



HAL
open science

Génération et propagation de champs électromagnétiques dans des gaz et diélectriques irradiés

Maxime Ribière

► **To cite this version:**

Maxime Ribière. Génération et propagation de champs électromagnétiques dans des gaz et diélectriques irradiés. Physique [physics]. Université de Toulouse III Paul Sabatier, 2020. tel-03120605

HAL Id: tel-03120605

<https://theses.hal.science/tel-03120605>

Submitted on 25 Jan 2021

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.



RAPPORT D'ACTIVITES DE RECHERCHE



en vue de l'obtention de

L'HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

Délivrée par l'**Université de Toulouse III Paul Sabatier**

Discipline **Génie Electrique**

Spécialité **Physique des Plasmas**

Présentée et soutenue par Maxime Ribière

le 5 novembre 2020

Titre

**Génération et propagation de champs électromagnétiques dans des
gaz et diélectriques irradiés**

Jury

Nelly Bonifaci	Chargée de recherche CNRS au GE2Lab, Grenoble	Rapporteur
Ahmed Rhallabi	Professeur à l'Université de Nantes	Rapporteur
Frédéric Wrobel	Professeur à l'Université de Montpellier	Rapporteur
Mohammed Yousfi	Directeur de recherche émérite au LAPLACE, Toulouse	Parrain
Olivier Eichwald	Professeur à l'Université de Toulouse	Président

Ecole doctorale : **Génie Electrique Electronique Télécommunications**

Unité de recherche : **Laboratoire Plasmas et Conversion d'Energie, UMR 5213 CNRS, UPS**

Génération et propagation de champs électromagnétiques dans des gaz et diélectriques irradiés

Résumé

Les travaux de recherche restitués dans ce document ont été effectués sur la période [2010 – 2020] au CEA-Gramat, et traitent des effets des rayonnements ionisants sur les systèmes électroniques. Plus précisément, des études ont été menées sur la génération et la propagation de champs électromagnétiques induits par l'interaction de flux de rayonnements ionisants intenses avec des milieux gazeux et diélectriques. Les applications concernées par ces études portent sur la vulnérabilité de systèmes électroniques (militaires et civils) soumis à des flux de rayonnements ionisants pouvant être d'origine naturelle (comme l'environnement spatial) ou nucléaire. Les effets produits par ces contraintes sur les systèmes électroniques sont quantifiés par simulations numériques hautes performances au moyen des codes de calculs Monte-Carlo et Maxwell-Vlasov Particle-In-Cell fonctionnant sur les supercalculateurs en service au CEA/DAM. Les résultats de ces simulations numériques sont comparés à des mesures de grandeurs radiatives et électromagnétiques obtenues à l'issue de la mise en œuvre de grands instruments de physique expérimentale, plus précisément des générateurs de Marx et des accélérateurs linéaires. Une part importante de ces travaux a donc consisté à quantifier les termes sources produits par ces générateurs d'une part, ainsi qu'à développer les diagnostics permettant l'analyse des phénomènes d'interaction champs / milieux ionisés d'autre part. Des modèles ont été développés pour prendre en compte les phénomènes non-linéaires induits par l'irradiation à haut flux de gaz et de diélectriques. Les perspectives associées à ces travaux portent sur le couplage de ces modèles avec les codes de transport Particle-In-Cell hautes performances du CEA/DAM.

Remerciements

Je remercie chaleureusement toutes les personnes du CEA/Gramat et CEA/CESTA avec qui j'ai eu l'occasion de travailler au cours de ces dix dernières années. Les travaux résumés dans ce mémoire n'auraient pu être effectués sans les échanges très motivants avec les ingénieurs, chercheurs et techniciens en charge de la mise en œuvre des expérimentations d'une part et des codes de calcul d'autre part. Je remercie également les personnes impliquées dans la gestion administrative des projets associés à ces travaux.

Je remercie l'UM NBC de la Direction Générale de l'Armement, ainsi que la région Occitanie pour avoir soutenu sur le plan technique et financier les études effectuées.

Je remercie Mohammed Yousfi, directeur de recherche émérite au Laboratoire PLAsmas et Conversion d'Energie de l'université de Toulouse pour avoir accepté de me parrainer en vue de l'obtention de l'habilitation à diriger des recherches, ainsi que pour tous les éléments scientifiques qu'il m'a transmis et qui m'ont été précieux pour l'analyse des plasmas hors équilibre.

Je remercie Mme Nelly Bonifaci, chargée de recherche du CNRS au GE2Lab à Grenoble, M. Ahmed Rhallabi, professeur des universités à l'université de Nantes et M. Frederic Wrobel, professeur des universités à l'université de Montpellier d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce mémoire. Je remercie également Olivier Eichwald, professeur des universités à l'université de Toulouse et directeur du LAPLACE, d'avoir accepté de participer au jury et pour son implication active dans les travaux des thèses que nous avons co-encadrées.

Sommaire

Introduction	6
Chapitre I : Description des effets des rayonnements ionisants sur les systèmes électroniques	11
I.A. Les différents environnements radiatifs	11
I.A.1. L'environnement nucléaire	11
I.A.2. L'environnement spatial	11
I.A.2.a. Les ceintures de radiation (ou ceintures de Van Allen)	11
I.A.2.b. L'activité solaire	12
I.A.2.c. Le rayonnement cosmique	12
I.A.2.d. Les neutrons atmosphériques	12
I.A.3. L'environnement associé aux installations industrielles et de laboratoire	12
I.B. Les processus d'interaction particules / matière	13
I.B.1. Interactions électroniques	13
I.B.1.a. Le rayonnement de freinage (Bremsstrahlung)	13
I.B.1.b. L'ionisation collisionnelle	13
I.B.2. Interactions photoniques	13
I.B.2.a. L'émission spontanée	13
I.B.2.b. L'effet Auger	13
I.B.2.c. L'effet Photoélectrique	14
I.B.2.d. L'effet Compton	14
I.B.2.e. La génération de paires électrons-positrons	14
I.C. Les phénomènes induits par interaction particules / systèmes électroniques	14
I.C.1. Interactions rayonnements / composants électroniques	14
I.C.1.a. Les effets de débit de dose	14
I.C.1.b. Les effets de dose cumulée	15
I.C.1.c. Les effets de déplacement	15
I.C.1.d. Les effets singuliers	15
I.C.2. Interactions rayonnements / systèmes électroniques	15
I.C.2.a. Les effets SGEMP (System Generated ElectroMagnetic Pulse) externes	16
I.C.2.b. Les effets SGEMP internes	17
I.C.2.c. Les effets SGEMP sur câbles	17
I.C.2.d. Les effets ECEMP (Electron Caused ElectroMagnetic Pulse)	17
Chapitre II : Quantification des termes sources radiatifs produits par les moyens expérimentaux	18
II.A. Le générateur ASTERIX (Appareil de Simulation Transitoire des Effets des Rayonnements Ionisants X)	18
II.A.1. ASTERIX en mode photons	19
II.A.2. ASTERIX en mode électrons	23
II.A.3. ASTERIX en mode diode SMP (Self Magnetic Pinch)	24
II.B. Le générateur LTD (Linear Transformer Device) 1 MV	26
II.C. Le générateur MBS (Modular Bremsstrahlung Spectrum)	29
II.D. L'accélérateur ORIATRON	33
Chapitre III : Quantification des champs électromagnétiques produits par l'interaction de rayonnements ionisants avec des systèmes électroniques	36
III.A. Quantification des effets SGEMP produits par le générateur ASTERIX	36

III.A.1. Champs EM induits par le rayonnement X généré par ASTERIX en mode photons	36
III.A.2. Contraintes radiatives et électromagnétiques sur un circuit électronique, induites par le rayonnement X généré par ASTERIX en mode photons	39
III.A.3. Contraintes électromagnétiques sur un circuit électronique, induites par une onde plane	41
III.A.4. Quantification des effets SGEMP sur carte	42
III.B. Quantification des champs SGEMP produits par le générateur LTD 1 MV	44
III.C. Quantification des effets SGEMP sur câble produits par le générateur MBS	47
III.D. Quantification des effets ECEMP produits par l'accélérateur ORIATRON	55
III.D.1. Calculs des termes sources ECEMP	55
III.D.2. Etude du couplage ECEMP sur des systèmes électroniques	57
Chapitre IV : Modélisation de gaz et diélectriques irradiés par flux intense de photons et d'électrons énergétiques	60
IV.A. Modélisation de la chimie de l'air sous irradiation	60
IV.A.1. Modélisation de plasmas d'air sans collisions à pression réduite	60
IV.A.2. Détermination de la conductivité électrique de plasmas d'air à pression réduite	66
IV.A.3. Modélisation détaillée de la cinétique chimique de plasmas d'air hors-équilibre	70
IV.A.4. Développement d'un modèle réduit de cinétique chimique de plasmas d'air	73
IV.B. Modélisation des effets ECEMP	79
IV.C. Modélisation de la conductivité radio-induite des diélectriques des câbles	85
IV.D. Modélisation de plasmas thermiques produits par flux d'électrons intenses	88
Conclusion	97
Perspectives	98
Références	103

Introduction

Ce manuscrit d'habilitation à diriger des recherches décrit les travaux effectués sur la période [2010 – 2020] menés à la Direction des Applications Militaires (DAM) du Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives (CEA), dans le domaine de l'interaction des rayonnements ionisants avec des systèmes électroniques. Les thèmes de recherche développés dans ce manuscrit ont été validés à l'issue de la rédaction de projets d'études amont, financés par la Direction Générale de l'Armement (DGA).

Ces travaux ont suivi un post-doc effectué entre 2008 et 2010 sous la direction de Stéphane Sebban au Laboratoire d'Optique Appliquée (ENSTA, CNRS, Polytechnique) et Sylvie Jacquemot au Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (CEA, CNRS, Polytechnique) situés à Palaiseau. Une des spécialités de ces laboratoires concerne la production et la caractérisation de sources de rayonnements secondaires induites par interaction d'impulsions laser femtosecondes de classe 100 TW, focalisés sur des cibles solides ou gazeuses. Ainsi, des rayonnements X cohérents ont été générés et caractérisés [Int.1-Int.6]. Plus précisément, l'objectif de ces travaux de post-doc était d'étudier la faisabilité de la production de rayonnement X cohérent par inversion de population générée par photo-ionisation des couches internes des atomes constitutifs de gaz légers (Ne, N₂) [Int.7-Int.8].

Ce post-doc a été précédé par une thèse de doctorat effectuée entre 2005 et 2008 au COMPLEXE de Recherche Interprofessionnel en Aérothermochimie à Rouen (CNRS, Faculté des sciences de Rouen) sous la direction Bruno Chéron. L'objectif de ces travaux était de développer la technique LIPS (Laser Induced Plasma Spectroscopy) pour des applications environnementales, notamment pour l'analyse de la composition chimique de déchets ultimes issus d'incinérateurs. Plus précisément, les travaux ont porté sur l'analyse par spectrométrie optique d'émission et d'absorption de la relaxation de plasmas métalliques produits par impulsions laser nanosecondes [Int.9-Int.15]. Durant cette thèse deux stagiaires de L3 ont été encadrés. Le premier stage portait sur la mesure de spectres atomiques et moléculaires obtenus par ablation laser de cibles en aluminium à la pression atmosphérique. Le deuxième stage concernait l'étude numérique de la thermalisation de particules ablatées par méthode Monte-Carlo.

Le CEA/DAM est chargé de missions au service de la défense et de la sécurité dans différents domaines : les têtes nucléaires de la dissuasion, les réacteurs nucléaires pour la propulsion des sous-marins et porte-avions, la lutte contre la prolifération nucléaire et le terrorisme. Dans le cadre de ces missions, le centre de Gramat a pour objectifs d'évaluer la vulnérabilité des systèmes d'armes aux agressions d'origines nucléaires et conventionnelles d'une part, et de contribuer au durcissement de ces systèmes vis-à-vis de différentes agressions d'autre part.

Pour réaliser ces objectifs, le CEA/DAM s'est engagé depuis plusieurs dizaines d'années dans une démarche de garantie par simulations numériques hautes performances (ou HPC pour High Performance Computation), couplées à des validations par des mesures effectuées à l'issue de la mise en œuvre de grands instruments de physique expérimentale. Pour réaliser ses objectifs, le centre de Gramat dispose d'accès privilégiés à des calculateurs hautes performances, ainsi qu'à des moyens expérimentaux uniques dans les domaines de la sollicitation dynamique des matériaux (générateurs de pressions impulsives intenses), de l'électromagnétisme (grands simulateurs

d'impulsions électromagnétiques) et des rayonnements ionisants (générateurs X impulsionnels et accélérateur linéaire d'électrons dans le domaine du MeV).

Ainsi, dans le cadre d'une étude de vulnérabilité ou de durcissement, le CEA/Gramat a pour tâche principale de prédire l'effet d'une contrainte incidente (mécanique, électromagnétique ou radiative) sur un système par la simulation numérique, validée par des expérimentations. Dans cette démarche de garantie par la simulation, chaque grandeur physique calculée doit être associée à une incertitude.

Si les capacités des moyens expérimentaux permettent de produire le niveau de contrainte spécifié sur le système sous test, la comparaison expériences / calculs permet de valider la chaîne de simulations, et d'attribuer une incertitude sur l'effet calculé, qui dépend de l'incertitude liée à la détermination de la contrainte incidente, de la modélisation du système (niveau de détail des géométries prises en compte, connaissance des caractéristiques physiques des matériaux) et de la résolution numérique du système d'équation (dimension et forme des mailles).

Pour quantifier ces incertitudes, il est nécessaire d'effectuer une étude paramétrique en fonction des caractéristiques du système sous test (géométrie, matériaux) et de la contrainte incidente (flux, spectre). Cette démarche justifie clairement le recours à la simulation numérique haute performance, permettant de compléter des expérimentations physiques par des expérimentations numériques, moins coûteuses et plus nombreuses. Cela permet de mieux comprendre les phénomènes physiques impliqués lors de l'interaction, afin de proposer des solutions de protections adéquates en termes de coût, encombrement, poids... Ainsi, la simulation numérique haute performance est incontournable pour la quantification des contraintes sur des grands systèmes : bâtiments, avions, navires...

Néanmoins, l'extrapolation à des contraintes plus élevées que celles accessibles par les moyens expérimentaux nécessite la prise en compte de phénomènes non-linéaires dans les calculs, pouvant être décrits uniquement à une échelle physique différente de celle traitée par le système d'équations résolu par le code de calcul haute performance. Cela implique le développement de modèles de physique d'une part, et leur intégration dans les codes de calcul haute performance d'autre part.

Les travaux de recherche décrits dans ce manuscrit portent sur les effets électromagnétiques (EM) induits par l'interaction de rayonnements ionisants (RI) avec des systèmes électroniques, en tenant compte des non-linéarités induites à haut flux. Cette problématique concerne les contextes suivants :

- i)* la vulnérabilité des systèmes électroniques civils ou militaires aux effets des armes nucléaires,
- ii)* le vieillissement de l'électronique des satellites soumise à l'environnement spatial,
- iii)* les perturbations électromagnétiques et radiatives générées par des grands instruments de physique expérimentale et des installations industrielles.

La démarche de garantie des contraintes par la simulation numérique mise en œuvre est la suivante :

- i)* la maîtrise des termes sources produits par les générateurs de rayonnements X et électrons,
- ii)* le calcul haute performance de l'interaction de ces termes sources avec les systèmes sous test et leur comparaison avec les mesures,
- iii)* le développement de modèles, permettant la prise en compte de phénomènes non-linéaires,
- iv)* l'extrapolation par calcul, de l'interaction de la contrainte spécifiée avec le système sous test, tenant compte des effets non-linéaires pris en compte par les modèles.

Ainsi, la démarche décrite ci-dessus nécessite des collaborations étroites entre les personnes en charge de la mise en œuvre des moyens expérimentaux et des diagnostics associés, les personnes mettant au point les modèles de physique, et les personnes en charge des développements numériques.

Les deux premières étapes de la démarche décrite ci-dessus, permettent d'effectuer une première comparaison expériences / calculs pour des niveaux de contraintes limités par les capacités des moyens expérimentaux. Ces capacités maximales sont les flux et les spectres des rayonnements X ou des électrons générés.

Comme mentionné précédemment, les calculs hautes performances mettent en œuvre la résolution numérique d'un système d'équations précis (équations de Maxwell pour le transport des champs EM, ou équation de Boltzmann et Planck pour le transport de particules). Ces équations imposent l'échelle de description des phénomènes physiques. Par conséquent, la prise en compte de phénomènes pouvant être décrits uniquement à une échelle différente de celle du système d'équations constitutif du code de calcul haute performance nécessite le développement de modèles, afin de permettre le couplage entre les différentes échelles physiques.

Deux problématiques se posent et doivent être résolues. D'une part il est nécessaire de déterminer l'échelle physique de la modélisation pertinente pour décrire précisément les phénomènes, et d'autre part de développer des collaborations avec les équipes en charge du fonctionnement du code de calcul haute performance pour assurer la faisabilité de l'intégration numérique de ces modèles. Aussi, un compromis doit être trouvé entre la finesse du modèle et le coût de calcul que l'utilisateur peut assumer.

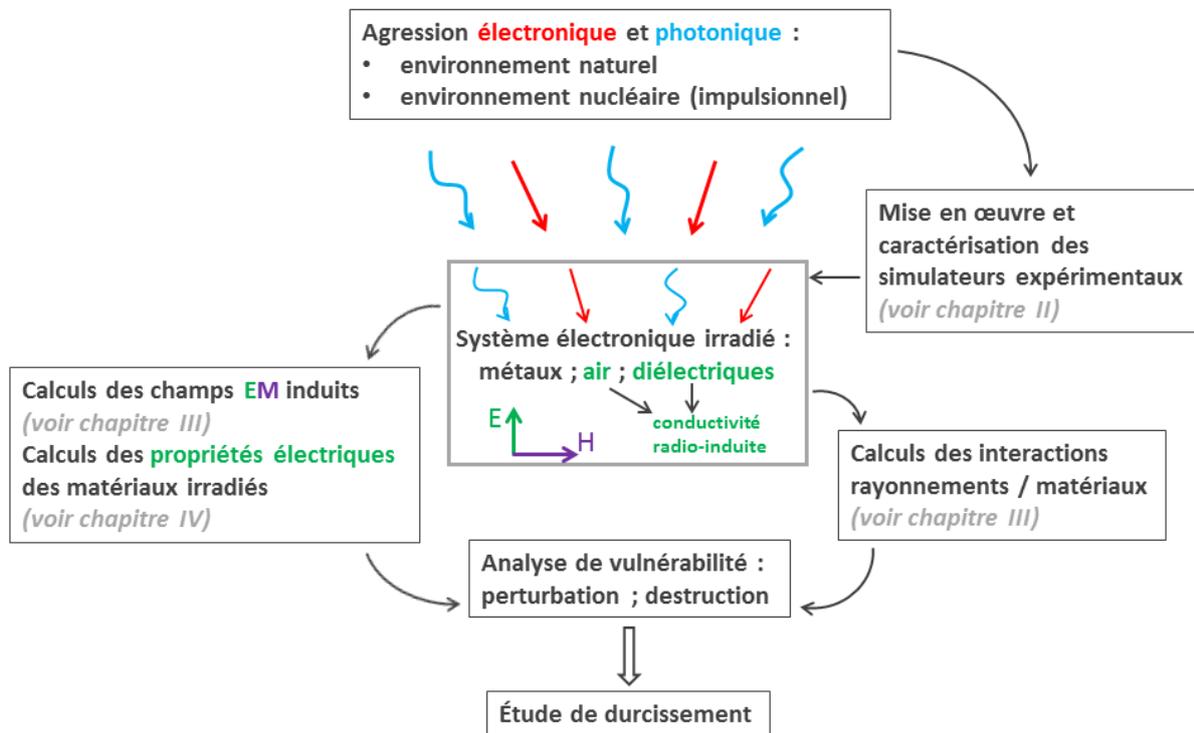
Pour les applications décrites dans ce manuscrit, les contraintes générées par les moyens expérimentaux et les effets EM induits par ces contraintes sur les systèmes électroniques sont calculés par une suite constituée de deux codes de calcul :

- i)* le code de transport de rayonnements MCNP (Monte-Carlo N- Particles), basé sur la méthode Monte-Carlo, développé et maintenu par le Los Alamos National Laboratory [\[Int.16\]](#),
- ii)* le code Maxwell-Vlasov SOPHIE développé et maintenu sur le supercalculateur TERA par le CEA/CESTA [\[Int.17\]](#). Ce code résout le transport des champs et des particules chargées par la résolution couplée des équations de Maxwell et de la force de Lorentz.

Le code MCNP calcule le transport des électrons, photons et neutrons ainsi que les particules secondaires produites, mais ne tient compte ni du couplage entre les particules chargées et les champs électromagnétiques, ni de la cinétique chimique induite par les particules se propageant dans les matériaux. Le code Maxwell-Vlasov calcule le transport des champs EM et des particules chargées. Ce type de modélisation est limité à la description des plasmas totalement ionisés et sans collisions.

Ainsi, les phénomènes d’ionisation dans les gaz et les diélectriques et la cinétique chimique induite ne peuvent être modélisés ni par une approche Monte-Carlo, ni par une approche Maxwell-Vlasov et justifie le développement de modèles. Les développements de ces modèles sont effectués par comparaison entre des calculs, et des résultats d’expériences mettant en œuvre des contraintes radiatives élevées sur les éléments susceptibles d’être le siège d’effets non-linéaires : matériaux diélectriques, volumes pressurisés, éléments métalliques possédants des faibles rayons de courbure... Dans un premier temps, des mesures de grandeurs physiques induites par cette interaction (champs EM, dose, température, vitesse de déplacement de matière...) doivent être effectuées puis restituées par le modèle. Dans un deuxième temps, la prise en compte de ce modèle dans la simulation numérique haute performance permet de prédire l’effet sur le système dans son ensemble.

L’organigramme ci-dessous illustre la démarche de quantification des contraintes qui a été suivie.



Le plan du manuscrit décrivant cette démarche de garantie des contraintes par la simulation numérique est le suivant :

- I. dans le premier chapitre, les phénomènes physiques impliqués dans l’interaction rayonnements ionisants / systèmes électroniques sont décrits,

- II. le deuxième chapitre est consacré à la quantification des termes sources radiatifs produits par les moyens expérimentaux,
- III. le troisième chapitre présente les méthodes pour quantifier les champs électromagnétiques produits par l'interaction de rayonnements ionisants (décrits dans le chapitre II) avec des systèmes électroniques. Dans ce chapitre III, une partie des résultats a été obtenue dans le cadre du stage de master 2 de Stéphane Demarquay d'une part, et d'autre part, dans le cadre d'un contrat à durée déterminée à objet défini d'une durée de trois années avec Francois de Gaufridy de Dortan.
- IV. le quatrième chapitre porte sur l'élaboration de modèles pour le calcul de la génération et propagation de champs EM dans des gaz et diélectriques irradiés à haut flux. Dans ce chapitre IV, une partie des résultats a été obtenue dans le cadre du stage de master 2 et de la thèse de doctorat de Tristan Gouriou d'une part, ainsi que dans le cadre de la thèse de doctorat de Mélissa Maulois d'autre part. Ces deux thèses ont été effectuées en collaboration avec le Laboratoire PLAsma et Conversion d'Energie (LAPLACE) à Toulouse (Paul Sabatier) sous la direction de Mohammed Yousfi et Olivier Eichwald. Ces thèses ont été cofinancées par la région Occitanie.

A l'exception du premier chapitre qui donne des éléments qualitatifs sur l'interaction rayonnements ionisants / systèmes électroniques, faisant ainsi office d'annexe pour les non-initiés, chaque chapitre présentera : l'état de l'art concernant la thématique abordée, l'identification des lacunes, l'apport des diagnostics mis en œuvre, les simulations numériques hautes performances, les collaborations mises en œuvre et la production scientifique.

Enfin, la conclusion reprendra les principaux résultats et les perspectives envisagées seront présentées.

Chapitre I : Description des effets des rayonnements ionisants sur les systèmes électroniques

L'objectif de ce premier chapitre est de décrire les différents phénomènes physiques impliqués dans l'interaction mettant en œuvre un flux de rayonnements ionisants (RI) et un système électronique. Dans une première partie, les différents environnements radiatifs seront recensés, dans une deuxième partie, les processus physiques impliqués dans l'interaction particules / matière seront décrits. Dans une troisième partie, les phénomènes impliqués dans l'interaction rayonnements / composants et rayonnements / systèmes électroniques seront présentés.

I.A. Les différents environnements radiatifs

Ce paragraphe est dédié à la description des différents environnements radiatifs justifiant les études de vulnérabilité et de durcissement des systèmes électroniques. Plus de détails sont disponibles dans les références [I.1-I.2].

I.A.1. L'environnement nucléaire

Lors d'une explosion nucléaire, l'énergie est libérée sous forme de rayonnement X (~75%), de neutrons (~1.5 %), de rayonnements γ (~0.5%). Le reste de l'énergie est contenu sous forme interne et cinétique dans les débris de l'arme nucléaire, c'est-à-dire le plasma constitutif des matériaux radioactifs en relaxation. Les rayonnements X et γ sont émis pendant un temps très bref (quelques dizaines de nanosecondes), et se propagent à la vitesse de la lumière jusqu'au système. En revanche, les neutrons se propagent à des vitesses qui dépendent de leur énergie, ce qui induit un étalement temporel de l'impulsion pouvant être compris entre une microseconde et une milliseconde selon la distance au système agressé et la densité de l'air traversé. Les débris vont émettre des rayonnements β (des électrons) et γ sur des temps longs, mais avec un flux décroissant très rapidement après l'explosion [I.3].

I.A.2. L'environnement spatial

L'environnement spatial possède une grande variété de rayonnements d'origines, d'énergies, de charges et de flux différents. Cette diversité de rayonnements peut être classée en trois catégories.

I.A.2.a. Les ceintures de radiation (ou ceintures de Van Allen)

Le champ magnétique terrestre a pour effet de piéger des électrons et des protons [I.4-I.5]. Il existe deux ceintures d'électrons principales et une ceinture de protons, repérés par la distance L depuis le centre de la terre, en unité de rayon terrestres (soit 6370 km) :

- i)* la ceinture interne centrée sur $L=1.4$ et s'étendant jusqu'à $L=2.8$; avec des énergies d'électrons jusqu'à 5 MeV,
- ii)* la ceinture externe centrée sur $L=5$ et s'étendant de $L=2.8$ à $L=12$; avec des énergies d'électrons jusqu'à 7 MeV,
- iii)* la ceinture de protons s'étendant de $L=1.3$ avec des énergies jusqu'à 400 MeV, à $L=3$ avec des énergies inférieures à 1 MeV. Les flux de protons sont très variables et dépendent a priori de l'activité solaire.

Il est important de noter que lors d'une explosion nucléaire haute altitude, les rayonnements β (les électrons) issus des débris de l'arme peuvent enrichir les ceintures de radiation avec des flux et des énergies importants qui dépendent de l'énergie de l'arme et des coordonnées de l'explosion. Les missions d'exploration du système solaire dont celles de Jupiter et ses satellites amènent à modéliser les ceintures de radiations auxquels seront soumises les sondes. Les analyses de ces environnements présentés dans la littérature montrent que cet environnement est plus contraignant pour l'électronique des systèmes que l'environnement terrestre [I.6].

I.A.2.b. L'activité solaire

Le soleil génère des flux de protons pouvant enrichir des ceintures de radiation et d'ions lourds, dont les flux peuvent dépasser de deux à trois ordres de grandeurs celui constitutif du rayonnement cosmique. Le soleil émet aussi un plasma constitué essentiellement de protons (d'énergies de l'ordre de quelques keV) et d'électrons (d'énergies de l'ordre de l'eV) appelé vent solaire [I.7]. Ces particules peuvent aussi être piégées dans le champ magnétique terrestre et enrichir les ceintures de radiation.

I.A.2.c. Le rayonnement cosmique

Le rayonnement cosmique est constitué de 87% de protons, 12% de noyaux d'hélium, et le reste d'ions lourds. Les énergies de ces ions lourds peuvent atteindre des valeurs très supérieures au GeV [I.8].

I.A.2.d. Les neutrons atmosphériques

L'interaction des ions lourds avec les hautes couches de l'atmosphère produit des neutrons appelés « neutrons atmosphériques » dont le spectre en énergie s'étend jusqu'au GeV, avec un flux maximal situé à 18 km d'altitude.

I.A.3. L'environnement associé aux installations industrielles et de laboratoire

De nombreux systèmes électroniques sont mis en œuvre dans le domaine industriel ainsi que dans les laboratoires de recherche pour le pilotage et le diagnostic en temps réel des différentes étapes de conversion d'énergie, autour des installations comme les réacteurs nucléaires (fission et fusion), les accélérateurs de particules, les lasers de hautes puissances et hautes énergies [I.9], les générateurs de hautes puissances pulsées... Les équipements électroniques constitutifs des systèmes de pilotage et des diagnostics sont donc soumis à des contraintes radiatives élevées. L'immunité aux rayonnements ionisants des fonctions électroniques associées aux dispositifs de sécurité de ces installations est donc de première importance.

Les différents environnements radiatifs recensés ci-dessus peuvent être classés en quatre catégories, selon les effets induits sur les systèmes électroniques :

- i)* les effets de débit de dose, induits par les rayonnements X et γ des armes nucléaires et des générateurs de flux impulsions de particules (lasers, accélérateurs...),
- ii)* les effets de dose cumulée, induits par les rayonnements différés des armes nucléaires γ et β (ces derniers pouvant être piégés dans les

- ceintures de radiation), les accélérateurs de particules, les sources radioactives, et l'environnement spatial naturel,
- iii) les effets de déplacements d'atomes, induits par des flux de neutrons intenses émis par des armes nucléaires ou par des réacteurs nucléaires,
 - iv) les effets singuliers, induits par les ions lourds et protons ainsi que par les neutrons.

Les effets de ces différents rayonnements ionisants sur les systèmes électroniques seront décrits dans le paragraphe I.C.

I.B. Les processus d'interaction particules / matière

Dans ce paragraphe, les processus physiques élémentaires d'interaction rayonnement / matière sont décrits. Parmi les particules recensées au paragraphe précédent et constitutives des différents environnements, trois particules incidentes sont considérées : les photons, les électrons et les neutrons. De façon générale, une particule chargée et accélérée rayonne une onde électromagnétique. Si la variation de la vitesse de la particule chargée est due à une interaction dans le champ d'un atome ou d'un ion, le rayonnement produit est appelé rayonnement X. Si cette particule chargée et accélérée est constitutive d'un noyau, le rayonnement produit est appelé rayonnement γ .

I.B.1. Interactions électroniques

I.B.1.a. Le rayonnement de freinage (Bremsstrahlung)

Ce processus est représenté par la relation suivante : $A^Z + e^-(v) \rightarrow A^Z + e^-(v') + hv$, où A^Z est un ion possédant Z électrons, v et v' étant les vitesses de l'électron avant et après la collision respectivement, avec $v' < v$. Le processus inverse est le Bremsstrahlung inverse.

I.B.1.b. L'ionisation collisionnelle

Lorsqu'un électron, en incidence sur un atome ou ion, possède une énergie supérieure au seuil d'ionisation de ce dernier, un électron secondaire est émis : $A^Z + e^- \rightarrow A^{Z-1} + e^- + e^-$. Le processus inverse est la recombinaison à trois corps.

I.B.2. Interactions photoniques

I.B.2.a. L'émission spontanée

Un atome (ou un ion) excité est défini par le fait qu'un ou plusieurs de ces électrons est passé dans une sous couche électronique nécessitant un apport d'énergie bien défini. Cet atome revient à son état fondamental en émettant un photon selon le processus : $A^{Z*} \rightarrow A^Z + hv$. Le processus inverse est l'absorption.

I.B.2.b. L'effet Auger

Lorsqu'un atome (ou un ion) est dans un état d'énergie supérieur à son énergie d'ionisation, ce dernier revient à son état fondamental en émettant un électron : $A^{Z*} \rightarrow A^{Z-1} + e^-$. Un tel état est

atteint par exemple lorsque l'atome possède une lacune dans une de ces couches internes (notamment la couche K). Le processus inverse est la recombinaison di-électronique, à l'issue de laquelle un photon est émis.

I.B.2.c. L'effet photoélectrique

C'est le processus au cours duquel un photon est absorbé par un atome (ou un ion) pour émettre un (photo)électron : $A^Z + h\nu \rightarrow A^{Z-1} + e^-$. Le processus inverse est la recombinaison radiative.

I.B.2.d. L'effet Compton

Lorsque l'énergie du photon incident est comprise entre 100 keV et quelques MeV, l'ion cible peut émettre un photon diffusé en plus d'un électron : $A^Z + h\nu \rightarrow A^{Z-1} + e^- + h\nu'$.

I.B.2.e. La génération de paires électrons - positrons

Pour des photons incidents d'énergie supérieure à quelques MeV, la réaction suivante peut être induite : $A^Z + h\nu \rightarrow A^{Z-1} + e^- + e^+$. Le positron généré peut s'annihiler avec un électron en émettant un photon.

Cette brève description des mécanismes physiques élémentaires impliquant l'interaction entre les électrons et photons d'une part et les atomes ou ions constitutifs des matériaux d'autre part, permet de décrire les processus à l'origine des perturbations des systèmes électroniques irradiés.

I.C. Les phénomènes induits par interaction particules / systèmes électroniques

Dans cette partie les processus d'interaction entre les rayonnements ionisants, recensés au paragraphe I.A, et les systèmes électroniques sont décrits. Dans un premier temps les phénomènes d'interaction rayonnements / composants électroniques seront décrits, puis dans un deuxième temps, les phénomènes électromagnétiques induits par interaction rayonnements / systèmes électroniques seront étudiés.

I.C.1. Interactions rayonnements / composants électroniques

Dans ce paragraphe, les effets sur les composants électroniques des différents environnements radiatifs décrits au paragraphe I.A sont présentés. Ces effets sont nommés effets TREE (Transient Radiation Effects on Electronics) dans la littérature. Le lecteur souhaitant obtenir plus de détail pourra se reporter à la référence [I.3] et aux références associées.

I.C.1.a. Les effets de débit de dose

Les composants électroniques sont caractérisés par des empilements de couches de faibles épaisseurs de matériaux semi-conducteurs, isolants et métalliques. Lorsqu'un flux de rayonnement X, γ ou d'électrons impulsif intense interagit avec un composant électronique, un photo-courant est généré dans un milieu semi-conducteur ou isolant et se propage dans le circuit sous l'effet du champ électrique dans cette zone. L'amplitude de ce photo-courant dépend principalement du débit de dose, de la dimension de la zone semi-conductrice, des coefficients d'ionisation et recombinaison

du matériau. La génération de cet effet nécessite un dépôt d'énergie important sur une très courte durée. La grandeur caractéristique est le Gy/s, où 1 Gy = 1 J/kg.

Les effets induits peuvent être non destructifs, c'est le cas de « l'upset » correspondant au changement de l'état d'un transistor (de bloqué à passant ou inversement). Le deuxième effet, plus contraignant est le « latchup », qui correspond au verrouillage du composant dans un état induisant une augmentation brutale du courant débité par l'alimentation. Le passage d'un composant dans cet état nécessite une extinction / redémarrage de l'alimentation. Enfin, si le courant débité dans le composant dépasse un certain seuil, cela peut avoir comme conséquences la fusion des métallisations par effet joule appelée le « burnout ».

I.C.1.b. Les effets de dose cumulée

Lorsqu'un composant est soumis à un flux continu de rayonnements ionisants (X, γ ou électrons), des paires électrons / trous sont générées dans le semi-conducteur et dans l'isolant. Sous l'effet du champ électrique induit par la polarisation du composant et de leur gradient, les charges produites sont transportées aux interfaces métal / semi-conducteur ou semi-conducteur / isolant. Ce piégeage de charges aux interfaces modifie le champ électrique dans le composant et par conséquent le seuil de la tension requis pour modifier l'état du composant (bloqué ou passant). Si la densité de charges piégées est supérieure à une certaine valeur, cela peut entraîner la perte définitive de la fonctionnalité du composant.

I.C.1.c. Les effets de déplacement

Si un flux intense de neutrons irradie un composant, des défauts sont créés au sein de la structure cristalline des matériaux. Cela a pour conséquences de modifier les propriétés électriques des semi-conducteurs, notamment la durée de vie des porteurs, la diminution de leur concentration et de leur mobilité. Ces effets induisent une dégradation des paramètres fonctionnels du composant irradié.

I.C.1.d. Les effets singuliers

Les effets singuliers concernent la génération d'un canal constitué de paires électrons / trous, dans le sillage d'un ion lourd traversant un composant électronique. Ce canal ionisé induit un courant dans le composant de façon analogue à celui induit par un flux de rayonnements X et γ impulsionnel. Les effets induits sont donc similaires aux effets de débit de dose : « upset », « latchup », et « burnout ». Il est intéressant de noter que ces phénomènes peuvent être induits par protons ou neutrons sur certaines technologies, notamment les mémoires. Dans le cas des protons ou neutrons incidents, c'est le noyau de recul créé dans le composant qui génère l'effet singulier.

I.C.2. Interactions rayonnements / systèmes électroniques

Dans ce paragraphe, la phénoménologie de l'interaction entre les rayonnements ionisants et les systèmes électroniques est présentée. Plus précisément, l'échelle de description se situe au niveau des matériaux constitutifs des systèmes électroniques, c'est-à-dire les boîtiers, les circuits imprimés, les antennes et les câbles.

Lorsqu'un flux de rayonnement ionisant est intercepté par un matériau, un flux de photoélectrons et/ou d'électrons Compton est produit. La propagation de ce courant d'électrons est couplée avec les champs électromagnétiques induits. Ce système physique peut être résolu par les équations de Maxwell appliquées à des particules et des champs se propageant dans le vide :

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad \text{Eq. 1.1}$$

$$\operatorname{div} \vec{H} = 0 \quad \text{Eq. 1.2}$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad \text{Eq. 1.3}$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{J} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad \text{Eq. 1.4}$$

avec $\rho(r) = \sum_{i=1}^N q_i \delta(r - r_i)/\Delta V$ est la densité de charge (en C/m³) dans un volume ΔV centré en r , où les q_i et les r_i sont respectivement les charges et les positions des N particules chargées (électrons ou ions) dans le volume ΔV . $\delta(r)$ est la fonction de Dirac. $\vec{J}(r) = \sum_{i=1}^N q_i \vec{v}_i \delta(r - r_i)/\Delta V$ est la densité de courant des photoélectrons ou électrons Compton (en A/m²) dans le volume ΔV , où les \vec{v}_i sont les vitesses des particules chargées.

Le code de calcul utilisé pour effectuer les travaux présentés dans ce manuscrit est le code Maxwell-Vlasov SOPHIE développé au CEA/DAM/CESTA. Ce code résout les équations de Maxwell dans une géométrie 3D cartésienne selon un schéma FDTD (Finite-Difference Time-Domain) [I.10]. Les équations sont discrétisées selon le schéma de Yee [I.11], et les densités de charge et de courant sont interpolées selon une méthode Particle-In-Cell [I.12].

Les flux des particules chargées émis depuis des surfaces ou injectées dans un volume sont préalablement déterminés par calculs Monte-Carlo 3D avec le code MCNP.

Les effets électromagnétiques induits par l'interaction d'un flux de rayonnement ionisant avec un système électronique sont nommés de différentes manières en fonction du système irradié, qui peuvent être classés en quatre catégories. Les niveaux des champs électromagnétiques susceptibles de perturber les systèmes électroniques nécessitent des densités de courants élevées, ce qui implique que les flux rayonnements ionisants incidents soient impulsionnels.

I.C.2.a. Les effets SGEMP (System Generated ElectroMagnetic Pulse) externes

Lorsqu'un rayonnement X impulsionnel de quelques keV à quelques dizaines de keV d'énergie moyenne irradie les matériaux constitutifs d'un système, un flux de photoélectrons impulsionnel est émis dans la direction opposée au flux X incident depuis la surface irradiée et se propage dans le vide. Les photoélectrons émis génèrent une charge d'espace et donc un champ électrique dont l'effet est de rappeler les électrons vers la surface émissive, diminuant ainsi le flux d'électrons émis. Cette charge d'espace a pour effet de limiter le champ électrique à une valeur de saturation. Les champs EM produits peuvent être intenses, se propager jusqu'aux systèmes électroniques, et perturber des fonctions. Si le flux X irradie un élément métallique relié à un circuit

électronique (cellules solaires, antennes patch...), un courant de remplacement impulsionnel et intense est produit, pouvant détériorer les composants électroniques constitutifs de cette fonction.

I.C.2.b. Les effets SGEMP internes

Si un rayonnement X ou γ impulsionnel possédant une énergie moyenne supérieure à quelques dizaines à quelques centaines de keV irradie une cavité métallique, les photons transmis par les parois de la cavité génèrent des flux d'électrons produisant un champ électromagnétique dans la cavité. Ces champs électromagnétiques peuvent se coupler sur les éléments d'interconnexion (conducteurs externes des câbles, pistes des circuits imprimés...). Si la longueur de l'impulsion X (ou γ) est de l'ordre de celle de la cavité, les modes de résonance de cette dernière sont excités, ce qui peut perturber les fonctions électroniques sur des durées très supérieures à celle de l'impulsion de rayonnements ionisants. Lorsque la cavité irradiée contient de l'air à la pression atmosphérique ou à pression réduite, l'ionisation de l'air et son effet sur la génération et la propagation des champs doit être prise en compte.

I.C.2.c. Les effets SGEMP sur câbles

Les rayonnements X impulsionnels ayant traversés les parois de la cavité irradiée peuvent traverser des câbles et produire ainsi des photo-courants et des champs EM qui pourront être guidés jusqu'aux fonctions électroniques situées aux extrémités de ces câbles, et induire ainsi des perturbations. Un effet similaire peut se produire sur les pistes des circuits imprimés.

I.C.2.d. Les effets ECEMP (Electron Caused ElectroMagnetic Pulse)

Contrairement aux effets précédemment cités, l'effet ECEMP se produit lorsqu'un flux continu de particules chargées irradie un diélectrique. Les charges déposées produisent une augmentation du champ électrique interne au diélectrique pouvant aller jusqu'au seuil disruptif et produire un claquage. Ce claquage induit des effets thermomécaniques et des champs EM impulsionnels pouvant perturber des fonctions électroniques.

Les travaux présentés dans ce manuscrit traitent les quatre effets électromagnétiques présentés ci-dessus. La qualification de ces effets nécessite la mise en œuvre de générateurs de rayonnement X et d'électrons d'une part, et la maîtrise des caractéristiques des rayonnements émis d'autre part. Ce point fait l'objet du chapitre suivant.

Chapitre II : Quantification des termes sources radiatifs produits par les moyens expérimentaux

Ce chapitre porte sur les calculs des termes sources produits par les générateurs de rayonnements X et d'électrons en service au CEA/Gramat. Ces grands instruments de physique expérimentale ayant vocation à produire les effets cités au chapitre I, il est nécessaire de maîtriser avec une incertitude la plus faible possible, les caractéristiques des rayonnements produits. En effet, ces dernières étant utilisées en paramètres d'entrée pour calculer les effets SGEMP, il est nécessaire de diminuer au maximum la propagation des incertitudes.

Ce travail de modélisation fine des termes sources des générateurs de HPP (Hautes Puissances Pulsées) du CEA/Gramat a été initié en 2013, dans le cadre d'une collaboration entre les laboratoires LEHI (Laboratoire d'Electromagnétisme Hertzien et Ionisant) et LDRX (Laboratoire de Durcissement aux Rayonnements X) du CEA/Gramat. La démarche suivie est similaire à celle effectuée depuis plusieurs années et appliquée au développement des machines HPP pour des applications de radiographie X [II.1]. La nouveauté associée à cette étude a été d'appliquer les outils de simulations numériques utilisés dans le domaine de la radiographie X aux moyens d'irradiation mis en œuvre pour le durcissement des systèmes électroniques.

