Etude des décharges partielles dans une chambre à fission haute température

Giacomo Galli

▶ **To cite this version:**

Giacomo Galli. Etude des décharges partielles dans une chambre à fission haute température. Génie civil nucléaire. Université Paris Saclay (COmUE), 2018. Français. NNT : 2018SACLC109 . tel-02170517

HAL Id: tel-02170517
https://theses.hal.science/tel-02170517

Submitted on 2 Jul 2019

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.

université PARIS-SACLAY

NNT : 2018SACLC109

Thèse de doctorat

CentraleSupélec

Etude des décharges partielles dans une chambre à fission haute température

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay
préparée à CentraleSupelec

École doctorale n°575
Electrical, optical, bio-physics and engineering EOBE
Spécialité de doctorat : génie électrique

Thèse présentée et soutenue à Gif-sur-Yvette, le 19/12/18, par

GALLI Giacomo

Composition du Jury :

Dupin Hong Professeur des universités, Univ. Orléans - GREMI	Président
Olivier Gallot-Lavallée Maître de conférences, Univ. Grenoble alpes - G2Elab	Rapporteur
Stéphane Normand Ingénieur de recherche, CEA	Rapporteur
Olivier Eichwald Professeur des universités, Univ. Paul Sabatier - LAPLACE	Examinateur
Romaric Landfried Maître de conférences, CentraleSupelec - GeePs	Examinateur
Philippe Dessante Professeur, CentraleSupelec – GeePs	Directeur de thèse
Hassen Hamrita Ingénieur de recherche, CEA	Encadrant
Michaël J. Kirkpatrick Maître de conférences, CentraleSupelec - GeePs	Encadrant
Christian Jammes Ingénieur de recherche, CEA	Invité
Emmanuel Odic Professeur, CentraleSupelec – GeePs	Invité

A Noemi...
perché starti accanto mi rende ogni giorno una persona migliore...

Remerciements

In questo viaggio durato 3 anni le prime persone che devo ringraziare sono quelle della mia famiglia in quanto, pur non avendo partecipato direttamente al mio lavoro, mi hanno sostenuto nei momenti più difficili. Quindi un "Grazie" a mio padre ed a mia madre che mi hanno permesso di raggiungere questo obiettivo, a mio fratello che con la sua gioventù mi ricorda di prendere le cose più alla leggera.

Dans cette trois années je pu travailler avec de personnes fantastiques sûr le côté professionnel mais aussi sur le côté humain. Je tiens donc à remercier : mon directeur de thèse Philippe Dessante, pour sa présence chirurgicale dans les moments de vrais besoin ; mon encadrant Emmanuel Odic, pour ces commentaires toujours très pertinents et stimulants dans tous les arguments (scientifiques et non) ; mon encadrant Christian Jammes, pour la confiance qui il m'a accordé.

Une énorme "Merci" est pour Hassen, qui m'a supporter énormément dans mes choix tout au long de la thèse et qui m'a appris énormément, encore une fois, dans le côté du travail aussi bien que dans le côté humain.

Dans cette voyage j'ai été accueilli dans le laboratoire LCAE, une grande "merci" donc à toutes les collègues du laboratoire LCAE qui ont accepté ma forte voix et qui m'ont fait grandir sous toutes les points de vue.

Une énorme "Merci" à tous les thésards qui ont croisés mon chemin, en particulier à Clément et Guillaume avec lesquels j'ai partagé le bureau aussi bien que mes meilleurs et pires moments pendant la thèse.

A big "Thank you" is to my supervisor Mike, who explained me almost all that I know about physics of discharges and design of experience. I want that you know that for me you are a great person and I'm honored to work with you and try to "steal" you a part of your knowledge.

Per ultimi io voglio ringraziare la mia famiglia : Noemi, Ginevra e Jack ; loro sono stati la mia luce, in quanto mi hanno permesso di avere chiaro in ogni momento che, per quanto la riuscita del mio lavoro fosse importante, nulla era tanto importante comparato a loro.

In questi lunghi ringraziamenti io ho sicuramente dimenticato qualcuno dunque un ulteriore "Grazie" per chiunque io abbia dimenticato.

Communication scientifique

G. Galli, H. Hamrita, C. Jammes, M.J. Kirkpatrick, E. Odic, Ph. Dessante, Ph. Molinie, B. Cantonnet, J-C. Nappé, "Characterization and localization of partial-discharge-induced pulses in fission chambers designed for sodium-cooled fast reactors". *IEEE TNS*, 2018.

G. Galli, H. Hamrita, M.J. Kirkpatrick, E. Odic, "Electrical discharges in high temperature fission chambers", *Conférence ISNTP11*, Juillet 2018, Italie.

G. Galli, H. Hamrita, C. Jammes, M.J. Kirkpatrick, E. Odic, Ph. Dessante, Ph. Molinie, "Pachen's law in extreme pressue and temperature conditions". *Conférence IEEE ICOPS 2018*, June 2018, USA.

G. Galli, H. Hamrita, C. Jammes, M.J. Kirkpatrick, E. Odic, Ph. Dessante, Ph. Molinie, B. Cantonnet, J-C. Nappé, "Characterization and localization of partial-discharge-induced pulses in fission chambers designed for sodium-cooled fast reactors". *Conférence ANIMMA2017*, June 2017, Belgium.

H. Hamrita, C. Jammes, **G. Galli**, F. Laine, "Rejection of partial-discharge-induced pulses in fission chambers designed for sodium-cooled fast reactors".*Nuclear Inst. and Methods in Physics Research A.*, 2016.

P. Filliatre, C. Jammes, Zs. Elter, G. de Izarra, H. Hamrita, M. Bakkali, **G. Galli**, B. Cantonnet, J-C. Nappé, "Dependability of the fission chambers for the neutron flux monitoring system of the French GEN-IV SFR". *Conférence FR17*, June 2017,Russia.

Table des matières

Communication scientifique **I**

1 Introduction **1**

1.1 Contexte 1

1.2 Système des mesures neutronique dans ASTRID 3

1.2.1 Situation contextuelle 3

1.2.2 Système de Mesure Neutroniques (SMN) 5

2 Caractérisation des chambres à fission à haute température **7**

2.1 Description des chambres à fission 7

2.1.1 Principe de fonctionnement 8

2.1.2 Mode de mesure 11

2.1.3 Avantages et inconvénients 12

2.2 Éléments de théorie sur la physique des décharges électriques 13

2.3 Caractéristiques des chambres à fission testées 14

2.4 Caractérisation des impulsions issues des CFHT 16

2.4.1 Impulsions neutroniques 17

2.4.2 Impulsions de décharges partielles 19

2.5 Localisation des décharges partielles dans les chambres à fission 22

2.5.1 Méthode PRPD 23

2.5.2 Méthode avec gradient de température 25

2.5.3 Tests sur la connexion chambre-câble 27

2.6 Discrimination DP-neutron 30

2.6.1 Discrimination mono-paramétrique basé sur le FWHM 31

2.6.2 Discrimination multi-paramétrique $1 - D$ 32

2.6.3 Discrimination multi-paramétrique à N dimensions 38

2.7 Chambre à fission haute température remplie avec du xénon 42

2.7.1 Tests de la chambre à fission avec le xénon comme gaz de remplissage . . 43

2.8 Conclusions 45

3 Simulation des impulsions neutroniques issues de chambre à fission 47
3.1 Introduction . . . 47
3.1.1 La méthode de Monte-Carlo . . . 48
3.2 Présentation de l'outil de simulation . . . 48
3.2.1 Hypothèses à la base du code de simulation conçu . . . 50
3.2.2 Données d'entrée . . . 50
3.2.3 Calcul du champ électrique . . . 51
3.2.4 Génération des Produits de fission . . . 52
3.2.5 Déplacement du produit de fission dans le matériau fissile . . . 54
3.2.6 Déplacement du produit de fission dans le gaz . . . 57
3.2.7 Génération de paires électron-ion dans le gaz de remplissage . . . 59
3.2.8 Déplacement des électrons dans le gaz de remplissage . . . 61
3.2.9 Construction de l'impulsion de courant . . . 63
3.3 Validation de la méthode de simulation par rapport aux pas de temps utilisés . . 64
3.4 Résultats de simulation sur la chambre à fission . . . 67
3.4.1 Résultats en fonction de la variation de la pression du gaz de remplissage 67
3.4.2 Résultats en fonction de la variation de la tension d'alimentation . . . 68
3.4.3 Résultats en fonction du changement du gaz de remplissage . . . 69
3.5 Simulation d'une chambre à fission avec du diamant comme isolant . . . 70
3.5.1 Changements dans les blocs de calcul . . . 70
3.5.2 Résultats des simulations . . . 73
3.6 Conclusion . . . 74

4 Étude de la courbe de Paschen dans des conditions extrêmes 75
4.1 Introduction . . . 75
4.2 Théorie de la courbe de Paschen . . . 76
4.2.1 Corrections en température . . . 78
4.3 Protocole expérimental . . . 79
4.3.1 Courbe de Paschen en fonction de la densité du gaz . . . 82
4.3.2 Simulation de champ électrique en géométrie Sphère-Sphère . . . 83
4.3.3 Modification de la distance inter-électrodes due à la dilatation du matériau causée par la variation de température . . . 85
4.4 Résultats expérimentaux et incertitudes de mesure . . . 87
4.5 Discussion des résultats . . . 90
4.6 Conclusions . . . 92

5 Conclusion générale 94

Chapitre 1

Introduction

1.1 Contexte

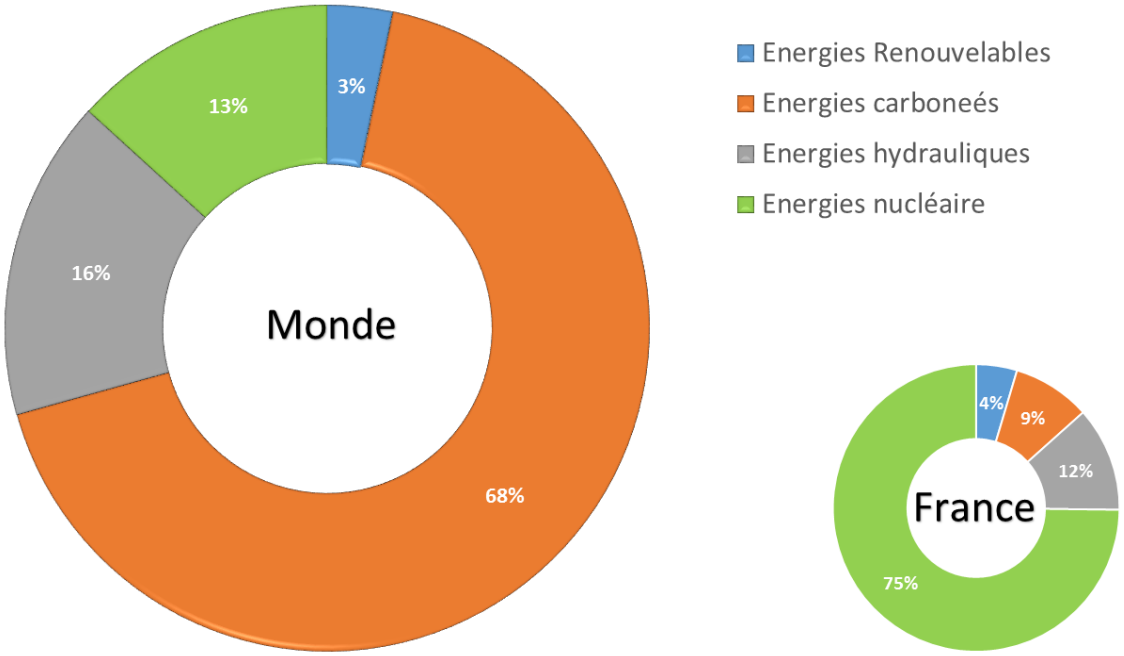


FIGURE 1 – Production mondiale d'énergie électrique en 2011 (Source AIE).

La production d'énergie électrique constitue un enjeu majeur pour les sociétés du 21ème siècle. Depuis les années 50, l'énergie nucléaire occupe une place clé au niveau du mix énergétique mondial. Mondialement, la part du nucléaire représente environ 13% de l'électricité produite. Le mix énergétique est divers, avec par exemple en France où 75% de l'électricité produite est d'origine nucléaire.

Différentes générations de réacteurs se sont succédées depuis les années 50 et l'émergence du nucléaire civil. Si la génération 3+ est aujourd'hui commercialisée (EPR), un consortium d'états, dont la France fait partie, réfléchit déjà à la future quatrième génération des réacteurs nucléaires

au travers du Forum International Génération 4. Les réacteurs issus de cette initiative devront permettre de répondre à de nombreuses problématiques : la pérennisation du combustible, la limitation de la production de déchets, la sûreté, la non-prolifération et le coût de l'énergie. Six filières sont étudiées : le réacteur à neutrons rapides à fluide calo-porteur sodium, le réacteur nucléaire à très haute température, le réacteur à sels fondus, le réacteur nucléaire à eau supercritique, le réacteur nucléaire rapide à fluide calo-porteur gazeux et le réacteur nucléaire rapide à caloporteur plomb. La filière sodium apparaît comme une candidate intéressante pour incarner cette nouvelle génération, grâce à une maturité et un retour d'expérience conséquents acquis depuis de nombreuses années avec notamment les réacteurs Phénix et Superphénix en France.

Depuis 2010, la France, via le CEA, est en charge de l'élaboration d'un avant-projet détaillé visant à mettre au point un démonstrateur industriel de réacteur à neutrons rapides refroidi au sodium liquide (RNR-Na) : le réacteur ASTRID (Advanced Sodium Technological Reactor for Industrial Demonstration).

Le travail de recherche présenté dans ce manuscrit de thèse s'inscrit dans l'objectif visant à garantir la détection de neutrons en cuve, à une température comprise entre 400°C et 650°C.

Les chambres à fission ont été choisies pour être utilisées pour la détection de neutrons en cuve car ils sont capable de résister à la température et à la radioactivité maximale du cœur d'un réacteur nucléaire rapide à calo-porteur sodium et les seuls à permettre la détection neutronique dans toute la gamme de puissance du réacteur.

Le travail de cette thèse s'inscrit dans le cadre du retour d'expérience acquis avec les réacteurs Phénix et Superphénix qui ont montré qu'un signal physique parasite est détecté dans les chambres à fission lorsqu'elles sont utilisés dans des conditions de température supérieure à 400°C. Ce signal induit de réels enjeux techniques de pilotage du réacteur pendant le démarrage et des enjeux de fausse alarme dans le système de détection de rupture de gaine basé sur des chambres à fission.

Des tests ultérieurs, effectués en laboratoire, ont confirmé que le signal parasite était présent même en l'absence de flux neutronique pour des valeurs de température supérieures à 400°C.

D'après ces travaux, il semble que des phénomènes de décharges partielles aient lieu à l'intérieur de la chambre pourront possiblement créer des problèmes de vieillissement prématuré des chambres à fission.

L'objet de ce travail de thèse réside donc dans l'étude de ces signaux en prenant l'hypothèse qu'ils proviennent d'un phénomène électrique de décharges partielles (DP). En considérant différentes géométries, différentes natures et pressions de gaz de remplissage, nous avons entrepris d'étudier ce signal parasite, en vue de concevoir les méthodes visant à le discriminer des impulsions neutroniques, ou encore afin de l'éliminer.

Pour mener cette étude, une caractérisation des signaux neutroniques et des signaux de DP a été effectuée, afin de tenter de discriminer les deux signaux au moyen d'éléments simples. Cette étude et ses résultats sont présentés dans le chapitre 2 de ce manuscrit.

En parallèle, un code Monte-Carlo qui simule les impulsions neutroniques obtenues sur une chambre à fission a été créé de manière à identifier les paramètres les plus efficaces pour différencier des signaux de DP. Le code Monte-Carlo et ses résultats obtenus sont présentés dans le chapitre 3 de ce manuscrit.

Enfin, pour mieux comprendre l'effet de la température sur un système sujet aux DP, une campagne d'expérience visant à tracer la courbe de Paschen, dans des conditions extrêmes de température et de pression a été effectuée. Une présentation des méthodes et dispositifs utilisés, de l'étude réalisée et des résultats sont exposés dans le chapitre 4 de ce manuscrit.

Enfin, un récapitulatif des résultats et des perspectives d'avenir est proposé dans le chapitre 5 de ce manuscrit.

1.2 Système des mesures neutronique dans ASTRID

1.2.1 Situation contextuelle

ASTRID

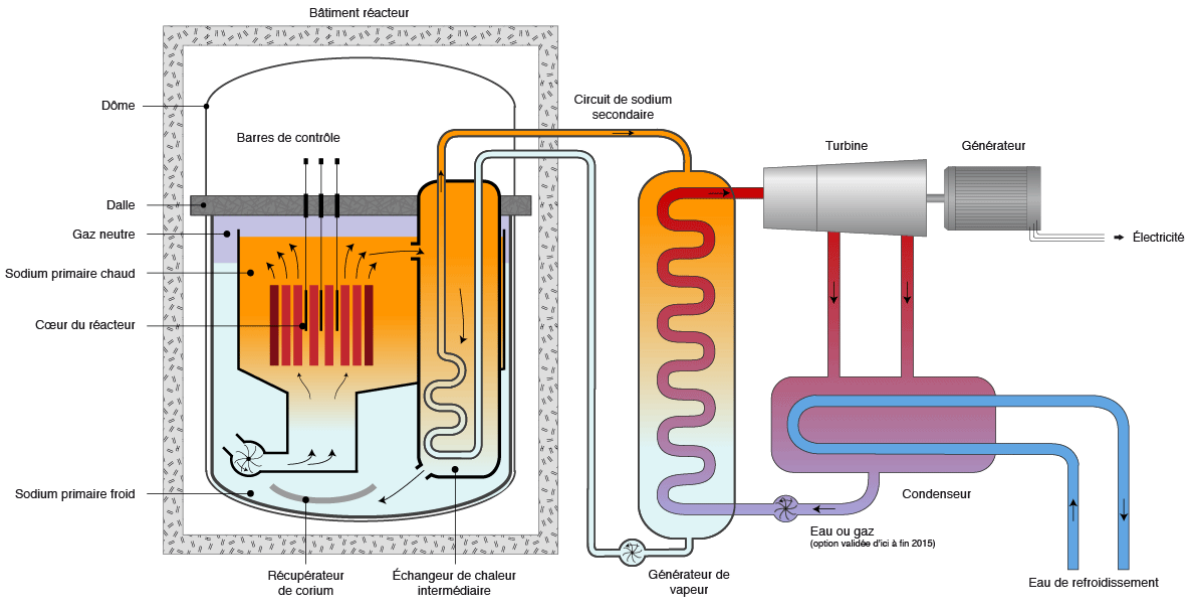


FIGURE 2 – Principe du RNR-Na : ASTRID.

Dans le contexte des travaux de R&D sur la quatrième génération des réacteurs initiés par le FIG (Forum international Génération IV) dont la France est un acteur majeur, l'état français a confié au CEA lors de la Convention du 9 septembre 2010 l'élaboration d'un avant-projet détaillé d'un prototype industriel de RNR-Na (Réacteur à Neutrons Rapides-Sodium) : le projet ASTRID [1].

Ce projet, né du regain d'intérêt pour la filière rapide et de la possibilité pour la France d'exploiter son retour d'expérience dans la filière sodium, a pour objectif de démontrer, via

l'intégration de technologies innovantes, la rentabilité et la sûreté d'un RNR-Na à échelle industrielle ainsi que la faisabilité de tout le cycle combustible qui doit y être associé.

Pour cela, le retour d'expérience français provenant principalement du réacteur PHENIX est étudié pour mettre en place des programmes R&D de manière à résoudre tous les challenges identifiés. Ceux-ci se focalisent sur une amélioration de la sûreté et de la disponibilité du réacteur à travers différentes études sur : la réactivité du cœur, les réactions sodium-eau, les réactions sodium-air, les accidents graves, la capacité à transmuter des actinides mineurs, l'évacuation de la puissance résiduelle, l'inspection, la surveillance et la maintenance du réacteur.

La puissance du réacteur a été définie à $600MWe$, pour permettre une extrapolation à un réacteur industriel de puissance comprise entre $1000MWe$ et $1500MWe$ sans modification de la démonstration de sûreté. La taille réduite permettra une grande flexibilité afin de pouvoir implémenter des technologies innovantes [2].

La viabilité du cycle fermé comprenant l'atelier de conception du combustible, le recyclage ainsi que la transmutation devra être démontrée. Le projet ASTRID présente également un intérêt expérimental puisqu'il devra rendre possible des campagnes d'irradiations afin de tester des solutions innovantes concernant la sûreté et la disponibilité du réacteur, d'étudier des matériaux et combustibles innovants et de valider les codes de calculs.

La durée d'exploitation du réacteur ASTRID est évaluée à 60 ans avec possibilité d'extension en fonction du retour d'expérience de l'exploitation.

Concernant l'aspect économique, le réacteur dont la construction est aujourd'hui estimée à plusieurs milliards d'euros [3] devra permettre d'extrapoler le coût d'un parc nucléaire mêlant troisième et quatrième génération et de vérifier la compétitivité d'un tel mix nucléaire dans la production électrique.

Système de Contrôle et de Surveillance du Cœur ASTRID (SCSCA)

Dans le réacteur ASTRID, la maîtrise de la production d'énergie nucléaire du cœur est assurée par le Système de Contrôle et de Surveillance du Coeur ASTRID (SCSCA). Les missions du SCSCA sont :

- le contrôle de la puissance générée,
- la protection et la prévention afin d'assurer un haut niveau de disponibilité de la production d'électricité et de sûreté nucléaire, vis-à-vis de la sécurité de la population et de l'environnement.

Cette surveillance permet la prévention et la protection de défaillances du cœur (détection de toute situation anormale, accidentelle, identification et diagnostic de tout défaut à l'origine d'une défaillance, prise en compte de tout défaut à l'origine d'une défaillance détectée). Le SCSCA comprend un système de mesures qui comporte 5 sous-systèmes de mesures distincts, a savoir : le système de mesures neutroniques (SMN), le système de mesures thermiques (SMT),

le système de mesures hydrauliques (SMH), le système de mesures d'étanchéité de gaine (SME) et le système de mesures géométriques du cœur (SMG).

Le travail de cette thèse est lié uniquement à la détection neutronique, c'est pourquoi seul le système de mesure neutronique (SNM) sera détaillé.

1.2.2 Système de Mesure Neutroniques (SMN)

Le système SMN, en plus d'assurer le suivi de la réactivité et de la puissance neutronique, détecte toute variation du flux neutronique. Ce système comprend un ensemble de détecteurs insérés dans des dispositifs de mesure, connectés à des équipements électroniques de conditionnement, d'acquisition et de traitement du signal. Le système fournit au contrôle-commande un ensemble de résultats de mesure permettant de réaliser des actions de protection et de contrôle du cœur. Les dispositifs de mesure sont placés en cuve et une étude a montré que les chambres à fission sont les seuls détecteurs neutroniques opérationnels dans un tel environnement thermique et radiologique [4][5]. Ainsi, ces chambres à fission haute température (CFHT) sont spécifiquement développées pour une utilisation en cuve dans les RNR-Na [6][7].

Cette intégration en cuve des dispositifs de mesure représente un véritable challenge en termes de structures mécaniques et de fiabilité des détecteurs. L'intégration en cuve s'impose pour deux raisons :

- La présence d'un récupérateur de corium sous la chaudière rend impossible l'implantation de guides de neutrons, qui auraient permis un positionnement des détecteurs hors cuve.
- La déformation locale du flux neutronique doit être détectée. L'événement redouté est la remontée intempestive d'une barre de contrôle (RIB) qui pourrait conduire à une fusion locale du cœur ; une mesure locale du flux neutronique permettra ainsi la détection de ce type d'évènement.

Par ailleurs, en plus de leur résistance à la température et au rayonnement, la capacité des CFHT de fonctionner sur toute l'étendue de la mesure du flux neutronique (jusqu'à 10 décades) présente l'intérêt de minimiser le nombre de détecteurs nécessaires pour le contrôle de la puissance du réacteur. Enfin, le haut niveau de fiabilité des détecteurs contribuera à la sûreté de fonctionnement et, par conséquent, à la disponibilité de ce système de mesure ainsi qu'à la sûreté nucléaire du réacteur.

Objectifs du système SMN

Tous les objectifs de performance du SMN sont majoritairement métrologiques et ils peuvent être divisés en trois groupes : la mesure de la puissance neutronique, l'indication de la distribution du flux neutronique et la sûreté de fonctionnement. Les détails de ces objectifs sont présentes dans le tableau 1.

Puissance neutronique	
Étendue de mesure	10 décades pour le cœur neuf de démarrage non irradié.
	8 décades pour le cœur à l'équilibre.
Temps de réponse à un échelon	De 10 à 100 ms.
Incertitude-type	Moins de 5%.
Biais de mesure	Environ 4% par rapport à la puissance thermique.
Indication de la distribution du flux neutronique	
Résolution, sensibilité et incertitude-type	La résolution, la sensibilité et l'incertitude-type de l'indication de la distribution du flux sont compatibles avec une limite de détection correspondant à une variation de 11% du flux neutronique induite par une RIB (remontée intempestive d'une barre de contrôle) qui se produit lors d'un fonctionnement à pleine puissance.
Sûreté de fonctionnement	
Disponibilité	Le SMN fonctionne en continue depuis la mise en service du réacteur. Sa disponibilité doit être maximale : 99.9999%.

TABLE 1 – Objectifs de performance du SMN.[8]

La chambre à fission a été choisie car elle respecte tous les critères énumérés dans le tableau 1

Chapitre 2

Caractérisation des chambres à fission à haute température

2.1 Description des chambres à fission

Les chambres à fission servent à détecter les neutrons et leur utilisation dans les réacteurs de recherche et les électrogénérateurs est très répandue. Elles sont utilisées notamment pour l'instrumentation du cœur des réacteurs de type REP du parc nucléaire français [9] et dans les nombreux réacteurs de recherche. De même, pour l'exploitation du réacteur ITER (Cadarache, France), plusieurs études sont menées pour développer des chambres à fissions pour le pilotage du réacteur et pour la production de tritium [10][11][12][13][14]. Dans les conditions de flux neutronique des réacteurs nucléaires, elles sont utilisées principalement selon trois modes de fonctionnement : le mode impulsion, le mode courant et le mode fluctuation.

2.1.1 Principe de fonctionnement

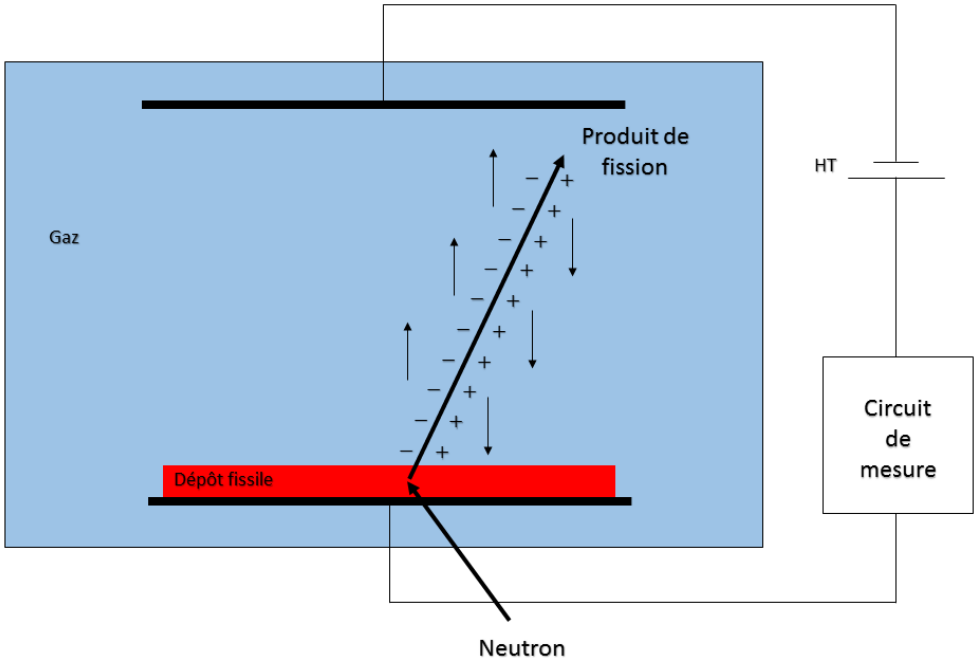


FIGURE 3 – Principe de fonctionnement d'une chambre à fission [15].

Les chambres à fission sont composées de deux ou plusieurs électrodes métalliques cylindriques et coaxiales, dont l'espace inter-électrodes est rempli de gaz. Une différence de potentiel continue entre les électrodes est appliquée. De la matière fissile est déposée sur une ou plusieurs des surfaces des électrodes. La figure 3 montre le principe d'une chambre à fission alimentée par une source de tension à laquelle un circuit de mesure est également connecté.

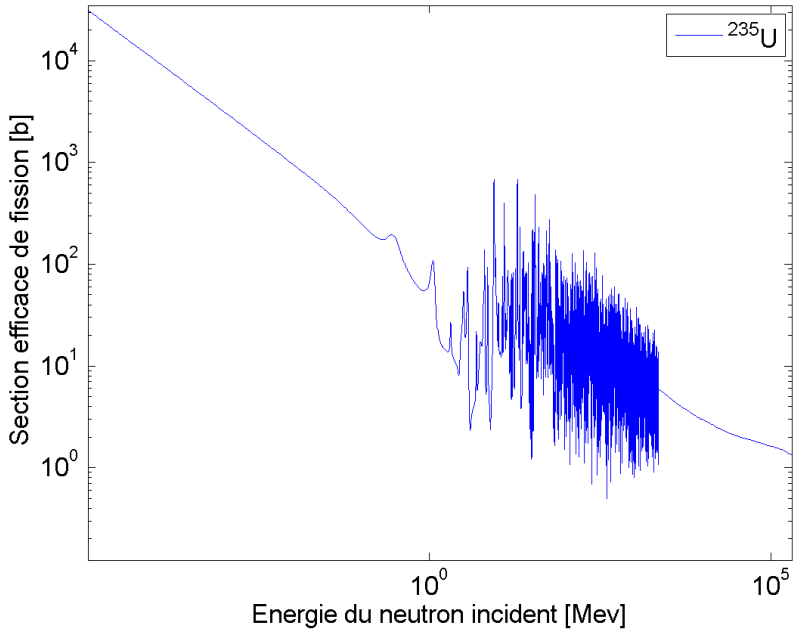


FIGURE 4 – Section efficace de fission de l'uranium 235 en fonction de l'énergie de neutron incident.

La probabilité d'interaction par fission nucléaire d'un neutron avec la matière fissile est appelée la section efficace de fission. La figure 4 montre la section efficace en fonction de l'énergie du neutron incident, pour l'uranium 235, seul matériaux fissile considéré pour cette thèse.

L'interaction du neutron avec l'uranium 235 peut conduire à une fission nucléaire dans laquelle l'absorption du neutron génère deux produits de fission (PF) plus N neutrons :

$$n +^{235} U \rightarrow^{236} U \rightarrow PF_1 + PF_2 + N_{neutrons} \tag{1}$$

Dans l'équation 1 $PF_{1,2}$ représentent les produits de fission ; $N_{neutrons}$ représente le nombre de neutrons émis par la réaction de fission, soit $2,4$ en moyenne [16].

Les deux produits de fission sont libérés en sens opposé, avec une énergie totale de $169 MeV$[17] distribuée selon les masses en jeu :

$$E_{PF,i} = \frac{E_{tot,PF} \cdot A_{PF,i}}{A_{U_{235}} - N_{neutrons}} \tag{2}$$

où $A_{PF,i}$ représente le nombre de masse du produit de fission considéré, $A_{U_{235}}$ représente le nombre de masse de l'uranium 235 et $N_{neutrons}$ représente le nombre de neutrons émis par la réaction de fission. Un produit de fission sera alors absorbé par l'électrode tandis que l'autre sera émis dans le gaz de remplissage où il créera, par ionisation, des paires ion-électron en quantité de l'ordre 10^6 [18].

Le nombre de paires créées dépend fortement du gaz choisi, car la valeur W qui représente l'énergie moyenne nécessaire pour créer une paire électron-ion dans le gaz, varie en fonction de

la nature de ce dernier [19].

Les électrons et les ions migrent alors vers les électrodes sous l'effet du champ électrique comme indiqué sur la figure 3. Le déplacement des ions et des électrons entraîne un courant induit sur les électrodes qui peut être calculée selon la formule de Shockley-Ramo :

$$I(t) = \frac{1}{d \cdot ln\left(\frac{r_{max}}{r_{min}}\right)} \cdot e \sum_{k=1}^{N} |v_{Gaz^+}(t)|_k + |v_{e^-}(t)|_k \tag{3}$$

où d est la distance inter-électrodes, r_{max} est le rayon externe de la chambre à fission, r_{min} est le rayon interne de la chambre à fission, e est la charge d'un électron, $|v_{Gaz^+}(t)|$ est le module de la vitesse des ions du gaz de remplissage soumis au champ électrique et $|v_{e^-}(t)|$ est la vitesse des électrons soumis au champ électrique.

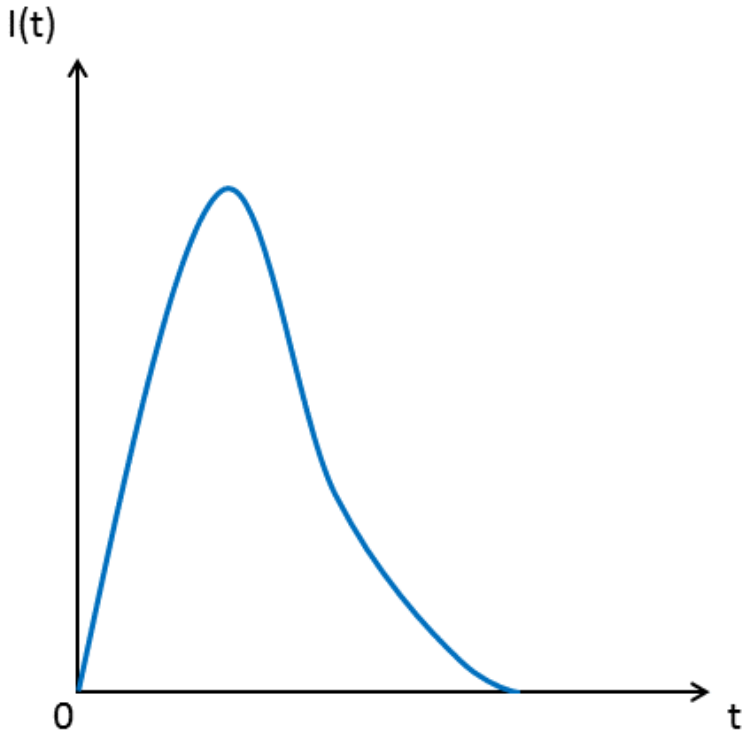


FIGURE 5 – Représentation d'une impulsion de courant.

La chambre à fission génère une impulsion de courant pour chaque neutron qui interagit, par fission nucléaire, avec la matière fissile. L'impulsion générée, dont nous avons un exemple dans la figure 5, est ensuite traitée par une chaine d'acquisition, qui est composé d'un système d'amplification et de numérisation, selon le schéma de principe exposé en figure 6.

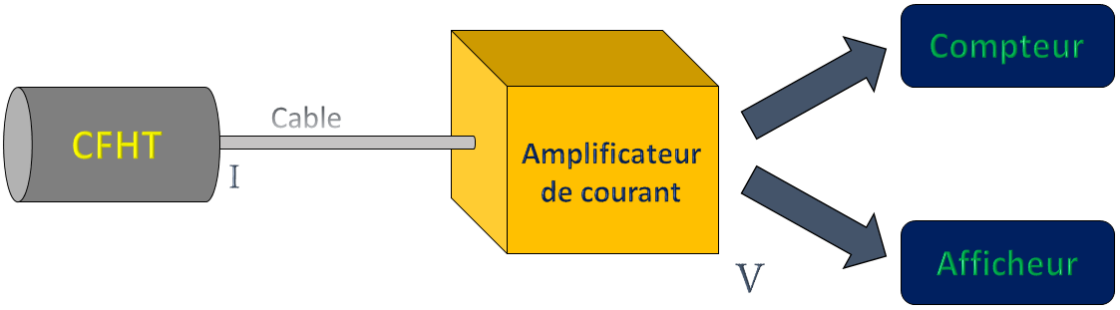


FIGURE 6 – Chaine d'acquisition.

2.1.2 Mode de mesure

La chambre à fission peut fonctionner selon trois modes, en fonction du flux de neutrons à mesurer : impulsion, fluctuation et courant. Les trois modes en question traitent les impulsions, en sortie de la chaine de mesure de différentes manières, afin d'obtenir l'information la plus correcte possible sur le flux neutronique présent au voisinage du détecteur.

Mode impulsion

Pour des mesures de faible flux de neutrons ($< 10^6 n cm^{-2} s^{-1}$ [20] en supposant que la largeur de l'impulsion est de environ 100ns) les impulsions neutroniques sont encore bien séparés en temps les unes des autres, et alors le mode impulsion est utilisé, ce qui permet la réalisation d'un comptage de chaque impulsion issue du détecteur. En mode impulsion le nombre de neutrons par seconde détectés par la chambre à fission est directement lié au flux neutronique présent autour du détecteur.

Ce mode ne peut être utilisé que jusqu'à un flux neutronique d'environ $10^6\ n\ cm^{-2}\ s^{-1}$ [20] (dans le cas d'une chambre de sensibilité $1 cps/n \cdot cm^{-2} s^{-1}$) car, pour un plus grand flux neutronique, le phénomène de chevauchement des impulsions neutroniques ne permet plus de les discriminer efficacement.

Ce mode est donc préférentiellement utilisé pendant le démarrage d'un réacteur nucléaire ou dans la détection de rupture de gaine [21][22].

Mode fluctuation

Pour des mesures de flux supérieures à $10^6\ n\ cm^{-2}\ s^{-1}$ [20][23][24] il n'est plus possible de compter les impulsions individuellement car le phénomène de chevauchement devient important. Pour ce niveau du flux, la variable qui caractérise les variations aléatoires du signal autour de sa moyenne est utilisée :

$$\overline{V^2} = K' \cdot N \cdot \overline{Q^2} \tag{4}$$

où $\overline{V^2}$ est la variance après conversion et traitement, K' est un coefficient dépendant du système électronique, N représente le taux d'évènements moyen en coups par seconde et $\overline{Q^2}$ est la moyenne du carré de la charge par évènement.

