	0,266	1%

L'incertitude affectant les taux de comptage corrigés pour les isotopes fissiles et fertiles sont respectivement données dans les équations (A11.2) et (A11.3).

$$\frac{\Delta C_{\text{corrigé}}}{C_{\text{corrigé}}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta C_{\text{brut}}}{C_{\text{brut}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta K1}{K1}\right)^2 \left(\frac{C_{\text{brut}} K1}{C_{\text{corrigé}}}\right)^2 + \left(\left(\frac{\Delta K2}{K2}\right)^2 + \left(\frac{\Delta K3}{K3}\right)^2\right) \left(\frac{C_{\text{brut}} K2 K3}{C_{\text{corrigé}}}\right)^2} \quad (\text{A11.2})$$

$$\frac{\Delta C_{\text{corrigé}}}{C_{\text{corrigé}}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta C_{\text{brut}}}{C_{\text{brut}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta K1}{K1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta K4}{K4}\right)^2} \quad (\text{A11.3})$$

Abstract

Nuclear measurement, and in particular neutronic measurement, plays a key role in nuclear research and industry. Neutrons, when detected, are able to provide capital pieces of information on the behavior of, for example, a nuclear reactor core. This allows, among others things, a safe operating of the reactor, qualifying calculation tools used for the conception of future reactors (such as the JHR or the 4th generation reactors) and making progress in fundamental research by improving nuclear data libraries. The result of each measurement is affected by an uncertainty which depends on many factors. Its estimation is a necessity and its reduction is one of the major challenges taken up to by the CEA.

Neutrons are not charged particles and are therefore unable to directly ionize the gas of a gas filled detector; therefore their detection using this kind of measurement tool requires a conversion reaction, which is, in the case of the fission chamber detector, the induced fission reaction. The reduction and mastery of the uncertainties affecting the fission chambers measurements are the core of the thesis subject. This work was achieved within the Experimental Program Laboratory (LPE) of the Experimental Physics Section (SPEX) at CEA Cadarache. It is divided into four parts:

- the first one consists in a state of the art of fission chambers measurements within the framework of the zero-power experimental reactors. It compiles knowledge about measurement techniques, technologies and physics used for neutron detection.
- the second part study the optimization of two of the key parameters defining the design of a fission chamber:
 - the fissile deposit thickness. The results, obtained thanks to simulation, allowed a better understanding of this parameter's impact on measurements which lead to an improvement of the future detectors design.
 - the filling gas type and pressure. A deep experimental parametric study was carried out in the MINERVE facility which enables understanding the impact of both filling gas characteristics on results. New filling standards have been discovered and are now taken into account when designing new detectors. Those standards allow dividing by two the measurement uncertainties due to pressure variations and enable using fission chambers in more various experimental setups.
- the third part of this works is focused on the improvement of the electronic equipment and post-treatments used for fission chambers measurements. Three innovative acquisition devices were chosen for testing in MINERVE. The results obtained enable giving a set of short term and long term recommendations considering the update of the instrumentation used in the SPEX zero power reactors. In addition, a new dead time correction method was developed during the thesis and is presented in this part. Its positive impact on rod-drop measurement is given for illustration as the gap between experimental results and expected values is divided by four thanks to this innovative correction method.
- the last part is about the optimization of spectral indices measurement. The most important parameters regarding spectral indices assessment are studied, their impact on spectral index is quantified and their respective acquisition methods are optimized. The study was mainly concentrated on the calibration data acquisition. This work led to significant improvement, most notably concerning the « ^{238}U fission / ^{235}U fission » spectral index measured in the MINERVE core. The gap between calculation and experimental results has been greatly reduced (from 35.70% to 0.17%) and the associated uncertainty has also been diminished (from 15.7% to 5.6%). Those results also allowed explaining abnormal gaps between calculation and experimentation observed in measurement performed in the MINERVE facility in 2004.

In the end, the results obtained during this thesis allowed a better understanding of the fission chamber measurement process, an optimization of this detectors design and to master and reduce the uncertainties and gaps between calculation and experimentation associated with the measurement done with this kind of sensor.