II.A. Le générateur ASTERIX (Appareil de Simulation Transitoire des Effets des Rayonnements Ionisants X)

Ce générateur, construit au CEA/Valduc, est en service depuis 1989 au CEA/Gramat [II.2] et utilisé pour l'étude des effets de débit de dose sur les composants optiques [II.3] et électroniques [II.4].

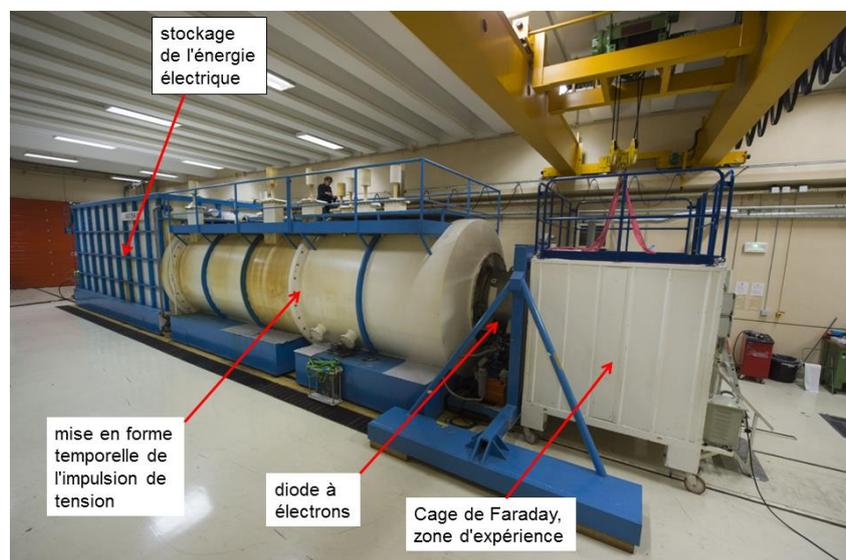


Figure II.1. Vue d'ensemble du générateur ASTERIX.

L'énergie électrique est stockée dans le générateur de Marx par des condensateurs connectés en parallèle. Lorsque la charge maximale est atteinte, l'énergie est libérée par les condensateurs mis en série au moyen d'éclateurs. Cette impulsion de tension, de durée égale à quelques microsecondes à la sortie du Marx, est injectée dans une ligne de transmission (de type

Blumlein) permettant de réduire sa durée totale à environ 100 ns. Cette onde de tension ainsi mise en forme est utilisée pour exciter une diode à électrons. La cathode constitutive de la diode à électrons est une demi-sphère de graphite fixée à l'extrémité du conducteur central de la ligne de transmission. Cette cathode émet des électrons par effet de champ qui sont accélérés en direction de l'anode. Ce flux d'électrons interagit avec cette dernière en produisant un rayonnement qui irradie le dispositif sous test dans la cage de Faraday, et génère l'effet à quantifier.

L'anode peut être constituée d'une plaque métallique de numéro atomique élevé (aussi appelée le convertisseur) afin de produire un rayonnement X avec un fort rendement de conversion électrons \rightarrow photons. Dans ce cas, l'épaisseur de cette cible de conversion peut faire l'objet d'une optimisation : plus l'épaisseur de la cible augmente, plus le rendement de conversion augmente, mais plus l'absorption du rayonnement X produit augmente aussi. L'épaisseur du convertisseur conduisant au flux de rayonnement X maximal est en général légèrement inférieure au parcours des électrons dans le convertisseur. Pour cette raison, une deuxième plaque métallique de numéro atomique faible (aussi appelée stoppeur) est disposé en aval du convertisseur afin d'absorber les électrons n'ayant pas été absorbés par le convertisseur. Enfin, une troisième plaque métallique peut être disposée en amont du convertisseur (aussi appelée écran thermique) afin de limiter l'usure du convertisseur, et par conséquent sa fréquence de remplacement. Dans le mode photons, l'anode est constituée de 0.5 mm de titane (écran thermique), 1.2 mm de tantale (convertisseur) et 12 mm d'aluminium (stoppeur).

Alternativement, l'anode peut être constituée d'une cible métallique mince de numéro atomique faible permettant aux électrons de la traverser sans atténuation pour irradier le système sous test, disposé dans la cage de Faraday (voir figure II.1). Cette configuration expérimentale sera utilisée pour effectuer des irradiations à fort débit de dose. Dans ce cas, le générateur ASTERIX fonctionne en mode électrons, et l'anode est constituée de 0.5 mm de titane et 4 mm d'aluminium.

II.A.1. ASTERIX en mode photons

La figure suivante représente la partie terminale du générateur ainsi que l'anode en mode photons.

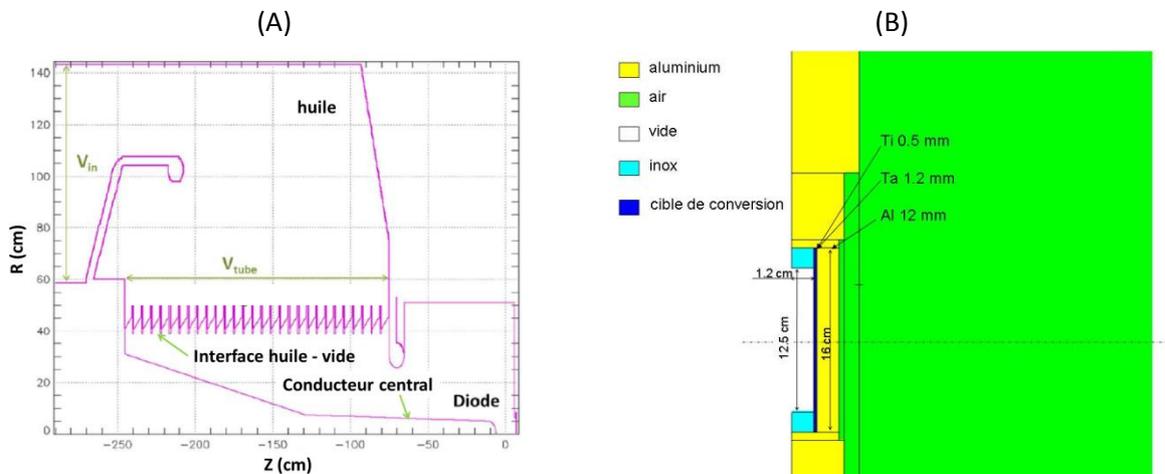


Figure II.2. Modélisation de la transition entre la ligne de transmission et la diode d'ASTERIX (A), et vue détaillée de la diode à électrons (B) dans le plan (rz).

La chaîne de simulations numériques utilisée pour simuler le fonctionnement d'ASTERIX met en œuvre, dans un premier temps, le code Maxwell-Vlasov LSP (Large Scale Plasma) utilisé en 2D axisymétrique [II.5]. Le principe de la simulation numérique de plasmas par résolution des équations de Maxwell-Vlasov est détaillé dans la référence [I.12]. Notons simplement que ce type de simulation transporte des macro-particules, c'est-à-dire des paquets de particules réelles. A chaque pas de temps, la dynamique des particules est induite par la force de Lorentz. Les champs E et H sont ensuite calculés, à partir des courants déduits du mouvement des particules, en interpolant ces courants aux nœuds du maillage. Les nouveaux champs ainsi déterminés exercent une nouvelle force de Lorentz, qui est appliquée aux particules en effectuant la même méthode d'interpolation, cette fois depuis les nœuds du maillage aux coordonnées des particules. Cet algorithme est reproduit jusqu'au temps de calcul maximal spécifié. Dans les codes de calculs mis en œuvre, la méthode d'interpolation est linéaire et est appelée PIC pour « Particle-In-Cell ».

A partir d'une excitation de tension V_{in} effectuée entre le conducteur central de la ligne de transmission et la masse, une impulsion de tension est produite, se propage jusqu'à la diode. La surface de la cathode est définie comme émissive en électrons, c'est-à-dire qu'un flux d'électrons est émis selon une loi de Child-Langmuir [II.6-II.7] dès que le champ électrique dépasse une valeur seuil (située entre 20 et 200 MV/m [II.8]). Ce modèle d'émission impose à chaque instant le flux d'électrons à émettre de façon à ce que le champ électrique sur la cathode s'annule. Les résultats de cette simulation permettent de déterminer les caractéristiques des électrons en incidence sur le convertisseur, et plus précisément leur distribution en énergie, en angle ainsi que leur répartition dans la direction transverse à l'axe de révolution de la diode Oz. La figure suivante représente ces trois caractéristiques.

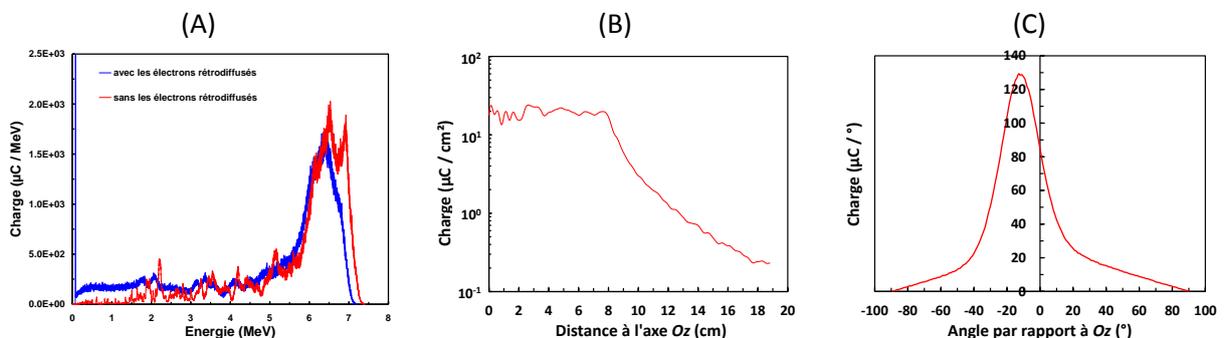


Figure II.3 : Caractéristiques des électrons incidents sur l'anode : distribution en énergie (A), répartition spatiale (B) et distribution angulaire (C).

Les fonctions de distributions représentées en figure II.3 ont été obtenues en stockant à chaque instant les paramètres charge, vecteur vitesse et position de chaque macro-particule. La figure II.3(A) représente la fonction de distribution des macro-particules en incidence sur le convertisseur émises par la cathode et accélérées par le champ électrique dans la diode (courbe rouge). Aussi, est représentée (courbe bleue) la fonction de distribution des électrons en tenant compte des électrons secondaires produits par interaction des électrons primaires (émis par la cathode) avec le convertisseur. Ces électrons secondaires, en étant rétrodiffusés dans l'espace cathode-anode (aussi appelé le GAP) ont pour effet de produire une charge d'espace diminuant le champ électrique accélérateur, ainsi que l'énergie moyenne des électrons impactant le convertisseur. La figure II.3(B) montre une très bonne homogénéité du faisceau accéléré jusqu'à une distance à l'axe de la machine égale à 8 cm. La figure II.3(C) montre que les électrons en incidence sur

le convertisseur possèdent des vitesses orientées, en moyenne, vers l'axe Oz , traduisant une focalisation des électrons sur l'axe de la diode Oz . Cet effet appelé SMP (Self-Magnetic-Pinch) dans la littérature est particulièrement recherché afin de produire des sources X ponctuelles pour les applications de radiographie X [II.9].

De façon à valider les résultats de ces calculs, des mesures de tensions et courants ont été effectuées à l'issue d'irradiations mettant en œuvre le générateur ASTERIX. La figure suivante représente les comparaisons entre les mesures et les calculs MV-PIC (Maxwell-Valsov Particle-In-Cell) de la tension et du courant.

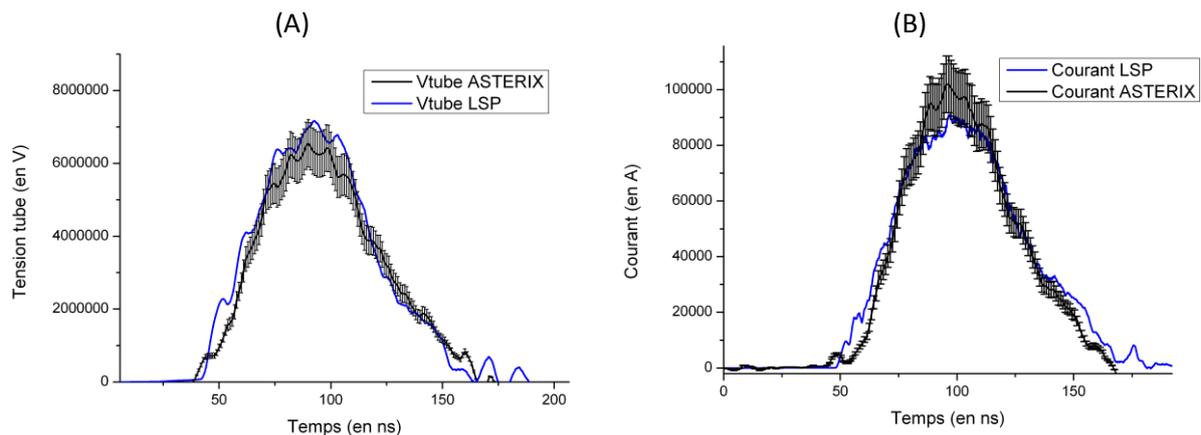


Figure II.4 : Comparaison entre les mesures et les calculs MV-PIC de la tension (A) et du courant (B). Les barres d'erreur sur les signaux mesurés ont une amplitude égale à $\pm 10\%$.

Sur la figure II.4(A), la tension représentée est mesurée en amont de l'interface huile / vide. Dans la simulation numérique, la tension est calculée à la même position. Le courant est calculé, dans la simulation numérique, par intégration du champ magnétique autour du conducteur central. La mesure du courant s'effectue au moyen d'un capteur de champ magnétique disposé sur la surface latérale du conducteur externe de la ligne de transmission. Un très bon accord entre les signaux mesurés et calculés est obtenu, permettant de valider la simulation numérique et d'exploiter les distributions représentées en figure II.3 pour le calcul des contraintes radiatives et électromagnétiques.

Il est intéressant de noter que la tension au niveau du conducteur central n'est pas nécessairement égale à la tension d'accélération des électrons dans la diode. En effet, plusieurs mécanismes physiques peuvent induire une chute de tension entre le conducteur central et la cathode, notamment le mécanisme de génération d'électrons secondaires injectés dans le GAP précédemment cité. Aussi, la chute de tension peut être induite par une désadaptation d'impédance d'origine géométrique entre la ligne de transmission et la diode. Ceci est particulièrement le cas lorsqu'il y a une évolution très brutale du diamètre du conducteur interne de la ligne de transmission, notamment dans les diodes de radiographie [II.1] [II.9], ou lorsque la géométrie de la cathode est très différente de celle du conducteur central, comme c'est le cas pour la machine MBS du CEA/Gramat décrite dans le paragraphe suivant. Or, c'est la tension de diode qui impose l'énergie d'accélération des électrons, et par conséquent, le spectre et la fluence X. Néanmoins, la détermination expérimentale de cette grandeur nécessite des hypothèses ainsi que des procédures de calibration des capteurs, ce qui dans les deux cas a pour effet d'augmenter l'incertitude associée à la mesure. De façon à éviter ces incertitudes, la méthode développée dans ce chapitre exploite les

caractéristiques des électrons déduites des calculs PIC-MV pour la détermination du terme source X. Dans ce mode de fonctionnement, la tension mesurée au niveau du conducteur central d'ASTERIX est très proche de celle calculée aux bornes de la diode, impliquant un transfert d'énergie optimal.

Aussi d'autres phénomènes physiques peuvent contribuer à modifier la tension dans la diode, comme par exemple l'émission d'ions dans le GAP par impact des électrons primaires avec le convertisseur induisant des phénomènes d'ablation et/ou de désorption. Cependant, dans les conditions de fonctionnement du générateur ASTERIX décrites précédemment, les densités d'énergie des électrons primaires sur le convertisseur ne sont pas suffisantes pour produire des flux d'ions intenses susceptibles de modifier le champ électrique dans la diode. En revanche, pour des applications de radiographie X, les densités de puissance du faisceau d'électrons en incidence sur le convertisseur induisent un plasma d'ablation pouvant avoir un impact significatif sur le fonctionnement de la diode et donc sur ses performances en termes de flux de rayonnement X produit [II.1] [II.5] [II.9].

Les caractéristiques des électrons accélérés dans la diode ont été utilisées comme paramètres d'entrée d'une simulation Monte-Carlo 3D avec le code MCNP (Monte-Carlo N- Particle). Dans les simulations, une surface fictive est définie à partir de laquelle les électrons sont injectés un à un. A partir des sections efficaces des mécanismes physiques mis en jeu et recensés dans le paragraphe I.B, le code calcule la probabilité de réalisation d'une interaction, puis calcule les caractéristiques de la particule après collision (énergie et direction). Selon la réaction mise en jeu, les particules secondaires issues de la réaction sont aussi transportées. Il est important de noter que, bien que des corrélations existent entre les différentes distributions des électrons impactant l'anode (énergie, espace et angle), celles-ci ont été négligées dans la définition du terme source de la simulation Monte-Carlo. Par ailleurs, la fonction de distribution angulaire des électrons représentée en figure II.3(C) a été remplacée par une fonction de Dirac centrée sur l'origine.

La figure suivante représente les caractéristiques du rayonnement X produit en aval du convertisseur, dans l'air ambiant.

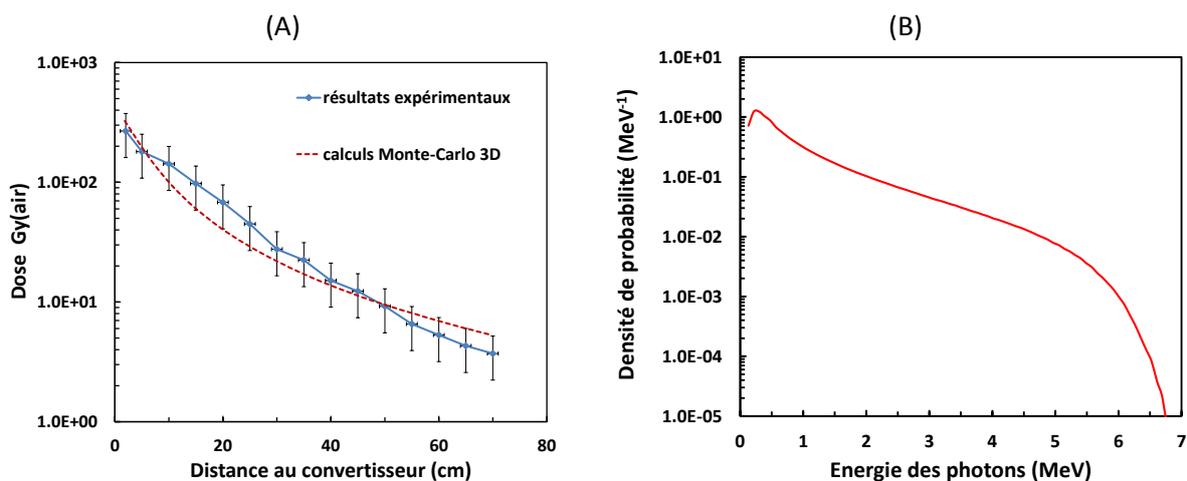


Figure II.5 : Evolution de la dose en fonction de la distance au convertisseur sur l'axe Oz (A), et spectre X produit (B).

Les mesures de dose représentées en figure II.5(A) ont été réalisées par irradiation de dosimètres thermoluminescents LiF, dont les caractéristiques sont décrites en référence [II.10]. Le

constructeur spécifie une incertitude égale à +/-20%. La figure II.5(A) représente l'évolution de la dose sur l'axe Oz, intégrée sur la durée de l'impulsion du rayonnement X produit. L'écart relatif entre la dose mesurée et calculée est inférieur à 40% sur une distance de 70 cm. Cet écart est égal à 10% pour des distances inférieures à 5 cm. Ces écarts relatifs sont attribués aux fluctuations tir à tir de la machine d'une part, et à la précision des dosimètres d'autre part.

Les résultats des simulations Monte-Carlo permettent de déterminer le spectre X, représenté en figure II.5(B), afin de pouvoir être utilisé pour d'autres applications impliquant le générateur ASTERIX sans avoir à recalculer le transport des électrons dans le convertisseur. L'énergie moyenne des photons est égale à 0.9 MeV, et le coefficient de conversion fluence/dose est égal à 3.6×10^{-12} Gy(air)/(photons/cm²).

II.A.2. ASTERIX en mode électrons

Comme mentionné au paragraphe précédent, il est possible de remplacer l'empilement de matériaux constitutifs de l'anode par une interface métallique permettant de transmettre le flux d'électrons accéléré dans la diode. Pour ces expériences, l'anode est constituée de 0.5 mm de titane et 4 mm d'aluminium. La figure suivante représente la répartition spatiale de la fluence électronique.

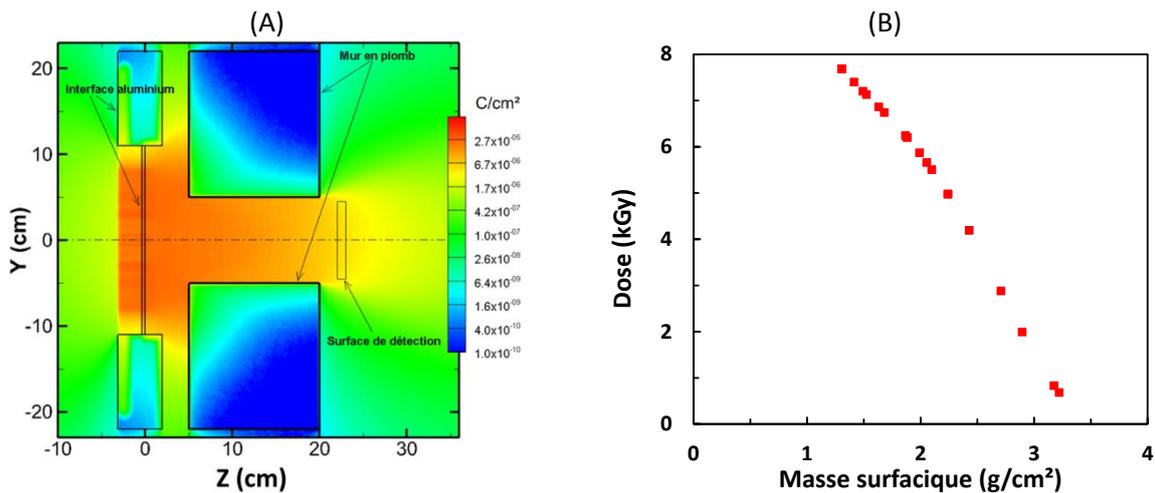


Figure II.6 : Répartition spatiale de la fluence électronique dans le plan contenant l'axe Oz de la machine (A), et évolution de la dose sur l'axe Oz à 21 cm de l'anode en fonction de la densité surfacique des filtres de polyéthylène (B).

Le spectre électronique incident sur l'anode est identique à celui représenté en figure II.3(A) (courbe bleue) et possède un maximum à 6 MeV. En traversant l'anode, les électrons sont ralentis dans l'empilement constitué de 0.5 mm de Ti et 4 mm d'Al. Ainsi, le spectre électronique transmis possède un maximum à 4.3 MeV et une énergie moyenne égale à 3 MeV. Les calculs ont été effectués en modélisant un mur en plomb de 15 cm d'épaisseur possédant une ouverture de 10 cm de diamètre centrée sur l'axe Oz. Le mur en plomb permet de protéger, des parasites EM, les câbles effectuant les mesures. La surface de détection représentée en figure II.6 permet de calculer la dose électronique afin d'être comparée aux mesures. Ces dernières ont été réalisées par irradiation de films radio-chromiques. Une dose à 21 cm sur l'axe Oz égale à 7.5 kGy a été calculée, en très bon accord avec les mesures. La dose peut être diminuée en insérant dans l'ouverture du mur en plomb des disques de polyéthylène de différentes épaisseurs. L'évolution de la dose sur l'axe Oz en fonction de la masse surfacique des filtres de polyéthylène est représentée en figure II.6(B).

II.A.3. ASTERIX en mode diode SMP (Self Magnetic Pinch)

Un autre mode de fonctionnement du générateur ASTERIX a été étudié, permettant de générer un rayonnement X d'énergie moyenne moins élevée que dans son mode de fonctionnement nominal. Dans cette configuration le gaz SF_6 contenu dans les éclateurs constitutifs du générateur de Marx est remplacé par de l'air sec. La tension de charge est diminuée à 2.5 MV, et la partie terminale du conducteur central est modifiée de façon à pouvoir connecter une diode SMP. La figure suivante représente la géométrie de la diode ainsi que la tension, aux bornes de cette dernière, calculée avec le code LSP.

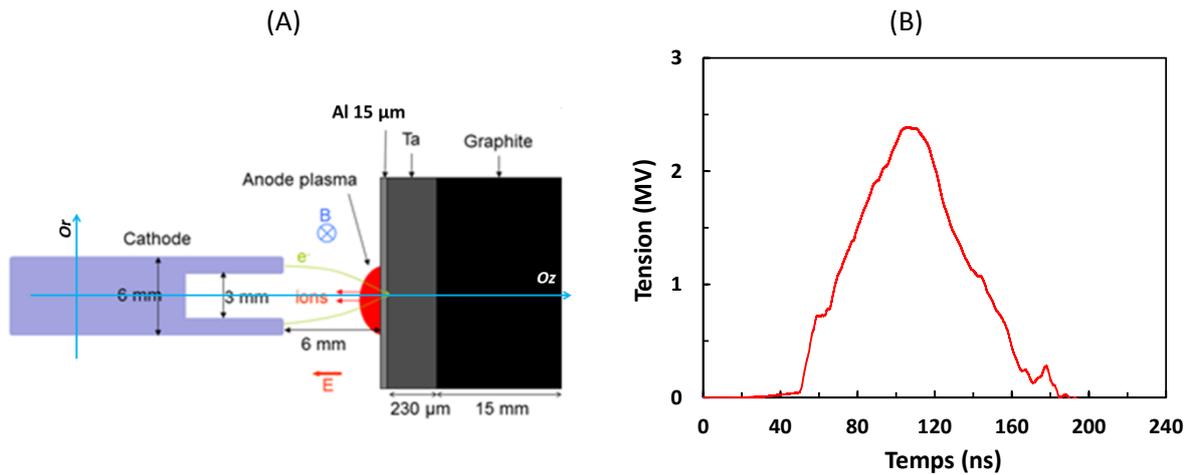


Figure II.7 : Diode SMP (A), et évolution temporelle de la tension aux bornes de la diode déduite des calculs Maxwell-Vlasov (B).

Comme l'illustre la figure II.7(A), les électrons sont émis depuis une couronne usinée à l'extrémité de la cathode en aluminium. Le faisceau d'électrons est accéléré en direction de l'anode et subi deux forces radiales opposées : la première est induite par la charge d'espace associée au faisceau et tend à le défocaliser, la seconde est la contribution de la force de Lorentz induite par le champ magnétique associé au courant d'électrons, et tend à focaliser le faisceau. Cette deuxième force est mise à profit pour produire des sources X de faibles dimensions, ce qui, comme mentionné plus haut, est une caractéristique recherchée pour les applications de radiographie éclair X [II.9]. Ce phénomène d'auto-focalisation du faisceau d'électron permet aussi de générer des phénomènes d'ablation sur des matériaux permettant ainsi d'étudier leur vulnérabilité aux effets thermomécaniques.

La figure II.7(B) représente l'évolution temporelle de la tension aux bornes de la diode obtenue par calcul Maxwell-Vlasov 2D axisymétrique avec le code LSP. La démarche est similaire à celle effectuée pour la simulation de la diode de ASTERIX aux paragraphes II.A.1 et II.A.2. Les calculs du courant et de la tension au niveau du conducteur central sont comparés aux mesures, puis la tension de diode (c'est-à-dire la tension d'accélération des électrons) est déduite du calcul. Les comparaisons entre les signaux mesurés et calculés sont représentées en figure II.8.

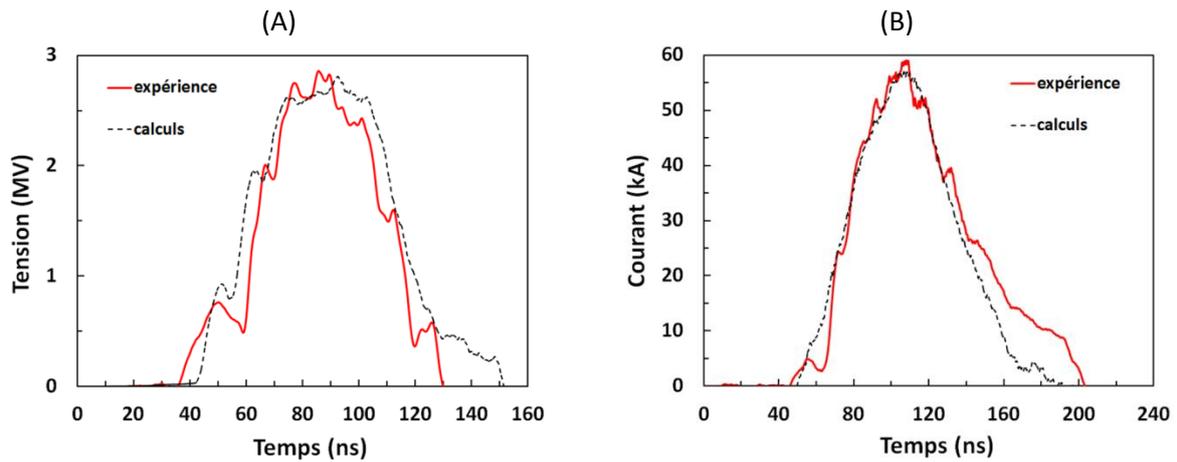


Figure II.8 : Evolution temporelle de la tension au niveau du conducteur central (A) et courant de diode (B).

La figure II.8 montre un très bon accord entre la simulation Maxwell-Vlasov et les mesures. La tension aux bornes de la diode déduite des calculs est très proche de la tension mesurée ce qui signifie une très bonne adaptation du couple générateur/diode dans ce mode de fonctionnement. La validation des calculs par les mesures représentées en figure II.8 permet de déduire les caractéristiques des électrons impactant la cible de conversion, qui constitue l'étape intermédiaire avant la caractérisation du terme source X. Celles-ci sont représentés en figure II.9.

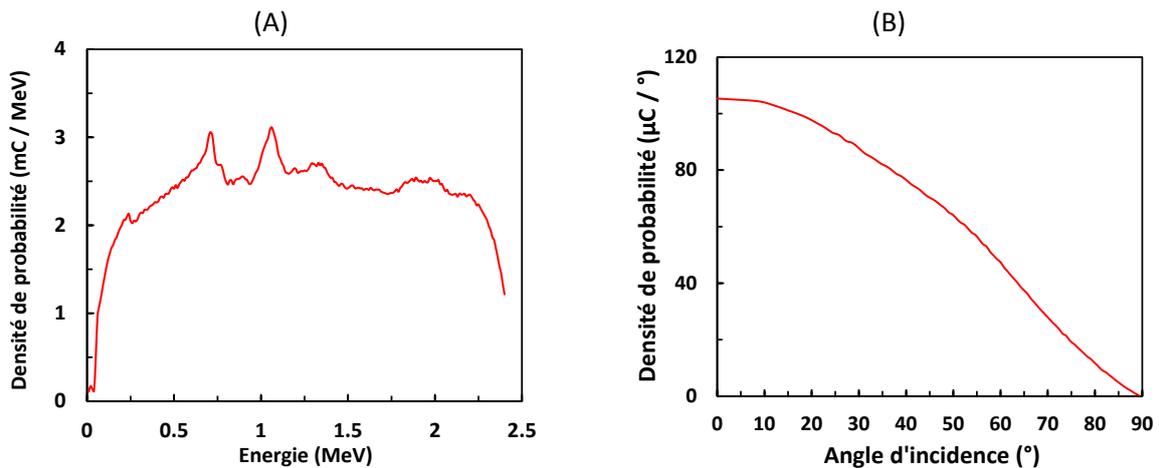


Figure II.9 : Distribution en énergie des électrons en incidence sur l'anode (A), et distribution angulaire par rapport à l'axe de la diode (B).

L'anode est constituée d'une cible de conversion en tantale de 230 μm d'épaisseur, et d'un disque en graphite de 15 mm d'épaisseur. La distribution spatiale des électrons impactant l'anode a été déterminée à partir des mesures de tache focale de la source X effectuée au moyen d'un sténopé en plomb et d'un écran radio-luminescent à mémoire. Cette tâche focale peut être modélisée par une gaussienne de largeur totale à mi-hauteur égale à 6 mm. Contrairement au mode de fonctionnement décrit au paragraphe II.A.1, la fonction de distribution angulaire des électrons incidents sur l'anode est très large, l'angle incident moyen est plus important, ce qui a une forte incidence sur la répartition spatiale des photons X produits, et donc sur la dose. La figure suivante représente la répartition spatiale de la fluence photonique.

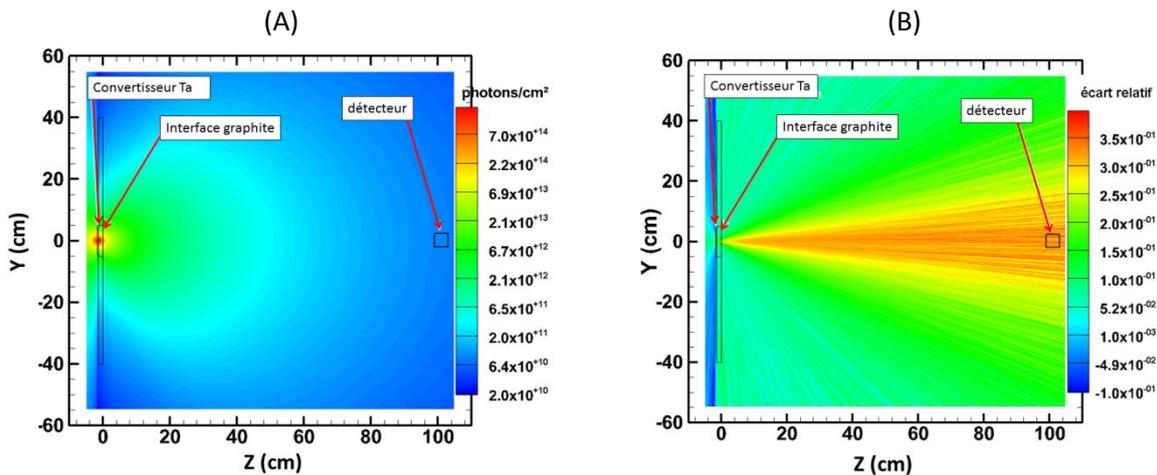


Figure 11.10 : (A) : Fluence photonique calculée par simulations Monte-Carlo en aval de l'anode pour la distribution angulaire représentée en figure 11.9(B), (B) : écart relatif entre la fluence calculée pour des électrons en incidence normale sur l'anode et la fluence calculée avec la distribution angulaire 11.9(B).

La figure 11.10(B) illustre l'influence de la prise en compte de la distribution angulaire sur la répartition spatiale de la fluence photonique en aval de la diode. Plus précisément, cette figure représente l'écart relatif entre la fluence photonique calculée en tenant compte de la distribution angulaire des électrons impactant la diode, calculée par la simulation Maxwell-Vlasov d'une part (voir figure 11.9(B)), et la fluence photonique calculée en considérant des électrons en incidence normale sur l'anode d'autre part. La figure 11.10(B) met en évidence que le calcul avec des électrons en incidence normale surestime la fluence et donc la dose principalement autour de l'axe Oz. En tenant compte de la distribution angulaire 11.9.B, la dose sur l'axe Oz à 1 m intégrée en temps est égale à 12 rad(air), et l'énergie moyenne du spectre X est égale à 0.3 MeV.

L'irradiation de systèmes électroniques avec ce spectre, dont l'énergie moyenne est nettement inférieure au MeV, permet d'étudier les phénomènes de renforcement de dose. En effet, les sections efficaces de photo-ionisation augmentent très rapidement lorsque l'énergie des photons diminue. Cette caractéristique permet de mettre en évidence l'effet du spectre X sur la réponse électrique du système sous test, donnant ainsi un point de validation supplémentaire de la chaîne de simulation numérique mise en œuvre pour la quantification des effets électromagnétiques induits par rayonnements ionisants.

Les résultats des simulations Maxwell-Vlasov et Monte-Carlo de la diode d'ASTERIX seront utilisés comme paramètres d'entrée pour l'élaboration de modèles de plasmas de diode présentés au chapitre IV.

II.B. Le générateur LTD (Linear Transformer Device) 1 MV

Ce générateur, installé en 2013 au CEA/Gramat est basé sur une technologie permettant une forte compacité. Le fonctionnement de ce type de générateur est décrit dans la référence [11.11]. L'avantage de cette technologie est de confiner l'onde de tension se propageant entre le conducteur central et le conducteur externe, ce qui diminue drastiquement les rayonnements électromagnétiques parasites. Cette caractéristique est donc très avantageuse pour l'étude des effets EM induits par RI puisqu'elle permet de diminuer fortement les perturbations électromagnétique produites lors du fonctionnement du générateur.



Figure II.11 : Vue d'ensemble du générateur LTD.

Ce générateur fonctionne avec des étages chargés à 100 kV et une diode possédant un gap (distance anode – cathode) égal à 2.45 cm. Une étude a donc été menée de façon à étudier les capacités de ce générateur pour simuler les effets EM induits par irradiation de systèmes électroniques. Comme pour le générateur ASTERIX, le calcul de la propagation de l'onde de tension dans la ligne de transmission et son interaction avec la diode à électrons a été effectué avec le code Maxwell-Vlasov LSP. Contrairement au générateur ASTERIX pour lequel le diélectrique constitutif de la ligne de transmission est de l'huile, celui du LTD est le vide. Ainsi, lorsque le champ électrique à la surface du conducteur central augmente, des électrons sont émis par effet de champ. Le champ magnétique associé à l'onde se propageant dans la ligne de transmission a pour effet de confiner ce nuage électronique au voisinage du conducteur central, formant une gaine électronique. Ces électrons vont être accélérés jusqu'à la diode. Ainsi, La particularité de la conception LTD est que le courant total circulant dans la ligne de transmission se décompose en une contribution circulant dans le conducteur central, et une contribution due au transport des électrons de la gaine. La figure suivante représente l'évolution temporelle des courants et de la tension.

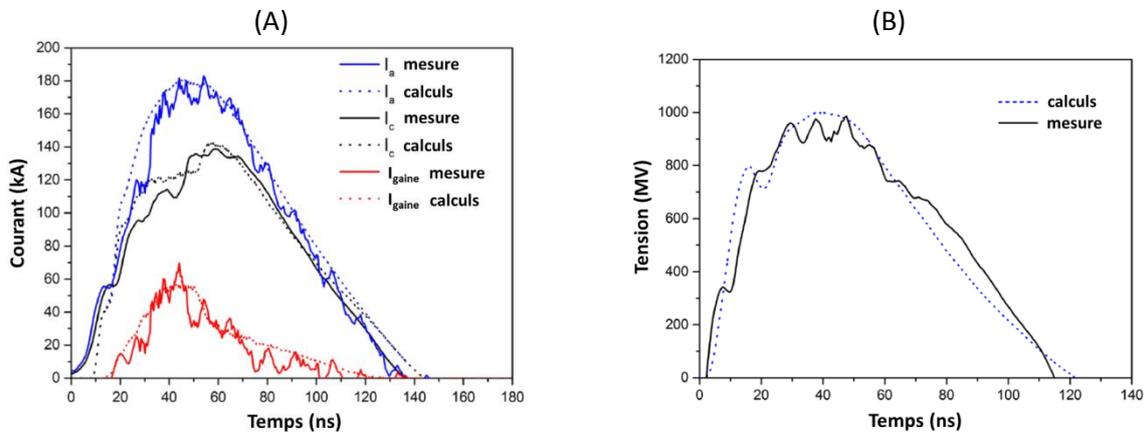


Figure II.12 : Evolutions temporelles mesurées et calculées des contributions au courant de la ligne de transmission (A), I_a : courant total, I_c : courant du conducteur central, I_{gaine} : courant de gaine. (B) : tension de diode.

La figure II.12 montre l'évolution temporelle du courant total de la ligne de transmission noté I_a , du courant circulant dans le conducteur central noté I_c , et du courant de gaine, associé au transport des électrons émis par le conducteur central, noté I_{gaine} . La figure II.12(B) représente l'évolution temporelle de la tension de diode. Les résultats des calculs Maxwell-Vlasov sont en très bon accord avec les mesures, et permettent ainsi d'extraire les caractéristiques des électrons incidents sur l'anode à partir de l'analyse des caractéristiques des macro-particules transportées par la simulation numérique. La figure II.13 représente les distributions en énergie des électrons en incidence sur l'anode, ainsi que les distributions en énergie des photons produits.

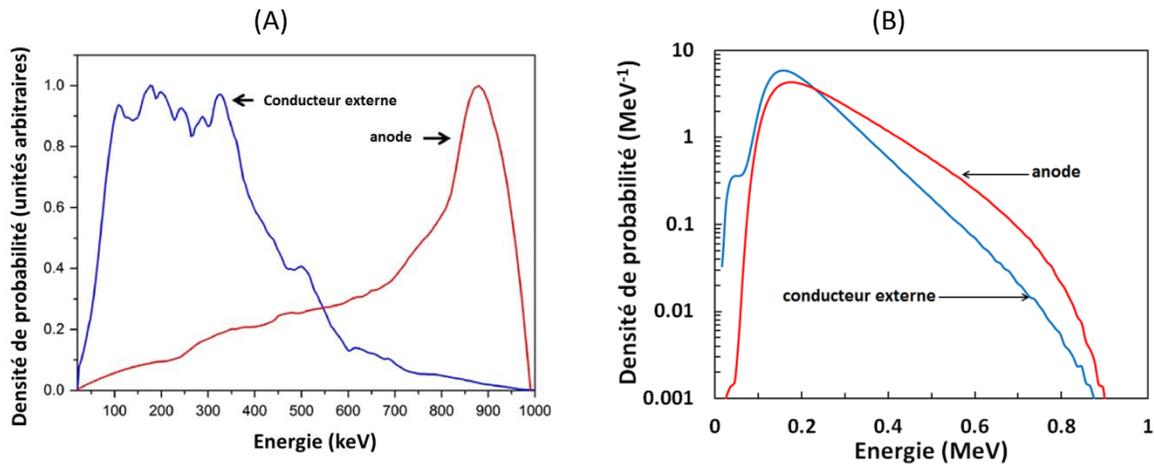


Figure II.13 : Spectre intégré en temps des électrons impactant l'anode et le conducteur externe de la ligne de transmission (A). Spectres intégrés en temps des photons produits par ces deux contributions (B).

L'énergie moyenne des photons produits par les électrons impactant l'anode est égale à 270 keV, et l'énergie moyenne des photons produits par les électrons impactant le conducteur externe est égale à 210 keV. La charge électronique incidente sur l'anode est égale à 7.4 mC, et la charge contenue dans le nuage électronique émis par effet de champ depuis le conducteur central est égale à 4 mC. Cette charge, qui représente 30 % de la charge totale, génère aussi un flux X en interagissant avec le conducteur externe par Bremsstrahlung. Il est donc justifié de quantifier la contribution de ces électrons à la contrainte radiative générée sur l'axe de la diode.