L'analyse de ce mode a été initiée par le mathématicien Campbell et le terme de *Campbelling* [20] est souvent substitué au nom de fluctuation. Du point de vue théorique, Campbell a établi deux équations qui relient la moyenne et la variance d'un signal distribué suivant la loi de Poisson. Par la suite, la variance caracterise le mode fluctuation [25][26]. Le mode de calcul de la variance est présenté en figure 7.

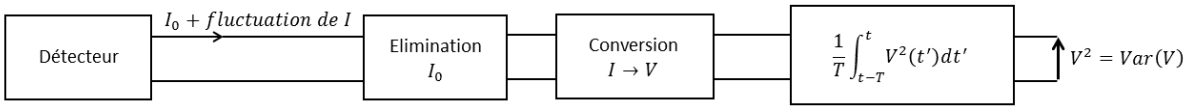


FIGURE 7 – Schéma de mesure de la variance en mode fluctuation.

Toutes les interactions ionisantes contribuent à créer le signal, y compris les sources parasites. En revanche leur contribution interviennent dans le rapport du carré des charges. Les évènements générant des charges élevées (notamment les produits de fissions dans les chambres à fission) sont donc favorisés par rapport aux évènements créant des charges plus faibles.

Mode courant

Le mode courant s'utilise lorsque le flux neutronique à détecter par le détecteur est de l'ordre de $10^{12}\ n\ cm^{-2}\ s^{-1}$[23]. Le détecteur génère une succession continue de signaux qu'il n'est plus possible de mesurer individuellement et que l'on mesure alors sous forme d'un courant continu.

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

$$\overline{V} = K \cdot N \cdot \overline{Q} \tag{5}$$

où $\overline{V}$ est la tension moyenne après conversion et amplification, K est l'impédance dépendant du système électronique, N représente les taux d'évènements moyen en coups par seconde et $\overline{Q}$ est la charge moyenne par évènement.

2.1.3 Avantages et inconvénients

La chambre à fission à dépôt d'uranium 235 est un excellent candidat pour la détection neutronique dans le cœur d'un réacteur nucléaire. Le choix de ce type de détecteur est justifié par :

- la grande résistance à la température, jusqu'à 700°C pour certains types de chambres à fission.

- la grande capacité de mesure du flux de neutrons, du démarrage du réacteur jusqu'à la pleine puissance.

En revanche, les chambres à fission présentent des inconvénients en ce qui concerne leur taille et leur courte durée de vie (ordre de grandeur de quelques années) quand elles sont utilisées dans la cuve du réacteur.

2.2 Éléments de théorie sur la physique des décharges électriques

Ce travail porte sur l'étude d'un signal parasite d'origine initialement inconnu dans les chambres à fission, observé à haute température. De par sa forme et à son amplitude très similaires à celles d'un signal neutronique, il est probablement généré par le mouvement des ions ou électrons dans le gaz, de la même manière que le signal issu de l'interaction neutronique. En suivant ce raisonnement, il est possible qu'un phénomène de décharge partielle (DP), soit à l'origine de ce signal.

Les décharges électriques sont déclenchées lorsqu'un électron germe est accéléré par un champ électrique imposé, acquérant une énergie supérieure au potentiel d'ionisation des atomes ou molécules de gaz, entraînant une avalanche électronique.

L'apparition des décharges électriques peut dépendre de :

- la valeur locale du champ électrique,
- la nature du gaz, car la mobilité des électrons et des ions varie d'un gaz à l'autre,
- la pression du gaz, car la mobilité des électrons et des ions dans le gaz diminue avec l'augmentation de la pression,
- la présence de renforcement de champ électrique dû aux imperfections géométriques de surface des électrodes,
- le matériau d'électrode et son état de surface [1],
- la présence d'un diélectrique entre les électrodes pouvant permettre le stockage des charges, ou la création d'un point triple (gaz-isolant-métal).

1

Le phénomène de DP a été consideré comme source du signal parasite car ce même phénomène est déjà apparu dans d'autres dispositifs électroniques, soumis à de forts champs électriques ou en présence d'isolants électriques [27].

1. Car influence l'emission secondaire d'electrons caracteriseée par le facteur γ.

2.3 Caractéristiques des chambres à fission testées

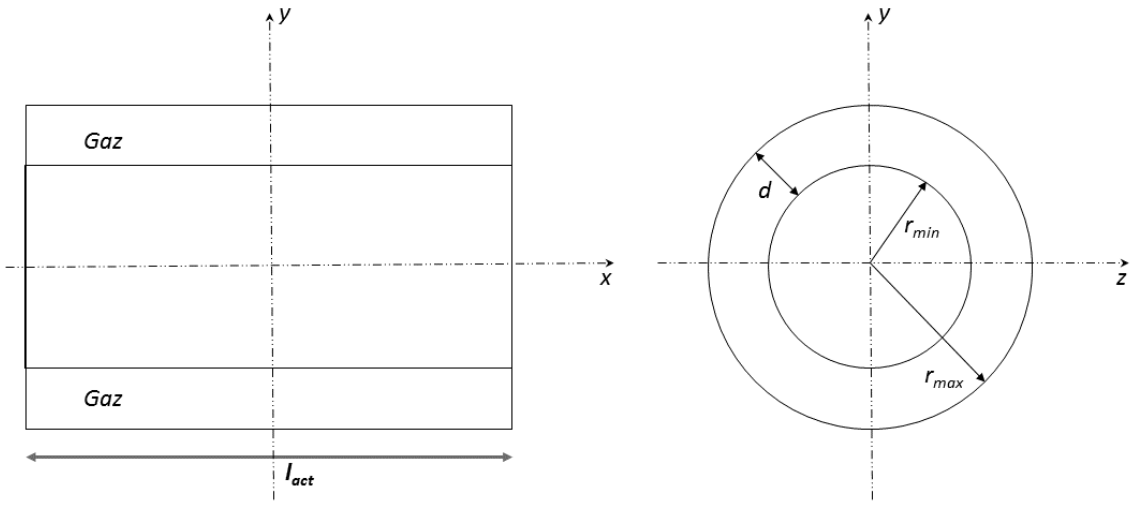


FIGURE 8 – Schéma simplifié d'une chambre à fission.

Les chambres à fission à uranium 235 testées dans le cadre du projet de recherche du réacteur ASTRID [1] possèdent des électrodes cylindriques et coaxiales. Elles sont produites par la société PHOTONIS sur la base des modèles de cette société. Les paramètres des chambres à fission testées durant cette thèse sont présentées dans le tableau 2 et la figure 8

.

Nom	**CFHT N°1**	**CFHT N°2**	**CFHT N°3**	**CFHT N°4**	**CFHT N°5**
r_{max} (mm)	3	$23-21$	$23-21$	$23-21.5$	$23-21.5$
d (mm)	0.5	1.5	1.5	1	1
l_{act} (mm)	56	230	230	230	230
Nombre d'électrodes	2	3	3	3	3
Tension de polarisation (V)	200	400	400	400	400
Épaisseur dépôt fissile (μm)	0.12	1.2	1.2	1.2	1.2
Nombre de dépôts fissiles	1	4	4	4	4
Pression du gaz (bar)	9	1.5	3.5	3.5	6
Type du gaz	Ar	Ar	Ar	Ar	Ar
Seuil appliqué (mV)	400	400	400	400	400
Matériau structurel	Inconel	Inconel	Inconel	Inconel	Inconel

TABLE 2 – Paramètres des chambre à fission testées

La disposition des électrodes dans les chambres à 2 ou 3 électrodes est représenté sur la figure 9, dans laquelle, les parties rouges représentent le dépôt fissile, qui pour toutes les chambres à fission sera de l'uranium 235. Les parties en bleu représentent le gaz de remplissage et les par-

ties en gris représentent les électrodes.

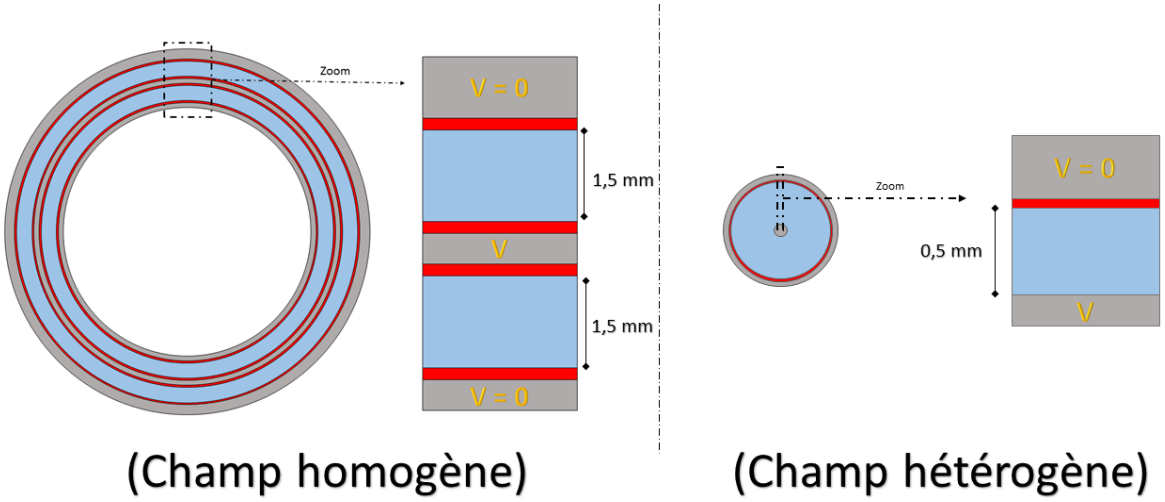


FIGURE 9 – Schéma simplifié, pas à l'échelle, de la disposition des électrodes et des dépôts fissiles dans les CFHT N°2-5, à gauche, et dans la CFHT N°1, à droite.

Pour achever la description des chambres à fission testées, il est important de noter qu'à l'exception la CFHT N°1, elles ont toutes le même type de connexion électrique câble-chambre dont le schéma est présenté en figure 10. Enfin, le matériau isolant utilisé dans les chambres est toujours l'alumine-α pure à 97%.

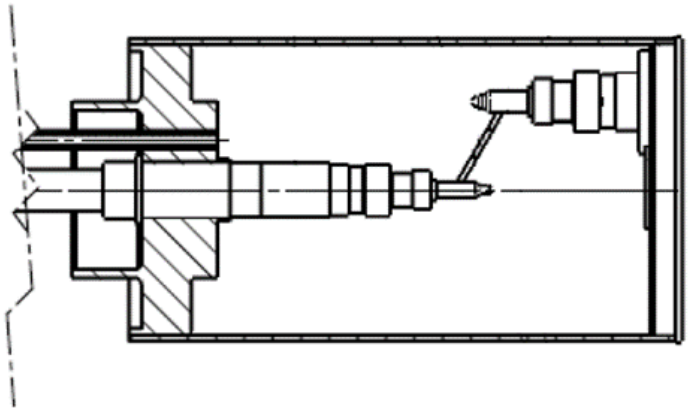


FIGURE 10 – Schéma simplifié de la connexion électrique câble-chambre dans une chambres à fission.

Toutes les chambres à fission sont remplies d'un gaz (argon) avec un degré de pureté de 99.99999% et elles sont équipées d'un câble électrique minéral (isolant MgO) de deux mètres qui a été testé séparément en température sans jamais enregistrer de signaux parasites. La fabrication des chambres à fission, tout en suivant un processus industriel, n'est totalement automatisée. Au contraire, certaines parties du processus de fabrication sont réalisées manuellement. Pour cette raison, les impulsions issues de deux chambres à fission identiques peuvent

différer légèrement.

Tout en tenant compte des contraintes mentionnées, la diversité des caractéristiques des chambres à fission disponibles a permis une étude de forme des impulsions neutroniques et de DP par rapport aux paramètres des chambres à fission.

2.4 Caractérisation des impulsions issues des CFHT

Cette section présente une caractérisation séparée des impulsions neutroniques d'une part, et de DP issues des chambres à fission de l'autre. Les chambres à fission ont été testées via la même chaîne d'acquisition dans deux situations différentes, comme indiqué dans le tableau 3.

	Température	Flux neutronique
Mode 1	20°C	oui
Mode 2	650°C	non

TABLE 3 – Détail des types d'essais effectués sur les chambres à fission dans la section 2.4.

Les deux modes de test ont été choisis car des essais antérieurs ont montré que les DP ne se produisent dans les chambres à fission qu'à partir de 400°C [28][29]. Pour cette raison, les tests en mode 1, qui sont utilisés pour effectuer une acquisition d'impulsions purement neutroniques, ont été effectués à une température de 20°C, en présence d'un flux des neutrons. Au contraire, les tests en mode 2, qui sont utilisés pour effectuer une acquisition d'impulsions de DP seules, ont été effectués à une température de 650°C, sans flux neutronique.

La figure 11 présente cinq impulsions neutroniques, issues de la chambre **CFHT N°2** polarisée à $400V$ et testée en mode 1 (tableau 3). Les impulsions présentées, même si elles proviennent du même test sur la même chambre à fission, manifestent une variation importante en amplitude et en largeur. Compte tenu de la diversité des impulsions, dans les mêmes conditions expérimentales, une caractérisation quantitative nécessite des comparaisons basées sur des paramètres tels que l'amplitude et la largeur à mi-hauteur (*Full width at half maximum* ou FWHM). Ces paramètres ont été extraits et utilisés, avec le même code de calcul pour toutes les impulsions, afin de comparer les histogrammes de ces paramètres et de procéder à une caractérisation efficace.

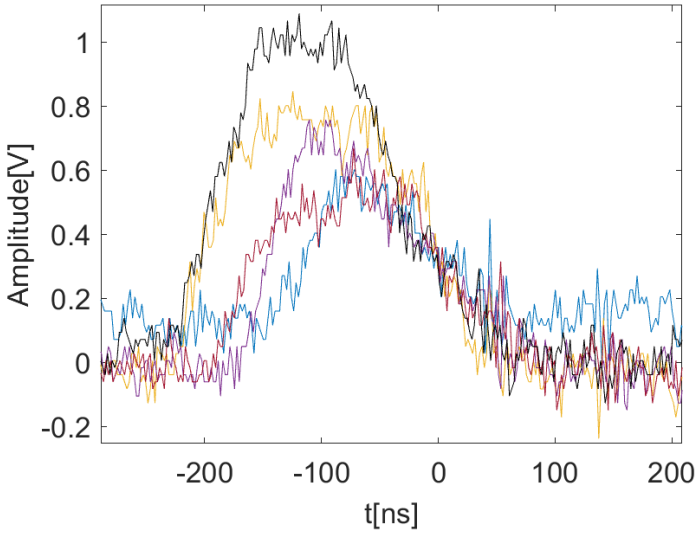


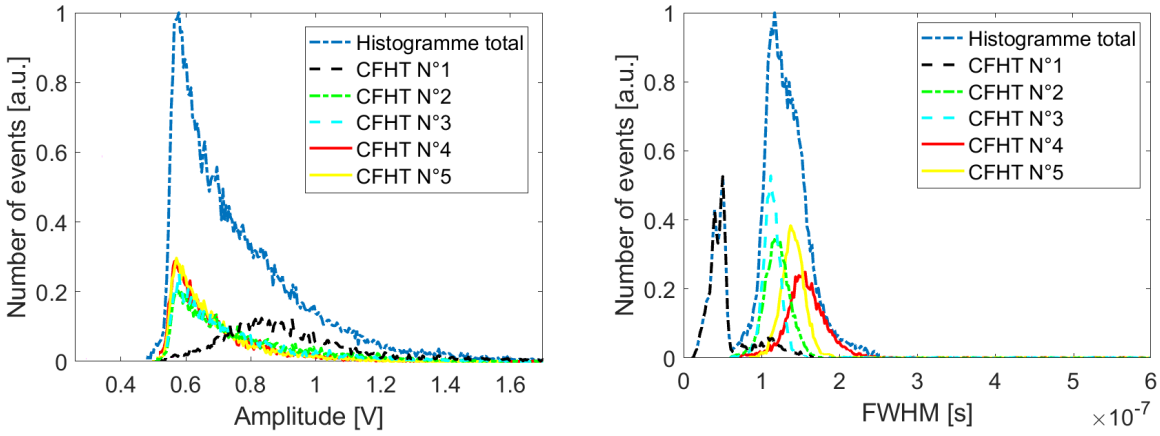
FIGURE 11 – Impulsions neutroniques, à température ambiante, issues de la **CFHT N°2**, polarisée à sa tension nominale.

2.4.1 Impulsions neutroniques

Pour procéder à la caractérisation des impulsions neutroniques, les 5 chambres à fission ont été :

- polarisées à leur tension nominale, comme indiquée dans le tableau 2,
- connectées à la même chaîne de mesure, comme illustré sur la figure 6,
- exposées à une source de neutrons, ce qui ne sera pas détaillé, puisque le spectre d'énergie et le nombre de neutrons émis par la source n'ont aucun impact sur la forme des impulsions,
- testées à température ambiante, pour s'assurer d'avoir pas de signaux parasites [28][29].

Les impulsions issues des chambres à fission ont ensuite été enregistrées au moyen d'un oscilloscope, puis, grâce à un algorithme de post-traitement, l'amplitude et la FWHM de chaque impulsion, ont été extraites.



(a) Histogrammes de l'amplitude, normalisée à 1 par rapport à l'histogramme total.

(b) Histogrammes de la largeur à mi-hauteur, normalisée à 1 par rapport à l'histogramme total.

FIGURE 12 – Histogrammes des deux paramètres, des cinq chambres testées, à leur tension de polarisation nominale (tableau 2), prises pour un total de 10000 impulsions neutroniques, à température ambiante, pour chaque chambre.

La figure 12 montre les histogrammes d'amplitude (12a) et de FWHM (12b) pour 10000 impulsions issues de chacune des cinq chambres testées à température ambiante. D'après ces résultats, les cinq chambres présentent des comportements différents. En combinant ces deux paramètres (figure 13) deux comportements sont mis en évidence :

- le premier comportement, en noir sur la figure 13, est lié à une réduction importante du diamètre de la chambre et donc de la distance inter-électrodes (**CFHT N°1**) ;
- le second comportement, en rouge sur la figure 13, regroupe toutes les chambres de géométrie identique et remplies d'argon à différentes pressions (**CFHT N°2-5**).

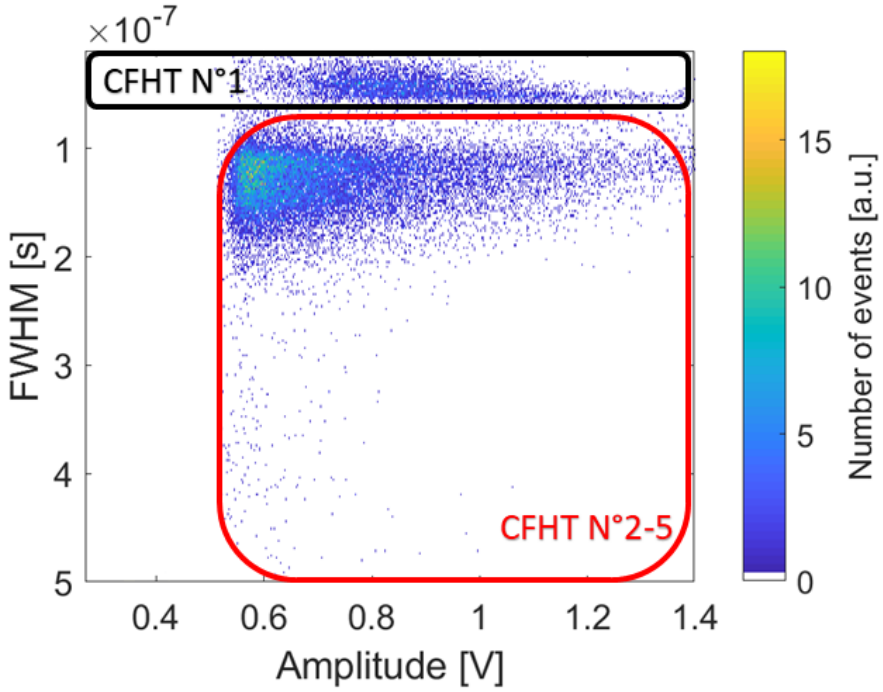


FIGURE 13 – Histogramme bidimensionnel construit à partir des deux histogrammes dans la figure 12.

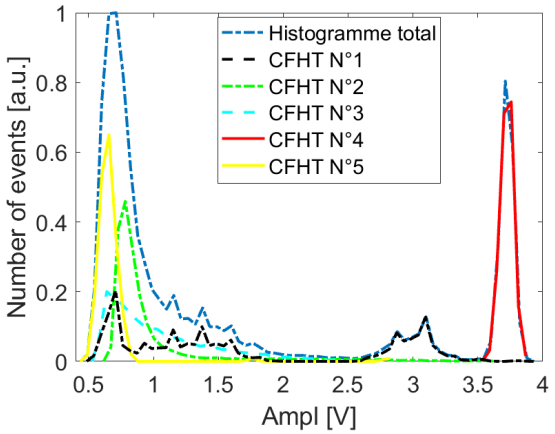
Les résultats sur la figure 13 indiquent que, pour les cinq chambres à fission testées, une modification de la géométrie conduit à une modification importante de la forme des impulsions neutroniques, tandis qu'un changement de la pression de remplissage, pour les chambres **CFHT N°2-5**, n'entraîne pas de changements significatifs.

2.4.2 Impulsions de décharges partielles

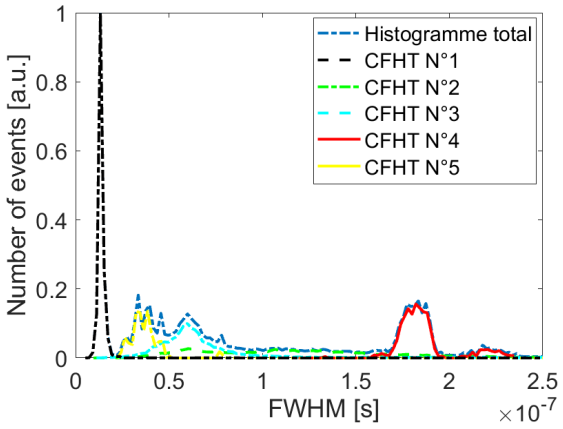
Pour procéder à la caractérisation des impulsions de DP, les cinq chambres à fission ont été :

- polarisées à leur tension nominale, comme indiquée dans le tableau 2,
- connectées à la même chaîne de mesure, comme illustré sur la figure 6,
- chauffées à une température de 650°C dans un four tubulaire,
- éloignées de toute source neutronique, pour éviter des signaux neutroniques.

Le même traitement des données à été effectué que dans le cas à la section 2.4.1.



(a) Histogrammes de l'amplitude, normalisée à 1 par rapport à l'histogramme total.



(b) Histogrammes de la largeur à mi-hauteur, normalisée à 1 par rapport à l'histogramme total.

FIGURE 14 – Histogrammes des deux paramètres, des cinq chambres testées, à leur tension de polarisation nominale, prises pour un total de 10000 impulsions de DP, à 650°C, pour chaque chambre.

La figure 14 montre les histogrammes d'amplitude (14a) et de FWHM (14b) pour les cinq chambres testées à une température de 650°C. D'après ces résultats, les six chambres montrent des comportements différents.

Pour procéder à la caractérisation des impulsions de DP, la figure 15 a été construite, encore une fois, en combinant la FWHM (14b) et l'amplitude (14a). Sur cette figure, est mise en évidence une séparation claire de quatre comportements :

- le premier comportement en noir sur la figure 15 est lié à une réduction importante du diamètre de la chambre et de la distance inter-électrodes (**CFHT N°1**) ;
- le deuxième comportement en jaune sur la figure 15 est lié à une réduction de la distance inter-électrodes et à une augmentation de la pression(**CFHT N°5**) ;
- le troisième comportement en vert sur la figure 15 est lié à une réduction de la distance inter-électrodes sans augmentation de la pression (**CFHT N°4**) ;
- le quatrième comportement en rouge sur la figure 15 regroupe deux chambres de géométrie identique et remplies d'argon à différentes pressions, respectivement 1.5 et 3.5 bar, qui ne peuvent pas être séparés avec ces paramètres (**CFHT N°2-3**).

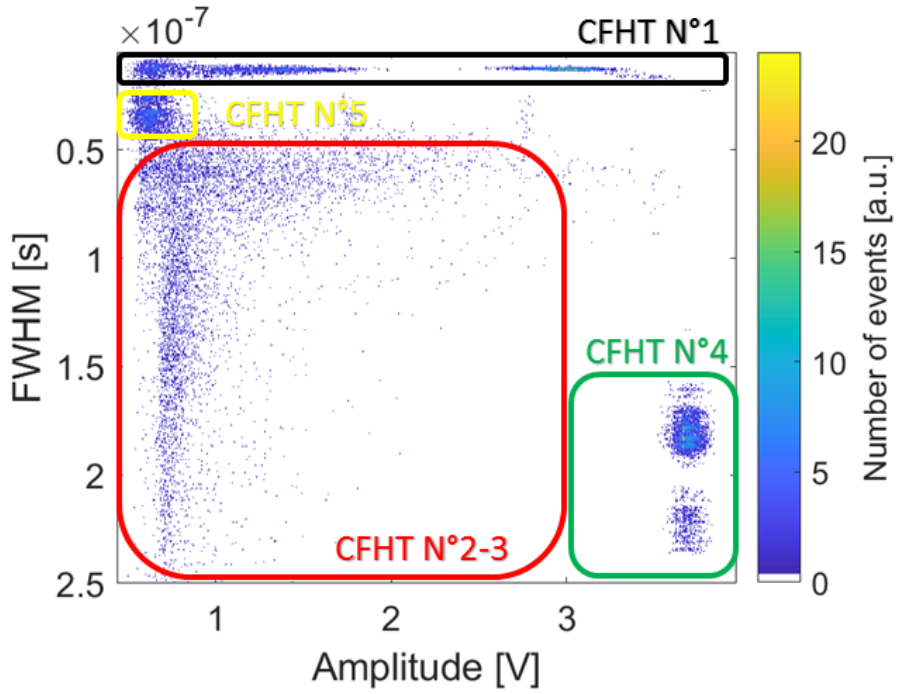


FIGURE 15 – Histogramme bidimensionnel construit à partir des deux histogrammes dans la figure 14.

Les résultats sur la figure 15 indiquent que chaque changement dans les chambres à fission testées est significatif pour le comportement des DP, contrairement aux impulsions neutroniques dans lequel la pression semble avoir un impact négligeable (figure 13).

L'apparition des décharges partielles commence à 400°C et leur fréquence d'apparition augmente avec l'augmentation de la température, jusqu'à 650°C. Cet effet est présenté sur la figure 16, qui montre la fréquence d'apparition de DP issues de la **CFHT N°3**, polarisée à 400V, en fonction de la température.

Des travaux antérieurs [29] ont permis de quantifier cette dépendance et une interprétation fondée sur le rôle joue par ces isolants céramique a été proposée. L'augmentation de température modifie (augmente) les propriétés de conduction de ces isolants, permettant aussi, après un événement de décharge, de retrouver les conditions de champ électrique suffisantes pour amorcer le suivantes, d'où l'augmentation de fréquence de DP avec la température.

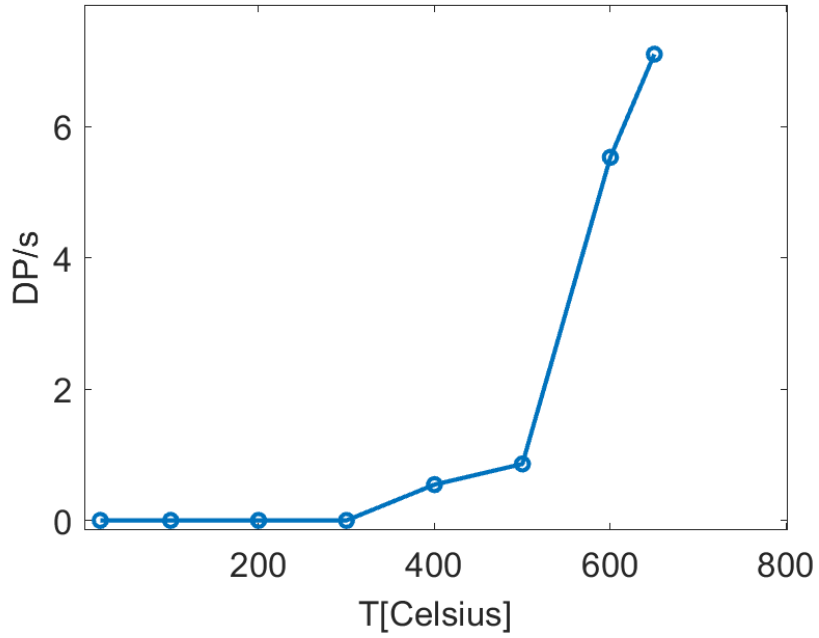


FIGURE 16 – Évolution de la fréquence d'apparition de DP issues de la **CFHT N°3**, polarisée à 400V, en fonction de la température.

Dans cette section, nous avons décidé de comparer les impulsions des DP obtenues dans les différentes chambres à fission à la même température, 650°C, plutôt que de comparer les résultats à des températures différentes, pour faciliter la compréhension des résultats en limitant les informations présentes et pour réduire les temps de collecte des signaux DP (fréquence de DP maximale à 650°C).

2.5 Localisation des décharges partielles dans les chambres à fission

Suite à plusieurs échanges avec le fabricant des chambres à fission (PHOTONIS) nous avons décidé de mettre en œuvre différentes méthodes de localisation des DP précédemment caractérisées. Le but était d'avoir, une fois localisé les DP, une base de discussion avec le fabricant sur les modifications possibles, visant à éliminer les décharges partielles [30]. Le travail de localisation des DP repose sur trois méthodes qui ont donné sensiblement les mêmes résultats. La première implique l'utilisation de *Phase Resolved Pattern Diagrams* (PRPD) [31][32][33][34] sur la chambre à fission (CFHT N°1). Le deuxième est basé sur la comparaison entre les DP observées dans des chambres à fission complètes (CFHT N°2 et N°3) et des DP observées dans des chambres à fission partielles, ne comportant pas de zone active mais contenant deux ou un seul des connecteurs électriques (schémas b et c dans la figure 21), qui ont été fabriquées spécifiquement pour tester les décharges électriques en dehors de la zone active des chambres

à fission. Le troisième repose sur l'application d'un gradient de température sur la chambre à fission (HTFC N°2).

2.5.1 Méthode PRPD

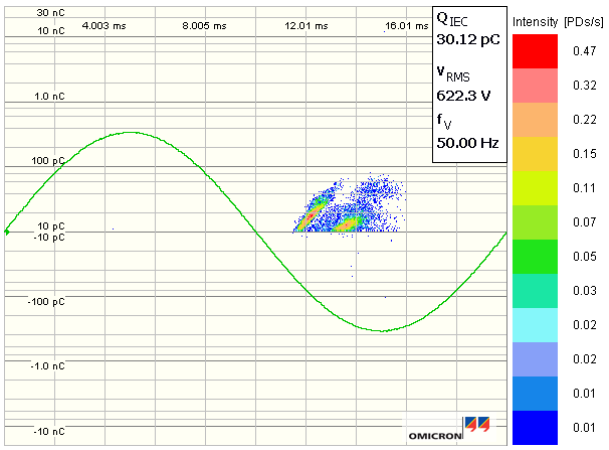


FIGURE 17 – Figure explicative de la méthode PRPD.

Le méthode PRPD est notamment utilisée dans l'environnement industriel pour la caractérisation et la localisation de décharges électriques [31]. Dans cette méthode, l'objet à tester est connecté à une source de tension sinusoïdale. Les impulsions obtenues sur l'objet à tester sont traitées par un analyseur de DP qui mesure la charge de chaque impulsion et affiche sa valeur ainsi que sa phase par rapport à la tension alternative sinusoïdale appliquée. Les mesures sont accumulée sur une durée choisie par l'opérateur (de quelques dizaines de secondes à plusieurs heures) et une information sur l'occurrence des événements est alors fournie. On obtenir une "pattern" telle que celle présentée en figure 17. En complément d'information, la charge moyenne totale par cycle (Q_{IEC}) et la tension efficace (V_{RMS}) sont affichées. La méthode permet donc d'associer différents phénomènes de DP aux différents motifs affichés.

Pour réaliser cette expérience de localisation, la CFHT N°1 a été placée dans un four tubulaire à 650°C sans source des neutrons, et connectée à une alimentation sinusoïdale, de fréquence $50Hz$. Les impulsions issues de la chambre ont été envoyées vers l'analyseur de DP. Enfin, de nombreux tests ont été effectués en augmentant progressivement la tension crête de l'alimentation sinusoïdale.

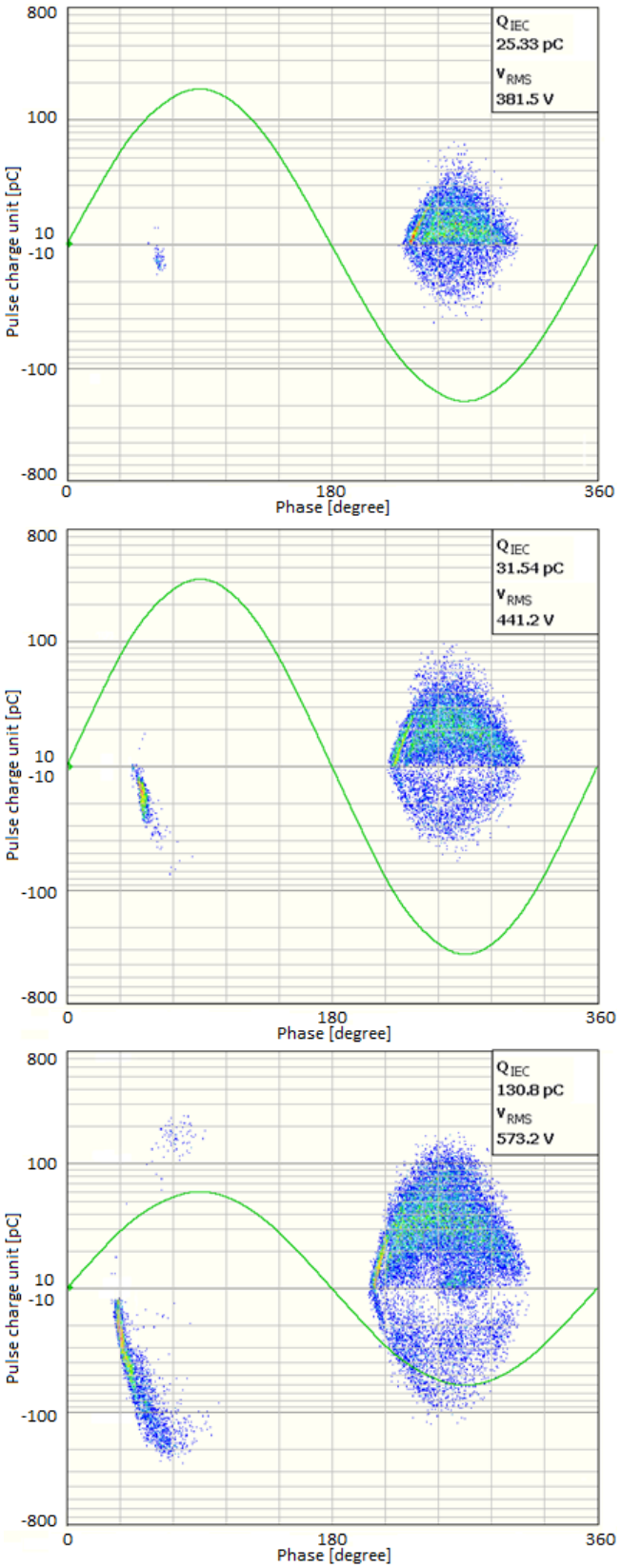


FIGURE 18 – Motifs acquis grâce à la méthode PRPD pour des DP à 650°C dans la (CFHT N°1), en présence d'une augmentation progressive de la tension alternative à une fréquence de 50 Hz. Les données présentées ont été recueillies sur une durée de 2 minutes pour chaque mesure.

Sur la figure 18, sont presentes les "pattern" correspondant à une activité de DP accumulée sur 2 minutes pour trois niveaux de tension appliquée. Cette expérience a montré qu'une augmentation de la tension, sur la chambre CFHT N°1, conduit à un déphasage (avance) des événements par rapport à la tension sinusoïdale appliquée.

Ce résultat soutien l'hypothèse qu'un isolant soit impliqué dans le phénomène de DP [31][32], car du côté positif de la tension sur la figure 18, on observe que la plupart des DP apparaissent longtemps avant la tension maximale. Cela peut se produire lorsqu'un diélectrique est présent dans le système, entraînant un effet de stockage de charge. Cet effet de charge est dû au dépôt des charges sur l'isolant, ce qui a pour effet de diminuer le champ électrique entre les électrodes dans un demi-cycle donné, avec une augmentation correspondante du champ électrique effectif à un moment plus précoce dans le demi-cycle suivant. Ceci explique également pourquoi les DP sont peu fréquentes au maximum de la tension.

En conclusion, tenant compte des résultats présentés, cette expérience soutient l'hypothèse que les DP sont situés dans la zone de connexion électrique chambre-câble, où la plupart des isolants sont situés, et non dans la partie active du détecteur où les impulsions neutroniques sont générées.