Résumé

Le rôle de la mesure nucléaire, et en particulier celui de la détection neutronique est fondamental dans la recherche et l'industrie nucléaire. Les neutrons fournissent des informations capitales sur le comportement d'un milieu expérimental de type réacteur nucléaire. Leur mesure permet, entre autres, d'assurer l'exploitation « au quotidien » des installations nucléaires de base par le respect des critères de sûreté, de qualifier les codes de calcul utilisés notamment pour la conception des cœurs du futur (comme les réacteurs de génération 4 ou le Réacteur Jules Horowitz) et de faire des progrès en recherche fondamentale, notamment en améliorant les bibliothèques de données nucléaires. Le résultat de chaque mesure est affecté d'une incertitude dont les contributions sont parfois complexes mais dont la prise en compte est systématiquement nécessaire pour leur interprétation. Leur réduction est un des challenges majeurs du CEA.

Les neutrons sont des particules non chargées dont la détection par chambre d'ionisation passe nécessairement par une réaction de conversion. Le capteur de type « chambre à fission », utilise la réaction de fission induite. La maîtrise et la réduction des incertitudes affectées aux mesures utilisant ce détecteur constituent la thématique de cette thèse qui s'est déroulée au sein du Laboratoire des Programmes Expérimentaux (LPE) du Service de Physique Expérimentale (SPEX) du CEA Cadarache. Ils se divisent en quatre thématiques :

- la première consiste en un état de l'art de la mesure neutronique par chambre à fission en réacteur maquette. Elle fait le point sur les techniques de mesure, la technologie et les processus physiques mis à profit lors de la détection des neutrons,
- la deuxième thématique porte sur l'optimisation de deux paramètres intrinsèques du détecteur :
 - l'épaisseur du dépôt de matière fissile. Les résultats obtenus par simulation ont permis de mieux appréhender l'impact de ce paramètre sur les mesures et d'optimiser la conception des détecteurs futurs,
 - la pression et la nature du gaz de remplissage. Ces travaux ont permis d'étudier expérimentalement l'impact de cette grandeur sur le comportement de la chambre à fission et d'en optimiser le remplissage. De nouveaux standards ont été découverts et mis en place, adaptés au matériel utilisé aujourd'hui, qui permettent d'une part une division par deux des incertitudes liés aux variations de la pression de remplissage et une utilisation plus souple des détecteurs d'autre part,
- la troisième thématique s'intéresse à l'amélioration de l'électronique de mesure et des post-traitements utilisés. Trois chaînes d'acquisition innovantes ont été testées de manière à couvrir les grandes lignes du panorama actuel de l'électronique de mesure. Il en résulte des recommandations dorénavant prises en compte pour l'équipement des maquettes critiques du SPEX. Ces travaux de thèses ont également été l'occasion d'introduire une méthodologie de correction de temps mort innovante et d'en illustrer l'impact positif (division par quatre des écarts entre la mesure et le résultat attendu) sur des mesures réalisées sur la maquette MASURCA,
- la quatrième et dernière thématique s'intéresse à l'optimisation des mesures d'indice de spectre par chambre à fission. Chaque paramètre influençant la mesure voit son impact quantifié et sa détermination optimisée, un soin tout particulier étant apporté aux mesures d'étalonnage des capteurs. Il en résulte des améliorations majeures, notamment sur l'indice de spectre « fission ^{238}U / fission ^{235}U » mesuré au centre du cœur de MINERVE, caractérisé par une réduction des écarts « calcul / expérience » (passant de 35.70% à 0.17% dans le meilleur des cas) et une diminution des incertitudes de mesure (passant de 15.7% à 5.6%). Ces résultats ont également permis d'expliquer et de réduire drastiquement les écarts anormaux entre le calcul et l'expérience constatés lors de mesures réalisées en 2004 sur le réacteur MINERVE.

En somme, les résultats obtenus au cours de cette thèse auront permis de mieux appréhender le fonctionnement des chaînes d'acquisitions utilisant des détecteurs de type « chambre à fission » miniature, d'en optimiser la conception et enfin de maîtriser et réduire les incertitudes et écarts calcul / expérience associés aux mesures faites avec ce type de capteur.