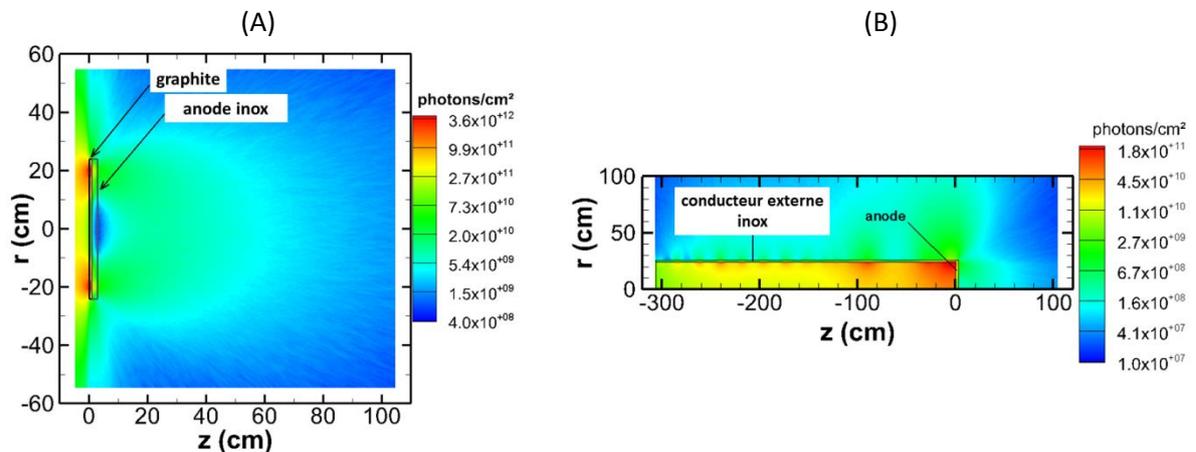


Figure II.14 : Répartition spatiale intégrée en temps de la fluence photonique. Contribution des électrons impactant l'anode (A) et contribution des électrons impactant le conducteur externe (B).

La dose produite à 1 m sur l'axe par les électrons impactant l'anode est égale à 0.22 rad(air), et celle produite par les électrons impactant le conducteur central est égale à 4 mrad(air). Ainsi, bien que la charge électronique constitutive de la gaine représente 30 % de la charge totale, sa contribution à la dose est très faible.

II.C. Le générateur MBS (Modular Bremsstrahlung Spectrum)

Ce générateur a été livré au centre d'étude de Gramat en 1987, et a été produit par la société américaine Pulserad. Ce générateur possède un principe de fonctionnement comparable à celui d'ASTERIX. La tension maximale de stockage de l'énergie dans le générateur de Marx est égale à 1.2 MV. Cette énergie électrique est délivrée dans une ligne de transmission conique au moyen d'éclateurs contenant du SF₆ sous pression. Cette impulsion de tension est mise en forme temporellement en se propageant dans la ligne de transmission dont le diélectrique est de l'eau dé-ionisée, jusqu'à la diode à électrons située à l'extrémité de la ligne.

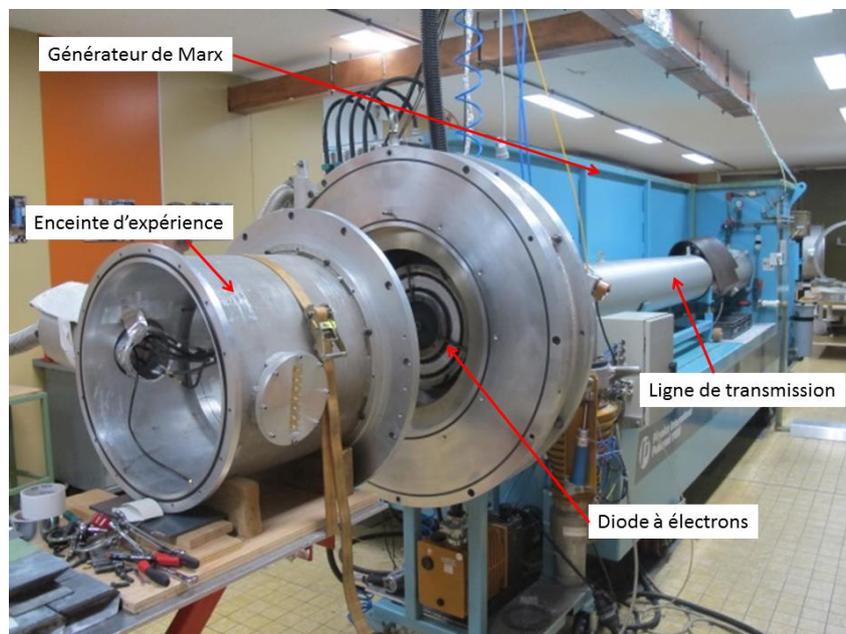


Figure II.15 : Vue d'ensemble du générateur MBS.

La figure II.16 représente la géométrie de la partie terminale de MBS ainsi que la diode à électrons. Une interface eau / vide assure la transition entre la ligne de transmission et la diode à électrons. La diode à électrons possède une cathode constituée de 180 fils concentriques en acier inoxydable dont les extrémités sont soudées sur deux anneaux métalliques de diamètres égaux à 11.5 et 17.5 cm. Les électrons émis par les fils sont accélérés en direction de l'anode constituée d'un disque de tungstène de diamètre intérieur et extérieur égal à 12.25 et 16.25 cm respectivement. Le faisceau d'électrons interagit avec le disque de tungstène et produit une impulsion de rayonnement X par Bremsstrahlung. Compte tenu de la complexité de cette géométrie, la cathode et l'anode ont été modélisées par deux couronnes métalliques. La détermination des caractéristiques du flux de rayonnement X produit nécessite la détermination des caractéristiques des électrons accélérés dans la diode. Celles-ci ont été, dans un premier temps, déduites de simulations numériques 3D Maxwell avec le code SOPHIE dont les paramètres sont décrits ci-dessous. Le fait d'effectuer, dans une première étape, une simulation électromagnétique sans particule, permet de valider la modélisation

de cette machine complexe, ce qui n'a jamais été réalisé auparavant. D'autre part, l'utilisation du code SOPHIE pour simuler le fonctionnement de diodes est aussi nouvelle.

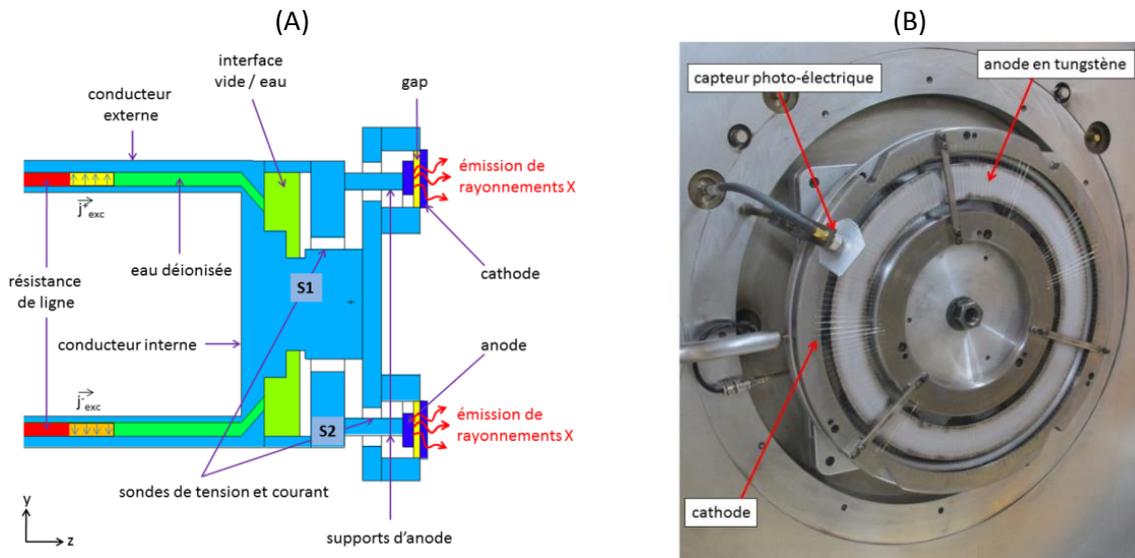


Figure 11.16 : Géométrie de la partie terminale de MBS (A), et photographie de la diode à électrons (B).

L'impulsion de tension se propageant dans la ligne a été simulée en injectant, dans le conducteur central, une densité de courant dans deux demi-coquilles cylindriques situées de part et d'autre du plan xOz . $\vec{J}_{exc}^+ = J_0 \vec{e}_y$ est la densité de courant dans le demi-cylindre situé au-dessus du plan xOz et $\vec{J}_{exc}^- = J_0 (-\vec{e}_y)$ est la densité de courant dans le demi-cylindre situé au-dessous du plan xOz . Une résistance a été modélisée à l'extrémité gauche de la ligne afin d'absorber les champs EM se propageant dans la direction $-Oz$, évitant ainsi le couplage parasite de ces champs avec la diode. Deux sondes de courant et tension ont été définies dans la simulation : la sonde S1 permet d'effectuer une comparaison directe entre les mesures et calculs, et la sonde S2 qui permet de quantifier la chute de tension due au fonctionnement de la diode. La valeur de J_0 a été ajustée de façon à ce que le courant calculé par la sonde S2 reproduise le courant mesuré, représenté en figure 11.17(A).

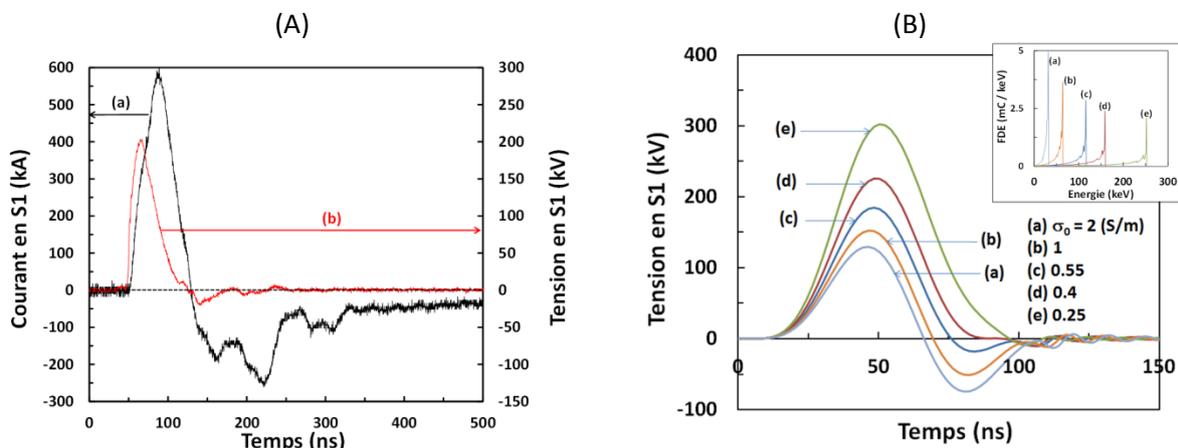


Figure 11.17 : Courant et tension mesurés en S1 (A), tension calculée pour différentes conductivités maximale σ_0 (B). L'incrustation représente les fonctions de distribution des électrons pour chaque valeur de σ_0 .

Le flux d'électrons émis par la cathode et accéléré dans le gap a été modélisé par une évolution temporelle de la conductivité du gap selon la relation $\sigma(t) = \sigma_0 \left\{ \sin\left(\frac{\pi t [ns]}{t_p}\right) \right\}^2$, où $t_p = 110$ ns. La tension calculée au point S1 a été ajustée sur les mesures en faisant varier le paramètre σ_0 . Ainsi, la comparaison entre la tension mesurée et calculée conduit à une valeur de σ_0 comprise dans l'intervalle [0.4 – 0.55] S/m. Cet intervalle peut être réduit, dans un deuxième temps, en comparant les valeurs des doses induites par le rayonnement X mesurées et calculées. L'incrustation représentée en figure II.17(B) représente les fonctions de distribution des électrons impactant l'anode, utilisées en paramètres d'entrée des calculs Monte-Carlo 3D pour la détermination des caractéristiques du flux de rayonnement X généré. Ces caractéristiques sont représentées en figure II.18.

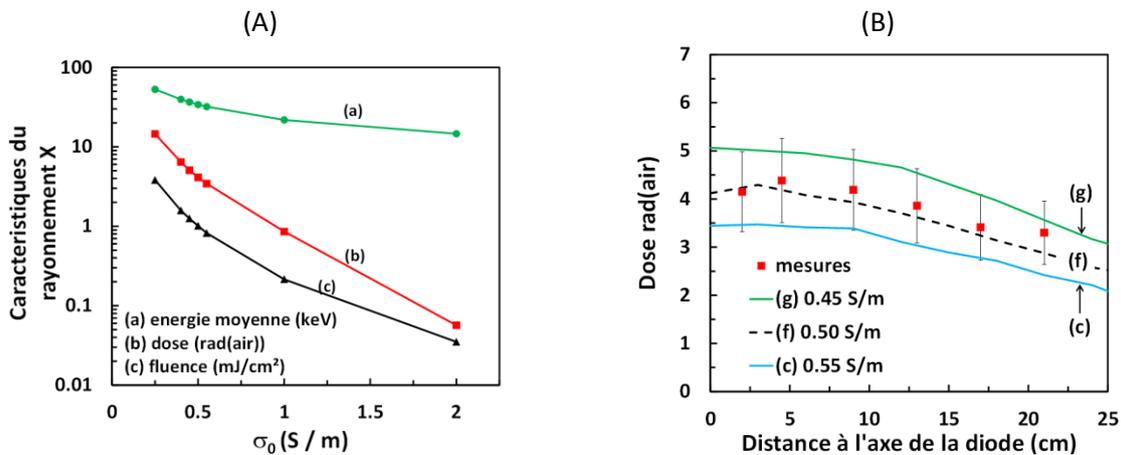


Figure II.18 : Caractéristiques du rayonnement X produit en aval de la diode (A), comparaison des doses mesurées et calculées à 27 cm de la diode dans la direction transverse Oy (B).

Il est important de noter que le champ électrique dans la diode est constant. Ceci est propre au fait que le transport du faisceau d'électrons, et par conséquent les effets de charge d'espace qu'il induit, ne sont pas pris en compte. Ceci n'est pas le cas des simulations Maxwell-Vlasov présentées dans les paragraphes II.A à II.C, où le champ électrique dans la diode résulte de la superposition du champ électrique associé à la propagation de l'onde de tension et de la charge d'espace du faisceau d'électrons. La figure II.18(B) montre que la comparaison entre les doses mesurées et calculées permet de déduire la valeur du maximum de conductivité de la diode de MBS à 0.5 S/m avec une incertitude inférieure à +/-10 %, liée à l'incertitude sur les valeurs de dose mesurées [II.10]. Compte tenu des résultats présentés en figure II.18(A), cette valeur implique une énergie moyenne des photons égale à 34 keV, une dose intégrée égale à 4 rad(air) et une fluence de 1.2 mJ/cm² à 27 cm sur l'axe de la diode.

Des simulations Maxwell-Vlasov 3D avec le code SOPHIE ont aussi été effectuées afin de tenir compte du transport des électrons dans la diode, dans le but d'améliorer la précision sur la détermination du flux X. La modélisation de la partie terminale de MBS est identique à celle représentée en figure II.16(A), mais au lieu d'imposer une évolution temporelle de la conductivité du volume défini par le gap entre la cathode l'anode, un flux d'électrons Maxwellien d'énergie moyenne égale à 5 eV est émis de façon homogène de la surface de la cathode avec une distribution angulaire en $\cos(\theta)$, où θ est l'angle entre le vecteur vitesse de la macro-particule émise et la normale à la

surface. Les électrons sont émis selon la loi temporelle $f(t) = \left\{ \sin\left(\frac{\pi t [ns]}{t_p}\right) \right\}^2$, avec $t_p=110$ ns, la charge électronique intégrée est égale à 25 mC. La figure II.19 représente la densité des électrons au maximum de l'impulsion de tension injectée dans la ligne, ainsi que l'évolution temporelle des courants et tensions aux points S1 et S2.

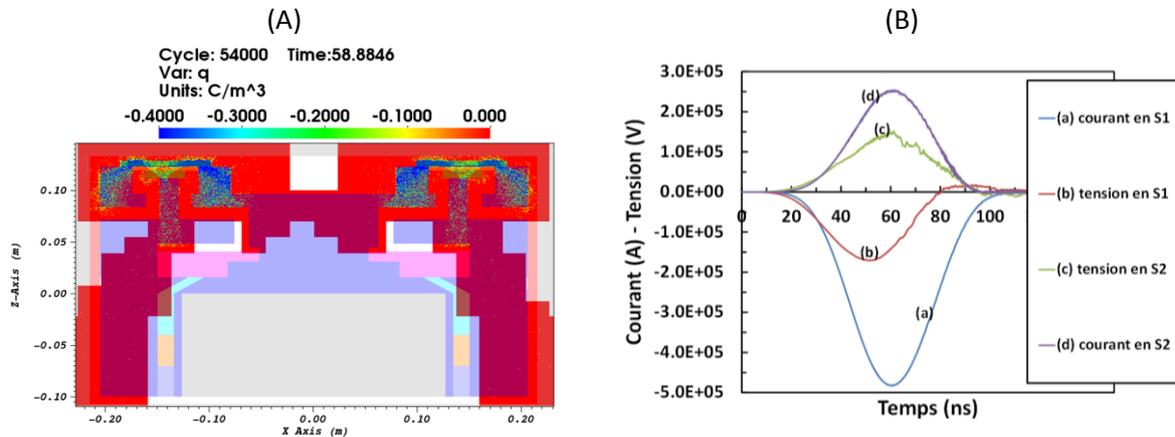


Figure II.19 : Densité des électrons dans la diode à $t=58$ ns après le début de l'impulsion de tension (A), et évolutions temporelles des courants et tensions aux points S1 et S2 (B).

La figure II.19(A) représente la densité des électrons dans la diode à $t=58$ ns, et montre un effet très marqué d'auto-focalisation du faisceau d'électrons par le champ magnétique associé à son transport. La figure II.19(B) montre que la tension en aval de la diode est diminuée d'un facteur deux, cette diminution est due à une désadaptation entre l'impédance de la ligne et celle de la diode, qui varie au cours du temps. Les niveaux de tension et courant calculés par la sonde S1 sont ajustés en faisant varier le niveau des densités de courant injectées dans les coquilles cylindriques situées à l'extrémité gauche de la ligne. Contrairement aux simulations Maxwell, l'impédance de la diode n'est plus imposée, mais est calculée de façon auto-cohérente par le calcul Maxwell-Vlasov qui tient compte du couplage champ – macro-particules.

Dans la plupart des études sur les diodes, les modèles d'émission électronique par effet de champ les plus couramment utilisés sont le modèle de Child-Langmuir [II.6][II.7][II.12] ou le modèle de Fowler Nordheim [II.13][II.14]. Comme mentionné précédemment, les calculs présentés dans cette partie sont effectués en imposant une émission d'électrons sans corrélation avec l'onde de tension générée à l'extrémité gauche de la ligne. Cette émission d'électrons de faibles énergies produit une charge d'espace au voisinage de la surface de la cathode, constituant un réservoir de charges disponibles pouvant être extraites puis accélérées dans le gap de la diode.

La figure II.20(A) représente l'évolution spatio-temporelle du champ électrique dans la diode. Contrairement aux simulations Maxwell où le champ E est uniforme dans le gap de la diode, les simulations Maxwell-Vlasov tiennent compte du champ électrique associé au flux d'électrons auquel s'ajoute le champ externe imposé par l'impulsion de tension produite dans la ligne de transmission du générateur. La figure II.20(B) illustre clairement l'inhomogénéité du champ dans la diode. L'annulation de ce dernier à la surface de la cathode illustre le fait que l'émission électronique est limitée par la charge d'espace. Le spectre électronique a été déterminé de façon similaire au cas Maxwell ci-dessus, en déterminant à chaque pas de temps Δt l'énergie d'accélération et la charge correspondante donnée par le courant de diode. Les calculs ont été effectués en tenant compte de la

valeur moyenne du champ E dans le gap. Il en résulte une énergie moyenne des électrons égale à 120 keV et une énergie moyenne photonique égale à 50 keV.

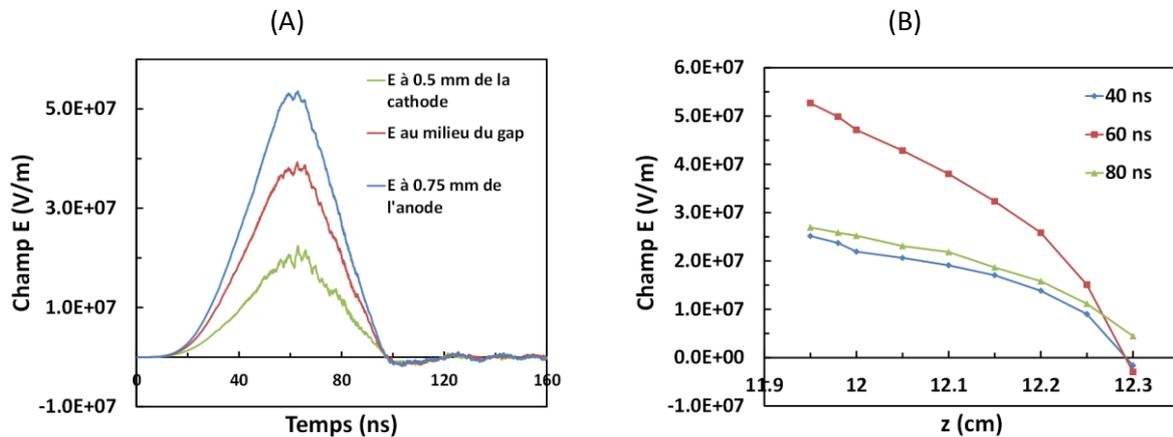


Figure II.20 : Evolution temporelle du champ électrique dans la diode (A) et évolution spatiale du champ électrique dans la diode pour trois instants à partir du début de l'impulsion de tension. L'abscisse $z=11.9$ cm correspond à la position de l'anode, et $z=12.3$ cm correspond à la position de la cathode.

Les résultats de ces travaux seront utilisés comme paramètres d'entrée des simulations SGEMP câble décrites au chapitre III. De plus, ces calculs permettent de déterminer l'évolution temporelle du spectre des électrons à partir de l'analyse des macro-particules incidentes sur l'anode. Ces résultats peuvent ainsi être utilisés comme paramètres d'entrée d'un calcul Monte-Carlo où la dépendance temporelle du spectre X peut être prise en compte. Cette analyse fait l'objet de travaux en cours au CEA/Gramat.

II.D. L'accélérateur ORIATRON

Enfin, pour l'étude des phénomènes générés par des flux de rayonnements ionisants continus, le moyen d'essais utilisé au CEA/Gramat est le moyen ORIATRON. Cet accélérateur linéaire radiofréquence (RF) d'électrons à 6 MeV a été construit par la société PMB en 2013.



Figure II.21 : Vue d'ensemble de l'accélérateur ORIATRON.

En plus des études de durcissement des systèmes électroniques, cet accélérateur permet aussi de développer et valider des diagnostics constitutifs de chaînes de radiographie éclair X [II.15]. L'Oriatron est constitué de trois parties principales, le circuit radiofréquence, le canon à électrons et la section accélératrice. Les caractéristiques de l'accélérateur sont résumées dans la référence [II.16]. La figure II.22(A) représente l'évolution temporelle de l'impulsion de courant d'électrons de 6 MeV en sortie de machine.

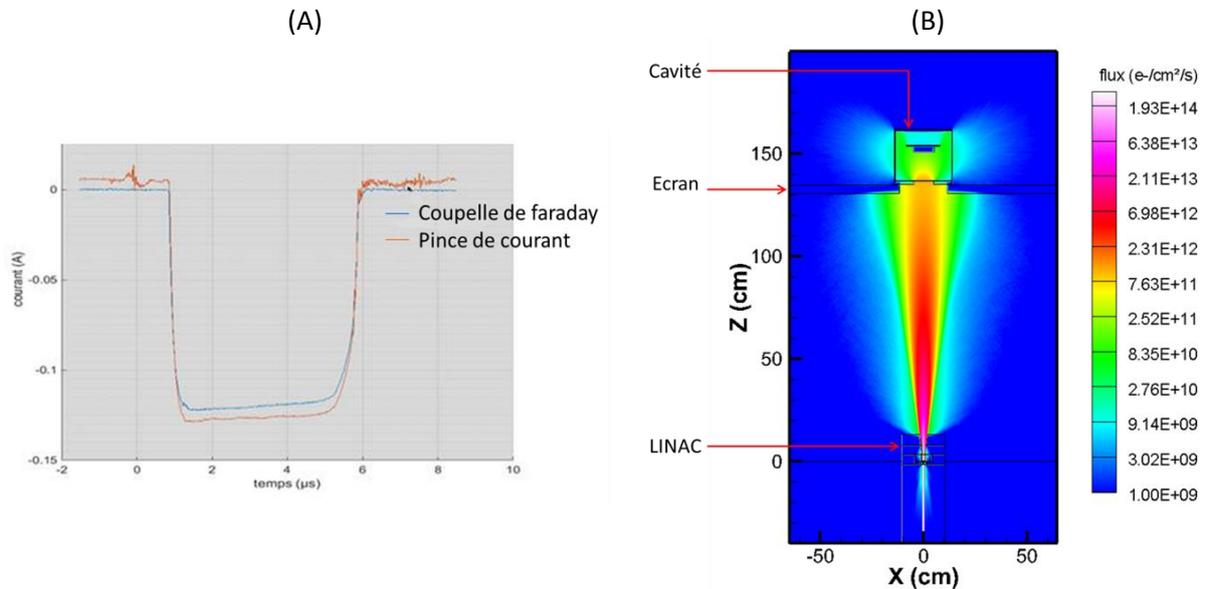


Figure II.22 : (A) Evolution temporelle de l'impulsion d'électrons émis en sortie d'accélérateur. (B) : Répartition spatiale du flux d'électrons dans le hall d'expérience, émis par l'accélérateur ORIATRON pour une fréquence de répétition des impulsions égale à 160 Hz.

Les caractéristiques des impulsions d'électrons émises par la machine à 160 Hz, à 1 m et sur l'axe sont résumées dans le tableau ci-dessous.

Débit de dose / impulsion	3.3×10^5	Gy(air) / s
Dose / impulsion	1.5	Gy(air)
Fluence / impulsion	0.72	nC / cm ²
Densité de courant / impulsion	0.16	mA / cm ²
Densité de courant moyen à 160 Hz	160	nA / cm ²
Débit de dose moyen à 160 Hz	330	Gy(air) / s

La figure II.22(B) illustre la répartition spatiale de la fluence électronique, moyennée pour un fonctionnement de l'accélérateur à 160 Hz, calculée par simulation Monte-Carlo 3D. Sur cette figure, l'accélérateur ainsi que l'enceinte d'expérience située à 120 cm de ce dernier sont représentés. Un écran d'aluminium de 2 cm d'épaisseur est disposé en amont de l'enceinte d'expérience. Le débit de dose calculé a été comparé à celui obtenu par des mesures effectuées avec une chambre à ionisation et une coupelle de faraday. Les résultats sont en bon accord.

Les caractéristiques de cet accélérateur seront utilisées comme données d'entrée pour les calculs de dépôt d'énergie dans les isolants pour l'étude des effets ECEMP.

Dans ce chapitre II, les méthodes expérimentales et numériques permettant de quantifier les rayonnements émis par les différents moyens d'essais en service au CEA/Gramat ont été décrites. Ces méthodes ont été appliquées à quatre moyens, pouvant fonctionner selon différentes configurations, afin de produire des rayonnements couvrant l'intervalle 1 keV – 6 MeV. La nouveauté de ces études est d'avoir appliqué aux machines de durcissement les mêmes méthodes que celles développées dans le domaine de la radiographie éclair X. Ainsi, une caractérisation précise avec une incertitude maîtrisée a été effectuée. Les incertitudes associées à la caractérisation des flux de rayonnements X et d'électrons sont dues aux incertitudes des mesures de dose fournies par le constructeur. Des développements sont en cours au CEA/Gramat par les équipes en charge de la mise en œuvre des générateurs, afin de mettre à disposition différents diagnostics de dose dans le but de réduire les incertitudes de mesures.

Les résultats des caractérisations des différentes machines sont utilisés, dans le chapitre III, pour quantifier les champs électromagnétiques produits lors d'irradiation de systèmes électroniques.

Chapitre III : Quantification des champs électromagnétiques produits par l'interaction de rayonnements ionisants avec des systèmes électroniques

Ce chapitre présente les méthodes permettant de quantifier les contraintes électromagnétiques produites par irradiation de systèmes électroniques. Comme mentionné au chapitre II, les flux des rayonnements ionisants incidents sur les systèmes sont des données d'entrées nécessaires. La précision sur la prédiction de l'effet électromagnétique généré est donc liée à l'incertitude sur le flux incident d'une part, ce qui justifie les études restituées au chapitre II, dont l'objectif est de caractériser précisément ces termes sources. D'autre part, les résultats des prédictions des effets électromagnétiques sont affectés par des incertitudes numériques. Le maillage, cartésien structuré dans le cas des calculs effectués avec SOPHIE, induit une simplification de certains détails, voire leur suppression. Ceci est le cas, par exemple, des traitements de surface ou des pointes métalliques. Il est possible, dans une certaine mesure de pallier ces simplifications en diminuant la taille des mailles. Mais cette solution est limitée : elle implique des temps de calculs augmentant fortement en fonction du facteur de raffinement du maillage, du fait de la nécessité de conserver au minimum quelques dizaines de macro-particules par mailles et par pas de temps, ce qui est un prérequis pour l'obtention d'une statistique satisfaisante pour le calcul des champs [III.1].

Ainsi, afin de modéliser les phénomènes induits par renforcement du champ aux interfaces entre le vide et les surfaces métalliques possédant des faibles rayons de courbure, un modèle d'émission par effet de champ a été récemment implémenté dans SOPHIE. Par ailleurs, une autre source d'incertitude sur le calcul des champs par un code Maxwell-Vlasov est liée au traitement des particules interagissant avec les matériaux. Dans sa première version le code SOPHIE supprimait les particules impactant une surface métallique ou diélectrique. De façon à prendre en compte la propagation des particules dans les matériaux, un modèle de ralentissement et de diffusion a été spécifié puis implémenté récemment dans SOPHIE. Enfin, une autre source d'incertitude provient de la prise en compte des effets non-linéaires induits par la modification des propriétés électromagnétiques des diélectriques (permittivité et conductivité) sous irradiation. Ce point fait l'objet du chapitre IV.

Dans ce chapitre III, pour chaque machine, dont le terme source a été déterminé dans le chapitre II, les champs EM sont quantifiés, ainsi que leur couplage sur des systèmes électroniques tels que des circuits imprimés et des câbles.

III.A. Quantification des effets SGEMP produits par le générateur ASTERIX

Dans ce paragraphe, les champs électromagnétiques générés par ASTERIX sont quantifiés. Dans un premier temps, les calculs Maxwell-Vlasov sont effectués dans une cavité sous vide, puis, dans un deuxième temps, des mesures de contraintes sur des cartes et circuits imprimés seront effectués. Dans un troisième temps, la contribution des effets SGEMP aux effets globaux induits par l'irradiation (TREE + SGEMP) sera quantifiée.

III.A.1. Champ EM induits par le rayonnement X généré par ASTERIX en mode photons

Les répartitions spatio-temporelles des champs EM sont déduites des calculs Monte-Carlo présentés au paragraphe II.A.2. L'interaction du faisceau d'électrons accéléré dans la diode avec la

cible en tantale produit un flux X caractérisé, au moyen d'une photodiode X, par une évolution temporelle pouvant être modélisée par la fonction $f(t) = \sin^3 \left\{ \frac{\pi t(ns)}{90(ns)} \right\}$. En se propageant dans l'interface vide / air constituée de 12 mm d'aluminium (voir figure II.2(B)), cette impulsion de rayonnement X génère une impulsion de photoélectrons et d'électrons Compton de même forme temporelle et possédant une distribution en énergie pouvant être ajustée par une exponentielle décroissante caractérisée par une énergie moyenne égale à 0.9 MeV. La charge totale émise est égale à 9.5 μC . A partir de ces données d'entrées, une simulation Maxwell-Vlasov a été effectuée avec le code SOPHIE. La figure III.1 représente la répartition spatiale des champs E et H en aval de l'anode d'ASTERIX.

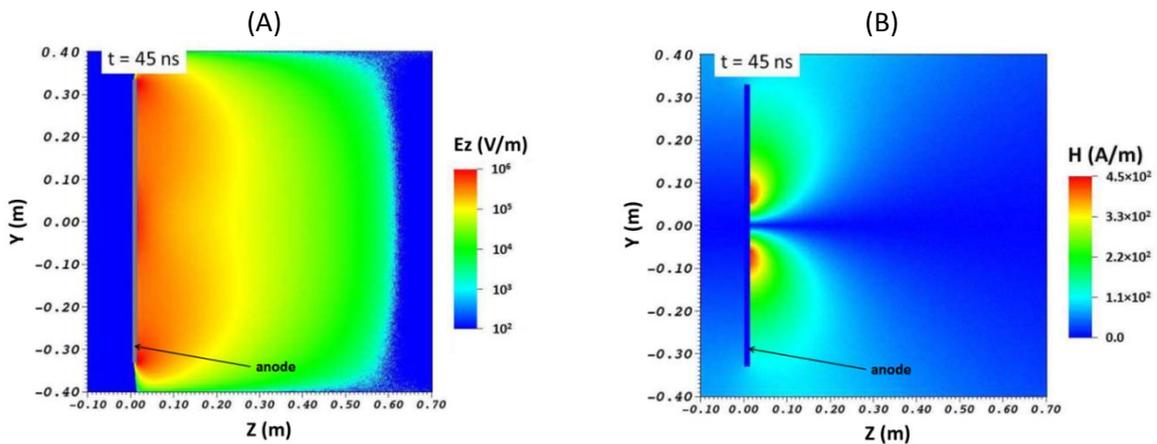


Figure III.1 : Composante selon Oz du champ électrique (A) et module du champ magnétique (B) dans le plan (yz) au maximum de l'impulsion de rayonnement X.

Le champ électrique est maximal à la surface de l'anode, et décroît de façon exponentielle avec une distance caractéristique égale à 20 cm. Cette évolution est directement corrélée à la densité électronique du flux d'électrons émis par l'anode. Le champ magnétique possède une symétrie azimutale autour de l'axe Oz (l'axe de la diode) et son évolution spatiale est corrélée aux gradients du flux d'électrons dans la direction transverse à l'axe Oz [III.2].

De façon à être plus représentatif d'un environnement opérationnel, un calcul Maxwell-Vlasov a été effectué en considérant l'irradiation d'une cavité sous vide, situé à 30 cm du convertisseur. La figure III.2 représente le dispositif expérimental et les résultats des calculs Monte-Carlo 3D du transport des électrons.

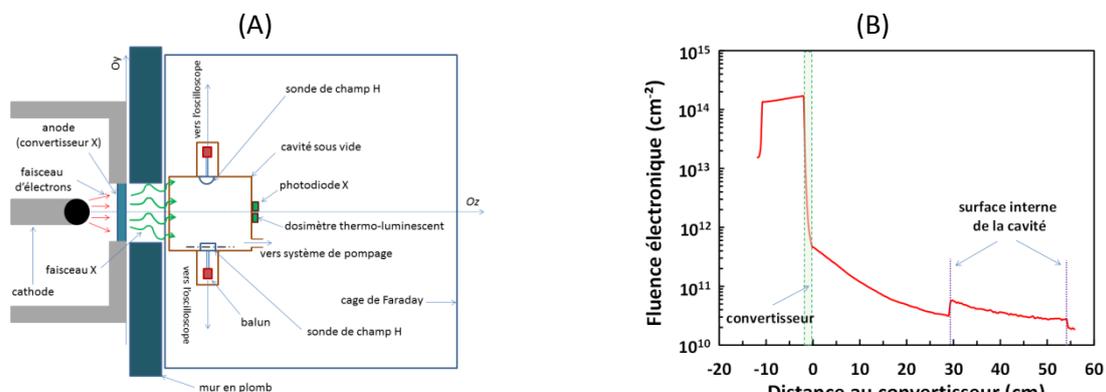


Figure III.2 : Dispositif expérimental pour l'étude des champs EM générés dans une cavité (A). Calculs Monte-Carlo 3D du transport des électrons (B).

Les électrons émis par l'anode sont générés dans le stoppeur (12 mm d'aluminium) à une distance de l'interface vide / air inférieure au parcours des électrons dans l'aluminium. Compte tenu de l'énergie moyenne des électrons égale à 0.9 MeV, cette distance est de l'ordre de 1.7 mm. A l'intérieur de la cavité en aluminium, dont les parois ont une épaisseur de 2 mm, la fluence électronique augmente notablement du fait de l'interaction du rayonnement X avec les parois générant des électrons Compton. La charge électronique injectée dans la cavité est déduite des calculs Monte-Carlo, et est égale à 2 μC . Comme dans le cas précédent traitant de la propagation des rayonnements ionisants et électromagnétiques dans la cage de Faraday, la distribution angulaire des électrons suit une loi en $\cos(\theta)$. La figure III.3 représente la répartition des champs EM dans la cavité.

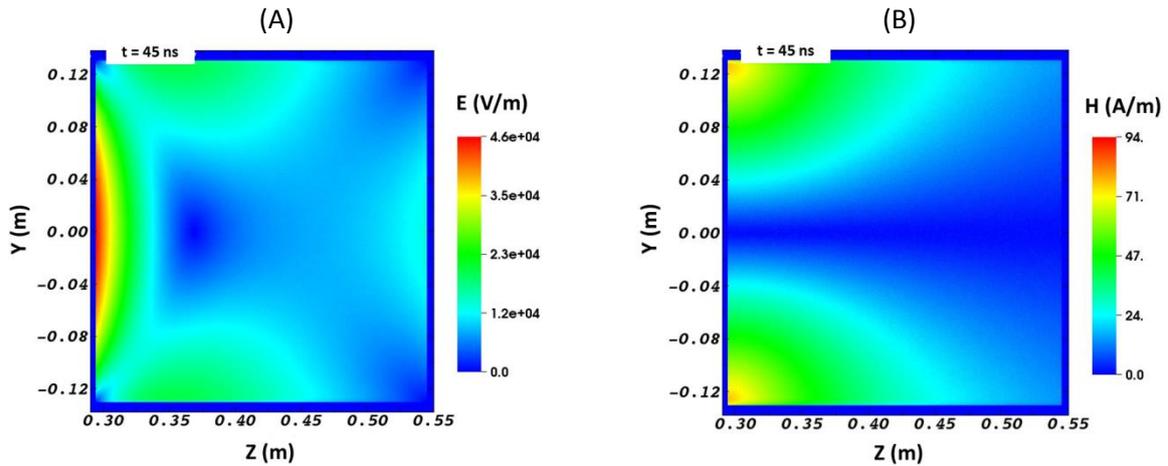


Figure III.3 : Répartitions spatiales dans le plan (yz) du module du champ E (A) et du module du champ H (B).

Les calculs de champ dans la cage de Faraday (figure III.1) et dans l'enceinte (figure III.2) ont été comparés avec des mesures de champ magnétique. La sonde de champ H utilisée a été fabriquée par la société Prodyn basée aux Etats-unis. Cette sonde est spécifiée pour être utilisée dans un environnement ionisant et fonctionne en mode différentiel et dérivatif. Plus précisément, cette sonde est constituée de deux capteurs permettant d'enregistrer le même signal en opposition de phase. Chaque capteur est relié à un BALUN (BALANCED to UNbalanced), qui est un convertisseur deux voies vers une, effectuant la soustraction des deux mesures afin d'éliminer le bruit de mode commun. La fonction de transfert de cette sonde a été mesurée selon la procédure de calibration décrite en figure III.4.

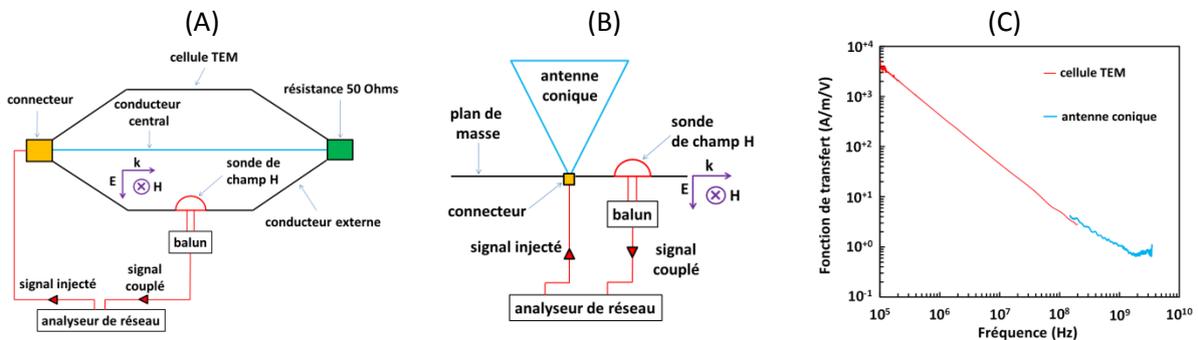


Figure III.4 : Dispositifs expérimentaux pour les procédures de calibration des sondes de champ magnétique. (A) : calibration dans une cellule TEM (Transverse ElectroMagnétique) dans la gamme [0 – 200] MHz, (B) : calibration par illumination au moyen d'une antenne conique dans la gamme [0.2 – 3] GHz. (C) : Fonction de transfert mesurée sur la gamme [0 - 3] GHz.

A partir des signaux de calibration donnant l'évolution en fréquence du signal couplé sur le capteur en fonction du signal injecté, il est possible de déterminer expérimentalement l'évolution temporelle du champ H produit en aval de l'anode d'ASTERIX. La figure III.5 représente les comparaisons calculs / expériences des configurations représentées en figure III.1 (propagation dans la cage de Faraday) et en figure III.3 (propagation dans l'enceinte).

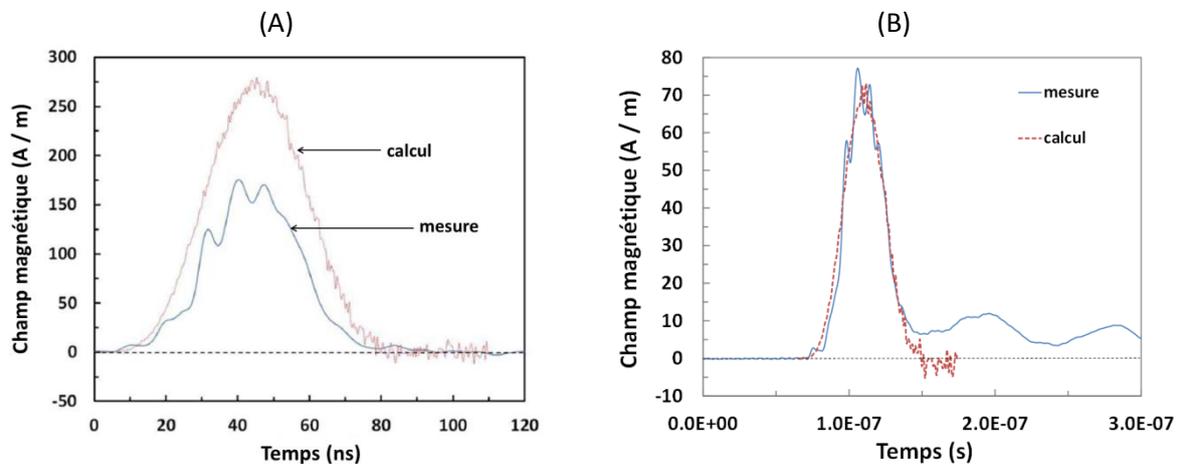


Figure III.5 : Comparaison entre les signaux de champ H mesurés et calculés dans la cage de Faraday en $z=5$ cm et $y=10$ cm (A), et dans l'enceinte en $z=30$ cm et $y=12.5$ cm (B).