2.5.2 Méthode avec gradient de température

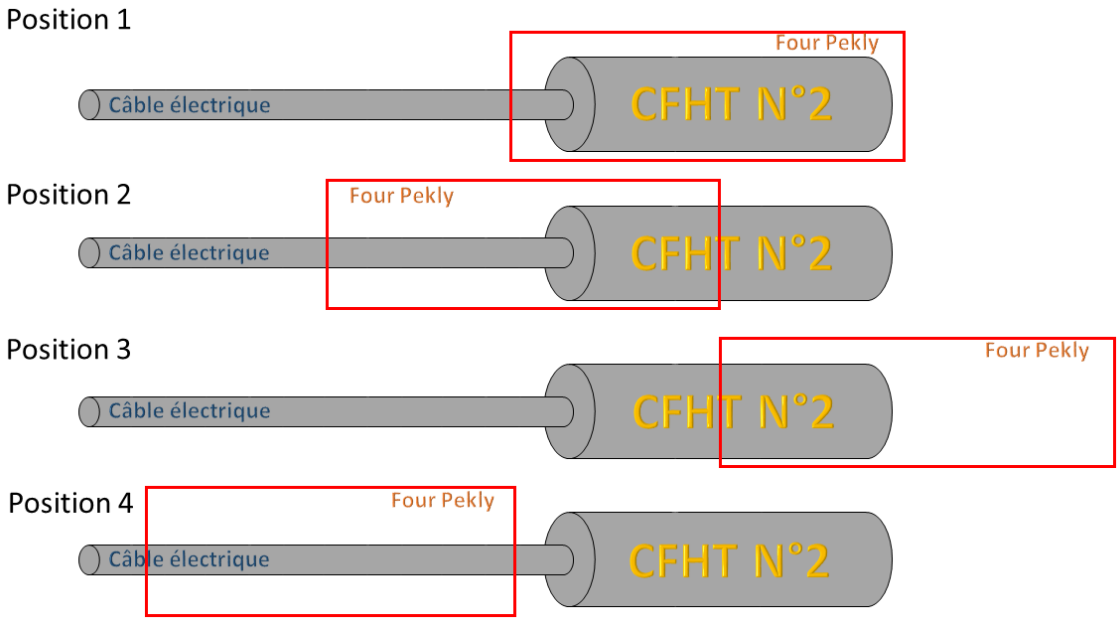


FIGURE 19 – Schéma des positions de **CFHT N°2** dans le four tubulaire pendant les expériences de gradient de température.

Dans le but de localiser les DP dans les chambres à fission, la réponse en DP en fonction de la mise en température des différentes zones dans les chambres à fission a été étudiée. Pour ces tests, des portions de **CFHT N°2** (y compris son câble) ont été insérées dans un four

tubulaire (Pekly), comme illustr en figure 19. La CFHT était polarisée à sa tension nominale sans source neutronique. La température de $650°C$ a été choisie car les décharges partielles se produisent dans les chambres à fission uniquement pour des températures supérieures à $400°C$. La température a été choisie bien au dessus pour faciliter leur apparition dans ce test. Dans ce test, quatre zones différentes de la chambre à fission ont été chauffées préférentiellement. Ces quatre positions sont :

1. la chambre à fission complète avec son câble électrique (même cas que les autres tests présentés précédemment),
2. la moitié de la chambre à fission côté câble avec sa connexion et son câble électrique,
3. la moitié de la chambre à fission sans connexion et sans câble électrique,
4. le câble électrique sans la chambre.

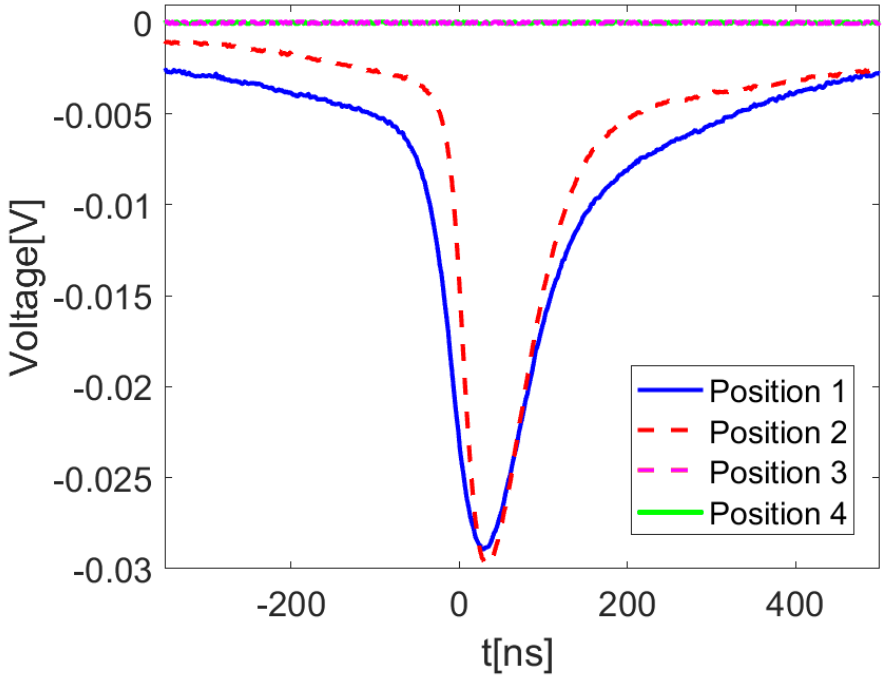


FIGURE 20 – Signaux moyens résultant des décharges partielles obtenus pour chaque configuration présentée sur la figure 19.

Les signaux de DP ont été collectés à l'aide d'une electronique dédiée, déjà détaillée sur la figure 6.

La figure 20 montre les signaux moyens résultant des DP, dans la chambre **CFHT N°2** chauffée à $650°C$, polarisée à sa tension nominale, obtenus pour chaque configuration représentée sur la figure 19. Les expériences les DP n'ont été observées que dans le cas où la connexion électrique câbles-chambre était chauffée (positions 1 et 2).

Grâce à ces résultats, on suppose que les DP sont situées dans la zone de connexion électrique chambre-câble où se trouvent la plupart des isolants.

2.5.3 Tests sur la connexion chambre-câble

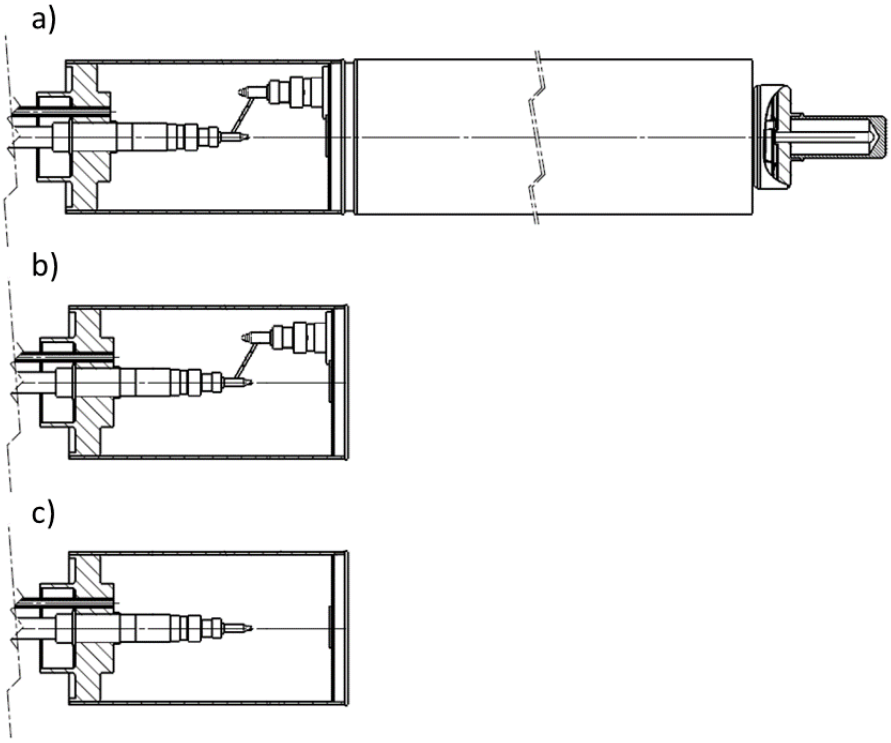


FIGURE 21 – Schémas simplifiés des trois dispositifs testés : (a) chambre complète ; (b) connexion électrique avec jonctions câble et chambre ; (c) connexion électrique avec jonction câble. chambres de la connexion électrique câble-chambre dans une chambres à fission.

Suite aux résultats des sections précédentes, en accord avec la société qui fabrique les chambres à fission, il a été décidé de tester la connexion entre le câble d'alimentation électrique et la partie active des chambre à fission.

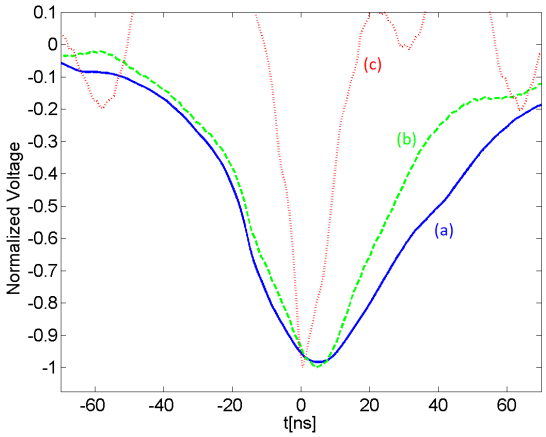
Cette connexion, montrée sur la figure 21b, est composée de deux jonctions distinctes, l'une vers la partie active de la chambre à fission et l'autre vers le câble d'alimentation électrique. Les deux sont liées par un fil électrique nu.

Pour réaliser cette expérience, trois chambres (figure 21), ont été construites par PHOTONIS. Une chambre à fission complète (21a), une chambre sans la partie active et avec la connexion électrique contenant les deux jonctions électriques (21b) et une chambre sans la partie active et avec la connexion électrique contenant seulement la jonction électrique vers le câble électrique d'alimentation de la chambre (21c).

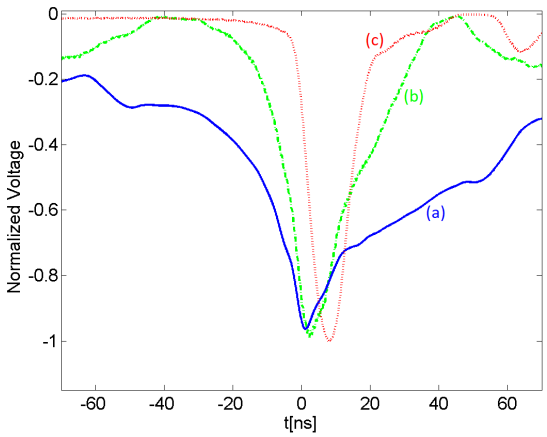
Les connexions électriques en question sont équivalentes à celles des chambres à fission **CFHT N°2-5**.

Les trois chambres ont été, dans un premier temps, remplies d'argon à 1.5 bar, polarisées à 400V, chauffées dans un four tubulaire à 600°C, sans source de neutrons en proximité. Les signaux issus des tests sur chaque chambre ont été collectés à l'aide d'une chaine d'acquisition

(figure 6) et comparés en termes de forme et de fréquence d'apparition. Ensuite, la pression de remplissage d'argon a été augmentée à 3.5 bar et le test a été reproduit avec la même tension de polarisation et la même température de chauffage.



(a) Impulsions moyennes normalisées des DP moyennes normalisées issues de chambre (a) en figure 21 (ligne solide en bleu), de la chambre (b) en figure 21 (ligne pointillée en vert) et de la chambre (c) en figure 21 (ligne de points en rouge) ; toutes les chambres sont à une pression de remplissage de 1.5 bar (argon).



(b) Impulsions moyennes normalisées des DP moyennes normalisées issues de chambre (a) en figure 21 (ligne solide en bleu), de la chambre (b) en figure 21 (ligne pointillée en vert) et de la chambre (c) en figure 21 (ligne de points en rouge) ; toutes les chambres sont à une pression de remplissage de 3.5 bar (argon).

FIGURE 22 – Comparaison de la forme moyenne des DP dans différentes chambres à 600°C et 400V sans source de neutrons pour 2 pressions de remplissage différentes.

La figure 22 présente les signaux de DP, normalisées, issus des chambres remplies d'argon à 1.5bar (22a) et à 3.5bar (22b). Les impulsions issues de chaque chambre sont comparées, à une pression donnée, sur la même figure selon un code de couleur avec : en bleu la chambre de la figure 21a, en vert la chambre de la figure 21b et en rouge la chambre de la figure 21c.

Cette figure montre que, dans le cas des deux pressions considérées, les impulsions issues des chambres avec la jonction côté chambre dans la connexion électrique (figures 21a et 21b) sont très similaires.

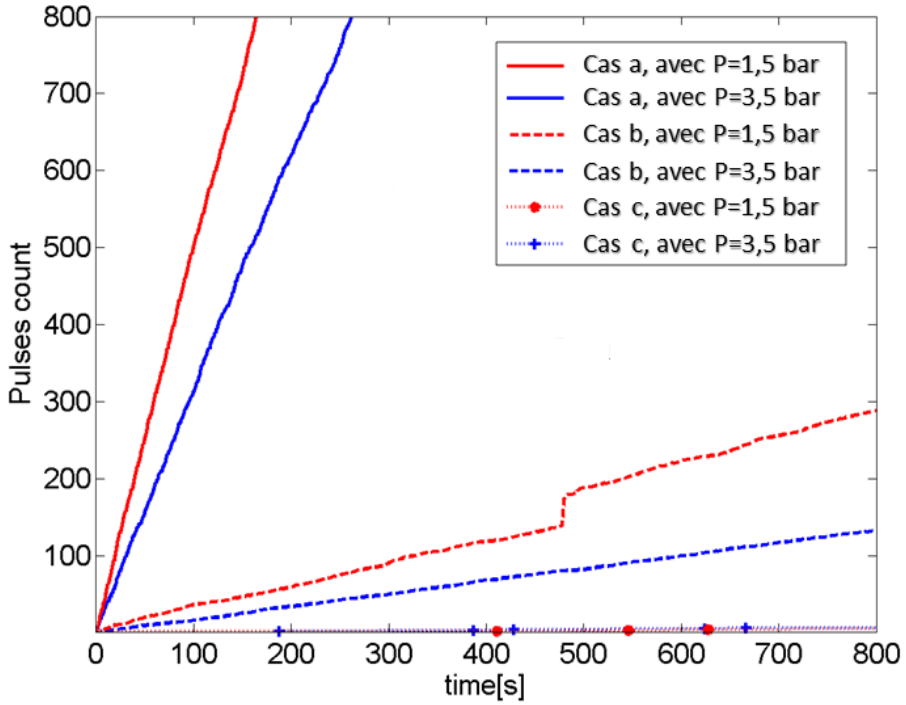


FIGURE 23 – Nombre des DP en fonction du temps, sans source de neutrons, à 600°C et 400V.

La figure 23 présente le nombre d'événements de DP en fonction du temps, acquise par le système d'acquisition PING [35]. La pente des courbes représente la fréquence d'apparition des DP.

Les chambres partielles avec une seule des deux jonctions électriques (figure 21c) a une très faible fréquence d'apparition de DP. Ce résultat exclut la jonction vers le câble électrique d'alimentation de la chambre de la cause majoritaire de DP.

Les deux autres chambres (figure 21a et figure 21b) testées montrent une fréquence d'apparition de DP différente, mais dans les deux cas non négligeable.

Enfin la figure 23 montre aussi que, dans les trois chambres testées, une augmentation de la pression de remplissage provoque une diminution de la fréquence d'apparition de DP.

En conclusion, les résultats présentés dans cette section, en plus de ceux obtenus dans les deux sections précédentes, sur la base d'un comptage supérieur à 10 coups accumules sur 800 secondes, localisent définitivement le phénomène de DP dans la jonction électrique vers la partie active des chambres à fission, entourée en rouge sur la figure 24.

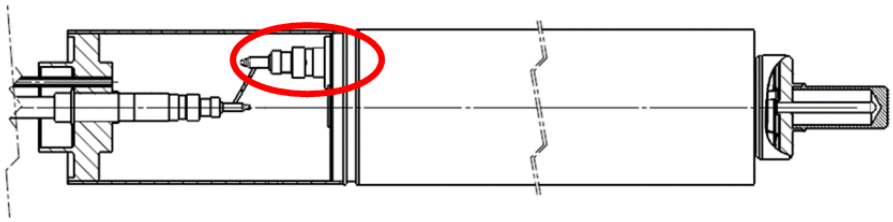


FIGURE 24 – Schéma simplifié d'une chambre à fission avec sa connexion électrique câble chambre avec, en rouge, la localisation préférentielle de DP.

2.6 Discrimination DP-neutron

En raison des contraintes de fabrication des chambres à fission, il n'a pas été possible de modifier plusieurs fois le design des chambres à fission de manière à effectuer des tests visant à éliminer les signaux de DP. Une étude de discrimination, sur les chambres avec l'argon comme gaz de remplissage a donc été réalisée.

La discrimination recherchée sera uniquement numérique puisqu'elle n'entraînera aucune modification mécanique de la chambre à fission. Une analyse des signaux issus de la chambre à fission sera donc effectuée en utilisant des paramètres visant à séparer ou discriminer les signaux de DP de ceux issus des neutrons.

D'abord, des méthodes de mise en œuvre simple de discrimination ont été testées pour ensuite augmenter leur complexité en fonction des résultats. Les méthodes de discrimination plus simples à mettre en œuvre ont été testées en premier car l'augmentation de la complexité réduit la robustesse de la méthode, qui est un paramètre fondamental pour une utilisation sur un réacteur nucléaire.

Des méthodes de discrimination simples, mono-paramétriques ou multi-paramétriques $1-D$ ont été initialement testées. Ensuite, des méthodes multi-paramétriques à N dimensions ont été testées, à l'aide d'algorithmes d'apprentissage.

Toutes les méthodes de discrimination l'ont été mise en ouvre sur des impulsions de DP et de neutrons issues des chambres à fission CFHT N°2 et 3 en utilisant des échantillons des données de DP et de neutrons obtenus séparément ; pour cette raison nous pourrons toujours comparer le résultat connu avec le résultat calculé par la méthode de discrimination utilisée.

Dans la section 2.6.1, la méthode de discrimination proposée est basée sur une méthode de discrimination mono-paramétrique sur la largeur à mi-hauteur (FWHM).

Ensuite dans la section 2.6.2, la méthode de discrimination proposée est basée sur une méthode de discrimination multi-paramétrique $1-D$ proposant l'utilisation de sept paramètres pour créer un vecteur de discrimination multidimensionnel.

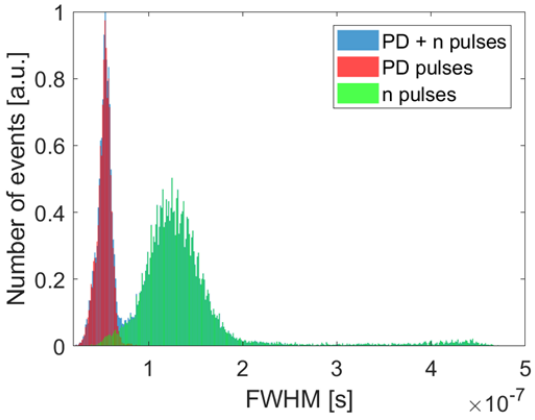
Enfin dans la section 2.6.3, la méthode de discrimination proposée est basée sur une méthode de discrimination multi-paramétrique à N dimensions qui, à l'aide de sept paramètres et d'un algorithme d'apprentissage, génère un modèle de discrimination DP-neutron.

2.6.1 Discrimination mono-paramétrique basé sur le FWHM

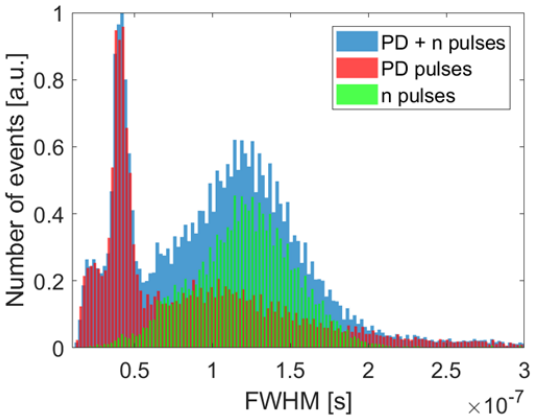
Cette méthode de discrimination a été utilisée, en premier, car elle a donné d'excellents résultats sur les chambres à fission de type CFHT N°1 [28].

Pour pouvoir tester une discrimination mono-paramétrique basée sur la FWHM, les chambres CFHT N°2 et 3 ont été, en premier lieu, polarisées à 400 V, soumises à un flux neutronique à température ambiante, de manière à collecter les impulsions issues des neutrons sans l'interférence des DP. Ensuite, la source neutronique a été éloignée et les chambres ont été chauffées à des températures comprises entre 400°C et 650°C, pour pouvoir collecter les impulsions issues de DP à différentes températures sans l'interférence des neutrons.

En partant des échantillons de DP et de signaux neutroniques issus des deux chambres à fission, enregistrés séparément pendant les tests, les pourcentages d'impulsions de DP ainsi que des impulsions neutroniques en fonction des impulsions totales sont parfaitement connus. Dans cette méthode, les deux échantillons, DP et neutrons, sont ensuite mélangés et la discrimination des impulsions neutroniques de celles de DP est appliquée, en fixant un seuil au FWHM, afin de classer les impulsions en fonction de leur appartenance d'origine.



(a) Histogrammes de la largeur à mi-hauteur normalisés à 1 pour des impulsions neutroniques et des DP obtenues avec la chambre CFHT N°2 par différentes valeurs de température et à $400V$.



(b) Histogrammes de la largeur à mi-hauteur normalisés à 1 pour des impulsions neutroniques et des DP obtenues avec la chambre CFHT N°3.

FIGURE 25 – Histogrammes de la largeur à mi-hauteur (FWHM), des chambres CFHT N°2 et 3, à leur tension de polarisation nominale.

La figure 25 présente les histogrammes de la FWHW des impulsions de DP (en rouge), des neutrons (en vert) et totales (en bleu) issues des chambres CFHT N°2 (25a) et 3 (25b).

Les tableaux 4 et 5 présentent les pourcentages des impulsions de DP et de neutrons issues des chambres CFHT N°2 (4) et CFHT N°3 (5) connues, par rapport aux impulsions enregistrées pour chaque cas, et calculées en utilisant un seuil sur la FWHM des impulsions.

Les résultats sur la figure 25 combinés avec ceux des tableaux 4 et 5 montrent que les distributions des FWHM des impulsions de DP et neutrons sont partiellement séparées pour les

deux chambres à fission testées, mais si dans le cas des la chambre CFHT N°2 (figure 25a) cette séparation conduit à un bon accord des valeurs connues et calculées (tableau 4), cela n'est pas du tout le cas pour la chambre CFHT N°3 (tableau 5).

CFHT N°2	Pourcentage des impulsions neutroniques enregistrés	Pourcentage des impulsions de DP enregistrés
Connu	68%	32%
Calculé avec le seuil à 80 ns	67%	33%

TABLE 4 – Pourcentage connu et calculé, avec la méthode de discrimination mono-paramétrique basée sur le FWHM, des impulsions neutroniques et des DP obtenues avec la chambre CFHT N°2.

CFHT N°2	Pourcentage des impulsions neutroniques enregistrés	Pourcentage des impulsions de DP enregistrés
Connu	47%	53%
Calculé avec le seuil à 60 ns	73%	27%

TABLE 5 – Pourcentage connu et calculé, avec la méthode de discrimination mono-paramétrique basée sur le FWHM, des impulsions neutroniques et des DP obtenues avec la chambre CFHT N°3.

La méthode présentée donne donc une erreur de 1% pour la CFHT N°2 mais une erreur de 26% pour l'autre chambre. Compte-tenu du fait que la méthode de discrimination recherchée doit être robuste, les résultats montrent qu'une méthode de discrimination basée sur le FWHM ne sera pas suffisante.

2.6.2 Discrimination multi-paramétrique $1 - D$

Pour permettre une meilleure identification des impulsions issues de neutrons par rapport celles issues de DP, une discrimination multi-paramétrique $1 - D$ a été testée. Dans la discrimination multi-paramétrique $1 - D$, plusieurs paramètres seront utilisés dans l'objectif de créer un vecteur de partitionnement des données multi-paramétriques afin de garantir la meilleure identification possible des deux types de signaux.

Pour atteindre ce type d'identification, sept paramètres ont été identifiés ; ces paramètres sont présentés sur la figure 26 :

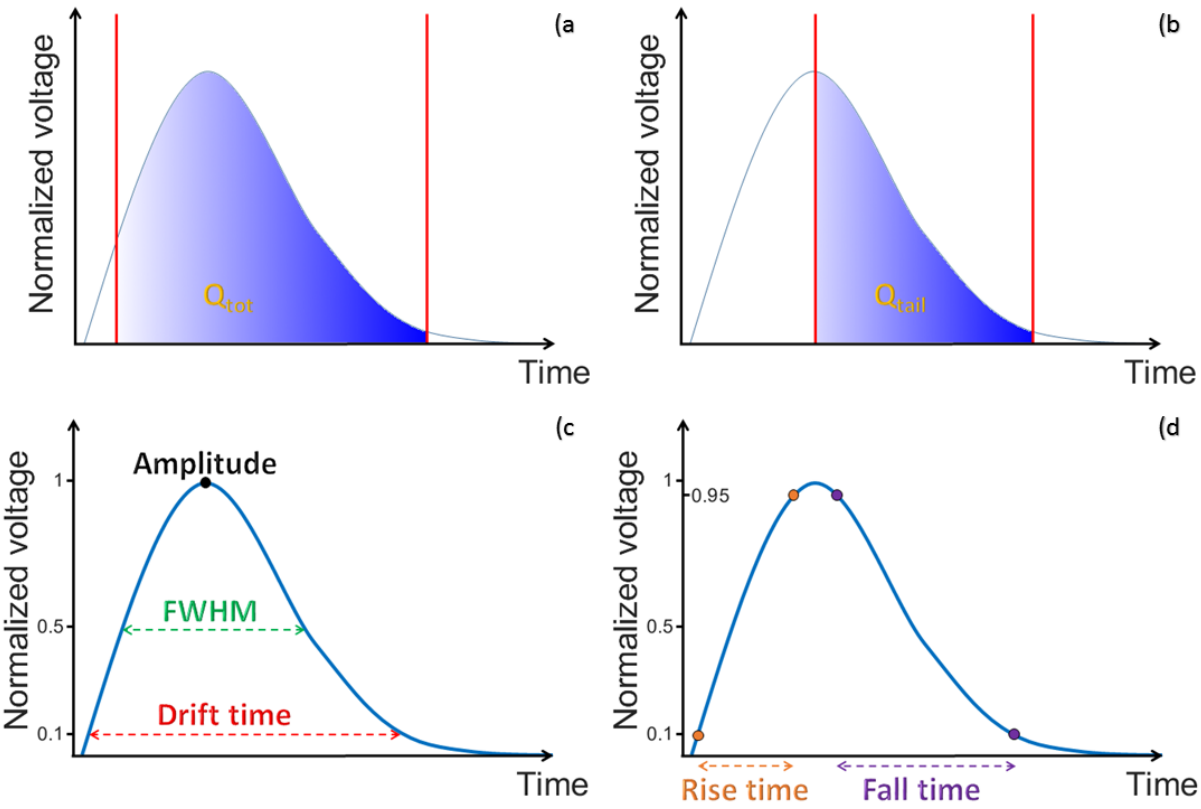


FIGURE 26 – Illustration des paramètres choisis pour la caractérisation des impulsions issues des chambres à fission.

1) L'intégrale d'un impulsion, calculé en partant du 10% de l'amplitude de l'impulsion (Q_{tot}),
2) L'intégrale d'un impulsion calculé entre le maximum et le 10% de l'amplitude sur le front descendant (Q_{tail}),
3) L'amplitude,
4) La largeur à mi-hauteur (FWHM),
5) Le temps de dérive ou *"drift time"*, calculés à 10% de l'amplitude de l'impulsion,
6) Le temps de montée (*"rise time"*), calculés entre 10% et 95% de l'amplitude de l'impulsion.
7) Le temps de descente *"fall time"*, calculés entre 95% et 10% de l'amplitude de l'impulsion après le maximum.

Après avoir constaté une analyse des composants principaux [36] pour le choix des paramètres, il à été découvert que certains paramètres fonctionnent mieux si l'on les associe. Ansi, les sept paramètres ont été réduit à six paramètres qui sont : $Amplitude/Q_{tot}$, Q_{tail}, $FWHM$, *Rise time*, *Fall time* et *Drift time*.

Afin de tester une discrimination multi-paramétriques basée sur les six paramètres choisis, les chambres CFHT N°2 et 3 ont été, en premier lieu, polarisées à 400V, soumises à un flux neutronique à température ambiante, de manière à collecter les impulsions issues des neutrons sans l'interférence des DP. Ensuite, la source neutronique a été éloignée et les chambres ont

été chauffées à des températures comprises entre 400°C et 650°C, pour pouvoir collecter les impulsions issues de DP à différentes températures sans l'interférence des neutrons.

Pour chaque test, un échantillon de 50 000 signaux, issus soit des neutrons, soit des DP, a été enregistré.

En partant des signaux de DP et de neutrons issus des deux chambres à fission, enregistrés séparément pendant les tests, les pourcentages d'impulsions de DP ainsi que des impulsions neutroniques en fonction des impulsions totales sont parfaitement connus. Dans cette méthode, les signaux des deux échantillons, DP et neutrons, sont mélangés et ensuite discriminés en appliquant un vecteur de partitionnement des données multi-paramétriques (créé à partir des valeurs de seuil des tableaux 6 et 7), afin de classer les impulsions en fonction de leur appartenance d'origingénéréese.

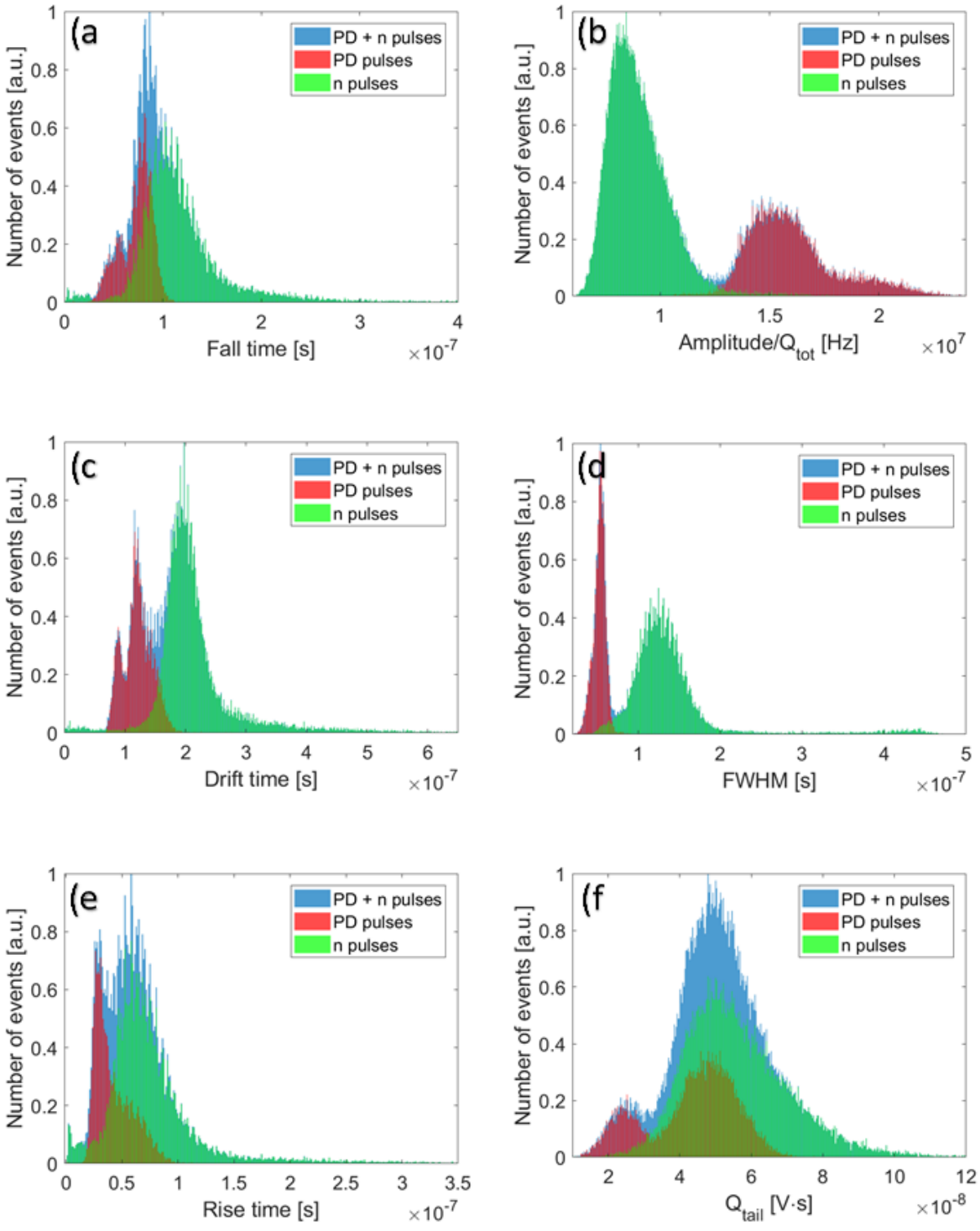


FIGURE 27 – Histogrammes des six paramètres des impulsions, sur les données de la chambre CFHT N°2, dans lesquels nous avons : impulsions totales (en bleu), impulsions de DP (en rouge) et impulsions de neutrons (en vert).

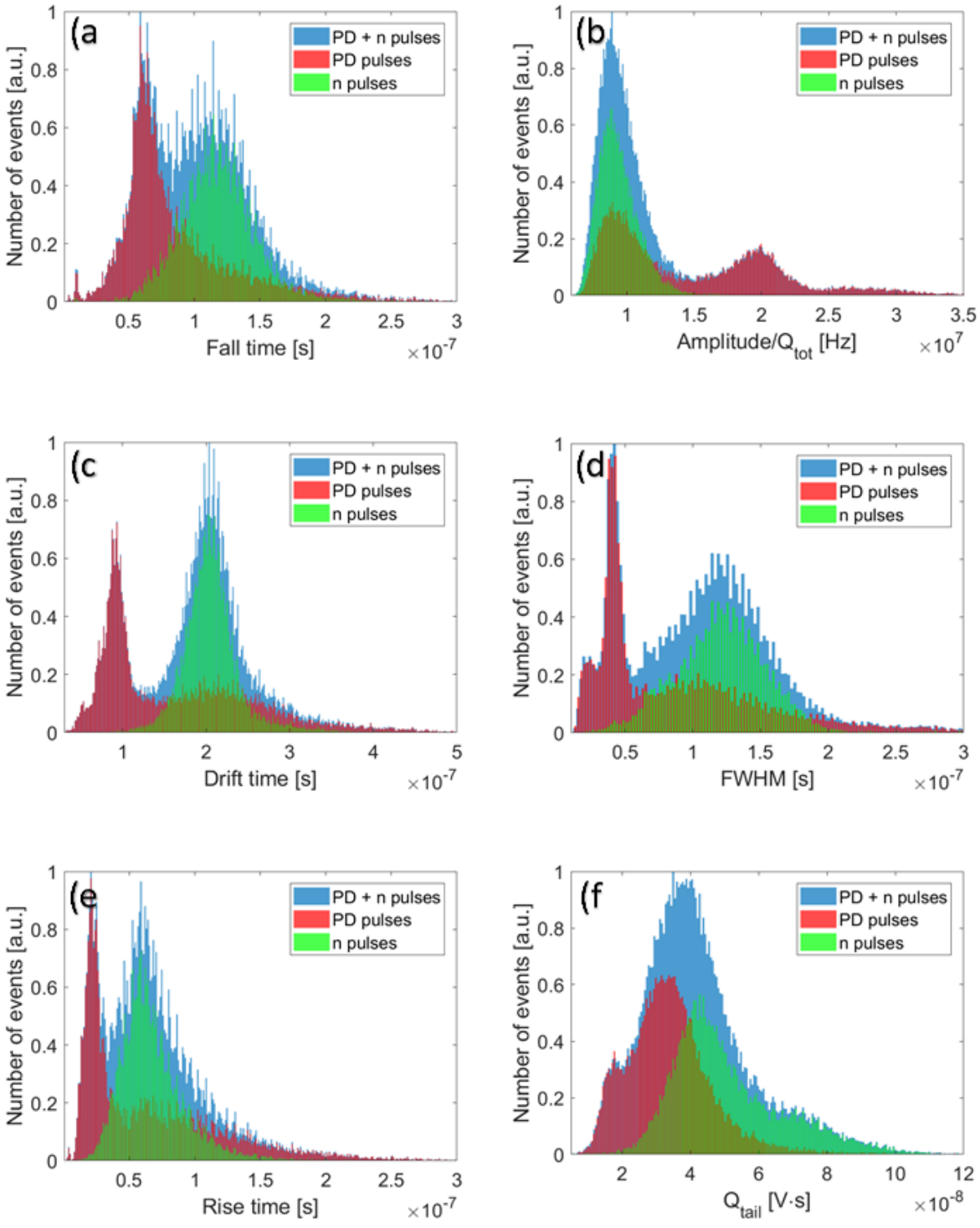


FIGURE 28 – Histogrammes des six paramètres des impulsions, sur les données de la chambre CFHT N°3, dans lesquels nous avons : impulsions totales (en bleu), impulsions de DP (en rouge) et impulsions de neutrons (en vert).

Les figures 27 et 28 montrent respectivement les histogrammes des six paramètres choisis, extraits des impulsions issues des chambre CFHT N°2 et 3. Dans ces figures sont affichés la totalité des impulsions issues de DP et neutron en bleu, des impulsions de DP en rouge et des

impulsions neutroniques en vert.

Les tableaux 6 et 7 montrent respectivement pour les chambres CFHT N°2 et 3 les valeurs des pourcentage des impulsions, neutroniques et de DP, connues et calculées à l'aide des six paramètres choisis.

CFHT N°2	Seuil	Pourcentage des impulsions neutroniques	Pourcentage des impulsions de DP
Connu	-	68%	32%
$Amplitude/Q_{tot}$	12.5 MHz	33%	67%
Q_{tail}	30 $V \cdot ns$	92%	8%
$FWHM$	74 ns	66%	34%
$Rise\ time$	45 ns	64%	36%
$Fall\ time$	63 ns	90%	10%
$Drift\ time$	159 ns	65%	35%

TABLE 6 – Pourcentage calculé d'impulsions neutroniques et de DP obtenues avec la chambre CFHT N°2, en utilisant différents paramètres des impulsions, dans un échantillon de données connu.

CFHT N°3	Seuil	Pourcentage des impulsions neutroniques	Pourcentage des impulsions de DP
Connu	-	47%	53%
$Amplitude/Q_{tot}$	115.1 MHz	24%	76%
Q_{tail}	19.5 $V \cdot ns$	93%	7%
$FWHM$	58 ns	74%	26%
$Rise\ time$	34 ns	76%	24%
$Fall\ time$	84 ns	62%	38%
$Drift\ time$	131 ns	73%	27%

TABLE 7 – Pourcentage calculé d'impulsions neutroniques et de DP obtenues avec la chambre CFHT N°3, en utilisant différents paramètres des impulsions, dans un échantillon de données connu.

Les résultats des figures 27 et 28 combinés avec les résultats des tableaux 6 et 7 montrent que les paramètres les plus discriminants changent d'une chambre à l'autre. L'utilisation d'une méthode multi-paramètres $1-D$ rend donc nécessaire d'analyser les données de chaque chambre à fission pour comprendre quels paramètres sont les plus appropriés à la discrimination de signal neutrons-DP.

Spécifiquement, les données des tableaux 6 et 7 montrent que le meilleur paramètre à utiliser pour la chambre CFHT N°3 est le *fall time* (même si l'erreur reste supérieur à 5%) alors que nous pouvons utiliser le *FWHM*, le *rise time* ou le *drift time* pour effectuer une discrimination plus efficace (erreur inférieure à 5%) sur les données issues de la chambre CFHT N°2.

Les erreurs de mesure sont calculées comme étant l'écart entre les valeurs connues et les valeurs calculées. D'après les résultats montrés, on peut affirmer que cette méthode, malgré des résultats plus précis par rapport à la méthode mono-paramétrique, en ce qui concerne la séparation neutron-DP, n'est pas assez robuste pour permettre son utilisation en exploitation d'un réacteur nucléaire.

2.6.3 Discrimination multi-paramétrique à N dimensions

Dans le but de trouver une meilleure méthode de discrimination entre impulsions neutroniques et DP, une analyse multi-paramètres à N dimensions a été effectuée, en combinant les six paramètres de la figure 26, dans un algorithme d'apprentissage. Les chambres CFHT N°2 et 3 ont été, en premier lieu, polarisées à 400V, soumises à un flux neutronique à température ambiante, de manière à collecter les impulsions issues des neutrons sans l'interférence des DP. Ensuite, la source neutronique a été éloignée et les chambres ont été chauffées à des températures comprises entre 400°C et 650°C, pour pouvoir collecter les impulsions issues de DP à différentes températures sans l'interférence des neutrons.

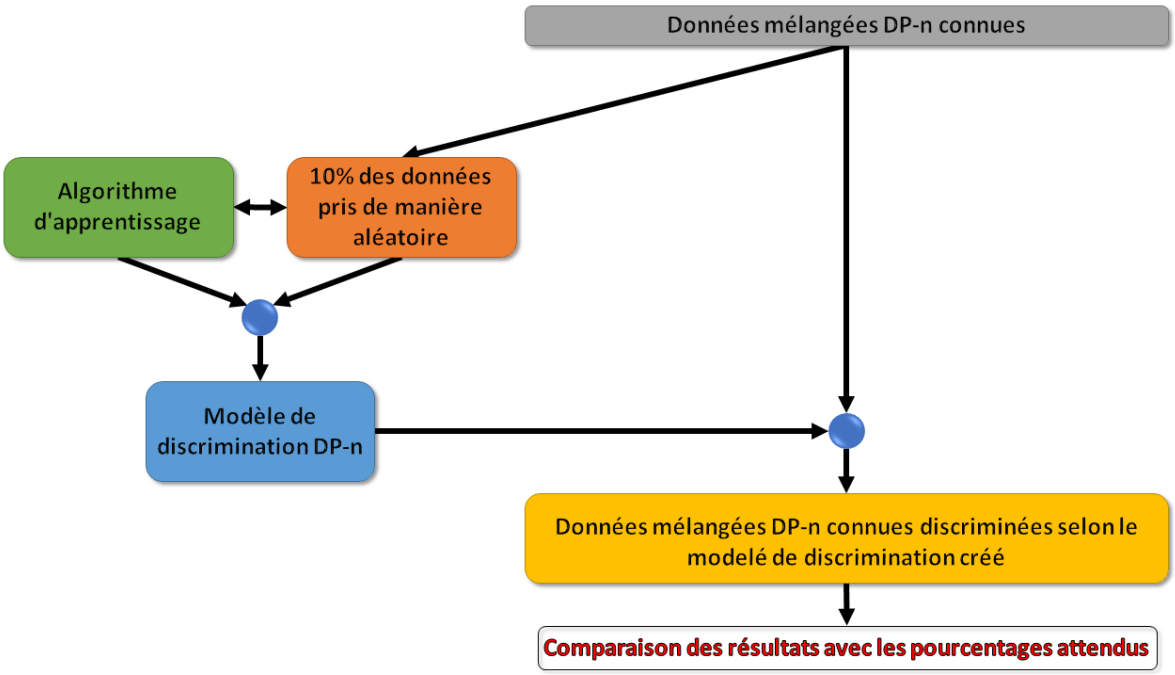


FIGURE 29 – Schéma de la méthode de construction du modèle et d'évaluation des résultats à partir des données enregistrées sur les chambres CFHT N°2 et 3.

Comme indiqué dans le schéma de la figure 29, pour chaque chambre, à partir des échantillons

connus d'impulsions issues de DP et de neutrons enregistrés, 10% de ces données ont été utilisées pour créer un modèle de discrimination DP-n, via un algorithme d'apprentissage supervisé implémenté sur MATLAB (Statistics and Machine Learning Toolbox) [37].

En partant des échantillons des signaux de DP et de neutrons issus des deux chambres à fission, les pourcentages d'impulsions de DP ainsi que des impulsions neutroniques en fonction des impulsions totales sont parfaitement connus. Six paramètres sont extraits de chaque impulsion : $Amplitude/Q_{tot}$, Q_{tail}, $FWHM$, *Rise time*, *Fall time* et *Drift time*. Chaque impulsion est donc représentée par les six paramètres mentionnés. Un paramètre (0 ou 1) est ajouté aux paramètres d'identification de chaque impulsion pour identifier l'appartenance à la classe "neutrons" ou à la classe "DP". Dans cette méthode, la quantité des 10% des données dans les deux classes d'échantillons (DP et neutrons), choisie au hasard, est chargée dans l'algorithme d'apprentissage. L'algorithme d'apprentissage supervisé crée un modèle basé sur les valeurs des six paramètres par rapport à la classification faite précédemment du neutron ou du DP. Ensuite, l'algorithme donnera en sortie le modèle qui a donné le meilleur accord entre la classification connue et la classification calculée. En fonction de l'écart entre la classification trouvée et celle obtenue à l'aide du modèle, l'algorithme calcule la précision du modèle lui-même (tableau 8).

Dans le code MATLAB (Statistics and Machine Learning Toolbox) utilisé pour la création du modèle, il est possible de choisir entre les différents méthodes d'apprentissage : par arbre de décision (Tree), par la "machine" à vecteurs de support (SVM) [38] et par la méthode des k plus proches voisins (KNN) [39]

Pour chaque chambre à fission, toutes les méthodes disponibles ont été testées et la méthode qui génère une précision la plus élevée a été choisie.

La méthode d'apprentissage utilisée sur les données issues de la chambre CFHT N°3 est basée sur la méthode KNN ; sur les données issues de la chambre CFHT N°2 la méthode SVM a été utilisée.

	Algorithme	Précision	Nombre d'impulsions	Impulsions neutroniques	Impulsions des DP
CFHT N°2	SVM	99.1%	62313	68% (68%)	32% (32%)
CFHT N°3	KNN	89.0%	48100	49% (47%)	51% (53%)

TABLE 8 – Tableau récapitulatif des résultats obtenus pour les chambres CFHT N°2 et 3, en appliquant le schéma de la figure 29. Dans le tableau on trouve : l'algorithme utilisé, le nombre d'impulsions mixtes traitées, les résultats obtenus grâce à l'algorithme d'apprentissage généré pour les impulsions neutroniques et pour les impulsions de DP (en rouge) et les résultats attendus pour les impulsions neutroniques et les impulsions de DP (en vert).

Le tableau 8 présente : le type d'algorithme utilisé sur les données des chambres CFHT N°2 et 3, la précision pour chaque algorithme (fournie directement par la Toolbox MATLAB), le nombre d'impulsions sur lequel l'algorithme a été appliqué, le pourcentage d'impulsions dû aux neutrons et aux DP trouvé en utilisant ces algorithmes de classification (en rouge) et le

pourcentage d'impulsions dû aux neutrons et aux DP connu (en vert). Les résultats du tableau 8 montrent que lorsqu'on applique l'algorithme avec la meilleure précision pour chaque chambre, on trouve exactement le pourcentage attendu sur les données issues de la chambre CFHT N°2, et un pourcentage très proche de celui attendu dans les données issues de la chambre CFHT N°3.

D'après ces résultats, une méthode de construction d'un modèle de discrimination peut être envisagé, en suivant le diagramme de la figure 30. Dans la méthode prise en considération, la chambre à fission avant d'être utilisée dans un réacteur nucléaire sera testée séparément en présence de flux neutronique et sous contrainte de température, en enregistrant les impulsions générées. Ensuite, des algorithmes de classification différents seront testés sur les impulsions mixtes, mais connues, collectées afin de minimiser l'erreur. Enfin, après avoir trouvé l'algorithme de classification le plus approprié, un modèle de discrimination DP-neutrons sera généré pour être utilisé en direct lors de l'utilisation de la chambre à fission dans un réacteur nucléaire.

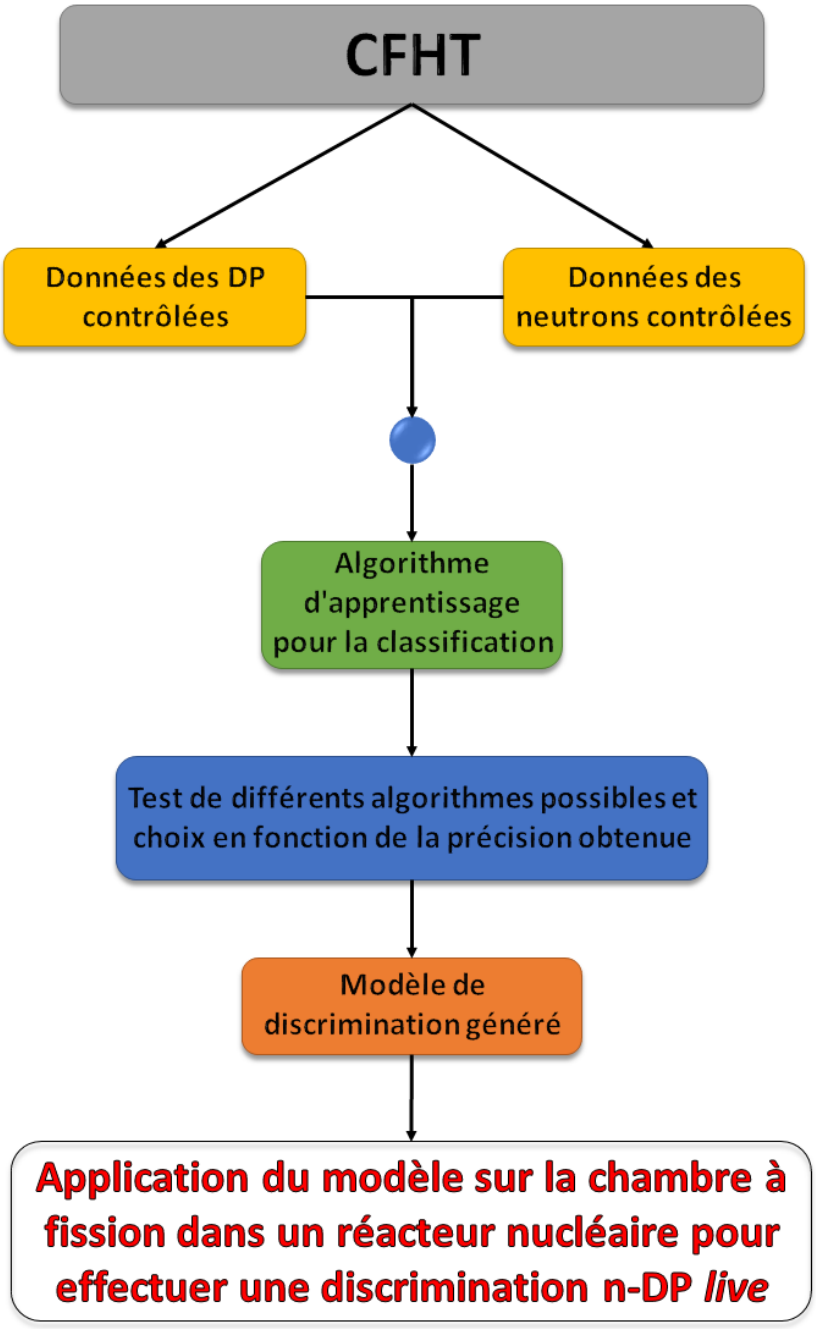


FIGURE 30 – Schéma récapitulatif des étapes à suivre pour construire un modèle discriminant, pour une chambre à fission donnée, capable de discriminer, en temps rée,l les impulsions neutroniques de celles dues aux DP dans un réacteur nucléaire.

Ces résultats étant très prometteurs, une étude préliminaire sur l'application de cette méthode de discrimination à plusieurs chambres à fission est nécessaire pour évaluer la fiabilité du modèle sur différents types de chambres à fission.

2.7 Chambre à fission haute température remplie avec du xénon

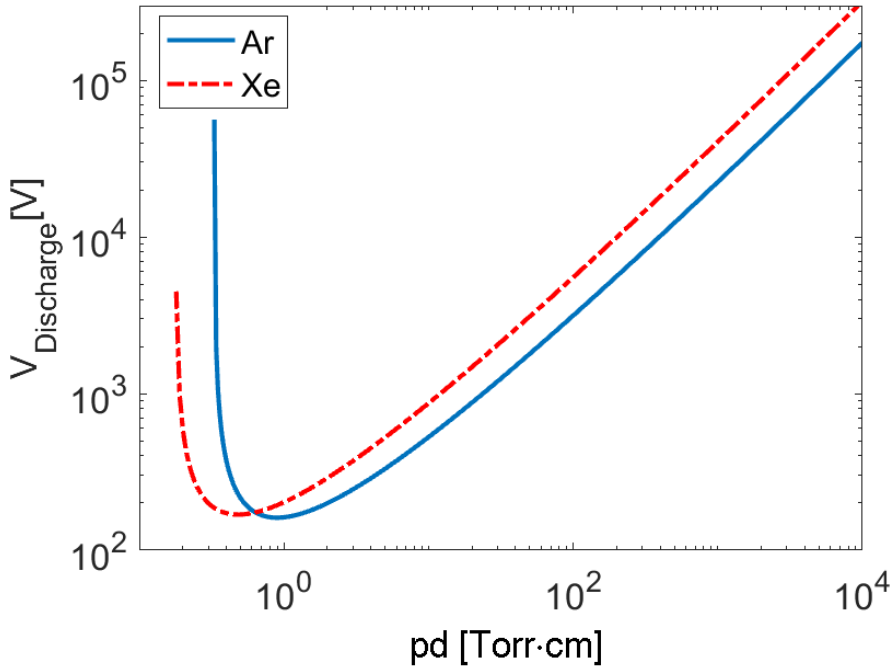


FIGURE 31 – Courbe de Paschen pour l'argon, en bleu, et pour le xenon, en rouge.

Dans l'objectif d'éliminer les DP issues des chambres à fission fonctionnant à haute température, un changement du gaz de remplissage a été envisagé. La raisonnement de cette idée est illustré sur la figure 31 : dû à ses propriétés comme la mobilité, le xénon doit être plus adapté que l'argon pour l'isolation électrique. Le choix du gaz a été fait en tenant compte de nombreuses contraintes :

- Valeur de la tension seuil de claquage, selon la courbe de Paschen (31), qui devait être beaucoup plus élevée, entre 1 et $10^4\ Torr \cdot cm$, par rapport à celle de l'argon dans les mêmes conditions de pression et de distance inter-électrodes ($P \cdot d$).
- Faible réactivité avec les matériaux présents dans la chambre à fission, soit idéalement un gaz noble.
- Comportement vis-à-vis des neutrons comparable à celui de l'argon.

Toutes ces raisons ont conduit au choix du xénon comme gaz à utiliser pour remplacer l'argon dans les chambres à fission afin d'éliminer le problème des décharges partielles. Une fois la chambre à fission contenant le xénon (**CFHT N°6**) réalisée, elle a été polarisée à sa tension nominale et soumise à plusieurs valeurs de température jusqu'à $650°C$, pendant plusieurs jours en continu, sans observer aucune DP.

La chambre à fission en question a été testée aussi en présence de neutrons dans les modes "impulsion" et "fluctuation", de manière à vérifier son fonctionnement, et elle répond pleinement aux attentes pour l'utilisation dans un réacteur nucléaire de quatrième génération.

2.7.1 Tests de la chambre à fission avec le xénon comme gaz de remplissage

La chambre à fission contenant du xénon comme gaz de remplissage, **CFHT N°6** dans ce manuscrit, a été testée à température ambiante et sous flux neutronique dans le réacteur expérimental ISIS [40] au CEA Saclay.

Pendant ces tests, la chambre a été soumise au flux neutronique du réacteur expérimental simultanément avec une autre chambre à fission, la **CFHT N°4**, identique en géométrie, mais remplie d'argon sous la même pression ($3.5\,bar$).

Les résultats obtenus à la puissance variable du réacteur expérimental, avec les deux chambres à fission ont ensuite été comparés aux résultats obtenus avec la chambre d'ionisation à bore qui constitue la chambre de référence du réacteur expérimental ISIS [40], utilisée en mode courant.

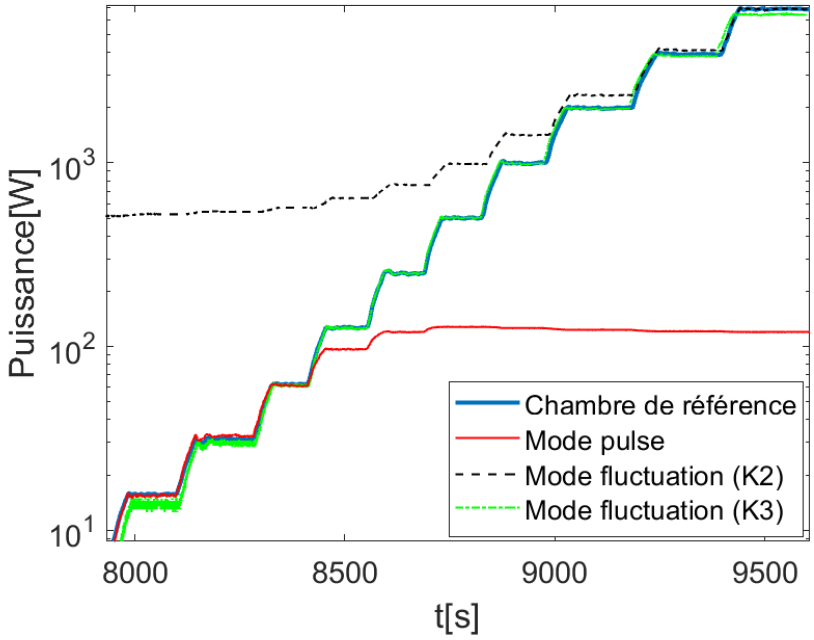


FIGURE 32 – Mesure de la puissance du réacteur expérimental ISIS par la chambre à fission **CFHT N°6**, contenant le xénon, en mode impulsion (en rouge), en mode fluctuation K2 (en noir) et en mode fluctuation K3 (en vert). La puissance calculée à partir de la chambre à fission testée est comparée avec le calcul de la puissance du réacteur expérimental effectué grâce à une chambre d'ionisation de référence utilisée en mode courant, en bleu sur la figure.

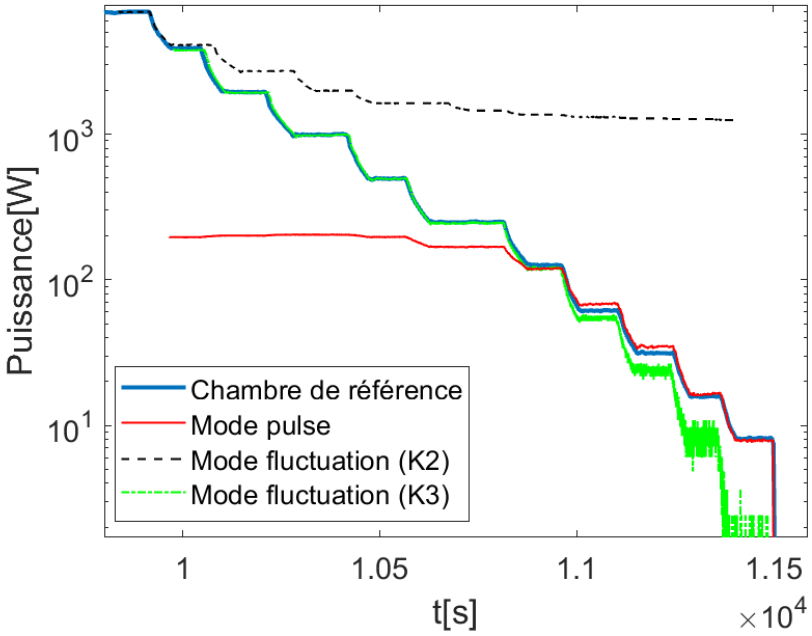


FIGURE 33 – Mesure de la puissance du réacteur expérimental ISIS par la chambre à fission **CFHT N°4**, contenant l'argon, en mode impulsion (en rouge), en mode fluctuation K2 (en noir) et en mode fluctuation K3 (en vert). La puissance calculée à partir de la chambre à fission testée est comparée avec le calcul de la puissance du réacteur expérimental effectué grâce à une chambre d'ionisation de référence utilisée en mode courant, en bleu sur la figure.

Les figures 32 et 33 montrent que pour les deux chambres, **CFHT N°6 et 4**, les trois modes utilisés ($Pulse$, $K2$ et $K3$ [26]) sont capables de suivre la puissance du réacteur, en se chevauchant dans certaines zones, afin de permettre une transition en douceur entre un mode et un autre.

La puissance maximale du flux neutronique pour ce test varie entre 0 et $7kW$, car le flux neutronique thermique du réacteur expérimental (ISIS) à $7kW$ est comparable, en termes de réactivité des chambres à fission utilisées, au flux neutronique rapide d'un réacteur de quatrième génération à pleine puissance.

Enfin, nous pouvons voir que les deux chambres à fission suivent avec le même degré de précision le profile de puissance du flux neutronique.

Ce dernier point est très important car il conduit à considérer que le xénon, tout en apportant un grand avantage, qui concerne l'élimination du problème des décharges électriques à hautes températures, n'altère pas les performances de la chambre à fission vis à vis de la détection des neutrons.

Toutefois, le remplissage de la chambre par du xénon présente deux inconvénients majeurs :

- son coût élevé, comparé à celui de l'argon,
- le manque de retour d'expérience de l'exploitation d'une CFHT remplie avec ce gaz, qui par contre existe depuis des années pour l'argon. Ceci rend la chambre à fission remplie

au xénon non utilisable au cœur d'un réacteur nucléaire dans un avenir proche.

2.8 Conclusions

Pour récapituler, l'étude menée sur les chambres à fission à haute température a conduit aux résultats suivants :

- Une caractérisation des signatures impulsionnelles des évènements neutroniques et de décharge partielle en fonction des différents paramètres des chambres testées (distance inter-électrodes, rayon externe, pression de remplissage, type de gaz, température, tension, type de connexion électrique câble-chambre).
- Trois expériences différentes ont indiqué que les impulsions des DP se produisent dans la connexion câble-chambre et celles-ci sont influencées par la présence d'un isolant électrique.
- Une méthode de discrimination n-DP a été conçue et testée avec succès.
- Une chambre à fission à haute température contenant du xénon comme gaz de remplissage à la place de l'argon a été conçue et testée, démontrant après des jours d'exposition à des températures élevées et à plusieurs sources de neutrons qu'elle fonctionnait parfaitement comme détecteur neutronique et, que même à $650°C$, elle ne manifestait pas la présence des décharges partielles.

Les résultats présentés aideront les concepteurs de chambres à fission dans la société PHOTONIS à prendre des décisions sur le directions à suivre par rapport à la modification du design des chambres à fission visant à éliminer/discriminer les DP, en tenant compte des coûts, des difficultés de fabrication et de mise en œuvre pour les possibilités envisagées.

Chapitre 3

Simulation des impulsions neutroniques issues de chambre à fission

3.1 Introduction

La chambre à fission est un détecteur de neutrons qui sert principalement à contrôler le flux de neutrons dans un réacteur nucléaire. Avec le développement de nouvelles technologies, telles que les réacteurs à fusion (ITER et DEMO) et les réacteurs à fission de génération IV, et avec le problème du démantèlement des réacteurs nucléaires, la chambre à fission est de plus en plus appelée à résoudre des problèmes d'adaptation à des spécifications techniques différentes : résistance à la température, résistance aux rayonnements, grande sensibilité aux neutrons, faible sensibilité aux rayons *gamma*, longue durée de vie, adaptabilité aux différents usages.

Si, d'un côté, la demande croissante en chambres à fission pour des applications exotiques [41] nécessite une compréhension complète de processus physiques qui se produisent dans les chambres à fission, le coût de fabrication élevé rend difficile le démarrage d'un véritable programme de caractérisation paramétrique. Pour ces deux raisons, un code de simulation semble être un moyen complémentaire essentiel à l'expérimentation pour tester les différents paramètres d'une chambre à fission pour l'application souhaitée avant de procéder à sa fabrication.

Dans ce chapitre du manuscrit de thèse, nous présentons un code de simulation Monte-Carlo qui simule une impulsion neutronique en fonction de certains paramètres initiaux.

Cette simulation a été utilisée pour tester certaines modifications à apporter sur la chambre à fission notamment le remplacement de l'argon par le xénon comme gaz de remplissage. Les simulations ont été utilisées pour tester la réponse du détecteur sous des configurations plus exotiques, qui seront détaillées dans les prochains sections du manuscrit.

3.1.1 La méthode de Monte-Carlo

La méthode de Monte-Carlo a vu son essor à partir de la fin de la seconde guerre mondiale, essentiellement dans le cadre du projet américain Manhattan concernant le développement de l'arme nucléaire. Cette époque correspond également à la construction des premiers ordinateurs. Ce projet étant classé secret défense, il est difficile de savoir exactement qui parmi ses pionniers : Von Neumann, Ulam [42], Metropolis [43] a proposé le nom de "Monte- Carlo". Quoi qu'il en soit, ce terme fait référence aux jeux de hasard : un quartier de la capitale de la principauté de Monaco, avec ses casinos, ayant de cette époque une solide réputation dans la société mondaine internationale. La méthode de Monte-Carlo a été utilisée, dans le domaine mathématique : le calcul d'intégrale, la résolution d'équations aux dérivées partielles et la résolution de systèmes linéaires ; la méthode est aussi utilisée dans de nombreux domaines de la physique tels que : la physique médicale, la physique des particules, etc. En l'occurrence, la méthode de Monte-Carlo consiste à simuler sur ordinateur un phénomène stochastique par essence : la diffusion de neutrons dans des matériaux fissiles. Dans le cadre de ce travail, cette méthode a été utilisée pour simuler la forme des impulsions obtenues sur une chambre à fission en fonction de nombreux paramètres de la chambre elle-même.

3.2 Présentation de l'outil de simulation

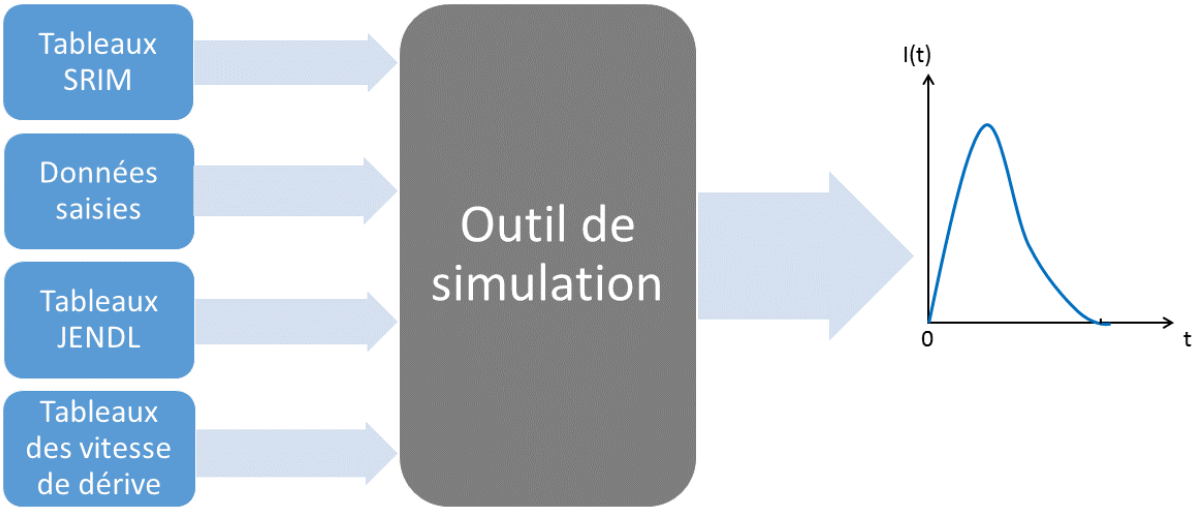


FIGURE 34 – Schéma général de l'outil de simulation.

L'outil de simulation développé lors de cette thèse est utilisé pour générer une impulsion neutronique à partir :

- de données expérimentales de vitesses de derive des électrons dans le gaz [44][45][46],
- de données simulées de pouvoir d'arrêt des produits de fission (PF) dans la matière [47] ,

- de la probabilité de génération d'un produit de fission (PF) spécifique (données nucleaires JENDL [48][49][50][51]).

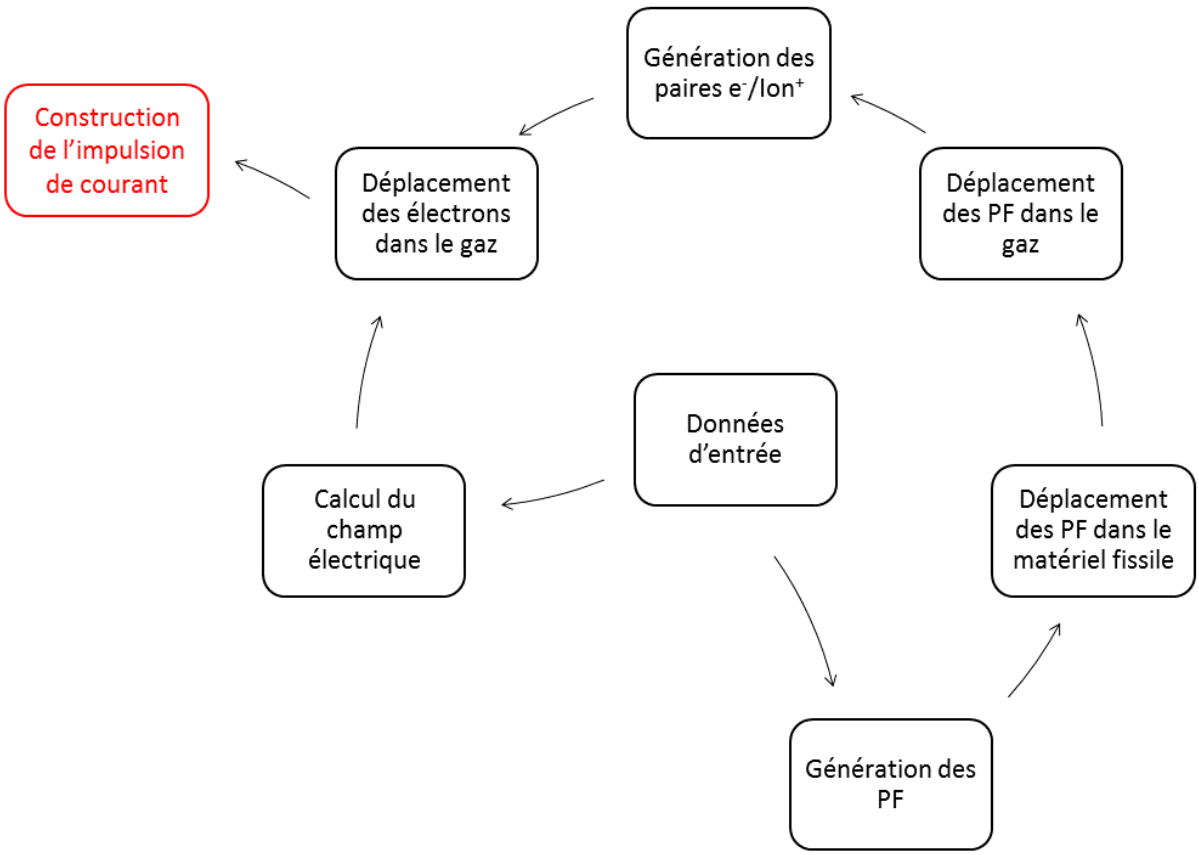


FIGURE 35 – Schéma des blocs dans l'outil de calcul.

L'outil de simulation se compose des sept blocs indiqués sur la figure 35, qui, à partir des données d'entrée, simule et enregistre une ou plusieurs impulsions neutroniques de manière Monte-Carlo.

La construction de l'impulsion de courant (section 3.2.9) est effectué à partir du suivi du déplacement des électrons dans le gaz (section 3.2.8). Pour simuler le mouvement des électrons dans le gaz, il est nécessaire de connaître le profil du champ électrique (section 3.2.3) dans la chambre simulée. Les électrons sont générés dans le gaz (section 3.2.7) par le passage d'un produit de fission hautement énergétique (section 3.2.6). Le produit de fission simulé, dont l'énergie et la trajectoire (angle de déplacement et direction) influencent la génération de paires électron-ion, est généré à l'intérieur de la matière fissile (section 3.2.4) et s'y déplace (section 3.2.5), perdant une partie de son énergie, avant de pénétrer dans le gaz. Enfin, tous les résultats issus des différents blocs de l'outil de simulation dépendent directement des données d'entrée (section 3.2.2).

Dans les sections suivantes, le modèle de calcul utilisé dans chaque bloc sera détaillé et les hypothèses à la base de l'outil de simulation seront spécifiées.

3.2.1 Hypothèses à la base du code de simulation conçu

Plusieurs hypothèses ont été faites pour construire l'outil de simulation :

- la correction de masse à apporter à la vitesse des électrons dans le gaz a été considérée négligeable car la vitesse électronique est trop faible dans les cas considérés (figures 51 et 52) pour justifier cette correction de masse,
- la chambre à fission a été considérée sans imperfections géométriques car il est difficile d'estimer avec précision les défauts géométriques, notamment en ce qui concerne l'uniformité de la couche de matière fissile déposée sur l'électrode,
- le gaz de remplissage a été considéré homogène et sans modifications chimiques sous irradiation car la modification du gaz due au flux neutronique est négligeable,
- le matériau fissile a été considéré homogène et sans modifications chimiques sous irradiation car l'impact de la composition de la matière fissile sur la forme des impulsions est négligeable,
- le matériau fissile a été considéré comme totalement pur car le manque d'information dans le domaine des dépôts d'oxyde d'uranium sur les électrodes (protocole industriel protégé) rend difficile l'estimation de la pureté initiale réelle,
- les effets d'accélération ou décélération dus au champ électrique sur le déplacement des produits de fission dans le gaz n'ont pas été pris en compte car cet effet est négligeable compte tenu des vitesses considerées.
- Seul le déplacement des électrons, et non celui des ions, a été traité car la vitesse des ions pour le cas d'une chambre à fission est mille fois plus faible que celle des électrons [53][46] et donc l'impact des ions sur la génération de l'impulsion de courant est négligeable.

3.2.2 Données d'entrée

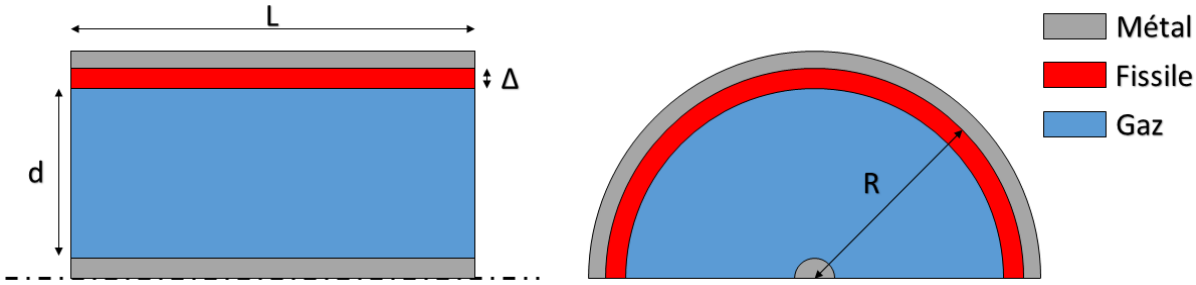


FIGURE 36 – Schéma simplifié de la chambre à fission simulée.

Pour procéder à la simulation d'une chambre à fission cylindrique, le programme utilise comme données environnementales :

- le rayon de la chambre à fission, R sur la figure 36,

- la distance inter-électrodes, d sur la figure 36,
- l'épaisseur de la matière fissile, Δ sur la figure 36,
- la longueur de la chambre à fission, L sur la figure 36.
- le type de gaz de remplissage,
- la pression du gaz de remplissage,
- le type de matériau fissil,
- la tension appliquée sur les électrodes.
- le type de source neutronique : thermique ou rapide.

Et comme données de choix de simulation :

- le nombre d'impulsions à simuler,
- les pas de temps à utiliser dans chaque bloc de simulation.

3.2.3 Calcul du champ électrique

FIGURE 37 – Entrée et sortie du modèle de calcul du champ électrique.

Dans ce modèle, l'outil de simulation calcule le champ électrique pour chaque position dans la chambre à fission simulée, à l'aide de la relation 6, en partant de la différence de potentiel entre les électrodes (ΔV), de la distance inter-électrodes (d) et du rayon de la chambre à fission (R).

$$\boldsymbol{E_e}(\boldsymbol{r}) = \frac{\Delta V}{\boldsymbol{r} \cdot \log\left(\frac{R}{R-d}\right)} \tag{6}$$

3.2.4 Génération des Produits de fission

FIGURE 38 – Entrée et sortie du modèle de génération des Produits de fission. Avec JENDL le "Japanese Evaluated Nuclear Data Library", $v_{PF,i}$ la vitesse initiale du produit de fission, et α et β les angles de déplacement du produit de fission.