La figure III.5(A) montre un écart significatif entre les mesures et les calculs, qui est attribué au fait que les calculs Maxwell-Vlasov considèrent le transport de particules sous vide, alors que les expériences sont effectuées à la pression atmosphérique. La figure III.5(B) montre en revanche un bon accord entre les calculs et les mesures dans l'enceinte sous vide.

Ces calculs ont permis, avec le support des calculs de dose présentés au chapitre II, de fournir une équivalence entre le débit de dose d'une part, et le niveau des champs E et H d'autre part.

III.A.2. Contraintes radiatives et électromagnétiques sur un circuit électronique, induites par le rayonnement X généré par ASTERIX en mode photons

Dans les deux paragraphes suivant, des mesures de couplage des champs EM induits par le flux du rayonnement d'ASTERIX et par une onde EM plane sont effectuées. La comparaison entre ces deux types de couplage permettra de quantifier la contribution des effets électromagnétiques sur les perturbations induites lors d'irradiations de circuits électroniques.

Le circuit électronique testé est constitué de trois fonctions, réalisées à partir de composants standards, c'est-à-dire sans spécifications particulières concernant la tenue des paramètres fonctionnels sous irradiation :

- un circuit astable générant un signal périodique. Le composant actif pour cette fonction est le CD4093-BE,
- un régulateur de tension LM317-T,
- un comparateur LM124-N permettant l'analyse des deux signaux précédents.

La figure III.6 représente la modélisation de la fonction ainsi que la conception du circuit imprimé. La fréquence du signal en sortie de l'astable est égale à $150 \mu\text{s}$.

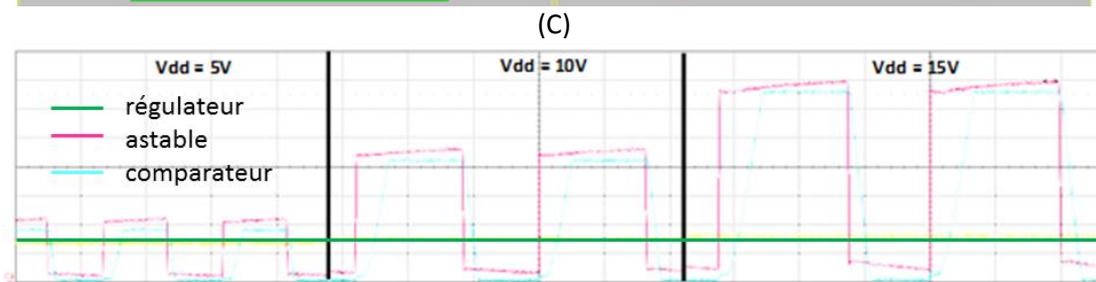
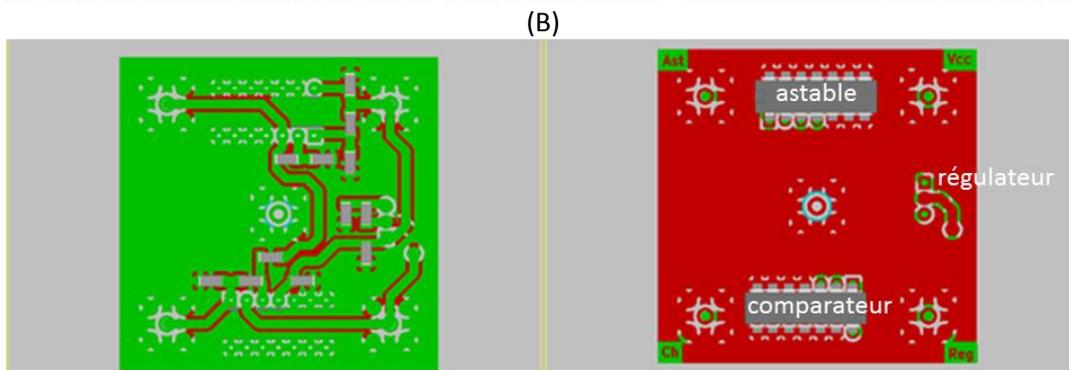
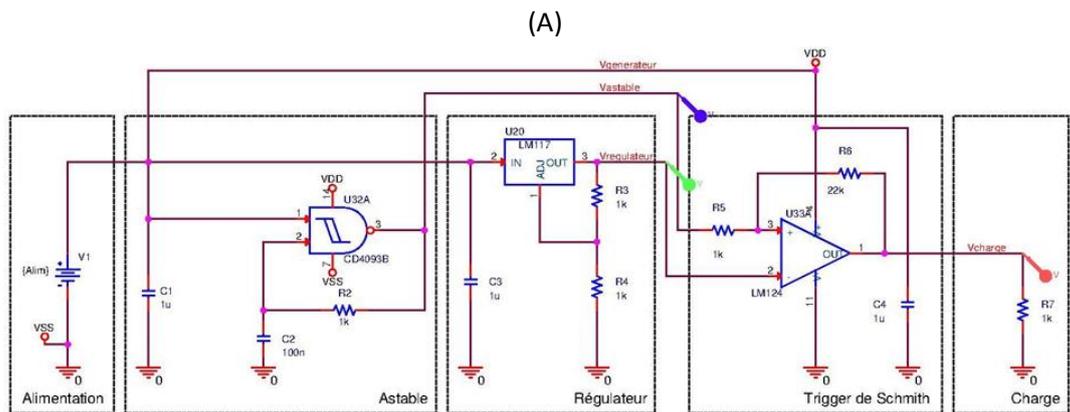


Figure III.6 : Conception de la fonction et du circuit électronique mis en œuvre pour les tests d'irradiation. (A) : modélisation avec le logiciel PSPICE, (B) : conception du circuit imprimé, (C) : mesure des tensions en sortie des trois fonctions.

Le circuit imprimé a été réalisé au CEA/Gramat et est constitué de deux couches de 35 μm de cuivre déposées de part et d'autre d'un substrat de 1 mm de FR4. Lors des irradiations avec le générateur ASTERIX, les fonctions électroniques sont perturbées. La figure III.7 représente l'évolution temporelle des signaux de tension mesurés à la sortie des trois composants.

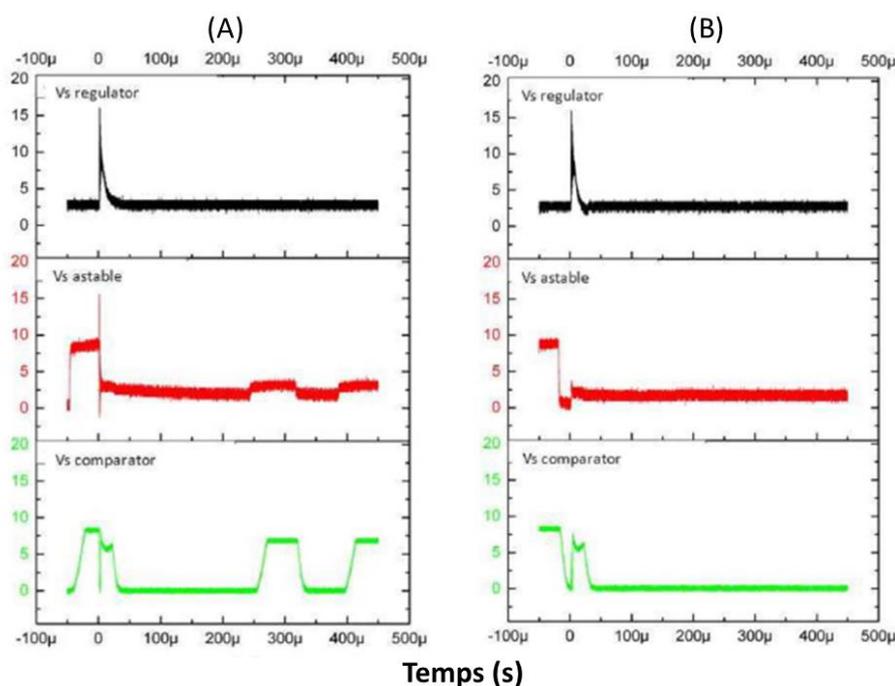


Figure III.7 : Evolutions temporelles des signaux de tension mesurés en sortie des trois fonctions, pour une dose intégrée en temps égale à 2 Gy(air) (A) et 3 Gy(air) (B). La polarisation est fixée à 10 V.

Ces tests mettent en évidence un seuil de destruction aux effets de latchup autour de 2 Gy(air) [III.3]. Des mesures complémentaires ont permis de mettre en évidence un seuil de perturbation de la fonction électronique autour de 1 Gy(air).

III.A.3. Contraintes électromagnétiques sur un circuit électronique, induites par une onde plane

L'analyse des champs EM effectuée dans le paragraphe III.A.1 montre que l'interaction du flux X émis par ASTERIX induit des champs EM impulsionnels. De façon à déterminer l'effet de ces champs sur la fonction électronique, et leurs contributions aux effets induits lors des tests d'irradiation, le circuit a été testé dans une cellule transverse électromagnétique similaire à celle représentée en figure III.4(A). Un générateur de tension impulsionnel maximale de 8 kV est connecté à une des extrémités de la cellule. Le temps de montée de l'impulsion de tension est égal à 0.4 ns, et la largeur à mi-hauteur est égale à 2 ns. Le champ H maximal induit dans la cellule est égal à 350 A/m.

La figure III.8 représente les signaux de tension en sortie des différents composants. Elle montre que la fonction électronique est perturbée pour des valeurs de champ H en onde plane inférieures à 80 A/m. Compte tenu des calculs de champs EM induits par le rayonnement produit par ASTERIX, dont les résultats sont présentés en figure III.5(B), ce niveau de champ est obtenu pour une valeur de dose intégrée égale à 20 Gy(air). Le seuil de destruction est obtenu pour une valeur du champ H situé autour de 350 A/m. Un tel niveau de champ est produit par le rayonnement d'ASTERIX pour une dose intégrée en temps égale à 90 Gy(air). Il est utile de rappeler que le seuil de destruction de la fonction électronique est obtenu pour une dose intégrée en temps autour de 2 Gy(air) (voir figure III.7(B)).

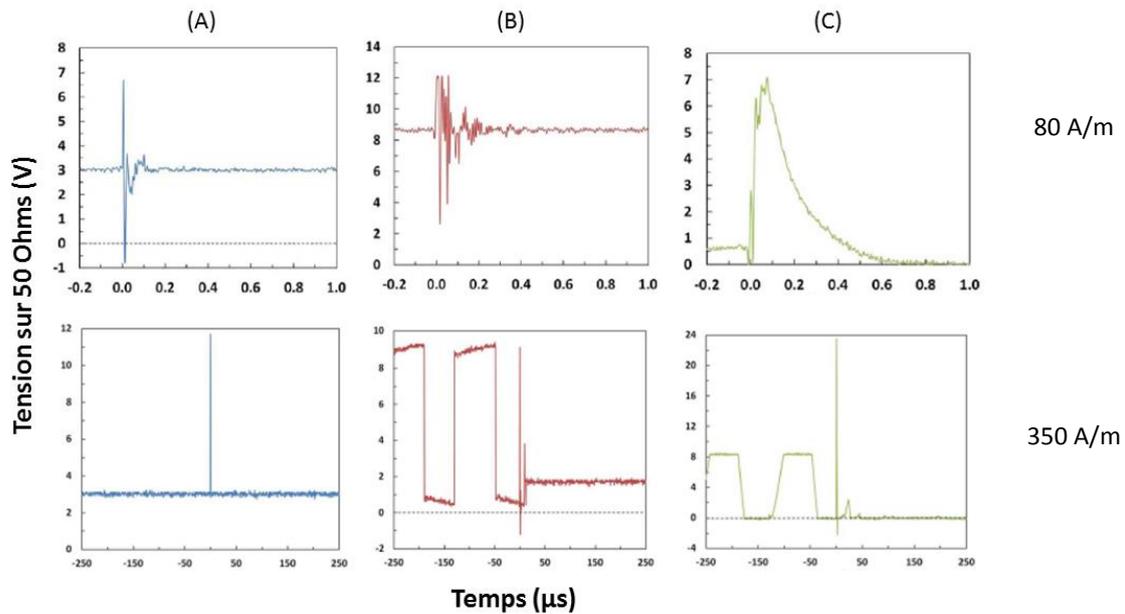


Figure III.8 : Evolutions temporelles des signaux de tension mesurés en sortie des trois composants, pour un champ H dans la cellule égal à 80 et 350 A/m. (A) : régulateur, (B) : astable, (C) : comparateur.

La comparaison entre les seuils de perturbation de la fonction électronique obtenus par irradiation avec un flux X d'une part, et avec une onde plane d'autre part montre clairement que la contribution de la contrainte EM à la réponse du circuit sous irradiation est faible. Cependant, cette conclusion est valable uniquement pour le circuit testé, qui est réalisé avec des composants sans spécification de tenue aux environnements radiatifs. Si le circuit électronique testé est constitué de composants électroniques robustes vis-à-vis des rayonnements ionisants comme par exemple les composants basés sur des technologies SOI (Silicon On Insulator), une autre étude expérimentale devrait être effectuée afin de quantifier la contribution des effets EM aux réponses sous irradiation.

Par ailleurs, l'analyse précédente basée sur l'équivalence entre les champs SGEMP d'une part et les champs EM issus d'une onde plane d'autre part n'est pas complète. En effet, il est important de rappeler, que les effets SGEMP sur carte sont dus au couplage des champs électromagnétiques induits par l'émission de photoélectrons et d'électrons Compton produits par l'interception du flux X par le circuit imprimé. En plus de cette contribution, il est nécessaire de considérer les champs EM induits par le mouvement des électrons entre les conducteurs constitutifs du circuit imprimé, notamment entre les pistes et le plan de masse. Ces mécanismes ne pouvant être reproduits par une onde plane seule, il est nécessaire de quantifier ces effets SGEMP sur carte.

III.A.4. Quantification des effets SGEMP sur carte.

Afin de quantifier avec plus de précision la contribution des effets SGEMP aux mesures de perturbations des circuits électroniques testés au flash X, le couplage SGEMP sur carte est analysé plus en détail dans ce paragraphe.

Deux séries d'expériences ont été réalisées, permettant d'établir une équivalence entre la fluence X incidente d'une part, et les niveaux des tensions radio-induites d'autre part. La première série d'expérience consiste à mesurer les signaux SGEMP par irradiation avec ASTERIX d'un circuit imprimé sans composants. Dans la deuxième série d'expérience, les signaux couplés sur la piste

induits par illumination par une onde EM plane sont mesurés. La figure III.9 représente les signaux de tension mesurés aux extrémités des pistes du circuit imprimé pour ces deux types de couplage.

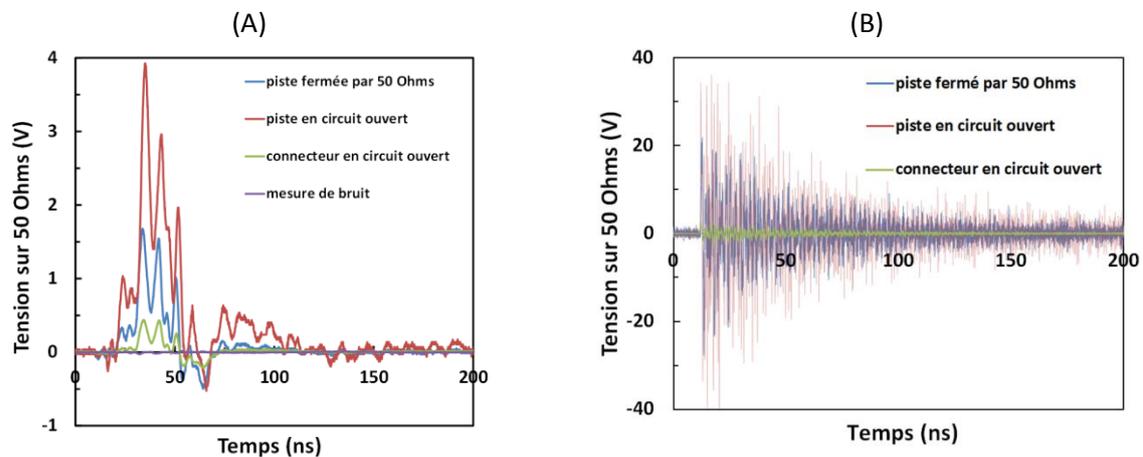


Figure III.9 : Mesures de couplage SGEMP sur le circuit imprimé irradié par ASTERIX à 30 Gy(air) (A), et mesures de couplage par onde plane dans une cellule TEM à 170 A/m (B).

Il est important de rappeler que les fréquences associées à l'évolution temporelle du flux X d'ASTERIX sont essentiellement comprises dans la gamme [0 – 50] Hz. La cellule TEM a été excitée par un générateur de tension impulsionnelle crête égale à 8 kV et excite des modes de la cellule jusqu'à 2 GHz compte tenu de son temps de montée, égal à 0.4 ns. De façon à comparer les deux types de couplage, les signaux de tension mesurés dans la cellule ont été multipliés par une fonction de transfert égale à la transformée de Fourier de l'évolution temporelle du flux X d'ASTERIX. La figure III.10 représente le résultat de cette analyse.

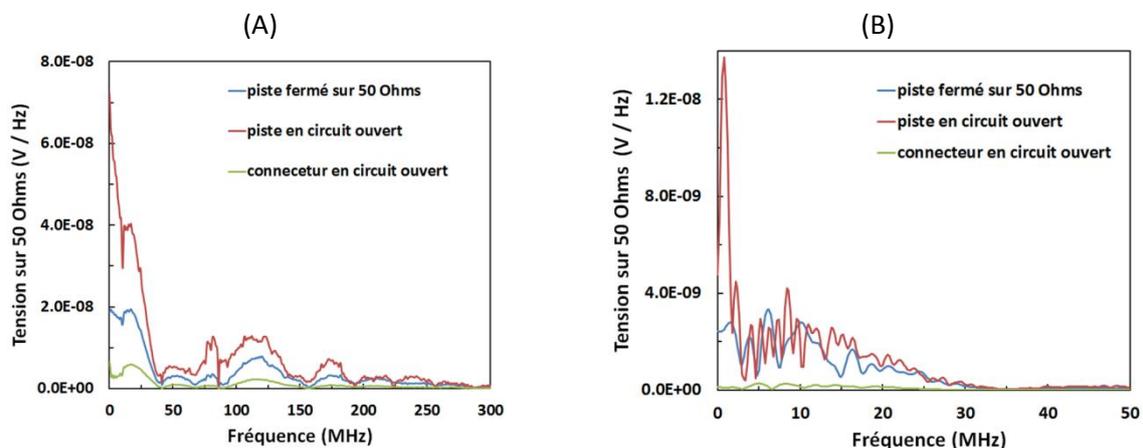


Figure III.10 : (A) : transformées de Fourier des signaux représentés en figure III.9(A). (B) : transformées de Fourier des signaux représentés en III.9(B) après multiplication par la fonction de transfert d'ASTERIX.

Lors de l'irradiation du circuit imprimé par le flux X d'ASTERIX, la dose intégrée est égale à 30 Gy(air) au centre de la carte, et le champ H maximal mesuré est égal à 20 A/m. Le champ H induit dans la cellule est égal à 170 A/m. Cependant, après filtration par la fonction de transfert de l'impulsion d'ASTERIX, le champ H maximal est aussi égal à 20 A/m. La figure III.10 illustre clairement que pour un champ H équivalent, le signal induit par le couplage d'une onde plane est inférieur d'une décade au signal obtenu par couplage SGEMP sur ASTERIX. Il est donc possible de conclure sur le fait que les champs SGEMP contribuent à 10 % de la réponse SGEMP. La majeure partie de la réponse SGEMP est donc attribuée aux courants induits par le transport des charges entre les conducteurs.

Ainsi, en comparant par exemple le signal de perturbation de la fonction « régulation » représenté en figure III.7 avec le signal SGEMP induit sur les pistes et représenté en figure III.9(A) (ramené à 3 Gy(air)), la contribution des effets SGEMP à la perturbation est quantifiée à 3 %. Comme mentionné précédemment, cette contribution peut être plus élevée si les composants testés possèdent une robustesse vis-à-vis des rayonnements ionisants comme les technologies SOI.

Dans ce paragraphe, les effets SGEMP sur circuit imprimé ont été analysés en détail et ont permis de quantifier leur contribution aux mesures de perturbation de fonctions électroniques sous irradiation. Les applications concernées sont la compatibilité électromagnétique auprès des grands instruments de physique expérimentale ainsi que le durcissement des systèmes électroniques aux rayonnements ionisants. Les résultats présentés dans ce paragraphe ont fait l'objet du stage de master 2 de Stéphane Demarquay [III.4] et d'un article de revue [III.5].

III.B. Quantification des champs SGEMP produits par le générateur LTD 1 MV

Dans ce paragraphe, les capacités du générateur LTD 1 MeV, dont les caractéristiques ont été présentées dans le paragraphe II.B, pour la génération des effets SGEMP est analysée. Plus précisément, le générateur a été utilisé dans une configuration permettant la mise à profit du courant élevé produit par cette machine pour la génération de champs SGEMP élevés. La figure III.11 représente la configuration expérimentale mise en œuvre.

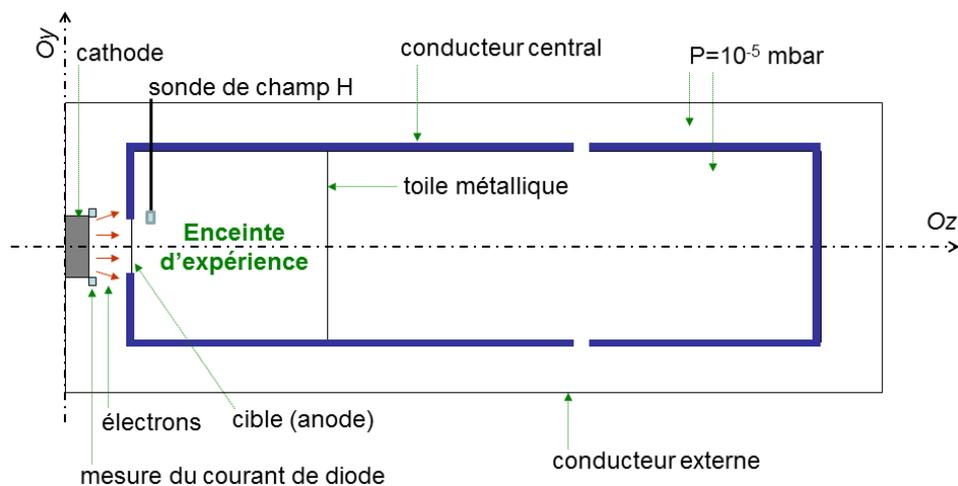


Figure III.11 : Configuration du LTD mises en œuvre pour les expériences SGEMP.

Dans cette configuration, l'enceinte d'expérience est l'intérieur de la partie terminale du conducteur central. La polarité de la machine a été inversée de façon à ce que les électrons soient émis dans le conducteur central par une cathode en aluminium recouverte d'un dépôt en graphite fixée sur le conducteur externe. Les électrons émis par la cathode traversent une cible en aluminium de 1 mm d'épaisseur et sont émis dans l'enceinte d'expérience. Les caractéristiques des électrons émis par la cathode ont été présentées dans le paragraphe II.B. Un calcul de transport Monte-Carlo 3D a été effectué afin de déterminer la distribution spectrale, angulaire et spatiale des électrons émis dans l'enceinte. Ces calculs montrent que le coefficient de transmission de la cible aluminium est égal à 0.1 et que leur énergie moyenne est égale à 0.37 MeV. La distribution angulaire des électrons peut être ajustée par une loi en $\cos(\theta)$ où θ est l'angle entre la normale de la cible et les vecteurs associés aux vitesses des électrons.

La figure III.12 représente l'évolution spatiale de la dose sur l'axe de la diode en fonction de la distance à l'anode, ainsi que l'évolution de la fluence électronique en fonction de la direction transverse à l'axe de la diode.

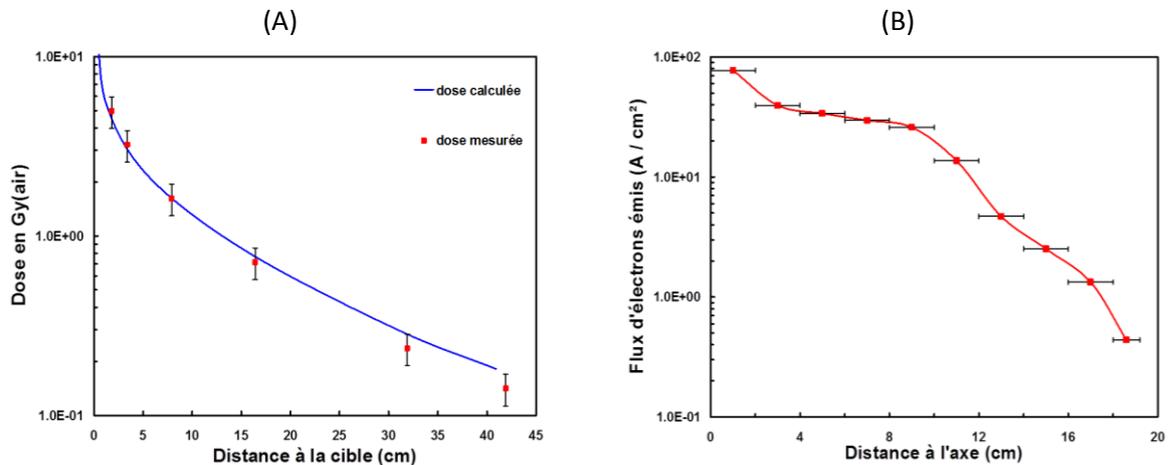


Figure III.12 : Evolution spatiale de la dose selon l'axe de la diode Oz (A), et évolution spatiale de la fluence électronique selon Oy (B).

Il est important de noter que les mesures de dose ont été effectuées par irradiation de dosimètres LiF contenus dans des boîtiers aluminium de 3 mm d'épaisseur. Ainsi, les électrons sont totalement absorbés dans ces boîtiers, et la dose mesurée est par conséquent due aux photons générés par le freinage des électrons. Cette validation expérimentale permet de calculer les champs SGEMP par simulation Maxwell-Vlasov 3D avec le code SOPHIE. La figure III.13 représente le champ électrique et magnétique dans l'enceinte d'expérience au maximum de l'impulsion de courant.

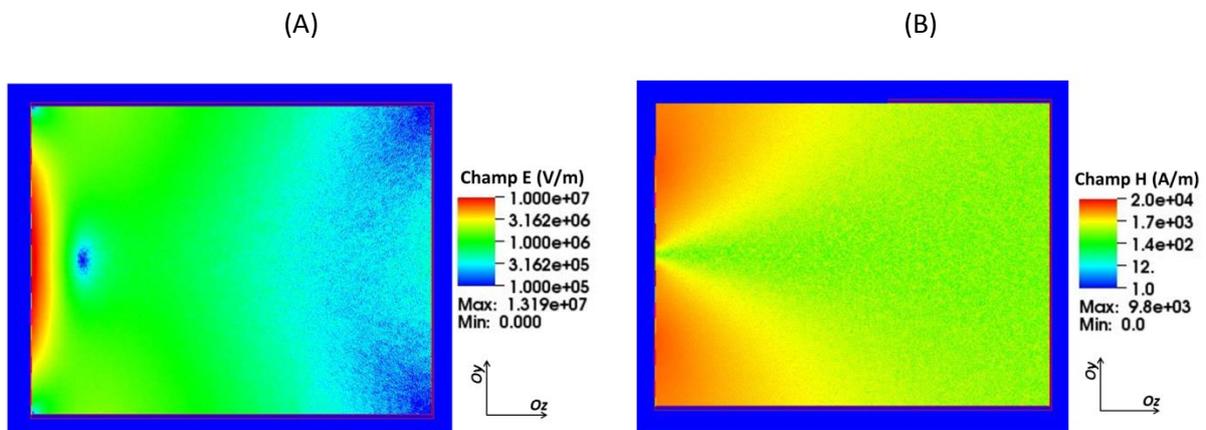


Figure III.13 : Répartitions spatiales du champ E (A) et du champ (H) au maximum de l'impulsion de courant.

La figure III.13 illustre le fait que, compte tenu de l'énergie relativement faible des électrons et du courant élevé, les champs sont confinés au voisinage de l'anode impliquant une charge d'espace importante. Le champ électrique à 2.5 mm de la surface de l'anode est égal à 18 MV/m est décroît exponentiellement en fonction de la distance à la surface avec une distance caractéristique égale à 1.7 cm. Il est intéressant de comparer ces résultats avec ceux obtenus par un modèle 1D de calcul de charge d'espace en régime stationnaire [III.6]. La valeur du champ E obtenue avec ces calculs simplifiés à 2.5 mm de l'anode est égale à 15 MV/m, ce qui est en très bon accord avec les calculs Maxwell-Vlasov 3D effectuées avec SOPHIE.

De façon à valider les calculs des champs EM, des mesures de champ H ont été effectuées avec une sonde courant réalisée et calibrée au CEA/Gramat. Cette sonde possède un comportement dérivatif jusqu'à 200 MHz, et fonctionne en mode différentiel. La sonde est positionnée au plus près de l'anode (distance inférieure à 5 mm) et à 12 cm de l'axe de la machine, correspondant à la position pour laquelle le champ H est maximal.

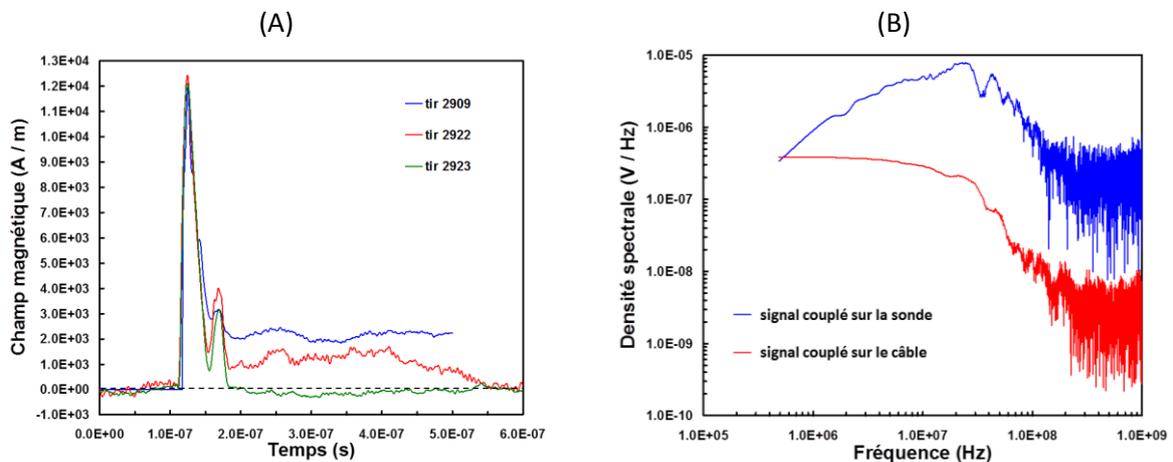


Figure III.14 : Signaux de champ H mesurés pour différents essais (A), et comparaison du signal couplé sur la sonde avec une mesure de bruit dans un câble (B).

La figure III.14 montre d'une part que les mesures de champ H sont en très bon accord avec les calculs Maxwell-Vlasov, pour lesquels le champ H maximal est égal à 10 kA/m (voir figure III.13(B)), soit un écart de 20 %. D'autre part, le champ SGEMP couplé sur la sonde de champ H est très supérieur à la mesure de bruit dans un câble de mesure.

Dans ce paragraphe, les champs SGEMP produits par le générateur LTD ont été quantifiés par simulations Maxwell-Vlasov et Monte-Carlo 3D et validés par des mesures. Ces champs peuvent être restitués par un modèle simple de charge d'espace en 1D et en régime stationnaire. Cette configuration peut être adaptée pour la quantification des effets SGEMP externes sur les systèmes. En effet, ces effets sont produits de manière préférentielle par un rayonnement X de faible énergie (de quelques keV à quelques dizaines de keV d'énergie moyenne, voir chapitre I) et génèrent donc des champs intenses limités par la charge d'espace. Ce type de rayonnement X est très complexe à produire et nécessite des générateurs de courant similaires au Z-pinch en service au laboratoire SANDIA [III.7] ou des lasers de classe MJ [III.8]. Cette analogie entre les contraintes SGEMP externes et les contraintes induites par un générateur de tension MV fait l'objet d'études en cours au CEA/Gramat.

Comme démontré au paragraphe III.A.4, les contraintes SGEMP sont dues principalement au transport des charges entre les pistes et le plan de masse dans le cas de l'irradiation d'un circuit imprimé. Ces phénomènes se produisent aussi lors de l'irradiation d'antennes patch et de câbles. Dans le cas de l'irradiation d'un câble la contrainte générée peut être importante du fait des longueurs irradiées élevées conduisant au transport d'un nombre important de charges. Dans le paragraphe suivant, les mécanismes de couplage SGEMP câble sont étudiés en détail.

III.C. Quantification des effets SGEMP sur câbles produits par le générateur MBS

Dans ce paragraphe, les mécanismes de couplage SGEMP dans des câbles coaxiaux sont étudiés en détail. L'objectif de cette étude est double. D'une part il s'agit de constituer une base de données expérimentales de réponses de câbles disponibles dans le commerce. Ainsi, l'architecte en charge de la conception d'un système susceptible d'être soumis à un flash X peut, sur la base de ces résultats, subordonner le choix des câbles dont la réponse au flash X est connue, à un niveau de fiabilité des fonctions électroniques qu'ils relient, spécifié par le maître d'ouvrage [III.9] [III.10]. D'autre part, cette étude a permis d'identifier les différents mécanismes et grandeurs physiques mis en jeu lors du couplage SGEMP câble. La quantification des contributions des différents mécanismes à la réponse SGEMP câble a été réalisée en comparant les mesures avec les résultats d'un code de calcul 2D de propagation des champs transverses électromagnétiques (TEM) radio-induits dans le câble. Cet outil de calcul, développé au CEA/Gramat permet de déterminer certains paramètres des câbles ayant une influence déterminante sur la réponse SGEMP comme les gaps aux interfaces métaux / diélectriques [III.11] [III.12] ou les épaisseurs des plaquages en matériaux lourds (argent, étain). Ces paramètres expérimentaux issus des procédés de fabrication sont très difficiles à maîtriser [III.13] [III.14]. Par conséquent, les prédictions des réponses SGEMP câbles sont soumises à des incertitudes élevées. Ainsi, une méthode a été mise au point permettant de quantifier d'une part les paramètres des câbles, et d'autre part, d'extrapoler leur réponse à des flux X très supérieurs à ceux accessibles avec les générateurs disponibles au CEA/Gramat.

Le tableau III.1 récapitule les différentes références des câbles testés. Les câbles UTxx sont constitués d'un conducteur externe rigide, tandis que les câbles RGxx, LMRxx et QFxx ont des conducteurs externes constitués de tresses métalliques permettant entre autre de faciliter leur mise en œuvre expérimentale. Les références sont rangées par ordre croissant de diamètres. Pour chaque référence indiquée dans la première colonne du tableau, plusieurs câbles ont été testés. Les niveaux des signaux radio-induits sont indiqués dans la deuxième colonne sous forme de sigles, dont la signification est donnée sur la dernière ligne du tableau. Les colonnes 3 et 4 indiquent les réponses des câbles lorsqu'une tension de polarisation constante est appliquée entre l'âme et le conducteur externe. L'avant dernière colonne indique le rayon de courbure minimal pouvant être appliqué au câble sans que les performances électriques soient altérées, pour une courbure, et pour n courbures. Enfin, la dernière colonne indique la fréquence maximale d'utilisation du câble.

nom générique (fabriquant)	Rep 0V	Rep 10V	Rep 100V	Ø âme (mm)	nb conduct. (Ø)	mat. âme	Pied usage	diélectrique (vitesse / c)	Ø dié. (mm)	gaine	Ø gaine (mm)	épaisseur gaine (mm)	Plaque ge	Z (Ω)	capa. (pF/m)	R cour. mini (mm) Itos \ n°	fréq. Max. (GHz)
UT47 Cu (Microcoax)	-	-	-	0.29	1	Fe-Cu	Ag	PTFE (70%)	0.94	Cu	1.19	0.12 tube	Sn ext	50	100	3.17	109
UT47 CuTP (Microcoax)	-	-	-	0.29	1	Fe-Cu	Ag	PTFE (70%)	0.94	Cu	1.19	0.12 tube	Sn ext	50	100	3.17	109
RG178 (Habib)	++	++	+++	0.3	7 (0.1)	Cu	Ag	PTFE (70%)	0.87	Cu	1.37	0.1 braid	Ag	50	94	10 \ 20	3
RG179 (Habib)	++	++	+++	0.3	7 (0.1)	Cu	Ag	PTFE (70%)	1.6	Cu	2.05	0.1 braid	Ag	75	63	15 \ 30	3
RG174 (Beiden 7805 (CFP3-50))	-	0	0	0.46	1	Cu	Ag	PE (66%)	1.55	Al+Cu	1.65/2.11	0.06 AlCH+0.1 braid	Sn	50	101	6.4	6
RG316 (Habib)	++	++	++	0.54	7 (0.18)	Cu	Ag	PTFE (70%)	1.52	Cu	2.05	0.1 braid	Ag	50	94	15 \ 30	3
RG316 (Habib)	+	+	+	0.54	7 (0.18)	Fe-Cu	Ag	PTFE (70%)	1.52	Cu*2	2.0/2.45	0.1 braid*2	Ag	50	94	15 \ 30	3
UT85 Cu (Microcoax)	-	-	-	0.51	1	Fe-Cu	Ag	PTFE (70%)	1.68	Cu	2.2	0.25 tube	Sn	50	100	3.17	61
UT85-CuTP (Microcoax)	-	-	-	0.51	1	Fe-Cu	Ag	PTFE (70%)	1.68	Cu	2.2	0.25 tube	Sn	50	100	3.17	61
UT85-ATP (Microcoax)	-	-	0	0.51	1	Fe-Cu	Ag	PTFE (70%)	1.68	Al	2.2	0.25 tube	Sn	50	100	1.8	64
OR85 (Huber&Schner)	+	+	+	0.51	1	Cu	Ag	PTFE (70%)	1.68	Cu	2.2	0.1 braid --> 0.25 tube	Sn	50	95	3.18	54
RG223 (Prospectal)	++	++	++	0.9	1	Cu	Ag	PE (66%)	2.95	Cu*2	4.19	16*7*0.13 braid*2 (94/89%)	Ag	50	97	5.4	12.4
RG58 (Nordix)	-	-	-	0.9	19 (0.18)	Cu	Sn	PE (66%)	2.95	Cu	3.66	16*6*0.13 braid (95%)	Sn	50	100	30	3
UT141-Cu (Microcoax)	-	-	-	0.92	1	Fe-Cu	Ag	PTFE (70%)	2.98	Cu	3.58	0.3 tube	Sn	50	89	6.35	34
UT141-CuTP (Microcoax)	0	0	0	0.92	1	Fe-Cu0.1	Ag	PTFE (70%)	2.98	Cu	3.58	0.3 tube	Sn	50	89	6.35	34
UT141-ATP (Microcoax)	-	-	-	0.92	1	Fe-Cu	Ag	PTFE (70%)	2.98	Al	3.58	0.3 tube	Sn	50	89	3.17	34
OF141 (Huber&Schner)	+	+	+	0.92	1	Cu	Ag	PTFE (70%)	2.98	Cu	3.58	0.13 braid? --> 0.3 tube?	Ag	50	95	9.53	20
RG141 (Habib)	++	++	++	0.94	1	Cu	Ag	PTFE (70%)	2.95	Cu*2	3.50/4.10	0.13 braid*2	Sn	50	94	25 \ 50	11
CSU440 (Semtex HP160)	-	+	+	0.91	1	Cu	Ag	FEV(76%)	2.74	Cu+Cu	3.04/3.68	Cu tapex Cu 0.13 braid	Ag*2	50	77	29/40	40
CFP5-50 eqUMR195 (Nordix MMWC4/50)	-	-	0	0.94	1	Cu	Ag	PE (80%)	2.79	Al+Cu	2.95/3.53	0.06 AlCH+0.13 braid(90%)	Sn	50	79.7	12.7	5.8
RF195-(Beiden)7806R appele RG58)	-	-	-	0.94	1	Cu	Ag	PE(77%)	2.79	Al+Cu	2.95	0.06 AlCH+0.13 braid(90%)?	Sn	50	79.7	4.5	6
RG400 (Habib)	++	++	++	0.98	19 (0.2)	Cu	Ag	PTFE (70%)	2.95	Cu*2	3.50/4.10	0.13 braid*2	Ag	50	94	25 \ 50	2.5
RG62 AlU (Alpha wire)	-	-	-	0.64	1	Cu	Ag	PE (83%)	3.71	Cu	4.5	braid (95%)	Ag	93	44.6	28/64	1
CSU528 (Semtex HT190)	-	++	++	1.29	1	Cu	Ag	PTFE(76.5%)	3.83	Cu+Cu	4.14/4.77	Cu tapex Cu 0.13 braid	Ag*2	50	77	28/64	28
C4205-27 (TMS SFT205)	0	+	+	1.29	1	Cu	Ag	PTFE (76%)	3.91	Cu+Al+Cu	4.17/4.29/4.75	0.085 Cu+0.1 braid	Ag*2	50	87.6	25.4	28
CFP6-50 eqUMR240 (Nordix MMWC6-50)	+	++	++	1.42	1	Cu	Ag	PE (84%)	3.81	Al+Cu	3.94/4.52	0.06 AlCH+0.13 braid (85%)	Sn	50	79.4	19.1	31
UT750 Cu (Microcoax)	0	0	+	1.63	1	Cu	Ag	PTFE (70%)	5.31	Cu	6.35	0.5 tube	Sn	50	89	9.53	18
UT750-ATP (Microcoax)	-	-	0	1.63	1	Cu	Ag	PTFE (70%)	5.31	Al	6.35	0.5 tube	Sn	50	89	9.53	18
OP250 (Huber&Schner)	+	+	++	1.63	1	Cu	Ag	PTFE (70%)	5.31	Cu	6.35	0.2 braid? --> 0.5 tube?	Sn	50	95	12.7	18
RG216 (Nordix)	-	0	+	1.21	7 (0.4)	Cu	Sn	PE (66%)	7.24	Cu*2	8/8.71	0.16 braid*2	Ag	75	72.2	5.4	3
RG213 (Prospectal)	+	++	++	2.26	7 (0.75)	Cu	Ag	PE (66%)	7.25	Cu	8.13	24*12*0.16 braid (90%)	Ag	50	97	103	3
RG214 (Prospectal)	++	++	++	2.26	7 (0.75)	Cu	Ag	PE (66%)	7.25	Cu*2	8.65	24*6*7*0.16 braid*2 (85/83%)	Ag	50	98	108	11
RG393 (Habib*)	2.43	7 (0.8)		2.43	7 (0.8)	Cu	Ag	PTFE (70%)	7.24	Cu*2	8.0/8.70	0.16 braid*2	Ag	50	95	50 \ 100	11
Celflex 1/4" (RFS LCF14-50)	2.4	1		2.4	1	Al-Cu	Ag	PE (83%)	6	Cu cor.	7.5	0.250 ? corrugated tube	Ag	50	80	40 \ 120	15.8
LMR400 Superflex (TMS)	+	+++	+++	2.74	1	Al-Cu	Ag	PE (83%)	7.24	Al+Cu	7.39/8.13	0.07 AlCH+0.18 braid	Sn	50	78.4	25 \ 102	16.2
CFP10-50eqLMR400 (Nordix MMWC10-50)	2.74	1		2.74	1	Cu	Ag	PE (87%)	7.24	Al+Cu	8.1	0.06 AlCH+0.16 braid (90%)	Sn	50	78	25 \ 102	16.2
Celflex 3/8" (Andrew LDF2-50)	3.05	1		3.05	1	Al-Cu	Ag	PE (88%)	8.64	Cu cor.	9.65	0.250 ? corrugated tube	Ag	50	76	50 \ 95	13.5
CFP15-50 LMR600 (TMS)	0	0	+	4.47	1	Al-Cu0.1	Ag	PE (85%)	11.56	Al+Cu	11.71/12.45	15µAl+2/25µCH+0.18 braid	Sn	50	76.6	38 \ 152	6
Celflex 1/2" (RFS LCF12-50)	++++	++++	++++	4.8	1	Al-Cu0.1	Ag	PE (88%)	11.3	Cu cor.	13.8	0.220 corrugated tube	Ag	50	76	70 \ 125	8.8

Réponse : - : | ≤ 5mV, - : | ≤ 10mV, 0 : | ≤ 20mV, + : | ≤ 40mV, ++ : | ≤ 100mV, +++ : | ≤ 200mV, ++++ : | ≤ 400mV, +++++ : | ≤ 1.5V

Tableau III.1 : Caractéristiques des câbles testés.