Ce modèle simule, en utilisant une méthode de Monte-Carlo, la génération des produits de fission (figure 38) à partir des données d'entrée combinées avec les tables JENDL.

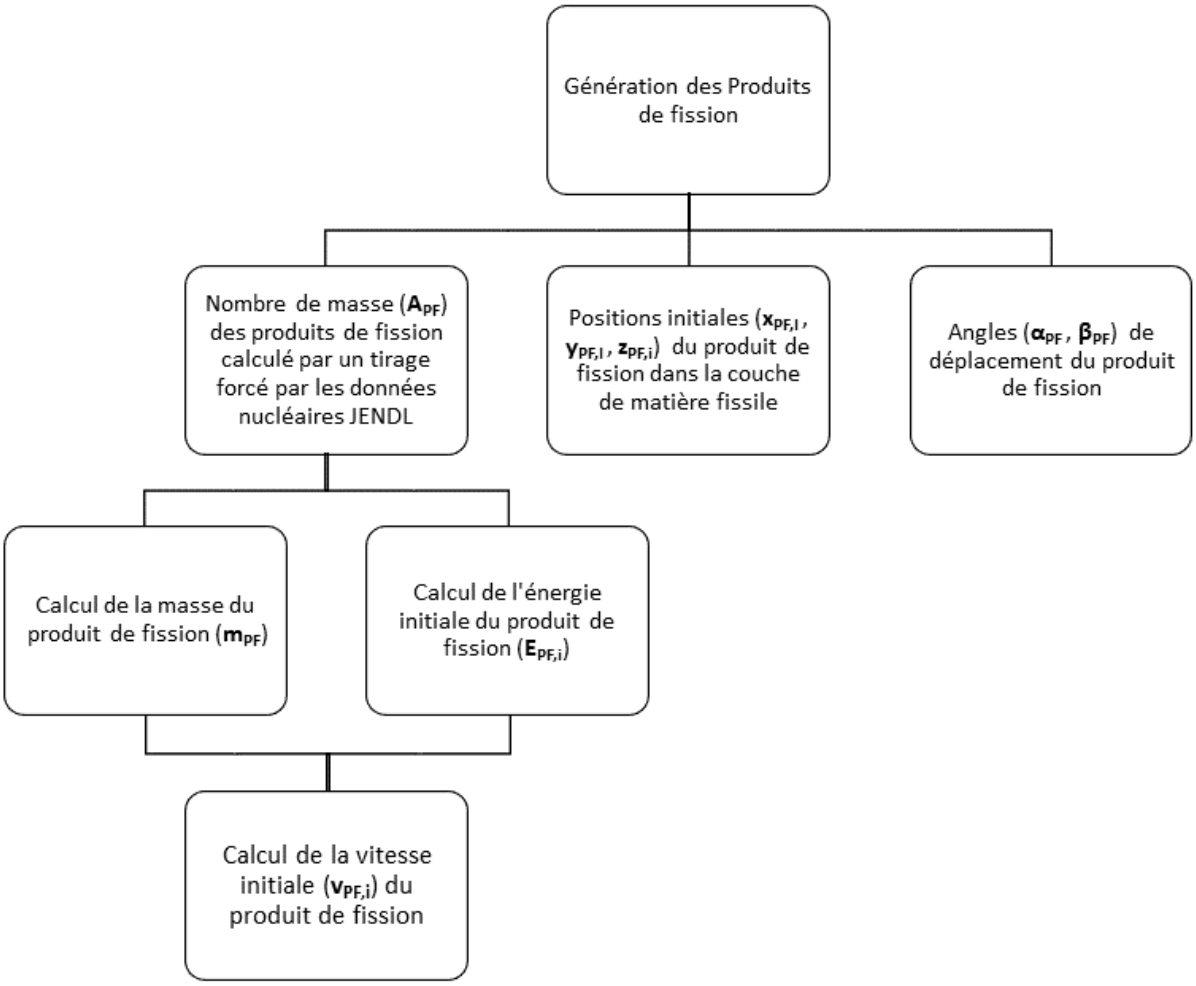


FIGURE 39 – Schéma de fonctionnement du modèle de génération de produits de fission.

La figure 39 montre en détail le fonctionnement du modèle de génération de produits de fission. Ce modèle sélectionne aléatoirement le nombre de masse (A_{PF}) du produit de fission à générer en suivant la distribution de probabilité dans les données nucléaires JENDL, affichées sur la figure 40. En parallèle il sélectionne aléatoirement la position initiale ($x_{PF,i}$, $y_{PF,i}$, $z_{PF,i}$) et les angles de déplacement (α_{PF}, β_{PF}) du produit de fission dans la couche de matière fissile. Ensuite, à partir du nombre de masse, le modèle calcule la masse (m_{PF}) et l'énergie initiale ($E_{PF,i}$) du produit de fission selon les formules :

$$m_{PF} = u \cdot A_{PF} \tag{7}$$

$$E_{PF,i} = \frac{E_{fiss,PF} \cdot A_{PF}}{A_{U_{235}} - 2.5} \tag{8}$$

Où u est l'unité de masse atomique unifiée, $E_{fiss,PF}$ est l'énergie totale des produits de fission pour chaque fission, $A_{U_{235}}$ est le nombre de masse du matériau fissile utilisé dans la chambre à

fission simulée (uranium 235) et le nombre 2.5 représente les neutrons émis en moyenne pour chaque fission nucléaire dans l'uranium 235 [52]. Enfin, en utilisant la masse et l'énergie initiale trouvées, le modèle calcule la vitesse initiale :

$$v_{PF,i} = \sqrt{\frac{2 \cdot E_{PF,i}}{m_{PF}}} \tag{9}$$

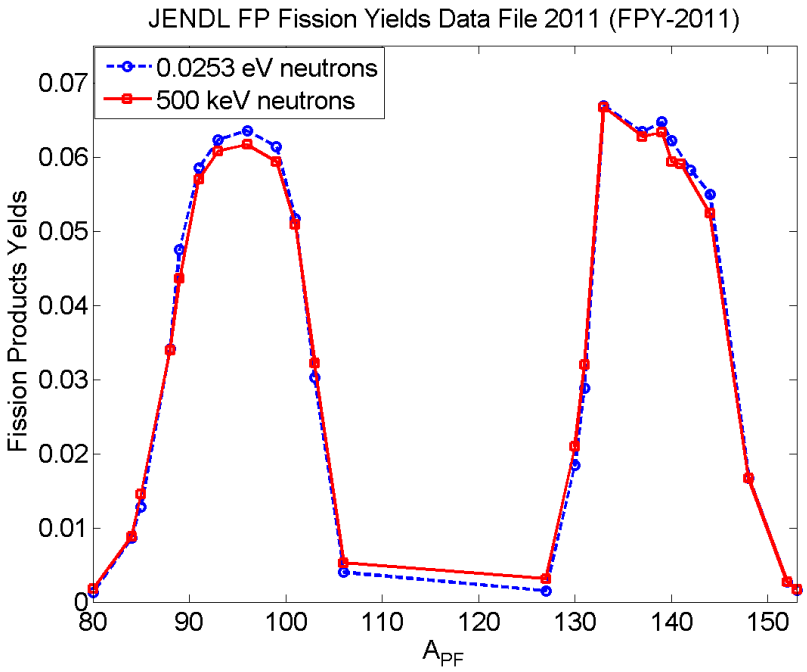


FIGURE 40 – Fission Product Yield VS Nombre de masse. Pour deux cas : 25.3 meV et 500 keV

3.2.5 Déplacement du produit de fission dans le matériau fissile

FIGURE 41 – Entrée et sortie du modèle des déplacements de produits de fission dans la couche de matière fissile.

Ce modèle permet le calcul du déplacement des produits de fission dans la couche de matière fissile (figure 41) où l'indice n représente le nombre de pas de temps que le produit de fission a passé dans la couche de matière fissile. D'après les données d'entrées (section 3.2.2) et les valeurs des vitesses (équation 3.2.4), des positions et des angles (section 3.2.4) du produit de fission généré, ce modèle calcule les positions et la vitesse du produit de fission lorsqu'il quitte la couche de matière fissile.

Le modèle suit le déplacement du produit de fission dans l'épaisseur de la matière fissile dans un système de coordonnées sphériques par le système d'équations :

$$\begin{cases} v_{PF,x,i} = v_{PF,i} \cdot \cos(\alpha_{PF}) \cdot \cos(\beta_{PF}) \\ v_{PF,y,i} = v_{PF,i} \cdot \cos(\alpha_{PF}) \cdot \sin(\beta_{PF}) \\ v_{PF,z,i} = v_{PF,i} \cdot \sin(\alpha_{PF}) \\ x_{PF,i+1} = x_{PF,i} + v_{PF,x,i} \cdot \Delta t_{PF} \\ y_{PF,i+1} = y_{PF,i} + v_{PF,y,i} \cdot \Delta t_{PF} \\ z_{PF,i+1} = z_{PF,i} + v_{PF,z,i} \cdot \Delta t_{PF} \\ E_{PF,i+1} = \frac{1}{2} \cdot m_{PF} \cdot v_{PF,i}^2 - (\frac{dE}{d\mathbf{X}})_i \cdot \frac{(x_{PF,i+1} - x_{PF,i})}{\cos(\alpha_{PF}) \cdot \cos(\beta_{PF})} \\ v_{PF,i+1} = \sqrt{\frac{2 \cdot E_{PF,i+1}}{m_{PF}}} \end{cases} \tag{10}$$

Où Δt_{PF} est le pas de temps utilisé dans le modèle, $\mathbf{X}$ est la distance réelle parcourue par le produit de fission en trois dimensions et $\frac{dE}{d\mathbf{X}}$ est le pouvoir d'arrêt total du produit de fission calculé à partir des valeurs sur le tableau issu du code SRIM (The Stopping and Range of Ions in Matter). La figure 42 présente la courbe du pouvoir d'arrêt total d'un ion de palladium dans une couche de U_3O_8.

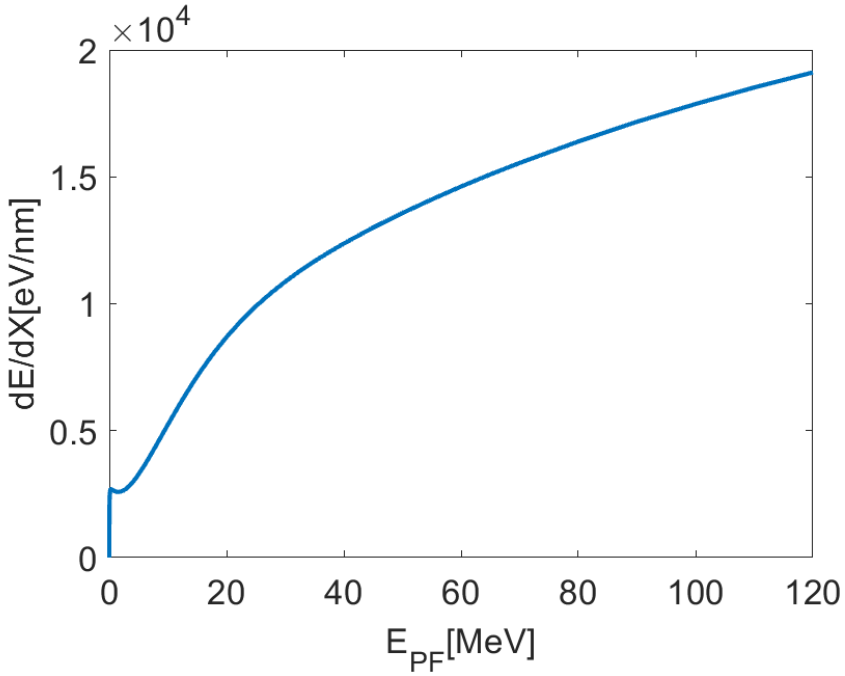


FIGURE 42 – Données SRIM du pouvoir d'arrêt total en fonction de l'énergie d'un ion de palladium dans une couche de matière fissile (U_3O_8).

La figure 43 montre l'histogramme de la part d'énergie perdue dans une couche de matière fissile de $1.2\mu m$, pour 50000 produits de fission simulés dans l'outil de calcul avec, pour chacun, différentes positions initiales, énergies initiales et trajectoires. Donc, malgré la faible épaisseur de matière fissile ($1.2\mu m$), ce modèle de calcul est très important pour la simulation car le produit de fission perd une partie importante, en moyenne 34% (figure 43), de son énergie dans la couche de matière fissile et négliger cette perte d'énergie entraînerait des erreurs majeures dans la construction des impulsions de courant à générer.

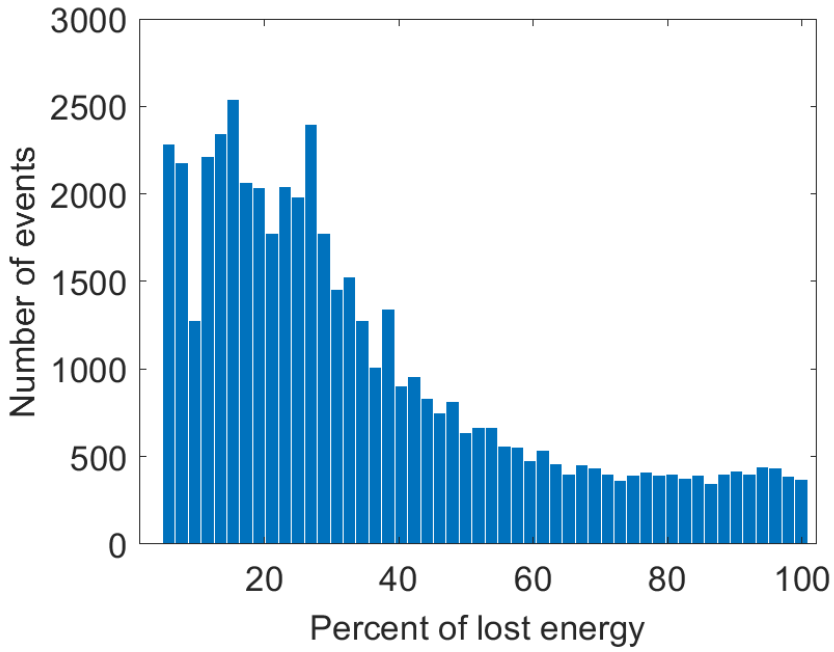


FIGURE 43 – (Histogramme du pourcentage de perte d'énergie dans une couche de matière fissile de $1.2\mu m$, par 50000 produits de fission simulés dans l'outil de calcul avec, pour chacun, différentes positions initiales, énergies initiales et trajectoires.

3.2.6 Déplacement du produit de fission dans le gaz

FIGURE 44 – Entrée et sortie dans le modèle des déplacements de produits de fission dans le gaz.

Ce modèle permet de calculer le déplacement des produits de fission dans le gaz(figure 44). Les vecteurs $dE_{PF,elec.}$ et x représentent respectivement l'énergie perdue par le produit de fission, en ce qui concerne le pouvoir d'arrêt électronique, et la position de chaque perte d'énergie. Le modèle suit le déplacement de chaque produit de fission dans le gaz par un système d'équations équivalent (equation 10) à celui présenté dans la section 3.2.5, la différence étant que dans ce modèle $\frac{dE}{d\mathbf{X}}$ devient le pouvoir d'arrêt total du produit de fission dans le gaz. Ce pouvoir d'arrêt est présenté dans le cas du palladium en tant que produit de fission et de l'argon en tant que

gaz, sur la figure 45.

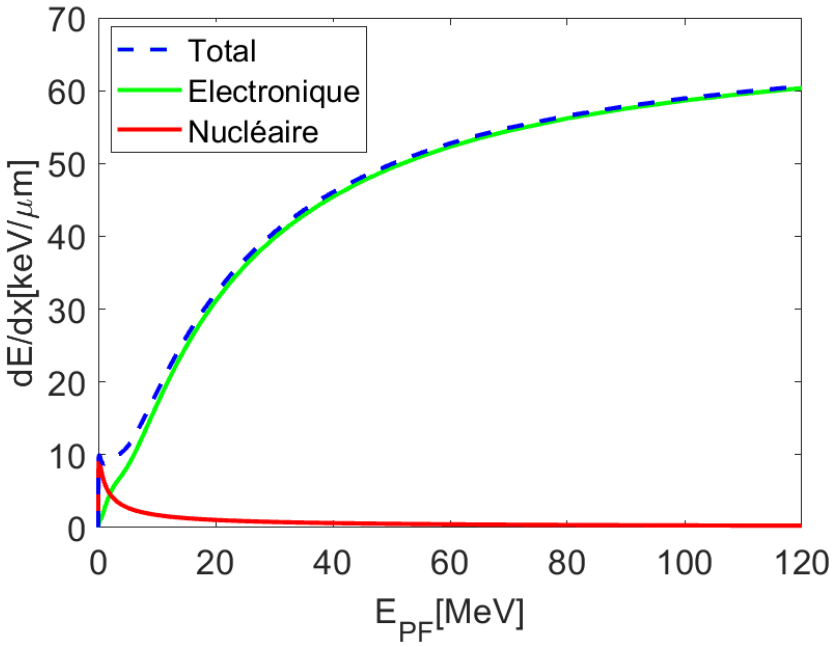


FIGURE 45 – Donnes SRIM des pouvoir d'arrêt (total, électronique et nucléaire) en fonction de l'énergie d'un ion de palladium dans l'argon à 9 bar.

Dans ce modèle pour chaque pas de temps, le code suit le déplacement d'un produit de fission et simultanément il calcule et enregistre l'énergie perdue par le produit de fission, grâce au pouvoir d'arrêt électronique, et à la position de cette perte sur l'axe x. Ces deux vecteurs, $dE_{PF,elec.}$ et x (figure 46), seront utilisés pour simuler la génération des paires électron-ion.

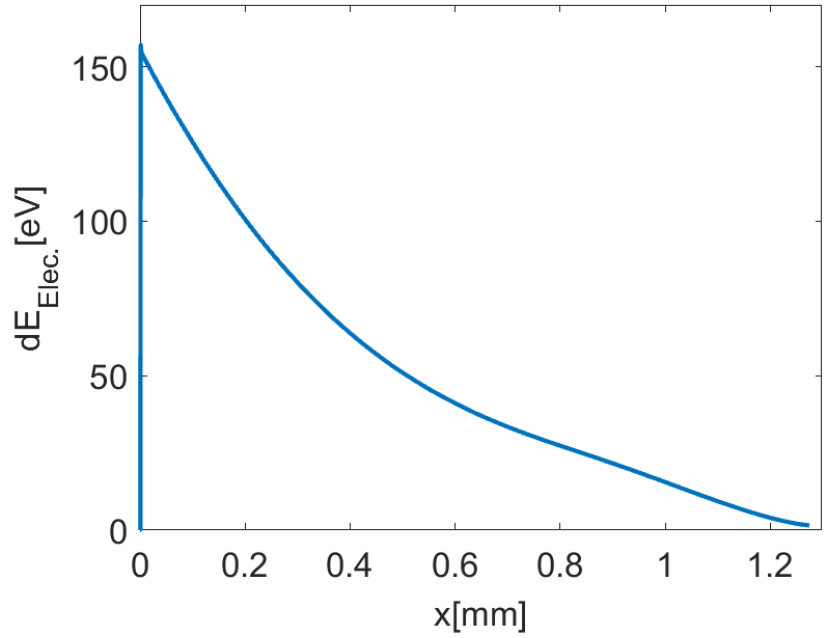


FIGURE 46 – Vecteur de l'énergie électronique perdue par le produit de fission par rapport à la position de cette perte sur l'axe des x.

3.2.7 Génération de paires électron-ion dans le gaz de remplissage

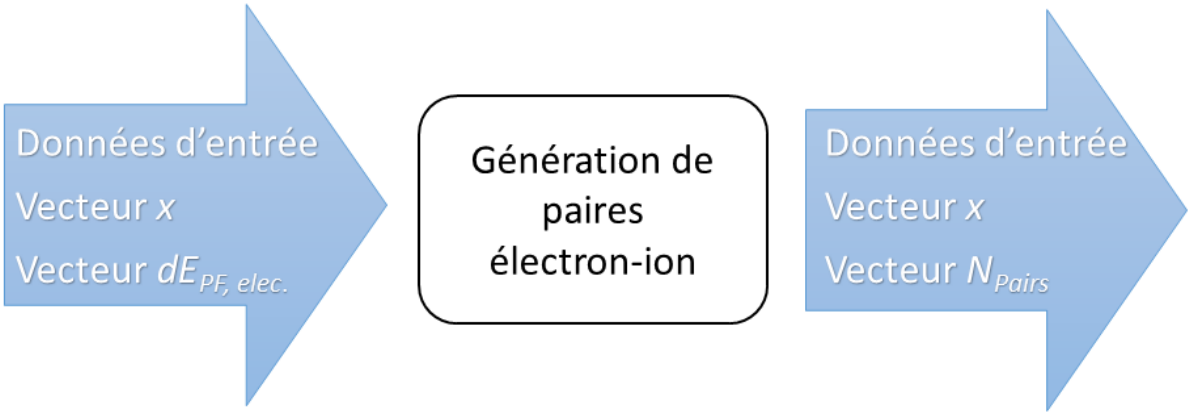


FIGURE 47 – Entrée et sortie dans le modèle de génération de paires électron-ion dans le gaz de remplissage.

Ce modèle permet donc de simuler la production des paires électrons-ions dans le gaz (figure 47). Ce modèle calcule le vecteur N_{Paires} en divisant le vecteur $dE_{PF,elec.}$, (figure 46), par la valeur de l'énergie moyenne nécessaire pour créer une paire électron-ion qui est fixée, dans l'outil de simulation, à $15.76eV$ pour l'argon. La figure 48 présente le nombre des paires générées pour chaque position dans le gaz.

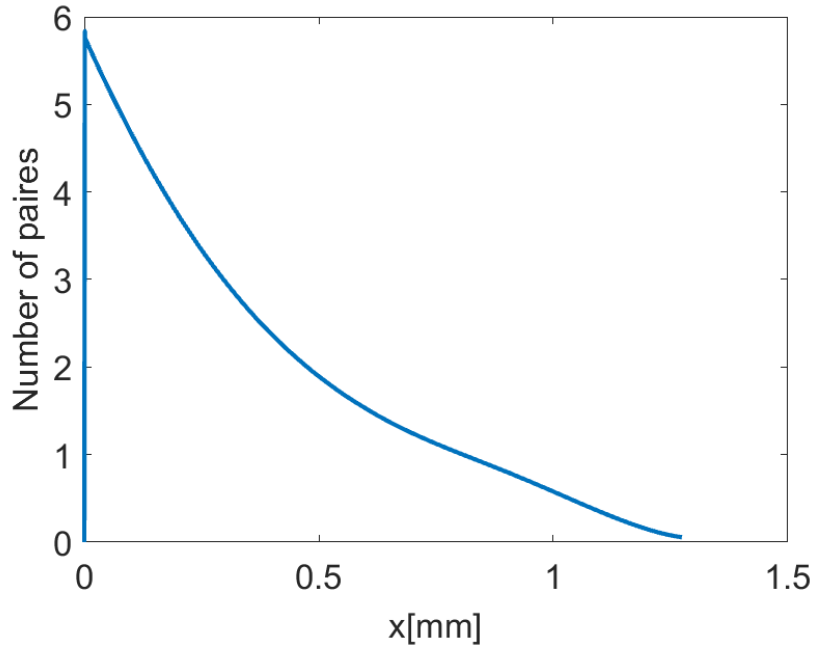


FIGURE 48 – Nombre de paires générées par rapport à la position de cette perte sur l'axe des x.

A l'aide les résultats de plusieurs simulations avec les mêmes données d'entrée pour l'outil de simulation, la figure 49 présente l'histogramme du nombre de paires générées pour 1000 produits de fission simulés dans le code avec, pour chacun, différentes : positions , énergies et trajectoires initiales.

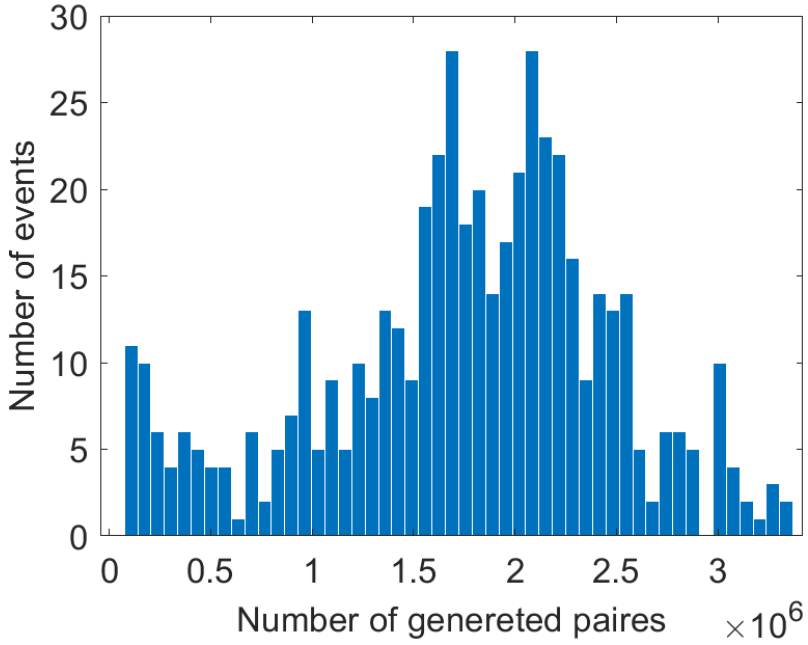


FIGURE 49 – Histogramme du nombre de paires générées par 1000 produits de fission différents simulés dans l'outil de calcul.

La figure 49 montre qu'un produit de fission génère par ionisation dans le gaz quelques millions de paires, ce qui correspond à une valeur plutôt conforme à la littérature sur les chambres à fission [18].

3.2.8 Déplacement des électrons dans le gaz de remplissage

FIGURE 50 – Entrée et sortie dans le modèle de déplacement des électrons dans le gaz de remplissage.

Ce bloc permet de calculer le déplacement des électrons dans le gaz (figure 50).

Ce modèle suit chaque électron en partant de son point d'origine, en utilisant les equations :

$$x_{i+1} = x_i + v_i \cdot \Delta t_e \tag{11}$$

$$v_{i+1} = v_i + (v_i - v_D) \cdot (1 - e^{-i/k}) \tag{12}$$

où x_i est la position de l'électron dans le gaz, v_i est la vitesse de l'électron dans le gaz (initialement à zéro ou à la vitesse thermique), Δt_e est le pas de temps utilisé dans ce modèle, k est une valeur constante qui limite l'accélération initiale de l'électron (~ 2), et v_D est la vitesse de dérive électronique qui dépend du type de gaz, de la pression du gaz et du champ électrique. La valeur de v_D est recalculée pour chaque pas de temps grâce à des interpolations polynomiales basées sur des données de vitesse de dérive dans le gaz choisi (figures 51 et 52). Dans la simulation d'une chambre à fission, avec de l'argon comme gaz de remplissage, une interpolation polynomiale, basée sur les données de vitesse de dérive trouvées par Nakamura [46] et Lisovskiy [45] (figure 51), a été utilisée. Par contre, dans la simulation d'une chambre à fission avec du xénon comme gaz de remplissage, une interpolation polynomiale, basée sur les données de vitesse de dérive trouvées par J. C. Bowe [44] (figure 52), a été utilisée.

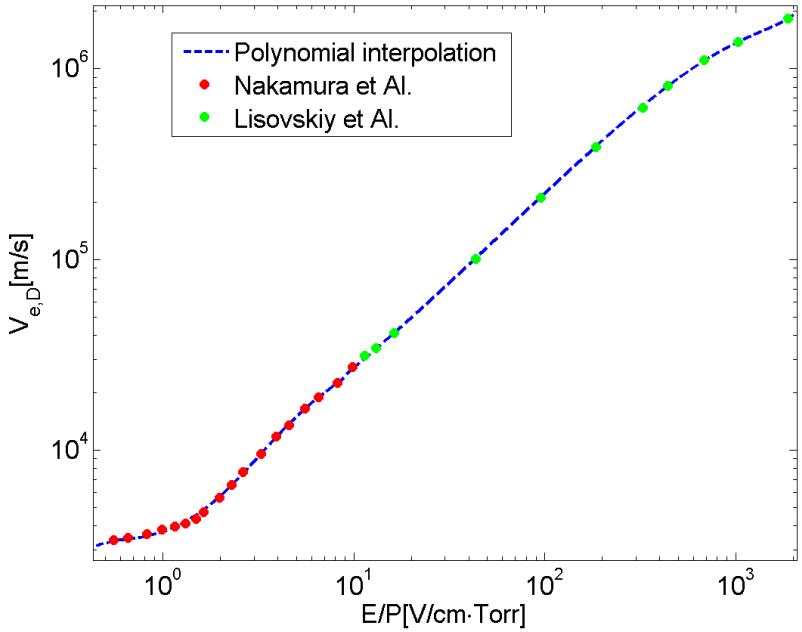


FIGURE 51 – Données expérimentales et interpolation polynomiale de la vitesse de dérive des électrons dans l'argon en fonction du champ réduit (rapport entre le champ électrique et la pression du gaz).

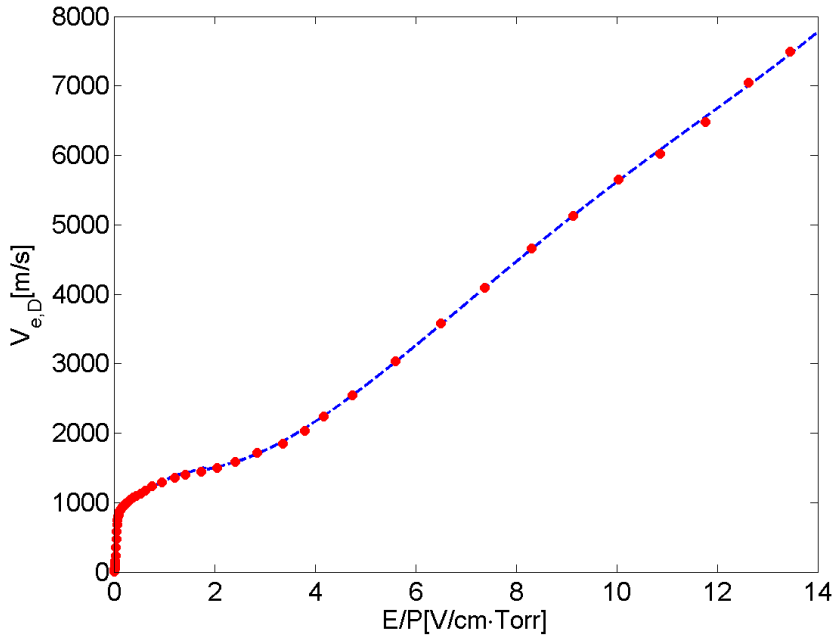


FIGURE 52 – Données expérimentales et interpolation polynomiale de la vitesse de dérive des électrons dans le xénon en fonction du champ réduit (rapport entre le champ électrique et la pression du gaz).

En utilisant ce modèle basé sur les données de vitesse de dérive, le code construit un vecteur de vitesses et un vecteur de temps pour chaque électron simulé.

3.2.9 Construction de l'impulsion de courant

FIGURE 53 – Entrée et sortie dans le modèle de construction de l'impulsion de courant.

Le dernier bloc permet la construction de l'impulsion de courant à partir des données d'entrée et des vecteurs temps et vitesse (figure 53).

Ce modèle construit l'impulsion de courant en utilisant le théorème de Shockley-Ramo [55] [56] qui, pour une géométrie cylindrique, est :

$$I(t) = \frac{1}{d \cdot ln\left(\frac{R}{R-d}\right)} \cdot e \sum_{i=1}^{N} |v_{Ion^+}(t)|_i + |v_{e^-}(t)|_i \tag{13}$$

Où d et R sont respectivement la distance inter-électrodes et le rayon externe de la chambre à fission simulée (section 3.2.2), e est la charge de l'électron, N représente le nombre d'électrons et d'ions créés par ionisation par le produit de fission (section 3.2.7), v_{Ion^+} est la vitesse des ions du gaz dans le gaz (négligeable dans notre cas d'application), et v_{e^-} est la vitesse électronique dans le gaz (section 3.2.8).

d	r	Δ	P	Gaz	L	Δt_{Paires}	Δt_{PF}	V
$1.5mm$	$10mm$	$1.2\mu m$	$4bar$	$Argon$	$211mm$	$1ns$	$10fs$	$400V$

TABLE 9 – Données d'entrée utilisées dans le code pour simuler l'impulsion neutronique sur la figure 54.

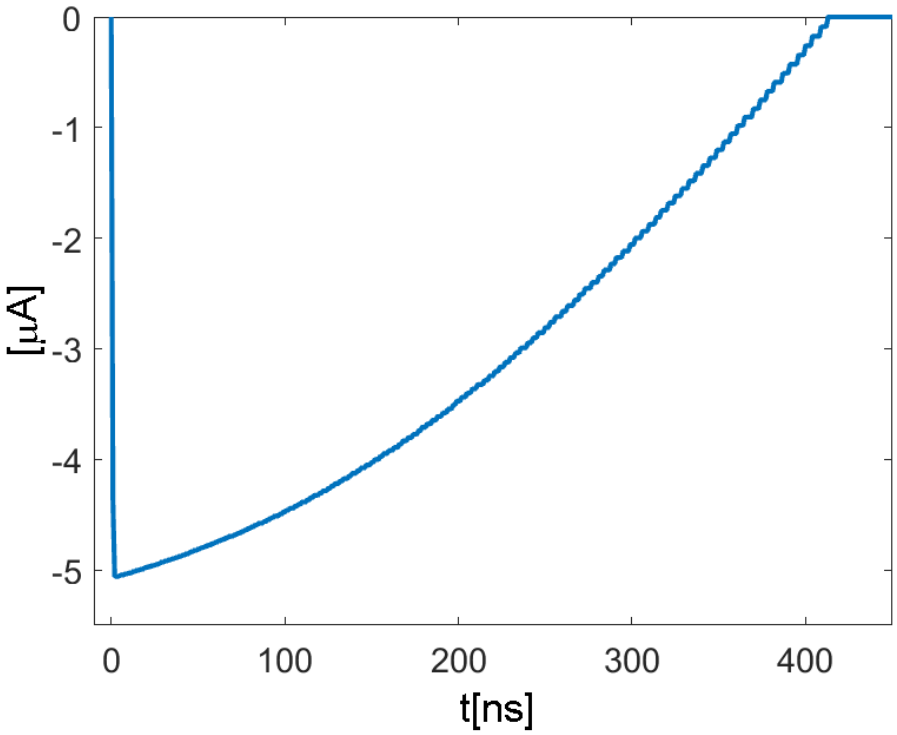


FIGURE 54 – Impulsion neutronique simulée avec les données d'entrée du tableau 9 et la géométrie illustrée en figure 36.

La figure 54 montre aussi que l'impulsion simulée n'est pas symétrique, car son temps de montée est très court par rapport au temps de descente. Ceci constituera une caractéristique commune à toutes les impulsions simulées issues d'une chambre à fission, car cette caractéristique dérive de la physique du système.

3.3 Validation de la méthode de simulation par rapport aux pas de temps utilisés

Dans l'outil de simulation, deux pas de temps sont utilisés, t_{PF} et t_e. Le premier est utilisé pour suivre le déplacement des produits de fission dans la matière (fissile et gaz) et le deuxième pour suivre le déplacement des électrons, créés par ionisation, dans le gaz. Pour choisir les valeurs les plus appropriées à utiliser dans les simulations, les résultats des différentes simulations effectuées avec différentes valeurs de pas de temps ont été comparés.

Toutes les simulations présentées dans cette section ont été effectuées à partir des valeurs du tableau 10.

d	r	Δ	Gas	L	P	V
$1.5mm$	$10mm$	$1.2\mu m$	$Argon$	$211mm$	$4bar$	$400V$

TABLE 10 – Données d'entrée fixes utilisées dans l'outil de calcul pour simuler l'impulsion neutronique dans les figures 56 et 55.

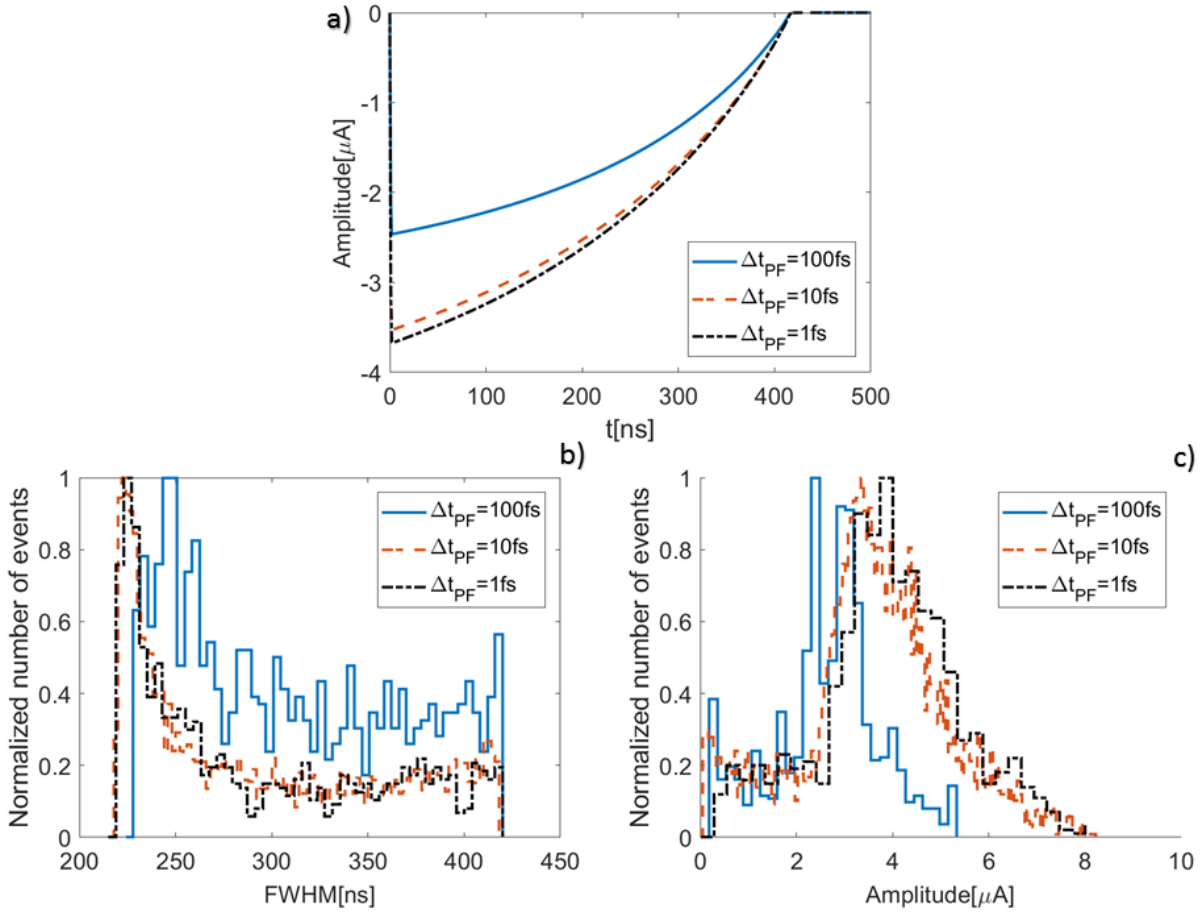


FIGURE 55 – Comparaison, entre trois pas de temps différents utilisés pour suivre le déplacement des produits de fission dans le gaz, pour : l'impulsion neutronique moyenne (a), l'histogramme des FWHM des impulsions (b) et l'histogramme des amplitudes (c) des 1000 impulsions issues d'une chambre à fission simulée avec de l'argon en tant que gaz de remplissage avec une tension d'alimentation de 400V,Δt_e = 1ns.

La comparaison effectuée sur la figure 55 montre que le passage du pas de temps (Δt_{PF}) de $100fs$ à $10fs$ apporte un net changement des résultats, alors que passer du pas de temps de $10fs$ à $1fs$ ne change pas suffisamment les résultats par rapport à l'augmentation du temps de calcul requis pour la simulation.

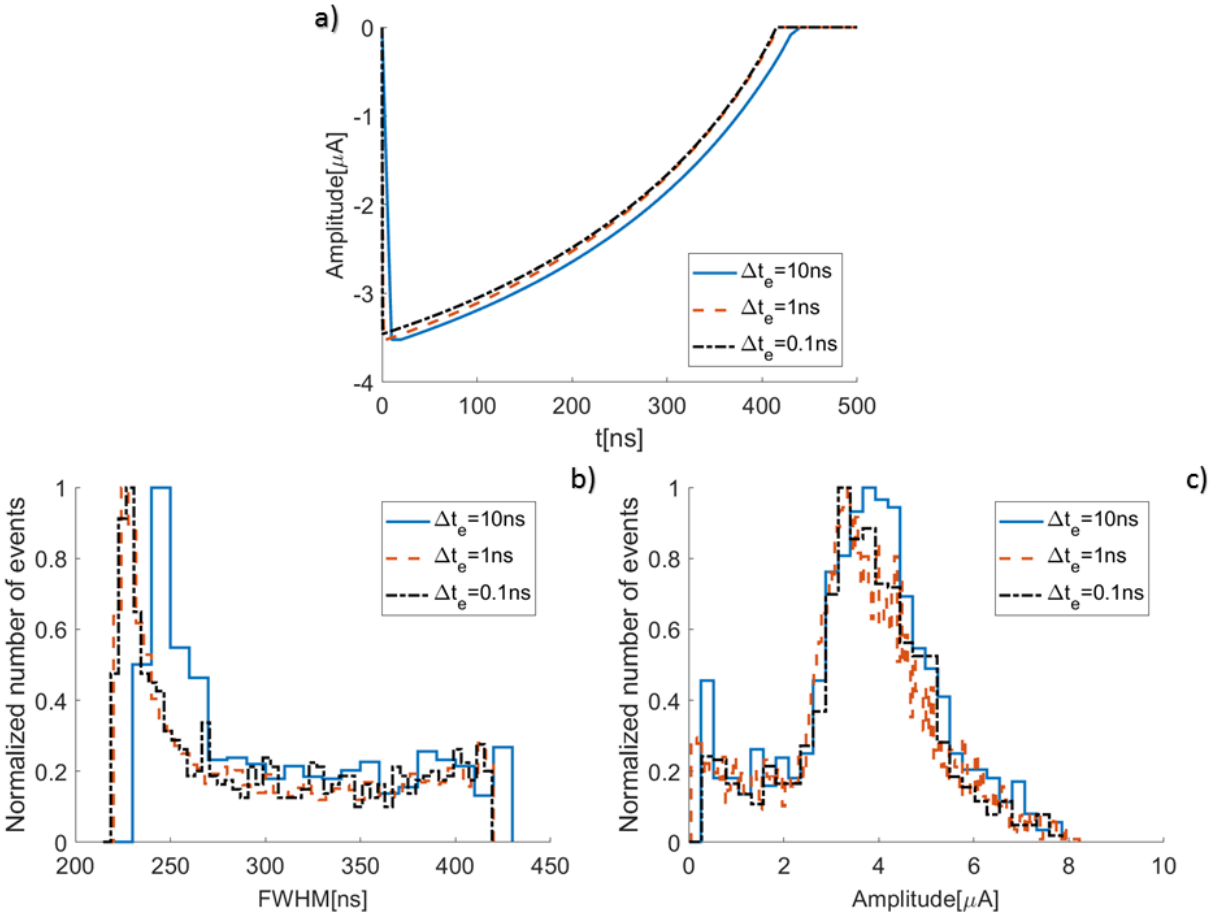


FIGURE 56 – Comparaison, entre trois pas de temps différents utilisés pour suivre le déplacement des électrons dans le gaz, pour : l'impulsion neutronique moyenne (a), par l'histogramme des FWHM (b) et par l'histogramme des amplitudes (c) des 1000 impulsions issues d'une chambre à fission simulée avec de l'argon en tant que gaz de remplissage avec une tension d'alimentation de 400V, $\Delta t_{PF} = 10$fs.

La figure 56 présente une comparaison entre les impulsions issues des simulations avec différents pas de temps (Δt_e), utilisés pour suivre le déplacement des électrons dans le gaz, par les histogrammes de l'amplitude, par les histogrammes de la FWHM et par les impulsions moyennes. Cette comparaison montre que le passage du pas de temps de $10ns$ à $1ns$ apporte un net changement des résultats mais aussi que le passage du pas de temps de $1ns$ à $0.1ns$ n'apporte pas un changement suffisant des résultats par rapport à l'augmentation du temps de calcul requis pour la simulation.

Les résultats présentés dans les figures 56 et 55 montrent que, dans le but d'obtenir d'un compromis entre la vitesse de calcul et la précision des résultats, $10fs$ et $1ns$ sont les pas de temps choisis pour suivre respectivement le mouvement des produits de fission et le mouvement des électrons dans le gaz.

Dans toutes les simulations présentées à partir de ce point du manuscrit de thèse, il sera utilisé un pas de temps de $10fs$ pour suivre le mouvement des produits de fission dans le gaz et un pas de temps de $1ns$ pour suivre le mouvement des électrons libres dans le gaz.

3.4 Résultats de simulation sur la chambre à fission

Après d'avoir construit l'outil de simulation une étude paramétrique a été menée en simulant une chambre à fission cylindrique (figure 36).

Tous les résultats de cette section ont été obtenus en utilisant les paramètres rappelés dans le tableau 11.

d	r	Δ	L	Δt_e	Δt_{PF}
$1.5mm$	$10mm$	$1.2\mu m$	$211mm$	$1ns$	$10fs$

TABLE 11 – Données d'entrée utilisées dans le code pour simuler les impulsions neutroniques dans toutes les sections suivantes.

Pour faciliter la compréhension des résultats, les histogrammes des amplitude et des FWHM des impulsions, ainsi que les impulsions moyennes sont utilisés comme paramètres de comparaison.

Dans les sous-sections de cette section, les résultats de simulation sont présentés et discutés pour une chambre à fission pour laquelle a été modifié une seul facteur à la fois :

- le gaz de remplissage (argon et xénon).
- la pression de remplissage,
- la tension d'alimentation,

3.4.1 Résultats en fonction de la variation de la pression du gaz de remplissage

L'outil de simulation a été utilisé pour observer un changement dans la forme des impulsions neutroniques en modifiant la pression du gaz de remplissage. Les impulsions issues des chambres à fission simulées avec les données fixées en table 12 et différentes pressions de gaz ont été comparées en utilisant les histogrammes des amplitudes, les histogrammes des FWHM et les impulsions moyennes.

d	r	Δ	Gas	L	Δt_e	Δt_{PF}	V
$1.5mm$	$10mm$	$1.2\mu m$	$Argon$	$211mm$	$1ns$	$10fs$	$400V$

TABLE 12 – Données d'entrée utilisées dans le code pour simuler l'impulsion neutronique en figure 57.

La figure 57 présente la comparaison entre les trois différentes pressions de gaz (1, 2 et 4 bar) dans lesquelles l'effet principal de l'augmentation de la pression du gaz de remplissage est l'augmentation de la FWHM moyenne des impulsions. Cette modification est totalement justifiée

par la théorie, car lorsque nous augmentons la pression, la vitesse de dérive des électrons dans le gaz diminue (cf. 51 et 52), les électrons ont donc besoin de plus de temps pour passer de la cathode à l'anode. L'amplitude, par contre, est moins affectée par la pression car elle dépend fortement de la quantité de paires électron-ion générées.

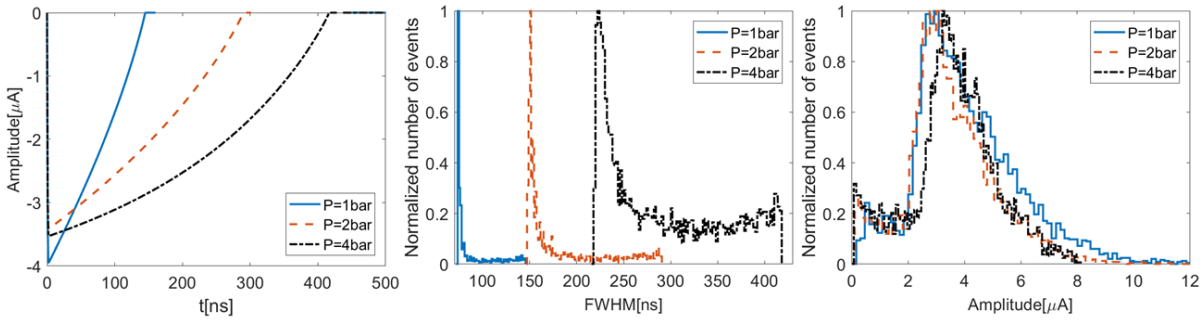


FIGURE 57 – Comparaison, entre trois chambres à fission simulées avec différentes pressions de gaz de remplissage, de l'impulsion neutronique moyenne (a), l'histogramme des FWHM des impulsions (b) et l'histogramme des amplitudes des impulsions (c) ; dans une chambre à fission simulée avec des paramètres fixés comme dans le tableau 12.

3.4.2 Résultats en fonction de la variation de la tension d'alimentation

C'est l'influence de la tension d'alimentation sur la forme des impulsions qui est ici examinée. Les impulsions issues des chambres à fission simulées avec les données fixées en table 13 et différentes tensions d'alimentation (200, 400 et 600V) ont été comparées en utilisant les histogrammes des amplitudes, les histogrammes des FWHM et les impulsions moyennes.

d	r	Δ	Gas	L	Δt_e	Δt_{PF}	P
$1.5mm$	$10mm$	$1.2\mu m$	$Argon$	$211mm$	$1ns$	$10fs$	$4bar$

TABLE 13 – Données d'entrée fixes utilisées dans le code pour simuler l'impulsion neutronique figure 58.

La figure 58 présente la comparaison entre trois tensions d'alimentation différentes, et montre, comme effet principal, la diminution de la FWHM moyenne des impulsions lorsque la tension d'alimentation augmente. Cette modification est également justifié par la théorie car, lorsque la tension d'alimentation augmente, la vitesse de dérive des électrons dans le gaz augmente proportionnellement (cf. 51 et 52) et les électrons ont donc besoin de moins de temps pour passer de la cathode à l'anode.

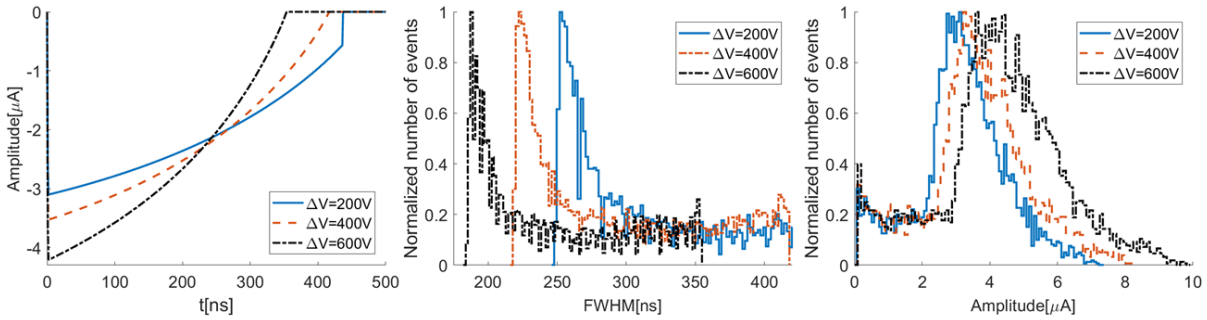


FIGURE 58 – Comparaison, entre trois chambres à fission simulées avec différentes tension d'alimentation, de l'impulsion neutronique moyenne (a), l'histogramme des FWHM des impulsions (b) et l'histogramme des amplitudes des impulsions (c) ; dans une chambre à fission simulée avec des paramètres fixés comme dans le tableau 13.

3.4.3 Résultats en fonction du changement du gaz de remplissage

Enfin, l'influence de la nature du gaz de remplissage a été testée pour deux gaz : le xénon et l'argon. Les impulsions issues des chambres à fission simulées avec les données fixées en table 13 et deux gaz de remplissage différents ont été comparées en utilisant les histogrammes des amplitudes, les histogrammes des FWHM et les impulsions moyennes.

d	r	Δ	L	Δt_e	Δt_{PF}	P	V
$1.5mm$	$10mm$	$1.2\mu m$	$211mm$	$1ns$	$10fs$	$4bar$	$400V$

TABLE 14 – Données d'entrée fixes utilisées dans le code pour simuler l'impulsion neutronique figure 59.

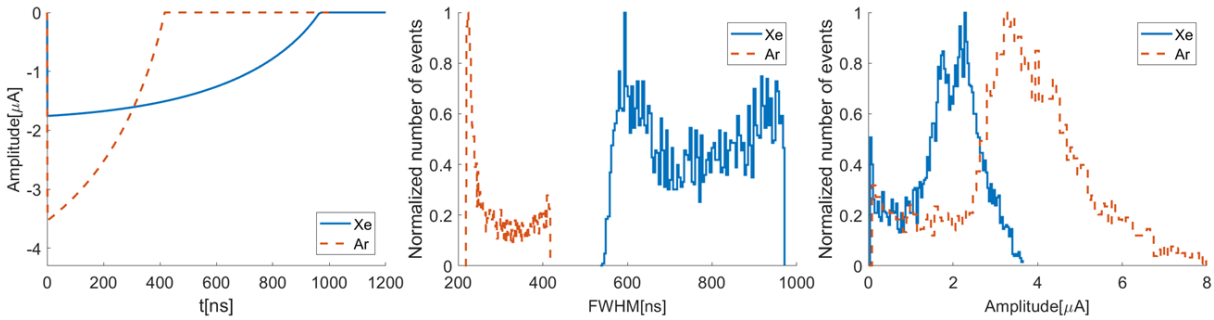


FIGURE 59 – Comparaison, entre trois chambres à fission simulées avec différentes tension d'alimentation, de l'impulsion neutronique moyenne (a), l'histogramme des FWHM des impulsions (b) et l'histogramme des amplitudes des impulsions (c) ; dans une chambre à fission simulée avec des paramètres fixés comme dans le tableau 14.

La figure 59 montre que les principaux effets sont l'augmentation de la FWHM moyenne et la diminution de l'amplitude des impulsions lorsque l'on passe de l'argon au xénon. Cette modification est justifié par la théorie car, dans le xénon, la vitesse de dérive des électrons est inférieure à la vitesse de dérive des électrons dans l'argon (cf. 51 et 52), pour cette raison dans

le xénon, dans les mêmes conditions de pression, les électrons ont besoin de plus de temps pour passer de la cathode à l'anode par rapport aux électrons dans l'argon.

Ce résultat est très important car il a été utilisé pour décider de remplacer l'argon par du xénon dans des chambres à fission dans l'étude présentée dans la section 2.7.

3.5 Simulation d'une chambre à fission avec du diamant comme isolant

Pour prouver que la méthode, sur laquelle l'outil de simulation est basé, peut être exportée dans de cas plus spécifiques que ceux d'une chambre à fission classique, nous avons décidé de simuler une chambre à fission, à géométrie cylindrique, dans laquelle au lieu d'un gaz, l'isolation sera assurée par une couche de diamant synthétique polycristallin, en apportant de petites modifications aux modèles dans l'outil de simulation.

La géométrie de la chambre à fission utilisée dans cette nouvelle série de simulations est celle de la figure 60, où nous avons une chambre à fission cylindrique avec l'électrode extérieure (en gris) enrobée intérieurement de matériau fissile (en rouge) et séparé de l'électrode interne par une couche de diamant polycristallin de $1.5mm$ (en jaune).

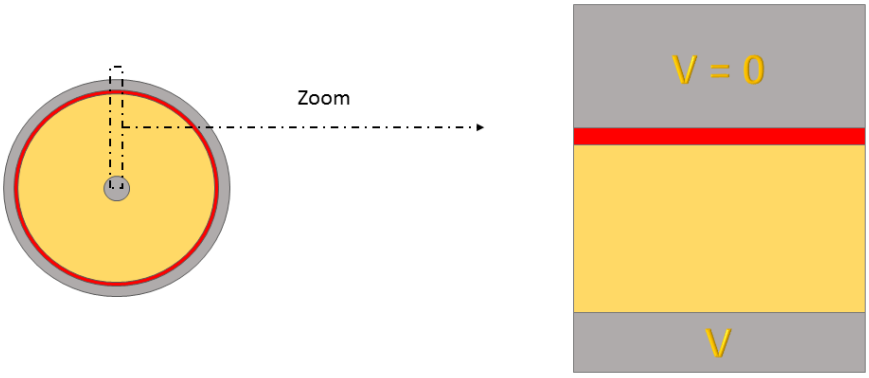


FIGURE 60 – Schéma simplifié de la chambre à fission, isolée par du diamant, simulée ; avec en gris les électrodes, en jaune le diamant polycristallin et en rouge la matière fissile (U_3O_8).

3.5.1 Changements dans les blocs de calcul

Pour permettre au code de simulation de fonctionner en donnant des résultats satisfaisants pour cette application originale, il a été nécessaire de modifier certains blocs.

On a donc modifié, dans la mesure du possible les blocs de :

- déplacement des produit de fission dans le gaz, en le changeant en déplacement de produits de fission dans le diamant polycristallin (section 3.5.1),
- génération de paires électron-ion dans le gaz de remplissage, en le changeant en génération de paires électron-trou dans le diamant polycristallin (section 3.5.1),

- déplacement des électrons dans le gaz de remplissage, en le changeant en déplacement des électrons et des trous dans le diamant polycristallin (section 3.5.1).

Quant aux autres blocs de calcul, ils sont restés inchangés.

Déplacement des produits de fission dans le diamant polycristallin

Dans ce modèle, la structure est restée essentiellement la même que celle vue dans la section 3.2.6, mais il était nécessaire de passer les vecteurs de perte d'énergie SRIM des produits de fission dans le gaz à ceux dans le diamant (figure 61).

En comparant les figures 45 et 61 par rapport aux énergies perdues par micromètre à partir du même produit de fission (palladium), il est à noter que le produit de fission perd mille fois plus d'énergie dans le diamant que dans le gaz. Cette perte d'énergie très importante justifierait des tests futurs sur des épaisseurs d'isolation en diamant beaucoup plus petites comparées à celles considérées dans ce manuscrit.

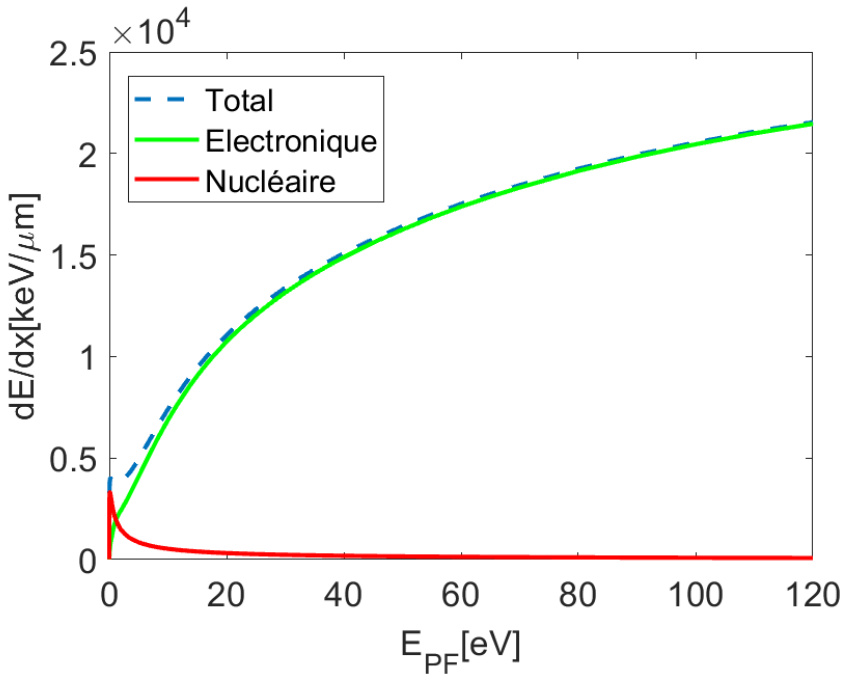


FIGURE 61 – Données SRIM des pouvoirs d'arrêt (total, électronique et nucléaire) en fonction de l'énergie d'un ion de palladium dans une épaisseur de diamant polycristallin.

Génération de paires électron-trou dans le diamant polycristallin

Dans ce modèle, la structure est restée essentiellement la même que celle déjà vue dans la section 3.2.7, mais il était nécessaire de changer l'énergie d'ionisation (W) utilisée dans le code, en passant de celle de l'argon ($15.76eV$) ou du xénon ($12.13eV$) à celle du diamant ($11.28eV$ [57]).

Déplacement des électrons et des trous dans le diamant polycristallin

Dans ce modèle, contrairement aux autres, il était nécessaire de modifier la structure du code en ajoutant le mouvement des trous pour la construction du courant, car dans le diamant leur contribution n'est pas négligeable. Puis, il était nécessaire aussi de remplacer la base de données sur les vitesses de dérive des électrons dans les gaz (argon et le xénon), avec les bases de données sur les vitesses de dérive des électrons et des trous dans le diamant polycristallin [58] (figure 62).

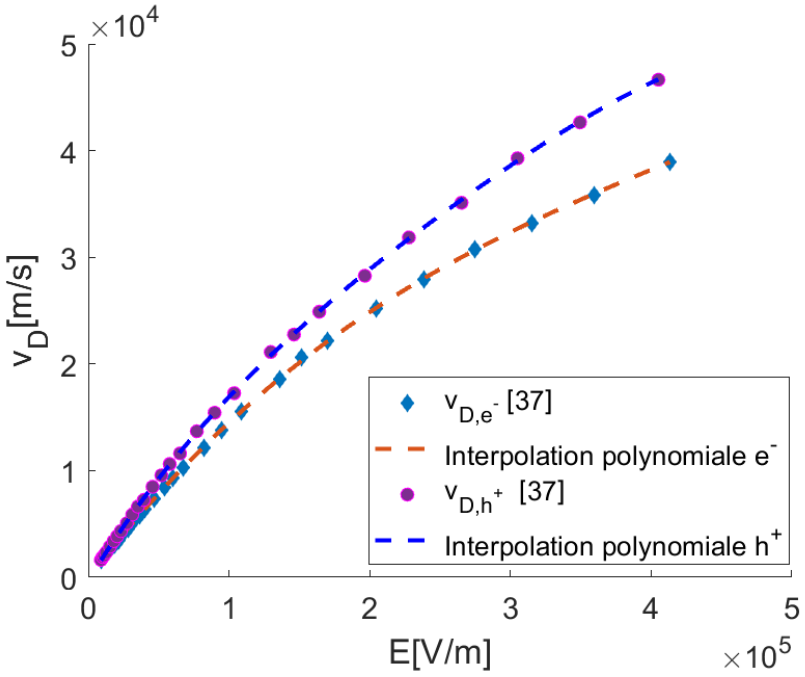


FIGURE 62 – Données expérimentales [58] et interpolations polynomiales des vitesses de dérive des électrons et des trous dans une épaisseur de diamant polycristallin en fonction du champ électrique.

3.5.2 Résultats des simulations

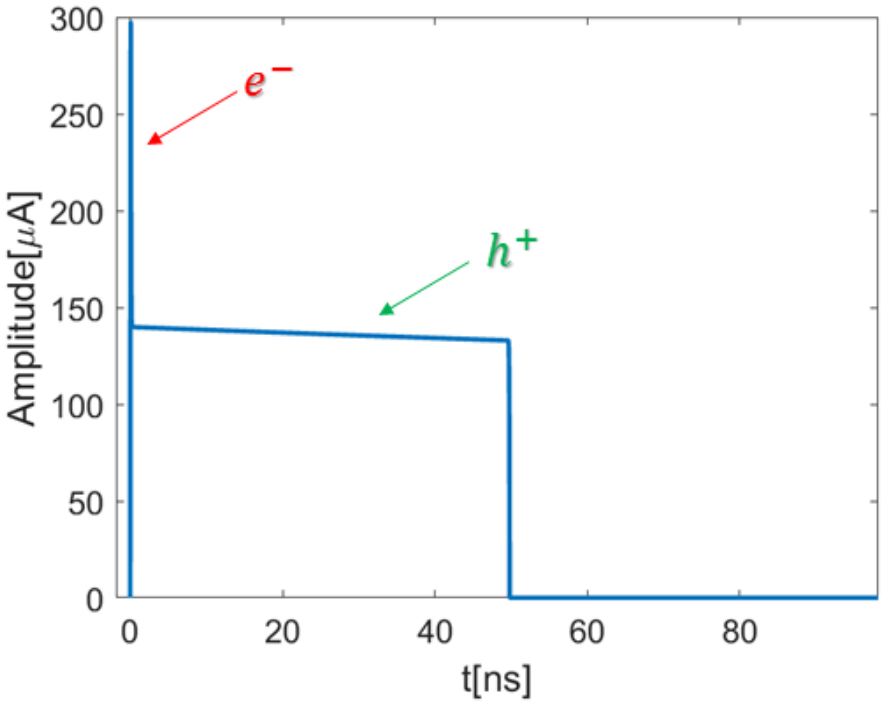


FIGURE 63 – Impulsion neutronique simulée, issue d'une chambre à fission avec une épaisseur de diamant à la place du gaz de remplissage et calculée avec les données d'entrée du tableau 9.

d	r	Δ	L	$\Delta t_{e^-,h^+}$	Δt_{PF}	V
$1.5mm$	$8mm$	$1.2\mu m$	$211mm$	$10ps$	$10fs$	$400V$

TABLE 15 – Données d'entrée utilisées dans le code pour simuler l'impulsion neutronique sur la figure 63.

La figure 63 présente une impulsion neutronique simulée issue d'une chambre à fission avec une épaisseur de diamant à la place du gaz de remplissage et calculée avec les données d'entrée du tableau 9 où $\Delta t_{e^-,h^+}$ représente le pas de temps utilisé pour suivre le déplacement des électrons et des trous dans le diamant

Les résultats dans la figure 63 montrent une impulsion neutronique simulée issue de la chambre à fission avec du diamant. La figure 63 montre aussi que les deux espèces (électrons et trous) sont clairement séparés dans l'impulsion. La première partie de l'impulsion avec une grande amplitude, et une faible largeur à demi-hauteur, représente l'espèce électronique, car dans cette configuration, avec géométrie et polarisation positive (figure 63), les électrons sont générés beaucoup plus près de l'électrode de collecte par rapport aux trous. La deuxième partie de l'impulsion, de plus petite amplitude, mais avec une largeur à demi-hauteur beaucoup plus

grande, représente l'espèce de trous, car dans cette configuration, avec géométrie et polarisation positive (figure 63), les trous, même en étant plus rapide que les électrons, sont générés beaucoup plus loin de l'électrode de collecte par rapport aux électrons.

Ce résultat, en accord avec la littérature [59], montre les potentialités de cet outil de simulation en ce qui concerne la simulation des applications des chambres à fission à des cas de plus en plus originaux.

3.6 Conclusion

Dans ce chapitre, un code de simulation Monte-Carlo ,basé sur l'utilisation de données issues des vitesses de dérive a été présenté. De même, ont été présentés des résultats de simulation d'impulsions issues de chambres à fission classique, en partant d'une géométrie cylindrique et en variant à la fois : le type de gaz de remplissage, sa pression, la tension d'alimentation, l'épaisseur de la couche de matière fissile et le pas de temps utilisés, ainsi que des résultats de simulation d'impulsions issues d'une chambres à fission originale, en mettant de l'isolant solide, diamant polycristallin, au lieu du gaz de remplissage, afin de démontrer que le code peut être facilement adapté à simuler des configurations de détecteur de plus en plus exotiques.

Le résultat le plus important issu du code de simulation a été la comparaison des impulsions neutroniques issues d'une chambre contenant de l'argon avec celles issues d'une chambre contenant du xénon. Ces résultats, combinés avec ceux présentés dans la section 2.7, ont conduit à choisir de remplacer l'argon par du xénon en tant que gaz de remplissage, ce qui a ensuite été couronné de succès vis-à-vis de : l'élimination du phénomène de DP et de la haute détectabilité des neutrons.

Les impulsions issues du code de simulation n'ont pas été comparées aux impulsions réelles car celles-ci subissent un processus d'amplification électrique qui est pas encore simulé dans le code. Les développements futurs combleront cette lacune en créant un modèle simulant le processus d'amplification.

Chapitre 4

Étude de la courbe de Paschen dans des conditions extrêmes

4.1 Introduction

Les réacteurs à fusion ITER et DEMO, ainsi que les réacteurs nucléaires de quatrième génération, refroidis au sodium, nécessiteront l'utilisation de chambres à fission à haute température [20] pour détecter les neutrons dans les zones de ces installations fonctionnant à haute température [60][61][62][63][7][64].

De multiples utilisations sont envisagées, telles que le contrôle de la puissance des réacteurs et la détection de rupture de la gaine de combustible [65][22]. Pour fonctionner dans le cœur, la chambre à fission devra être exposée à une forte irradiation, jusqu'à 10^{10} n/cm^2, avec des températures jusqu'à 650°C dans des réacteurs rapides refroidis au sodium, et jusqu'à 1000°C dans des réacteurs à fusion. Après des années d'étude [64][28][30][21], il est maintenant connu qu'un signal électrique, appelé ici décharge partielle ou DP, plus ou moins similaire au signal résultant des interactions neutroniques, est généré dans des chambres à fission pour des températures supérieures à 400°C . Ce signal indésirable pose des problèmes, en particulier lors du démarrage du réacteur (mesure en mode impulsion) lorsque le nombre des signaux de DP est du même ordre de grandeur que celui des signaux neutroniques [21].

En raison de ces défis, une étude, présentée dans ce chapitre du manuscrit de thèse, portant sur les effets de la température vis-à-vis des phénomène de DP a été menée. La loi de référence pour le phénomène de décharge électrique dans un gaz est la loi de Paschen [66], qui indique que l'apparition d'une rupture d'isolation (ou claquage électrique) dans un gaz, à un certain champ électrique de claquage, est une fonction généralement non linéaire du produit de la pression du gaz par la distance inter-électrodes.

Un bref résumé de la théorie des décharge électrique et de la loi de Paschen avec une description de corrections par rapport à la température existant dans la littérature, sont décrits

dans la section 4.2. Le protocole expérimental utilisé dans les tests sur la loi de Paschen en conditions de pression et température extrêmes est décrit dans le section 4.3. Toutes les mesures expérimentales et leurs incertitudes vis-à-vis la loi de Paschen dans des conditions extrêmes de pression et de température sont présentées dans la section 4.4. La discussion des résultats avec un mécanisme proposé est présentée dans la section 4.5. Enfin, une conclusion de cette partie du travail effectué est donnée dans la section 4.6.

4.2 Théorie de la courbe de Paschen

Les décharges électriques sont déclenchées lorsqu'un électron germe est accéléré par un champ électrique imposé, acquérant une énergie supérieure à l'énergie d'ionisation des atomes ou molécules de gaz, entraînant une avalanche électronique. Les sources d'électrons germes comprennent les rayons cosmiques, la photo-ionisation, etc.

En supposant la présence d'un électron germe, les conditions qui conduiront à une avalanche électronique sont décrits par la loi de Paschen :

$$\begin{cases} V = A \cdot P \cdot d \, \dfrac{1}{\ln\big(P \cdot d\big) + \ln\big(B\big) - \ln\big(\ln\big(1 + \frac{1}{\gamma}\big)\big)} \\ A = \dfrac{\epsilon_i \cdot \sigma}{k_B T} \\ B = \dfrac{\sigma}{K_B T} \end{cases} \tag{14}$$

où P est la pression du gaz, d est la distance inter-électrodes, γ est le coefficient d'émission secondaire (le rendement des électrons par impact ionique sur la cathode qui est généralement compris entre 10^{-4} et 10^{-2}), ϵ_i est le potentiel d'ionisation, σ est la section efficace d'ionisation et T la température du gaz.

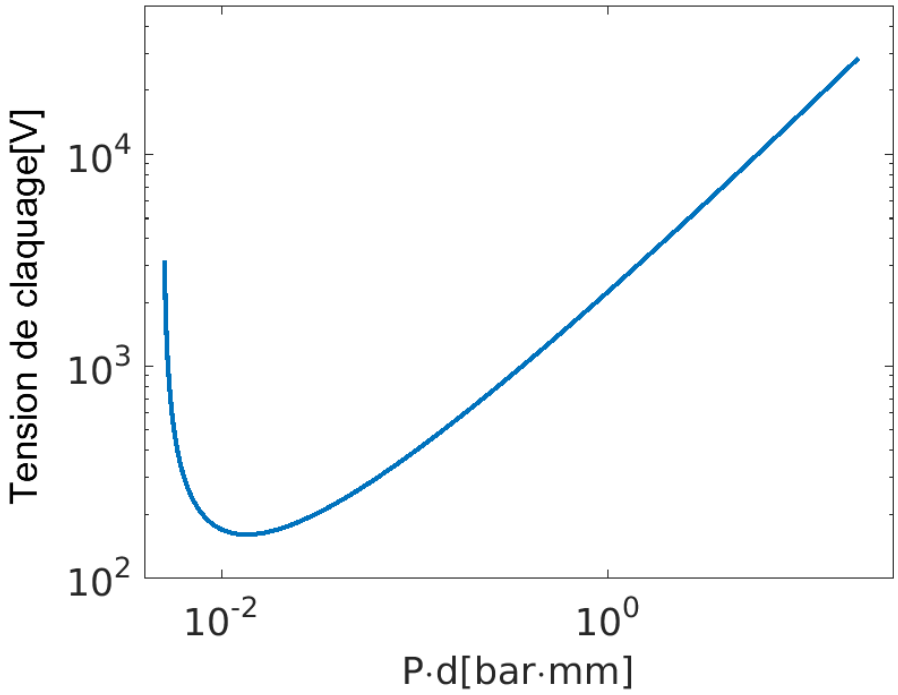


FIGURE 64 – Courbe de Paschen pour l'argon à température ambiante.

La figure 64 montre la courbe de Paschen pour l'argon où le produit entre la pression du gaz et la distance inter-électrodes est placé en abscisse et la tension de claquage (la tension électrique minimale pour laquelle une décharge devrait être observée dans le gaz) est placée en ordonnée.

La tension de claquage passe par une valeur minimale de l'ordre de quelques centaines de volts ($\sim 159\,V$ pour l'argon).

La loi de Paschen est théoriquement définie pour le cas de deux électrodes planes infinies, autrement dit, pour le cas d'un champ électrique homogène.

4.2.1 Corrections en température

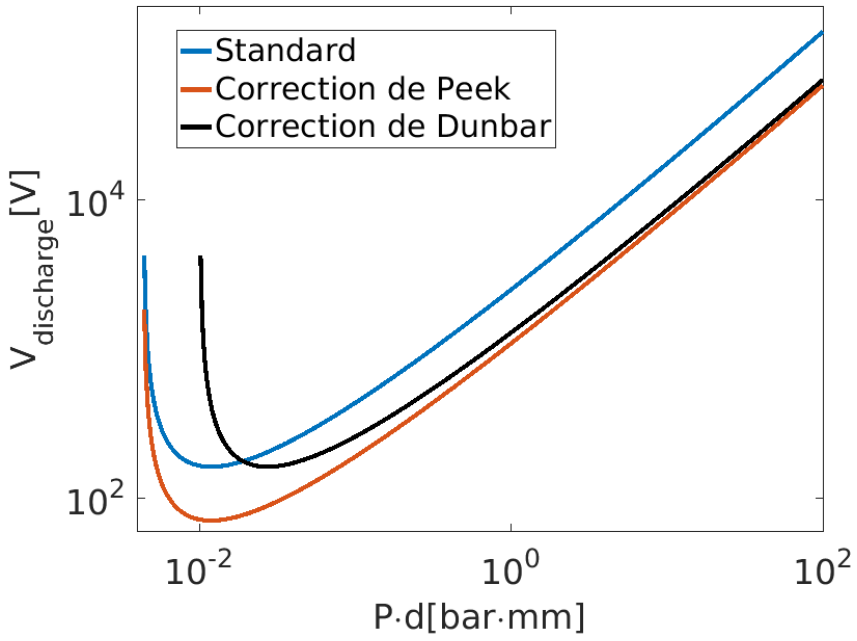


FIGURE 65 – Comparaison des corrections de Peek et Dunbar de la loi de Paschen à 400°C, avec la courbe standard de Paschen à température ambiante

Deux corrections existent dans la littérature, connues sous le nom de corrections de Peek [67] et Dunbar [68] ; ces deux corrections utilisent la loi des gaz parfaits pour modifier la courbe de Paschen.