La figure III.15 représente le dispositif expérimental mis en œuvre auprès du générateur MBS pour les expériences SGEMP câble, ainsi que les réponses de câbles UT141 constitués de conducteurs externes de différentes natures.

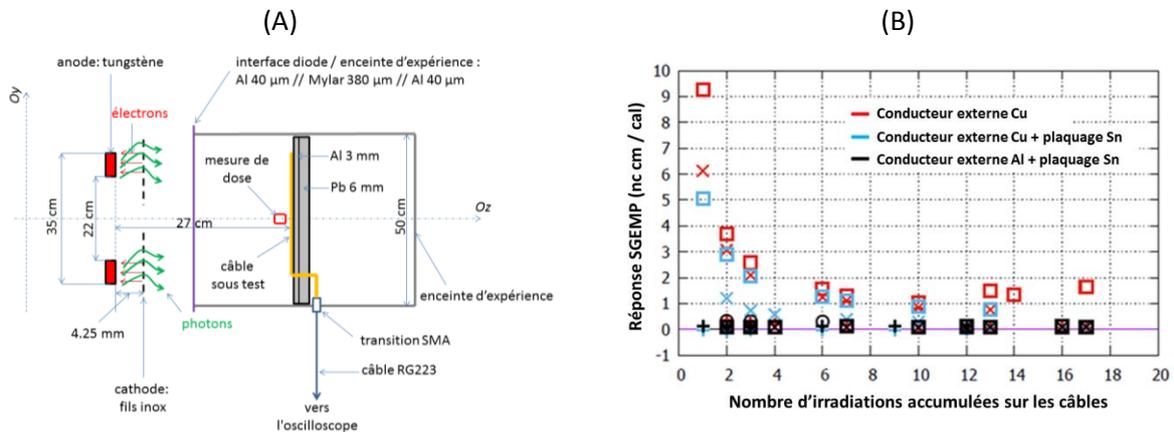


Figure III.15 : Dispositif expérimental mis en œuvre pour les expériences SGEMP câble sur MBS (A), et réponses de trois références de câbles UT141.

Les câbles étant disposés le long du diamètre de la cavité, la fluence moyennée sur 50 cm est égale à 1 mJ/cm² pour une dose sur l'axe égale à 4.12 rad(air). Dans la suite de ce paragraphe, les réponses SGEMP câbles sont données en (nC/cm)/(cal/cm²). La figure III.15(B) montre que les réponses des câbles diminuent en fonction du nombre d'irradiations consécutives. Cet effet attribué à la présence de charges résiduelles piégées dans les interfaces [III.13], qui sont libérées lors de la propagation de l'onde transverse électromagnétique générée par le flux de photoélectrons.

La figure III.16 représente le bilan des essais SGEMP effectués avec MBS sur tous les câbles dont les caractéristiques sont décrites dans le tableau III.1.

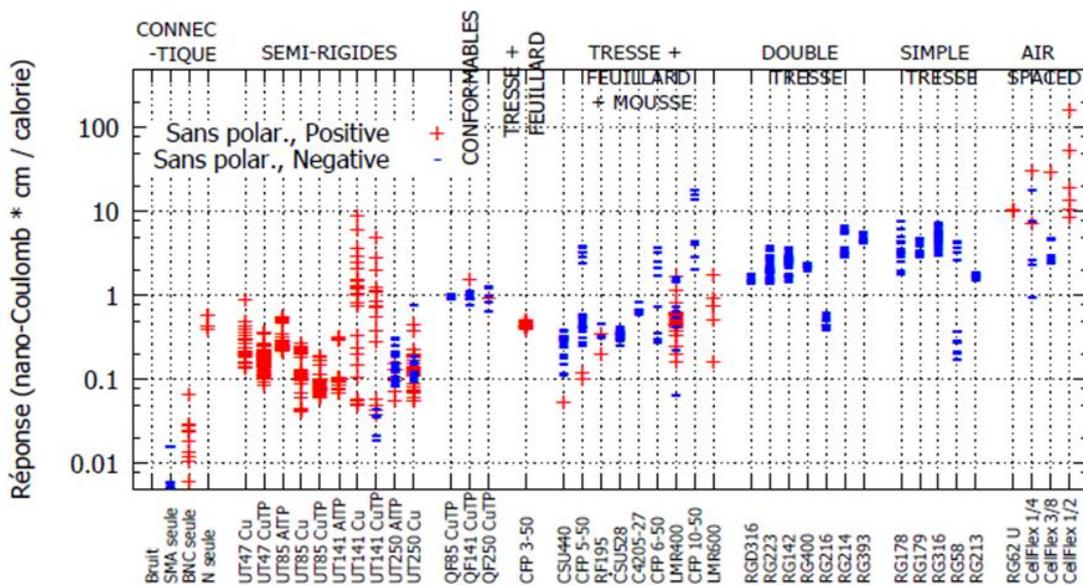


Figure III.16 : Réponses des câbles décrits dans le tableau III.1 sans polarisation.

La figure III.16 constitue la base de données actualisée par rapport aux essais passés [III.9], tenant compte ainsi de l'évolution des procédés de fabrication. Il est important de noter que les

réponses indiquées tiennent aussi compte des premières irradiations, dont les niveaux peuvent être exacerbés par la présence de charges résiduelles.

Les mesures obtenues sur les câbles récents, présentent des réponses dont la valeur moyenne est proche des mesures effectuées 40 années auparavant sur les mêmes références de câbles. Les câbles simple tresse et double tresse présentent des réponses légèrement plus faibles dans cette étude et inversées (les réponses des « double tresse » sont plus faible que celle des « simple tresse »), ce résultat est attribué à l'absorption plus importante du flux X par la double tresse. La réponse des câbles conformables présente très peu de dispersion, elle est supérieure d'un ordre de grandeur en moyenne à celle des semi rigides de même diamètre et de signe opposé. Les semi-rigides présentent, sauf exception - UT250 AI TP - une réponse positive, les conformables une réponse négative. Les câbles disposant d'un feillard présentent une réponse en général plus faible que ceux couverts seulement d'une ou deux tresses. Les câbles « air-spaced » à diélectrique mousse (CellFlex) présentent une réponse élevée et très dispersée. Les réponses dues aux connecteurs indiquent que seule une connectique N peut avoir une réponse de l'ordre de celles des câbles les moins réponsants. Lorsque les câbles sont polarisés par une tension continue de + (-) 100 V, la plupart des câbles à diélectrique poreux et feillard voient leur réponse négative (positive) et amplifiée d'un facteur 3 à 10.

Comme mentionné au début de ce paragraphe, en plus de constituer une base de données actualisée de câbles coaxiaux, l'autre objectif de cette étude est d'identifier les mécanismes physiques à l'origine de la réponse radio-induite, afin de quantifier les réponses à haut flux. Cette démarche d'extrapolation a été effectuée sur les références UTxx et QFxx (dont les caractéristiques sont présentées dans le tableau III.1) selon la logique suivante :

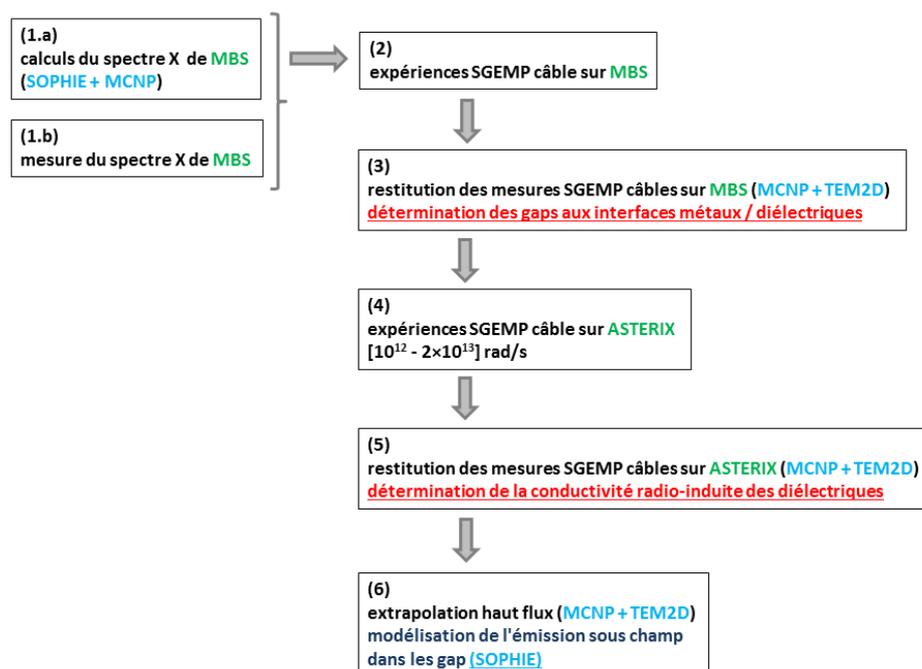


Figure III.17 : Description de la démarche expérimentale et numérique pour l'extrapolation à haut flux X des réponses SGEMP câble.

L'étape (1.a) de cette démarche a été présentée dans le paragraphe II.C du chapitre II. elle fait l'objet d'études complémentaires en cours. L'étape (1.b) est aussi l'objet d'une étude en cours, basée sur le développement d'un spectromètre d'absorption différentielle résolu en temps (voir la référence [III.15] pour la description de ce type de spectromètre).

De façon à restituer les expériences SGEMP câble effectuées sur MBS et présentées dans ce paragraphe, il est nécessaire de déterminer les épaisseurs des matériaux constitutifs des conducteurs des câbles testés. Des mesures par tomographie X et microscopie optique ont permis de déterminer certains paramètres. La figure III.18 représente les résultats de ces analyses sur deux types de câbles.

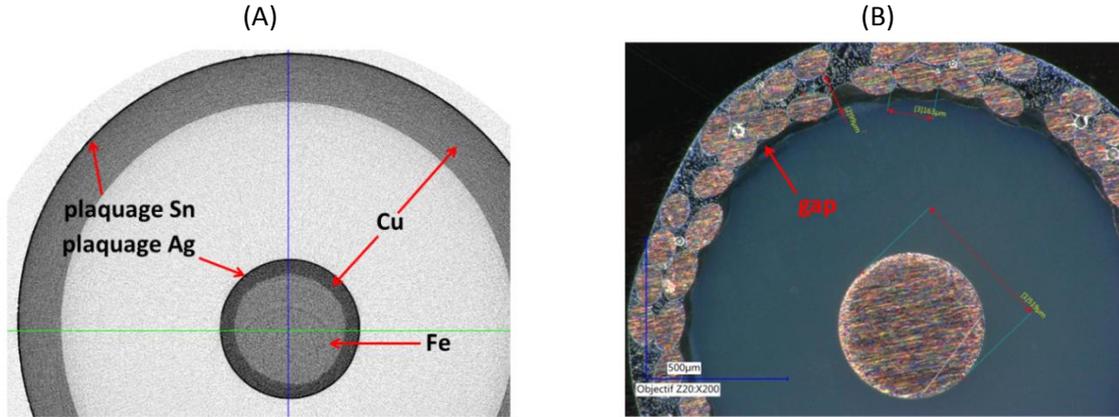


Figure III.18 : Coupe transverse d'un câble UT141 obtenue par tomographie X (A) et coupe transverse d'un câble QF85 obtenue par microscopie optique (B).

La figure III.18(A) permet de quantifier les épaisseurs du cuivre et du fer constitutifs de l'âme du câble UT141 et aussi d'estimer les épaisseurs des plaquages argent ou étain. La figure III.18(B) montre que le câble QF85 possède des gaps à l'interface diélectrique / conducteur externe, qui sont attribués à l'irrégularité de la surface de ce dernier du fait des fils de cuivre constitutifs de la tresse. Ces gaps sont de l'ordre de quelques dizaines de micromètres, et seront déterminés par l'analyse des mesures SGEMP câble avec les calculs TEM 2D (étape 3 de la démarche représentée en figure III.17).

Les réponses SGEMP câbles ont été calculées par une simulation TEM 2D, suivant un algorithme décrit dans la référence [III.16]. L'évolution spatiale et temporelle de l'onde de courant et de tension générées par un flux de photo-courants induit par une impulsion X traversant le câble est décrite par le système d'équation suivant :

$$\frac{\partial V}{\partial y} = -L \frac{\partial I}{\partial t} \quad \text{Eq. III.1}$$

$$\frac{\partial I}{\partial y} = -C \frac{\partial V}{\partial t} - C \int_{r_{CI}}^{r_{CE}} \{\tau(r)^{-1} E_r(r) dr\} + \dot{q} \quad \text{Eq. III.2}$$

$$2\pi r \left\{ \epsilon(r) \frac{\partial E_r(r)}{\partial t} + \sigma(r) E_r(r) + J_{PC}(r) \right\} = C \frac{\partial V}{\partial t} + C \int_{r_{CI}}^{r_{CE}} \{\tau(r)^{-1} E_r(r) dr\} - \dot{q} \quad \text{Eq. III.3}$$

$$L = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \left(\frac{r_{CE}}{r_{CI}} \right) \quad \text{Eq. III.4}$$

$$C = 2\pi \left\{ \int_{r_{CI}}^{r_{CE}} \frac{dr}{\epsilon(r)r} \right\}^{-1} \quad \text{Eq. III.5}$$

$$\tau(r)^{-1} = \frac{\sigma(r)}{\epsilon(r)} \quad \text{Eq. III.6}$$

$$\dot{q} = -C \int_{r_{CI}}^{r_{CE}} \frac{J_{PC}(r)}{\epsilon(r)} dr \quad \text{Eq. III.7}$$

La direction Oy correspond à celle du câble (voir figure III.15(A)) et la direction Or à celle de son rayon. V et I sont respectivement la tension et le courant en y à t . C et L représentent respectivement la capacité et l'inductance par unité de longueur. $\epsilon(r)$ et $\sigma(r)$ sont respectivement la permittivité et la conductivité du diélectrique en r . r_{CE} et r_{CI} sont les rayons du conducteur externe et interne (l'âme). $J_{PC}(r)$ représente l'évolution selon Or du photo-courant produit par l'interaction du rayonnement X incident avec le câble, déduit des calculs Monte-Carlo 3D. Ce photo-courant peut aussi varier selon Oy , mais dans les calculs qui suivent, cette dépendance n'a pas été prise en compte, du fait des faibles gradients dans cette direction. Ce terme source est déterminé par simulations Monte-Carlo, en utilisant comme paramètres d'entrée les caractéristiques du flux X déterminées dans le paragraphe II.C du chapitre II. Il est intéressant de mentionner le fait que la réponse SGEMP (notée R) peut s'évaluer aisément à partir des photo-courants selon l'expression :

$$R = \int \dot{q} dt = - \int \left\{ \frac{2\pi}{\ln\left(\frac{r_{CE}}{r_{CI}}\right)} \int_{r_{CI}}^{r_{CE}} J_{PC}(r) dr \right\} dt.$$

La figure III.19 représente l'évolution selon l'axe Or des photo-courants induits par le flux X de MBS dans différentes références de câbles.

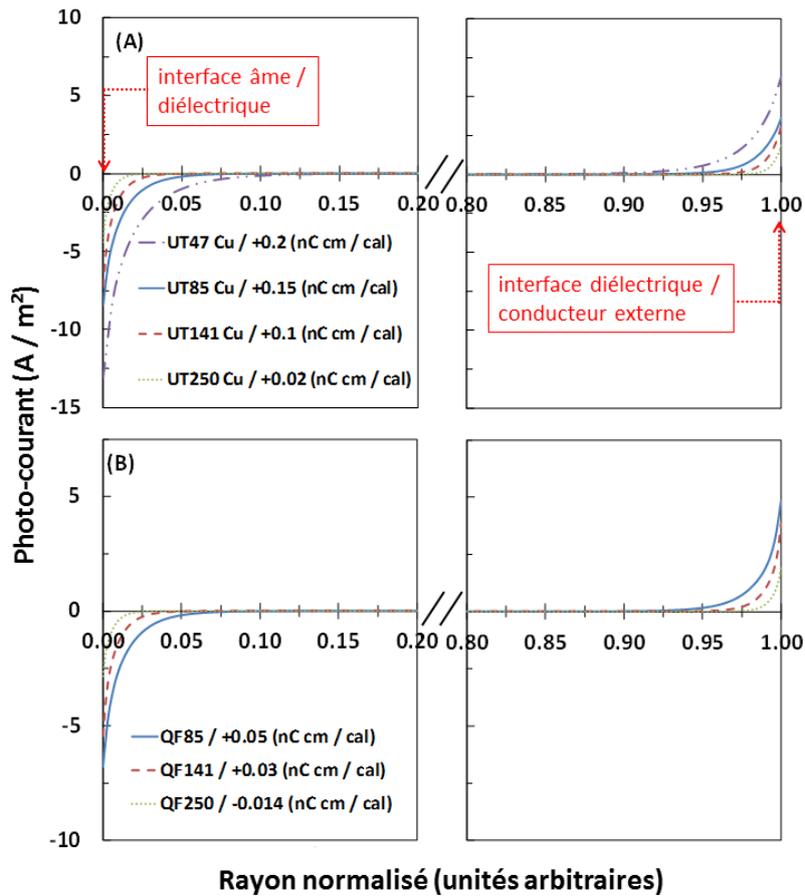


Figure III.19 : Photo-courants $J_{PC}(r)$ calculés par simulations Monte-Carlo 3D dans les câbles UTxx Cu (A) et QFxx (B).

La figure III.19 montre que des gradients de photo-courants très importants se produisent aux interfaces entre les conducteurs et le diélectrique, dus à la présence de plaquages réalisés en matériaux de numéros atomiques élevés. Les réponses des câbles QFxx sont inférieures à celles des câbles UTxx du fait de l'épaisseur plus importante du conducteur externe pour les références QFxx. Pour une référence donnée, lorsque le diamètre du câble irradié augmente, l'épaisseur du conducteur externe augmente et la réponse SGEMP diminue, du fait de l'absorption du flux X. L'influence de la nature du conducteur externe sur la réponse SGEMP a aussi été mise en évidence en comparant les réponses des câbles UT141 Cu TP et UT141 Al TP. Ces deux références diffèrent uniquement par la nature du conducteur externe. La réponse SGEMP est deux fois plus importante pour un conducteur externe en aluminium du fait d'une absorption moindre du flux X, générant une forte augmentation des électrons rétrodiffusés par l'âme du câble, et donc de la réponse SGEMP.

La figure III.20 représente les réponses SGEMP mesurées et calculées pour différents types de câbles.

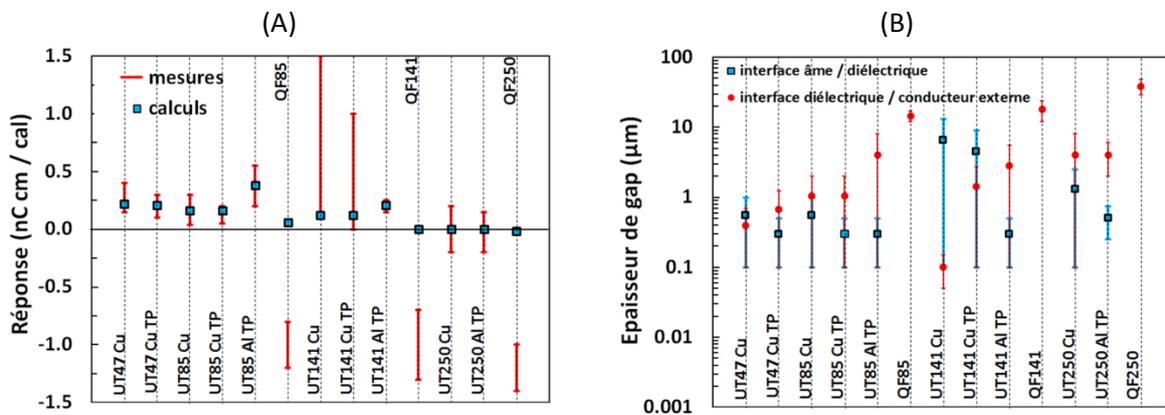


Figure III.20 : Réponses mesurées et calculées en TEM 2D pour différents types de câbles (A), et gaps aux interfaces déduits des calculs TEM 2D pour restituer les mesures (B).

La figure III.20(A) montre que les calculs TEM 2D ne tenant pas compte des gaps sont en accord avec les mesures, excepté pour les câbles QFxx. Cet écart est attribué à la présence de gaps aux interfaces diélectrique / conducteur externe des câbles, comme illustré en figure III.18(B). Ainsi, une série de calculs TEM 2D a été effectuée de façon à restituer les réponses minimales et maximales pour chaque type de câble, en insérant des gaps aux interfaces conducteurs / diélectriques. La figure III.20(B) illustre les gaps déduits de cette procédure. Notamment, il est intéressant de noter que, concernant le câble QF85, le calcul du gap et sa localisation (à l'interface diélectrique / conducteur externe) est en très bon accord avec la mesure effectuée par microscopie électronique (voir figure III.18(B)). La figure III.20(B) montre que les gaps des câbles UTxx déduits de cette procédure sont inférieurs à 10 µm, en accord avec les résultats présentés en référence [III.17]. Compte tenu de l'incertitude sur l'épaisseur des plaquages en matériaux lourds (Ag, Sn) sur les conducteurs (leurs épaisseurs étant de l'ordre de la résolution des tomographes X actuels), l'influence de l'épaisseur du plaqage argent sur la réponse SGEMP d'un câble QF141 sans gap a été analysée. Les résultats de cette analyse montrent que la réponse SGEMP diminue progressivement lorsque l'épaisseur du plaqage Ag diminue de 8 à 4 µm, puis la réponse diminue fortement pour des épaisseurs inférieures à 4 µm, et devient négative. Par conséquent, les gaps déterminés selon l'analyse présentée ci-dessus avec 6 µm de plaqage d'argent, doivent être considérés comme des valeurs maximales. Néanmoins,

les valeurs des gaps déduites en considérant une épaisseur d'argent négligeable sont égales à [9-20] μm au lieu de [12-24] μm pour une épaisseur d'argent égale à 6 μm .

L'extrapolation à haute fluence X des signaux radio-induits des câbles nécessite la connaissance de la conductivité radio-induite des diélectriques entre l'âme et le conducteur externe. Les calculs présentés ci-dessous ont été effectués en prenant des données de la littérature [III.18]. Cependant, compte tenu de la forte dépendance de ce paramètre aux procédés de fabrication (concentration d'impuretés, défauts, bulles d'air...), une méthode est en cours de développement au CEA/Gramat de façon à mesurer la conductivité des diélectriques constitutifs des câbles, au lieu de mesurer celle d'échantillons approvisionnés par ailleurs. Cette méthode fait l'objet du paragraphe IV.C.

La figure III.21 représente les réponses de câbles irradiés à différents niveaux de débits de dose dans le cœur du diélectrique, c'est-à-dire dans la région où les renforcements de dose dus aux interfaces métaux / diélectriques sont négligeables. Les calculs ont été effectués pour la référence UT141 CuTP.

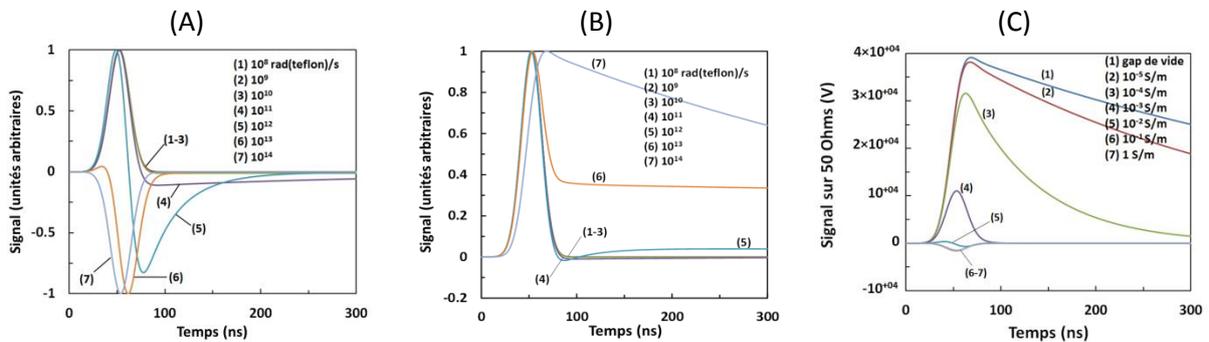


Figure III.21 : Réponses SGEMP du câble UT141 CuTP pour différentes valeurs du débit de dose. (A) : sans gaps aux interfaces, (B) : avec un gap de 4 μm à l'interface âme / diélectrique, (C) : pour un débit de dose de 10^{14} rad(teflon)/s et pour différentes conductivités du gap de 4 μm .

La figure III.21(A) montre que, pour des débits de dose inférieurs à 10^{11} rad(teflon)/s, la forme temporelle de la réponse SGEMP n'est pas modifiée. Le niveau crête de la réponse augmente de façon linéaire avec le débit de dose. Pour des débits de dose compris entre 10^{11} et 10^{13} rad(teflon)/s, les formes temporelles des signaux montrent un comportement non linéaire en fonction du débit de dose. Plus précisément, la réponse SGEMP est due à la contribution des photocourants (représentés par $J_{PC}(r)$ dans l'équation III.2) dominant la réponse à faibles débits de dose, et la contribution du courant de conduction (terme en $\sigma(r)E_r(r)$ dans l'équation III.2) dominant la réponse à forts débits de dose. Le temps de relaxation du signal radio-induit est donné par l'équation III.6. Lorsque le débit de dose est supérieur à 10^{13} rad(teflon/s), la contribution du courant de conduction domine la réponse et le temps de relaxation diminue. Le signal possède alors la même forme temporelle que celle de l'impulsion de photo-courant et donc du flux X.

La figure III.21(B) représente les réponses SGEMP pour les mêmes paramètres de calcul que ceux représentés en figure III.21(A) mais avec un gap de 4 μm à l'interface âme / diélectrique. La présence de ce gap induit un comportement capacitif, qui est nettement atténué si le gap possède une conductivité radio-induite. Cet effet est représenté en figure III.21(C) pour un débit de dose égal à 10^{14} rad(teflon)/s et un gap de 4 μm à l'interface âme / diélectrique. Il est intéressant de noter que pour un débit de dose égal à 10^{14} rad(teflon)/s, la conductivité du téflon est égale à 2.5×10^{-3} S/m

d'après [III.18]. Ainsi, l'effet capacitif est fortement diminué lorsque la conductivité du gap approche cette valeur (voir courbe (4) sur la figure III.21(C)). La conductivité du gap peut être induite par ionisation de l'air résiduel contenu dans le gap, ou émission par effet de champ d'un flux d'électrons à partir des interfaces gap / diélectrique. En effet, le champ électrique maximal dans le câble peut être estimé selon la relation $E_{max} = \frac{V}{r_{CI} \ln\left(\frac{r_{CE}}{r_{CI}}\right)}$, où V est la tension entre le conducteur externe et interne, égale à quelques dizaines de kiloVolts d'après la figure III.21(C). Ainsi, un champ électrique de l'ordre de quelques dizaines de MV/m peut être induit dans le câble, notamment à proximité de l'âme. De tels niveaux de champs sont supérieurs aux seuils d'émission des diélectriques [II.8], ce qui par conséquent, justifie l'implémentation de modèles d'émission par effet de champ [II.13] [II.14] autour des gaps dans les simulations SGEMP câbles.

Dans ce paragraphe, une méthodologie pour l'analyse et l'extrapolation à haut flux des effets SGEMP sur câbles a été présentée. Ces travaux ont été réalisés dans le cadre d'un contrat à durée déterminée à objet défini de trois années avec François de Gaufridy de Dortan, et ont été publiés dans la revue Transaction on Nuclear Science [III.19]. Comme mentionné plus haut, les résultats des extrapolations à haut flux X nécessitent la détermination précise de la conductivité radio-induite des diélectriques constitutifs des câbles. Ce point fait l'objet de travaux numériques et expérimentaux en cours au CEA/Gramat et seront présentés dans le chapitre IV.

III.D. Quantification des effets ECEMP produits par l'accélérateur ORIATRON

III.D.1. Calculs des termes sources ECEMP

Comme mentionné dans le paragraphe I.C.2.d, lors de sa mission, un satellite est soumis à un flux d'électrons et de protons, qui peuvent induire une augmentation (en valeur absolue) du potentiel des matériaux irradiés. Suivant l'énergie des électrons incidents et leur capacité de pénétration dans le matériau, ce mécanisme peut avoir lieu dans le volume du diélectrique, ou en surface. Si la densité des charges déposées induit un champ électrique supérieur au seuil de claquage du diélectrique, une impulsion électromagnétique de forte intensité est générée et se propage, pouvant aggraver des fonctions électroniques.

Le processus de charge peut être modélisé à partir de l'évolution spatio-temporelle de la densité de charge déposée, du champ électrique et de la conductivité radio-induite dans le diélectrique irradié, en résolvant le système d'équation suivant :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_{tot} = 0 \quad \text{Eq. III.8}$$

$$\vec{J}_{tot} = \vec{J}_{inc} + \vec{J}_C \text{ et } \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_{inc} = -\dot{G} \quad \text{Eq. III.9}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \dot{G} - \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_C \quad \text{Eq. III.10}$$

$$\vec{J}_C = \sigma \vec{E} \quad \text{Eq. III.11}$$

$$\sigma = \sigma_0 + k_p \dot{D}^\Delta \quad \text{Eq. III.12}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_r \epsilon_0} \quad \text{Eq. III.13}$$

où \dot{G} le débit de charges déposées, J_{inc} la densité de courant incident et J_C la densité de courant de conduction. \vec{E} est le champ électrique et ρ la densité de charge totale. Cette modélisation nécessite

la connaissance de la conductivité σ_0 intrinsèque, le coefficient de conductivité radio-induite k_p et le coefficient Δ dépendant du matériau. Ces coefficients sont issus de la base de données du code DICTAT [III.20] et sont présentées dans le tableau III.2.

Matériau	k_p ($\text{Ohm}^{-1} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{rad}^{-\Delta} \cdot \text{s}^{\Delta}$)	Δ	σ_0 ($\text{Ohm}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$)
PTFE	$2 \cdot 10^{-14}$	0.7	10^{-16}
PEHD	$4 \cdot 10^{-14}$	0.8	10^{-14}

Tableau III.2 : Conductivités radio-induites du Téflon (PTFE) et du polyéthylène haute densité (PEHD).

Les densités de charges et d'énergies déposées dans des diélectriques sont calculées par méthode Monte-Carlo avec MCNP à partir des données issues de la caractérisation du terme source de l'ORIATRON (voir paragraphe II.D et plus précisément la figure II.23). Les évolutions spatiales des densités de charges et courants déposés dans le téflon sont représentés en figure III.22.

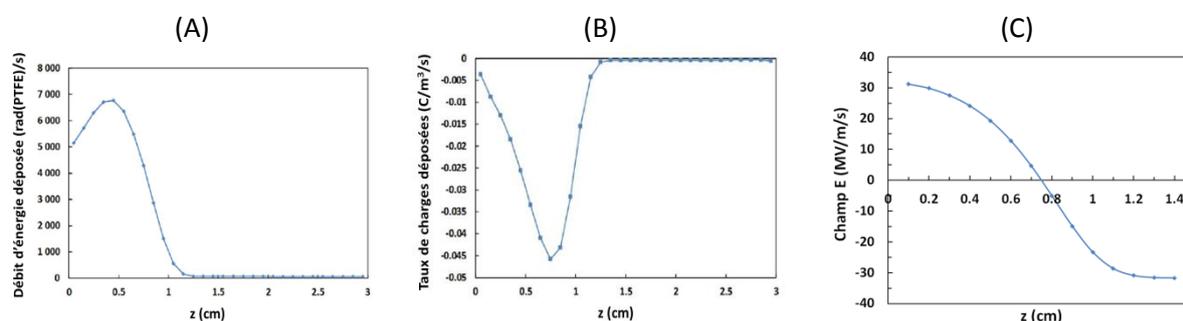


Figure III.22 : Débit d'énergie (A) et de charges (B) déposées dans du téflon, et taux d'évolution du champ électrique (C). La fréquence de répétition des impulsions d'électrons est égale à 160 Hz, et l'échantillon est à 150 cm de l'accélérateur.

L'évolution spatiale du champ électrique est donnée à titre indicatif, car ce dernier peut être renforcé au voisinage d'un défaut de structure du diélectrique irradié. Ce défaut pouvant être soit issu du procédé de fabrication, soit généré par le rayonnement ionisant incident (le flux d'électrons) [III.21]. Les niveaux de champ obtenus sont en bon accord avec les résultats issus d'autres simulations numériques effectuées avec le code DICTAT [III.20]. La figure III.22(C) montre que le seuil de claquage du téflon, situé entre 10 et 100 MV/m [II.8] est atteint en quelques secondes.

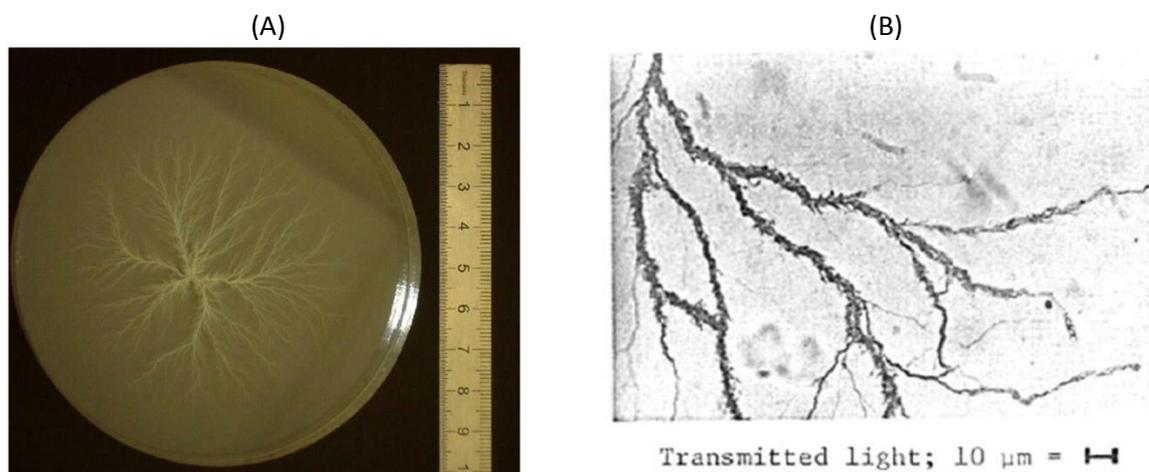


Figure III.23 : Figures de Lichtenberg obtenues à l'issue d'une irradiation de PMMA avec l'ORIATRON (A), et d'après [III.22] (B).

Lors de la charge du matériau, le champ électrique polarise le diélectrique. Lorsque le seuil de claquage est atteint, un front d'ionisation (streamer) se propage dans le diélectrique, et évolue en arc électrique. La figure III.23 représente les figures de Lichtenberg [III.22] obtenues à l'issue d'une irradiation de PMMA. La figure III.23 montre que plusieurs canaux de courants possédant des diamètres de l'ordre de $1\ \mu\text{m}$ sont générés et résultent de la transition streamer – arc électrique. Les densités de courant dans ces canaux et l'impulsion électromagnétique induite seront étudiées dans le chapitre IV. Le paragraphe suivant présente les résultats du couplage des champs EM impulsifs induits par ce phénomène de claquage sur des systèmes électroniques.

III.D.2. Etude du couplage ECEMP sur des systèmes électroniques

De façon à évaluer le niveau des contraintes produites, une étude préliminaire a été effectuée afin de démontrer la faisabilité de cet effet avec le moyen expérimental ORIATRON. Le dispositif expérimental permettant d'étudier ces effets est représenté en figure III.24.

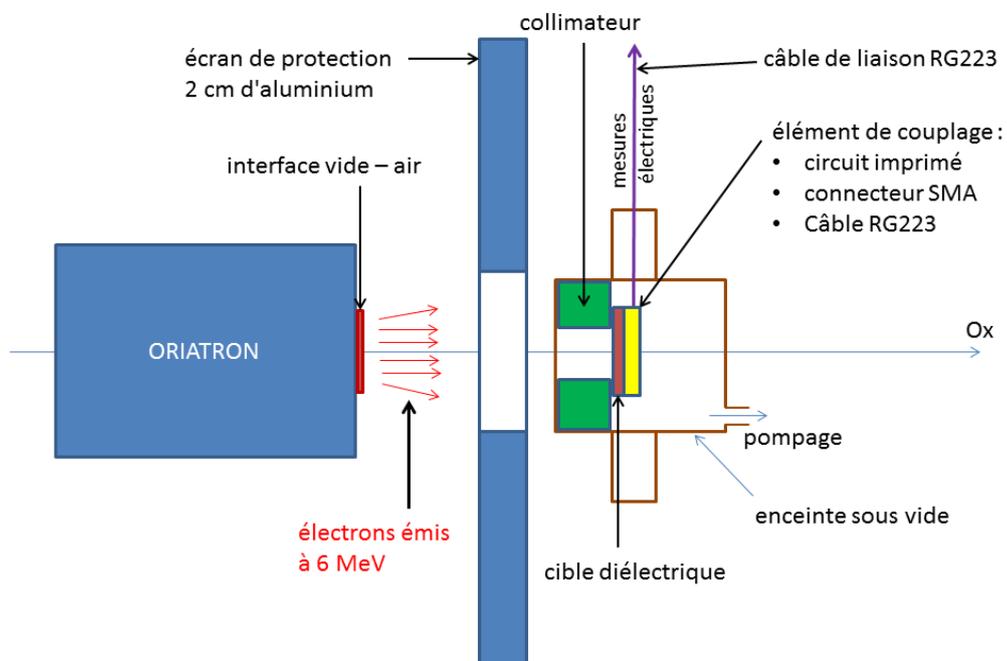


Figure III.24 : Dispositif expérimental pour la mise en évidence des effets ECEMP.

L'accélérateur émet des électrons mono-énergétiques à 6 MeV. Un écran en aluminium de 2 cm d'épaisseur possédant une ouverture circulaire de 30 cm, est disposé entre l'accélérateur et l'enceinte, de façon à protéger les câbles de liaison. Les échantillons irradiés sont fixés dans une enceinte en inox de 3 mm d'épaisseur (surface latérale) et possédant deux brides ISO K DN250 en aluminium sur les surfaces amont et aval, d'épaisseurs respectivement égales à 2 et 4 mm. La pression résiduelle dans l'enceinte est, pour chaque test d'irradiation, inférieure à 10^{-3} mbar. L'enceinte est disposée à 2 m de l'accélérateur. Un collimateur en aluminium de 3 cm d'épaisseur et possédant une ouverture circulaire centrée sur l'axe du faisceau de 8 cm de diamètre est placé dans l'enceinte de façon à protéger les câbles de liaison. Des échantillons diélectriques de nature différente (téflon, polyéthylène et polycarbonate) sont disposés en aval du collimateur. Les épaisseurs des échantillons sont comprises entre 0.5 et 3 cm. Le débit de dose mesuré par irradiation d'un film radio-chromique situé au niveau du collimateur en aluminium est égal à $3.5\ \text{kGy} / \text{min}$. Deux

systèmes d'interconnexion permettant le couplage des champs EM impulsionnels associés à la décharge ont été utilisés : un connecteur standard (SMA) et un circuit imprimé sur lequel est gravé une seule piste avec des caractéristiques standards (350 μm de largeur et 300 μm d'isolation au plan de masse). La piste est fermée sur 50 Ohms.

Des expériences préliminaires de calibration ont permis de mesurer la surface équivalente de couplage pour la piste du circuit imprimé et pour le connecteur SMA. Pour ces deux systèmes, une expérience d'illumination a été effectuée par une onde plane générée dans une cellule TEM, excitée par un générateur impulsionnel possédant un temps de montée suffisamment court pour couvrir la gamme des fréquences [0-200] MHz. Le champ E généré dans la cellule est égal à 8 kV/m. La figure III.25 représente les tensions mesurées en entrée de la cellule TEM et induites sur la piste et le connecteur.

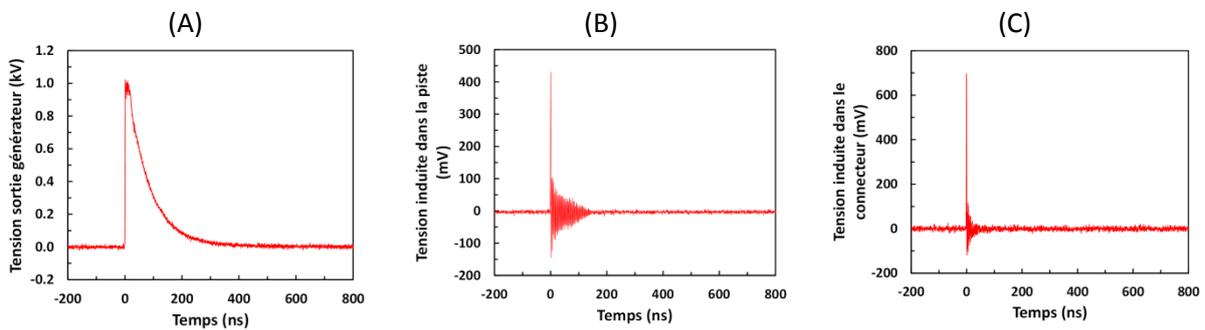


Figure III.25 : Mesures du couplage d'un champ EM de référence (A) sur la piste du circuit imprimé (B) et sur le connecteur (C).

L'aire équivalente A_{eq} est définie par la relation : $E = \frac{1}{R_c \epsilon_0 A_{eq}} \int V dt$, où R_c représente la résistance de charge de l'oscilloscope (égale à 50 Ohms), ϵ_0 est la permittivité de l'air (égale à 8.85×10^{-12} F/m), et V est la tension sur 50 Ohms mesurée par couplage du champ EM sur la piste du circuit imprimé ou sur le connecteur. Les aires équivalentes mesurées sont égales à $A_{eq} = 2 \times 10^{-4}$ m² pour les deux systèmes.

Différents matériaux diélectriques ont été irradiés afin de générer l'effet ECEMP, la figure III.26 représente l'évolution temporelle des signaux couplés sur la piste du circuit imprimé et sur le connecteur induits par irradiation d'échantillons de téflon. La figure III.26 montre que des tensions très importantes peuvent être induites par couplage des champs ECEMP sur le connecteur et la piste du circuit imprimé.

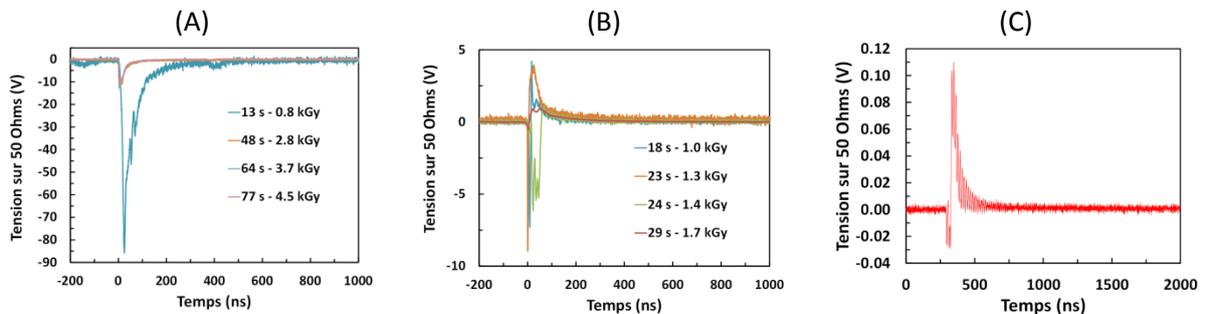


Figure III.26 : Tensions induites dans le connecteur SMA (A), dans la piste du circuit imprimé (B) et dans un câble fermé sur 50 Ohms (C). Les décharges sont produites par irradiation d'échantillons de Téflon.

Le signal transporté dans un câble fermé sur 50 Ohms (figure III.26(C)) représente le couplage des champs ECEMP sur le conducteur externe du câble, qui, en pénétrant via son impédance de transfert dans l'espace délimité par l'âme et le conducteur externe du câble, génèrent un signal parasite. Il est intéressant de constater que cette contribution est inférieure à un pourcent du signal ECEMP couplé sur le connecteur et la piste du circuit imprimé.

Les couplages des champs ECEMP induits par irradiation de polyéthylène et polycarbonate induisent des niveaux de tension environ cent fois supérieurs à ceux produits par un champ électrique de 8 kV/m (voir figure III.25). Les expériences de calibration permettent ainsi d'estimer le champ E à environ 800 kV/m. Enfin, les niveaux des tensions induites peuvent fortement varier d'une décharge à une autre. Ceci est dû au fait que les décharges sont produites lorsque le seuil de claquage du diélectrique est atteint. Comme mentionné plus haut, ce seuil est abaissé au voisinage d'un défaut, pouvant être produit lors du procédé de fabrication du diélectrique irradié, ou ce défaut peut être induit par les mécanismes mis en jeu lors de l'irradiation [III.23].

Afin de quantifier et protéger les systèmes électroniques embarqués sur satellites des effets ECEMP, de nombreux travaux portent sur les mécanismes de charge des matériaux diélectriques, permettant de déterminer les niveaux des champs électriques atteints, en fonction du flux incident [III.23] [III.24]. Or, les mesures de couplage présentées dans ce paragraphe montrent qu'il est très difficile de prédire le flux d'électrons intégré au début du processus de décharge, ainsi que le niveau de la contrainte générée. Cette difficulté est augmentée par l'incertitude associée à la connaissance des flux d'électrons et protons constitutifs de l'environnement spatial [III.25]. Par conséquent, les incertitudes associées aux prédictions déduites de ces modèles sont très importantes. En effet, malgré les efforts effectués pour comprendre les mécanismes de charge, les effets ECEMP sont responsables de plus de 50% des défaillances des systèmes électroniques embarqués sur satellites.

En caractérisant les contraintes électromagnétiques produites par les décharges, Les travaux effectués dans le cadre de cette étude sont complémentaires des études de cinétique de charge. La quantification de ces contraintes ECEMP permettra au maître d'ouvrage ayant en charge la réalisation d'un satellite, de spécifier au maître d'œuvre des niveaux de tenue des équipements aux champs EM. Compte tenu des taux élevés de récurrence des impulsions d'électrons générées par l'ORIATRON, il a été possible de produire un nombre suffisamment élevé de décharges permettant d'établir des fonctions de distribution des contraintes ECEMP. La quantification des mécanismes physiques à l'origine de ces contraintes ECEMP seront présentés dans le chapitre IV.

Chapitre IV : Modélisation de gaz et diélectriques irradiés par flux intenses de photons et d'électrons énergétiques

Dans le chapitre précédent, les contraintes SGEMP et ECEMP, et plus précisément les niveaux des champs EM générés ont été calculés par une chaîne de simulations numériques constituée de codes 3D Monte-Carlo et Maxwell-Vlasov. Ces calculs ont été confrontés à des mesures. Par ailleurs, les couplages de ces champs sur des câbles et des circuits imprimés ont été quantifiés. Cependant, les méthodes présentées dans le chapitre III ne permettent pas de déterminer les modifications des caractéristiques électriques des diélectriques induites par irradiation à haut flux. Or, ces modifications ont une très forte influence sur la génération et la propagation des champs EM.

Les calculs SGEMP câbles effectués au paragraphe III.C montrent que ce couplage peut être pris en compte dans les simulations Maxwell de façon relativement simple en assimilant le milieu diélectrique irradié à un milieu dont la conductivité varie au cours du temps. Le produit de cette conductivité avec le champ électrique constitue une contribution supplémentaire au courant, qu'il est possible d'intégrer dans l'équation de Maxwell-Ampère (voir équation I.4 du chapitre I).

Ce chapitre IV décrit le développement de modèles permettant de déterminer la conductivité radio-induite de différents milieux. Les modèles sont élaborés à partir de mesures de champs électromagnétiques en interaction avec les milieux irradiés. Les restitutions de ces expériences sont effectuées par simulations Maxwell-Vlasov (avec le code SOPHIE) d'une part, et d'autre part, avec des modèles de cinétique chimique tenant compte des processus microscopiques mis en œuvre lors de l'interaction entre le flux de rayonnement ionisant incident et le milieu diélectrique.

Dans un premier temps, les travaux présentés sont relatifs à la caractérisation de plasmas d'air produits par un flux impulsif de rayonnements X et d'électrons. Dans un deuxième temps, les phénomènes induits par les claquages des diélectriques dans le cadre des effets ECEMP sont modélisés. Dans un troisième temps, la modélisation de la conductivité radio-induite de diélectriques constitutifs de câbles est présentée. Enfin, dans un quatrième temps, est proposée la modélisation d'un plasma thermique produit par un flux d'électrons impulsif et intense. L'objectif est de pouvoir intégrer ces modèles de diélectriques irradiés dans des codes de transport Maxwell-Vlasov, afin de simuler des contraintes intenses sur des systèmes électroniques pour lesquelles la mise en œuvre expérimentale est difficile voire impossible.

IV.A. Modélisation de la chimie de l'air sous irradiation

Dans ce paragraphe, les travaux effectués permettant la caractérisation de l'air soumis à un flux de rayonnement ionisant sont présentés. Les applications concernées par ces études sont les effets SGEMP sur des systèmes électroniques en présence d'air ambiant, à la pression atmosphérique ou à pression réduite.

IV.A.1. Modélisation de plasmas d'air sans collisions à pression réduite

Dans ce paragraphe, est considéré une cavité contenant de l'air à pression réduite irradiée par un flux de rayonnement ionisant impulsif. L'objectif est de déterminer les champs EM produits dans cette cavité dans une perspective de durcissement des systèmes électroniques soumis à cette contrainte. Comme vu au paragraphe III.A.1, cette impulsion de rayonnement ionisant crée

une impulsion de champs EM d'une part, ainsi qu'un plasma d'air faiblement ionisé d'autre part. Dans le cas où la pression de l'air dans la cavité est suffisamment basse de façon à ce que le libre parcours moyen des électrons (c'est-à-dire la distance parcourue par les électrons entre deux collisions) soit supérieur aux dimensions de la cavité, le plasma est qualifié de non collisionnel, et la dynamique des particules constitutives du plasma peut être calculée par simulations Maxwell-Vlasov.

Une étude numérique a été effectuée afin de quantifier le couplage entre l'impulsion de champs EM et le plasma d'air lorsque ce dernier peut être considéré comme non collisionnel. La modélisation effectuée est similaire à celle présentée au paragraphe III.A.1 (voir figures III.2 et III.3). Il est utile de rappeler que la cavité possède un diamètre et une longueur de 25 cm. La cavité est disposée à 29.5 cm du convertisseur et son axe de révolution est confondu avec celui de la diode d'ASTERIX. Compte tenu de la distance entre la cavité et le convertisseur d'ASTERIX, la dose intégrée en temps au niveau des surfaces amont et aval de la cavité sont respectivement égales à 30 et 10 Gy(air). La figure IV.1 représente les évolutions temporelles des champs E et H en différents points à l'intérieur de la cavité sous vide.

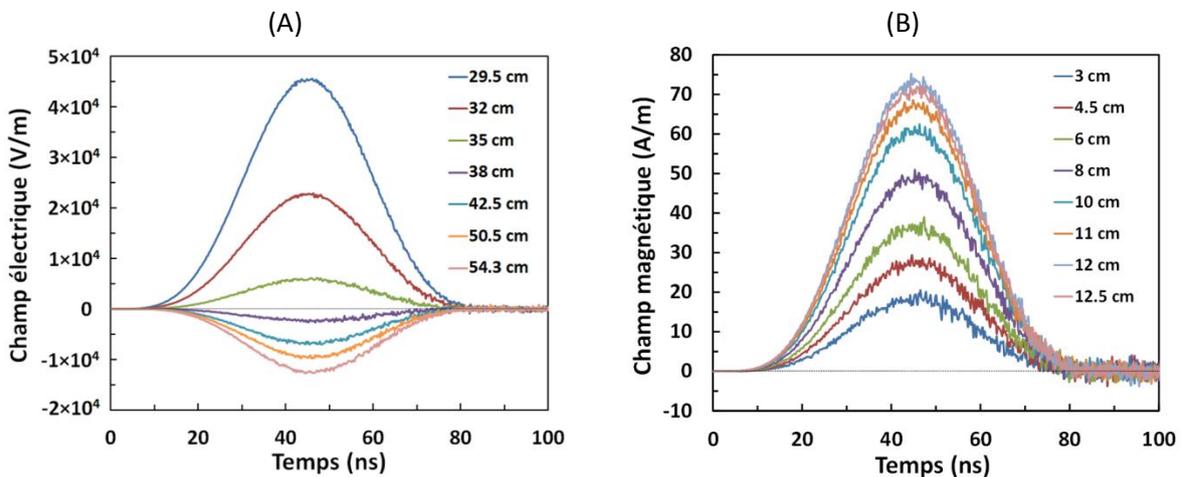


Figure IV.1 : Evolutions spatiales et temporelles du champ E pour différentes distances au convertisseur (A), du champ H sur la surface amont de la cavité, pour différentes distances à l'axe de la cavité (B).

Il est nécessaire de rappeler que les champs EM représentés en figure IV.1 sont induits par une impulsion de photoélectrons (et électrons Compton) produits par l'interaction de flux X avec la surface amont de la cavité. Ce flux d'électrons primaires possède une charge égale à 2 μC et une énergie moyenne de 0.9 MeV (voir paragraphe III.A.1).

Le plasma d'air produit par le flux X impulsionnel est modélisé en imposant, dans la simulation numérique, des flux d'électrons secondaires et d'ions générés dans chaque maille avec une loi temporelle imposée. Concernant les électrons secondaires, il a été considéré que leur distribution en énergie est Maxwellienne caractérisée par une énergie moyenne de 1 eV. La densité électronique maximale est donnée par la relation : $n_{e\ max} = \frac{D\ \rho_{air}}{\overline{E}_{ion}e}$, où D est la dose intégrée en (J/kg), ρ_{air} est la densité de l'air dans l'enceinte (kg/m^3), et \overline{E}_{ion} est l'énergie moyenne d'ionisation de l'air, égale à 85 eV [IV.1]. Néanmoins, des coefficients empiriques ont été tabulés et permettent de tenir compte de la génération d'électrons supplémentaires produits par la cinétique chimique activée par le flux X. Ainsi, pour tenir compte de ces électrons supplémentaires, \overline{E}_{ion} est fixé à 34 eV [IV.2]. Les ions sont produits en concentration égale et leur distribution en énergie est supposée Maxwellienne à la température ambiante. L'évolution temporelle des flux des particules injectées

dans les mailles est considérée comme étant égale à la partie positive de la dérivée de l'évolution temporelle du débit de dose, donnée par la relation $f(t) = \sin^3 \left\{ \frac{\pi t (ns)}{90 (ns)} \right\}$. Comme mentionné plus haut, le fait que le libre parcours moyen des électrons soit supérieur aux dimensions de la cavité, permet de négliger les phénomènes de recombinaison et d'attachement conduisant aux pertes électroniques. Ces dernières sont donc limitées aux flux électroniques incident sur les parois, qui sont pris en compte dans les simulations Maxwell-Vlasov. La figure suivante représente les évolutions spatiales et temporelles du champ électrique dans la cavité pour une pression d'air de 3 Pa, ainsi que celles du champ magnétique maximal dans la cavité, en fonction de la pression.

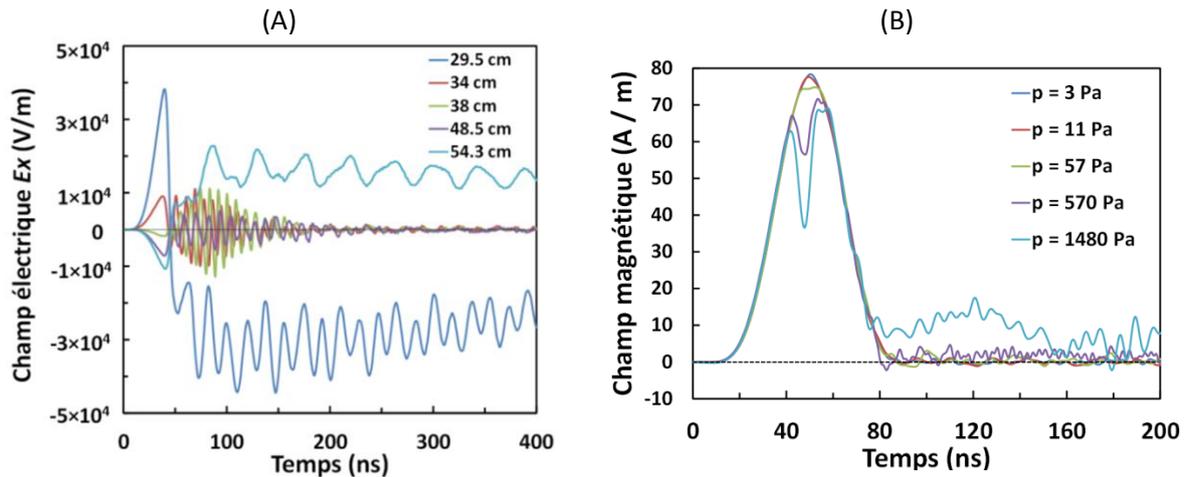


Figure IV.2 : Evolutions spatiales et temporelles du champ électrique pour une pression d'air de 3 Pa (A), et évolution du champ magnétique maximal en fonction de la pression (B).

La figure IV.2(A) montre que pour $t < 30$ ns, le champ E suit la même évolution qu'en l'absence de plasma d'air. Puis, lorsque la densité du plasma augmente, le champ électrique associé au flux d'électrons primaire écarte les électrons secondaires de leur position initiale. Ces électrons secondaires subissent aussi une force de rappel induite par les ions fixes. Ces deux forces produisent ainsi une onde plasma autour de 100 MHz. Au voisinage de la surface amont de la cavité, la fréquence d'oscillation est égale à 55 MHz, et est due à des mécanismes physiques différents. Les électrons secondaires produits à proximité des parois de la cavité génèrent une gaine créant ainsi un champ électrique répulsif. Ce champ électrique limite ainsi le flux d'électrons absorbés aux parois aux électrons les plus énergétiques, et tend aussi à expulser les électrons les moins énergétiques vers l'intérieur de la cavité. Ces électrons sont ensuite rappelés vers les parois du fait de la force coulombienne exercée par les ions. La fréquence d'oscillation des électrons associés à cette gaine électronique est plus faible, et ce mouvement montre une atténuation à partir de 200 ns attribuée au flux d'ions incident sur les parois neutralisant progressivement la gaine électronique. La figure IV.2(A) montre clairement l'amortissement Landau de l'onde plasma générée à partir de 100 ns. La figure IV.2(B) montre une diminution transitoire du champ magnétique autour de 45 ns. Cet effet est attribué à la génération d'un courant de retour transitoire s'opposant au courant dû au flux d'électrons primaires.

La figure IV.3 représente l'évolution spatio-temporelle de l'onde plasma générée à 3 Pa, ainsi que l'évolution temporelle de la vitesse de phase de l'onde plasma. Sur la figure IV.3(A), la décroissance de la vitesse de phase de l'onde plasma est illustrée par l'augmentation du nombre

d'onde. Cette décroissance est montrée de façon quantitative en figure IV.3(B), représentant l'évolution temporelle de la vitesse de phase de l'onde plasma pour différentes pressions.

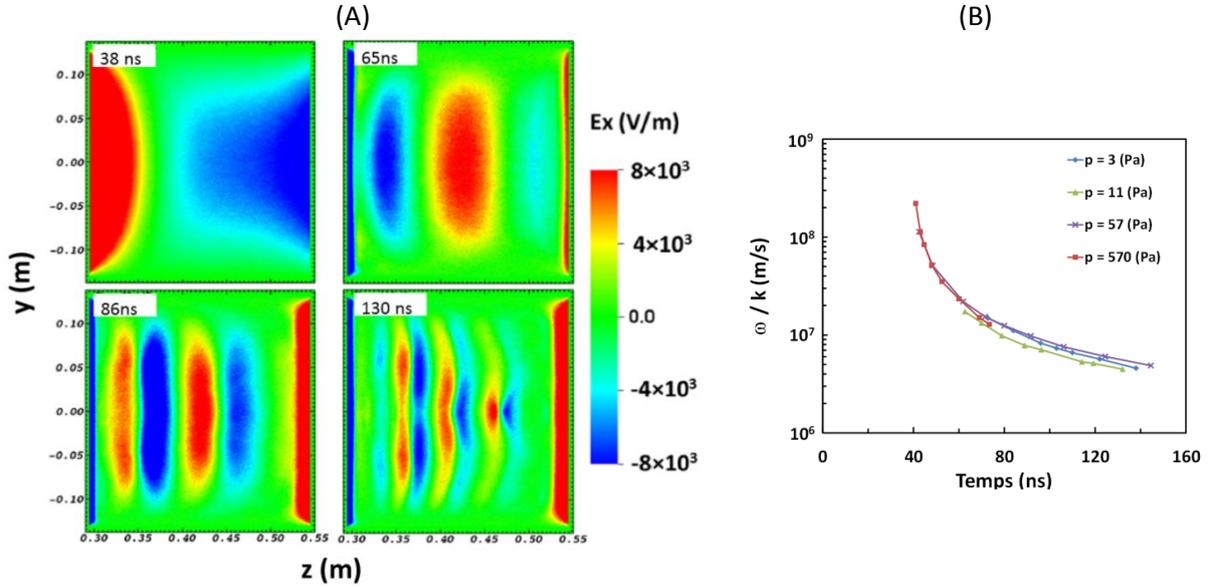


Figure IV.3 : Evolution spatio-temporelle de l'onde plasma générée par irradiation à un débit de dose moyen égal à 6×10^8 Gy(air)/s dans la cavité contenant de l'air à 3 Pa (A). Evolution temporelle de la vitesse de phase de l'onde plasma pour différentes pressions (B).

Ces vitesses de phase ont été obtenues en calculant, à chaque instant le rapport entre la fréquence plasma (moyennée selon Oz), et le nombre d'onde. Ces calculs permettent d'estimer le temps caractéristique d'amortissement de l'onde par effet Landau, qui est lié à la vitesse de phase par la relation [IV.3] :

$$\tau_L^{-1} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{pe}^2 \omega^2}{k^3 v_e^3} \exp\left\{-\frac{\omega^2/k^2}{2v_e^2}\right\} \quad \text{Eq. IV.1}$$

où v_e est la vitesse des électrons et ω est la fréquence plasma donnée par $\omega^2 = \omega_{pe}^2 + 3k^2 v_e^2$, où ω_{pe} est la fréquence d'oscillation des électrons. Cependant, la détermination de la constante d'amortissement Landau par cette relation implique d'effectuer une moyenne spatiale et temporelle sur la fréquence plasma et sur les vitesses des électrons qui varient notablement dans la cavité. Ainsi, dans ce qui suit, la constante d'amortissement Landau est déterminée par l'analyse du champ E dans la cavité.

L'effet de la pression d'air dans la cavité sur la dynamique des ondes plasmas générées est représentée en figure IV.4. Les grandeurs présentées sont obtenues en effectuant la transformée de Fourier du champ électrique à $z = 40$ cm (c'est-à-dire au milieu de la cavité). Le taux d'amortissement Landau est obtenu à partir de la largeur à mi-hauteur du mode principal des transformées de Fourier calculées pour chaque pression d'air. La figure IV.4(A) montre la corrélation entre la fréquence plasma et la pression, proportionnelle à la densité électronique produite par le flux X. La figure IV.4(B) montre que l'amplitude des ondes plasma diminue lorsque la pression augmente. Ceci est lié à la diminution de l'excursion des électrons par rapport à leur position d'équilibre, du fait des forces de rappels plus importantes induites par une densité ionique plus élevée. Enfin, la figure IV.4(C) représente l'évolution du taux d'amortissement Landau en fonction de la pression, et montre que ce taux varie de seulement 65% sur l'intervalle des pressions $[1 - 10^3]$ Pa.

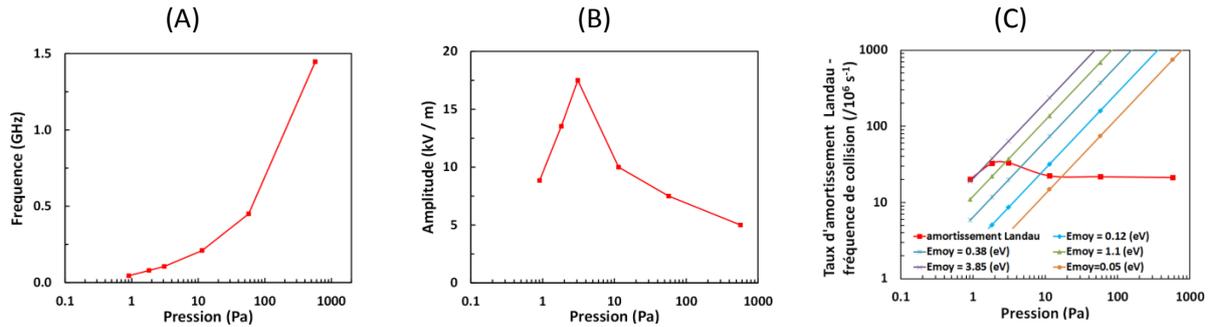


Figure IV.4 : Fréquence plasma (A), amplitude de l'onde plasma (B) et taux d'amortissement Landau et collisionnel (C) pour différentes pressions.

Il est intéressant de noter que l'amortissement collisionnel (non pris en compte dans les simulations Maxwell-Vlasov) est supérieur à l'amortissement Landau quelle que soit la pression pour des électrons 4 eV d'énergie moyenne, et pour des pressions supérieures à 1 Pa lorsque l'énergie moyenne des électrons est égale à 1 eV. Ce résultat sera confirmé dans le paragraphe suivant, où les phénomènes collisionnels seront analysés en détail. Enfin, les fréquences de collision présentées en figure IV.4(C) sont calculées à partir de la section efficace de transfert de quantité de mouvement $\sigma_{e-N_2}^m$ [IV.4] et des fonctions de distributions des électrons $f(\varepsilon)$ calculées par méthode Monte-Carlo [IV.5] selon la relation :

$$v_{e-N_2}^m = n_{N_2} \sqrt{\frac{2}{m_e}} \int \sigma_{e-N_2}^m \sqrt{\varepsilon} f(\varepsilon) d\varepsilon \quad \text{Eq. IV.2}$$

où ε est l'énergie des électrons, n_{N_2} est la densité d'azote dans la cavité, qui a été assimilée à la densité d'air.

Comme mentionné en introduction, ces études ont motivé des collaborations entre les différents laboratoires et centres du CEA/DAM, notamment avec le centre d'aquitaine ayant en charge la réalisation des évolutions et maintenances du code SOPHIE. Ainsi, les développements effectués pour cette étude ont permis d'utiliser le code dans des conditions extrêmes en termes de quantité de particules transportées. Les calculs ont été réalisés avec le super ordinateur TERA du CEA/DAM, la taille des mailles et de 1 mm dans les trois directions, soit un nombre total de mailles égal à 0.2×10^9 , dans lesquelles 10^9 macro-particules sont transportées lors de chacun des 430 000 pas de temps. Les simulations ont nécessité 2048 cœurs pendant 613 heures de temps machine. Ces travaux ont fait l'objet d'une publication [IV.6].

Il est utile de rappeler, afin de justifier l'utilisation de telles ressources, que dans une simulation PIC, la taille des mailles doit être inférieure (d'un facteur cinq environ) à la longueur de Debye du plasma. Ainsi, plus la pression augmente, plus la densité électronique augmente, plus la longueur de Debye diminue, donc plus la dimension des mailles doit diminuer. De plus, comme le nombre de pas de temps est inversement proportionnel à la dimension des mailles (afin d'assurer la stabilité du schéma numérique), ce nombre augmente aussi, ainsi que le temps de calcul.

Dans les calculs présentés ci-dessus, il a été considéré que les électrons produits par l'interaction du flux X avec l'air dans la cavité sont distribués selon une loi de Maxwell-Boltzmann avec une énergie moyenne d'un électronvolt. Or, cela implique la mise œuvre de processus

collisionnels, ce qui est contradictoire avec le fait d'analyser la dynamique du plasma par simulations PIC. Cependant, même si les électrons sont injectés avec une énergie faible, leur fonction de distribution évolue rapidement sous l'action des champs électromagnétiques.

Des calculs complémentaires ont été effectués en considérant la situation limite dans laquelle les électrons sont distribués selon la même fonction de distribution que celle des électrons primaires incidents, émis par la surface amont de la cavité, c'est-à-dire une exponentielle décroissante possédant une énergie moyenne égale à 0.9 MeV. Trois cas de calcul correspondants à trois pressions d'air initiales dans la cavité sont étudiés.

Cas	Pression d'air (Pa)	Densité de paires électron – ion injectées (cm^{-3})	Charge injectée (nC)
(A)	0.7	10^7	20
(B)	7	10^8	200
(C)	70	10^9	2000

Tableau IV.1 : Paramètres d'entrée pour les simulations PIC 1D et 3D.

La fonction de distribution des ions est considérée Maxwellienne à 35 meV. La figure IV.5 représente les résultats des calculs SOPHIE pour ces trois cas de calcul. Par ailleurs, compte tenu des ressources importantes nécessaires pour calculer la dynamique de ces plasmas d'air, un code de calcul PIC 1D a été développé, selon un algorithme similaire à celui présenté dans la référence [I.12]. La comparaison entre les résultats issus de cet outil de calcul rapide et ceux du code 3D SOPHIE sont présentés en figure IV.5.

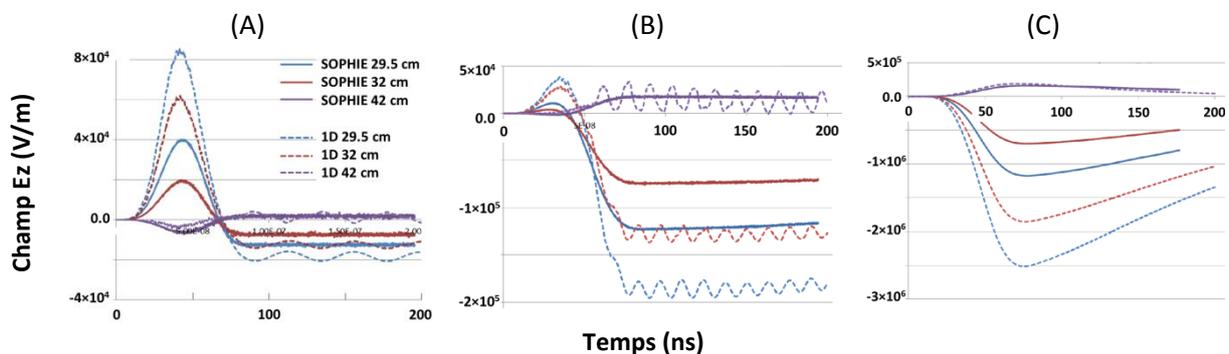


Figure IV.5 : Calculs PIC 1D et 3D de la dynamique de plasmas d'air pour les différents paramètres d'entrée décrit dans le tableau IV.1.

La figure IV.5 montre que les écarts entre les résultats des simulations Maxwell-Vlasov 3D effectuées avec le code SOPHIE et les calculs PIC 1D avec l'outil de calcul rapide sont inférieurs à un facteur deux, quelle que soit la pression d'air initiale. Notons aussi que les calculs 1D montrent la génération d'oscillations d'électrons, contrairement aux simulations 3D. Cet effet s'explique par le fait que, dans la simulation 1D le mouvement des électrons est contraint dans une direction seulement, contrairement aux calculs effectués en 3D où les vitesses des électrons sont réparties dans les trois directions, ce qui est moins favorable à la mise en évidence des phénomènes collectifs. L'écart entre les résultats des calculs 1D et 3D augmente avec la pression d'air dans la cavité. Cependant, pour des pressions d'air supérieures à 10 Pa, les phénomènes collisionnels l'emporte sur les phénomènes collectifs, comme l'illustre la figure IV.4(C), la vocation première de ces calculs étant de valider le code PIC 1D. Enfin, il est important de noter que les simulations 1D ont été effectuées sur un ordinateur de bureautique en seulement trois heures, ce qui offre un gain en temps de calcul

considérable par rapport aux simulations 3D. Ainsi, les calculs PIC 1D permettent d'obtenir rapidement un ordre de grandeur des contraintes SGEMP cavité, afin de dimensionner une expérience physique (comme le réglage de la sensibilité des capteurs, leur éloignement à la source de rayonnement afin d'éviter les phénomènes de saturation ...), ou dans le but de dimensionner une expérience numérique 3D, qui, comme mentionné plus haut, est très coûteuse. Ces travaux de comparaison ont fait l'objet du stage de master 2 de Tristan Gouriou [IV.7].

IV.A.2. Détermination de la conductivité électrique de plasmas d'air à pression réduite

Comme mentionné dans le paragraphe précédent, la prise en compte des phénomènes collisionnels est incontournable lorsque la pression dans la cavité augmente. Une étude a donc été réalisée de façon à modéliser le plasma d'air en termes de conductivité électrique radio-induite. Compte tenu des faibles pressions d'air imposées dans la cavité, les mesures de conductivité ont été effectuées par analyse des modes de résonance de la cavité irradiée [IV.8] [IV.9]. Le dispositif expérimental mis en œuvre sur le moyen ASTERIX est identique à celui représenté en figure III.2(A). Deux capteurs de champ magnétique sont disposés sur les parois de la cavité, permettant de mesurer les composantes du champ H selon l'axe Oz (l'axe de la diode d'ASTERIX et de la cavité) ainsi que dans la direction perpendiculaire. La cavité est irradiée par le flux du rayonnement X d'ASTERIX avec la même fluence incidente que celle considérée dans les calculs présentés dans le paragraphe IV.A.1. Ce flux de rayonnement X irradie l'air contenu dans la cavité d'une part, et excite les premiers modes de résonance de la cavité d'autre part. L'excitation des modes de résonance de la cavité (situés autour d'un GHz) est due aux fluctuations rapides dans l'impulsion de courant délivré par le générateur de Marx, et ont été mises en évidence en effectuant la transformée de Fourier de l'impulsion de courant mesuré dans la cavité contenant la diode d'ASTERIX.

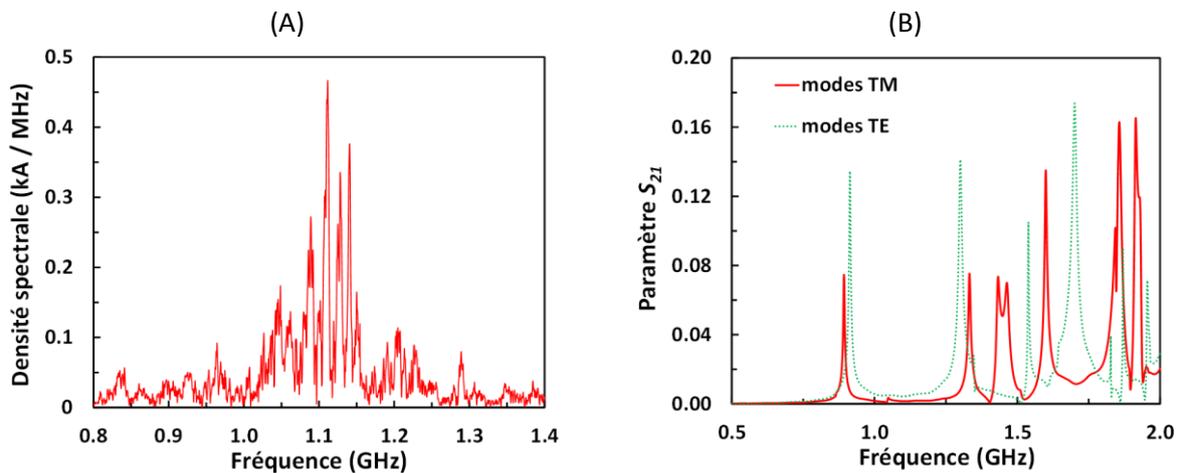


Figure IV.6 : Transformée de Fourier de l'impulsion de courant d'ASTERIX (A), et coefficient de transmission de la cavité (B).

La mesure du coefficient de transmission de la cavité est effectuée au moyen d'un analyseur de réseau vectoriel. Pour cette mesure, un capteur est utilisé en émission et l'autre capteur est utilisé en réception. Les axes des deux capteurs de champ sont parallèles. La mesure des modes TM et TE s'effectue en positionnant les axes des deux capteurs de façon perpendiculaire et parallèle à l'axe Oz respectivement.

Lorsqu'un plasma est produit dans une cavité, la modification de son facteur de qualité Q est donnée par la relation :

$$\left(\frac{1}{Q_1} - \frac{1}{Q_0}\right) - 2j \frac{\omega_1 - \omega_0}{\omega_0} = \frac{1}{\varepsilon_0 \omega_0} \frac{\int_V \tilde{\sigma}(r, \omega) E^2(r) dr}{\int_V E^2(r) dr} \quad \text{Eq. IV.3}$$

où $E(r)$ est le champ électrique oscillant dans la cavité, ε_0 est la permittivité du vide, Q_1 et Q_0 sont les facteurs de qualité avec et sans plasma respectivement, ω_1 and ω_0 sont les fréquences de résonance des modes avec et sans plasma. L'intégrale est effectuée sur tout le volume de la cavité, et r représente la position dans la cavité. $\tilde{\sigma}(r, \omega) = \sigma_{re} + j \sigma_{im}$ représente la conductivité complexe définie par :

$$\tilde{\sigma}(r, \omega) = -\frac{4\pi n_e(r) e^2}{3 m_e} \int_0^\infty \frac{1}{\vartheta(v) + j\omega} \frac{df_0(v)}{dv} v^3 dv \quad \text{Eq. IV.4}$$

qui est valable dans le cas d'un plasma faiblement ionisé dans lequel les collisions binaires entre les électrons et les molécules de diazote gouvernent les transferts de quantité de mouvement. $n_e(r)$ est la densité électronique, m_e est la masse de l'électron, e sa charge et $f_0(v)$ la partie isotrope de la fonction de distribution des électrons. $\vartheta(v)$ est la fréquence de collision qui s'exprime en fonction des densités des neutres et des sections efficaces de transfert de quantité de mouvement par : $\vartheta(v) = n_{N_2} \sigma_{N_2}^m v + n_{O_2} \sigma_{O_2}^m v$, où v est la vitesse des électrons en (m/s). La relation précédente peut être réécrite en introduisant la permittivité complexe du plasma définie par : $\tilde{\varepsilon}_p(r, \omega) = 1 - j \frac{\tilde{\sigma}(r, \omega)}{\varepsilon_0 \omega}$:

$$\left\{ \frac{\Delta\omega_1}{\omega_1} - \frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} \right\} = \frac{1}{\varepsilon_0 \omega_0} \frac{\int_V \tilde{\sigma}_{re} E^2(r) dr}{\int_V E^2(r) dr} = -\frac{1}{\varepsilon_0 \omega_0} \frac{\int_V \tilde{\varepsilon}_{im}(r) \varepsilon_0 \omega_1 E^2(r) dr}{\int_V E^2(r) dr} \quad \text{Eq. IV.5}$$

$$-2 \frac{\omega_1 - \omega_0}{\omega_0} = \frac{1}{\varepsilon_0 \omega_0} \frac{\int_V \tilde{\sigma}_{im} E^2(r) dr}{\int_V E^2(r) dr} = \frac{1}{\varepsilon_0 \omega_0} \frac{\int_V (1 - \tilde{\varepsilon}_{re}(r)) \varepsilon_0 \omega_1 E^2(r) dr}{\int_V E^2(r) dr} \quad \text{Eq. IV.6}$$

Les équations précédentes montrent que l'élargissement des raies de résonance est lié à la partie réelle de la conductivité et le décalage en fréquence à la partie imaginaire.

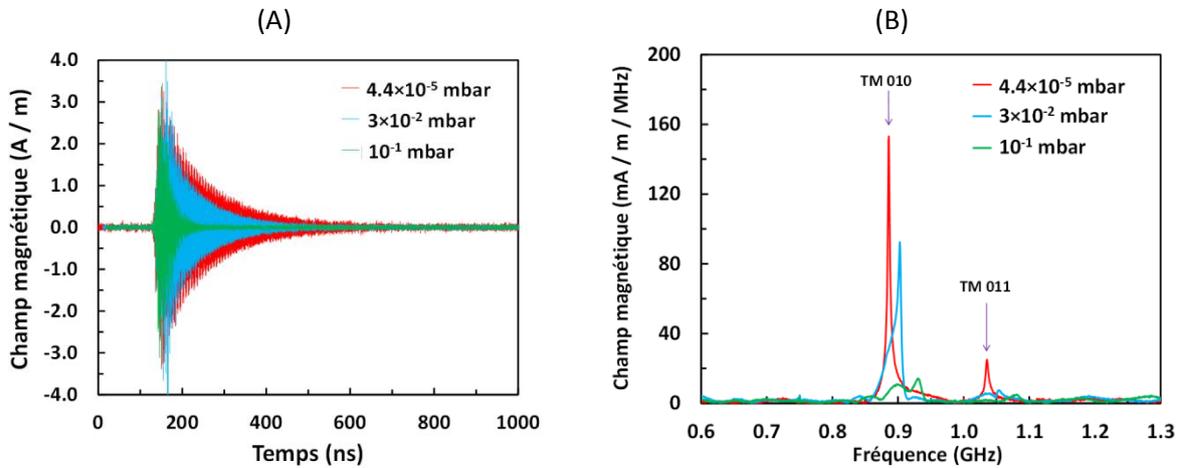


Figure IV.7 : Champ magnétique mesuré des premiers modes TM pour différentes pressions d'air dans la cavité (A), et transformées de Fourier correspondantes (B). Le débit de dose moyen dans la cavité est égal à 6×10^8 Gy(air)/s.

La figure IV.7 représente les mesures des modes de résonance TM de la cavité irradiée par le flux X d'ASTERIX résultant d'une dose intégrée en temps égale à 20 Gy(air) (ou 6×10^8 Gy(air)/s) au milieu de la cavité et sur son axe. La figure IV.7(B) illustre clairement les phénomènes de décalage et d'élargissement des raies de résonance lorsque la pression d'air et donc la conductivité électrique de l'air augmente. L'amortissement des résonances est dû aux collisions élastiques entre les électrons et les molécules N_2 et O_2 qui redistribuent de façon isotrope les vitesses des électrons mis en mouvement par le champ électrique oscillant. Le décalage en fréquence est dû à la diminution de la permittivité de l'air lorsque son degré d'ionisation augmente.

Dans la suite, deux méthodes ont été utilisées et comparées afin de déterminer le taux d'amortissement collisionnel. La première méthode consiste à ajuster une exponentielle décroissante sur les signaux mesurés, et la seconde à déterminer l'amortissement à partir des largeurs des raies de résonance, obtenues par transformée de Fourier des signaux de champs mesurés. L'analyse des taux d'amortissement des résonances montre, comme en figure IV.4(C), une évolution linéaire en fonction de la pression, caractérisée par une température électronique comprise entre 0.05 et 0.12 eV. Ce résultat est illustré en figure IV.8(A), et indique une diminution drastique de la densité d'énergie des électrons, qui s'effectue principalement par les processus d'excitation vibrationnels de N_2 .

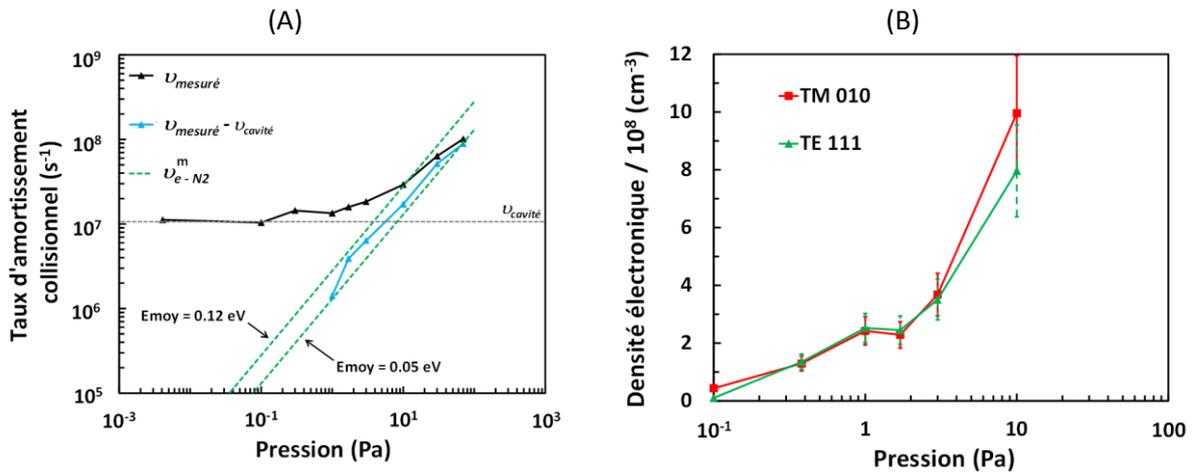


Figure IV.8 : Taux d'amortissements collisionnels mesurés (A) et densité électronique mesurée (B). Le débit de dose moyen dans la cavité est égal à 6×10^8 Gy(air)/s.

La densité électronique est mesurée à partir du décalage en fréquence des raies de résonance des modes TM_{010} à 0.88 GHz, et TE_{111} à 0.9 GHz, et en utilisant la relation suivante $\omega_r = \omega_r^0 / \sqrt{\epsilon_p}$, avec :

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\left(\frac{\omega_p}{\omega_r}\right)^2}{1 + \left(\frac{\nu_{e-N_2}^m}{\omega_r}\right)^2} + j \frac{\left(\frac{\omega_p}{\omega_r}\right)^2 \left(\frac{\nu_{e-N_2}^m}{\omega_r}\right)}{1 + \left(\frac{\nu_{e-N_2}^m}{\omega_r}\right)^2} \quad \text{Eq. IV.7}$$

où ω_p , ω_r et ω_r^0 sont respectivement la fréquence plasma et les fréquences de résonance déduites des transformées de Fourier des mesures de champ H avec et sans plasma dans la cavité. $\nu_{e-N_2}^m$ est la fréquence de transfert de quantité de mouvement représenté en figure IV.8(A). La densité électronique est déduite d'une procédure itérative effectuée pour chaque pression. Les paramètres d'entrée sont : i) la fréquence de résonance mesurée, ii) la fréquence de transfert de quantité de

mouvement mesurée, *iii*) et la partie réelle de la permittivité, déduite du décalage en fréquence de la raie de résonance considérée. Les résultats de cette procédure sont représentés en figure IV.8(B). Les incertitudes de $\pm 40\%$ tiennent compte des fluctuations tir à tir du générateur.