Dans la correction de Peek, la tension de claquage est ajustée d'un facteur $\frac{T_0}{T}$, abaissant la courbe pour des températures élevées. En revanche la correction de Dunbar ajuste la pression d'un facteur $\frac{T}{T_0}$, déplaçant la courbe vers la droite ($P{\cdot}d$ croissant) pour des températures élevées.

La figure 65 compare les courbes résultantes calculées selon les deux corrections, Dunbar (noire) et Peek (rouge), à 400°C avec la courbe de Paschen standard (bleu) à 20°C. La figure 65 montre aussi que les deux corrections ont pour effet d'abaisser les valeurs de tension de claquage prédites pour ce qui concerne la tranche droit de cette courbe (à droite sur la figure 65).

Ces ajustements, et en particulier la correction de Peek, peuvent être compris comme prenant en compte le fait que la loi de Paschen est formulée sur la base d'un libre parcours moyen des électrons, inversement proportionnel à la densité du gaz. Dans un système ouvert à pression constante, dans lequel le gaz est libre de se dilater, la densité de gaz diminuera avec l'augmentation de la température. En revanche, pour un système fermé tel que celui utilisé dans ce travail le libre parcours moyen est fixé par la quantité de gaz introduite dans le system fermé, ce dernier ayant un volume constant. Il est donc plus pertinent de tracer la courbe de Paschen en fonction de la densité de gaz plutôt que de la pression.

4.3 Protocole expérimental

Dans le but de produire des données expérimentales sur la courbe de Paschen dans des conditions extrêmes de température et de pression, une chambre expérimentale cylindrique a été conçue et et réalisée.

La figure 66 montre un dessin en 3D de la chambre expérimentale cylindrique conçue qui comprend :

- une entrée et une sortie de gaz, pour remplir la chambre avec le gaz choisi et pour être capable de purger la chambre afin de s'assurer une pureté élevée du gaz choisi dans la chambre.
- deux électrodes sphériques afin d'éviter des effets de bord, et d'obtenir la condition que la distance inter-électrode soit suffisamment fiable.
- deux traversées haute tension, munies d'isolants en céramique, permettant de polariser les électrodes à des tensions pouvant atteindre 20 kV, et sous un température maximale de 650°C.
- une vis micrométrique, avec un pas spatial de 20μm, pour ajuster la distance inter-électrodes.

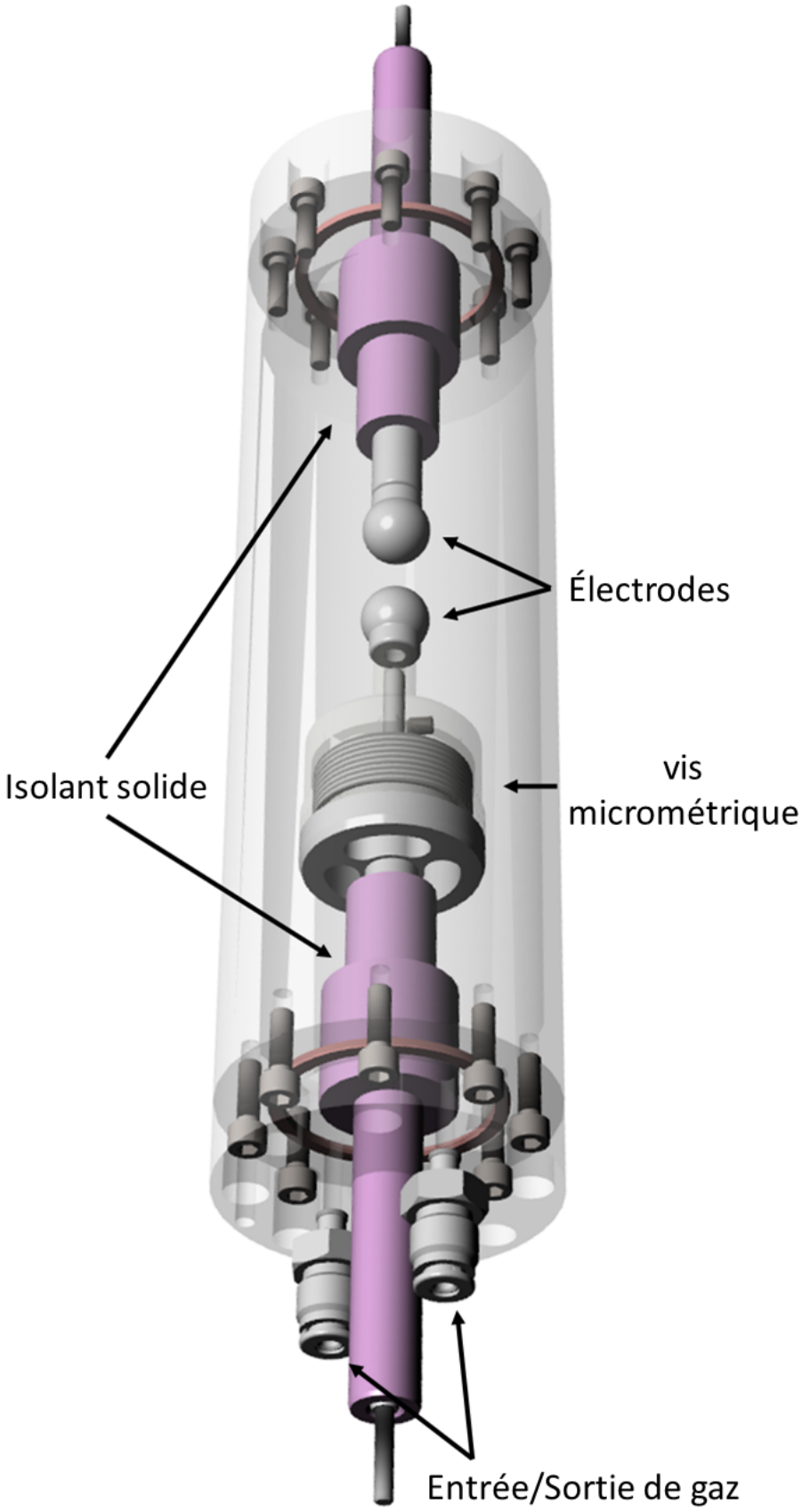


FIGURE 66 – Schema 3D de la chambre expérimentale conçue pour tester la loi de Paschen à hautes températures et différentes pressions.

Le tableau 16 donne les paramètres de construction de la chambre expérimentale : le diamètre, la longueur, la rugosité des électrodes sphériques et le diamètre des électrodes, ainsi que les contraintes : les pression (P_{max}), distance inter-électrodes (d_{max}), température (T_{max}) et tension d'alimentation (ΔV_{max}) maximales.

Tous ces paramètres ont été fournis au fabricant de la chambre expérimentale puis vérifiés par des expériences préliminaires en laboratoire.

Paramètres			
Diamètre chambre	Longueur chambre	Diamètre électrodes	Rugosité électrodes
$75mm$	$234mm$	$1.6cm$	$\sim 3\mu m$
Contraintes			
P_{max}	d_{max}	T_{max}	ΔV_{max}
$40bar$	$6mm$	$650°C$	$30kV$

TABLE 16 – Chambre expérimentale : paramètres et contraintes.

Le dispositif expérimental global est décrit schématiquement en figure 67. L'électrode sans vis micrométrique était portée à la haute tension au travers d'une résistance de protection de $100M\Omega$ en série. La tension appliquée ainsi que la chute de tension due aux décharges électriques entre les électrodes ont été mesurées à l'aide d'une sonde haute tension Tektronix P6015 (V sur la figure 67), avec une bande passante de $75MHz$, un temps de montée de $10ns$, et un rapport de $1V/1000V$. Le courant de décharge a été mesuré en utilisant une sonde de courant Tektronix CT-1 (A sur la figure 67) connectée entre l'électrode munie de la vis micrométrique et la masse. La sonde de courant Tektronix CT-1 a une bande passante de $1GHz$, un temps de montée de $350ps$, et un rapport de $5mV/mA$.

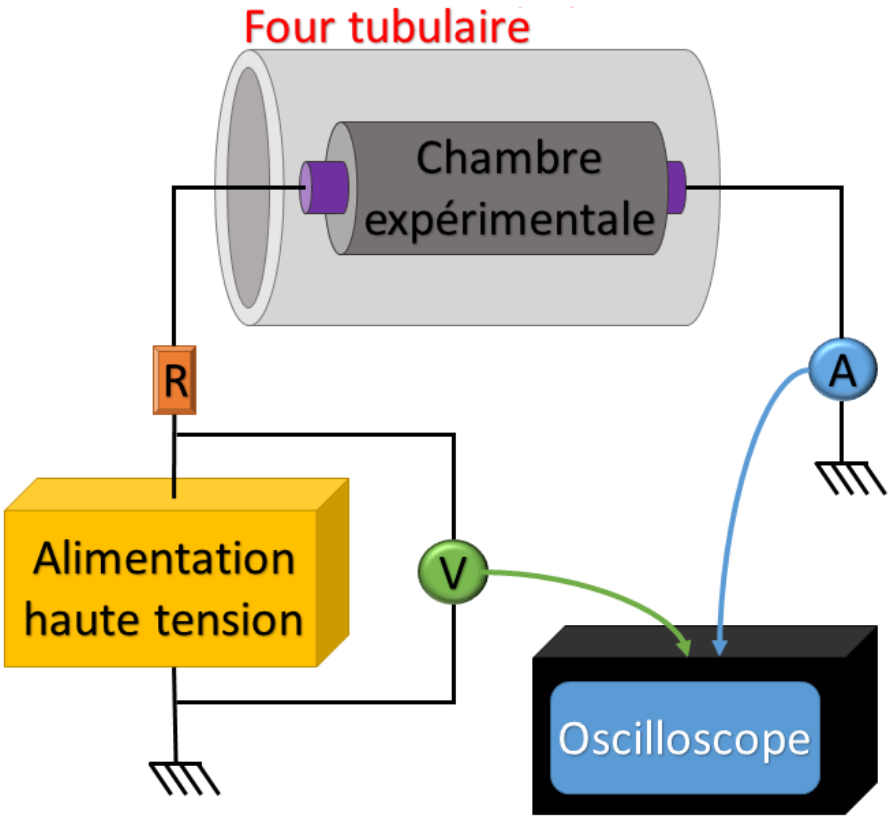


FIGURE 67 – Schéma électrique utilisé pour mener l'expérience sur la loi de Paschen.

4.3.1 Courbe de Paschen en fonction de la densité du gaz

Les expériences ont été effectuées dans un volume de gaz fermé. Pour cette raison il a été décidé de tracer les résultats de la courbe de Paschen en fonction de la densité du gaz plutôt qu'en fonction de la pression du gaz, car la densité du gaz dans un volume fermé ne varie pas en fonction de la température.

Pour effectuer ce changement de variable, nous avons utilisé la loi sur les gaz parfaits [69][70] selon la formule :

$$N = \frac{P}{k_B T} \tag{15}$$

avec k_B la constante de Boltzmann.

La figure 68 montre la courbe de Paschen (equation 14) pour l'argon en vue $P \cdot d$ (abscisse basse) et en vue $N \cdot d$ (abscisse haute) où le passage entre un axe des abscisses et l'autre a été effectué en utilisant la formule 15. Par la suite, tous les résultats seront presentes en fonction du produit $N \cdot d$.

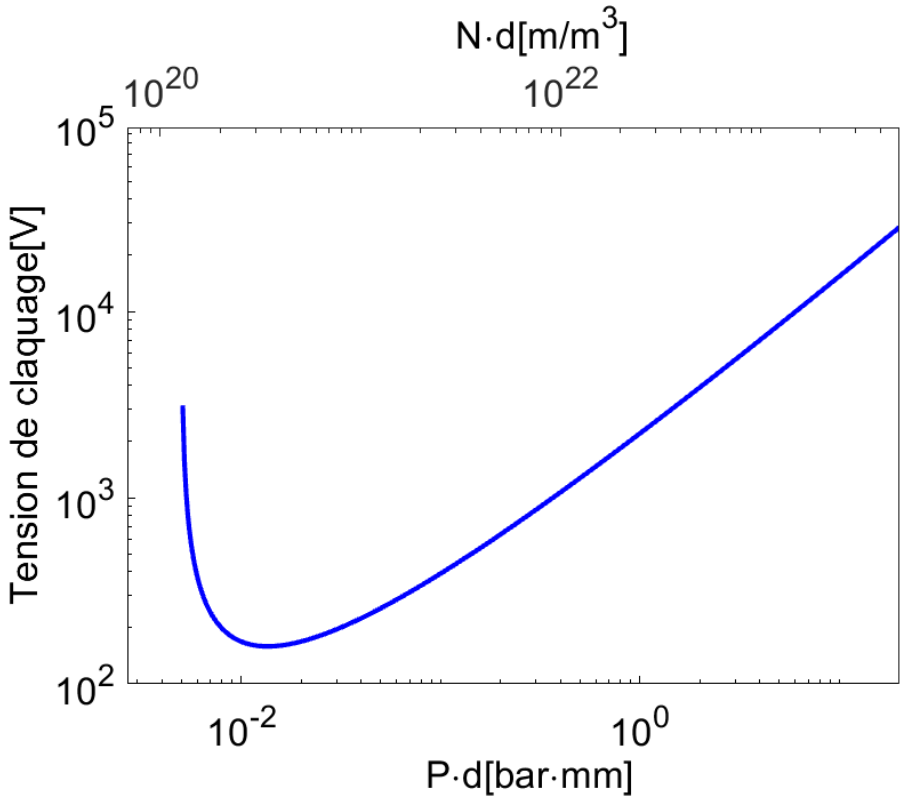


FIGURE 68 – Courbe de Paschen présentant la tension de claquage calculée à température ambiante pour l'argon, en fonction de $P \cdot d$ et en fonction de $N \cdot d$.

4.3.2 Simulation de champ électrique en géométrie Sphère-Sphère

La loi de Paschen est formulée pour le cas où le champ électrique est homogène. Pour évaluer l'homogénéité du champ électrique dans la géométrie choisie pour les essais, une simulation utilisant des éléments finis [71] (COMSOL) a été réalisée et est présentée sur les figures 69 et 70.

La figure 69 présente une cartographie du champ électrique entre deux électrodes sphériques, avec un diamètre de sphère de $1,6cm$ et une distance inter-électrodes de $616\mu m$. La figure 70 montre un zoom de la figure 69 de manière à mieux voir la distribution du champ électrique dans la zone à fort champ électrique.

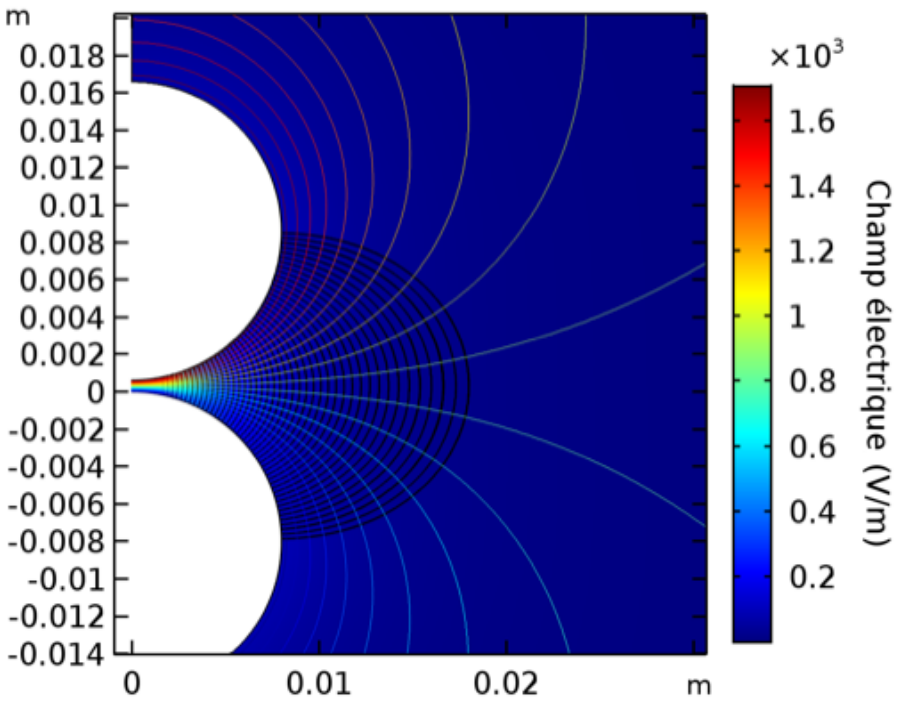


FIGURE 69 – Simulation de champ électrique, à travers un élément fini, en géométrie sphère-sphère, avec une distance inter-électrodes de $616\mu m$ et un diamètre de sphère de $1,6cm$.

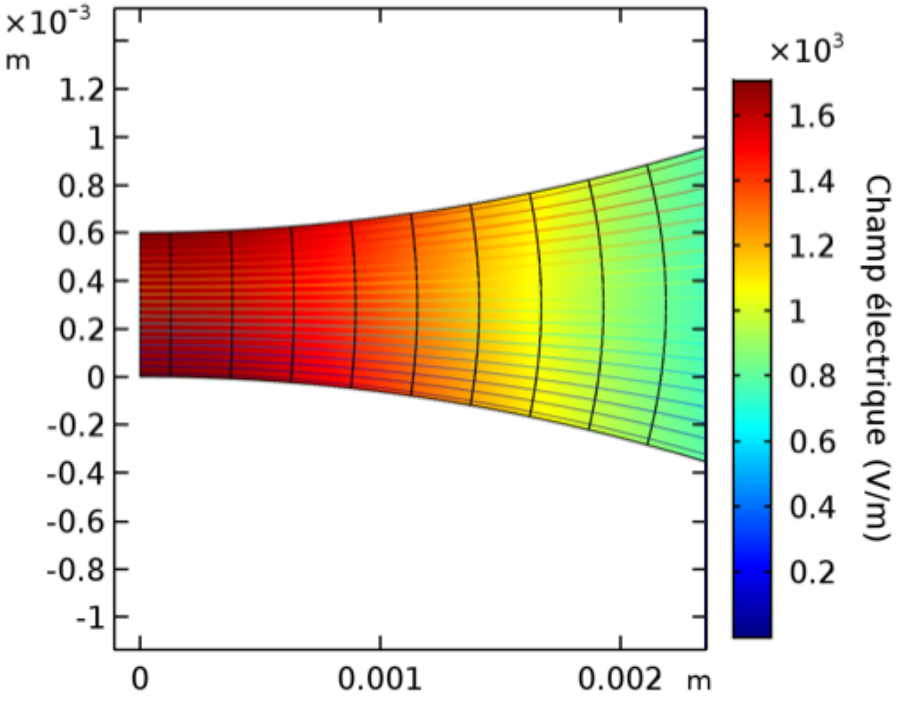


FIGURE 70 – Zoom de la figure 69, entre $\pm 1mm$ en ordonnée et de zéro à $2mm$ en abscisse.

Sur la figure 70, on peut voir que le champ électrique ne varie que de 2% dans une zone définie par un rayon de $0.6mm$ autour de l'axe entre les deux électrodes. Cette variation est

suffisamment réduite pour vérifier l'homogénéité du champ électrique et donc les hypothèses de la courbe de Paschen.

4.3.3 Modification de la distance inter-électrodes due à la dilatation du matériau causée par la variation de température

En raison du changement de température, il est nécessaire de prendre en compte l'expansion des matériaux dans la chambre expérimentale. En effet, cette expansion s'est avérée affecter significativement la distance inter-électrodes.

Pour résoudre ce problème, des calculs ont été effectués sur la base d'une expansion linéaire des différents composants de la chambre.

En tenant compte des dilatations/contractions de l'ensemble des matériaux dans la chambre expérimentale (figure 66) qui se produisent en fonction de la variation de température, le modèle a fourni des résultats selon lesquels les deux électrodes s'éloignent lorsque la température augmente et se rapprochent lorsqu'elle est réduite.

Pour vérifier les résultats du modèle, le test suivant a été effectué : la distance inter-électrodes a été ajustée à une valeur connue à température ambiante. La chambre expérimentale a ensuite été placée dans un dispositif climatisé qui pouvait refroidir la chambre jusqu'à $-50°C$ et le contact entre les électrodes a été détecté à l'aide d'un multimètre.

La figure 71 montre la variation de la distance inter-électrodes, en fonction de la variation de température calculée à travers le modèle d'expansion, généré en tenant compte de la géométrie de la chambre et du coefficient de dilatation de chaque matériau (ligne bleue), comparé avec des tests expérimentaux de contact des électrodes lors du refroidissement de la chambre (points rouges). Les tests vérifient les calculs effectués, dans la plage de température entre $-55°C$ et $0°C$. L'hypothèse de linéarité est à la base de la correction de la distance inter-électrodes en fonction de la température pour les valeurs positives. Le fait que la mesure s'avère linéaire justifie l'utilisation du modèle pour les températures plus élevées. Ce modèle d'expansion est utilisé dans la section suivante pour corriger la distance inter-électrodes en fonction de la température.

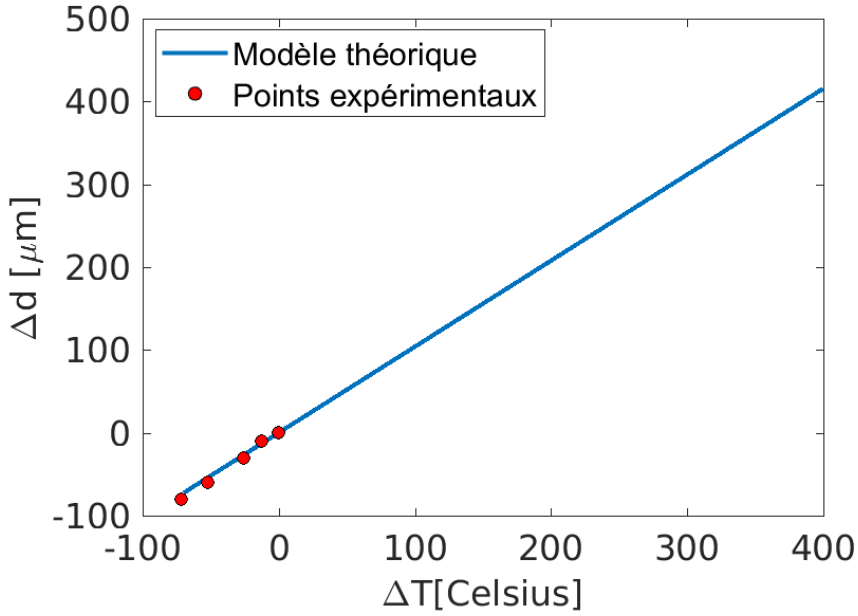


FIGURE 71 – Variation de la distance inter-électrodes en fonction de la variation de température calculée à l'aide d'un modèle, basée sur la dilatation linéaire en tenant compte de la géométrie complète de la chambre expérimentale ainsi que des différents matériaux impliqués (ligne bleue) et des points expérimentaux obtenus par des tests de laboratoire (cercles rouges).

4.4 Résultats expérimentaux et incertitudes de mesure

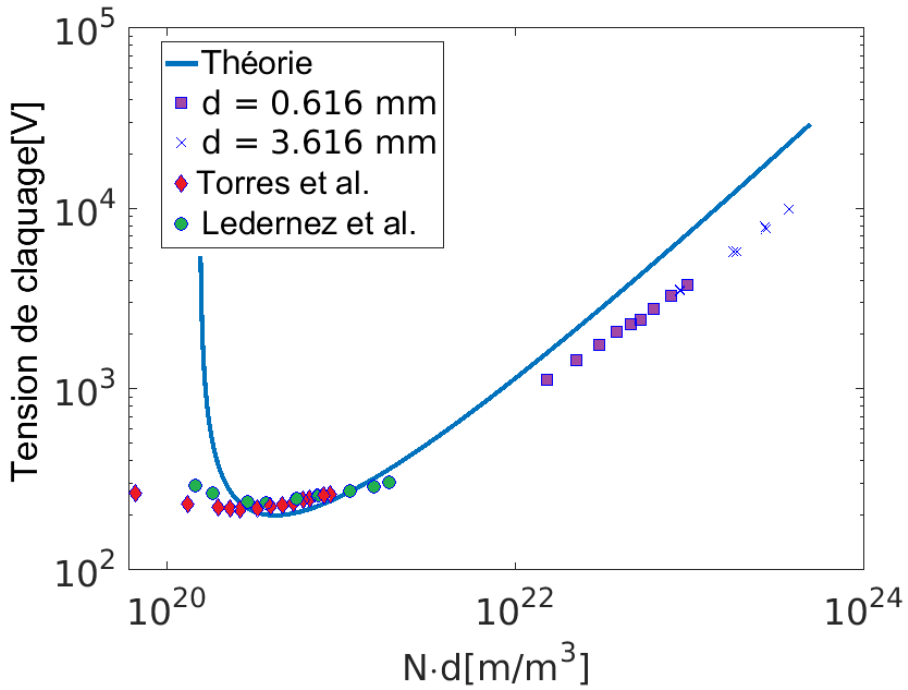


FIGURE 72 – Courbe de Paschen pour l'argon à température ambiante, obtenue en utilisant les equations 14 et les valeurs sur le table 17 (courbe bleue) à comparer avec les points expérimentaux obtenus en faisant varier la densité de gaz dans la chambre expérimentale à température ambiante avec deux distances inter-électrodes (carres et croix) et avec les points expérimentaux issus de la littérature [72] [73] (cercles et diamants).

En utilisant un four tubulaire (figure 67), la température de la chambre a été ajustée et mesurée par deux thermocouples, l'un placé en contact avec l'extérieur de la chambre et l'autre à l'intérieur même du four. Une fois la température désirée atteinte (et une même valeur mesurée à l'aide des deux thermocouples), la tension appliquée a été augmentée jusqu'à la détection d'une décharge via les mesures de courant et de tension.

Chaque point expérimental a été obtenu six fois, de sorte que, pour chaque point, l'incertitude expérimentale a pu être calculée par l'écart type, ce qui sera également montré sur la figure 74 et le tableau 18.

Tout d'abord, les points de la courbe de Paschen ont été obtenus à température ambiante afin de tester la chambre expérimentale et d'avoir mesures de référence.

ϵ_i	σ	T	γ
$2.524 \cdot 10^{-18} J$	$3 \cdot 10^{-20} m^2$	$298K$	$2.5 \cdot 10^{-2}$

TABLE 17 – Paramètres de la loi de paschen pour l'argon.

La figure 72 présente la courbe théorique de Paschen calculée selon l'équation 14, en utilisant les valeurs du tableau 17. Sur la figure 72 on trouve également deux séries de points

expérimentaux, à température ambiante, obtenus pour deux valeurs de distance inter-électrodes différentes avec la chambre expérimentale et deux séries de points expérimentaux trouvés dans la littérature [72] [73].

La figure 72 montre également que les points expérimentaux trouvés dans le cadre de ce travail et les points expérimentaux trouvés dans la littérature s'écartent légèrement de la courbe théorique de Paschen car, en particulier pour l'argon, la courbe théorique de Paschen démure approximative. En effet, dans la formule utilisée (équation 14), le coefficient d'émission secondaire (γ) est incomplet car il ne prend en compte que l'impact ionique des ions positif sur la cathode.

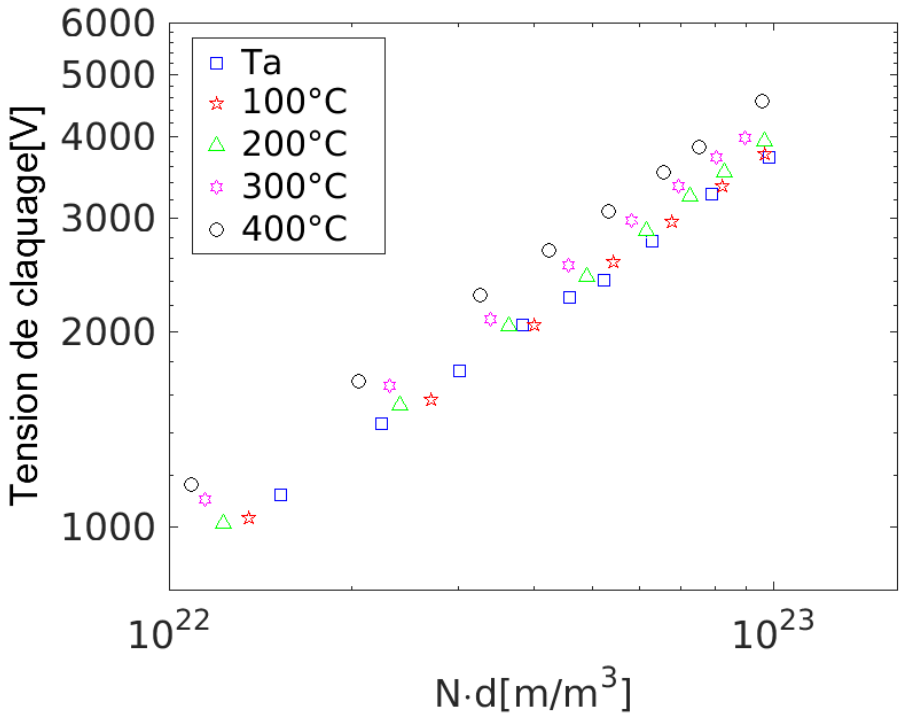


FIGURE 73 – Résultats sur l'effet de l'augmentation de la température sur la tension de claquage pour l'argon entre la température ambiante et 400°C.

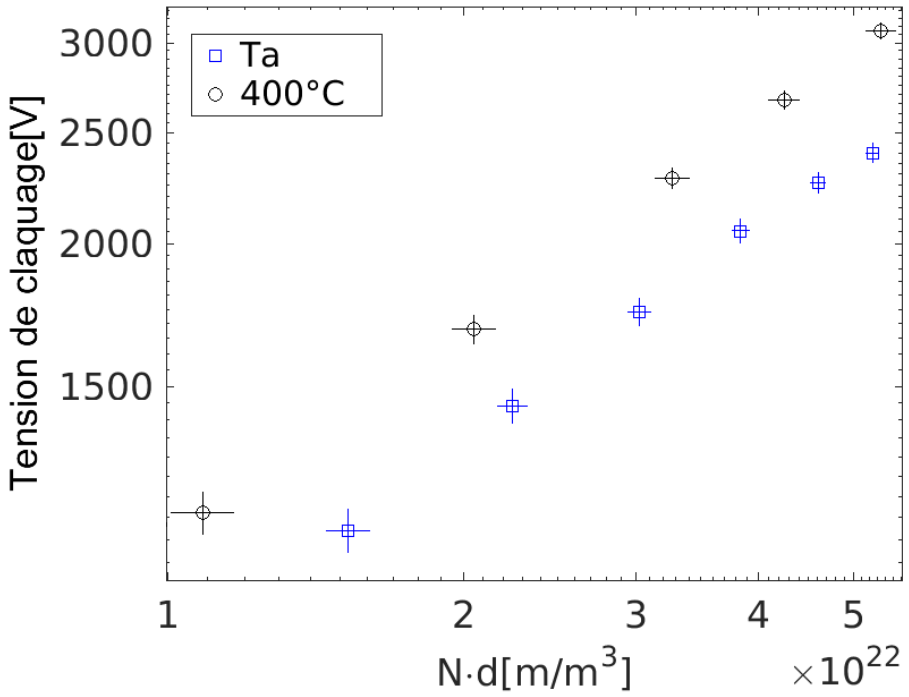


FIGURE 74 – Résultats sur l'effet de l'augmentation de la température sur la tension de claquage pour l'argon, avec barres d'erreur, à température ambiante (carrés bleus) et à 400°C (cercles noirs).

La figure 73 présente les résultats sur la loi de Paschen, lorsque la température de l'argon augmente de 20°C à 400°C. Les résultats montrent qu'une augmentation de la température entraîne une augmentation de la tension de claquage, à produit $N\dot{d}$ constant.

$T \leq 25°C$			
$d[\mu m]$	$V[Volt]$	$T[K]$	$P[mbar]$
± 10	± 50	± 1	± 50
$T > 25°C$			
$d[\mu m]$	$V[Volt]$	$T[K]$	$P[mbar]$
± 25	± 50	± 1	± 50

TABLE 18 – Incertitudes sur les résultats de la loi de Paschen en temperature.

Le tableau 18 indique les incertitudes de mesure : pour la distance inter-électrodes, la pression et la température, les incertitudes dépendent des instruments de mesure ; l'incertitude sur la tension de claquage a été calculée à l'aide de l'écart type calculé sur six essais. La figure 74 montre les données, déjà montrées sur la figure 73, en "zoomant" sur les points à température ambiante et 400°C, et en ajoutant les barres d'erreur, calculées à partir des valeurs d'incertitude répertoriées dans le tableau 18.

Ce résultat est fondamental car il montre que, même en tenant compte des incertitudes de mesure, les résultats obtenus à température ambiante et à 400°C sont séparés de manière à

s'assurer que, dans les conditions de l'expérience (volume de gaz fermé), une augmentation de la température conduit à une augmentation de la tension de claquage.

4.5 Discussion des résultats

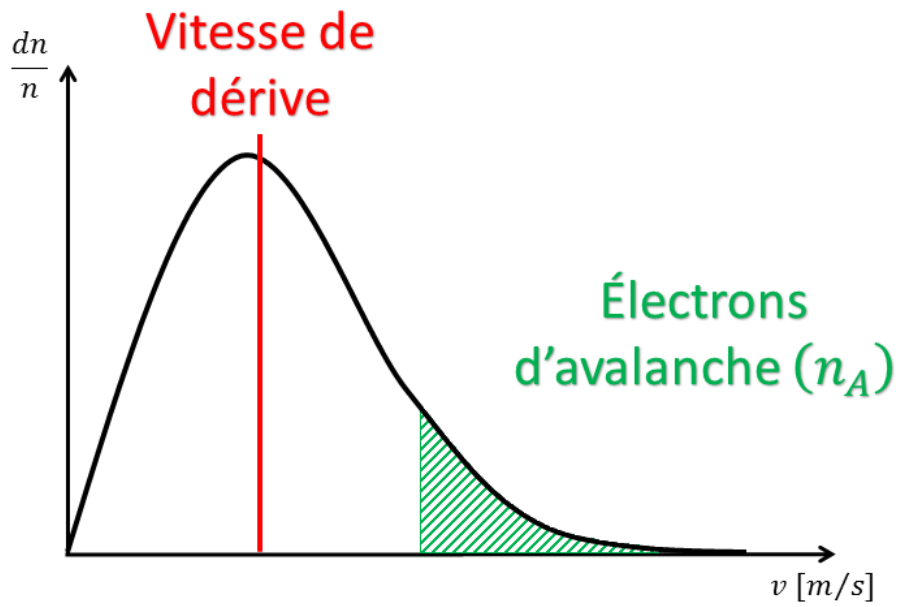


FIGURE 75 – Représentation schématique de la distribution de Maxwell de vitesse des électrons libres dans le gaz avec des détails sur la vitesse de dérive et sur la densité des électrons libres responsables de l'avalanche.

Les corrections de Dunbar et de Peek, toutes deux destinées à être utilisées dans le cas d'un gaz en expansion libre, donnent logiquement une diminution de la tension de claquage pour une augmentation de la température, due à la diminution de la densité de gaz. Les expériences dans ce travail indiquent que, avec la densité de gaz constante, une augmentation de la température entraîne une augmentation de la tension de claquage.

Pour expliquer ce résultat, il est proposé que la distribution de Maxwell de vitesse des électrons et la vitesse de dérive correspondante soient décalées vers des plus basses valeurs de vitesse pour des températures croissantes. La figure 75 montre une distribution de Maxwell des électrons libres dans le gaz avec, en vert, la population d'électrons suffisamment énergétique pour être impliqués dans l'ionisation du gaz et donc dans les processus d'avalanche électronique. Si la distribution, en figure 75, se déplace vers les faibles énergies (vers la gauche), la densité critique des électrons énergétiques libres deviendra insuffisante pour déclencher une décharge électrique détectable. Par conséquent, une tension appliquée plus élevée sera nécessaire pour enrichir la queue de distribution en énergie des électrons de manière à re-augmenter la densité des électrons responsables de l'avalanche et à rendre à nouveau la décharge électrique détectable.

Il existe de nombreux exemples dans la littérature sur la façon dont la vitesse de dérive des électrons libres diminue avec l'augmentation de la température dans les isolants solides, mais

l'analogie avec un gaz n'est pas assez utilisée.

Afin d'étudier cette idée, une chambre à fission, remplie d'argon à 3.5 bars, dans laquelle la largeur à mi-hauteur des impulsions neutroniques est inversement proportionnelle à la vitesse de dérive des électrons libres dans le gaz, a été utilisée. Dans l'expérience, des impulsions neutroniques ont été enregistrées en utilisant une chambre de fission irradiée par le même flux de neutrons à 20°C et à 650°C, et la FHWM de chaque impulsion a été calculée pour obtenir des informations en fonction de la température.

La figure 76 présente les histogrammes de FWHM, à 20°C et à 650°C, des impulsions créées par la même chambre à fission, remplie d'argon à 3.5 bars. Les résultats de la figure 76 montrent également que l'augmentation de la température entraîne une augmentation de la moyenne de la FWHM et ceci indique une diminution de la vitesse de dérive des électrons libres.