L'analyse des modes de résonance qui vient d'être effectuée montre qu'il est possible de déterminer la densité électronique ainsi que la fréquence de transfert de quantité de mouvement. Ces deux grandeurs permettent de déterminer la conductivité électrique de Lorentz, qui s'exprime selon la relation :

$$\tilde{\sigma} = \frac{n_e e^2}{m_e} \left\{ \frac{v_{e-N_2}^m}{v_{e-N_2}^{m^2} + \omega_r^2} - j \frac{\omega_r}{v_{e-N_2}^{m^2} + \omega_r^2} \right\} \quad \text{Eq. IV.8}$$

Par ailleurs, la partie réelle de la conductivité a été déterminée par simulations Maxwell-Vlasov 3D avec le code SOPHIE. Dans les calculs, les paramètres d'entrée des calculs sont identiques à ceux présentés au début du paragraphe IV.A.1. Une impulsion de photoélectrons est émise depuis la surface interne de la cavité située en amont de celle-ci, avec une énergie moyenne égale à 0.9 MeV et une distribution angulaire par rapport à la normale à la surface d'émission en $\cos(\theta)$. La forme temporelle est réduite de façon à ce que la longueur du faisceau d'électrons soit proche des dimensions de la cavité afin d'exciter les modes de résonance. Contrairement aux simulations non-collisionnelles du paragraphe IV.A.1, dans ce paragraphe, les particules constitutives du plasma (électrons secondaires et ions) ne sont pas transportées. Le plasma est modélisé par une évolution temporelle de conductivité radio-induite selon la relation :

$$\sigma(t) = \sigma_0 \left\{ \sin \left[\frac{\pi t}{90(ns)} \right] \right\}^3 \quad \text{pour } t < 45 \text{ ns} \quad \text{Eq. IV.9}$$

$$\sigma(t) = \sigma_0 \quad \text{pour } t > 45 \text{ ns} \quad \text{Eq. IV.10}$$

Le fait d'imposer une conductivité constante à partir du maximum du flux X est justifié par le fait que les phénomènes de recombinaison et d'attachement sont négligeables compte tenu des pressions considérées. Un gradient de conductivité selon Oz a été considéré, de façon à prendre en compte le gradient du débit de dose X selon cette direction.

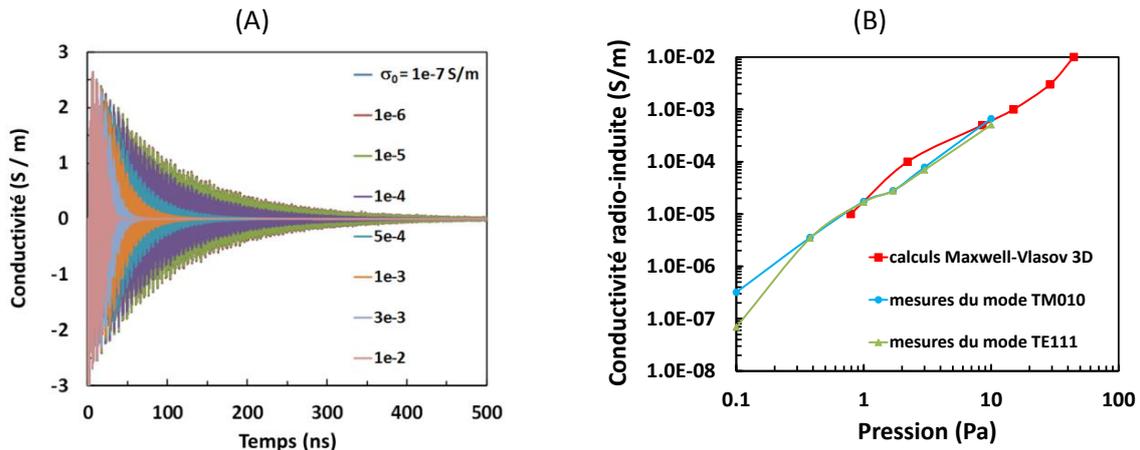


Figure IV.9 : Influence de la conductivité sur l'amortissement collisionnel (A), et comparaison avec les mesures de modes de résonance (B). Le débit de dose moyen dans la cavité est égal à 6×10^8 Gy(air)/s.

La figure IV.9 représente les résultats des calculs Maxwell-Vlasov. La figure IV.9(A) illustre clairement l'influence des processus collisionnels sur les modes de résonance. Les parois de la cavité ont été définies avec une conductivité finie, de façon à reproduire l'amortissement naturel pour des

pressions inférieures à 0.1 Pa, qui est dû aux différentes pertes induites par des défauts (connecteurs, prises pour jauges de pression...). La figure IV.9(B) montre que les mesures obtenues par l'analyse des modes de résonance et les calculs SOPHIE sont en bon accord. Les taux d'amortissement inférieurs à 1 Pa ont été obtenus par extrapolation à partir de l'équation IV.2, et en considérant une énergie moyenne des électrons égale à 0.09 eV. Les travaux présentés dans ce paragraphe ont fait l'objet d'une publication [IV.10].

IV.A.3. Modélisation détaillée de la cinétique chimique de plasmas d'air hors-équilibre

La cinétique chimique d'un plasma d'air produit par le flux de rayonnement X impulsionnel d'ASTERIX a été modélisée selon un schéma prenant en compte 39 espèces intervenant dans 265 réactions chimiques. Les évolutions temporelles des espèces sont calculées de façon couplée avec la densité d'énergie des électrons. Les termes sources intervenant dans le calcul de la densité d'énergie des électrons et conduisant à l'activation des réactions chimiques ont été calculés à partir du flux du rayonnement X incident. Le rayonnement X considéré possède une énergie moyenne de 1 MeV et produit deux populations d'électrons primaires en interagissant avec l'air : une population d'électrons non relativiste et une population d'électrons relativistes. Cette dernière produira des électrons secondaires de plus faibles énergies par ionisation collisionnelle avec les molécules constitutives de l'air irradié (N_2 ; O_2 ; H_2O). Au préalable, les fonctions de distribution des électrons ont été calculées par méthode Monte-Carlo [IV.11], pour différentes énergies moyennes. La figure IV.10 représente les fonctions de distribution calculées par cette méthode ainsi que des taux de réaction impliquant le dioxygène.

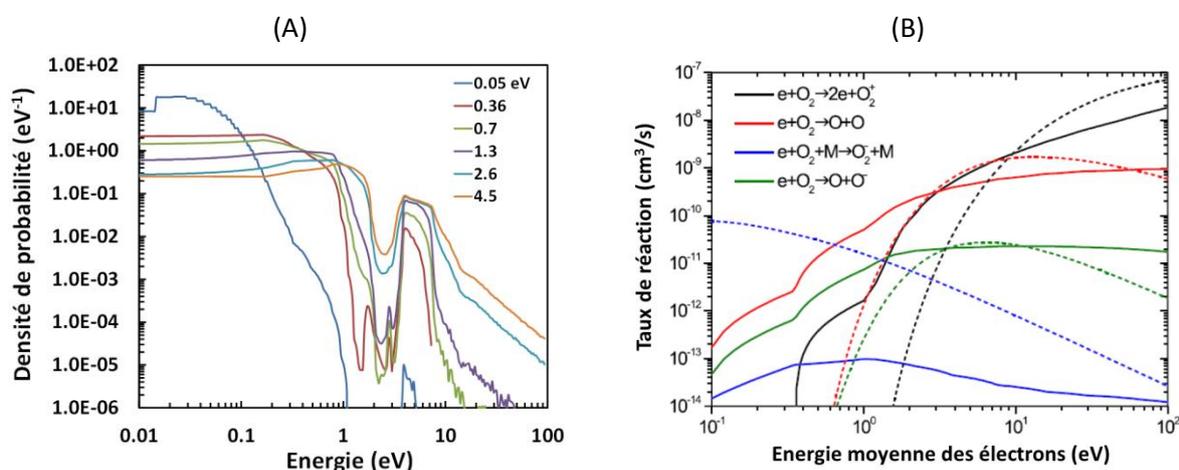


Figure IV.10 : Fonctions de distribution des électrons calculées par méthode Monte-Carlo (A) et taux de différentes réactions impliquant le dioxygène (B). Les courbes en traits continus correspondent aux taux calculés avec les fonctions de distribution représentées en figure IV.10(A), et les courbes en pointillés correspondent aux taux calculés en considérant des fonctions de distribution Maxwelliennes.

La figure IV.10(B) montre que, pour une énergie moyenne égale à 1 eV, les taux d'ionisation et de dissociation sont plus élevés pour les fonctions de distribution calculées par méthode Monte-Carlo. Ceci implique que, à degré d'ionisation égal, l'énergie moyenne des électrons déterminée par l'équation de bilan en énergie sera plus faible pour des fonctions de distribution calculées par méthode Monte-Carlo, que pour des fonctions de distribution Maxwelliennes.

La figure IV.11(A) représente l'évolution temporelle de la densité électronique ainsi que leur énergie moyenne pour une fluence photonique incidente égale à 10^{13} photons / cm^2 .

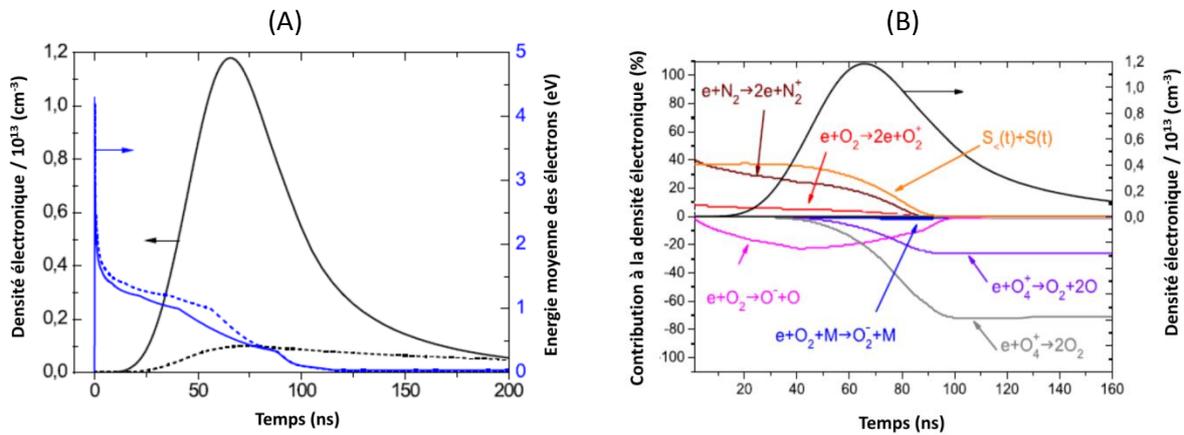


Figure IV.11 : Evolutions temporelles de la densité électronique et de l'énergie moyenne des électrons (A). Les traits en pointillés tiennent compte uniquement des électrons primaires non-relativistes produits l'impulsion X. Contribution des différentes réactions aux variations de la densité électronique (B).

Nous constatons que l'énergie moyenne des électrons augmente très rapidement (avec un temps caractéristique de l'ordre de la nanoseconde) du fait de la forte densité d'énergie apportée par le flux d'électrons Compton d'une part, et de la faible densité électronique aux premiers instants d'autre part. Puis, l'action conjointe de la rapide augmentation de la densité électronique par ionisation collisionnelle, avec la diminution de la densité d'énergie des électrons du fait de l'excitation vibrationnelle de N_2 , conduit à une diminution rapide de l'énergie moyenne en dessous des seuils d'ionisation, situés autour de 1 eV. Les électrons primaires non-relativistes contribuent faiblement à la densité électronique totale. La figure IV.11(B) représente les poids des principales réactions gouvernant la cinétique de création et de relaxation du plasma. La figure IV.12 représente les évolutions temporelles des principales espèces.

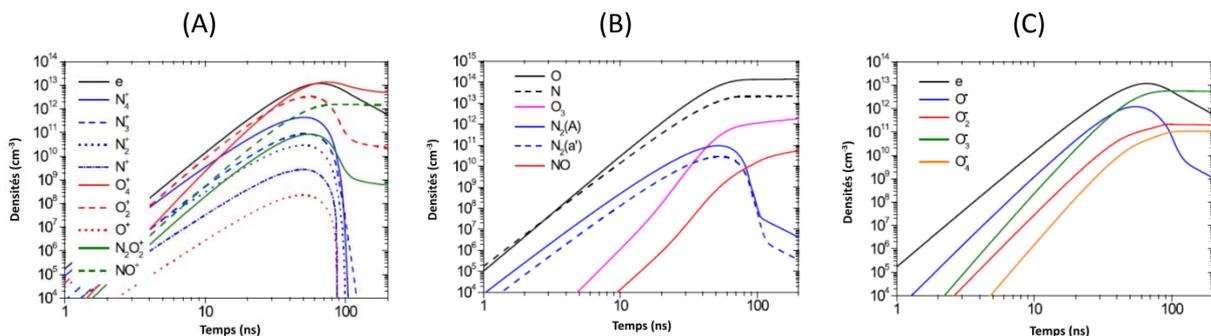


Figure IV.12 : Evolutions temporelles des ions positifs (A), des espèces neutres (B) et des ions négatifs (C).

Les résultats de ces calculs montrent d'une part que le plasma possède un degré d'ionisation très faible ($\sim 10^{-7}$), et d'autre part, que les ions majoritaires sont : O^- , O_3^- , O_2^- , N_4^+ , NO^+ et O_4^+ .

Les résultats de ces calculs ont été comparés à des mesures d'absorption microonde. En effet, la connaissance de l'évolution temporelle de la densité électronique ainsi que celle de l'énergie moyenne permettent de calculer l'évolution temporelle de la conductivité électrique radio-induite du plasma, et donc son coefficient d'absorption par unité de longueur. Elle peut être ainsi comparée à

des mesures de transmission dans le domaine microonde. Le dispositif expérimental mis en œuvre pour effectuer ces mesures est décrit en figure IV.13.

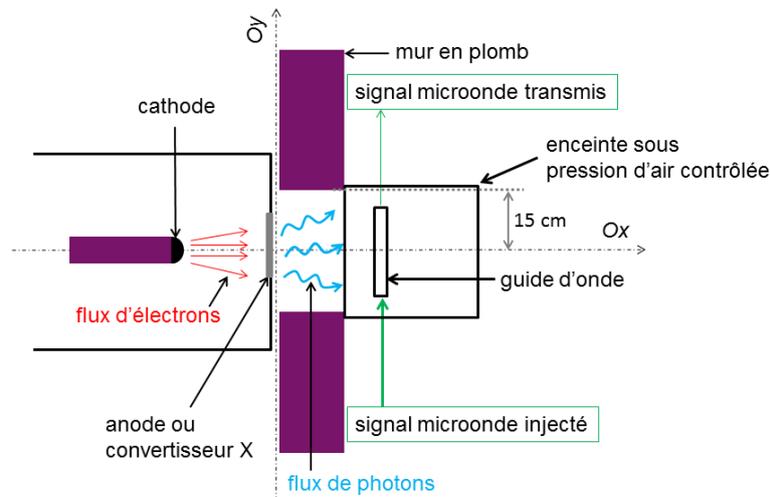


Figure IV.13 : Dispositif expérimental pour les mesures d'absorption microonde.

Dans ces expériences, un signal microonde continu est injecté dans un guide d'onde disposé à l'intérieur d'une enceinte, dans laquelle la pression d'air peut être ajustée par un système de pompage entre 10^{-5} et 1000 mbar. Le signal microonde (compris entre 7 et 18 GHz dans nos conditions expérimentales) est injecté dans le guide d'onde et enregistré par un oscilloscope possédant une bande passante de 20 GHz. Comme pour les expériences présentées dans les paragraphes IV.A.1 et IV.A.2, la dose moyenne dans la cavité (qui est aussi celle dans le guide, sur l'axe Ox) est égale à 20 Gy(air). La figure suivante représente les coefficients de transmission mesurés pour différentes conditions expérimentales.

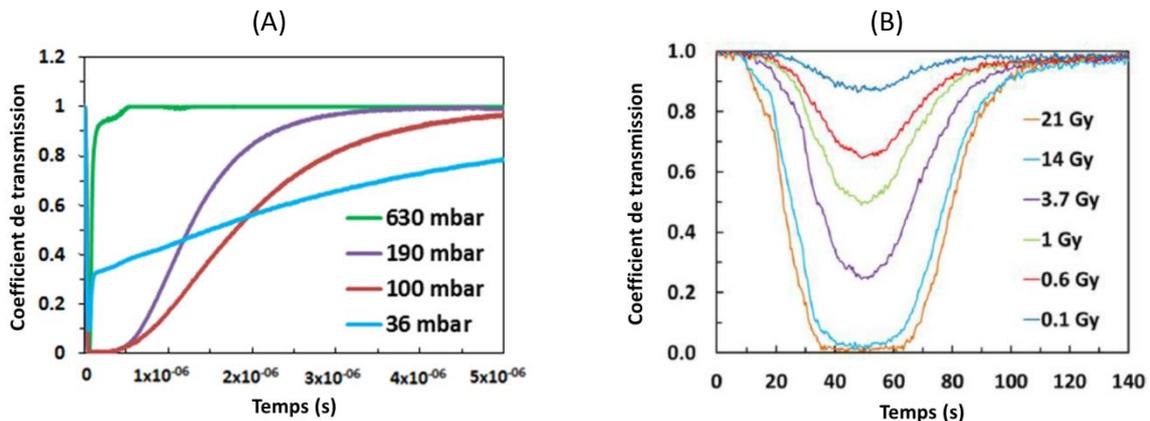


Figure IV.14 : Coefficients de transmission mesurés en fonction de la pression d'air, pour une dose au centre du guide et sur l'axe Ox égale à 20 Gy(air) (A), et en fonction de la dose à la pression atmosphérique (B).

La figure IV.14(A) montre que le temps de relaxation du plasma augmente lorsque la pression diminue, du fait de la diminution des fréquences de recombinaison et d'attachement. La figure IV.14(B) montre que le coefficient de transmission augmente lorsque la dose et donc le degré d'ionisation du plasma diminue. A partir des mesures de transmission et de l'évolution temporelle de l'énergie moyenne des électrons, le coefficient de transmission du plasma par unité de longueur α (m^{-1}) est déterminé selon la relation suivante [IV.9] :

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \sqrt{(k_0^2 \operatorname{Re}\{\epsilon_p\} - k_c^2)^2 + (k_0^2 \operatorname{Im}\{\epsilon_p\})^2} - (k_0^2 \operatorname{Re}\{\epsilon_p\} - k_c^2) \right\}^{1/2} \quad \text{Eq. IV.11}$$

où ϵ_p est donné par l'équation IV.7, k_0 (m^{-1}) est le nombre d'onde associé à la fréquence se propageant dans le guide, et k_c est le nombre d'onde de coupure du guide. Le signal de transmission est calculé par la relation $\tau_{cal}(t) = e^{-\int_{-l/2}^{l/2} \alpha dy}$, où l est la longueur du guide d'onde.

Afin de déterminer l'évolution temporelle de la densité électronique (intervenant dans la fréquence plasma), il est nécessaire d'imposer l'évolution temporelle de l'énergie moyenne des électrons, déterminant ainsi la fréquence de collision. Celle-ci est représenté en figure IV.11(A). Une procédure itérative a été mise en œuvre, permettant à chaque instant, d'ajuster le coefficient de transmission mesuré sur le coefficient de transmission calculé. La densité électronique est le paramètre d'ajustement. Il est utile de noter que l'évolution spatiale selon le guide d'onde de la permittivité (ou conductivité) a été prise en compte et supposée égale à l'évolution spatiale de la dose calculée par les simulations Monte-Carlo présentées dans le paragraphe II.A.1. Ainsi, les densités électroniques calculées par le code de cinétique chimique et déterminées par la procédure d'ajustement sur les mesures de transmission sont dans le même ordre de grandeur et des écarts notables sont à relever. En revanche ces mesures donnent la conductivité radio-induite de l'air avec une bonne précision, qui est la grandeur d'intérêt en vue de coupler ce type de modèle dans une simulation Maxwell-Vlasov (voir paragraphe IV.A.4). Ces travaux ont fait l'objet de trois publications [IV.5] [IV.12] [IV.13] et de la thèse de doctorat de Mélissa Maulois [IV.14].

IV.A.4. Développement d'un modèle réduit de cinétique chimique de plasmas d'air

Les écarts mentionnés au paragraphe précédent entre la densité électronique calculée et mesurée (en utilisant comme paramètre d'entrée l'évolution temporelle de l'énergie moyenne des électrons calculée par le code OD) sont dus au fait que, dans le code de cinétique, une variation de l'énergie moyenne des électrons de quelques pourcents induit une variation de la densité électronique d'environ une décade. L'élaboration d'un modèle prédictif nécessite donc la prise en compte de processus et d'espèces chimique supplémentaires, un couplage plus fort entre le calcul des densités des espèces et le calcul des fonctions de distribution des électrons, la prise en compte des cinétiques des états excités, des phénomènes de transport... Il est cependant nécessaire de noter que dans la perspective d'intégrer un modèle de plasma d'air irradié dans une simulation Maxwell ou Maxwell-Vlasov, la conductivité radio-induite et le coefficient de diffusion des électrons en fonction de l'énergie déposée dans le plasma, sont les paramètres ayant un impact direct et significatif sur le transport des champs et des particules. La connaissance de ces coefficients avec la meilleure précision est donc plus critique pour les calculs des champs EM que la connaissance des mécanismes microscopiques induisant ces coefficients.

Dans ce paragraphe, l'élaboration d'un modèle de cinétique chimique réduit de l'air irradié est élaboré à partir de la comparaison entre des caractérisations expérimentales et numériques. Les plasmas d'air sont produits par l'impulsion de rayonnements ionisants d'ASTERIX en mode photons et électrons. Les caractérisations expérimentales des plasmas produits sont effectuées par absorption microonde et spectroscopie d'émission optique. L'analyse des mesures d'absorption est effectuée par deux méthodes. La première consiste à ajuster les résultats du modèle de cinétique réduit sur les mesures de transmission microonde, en faisant varier l'énergie moyenne des électrons, et un coefficient de pertes tenant compte des différents processus liés à la diminution de la densité

particulaires et de la densité d'énergie des électrons. La seconde consiste à comparer les signaux mesurés avec les résultats d'une simulation Maxwell 3D. Ces méthodes permettent une analyse précise du plasma pendant l'impulsion de rayonnement ionisant. La phase de relaxation du plasma est analysée par comparaison entre les spectres d'émission calculés et mesurés dans le domaine optique.

L'intérêt d'élaborer un modèle de plasmas d'air par cette méthode expérimentale tient au fait que le couplage entre un faisceau de particules énergétiques et le plasma d'air produit est très faible, ce qui n'est pas le cas, par exemple, des décharges produites par une impulsion de tension, où la propagation du champ électrique ionisant l'air est fortement couplée au plasma. Par ailleurs, cette méthode peut être étendue à des pressions de gaz très élevées, pour lesquelles l'ionisation par une impulsion de tension nécessite la mise en œuvre d'un dispositif expérimental spécifique et coûteux.

Le dispositif expérimental est similaire à celui présenté en figure IV.13, avec les modifications suivantes : l'enceinte a été enlevée, le guide est fixé sur le mur en plomb, et l'ouverture de ce dernier est fixée à 10 cm.

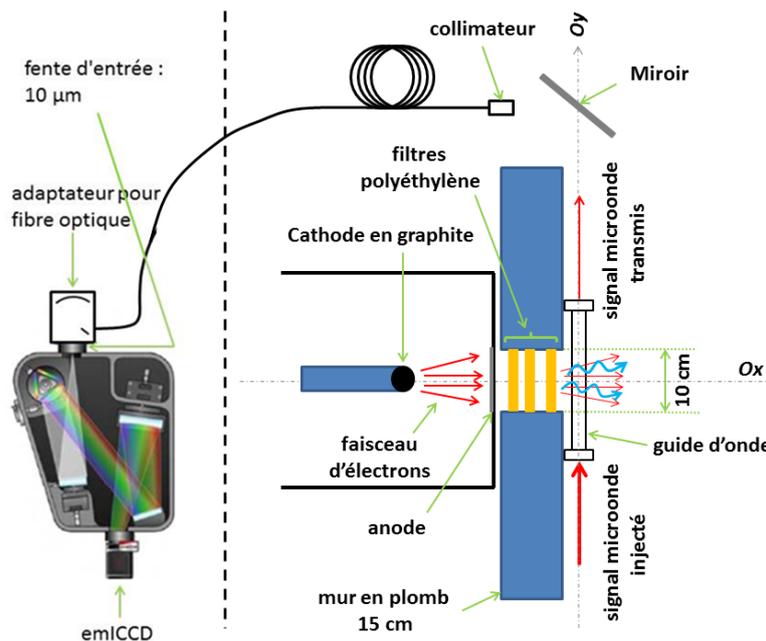


Figure IV.15 : Dispositif expérimental pour les mesures de transmission microonde et de spectrométrie optique d'émission.

L'anode représentée sur la figure IV.15 est constituée de 0.5 mm de titane, 1.2 mm de tantale et 12 mm d'aluminium en mode photons et 0.5 mm de titane et 4 mm d'aluminium en mode électrons. En mode photons, le débit de dose déposé dans le guide d'onde est ajusté en faisant varier la distance entre l'anode et le mur en plomb, tandis qu'en mode électrons, le débit de dose est ajusté en insérant des filtres en polyéthylène dans l'ouverture du mur en plomb (voir figure II.6(B)). La surface du guide d'onde située en vue directe du rayonnement émis par ASTERIX a été diminuée à quelques centièmes de millimètres d'épaisseur de façon à minimiser l'atténuation du flux d'électrons incidents.

La figure IV.16 représente les signaux de transmission en mode photons et électrons.

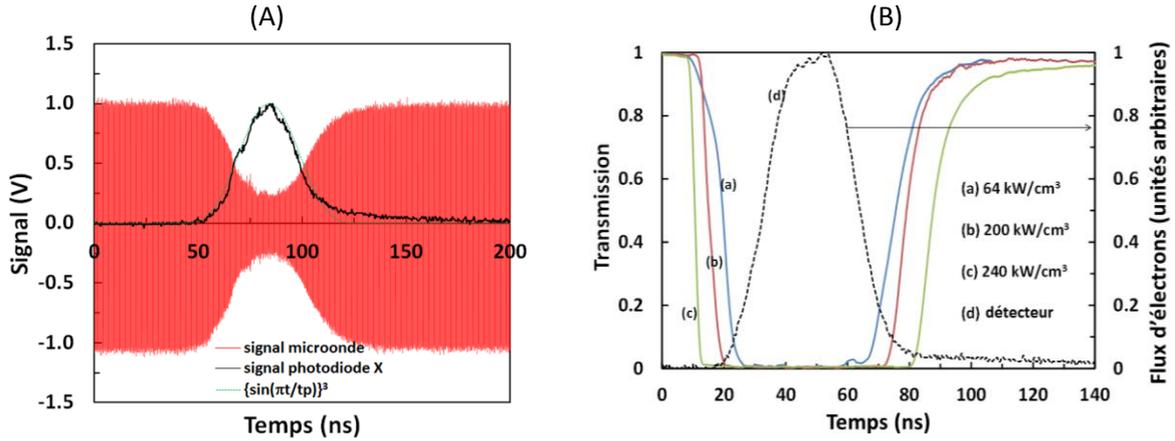


Figure IV.16 : Signal de transmission à 10 GHz en mode photons pour une densité de puissance crête déposée dans l'air égale à 0.54 kW/cm^3 (A), et signaux de transmission en mode électrons (B).

Les signaux représentés en figure IV.16 représentent l'atténuation d'un signal à 10 GHz dans un guide d'onde irradié par un flux de photons (A) et un flux d'électrons (B). Dans ces deux cas, la densité de puissance déposée dans l'air est modélisée par la fonction $f(t) = \sin^3(\pi t/t_p)$, avec $t_p=90 \text{ ns}$. Les signaux représentés en figure IV.16(B) représentent les enveloppes positives des signaux mesurés, auxquelles un filtre numérique passe-bande autour de 10 GHz de façon à éliminer des fluctuations. Compte tenu des densités de puissances élevées déposées par le flux d'électrons dans l'air contenu dans le guide d'onde, le signal transmis devient rapidement inférieur au seuil de détection de l'oscilloscope. De façon à pouvoir analyser, les signaux de transmission mesurés dans le mode électrons d'ASTERIX, ces derniers ont été ajustés par la fonction $f_{trans}(t) = \exp\{-2\ell_p \alpha_0 \sin^4(\pi t/t_p)\}$, où $2\ell_p=11.3 \text{ cm}$ est la longueur du plasma définie à partir de l'évolution de la dose selon Oy déterminée par calcul Monte-Carlo 3D. α_0 est le coefficient d'absorption ajusté de façon à reproduire le signal mesuré lorsque ce dernier est supérieur au seuil de détection de l'oscilloscope. Les mesures de transmission ont été effectuées dans la gamme $[34 - 2000] \text{ W/cm}^3$ en mode photons, et dans la gamme $[25 - 250] \text{ kW/cm}^3$ en mode électrons.

Le modèle de cinétique chimique réduit, ajusté sur les signaux mesurés est représenté par le système d'équations suivant :

$$\frac{dn_e}{dt} = + \frac{\dot{\rho}_{air}}{\varepsilon_{air}^{ion}} + k_{N_2}^{ion} n_{N_2} n_e + k_{O_2}^{ion} n_{O_2} n_e - \nu_{pertes} n_e - k_{e-i}^{rec} n_e n^+ \quad \text{Eq. IV.12}$$

$$\frac{dn^+}{dt} = + \frac{\dot{\rho}_{air}}{\varepsilon_{air}^{ion}} + k_{N_2}^{ion} n_{N_2} n_e + k_{O_2}^{ion} n_{O_2} n_e - k_{e-i}^{rec} n_e n^+ - k_{i-i}^{rec} n^- n^+ \quad \text{Eq. IV.13}$$

$$n^+ = n_e + n^- \quad \text{Eq. IV.14}$$

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{\xi}}{dt} = \frac{d(\bar{\xi} n_e)}{dt} = & + \dot{\rho}_{air} + \frac{1}{2} \text{Re}\{\tilde{\sigma}(\omega)\} E^2 - k_{N_2}^{ion} n_{N_2} n_e \varepsilon_{N_2}^{ion} - k_{O_2}^{ion} n_{O_2} n_e \varepsilon_{O_2}^{ion} \\ & - k_{N_2}^{vib} n_{N_2} n_e \varepsilon_{N_2}^{vib} - k_{N_2}^{rot} n_{N_2} n_e \varepsilon_{N_2}^{rot} - 2 \frac{m_e}{m_{N_2}} k_{N_2}^{el} n_{N_2} n_e (\bar{\xi} - \varepsilon_0) \\ & - \sum_{i=1}^3 k_{N_2}^{exc,i} n_{N_2} n_e \varepsilon_{N_2}^{exc,i} - \sum_{i=1}^3 k_{O_2}^{exc,i} n_{O_2} n_e \varepsilon_{O_2}^{exc,i} - k_{e-i}^{rec} n_e n^+ \bar{\xi} \\ & - k_{N_2}^{diss} n_{N_2} n_e \varepsilon_{N_2}^{diss} - k_{O_2}^{diss} n_{O_2} n_e \varepsilon_{O_2}^{diss} - \nu_{pertes} n_e \bar{\xi} \end{aligned} \quad \text{Eq. IV.15}$$

où n_e est la densité électronique (m^{-3}), n^+ et n^- sont les densités des espèces ioniques effectives (m^{-3}), $\bar{\xi}$ est l'énergie moyenne des électrons (eV). ρ_{air} est la densité de l'air ambiant (kg/m^3), ε_{air}^{ion} est

l'énergie d'ionisation moyenne de l'air égale à 85 eV [IV.1] $\varepsilon^{exc,i}$, ε^{vib} , ε^{rot} , $\varepsilon_{N_2}^{ion}$, $\varepsilon_{O_2}^{ion}$, $\varepsilon_{N_2}^{diss}$, $\varepsilon_{O_2}^{diss}$ sont respectivement les seuils d'énergies d'excitation de l'état i , de vibration, rotation, ionisation et dissociation. $k_{N_2}^{ion}$ and $k_{O_2}^{ion}$ sont respectivement les taux d'ionisation de N_2 and O_2 (m^3/s), $k_{N_2}^{vib}$ et $k_{N_2}^{rot}$ sont les taux d'excitation vibrationnelle et rotationnelle de de N_2 (m^3/s) respectivement, $k_{N_2}^{exc,i}$ et $k_{O_2}^{exc,i}$ sont les taux d'excitation électronique de l'état i de N_2 and O_2 (m^3/s), $k_{N_2}^{diss}$ et $k_{O_2}^{diss}$ sont les taux de dissociation de N_2 et O_2 (m^3/s). $k_{N_2}^{el}$ est le taux de collision élastique (m^3/s). k_{e-i}^{rec} et k_{i-i}^{rec} sont respectivement les taux de recombinaison électrons – ions positifs et ion positif – ion négatif (m^3/s), issus de la référence [IV.15]. ν_{pertes} est un coefficient de pertes (s^{-1}) tenant compte des différents processus liés à la diminution de la densité particulaire et de la densité d'énergie des électrons. Les taux de réaction sont déterminés par la relation :

$$k = \sqrt{\frac{2}{m_e}} \int \sigma(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} f^{\bar{\varepsilon}}(\varepsilon) d\varepsilon \quad Eq. IV.16$$

où l'intégrale est calculée à partir du seuil d'énergie de la réaction considérée. $\sigma(\varepsilon)$ correspond aux sections efficaces des différentes réactions considérées issues des références [IV.16] [IV.17] [IV.18]. m_e est la masse de l'électron, $f^{\bar{\varepsilon}}(\varepsilon)$ est la fonction de distribution en énergie des électrons définie par l'énergie moyenne $\bar{\varepsilon}$, et représentée en figure IV.10(A).

Les termes source de l'équation IV.15 sont le débit de dose \dot{D} (J/kg/s) et l'effet joule. Le débit de dose est déduit des calculs Monte-Carlo 3D, et l'effet Joule est calculé par le produit de la conductivité (voir équation IV.4) avec le champ électrique dans le guide donné par :

$$E(t) = E_0 e^{-\int_{-y_{min}}^0 \alpha(y,t) dy} \quad Eq. IV.17$$

où E_0 est le module du champ électrique, de l'ordre de quelques kV/m dans nos conditions. α est le coefficient d'absorption par unité de longueur et y_{min} est l'extrémité du guide en $-Oy$. Les grandeurs calculées par la résolution du système d'équation IV.12 – IV.15 sont déterminées au centre du guide, c'est-à-dire au point ($x=0$; $y=0$). Pour le calcul du coefficient de transmission, la partie réelle et imaginaire de la conductivité sont multipliées par la fonction $g(y)$ normalisée à l'unité et représentant l'évolution de la dose selon Oy . Le champ électrique est calculé par la relation :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(-\alpha y) \exp(j(\beta y - \omega t)) \quad Eq. IV.18$$

où α et β sont les coefficients d'absorption et de déphasage par unité de longueur respectivement :

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \sqrt{(k_0^2 Re\{\epsilon_p\} - k_c^2)^2 + (k_0^2 Im\{\epsilon_p\})^2} - (k_0^2 Re\{\epsilon_p\} - k_c^2) \right\}^{1/2} \quad Eq. IV.19$$

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \sqrt{(k_0^2 Re\{\epsilon_p\} - k_c^2)^2 + (k_0^2 Im\{\epsilon_p\})^2} + (k_0^2 Re\{\epsilon_p\} - k_c^2) \right\}^{1/2} \quad Eq. IV.20$$

$k_0^2 = \omega/c$ est le nombre d'onde dans le vide, et k_c est le nombre d'onde associé à la fréquence de coupure du guide d'onde, égale à 6.6 GHz. La constante diélectrique de l'air est calculée par la relation $\epsilon_p(\omega) = 1 - j \frac{\tilde{\sigma}_c(\omega)}{\varepsilon_0 \omega}$. Le coefficient de transmission est calculé à chaque pas de temps en utilisant la relation $\tau_{cal}(t) = e^{-\int \alpha(y,t) dy}$ et est comparé au coefficient mesuré $\tau_{mes}(t)$ en ajustant les valeurs de $\bar{\varepsilon}$ et ν_{pertes} de façon à ce que l'écart relatif soit inférieur à 5 % à chaque pas de temps.

Comme mentionné plus haut, des calculs Maxwell 3D ont été réalisés afin de confirmer les valeurs des conductivités radio-induites de l'air déterminées par le modèle de cinétique. Dans ces simulations, l'évolution spatio-temporelle de la conductivité dans le guide d'onde est imposée selon la relation $\sigma(t) = \sigma_0 \times f(t) \times g(y)$, où $f(t)$ est l'évolution temporelle normalisée de la conductivité déterminée par le modèle de cinétique réduite, $g(y)$ est le profil selon Oy de la dose normalisée et σ_0 est la conductivité au centre du guide ($x=0$; $y=0$) au maximum du flux X ou d'électrons. La figure IV.17 représente l'évolution du maximum de la conductivité radio-induite, au centre du guide, en fonction du maximum de densité de puissance déposée par le flux de rayonnement X ou d'électrons.

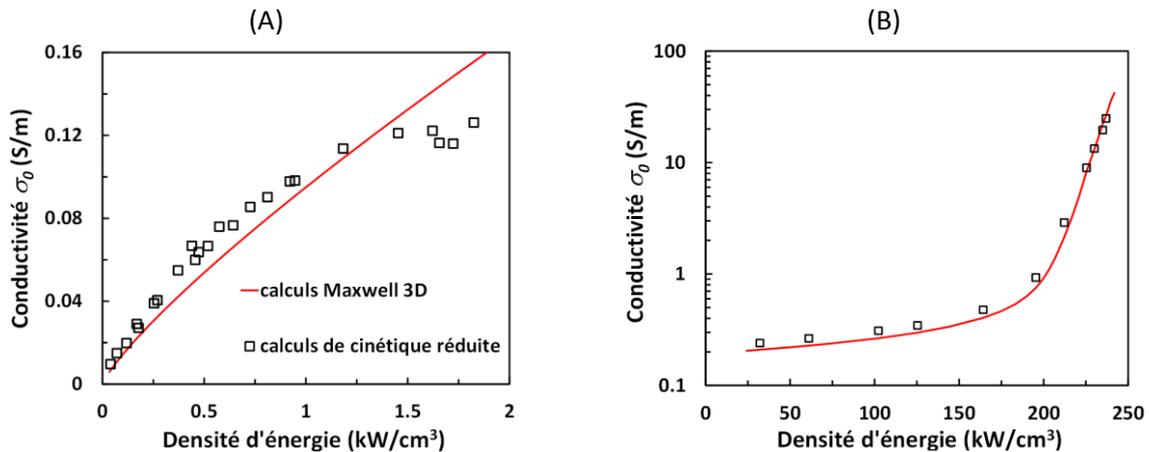


Figure IV.17 : Evolution de la conductivité radio-induite de l'air maximale en fonction de la densité de puissance crête déposée par le flux de rayonnement X (A) et d'électrons (B).

La figure IV.17 montre un bon accord entre les calculs Maxwell 3D et les résultats du modèle de cinétique réduite. Ainsi, des données microscopiques peuvent être déduites de ces calculs et sont présentés en figure IV.18.

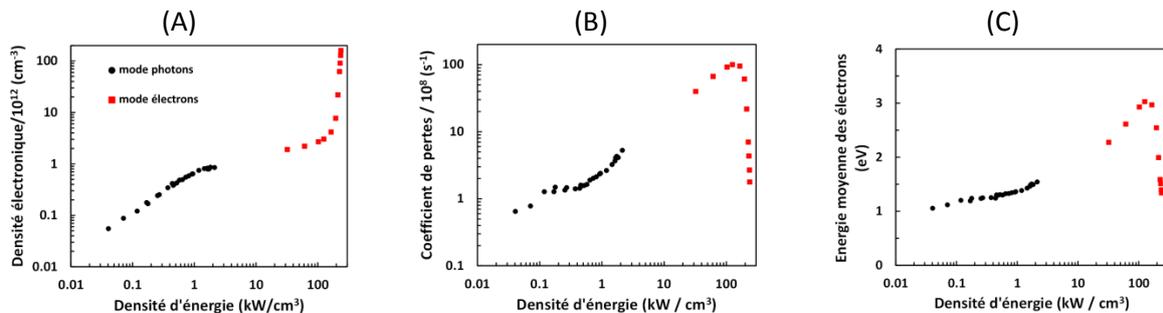
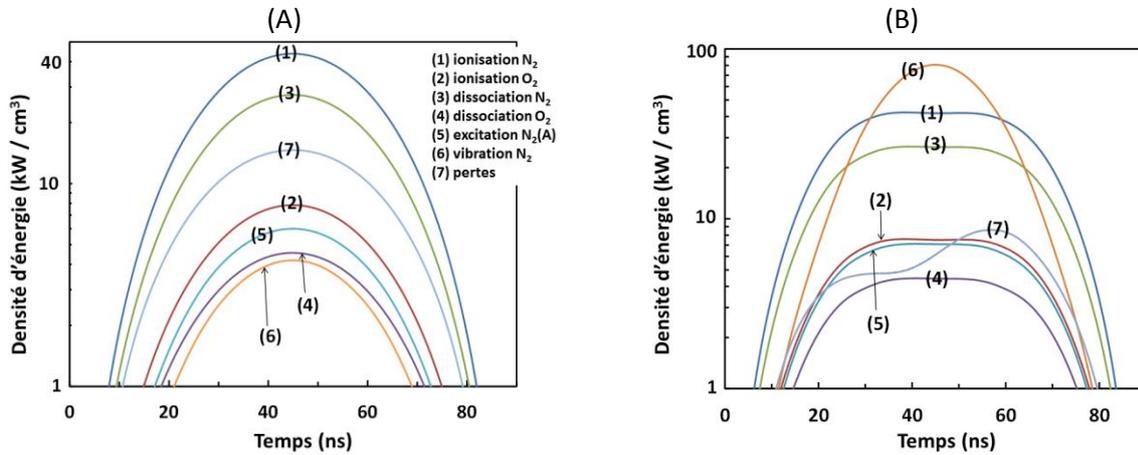


Figure IV.18 : Paramètres déterminés par les calculs de cinétique réduite en fonction de la densité de puissance crête : densité électronique (A), coefficient de pertes (B) et énergie moyenne des électrons (C).

Il est intéressant de noter que les évolutions des grandeurs représentées en figure IV.18 et déterminées pour les deux modes de fonctionnement du générateur, suivent une évolution cohérente. Il est possible de déterminer, à partir des résultats des calculs de cinétique réduite, les contributions des différentes réactions chimiques à la diminution de la densité d'énergie des électrons, pour différentes densités de puissance déposées. La figure IV.19(A), ainsi que des calculs en mode photons, montrent qu'entre 2 et 130 kW/cm³, les mécanismes responsables de la diminution de la densité d'énergie des électrons sont l'ionisation et la dissociation de N₂. Puis, pour des densités de puissance de l'ordre de 240 kW/cm³, le mécanisme principal responsable de la

diminution de la densité d'énergie des électrons est l'excitation vibrationnelle. Cette observation sera confirmée par les mesures de spectrométrie optique effectuées en mode électrons.



Les spectres dans le domaine optique ont été mesurés avec un spectromètre Isoplan de 320 mm de focale, couplé à une caméra CCD intensifiée. Le signal optique est collecté avec une fibre multimode en silice de diamètre de cœur égal à $400 \mu\text{m}$. Un collimateur est connecté à l'extrémité de la fibre, cette dernière étant disposée de façon à ne pas être en vue directe de l'impulsion d'électrons afin de limiter les signaux optiques parasites induits par fluorescence et effet Cherenkov. L'autre extrémité de la fibre optique est connectée à un adaptateur faisant l'image de la sortie de la fibre sur la fente d'entrée du spectromètre, dont la largeur est fixée à $15 \mu\text{m}$. Le réseau de diffraction utilisée possède 2400 traits par millimètres. Une procédure de calibration avec une lampe à vapeur de mercure a permis de mesurer la fonction d'appareil, qui peut être ajustée par une fonction de Lorentz avec une largeur totale à mi-hauteur égale à 0.065 nm .