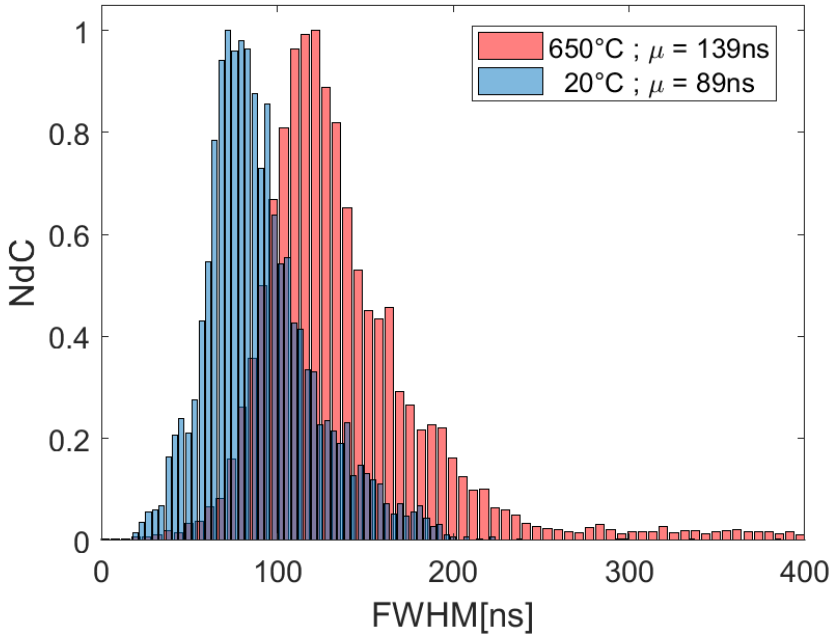


FIGURE 76 – Histogrammes de la largeur à mi-hauteur, à 20°C (bleu) et à 650°C (rouge), des impulsions créées par une chambre à fission remplie d'argon à 3.5 bars.

Nous proposons cette théorie car en utilisant les résultats des expériences sur une chambre à fission sur la figure 76, nous avons déjà observé que lorsque nous augmentions la température des chambres à fission, que la vitesse de dérive des électrons diminuant et la distribution des vitesses électroniques est modifiée en conséquence. De cette façon, on peut imaginer que, dans un volume de gaz fermé, une augmentation de la température du gaz génère une diminution de la densité des électrons responsable de l'avalanche (n_A sur la figure 75). Si cette diminution est suffisante elle pourra prévenir le le phénomène de décharge, de sorte que la seule manière d'initier le phénomène de décharge est d'augmenter la tension pour rétablir la valeur de densité électronique minimale compatible avec l'amorçage de l'avalanche. Cette proposition est donc en

accord avec les résultats de la section 4.4.

4.6 Conclusions

Dans ce chapitre, des résultats expérimentaux relatif à l'étude des effets de la température sur la loi de Paschen dans un volume d'argon fermé ont été présentés. On a observé que, dans un volume de gaz fermé, la tension de claquage augmente avec l'augmentation de la température. Une théorie, appuyée par des résultats expérimentaux, sur des impulsions issues d'une chambre à fission à différentes températures, a été proposée pour expliquer ce phénomène.

Les résultats présentés dans cette chapitre du manuscrit sont complémentaires avec ceux observés précédemment sur les décharges partielles issues des chambres de fission, où à l'augmentation de la température correspond une augmentation de la fréquence d'apparition de DP (figure 16). Ainsi, les résultats sur l'effet de la température ont été présentés pour une géométrie sphère-sphère, alors que dans les chambres à fission, la géométrie à prendre en compte (section 2.5) doit tenir compte de la présence d'un isolant solide entre les deux électrodes.

Les résultats obtenus ont pour objectif d'étudier le phénomène des décharges partiels, non seulement pour comprendre les problèmes liés aux chambres à fission à haute température dans un réacteur nucléaire, mais aussi pour pouvoir utiliser les découvertes faites dans d'autres domaines où les décharges électriques sont le problème à résoudre.

Pour cette raison les travaux futurs seront réalisés sur :

- d'autres valeurs de la distance inter-électrodes,
- différentes géométries d'électrodes,
- la présence d'isolants céramiques entre les électrodes, pour étudier les effets de la température sur le phénomène de DP au niveau d'un point triple (métal-gaz-solide),
- différents gaz de remplissage,
- des mélanges de gaz, tels que l'argon et l'azote, en raison de leur large utilisation dans l'industrie des capteurs nucléaires.

Chapitre 5

Conclusion générale

Les réacteurs de quatrième génération sont très prometteurs pour la pérennisation du combustible, la gestion des déchets. La sûreté et la non-prolifération et cette génération a été dans un premier temps décrite dans ce manuscrit au travers des six filières explorées. Nous nous sommes plus particulièrement intéressés dans ces travaux à la filière des RNR-Na, filière présentant une certaine maturité dans laquelle la France s'est engagée avec la volonté de construire le prototype de démonstrateur industriel ASTRID. Ces travaux de thèse ciblent plus particulièrement la problématique due aux signaux parasites de décharge partielle ou DP, qui apparaissent dans les chambres à fission lorsque la température dépasse les 400°C. Pour résoudre le problème, trois axes de travail ont été définis.

Le premier axe est exclusivement expérimental. Dans ce contexte, des études ont été menées concernant : la caractérisation des signaux neutroniques et DP, la localisation des signaux DP dans les chambres à fission, l'utilisation des méthodes de discrimination neutrons-DP et l'étude de certaines modifications des chambres visant à éliminer le signal parasite. Gardant à l'esprit que toutes ces études n'ont pas atteint un degré de maturité suffisant pour être concluantes, cette étude expérimentale a conduit à la création d'une méthode de discrimination basée sur une méthode multi-paramétrique à N dimensions, qui, bien que toujours en phase de développement, a fourni d'excellents résultats sur les chambres testées (CFHT N°2 et 3). L'étude expérimentale a également fourni une solution pour éliminer définitivement le signal parasite en remplaçant l'argon par du xénon en tant que gaz de remplissage. En tenant compte des deux possibilités offertes, le choix final se fera sur la base d'une multiplicité des contraintes industrielles, liées à des normes et à des problèmes de coûts qui sortent du cadre de la thèse.

Le deuxième axe concerne la simulation des impulsions neutroniques dans une chambre à fission. Dans ce contexte, un code Monte-Carlo a été conçu et testé sur différentes configurations de chambres à fission. Le code de simulation a également été testé sur des configurations plus originales (chambre à fission isolée par du diamant) par rapport aux chambres à fission classiques contenant le gaz en tant qu'isolant. Ces simulations ont étendu le champ d'utilisation du modèle de simulation créé. Le principal résultat du code dans le cadre du travail de thèse

a été la comparaison par simulation de l'effet sur les impulsions neutroniques du changement de gaz de remplissage (de l'argon au xénon). La possibilité de comparer préventivement les impulsions neutroniques issues d'une chambre à fission remplie d'argon à celles issues d'une chambre à fission remplie avec du xénon a permis de faciliter le choix du xénon en tant que gaz de remplissage.

Le troisième axe concerne exclusivement l'étude des décharges électriques en milieu gazeux dans des conditions extrêmes de température et de pression. Dans ce contexte, une chambre expérimentale (figure 66) a été conçue et utilisée pour obtenir des mesures expérimentales permettant de tracer la courbe de Paschen à haute température afin de comparer les résultats expérimentaux avec ceux dans la littérature. Le travail effectué sur le troisième axe, bien qu'incomplet, est très important, même en dehors du contexte de la thèse, car les résultats obtenus auront également un impact sur d'autres domaines de recherche.

A l'avenir, d'autres scénarios avec des températures de fonctionnement plus élevées (jusqu'à 1000°C) seront envisagés via l'exploitation des chambres à fission dans le réacteur à fusion. Pour cette raison des travaux doivent être engagés sur l'augmentation des températures d'utilisation d'une chambre à fission sans l'apparition de DP. Cette piste de développement sera l'axe de développement industriel à suivre à partir de la présente thèse.

De la même manière, les exigences de plus en plus variées par rapport aux caractéristiques de fonctionnement des chambres à fission garantiront que le code de simulation créé deviendra un axe de développement important pour la simulation des impulsions neutroniques issues des chambres à fission.

Enfin le développement des connaissances concernant les changements de la courbe de Paschen dans des conditions extrêmes de température constituera un axe de recherche important qui permettra de créer des dispositifs de mesure de moins en moins perturbés par des signaux de décharge électrique et donc de plus en plus robustes.

Bibliographie

[1] C. Béhar et al., "*Les reacteurs nucleaires experimentaux*", éditions du Moniteur, paris, 2012.

[2] E. Rohee, "*Détection des ruptures de gaines sur RNR-Na par spectrometrie gamma hauts taux de comptage*", thèse de l'université de Caen, Normandie, 2016.

[3] Le Monde Economie, "*Astrid, le nouveau réacteur français à 5 milliards d'euros*", 2015.

[4] P. Filliatre, C. Jammes, and B. Geslot, "*Instrumentation neutronique intégrée pour la filière SFR : durée de vie et emplacements - NT DER/SPEX/LDCI/09/045 - Indice 1*", CEA, DEN, Cadarache, NT DER/SPEX/LDCI/09/045 - Indice 1, 2009.

[5] P. Filliatre, C. Jammes, B. Geslot, and L. Buiron, "*In vessel neutron instrumentation for sodium-cooled fast reactors : Type, lifetime and location*", Ann. Nucl. Energy, vol. 37, no. 11, pp. 1435–1442, 2010.

[6] Jammes, C., P. Filliatre, B. Geslot, T. Domenech, and S. Normand, "*Etat de l'art sur les chambres à fission fonctionnant à haute température*", CEA, DEN, Cadarache, NT DER/SPEX/LDCI/10/024 - Indice 1, 2010.

[7] C. Jammes, P. Filliatre, B. Geslot, T. Domenech, and S. Normand, "*Assessment of the High Temperature Fission Chamber Technology for the French Fast Reactor Program*", IEEE Trans. on Nucl. Sci., vol. 59, no. 4, pp. 1351-1359, 2012.

[8] C. Jammes, "*ASTRID : Architecture du Système de Mesures Neutroniques (SMN)*", Note Technique CEA/DEN, CEA, 2015.

[9] V. Clouté-Cazalaa, "*Formule de dépouillement pour les collectrons Rhodium*", Rapport CEA DEN/DANS/DRSN/SIREN/LASPI/DO/2, 2009.

[10] M. Alex, M.D. Ghodgaonkar, "*Development of an inconel self powered neutron detector for in-core reactor monitoring*", Nuclear Instruments & Methods in Physics Research – Section A, Vol. 574, Issue 1, pp. 127-132, 2007.

[11] H.L. Lee, P.S. Song, W.S. Yeu, "*Measurement of the neutron and gamma sensitivities of self-powered neutron detectors*", Nuclear Science Journal, Vol. 24, pp. 303-12, 1987.

[12] A.K. Mahant, P.S. Rao, S.C. Misra, "*Composite space charge density functions for the calculation of gamma sensitivity of self-powered neutron detectors, using Warren's model*",

Nuclear Instruments & Methods in Physics Research – Section A, Vol. 346, Issue 1-2, pp. 279-285, 1994.

[13] G. Anaya, G. Estryk, M. Miller, L. Zarza, "*Determination of the self-powered neutron detectors (SPND) sensitiveness (SPND) of vanadium performed in the RA-3 reactor*", Instituto Peruano de Energia Nuclear (IPEN), Lima (Perou), Scientific Technological Report Informe Cientifico Tecnologico, pp. 93-96, 2001.

[14] M. Miller, G. Estryk, D.O. Roqueta, J.A. Quintana, L. Zarza, "*Sensitivity and linearity measurements of vanadium self-powered neutron detectors made in CNEA, Argentina*", International meeting on reduced enrichment for research and test reactor (RERTR), Sao Paulo (Brazil), 1998.

[15] H.D. Warren, "*Calculational model for self-powered neutron detector*", Nuclear Science and Engineering, Vol. 48, Issue 3, pp. 331-42, 1972.

[16] N.P. Goldstein, "*A monte-Carlo calculation of the neutron sensitivity of self-powered detectors*", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. ns-20, Issue 1, pp. 549-56, 1973.

[17] R. Yanez et al., "*Total kinetic energy release in the fast neutron induced fission of 235-U*", Nuclear Physics A, 970, 65-77, 2018.

[18] P. Filliatre et al., "*Utilisation du logiciel Garfield pour la simulation de chambres à fission*", Note Technique CEA DEN, 2008.

[19] International commission on radiation units and measurements, "*Average energy required to produce an ion pair*", rapport ICRU n.31, 1979.

[20] G. F. Knoll, "*Radiation Detection et Measurement*", John Wiley (1989) (Première édition 1979, dernière édition 2000).

[21] C. Jammes et al."*Progress in the development of the neutron flux monitoring system of the French GEN-IV SFR : Simulations and experimental validations*", Proceeding in ANIMMA, 2015.

[22] C. Blandin et al., "*Development and modeling of neutron detectors for in-core measurement requirements in nuclear reactors*", 10th International Symposium on Reactor Dosimetry, 1999.

[23] S. Chabod, G. Fioni, A. Letourneau, F. Marie, *Modelling of Fission Chambers in Current Mode – Analytical Approach*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 566, Issue 2 (2006).

[24] Z. Elter, "*Neutron monitoring based on the higher order statistics of fission chamber signals*", Thèse, 2016.

[25] L. Vermeeren, H. Carcreff, "*Final report : long term irradiation tests of gamma selective self-powered detectors in BR2 ans OSIRIS*", Joint Instrumentation Laboratory CEA-SCK·CEN, Rapport CEA DEN/CAD/DER/SPEX/LDCI DO 154, 2011.

[26] A. Dabat-Blondeau, "*Note se specifications des CANs pour la voie courant et les voies fluctuation K2 K3*", Note technique CEA, 2018.

[27] M. Karadjian et al., "*Partial Discharge Detection in an Aeronautical Power Cable*", 2018 AIAA/IEEE Electric Aircraft Technologies Symposium Cincinnati, Ohio, 2018.

[28] H. Hamrita, C. Jammes, G. Galli and F. Laine, "*Rejection of partial-discharge-induced pulses in fission chambers designed for sodium-cooled fast reactors*", Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A, 2016.

[29] P. Molinié, "*Étude de la fiabilité de l'isolation électrique des Chambres à Fission à Haute Température*", Supélec, NT 2013.

[30] G. Galli et al., "*Characterization and localization of partial discharge-induced pulses in fission chambers designed for sodium-cooled fast reactors*", Proceeding in ANIMMA, 2017.

[31] C. Hudon and M. Bélec, "*Partial Discharge Signal Interpretation for Generator Diagnostics*", IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul, Vol. 12, 2005.

[32] H. A. Illias et al., "*Partial Discharge Patterns in High Voltage Insulation*", Proceeding on IEEE International Conference on Power and Energy (PECon), Malaysia, 2012.

[33] R. Altenburgeret al., "*Analysis of phase-resolved partial discharge patterns of voids based on a stochastic process approach*", Journal of physics D : applied physics, 2002.

[34] A. Müller et al., "*Automated PRPD Pattern Analysis using Image Recognition*", International Journal on Electrical Engineering and Informatics, Vol. 4, 2012.

[35] S. Normand, V. Kondrasovs, G. Corre, et al., "*PING for nuclear measurements : First results*", IEEE Transactions on Nuclear Science, 2012, vol. 59, no 4, p. 1232-1236.

[36] I.T. Jolliffe, "*Principal Component Analysis*", Springer, 2002.

[37] T. Hastie et al., "*The Elements of Statistical Learning : Data Mining, Inference, and Prediction*", Springer, 2008.

[38] N. Cristianini, and J. Shawe-Taylor, "*An Introduction to Support Vector Machines and Other Kernel-based Learning Methods*", First Edition (Cambridge : Cambridge University Press), 2000.

[39] N. García-Pedrajas, D. Ortiz-Boyer, "*Boosting k-nearest neighbor classifier by means of input space projection, Expert Systems with Applications*", vol. 36, p. 10570–10582, 2009.

[40] "*Reacteurs OSIRIS et ISIS : Evaluation complementaire de la surete au regard de l'accident survenu à la central de Fukushima Daichi*", rapport INB n.40, 2011.

[41] J. Dumazert et al., "*Inverse Problem Approach for the underwater localization of Fukushima Daiichi fuel debris with fission chambers*", Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A, 2018.

[42] N. Metropolis et S. Ulam, "*The Monte Carlo Method*", Journal of the American Statistical Association, 1949.

[43] N. Metropolis, "*The Beginning of the Monte Carlo Method*", Los Alamos Science, 1987.

[44] J. C. Bowe, "*Drift velocity of electrons in nitrogen, helium, neon, argon, krypton and xenon*" Phys. Rev. 117, 1411 (1960).

[45] V. Lisovskiy et al., "*Electron drift velocity in argon, nitrogen, hydrogen, oxygen and ammonia in strong electric fields determined from rf breakdown curves*", J. Phys. D : Appl. Phys. 39 (2006).

[46] Y. Nakamura and M. Kurachi "*Electron transport parameters in argon and its momentum transfer cross section*", J. Phys. D : Appl. Phys. 21 718 (1988).

[47] J. F. Ziegler et al. "*SRIM - The Stopping and Range of Ions in Matter*" SRIM Co. ISBN 978-0-9654207-1-6, 2008.

[48] K. Shibata et al., "*JENDL-4.0 : A New Library for Nuclear Science and Engineering*" J. Nucl. Sci. Technol.,2011.

[49] K. Shibata et al., "*JENDL-4.0 : A New Library for Innovative Nuclear Energy Systems*" Proc. 2010 the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology (ND2010), J. Korean. Phys. Soc., 2011.

[50] O. Iwamoto et al., "*Covariance Evaluation for Actinide Nuclear Data in JENDL-4*" Proc. 2010 the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology (ND2010), J. Korean. Phys. Soc., 2011.

[51] G. Chiba, et al., "*JENDL-4.0 Benchmarking for Fission Reactor Applications*" J. Nucl. Sci. Technol., 2011.

[52] N.V. Kornilov et al. "*Neutron emission in fission*", Nuclear Physics A, 2007.

[53] M. Lorne et al., "*Temperature Dependence of Ion Mobilities in Helium, Neon, and Argon*", Physical review, 1957.

[54] P. Filliatre et al., "*Nombre moyen de paires électron-ion créées dans le gaz inter-électrodes d'une chambre à fission*", Note Technique CEA DEN, 2008.

[55] W. Shockley, *Currents to Conductors Induced by a Moving Point Charge*, Journal of Applied Physics, 1938.

[56] S. Ramo, *Currents Induced by Electron Motion*, Proceedings of the IRE, 1939.

[57] R. Daudel, "*Electronic Structure of Molecules 1st Edition : Diatomic Molecules, Small Molecules, Saturated Hydrocarbons, Conjugated Molecules, Molecules of Biochemical Interest*", Pergamon, 1966.

[58] M. Gabrysch et al., "*Electron and hole drift velocity in chemical vapor deposition diamond*", Jornal of applied physics, 109, 063719 (2011).

[59] C. Weiss et al., "*Ionization signals from diamond detectors in fast-neutron fields*", The european physical jornal A, 2016.

[60] S. Andriamonje et al., "*New neutron detector based on micromegas technology for ADS projects*", Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A, 2006.

[61] B. Geslot et al., "*Development and manufacturing of special fission chamber for in-core measurement requirements in nuclear reactor*", in Proceeding of the First International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications (ANIMMA), France, 2009.

[62] C. Jammes et al., "*Advantage of the area-ratio pulsed neutron source technique for ADS reactivity calibration*", Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A, 2006.

[63] C. Jammes et al., "*Comparison of reactivity estimations obtained from rod-drop and pulsed neutron source experiments*", Annals of Nuclear Energy, 2005.

[64] J. P. Trapp et al., "*High Temperature Fission Chambers : State-of-the-Art*", In-Core Instrumentation and Reactor Core Assessment. Proceedings of a Specialist Meeting, Japan, 1996.

[65] C. Jammes et al., "*Research Activities in Fission Chamber Modeling in Support of the Nuclear Energy Industry*", IEEE Transactions on Nuclear Science, 2010.

[66] F. Paschen, "*Sur la différence de potentiel nécessaire à la formation d'arc électrique dans de l'air, de l'hydrogène et du gaz carbonique sous différentes pressions*", Wied. Annales de physique, 1889.

[67] F.W Peek, "*Phenomenes Dielectriques dans la technique des Hautes Tensions*". Traduction par R. ACKERMAN, Delagrave Editions, Paris, 1924.

[68] W. Dunbar, "*High Voltage Design Guide for Airborn Equipment*", Boeing Aerospace Company, Seattles AD A029268, (1976).

[69] A. Kronig, "*Grundzüge einer Theorie der Gase*", Annalen der Physik und Chemie, 1856.

[70] R. Clausius, "*Ueber die Art der Bewegung, welche wir Wärme nennen*", Annalen der Physik und Chemie, 1857.

[71] J. N. Reddy, "*An Introduction to the Finite Element Method*", McGraw-Hill, 2006.

[72] Torres et al., "*Paschen law for Argon glow discharge*", Proceeding in LAPWPP, 2011.

[73] L. Ledernez et al., "*A modification Paschen law for argon*", Proceeding in ICPIG, 2009.

Liste des tableaux

1 Objectifs de performance du SMN.[8] 6

2 Paramètres des chambre à fission testées 14
3 Détail des types d'essais effectués sur les chambres à fission dans la section 2.4. . 16
4 Pourcentage connu et calculé, avec la méthode de discrimination mono-paramétrique basée sur le FWHM, des impulsions neutroniques et des DP obtenues avec la chambre CFHT N°2. 32
5 Pourcentage connu et calculé, avec la méthode de discrimination mono-paramétrique basée sur le FWHM, des impulsions neutroniques et des DP obtenues avec la chambre CFHT N°3. 32
6 Pourcentage calculé d'impulsions neutroniques et de DP obtenues avec la chambre CFHT N°2, en utilisant différents paramètres des impulsions, dans un échantillon de données connu. 37
7 Pourcentage calculé d'impulsions neutroniques et de DP obtenues avec la chambre CFHT N°3, en utilisant différents paramètres des impulsions, dans un échantillon de données connu. 37
8 Tableau récapitulatif des résultats obtenus pour les chambres CFHT N°2 et 3, en appliquant le schéma de la figure 29. Dans le tableau on trouve : l'algorithme utilisé, le nombre d'impulsions mixtes traitées, les résultats obtenus grâce à l'algorithme d'apprentissage généré pour les impulsions neutroniques et pour les impulsions de DP (en rouge) et les résultats attendus pour les impulsions neutroniques et les impulsions de DP (en vert). 39

9 Données d'entrée utilisées dans le code pour simuler l'impulsion neutronique sur la figure 54. 63
10 Données d'entrée fixes utilisées dans l'outil de calcul pour simuler l'impulsion neutronique dans les figures 56 et 55. 65
11 Données d'entrée utilisées dans le code pour simuler les impulsions neutroniques dans toutes les sections suivantes. 67

12 Données d'entrée utilisées dans le code pour simuler l'impulsion neutronique en figure 57. 67
13 Données d'entrée fixes utilisées dans le code pour simuler l'impulsion neutronique figure 58. 68
14 Données d'entrée fixes utilisées dans le code pour simuler l'impulsion neutronique figure 59. 69
15 Données d'entrée utilisées dans le code pour simuler l'impulsion neutronique sur la figure 63. 73

16 Chambre expérimentale : paramètres et contraintes. 81
17 Paramètres de la loi de paschen pour l'argon. 87
18 Incertitudes sur les résultats de la loi de Paschen en temperature. 89

Table des figures

1 Production mondiale d'énergie électrique en 2011 (Source AIE). 1
2 Principe du RNR-Na : ASTRID. 3
3 Principe de fonctionnement d'une chambre à fission [15]. 8
4 Section efficace de fission de l'uranium 235 en fonction de l'énergie de neutron incident. 9
5 Représentation d'une impulsion de courant. 10
6 Chaine d'acquisition. 11
7 Schéma de mesure de la variance en mode fluctuation. 12
8 Schéma simplifié d'une chambre à fission. 14
9 Schéma simplifié, pas à l'échelle, de la disposition des électrodes et des dépôts fissiles dans les CFHT N°2-5, à gauche, et dans la CFHT N°1, à droite. 15
10 Schéma simplifié de la connexion électrique câble-chambre dans une chambres à fission. 15
11 Impulsions neutroniques, à température ambiante, issues de la **CFHT N°2**, polarisée à sa tension nominale. 17
12 Histogrammes des deux paramètres, des cinq chambres testées, à leur tension de polarisation nominale (tableau 2), prises pour un total de 10000 impulsions neutroniques, à température ambiante, pour chaque chambre. 18
13 Histogramme bidimensionnel construit à partir des deux histogrammes dans la figure 12. . . . 19
14 Histogrammes des deux paramètres, des cinq chambres testées, à leur tension de polarisation nominale, prises pour un total de 10000 impulsions de DP, à $650^{\circ}C$, pour chaque chambre. . . 20
15 Histogramme bidimensionnel construit à partir des deux histogrammes dans la figure 14. . . . 21
16 Évolution de la fréquence d'apparition de DP issues de la **CFHT N°3**, polarisée à 400V, en fonction de la température. 22
17 Figure explicative de la méthode PRPD. 23
18 Motifs acquis grâce à la méthode PRPD pour des DP à 650°C dans la (CFHT N°1), en présence d'une augmentation progressive de la tension alternative à une fréquence de 50 Hz. Les données présentées ont été recueillies sur une durée de 2 minutes pour chaque mesure. 24
19 Schéma des positions de **CFHT N°2** dans le four tubulaire pendant les expériences de gradient de température. 25

20 Signaux moyens résultant des décharges partielles obtenus pour chaque configuration présentée sur la figure 19. 26
21 Schémas simplifiés des trois dispositifs testés : (a) chambre complète ; (b) connexion électrique avec jonctions câble et chambre ; (c) connexion électrique avec jonction câble. chambres de la connexion électrique câble-chambre dans une chambres à fission. 27
22 Comparaison de la forme moyenne des DP dans différentes chambres à 600°C et 400V sans source de neutrons pour 2 pressions de remplissage différentes. 28
23 Nombre des DP en fonction du temps, sans source de neutrons, à 600°C et 400V. 29
24 Schéma simplifié d'une chambre à fission avec sa connexion électrique câble chambre avec, en rouge, la localisation préférentielle de DP. 30
25 Histogrammes de la largeur à mi-hauteur (FWHM), des chambres CFHT N°2 et 3, à leur tension de polarisation nominale. 31
26 Illustration des paramètres choisis pour la caractérisation des impulsions issues des chambres à fission. 33
27 Histogrammes des six paramètres des impulsions, sur les données de la chambre CFHT N°2, dans lesquels nous avons : impulsions totales (en bleu), impulsions de DP (en rouge) et impulsions de neutrons (en vert). 35
28 Histogrammes des six paramètres des impulsions, sur les données de la chambre CFHT N°3, dans lesquels nous avons : impulsions totales (en bleu), impulsions de DP (en rouge) et impulsions de neutrons (en vert). 36
29 Schéma de la méthode de construction du modèle et d'évaluation des résultats à partir des données enregistrées sur les chambres CFHT N°2 et 3. 38
30 Schéma récapitulatif des étapes à suivre pour construire un modèle discriminant, pour une chambre à fission donnée, capable de discriminer, en temps rée,l les impulsions neutroniques de celles dues aux DP dans un réacteur nucléaire. 41
31 Courbe de Paschen pour l'argon, en bleu, et pour le xenon, en rouge. 42
32 Mesure de la puissance du réacteur expérimental ISIS par la chambre à fission **CFHT N°6**, contenant le xénon, en mode impulsion (en rouge), en mode fluctuation K2 (en noir) et en mode fluctuation K3 (en vert). La puissance calculée à partir de la chambre à fission testée est comparée avec le calcul de la puissance du réacteur expérimental effectué grâce à une chambre d'ionisation de référence utilisée en mode courant, en bleu sur la figure. 43
33 Mesure de la puissance du réacteur expérimental ISIS par la chambre à fission **CFHT N°4**, contenant l'argon, en mode impulsion (en rouge), en mode fluctuation K2 (en noir) et en mode fluctuation K3 (en vert). La puissance calculée à partir de la chambre à fission testée est comparée avec le calcul de la puissance du réacteur expérimental effectué grâce à une chambre d'ionisation de référence utilisée en mode courant, en bleu sur la figure. 44

34 Schéma général de l'outil de simulation. 48

35 Schéma des blocs dans l'outil de calcul. 49
36 Schéma simplifié de la chambre à fission simulée. 50
37 Entrée et sortie du modèle de calcul du champ électrique. 51
38 Entrée et sortie du modèle de génération des Produits de fission. Avec JENDL le "Japanese Evaluated Nuclear Data Library", $v_{PF,i}$ la vitesse initiale du produit de fission, et α et β les angles de déplacement du produit de fission. 52
39 Schéma de fonctionnement du modèle de génération de produits de fission. 53
40 Fission Product Yield VS Nombre de masse. Pour deux cas : 25.3 meV et 500 keV 54
41 Entrée et sortie du modèle des déplacements de produits de fission dans la couche de matière fissile. 54
42 Données SRIM du pouvoir d'arrêt total en fonction de l'énergie d'un ion de palladium dans une couche de matière fissile (U_3O_8). 56
43 (Histogramme du pourcentage de perte d'énergie dans une couche de matière fissile de 1.2μm, par 50000 produits de fission simulés dans l'outil de calcul avec, pour chacun, différentes positions initiales, énergies initiales et trajectoires. 57
44 Entrée et sortie dans le modèle des déplacements de produits de fission dans le gaz. 57
45 Donnes SRIM des pouvoir d'arrêt (total, électronique et nucléaire) en fonction de l'énergie d'un ion de palladium dans l'argon à 9 bar. 58
46 Vecteur de l'énergie électronique perdue par le produit de fission par rapport à la position de cette perte sur l'axe des x. 59
47 Entrée et sortie dans le modèle de génération de paires électron-ion dans le gaz de remplissage. 59
48 Nombre de paires générées par rapport à la position de cette perte sur l'axe des x. 60
49 Histogramme du nombre de paires générées par 1000 produits de fission différents simulés dans l'outil de calcul. 60
50 Entrée et sortie dans le modèle de déplacement des électrons dans le gaz de remplissage. 61
51 Données expérimentales et interpolation polynomiale de la vitesse de dérive des électrons dans l'argon en fonction du champ réduit (rapport entre le champ électrique et la pression du gaz). . 62
52 Données expérimentales et interpolation polynomiale de la vitesse de dérive des électrons dans le xénon en fonction du champ réduit (rapport entre le champ électrique et la pression du gaz). 62
53 Entrée et sortie dans le modèle de construction de l'impulsion de courant. 63
54 Impulsion neutronique simulée avec les données d'entrée du tableau 9 et la géométrie illustrée en figure 36. 64
55 Comparaison, entre trois pas de temps différents utilisés pour suivre le déplacement des produits de fission dans le gaz, pour : l'impulsion neutronique moyenne (a), l'histogramme des FWHM des impulsions (b) et l'histogramme des amplitudes (c) des 1000 impulsions issues d'une chambre à fission simulée avec de l'argon en tant que gaz de remplissage avec une tension d'alimentation de 400V,$\Delta t_e = 1$ns. 65

56 Comparaison, entre trois pas de temps différents utilisés pour suivre le déplacement des électrons dans le gaz, pour : l'impulsion neutronique moyenne (a), par l'histogramme des FWHM (b) et par l'histogramme des amplitudes (c) des 1000 impulsions issues d'une chambre à fission simulée avec de l'argon en tant que gaz de remplissage avec une tension d'alimentation de 400V, $\Delta t_{PF} = 10$fs. 66
57 Comparaison, entre trois chambres à fission simulées avec différentes pressions de gaz de remplissage, de l'impulsion neutronique moyenne (a), l'histogramme des FWHM des impulsions (b) et l'histogramme des amplitudes des impulsions (c) ; dans une chambre à fission simulée avec des paramètres fixés comme dans le tableau 12. 68
58 Comparaison, entre trois chambres à fission simulées avec différentes tension d'alimentation, de l'impulsion neutronique moyenne (a), l'histogramme des FWHM des impulsions (b) et l'histogramme des amplitudes des impulsions (c) ; dans une chambre à fission simulée avec des paramètres fixés comme dans le tableau 13. 69
59 Comparaison, entre trois chambres à fission simulées avec différentes tension d'alimentation, de l'impulsion neutronique moyenne (a), l'histogramme des FWHM des impulsions (b) et l'histogramme des amplitudes des impulsions (c) ; dans une chambre à fission simulée avec des paramètres fixés comme dans le tableau 14. 69
60 Schéma simplifié de la chambre à fission, isolée par du diamant, simulée ; avec en gris les électrodes, en jaune le diamant polycristallin et en rouge la matière fissile (U_3O_8). 70
61 Données SRIM des pouvoirs d'arrêt (total, électronique et nucléaire) en fonction de l'énergie d'un ion de palladium dans une épaisseur de diamant polycristallin. 71
62 Données expérimentales [58] et interpolations polynomiales des vitesses de dérive des électrons et des trous dans une épaisseur de diamant polycristallin en fonction du champ électrique. . . . 72
63 Impulsion neutronique simulée, issue d'une chambre à fission avec une épaisseur de diamant à la place du gaz de remplissage et calculée avec les données d'entrée du tableau 9. 73

64 Courbe de Paschen pour l'argon à température ambiante. 77
65 Comparaison des corrections de Peek et Dunbar de la loi de Paschen à 400°C, avec la courbe standard de Paschen à température ambiante 78
66 Schema 3D de la chambre expérimentale conçue pour tester la loi de Paschen à hautes températures et différentes pressions. 80
67 Schéma électrique utilisé pour mener l'expérience sur la loi de Paschen. 82
68 Courbe de Paschen présentant la tension de claquage calculée à température ambiante pour l'argon, en fonction de $P \cdot d$ et en fonction de $N \cdot d$. 83
69 Simulation de champ électrique, à travers un élément fini, en géométrie sphère-sphère, avec une distance inter-électrodes de $616\mu m$ et un diamètre de sphère de $1,6cm$. 84
70 Zoom de la figure 69, entre $\pm 1mm$ en ordonnée et de zéro à $2mm$ en abscisse. 84

71 Variation de la distance inter-électrodes en fonction de la variation de température calculée à l'aide d'un modèle, basée sur la dilatation linéaire en tenant compte de la géométrie complète de la chambre expérimentale ainsi que des différents matériaux impliqués (ligne bleue) et des points expérimentaux obtenus par des tests de laboratoire (cercles rouges). 86
72 Courbe de Paschen pour l'argon à température ambiante, obtenue en utilisant les equations 14 et les valeurs sur le table 17 (courbe bleue) à comparer avec les points expérimentaux obtenus en faisant varier la densité de gaz dans la chambre expérimentale à température ambiante avec deux distances inter-électrodes (carres et croix) et avec les points expérimentaux issus de la littérature [72] [73] (cercles et diamants). 87
73 Résultats sur l'effet de l'augmentation de la température sur la tension de claquage pour l'argon entre la température ambiante et 400°C. 88
74 Résultats sur l'effet de l'augmentation de la température sur la tension de claquage pour l'argon, avec barres d'erreur, à température ambiante (carrés bleus) et à 400°C (cercles noirs). 89
75 Représentation schématique de la distribution de Maxwell de vitesse des électrons libres dans le gaz avec des détails sur la vitesse de dérive et sur la densité des électrons libres responsables de l'avalanche. 90
76 Histogrammes de la largeur à mi-hauteur, à 20°C (bleu) et à 650°C (rouge), des impulsions créées par une chambre à fission remplie d'argon à 3.5 bars. 91

université PARIS-SACLAY
ÉCOLE DOCTORALE
Physique et ingénierie : électrons, photons, sciences du vivant (EOBE)

Titre : Etude des décharges partielles dans une chambre à fission haute température

Mots clés : chambre à fission, haute température, décharge partielle, réacteur nucléaire rapide refroidi au sodium, effet de point triple, loi de Paschen.

Résumé : Le Commissariat à l'Energie Atomique et aux Energies Alternatives (CEA) a en charge la conception d'un réacteur à neutrons rapides de quatrième génération.
L'instrumentation neutronique de ce futur réacteur s'appuiera sur des chambres à fission placées en cuve. Ces chambres à fission à haute température (CFHT) devront fonctionner à pleine puissance à une température comprise entre 400°C et 650°C.
Un bilan récent de la technologie CFHT a révélé que certains points sont à améliorer afin d'en garantir une plus grande fiabilité.
En particulier, on recherche une meilleure compréhension du phénomène de décharges partielles. Celles-ci engendrent des impulsions non discernables de celles produites par les fragments de fission du dépôt fissile. Par ailleurs, elles pourraient accélérer le vieillissement des isolants minéraux.
En s'appuyant sur une démarche expérimentale et théorique, ce travail de thèse a apporté plusieurs résultats.
Les tests sur les différentes chambres à fission ont permis de caractériser les signaux de DP, vis à vis des signaux neutroniques et de trouver une méthode efficace de discrimination DP-neutron.
De la même manière, les signaux DP ont été localisés et une solution technologique a été proposée et mise en œuvre avec succès pour les éliminer.
Un outil de calcul pour la simulation des impulsions neutroniques a été conçu et testé avec succès.
Une expérience sur l'effet de la température sur la courbe de Paschen, dans un volume de gaz fermé, a été conçue et réalisée en donnant les premiers résultats intéressants.

Title: Study of partial-discharge-induced pulses in high temperature fission chambers

Keywords: Fission chamber, high temperature, partial discharge, sodium-cooled fast reactors, triple point effect, Paschen's law.

Abstract : The Commission for Atomic and Alternative Energy (CEA) is in charge of the fourth generation fast neutron reactor design.
The instrumentation for neutron flux measurement of this future reactor will be based on fission chambers placed in-core. These high temperature fission chambers (HTFC) will have to operate at full reactor power, and thus at a temperature between 400°C and 650°C.
A recent review of HTFC technology has revealed that some points need improvement to ensure greater reliability.
In particular, a better understanding of the phenomenon of partial discharges (PD), which are observed in the fission chambers at high temperature, is needed. These PD pulses are indistinguishable from those produced by the products of fission caused by collision with neutrons with the fissile deposit within the chambers.
In addition, they could accelerate aging of the ceramic insulators used in the chambers.
Based on both experimental and theoretical approaches, this PhD work found several results.
Tests on different fission chambers made it possible to characterize the DP signals vis-a-vis the neutron signals and to find an operational DP-neutron discrimination method. The DP signals were localized and a technological solution was proposed and successfully implemented to eliminate them.
A calculation tool for neutron pulse simulation was also designed and tested successfully.
An experiment on the effect of temperature on the Paschen curve, in a closed gas volume, was designed and carried out giving initial interesting results.

Université Paris-Saclay
Espace Technologique / Immeuble Discovery
Route de l'Orme aux Merisiers RD 128 / 91190 Saint-Aubin, France