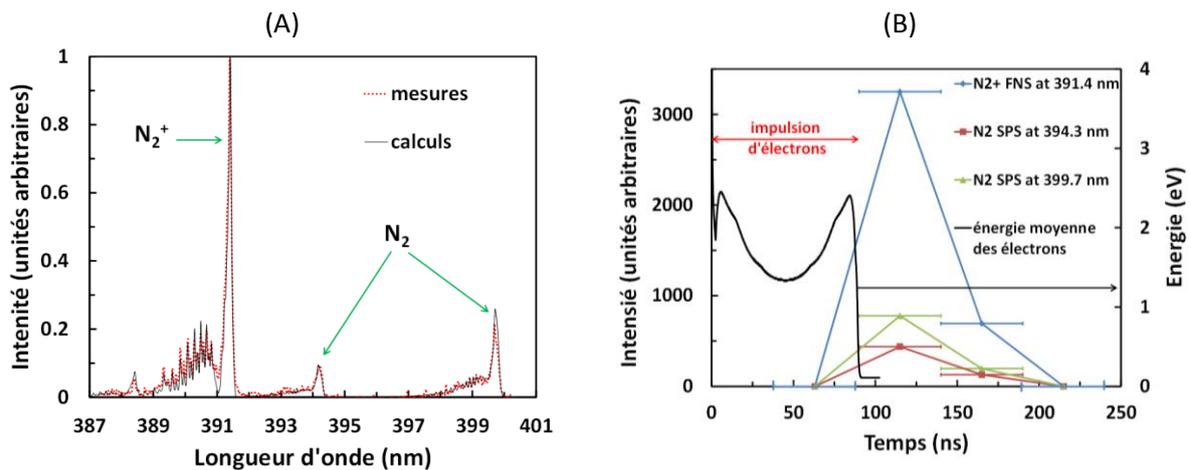


Figure IV.20 : Spectre calculé et mesuré intégré sur l'intervalle $[90 - 240] \text{ ns}$ pour une densité de puissance crête déposée égale à 240 kW/cm^3 (A) et évolutions temporelles de l'énergie moyenne des électrons et de l'intensité lumineuse des têtes de bandes de N_2 et N_2^+ (B).

Les transitions du premier système négatif de N_2^+ et du second système positif de N_2 sont détectées dans l'intervalle de longueur d'onde $[368 - 473] \text{ nm}$. La figure IV.20 représente un spectre mesuré et calculé. Les calculs présentés sont effectués avec le logiciel Specair [IV.19], puis convolués

par la fonction d'appareil décrite précédemment. L'ajustement des spectres calculés sur les mesures permet de déterminer les températures de rotation et vibration égales à 500 K et 2400 K respectivement, avec un écart type égal à $\pm 40\%$, tenant compte des fluctuations tir à tir du générateur et de la sensibilité de la procédure d'ajustement entre les mesures et les calculs. Les évolutions temporelles des têtes de bande représentées en figure IV.20(A) ont été déterminés par quatre mesures effectuées avec une résolution temporelle égale à 50 ns. Les résultats sont présentés en figure IV.20(B). Cette figure montre que la température des électrons à la fin de l'impulsion du faisceau d'électrons est proche de la température de vibration déduite des spectres d'émission mesurés. Ce résultat confirme le fait que l'excitation vibrationnel est le mécanisme dominant la relaxation de l'énergie moyenne des électrons. Ces résultats ont fait l'objet de deux publications [IV.20][IV.21].

IV.B. Modélisation des effets ECEMP

La quantification du couplage de champs ECEMP sur les systèmes électroniques a fait l'objet du paragraphe III.D du chapitre III. La modélisation du phénomène de décharge et des contraintes EM induites fait l'objet de ce paragraphe. En effet, malgré les précautions prises par les architectes pour limiter l'augmentation du champ E dans les diélectriques, de nombreuses défaillances sont encore observées par ces effets ECEMP [IV.22][IV.23]. De façon à quantifier ces contraintes, le dispositif expérimental représenté en figure IV.21 a été mis en œuvre auprès de l'accélérateur ORIATRON.

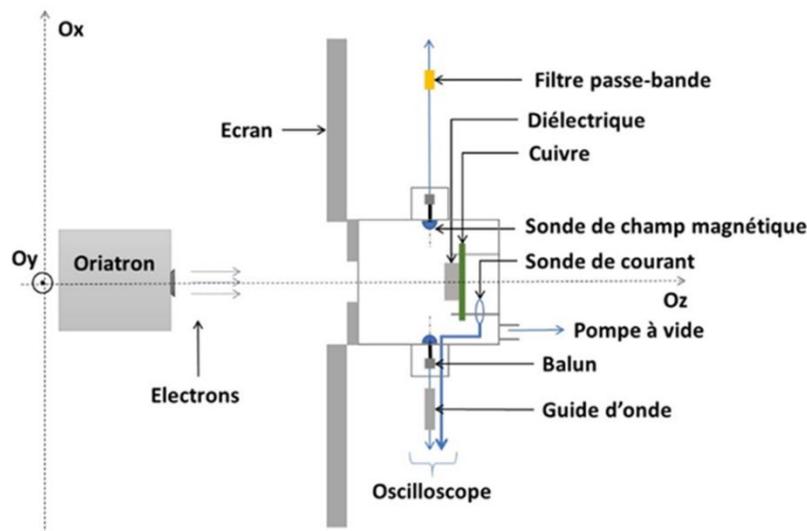


Figure IV.21 : Dispositif expérimental mis en œuvre pour quantifier les contraintes ECEMP.

De façon complémentaire aux expériences représentées en figure III.24 (chapitre III), ces expériences ont pour objectif de mesurer les courants de remplacement et les champs EM générés lors d'une décharge électrostatique. Les sondes de champ magnétique sont identiques à celles mises en œuvre pour l'analyse des modes de résonance représentés en figure IV.7. Elles sont disposées de façon à mesurer les modes TM induits par la décharge, et sont étalonnées dans la gamme [0.2 – 6] GHz. Une sonde permet de mesurer le courant de remplacement induit par la décharge dans la gamme [0 – 200] MHz. Un échantillon de téflon ou de polyéthylène d'épaisseur égale à trois centimètres est collé sur une plaque en cuivre, qui est reliée à la cavité par trois tiges en nylon et une tige en inox autour de laquelle est disposée la sonde de courant.

Chaque sonde de champ H est reliée à un Balun permettant de soustraire le bruit de mode commun, puis le signal en sortie d'un Balun traverse un filtre passe haut de fréquence de coupure égale à 0.5 GHz. Le signal en sortie de l'autre Balun est injecté dans un guide d'onde de fréquence de coupure égale à 2.4 GHz. Ces filtres permettent d'améliorer la dynamique de mesure pour les hautes fréquences. La figure IV.22 représente les transformées de Fourier des signaux mesurés.

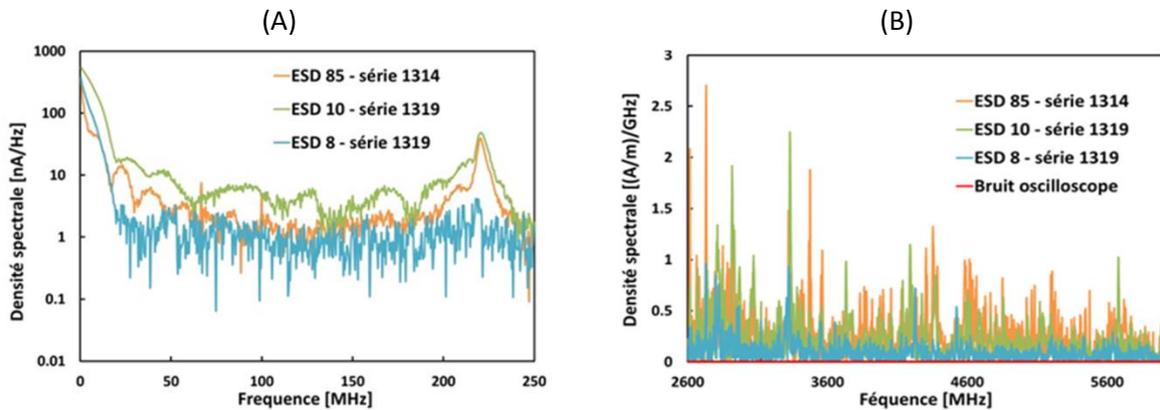


Figure IV.22 : Transformées de Fourier des signaux mesurés : courant de remplacement (A) et champ H (B).

La majeure partie de l'énergie électromagnétique est contenue dans l'intervalle $[0 - 30]$ MHz, ainsi que dans le mode de résonance de la cavité à 220 MHz. Cependant, des modes de résonances jusqu'à 6 GHz sont excités par la décharge, ce qui implique un temps de montée très court du courant de décharge produit dans les canaux illustrés en figure III.23. Les signaux de champ et de courant mesurés ont été restitués par simulation Maxwell 3D en modélisant la cavité, les sondes de courant et de champ ainsi que le diélectrique, dans lequel deux canaux de 1 mm de diamètre ont été définis selon les directions O_x et O_z , comme représentés en figure IV.23(A). La décharge est modélisée en injectant des densités de courant homogènes dans les deux volumes représentant les canaux plasmas.

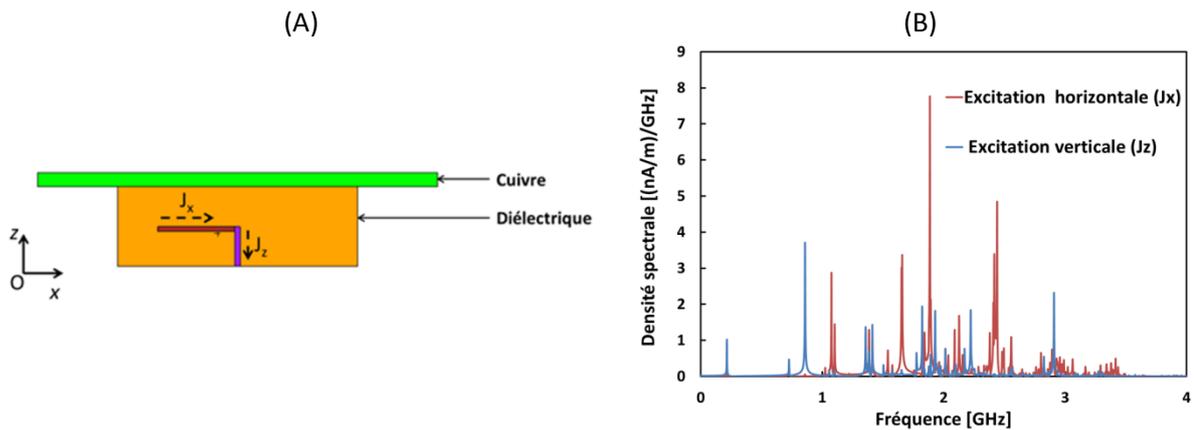


Figure IV.23 : Modélisation des canaux plasmas pour restituer les mesures électromagnétiques produites par les décharges (A), transformées de Fourier de chaque composante de la densité de courant (B).

Afin de reproduire la richesse spectrale des champs H mesurés, l'injection des deux composantes de densité de courant est nécessaire. La figure IV.23(B) montre que les modes de la cavité sont excités jusqu'à 3.5 GHz. De façon à restituer la richesse spectrale mesurée, différents calculs Maxwell 3D ont été effectués en imposant la densité de courant :

$$\vec{J}^{HF}(t) = (J_x^{HF} \vec{e}_x + J_z^{HF} \vec{e}_z) \times \sin^4 \left(\pi \frac{t}{t_p^{HF}} \right) \quad \text{Eq. IV.21}$$

où HF signifie Haute Fréquence. Les calculs ont été effectués pour différentes durées d'impulsions t_p^{HF} . La comparaison entre les transformées de Fourier des signaux mesurés et calculés après filtrage numérique par la fonction de transfert du guide d'onde permet de quantifier le temps de montée de l'impulsion de la densité de courant à (77 ± 11) ps. Une étude similaire a été effectuée pour quantifier la contribution basse fréquence (BF) aux champs EM générés, en analysant les courants de remplacement mesurés. La figure IV.24 représente l'évolution temporelle et les transformées de Fourier des différentes contributions à la densité de courant totale.

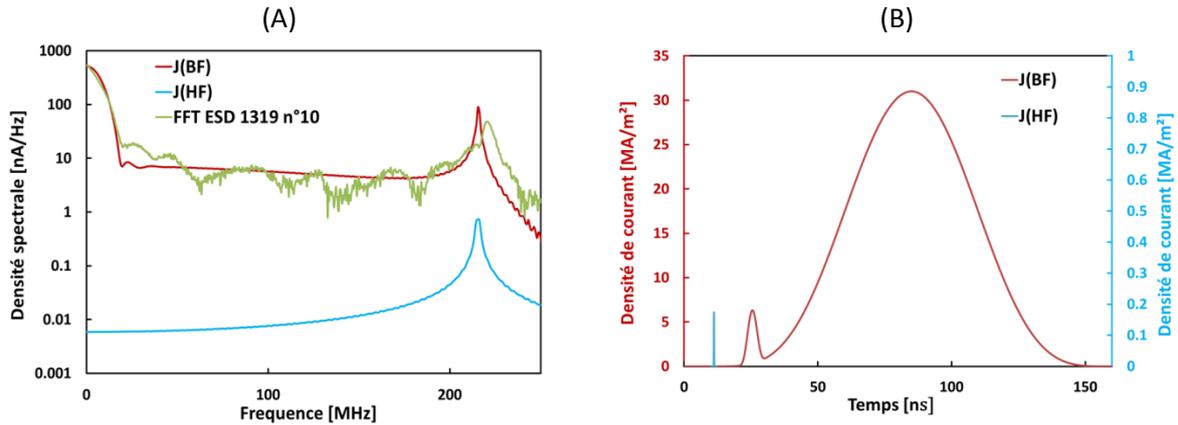


Figure IV.24 : Transformées de Fourier des densités de courant HF et BF (A) et densité de courant totale modélisant le processus de décharge (B).

Ainsi, le processus de décharge peut être modélisé par la somme de trois composantes temporelles constitutives de l'impulsion de densité de courant se propageant dans un canal plasma, produit dans le diélectrique irradié. La composante HF est attribuée à la propagation d'un front d'ionisation, et la composante BF est attribué au transport des électrons, puis des ions pour les temps plus longs.

La raie de résonance à 220 MHz représentée en figure IV.24 présente un élargissement important qui peut être attribué aux phénomènes d'amortissements collisionnels du champ EM oscillant (constitutif du mode de résonance) dans la cavité contenant un plasma issu de l'éjection de matière produite par le phénomène de décharge [IV.24].

Afin de quantifier la conductivité radio-induite du plasma et son effet sur les modes de résonance excités par le phénomène de décharge, des diagnostics complémentaires ont été mis en œuvre afin de quantifier les paramètres caractérisant le plasma. Dans un premier temps, un diagnostic de spectrométrie d'émission a permis de mettre en évidence que le rayonnement émis.

La figure IV.25(A) représente le spectre mesuré lors d'une décharge dans un échantillon de téflon. Les signaux optiques sont collectés par un faisceau de fibres optiques possédant une voie d'entrée collectant le signal émis et sept voies de sorties, chacune étant connectée à une photodiode avalanche. Pour chaque voie de mesure, un filtre interférentiel de largeur spectrale égale à 5 nm est inséré entre la partie sensible de la photodiode et la voie de la fibre optique. La figure IV.25(B) montre que le signal optique est synchrone de la décharge.

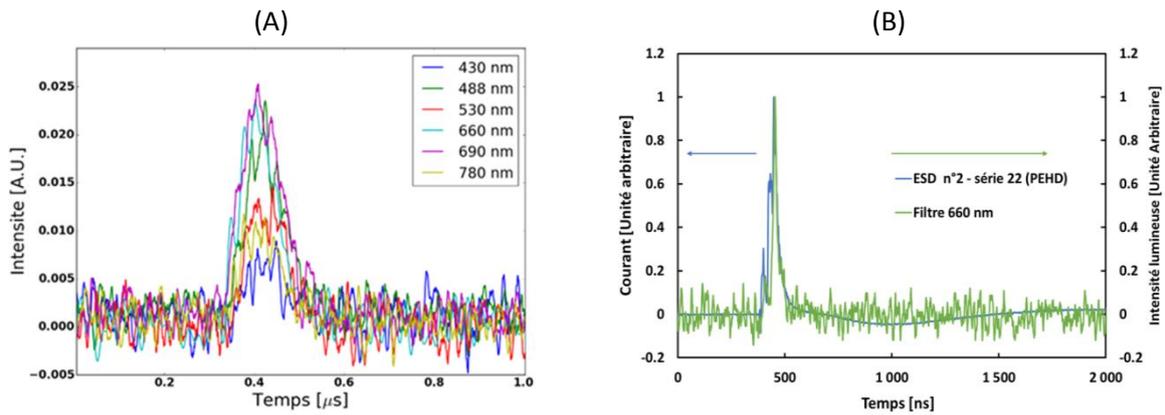


Figure IV.25 : Spectre basse résolution du rayonnement émis par un plasma de téflon produit par une décharge (A) et comparaison avec l'évolution temporelle du courant de remplacement (B).

La mesure de raies spectrales n'a pas été possible du fait des difficultés expérimentales pour localiser la position de la décharge d'une part, malgré la réalisation d'un petit défaut (trou) de quelques millimètres au centre du diélectrique. D'autre part, le rayonnement émis par un plasma d'ablation est caractérisé par un continuum dans les premiers instants qui suivent le dépôt d'énergie, ainsi que pour une ligne de visée optique proche de la surface ablatée [Int.11 – Int.13]. L'émission de rayonnement, dans le domaine optique, induit par les transitions entre les états liés des espèces constitutives du plasma est détectable lorsque le degré d'ionisation du plasma diminue, c'est-à-dire lorsque les phénomènes de recombinaison induisent une augmentation des densités des neutres. Néanmoins, lorsque la ligne de visée optique est trop éloignée de la surface ablatée, la densité des espèces émettrices n'est pas suffisante pour que le rayonnement soit détectable.

Compte tenu des difficultés expérimentales rencontrées pour caractériser le plasma lors de la phase de dépôt d'énergie, une expérience de transmission microonde dans la cavité a été mise en œuvre afin de caractériser le plasma pendant sa phase de relaxation. Ces mesures ont ensuite été confrontées à des simulations numériques. Ces dernières ont enfin permis de déterminer les caractéristiques du plasma pendant sa phase de relaxation, ainsi que pendant la phase de dépôt d'énergie.

Le dispositif expérimental mis en œuvre pour les mesures de transmission microonde dans la cavité est identique à celui représenté en figure IV.21. Une sonde de champ H est utilisée en émission et sert à injecter le signal microonde dans la cavité, la seconde mesure le signal transmis. Le signal injecté dans la cavité est produit par un générateur de bruit blanc, émettant un signal possédant une répartition spectrale constante dans la gamme [0.5 – 3] GHz. Lorsqu'un phénomène de décharge est détecté, le plasma d'ablation se détend dans la cavité et induit une forte diminution du signal transmis du fait des transferts de quantité de mouvement induits par les collisions entre les électrons et les neutres. La figure IV.26 représente les signaux transmis mesurés pour différentes décharges dans du polyéthylène. Les champs EM produits par la décharge induisent une perturbation sur le signal transmis, empêchant ainsi la caractérisation du plasma pendant cette phase de dépôt d'énergie. Il est important de noter que le signal de transmission diminue brutalement pendant cette phase, signifiant une expansion rapide du plasma dans la cavité. La phase de relaxation est caractérisée par un temps caractéristique moyen égal à $(2 \pm 0.9) \mu\text{s}$, obtenu à partir des durées totales à mi-hauteur des coefficients d'absorption, moyennés sur 149 décharges dans le polyéthylène.

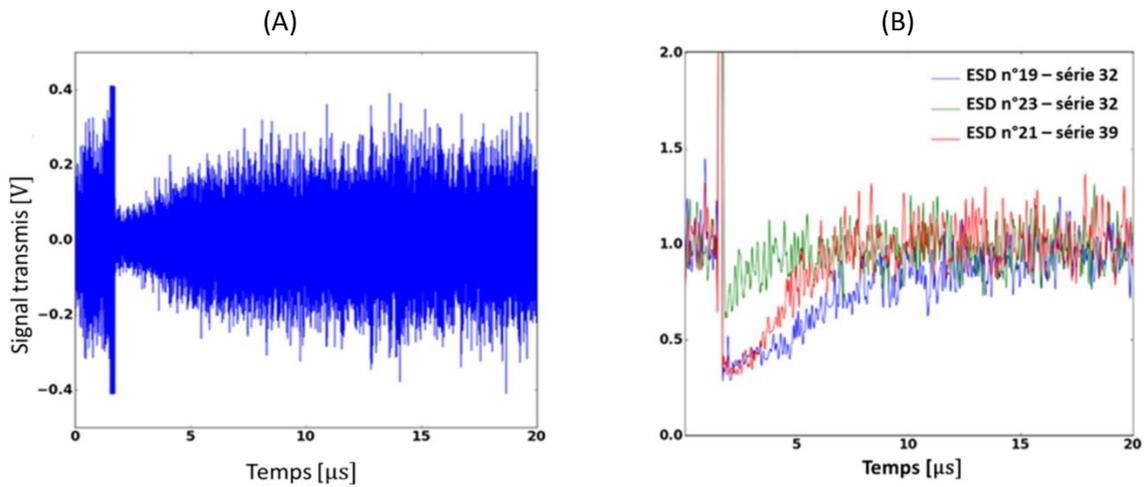


Figure IV.26 : Signal transmis par le plasma induit par une décharge dans un échantillon de polyéthylène (A). Enveloppe des différents signaux transmis obtenus pour différentes décharges dans le polyéthylène (B).

Ces mesures ont été restituées par simulations Maxwell 3D. La modélisation de la cavité et du plasma sont représentés en figure IV.27. Le signal du générateur de bruit blanc est injecté dans la cavité en imposant une évolution temporelle de la densité de courant dans un volume du diélectrique du câble coaxial connecté à la sonde de champ H fonctionnant comme antenne émettrice. L'antenne réceptrice est aussi connectée à un câble coaxial. Le signal transmis est calculé en intégrant, à chaque instant, le champ H le long d'un cercle compris entre l'âme et le conducteur externe du câble. Deux résistances de 50 Ohm sont disposées aux extrémités des deux câbles afin de limiter le champ émis et ainsi les couplages parasites. La figure IV.27(B) représente les résultats des calculs Maxwell sans plasma et avec plasma.

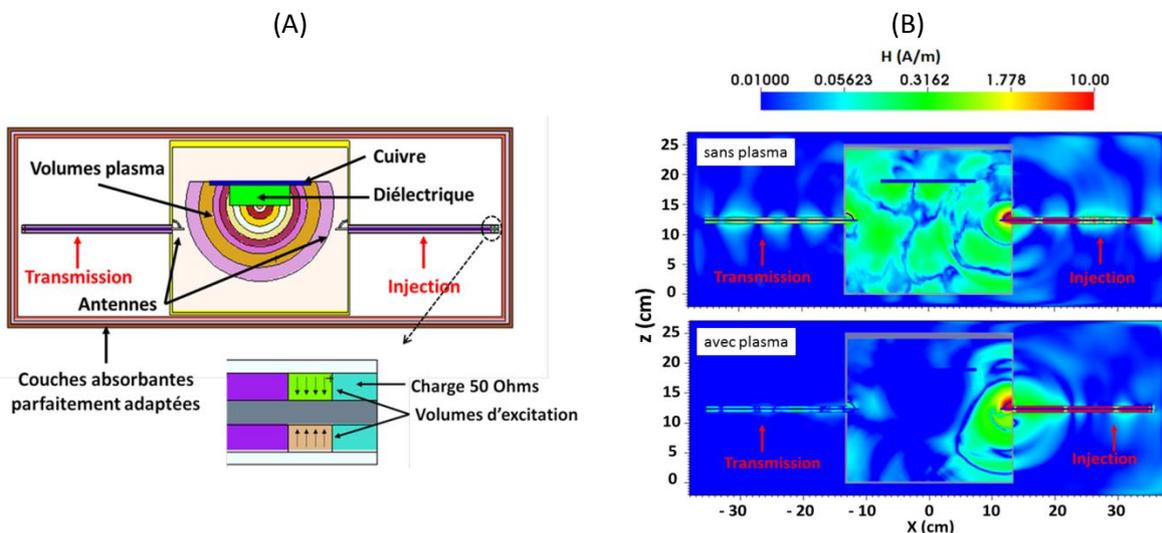


Figure IV.27 : Modélisation de la cavité et du plasma d'ablation (A), et calculs Maxwell 3D de l'expérience de transmission dans la cavité sans et avec plasma (B).

Le plasma d'ablation a été modélisé par différentes coquilles sphériques dont le centre coïncide avec le centre du diélectrique au niveau de son interface avec le vide. Dans chaque coquille une évolution temporelle de la conductivité a été imposée selon la relation [IV.25] :

$$\sigma(r, t) = \sigma_0(t) \times \exp\{- (r/r_{car}(t))^2\} \quad \text{Eq. IV.22}$$

où $r_{car}(t) = \int_0^t v_{expan} dt'$, avec v_{expan} la vitesse d'expansion du plasma et $\sigma_0(t)$ l'évolution temporelle de la conductivité dans le premier volume de plasma délimité par une demie-sphère :

$$\begin{aligned} \sigma_0(t) &= \sigma_0 \times \exp\left\{-4\ln(2) \frac{(t-4t_{FWHM})^2}{t_{FWHM}^2}\right\} \text{ pour } t < 4t_{FWHM} \\ \sigma_0(t) &= \sigma_0 \times \exp\left\{-\frac{t}{t_{relax}}\right\} \text{ pour } t > 4t_{FWHM} \end{aligned} \quad \text{Eq. IV.23}$$

avec $t_{FWHM} = 75$ ns en accord avec les courants de remplacement mesurés (voir figure IV.25(B)), et $t_{relax} = 2$ μ s en accord avec les temps de relaxation des signaux de transmission mesurés. Les calculs de transmission représentés en figure IV.27(B) ont été effectués pour $\sigma_0 = 100$ S/m et $v_{expan} = 150$ km/s. La vitesse d'expansion du plasma a été déduite de calculs Maxwell effectués pour différentes valeurs de conductivité dans le premier volume σ_0 .

Pour que la transmission soit minimale à la fin de l'impulsion de courant de remplacement, comme le montre les mesures (voir figure IV.26(B)), le plasma doit occuper un volume sphérique de rayon supérieur à 10 cm. Ainsi, à partir des durées des impulsions de courant de remplacement d'une part et de cette distance caractéristique de 10 cm d'autre part, des vitesses d'expansion comprises entre dans l'intervalle [130 – 160] km/s sont déduites. La comparaison des calculs Maxwell de transmission microonde avec les mesures conduisent à des conductivités dans l'intervalle [2 – 150] S/m.

Comme mentionné plus haut, les mesures de transmission et l'analyse par calculs Maxwell ne permettent pas de déterminer les caractéristiques du plasma pendant la phase de dépôt d'énergie induite par le phénomène de décharge électrostatique. Un modèle collisionnel radiatif a été adapté pour caractériser le plasma pendant cette phase [IV.26][IV.27]. Le modèle calcul les évolutions temporelles de 152 espèces (C, H, électrons...) intervenant dans 1400 réactions, dont l'équation de bilan en énergie permettant de calculer à chaque instant l'énergie moyenne des électrons. Les coefficients de réaction sont calculés à partir des fonctions de distribution des électrons, calculées par méthode Monte-Carlo (voir référence [IV.28]). Il est considéré que la densité de courant dans le plasma et traversant la surface hémisphérique délimitant le premier volume est égale à celle déduite du courant de remplacement mesuré et peut être exprimée sous la forme :

$$\frac{J_e(t)}{e n_e(t)} = v_d(\varepsilon_m) \quad \text{Eq. IV.24}$$

où $v_d(\varepsilon_m)$ est la vitesse de dérive. A partir de celle-ci, l'énergie moyenne des électrons ε_m est déduite des calculs Monte-Carlo, et permet de calculer les coefficients de réaction, et ainsi les densités des espèces. Il est important de noter que le libre parcours moyen des électrons n'excède pas l'épaisseur des coquilles modélisant le gradient de densité du plasma (voir figure IV.27(A)), ce qui confirme l'hypothèse d'un milieu fluide pouvant être défini par une conductivité électrique.

Les résultats d'un calcul collisionnel radiatif effectué pour un courant de remplacement de 25 (A) sont représentés en figure IV.28. Un bon accord est mis en évidence entre les calculs Maxwell 3D et les calculs collisionnels radiatifs. Par ailleurs, la figure IV.28(B) montre l'évolution de la conductivité et de l'énergie moyenne des électrons en fonction de la densité de neutres. Les résultats obtenus sont en accord ceux de la référence [IV.29], mettant en évidence notamment des fonctions de distribution en énergie des électrons hors équilibre.

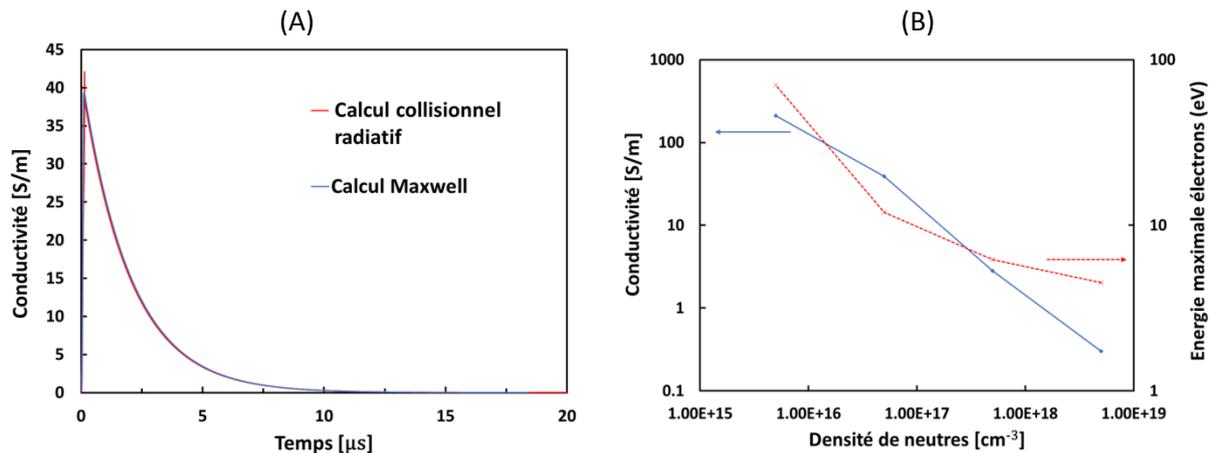


Figure IV.28 : Evolution temporelle de la conductivité du plasma déduite des calculs Maxwell et du calcul collisionnel radiatif (A) ; évolution de la conductivité en fonction de la densité des neutres (B). Les calculs sont effectués pour un courant de remplacement de 25 A.

Les résultats présentés dans ce paragraphe ont fait l'objet de deux publications [IV.30][IV.31] et de la thèse de doctorat de Tristan Gouriou [IV.32].

L'intérêt de la caractérisation de ce plasma d'ablation est double. D'une part, cette analyse permet d'apporter une contrainte supplémentaire au modèle électromagnétique du phénomène de décharge réduisant ainsi l'incertitude sur la détermination des champs E et H. D'autre part, cette analyse permet d'élaborer un modèle de sollicitation mécanique du fait de la corrélation entre la densité d'énergie des espèces ablatées en face avant et l'onde de pression se propageant en direction de la face arrière du diélectrique irradié. Ces effets mécaniques sont d'intérêt pour les applications spatiales car préjudiciables pour la survie des fonctions électroniques en cas d'agression.

IV.C. Modélisation de la conductivité radio-induite des diélectriques de câbles

Dans ce paragraphe, une méthode est présentée pour déterminer la conductivité radio-induite de diélectriques constitutifs de câbles coaxiaux. Comme l'illustre la figure III.19 du chapitre III, le flux de photoélectrons aux interfaces diélectriques / conducteurs est fortement renforcé, et induit des débits de dose pouvant être jusqu'à trente fois supérieurs aux débits de dose dans le diélectrique loin des interfaces, c'est-à-dire pour des distances égales à quelques fois le parcours des électrons dans le diélectrique. Dans le chapitre III, l'extrapolation à haut flux a été effectuée à partir de coefficients reliant le débit de dose à la conductivité électrique issus de la littérature. Dans ce paragraphe, la conductivité est déterminée par ajustement des résultats expérimentaux avec les résultats des calculs SGEMP câbles effectués avec l'outil de calcul TEM2D décrit au paragraphe III.C.

De façon à déterminer la conductivité radio-induite pour des débits de dose élevés, des expériences d'irradiation ont été effectuées avec le générateur ASTERIX en mode photons ainsi qu'en mode électrons. Le dispositif expérimental est identique à celui représenté en figure IV.15, où le guide d'onde est remplacé par le câble sous test. En mode photons, l'ouverture du mur en plomb a été réglée à 25 cm. La figure IV.29(A) représente les calculs Monte-Carlo 3D des photo-courants et du débit de dose dans le diélectrique en fonction du rayon du câble UT141 Cu TP au maximum de l'impulsion de rayonnement X dont l'évolution temporelle est représentée en figure IV.16(A).

La densité de puissance du rayonnement X incident est égale à 1.5 kW/cm^3 , ce qui implique un débit de dose égal à $1.2 \times 10^{11} \text{ rad(téflon/s)}$ loin des interfaces métaux / diélectrique générant le renforcement de dose. Le signal mesuré à l'extrémité du câble sur une charge de 50 ohms (l'autre extrémité étant connectée à une charge égale à 1 MOhms) est représenté en figure IV.29(B). Deux simulations TEM2D ont été effectuées, la première en considérant une conductivité du diélectrique nulle, la seconde en considérant une conductivité du téflon suivant le même profil temporel que l'impulsion de photo-courant, avec un maximum égal à 0.25 S/m .

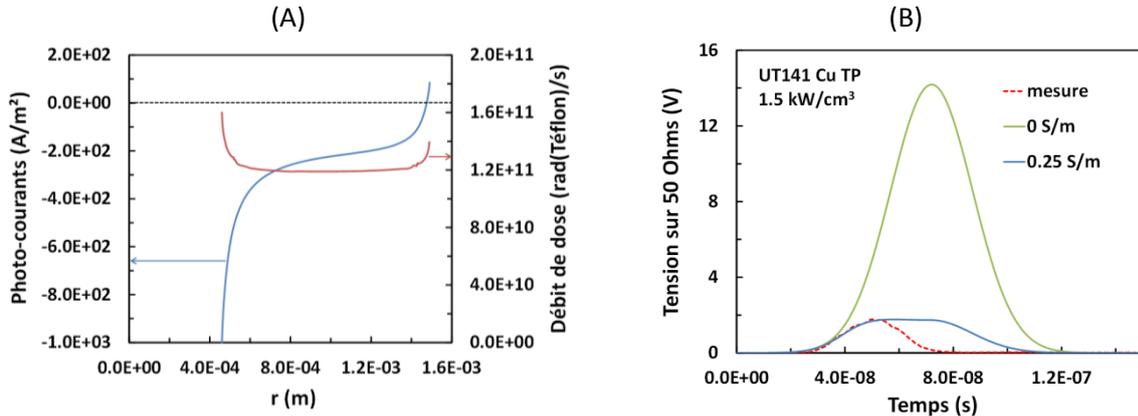


Figure IV.29 : Evolution radiale des photo-courants et du débit de dose dans le câble UT141 Cu TP (A) et calculs TEM2D de la tension à l'extrémité du câble (B).

La figure IV.29(B) montre que la durée l'impulsion de tension générée dans le câble est nettement inférieure à celle du photo-courant, ce qui implique une relation non-linéaire entre le débit de dose et la conductivité radio-induite.

Une expérience similaire a été réalisée avec le générateur ASTERIX en mode électrons. Il est utile de rappeler que l'anode du générateur ASTERIX est constituée d'un empilement de 0.5 mm de titane et 4 mm d'aluminium permettant une bonne transmission des électrons accélérés par le générateur. Le débit de dose a été ajusté en plaçant des filtres en polyéthylène et en plomb dans l'ouverture du mur en plomb. Deux références de câbles coaxiaux ont été irradiées : UT141 CuTP et QF141 (voir tableau III.1 pour plus de détails concernant ces références).

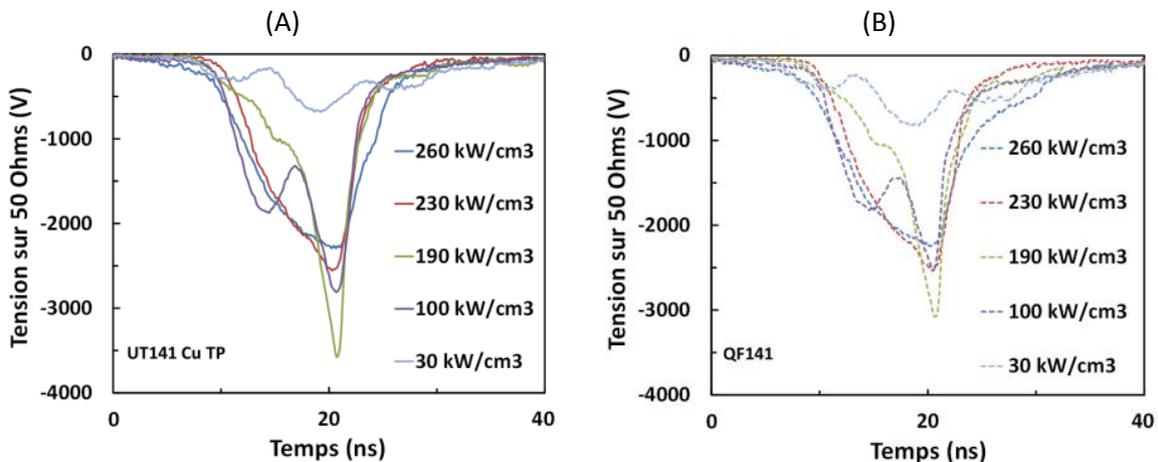


Figure IV.30 : Evolutions temporelles des réponses de câbles coaxiaux pour la référence UT141 Cu TP (A) et QF141 (B) irradiés par le flux d'ASTERIX en mode électrons.

La figure IV.30 représente l'évolution temporelle des réponses SGEMP de ces références de câbles coaxiaux, pour différents niveaux de la densité de puissance crête déposée par le flux d'électron. Il est intéressant de rappeler que les deux types de câbles sont identiques à l'exception de l'épaisseur et de la nature des matériaux constitutifs du conducteur externe. Aussi, l'analyse effectuée au paragraphe III.C montre que concernant les câbles QF141, les gaps sont localisés aux interfaces diélectrique / conducteur externe (voir figure III.18(B)). Ainsi, malgré des réponses très différentes, d'un câble à l'autre, induites par irradiation avec le rayonnement X produit par MBS, les mesures effectuées par irradiation avec ASTERIX montrent des résultats très similaires, ce qui implique le fait que ces mesures ne sont pas affectées par les gaps et sont donc représentatives des photo-courants d'une part, et de la conductivité radio-induite d'autre part.

La figure IV.31 représente les calculs Monte-Carlo 3D du flux d'électrons et débit de dose au maximum de l'impulsion d'électrons d'ASTERIX, en fonction du rayon dans le diélectrique du câble UT141 Cu Tin Plated. La densité de puissance crête de l'impulsion d'électrons est égale à 260 kW/cm^3 . En l'absence de conductivité radio-induite, la réponse SGEMP intégrée en temps est égale à $30 \text{ (nC/cm)/(cal/cm}^2\text{)}$. Cette réponse a été obtenue en intégrant, sur la durée de l'impulsion X, l'équation III.7 du chapitre III. Afin de restituer les mesures, différents profils temporels de conductivité radio-induite du téflon ont été testés. Le profil temporel de l'impulsion du flux d'électrons incident est modélisé par une gaussienne de largeur totale à mi-hauteur égale à 35 ns (voir figure IV.16(B)). Les profils temporels des conductivités des cas (a) et (b) de la figure IV.31(B) sont identiques à celui du flux d'électrons. Les profils des cas (c) et (d) sont modélisés par la relation IV.23, où t_{relax} a été fixé à $2 \mu\text{s}$, t_{FWHM} à 10 ns . Pour ces cas (c) et (d), σ_0 a été fixé à 0.5 S/m et $\sigma_0=10 \text{ S/m}$ respectivement.

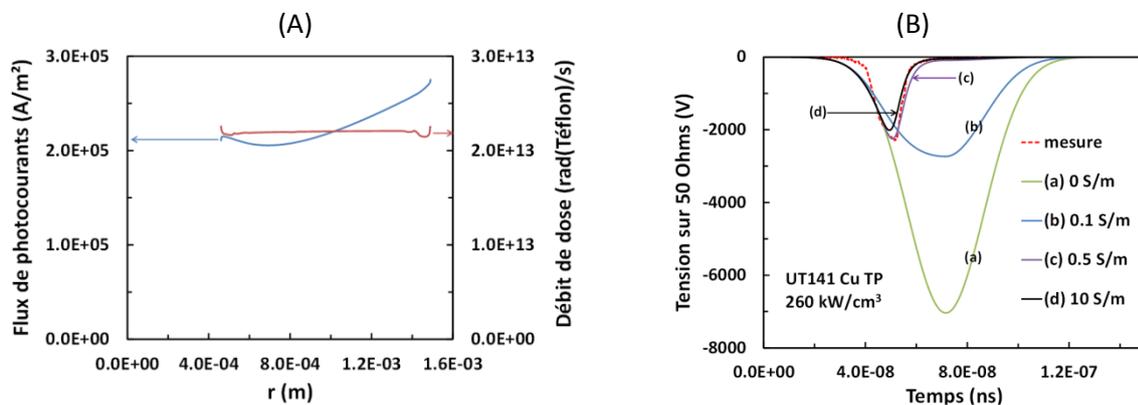


Figure IV.31 : Calculs Monte-Carlo 3D du flux d'électrons et du débit de dose dans le câble UT141 Cu TP irradié par ASTERIX en mode électrons (A), et calculs TEM2D en fonction de différentes valeurs maximales de la conductivité radio-induite dans le câble (B).

Comme dans le cas de l'irradiation en mode photons, la différence entre les évolutions temporelles du débit d'énergie déposée dans le téflon d'une part, et celui de la conductivité radio-induite d'autre part traduit le caractère non-linéaire des processus physiques gouvernant cette grandeur. De façon à améliorer la précision sur la détermination de la conductivité, une modification du code TEM 2D est nécessaire et consisterait à ajuster le résultat du calcul à l'extrémité du câble sur la mesure, la conductivité étant le paramètre variant. Cette modification fait l'objet de travaux en cours au CEA/Gramat.

La faisabilité d'une méthode de mesure de la conductivité radio-induite complémentaire est en cours d'évaluation. Elle est basée sur la mesure de courants de remplacement induits par irradiation d'échantillons diélectriques dans une cavité. L'inconvénient de cette méthode tient au fait que le diélectrique testé est issu d'un procédé différent de celui des câbles. En revanche, la méthode de mesure est simple à mettre en œuvre et est caractérisée par une bonne reproductibilité. La figure IV.32(A) représente le dispositif expérimental. Les échantillons sont disposés dans la cavité sous vide à 30 cm de l'anode. La figure IV.32(B) montre que des courants importants sont générés, dus au courant de conduction produit par l'irradiation des échantillons d'une part, ainsi qu'au couplage des champs EM associés au faisceau d'électrons traversant l'enceinte d'autre part.

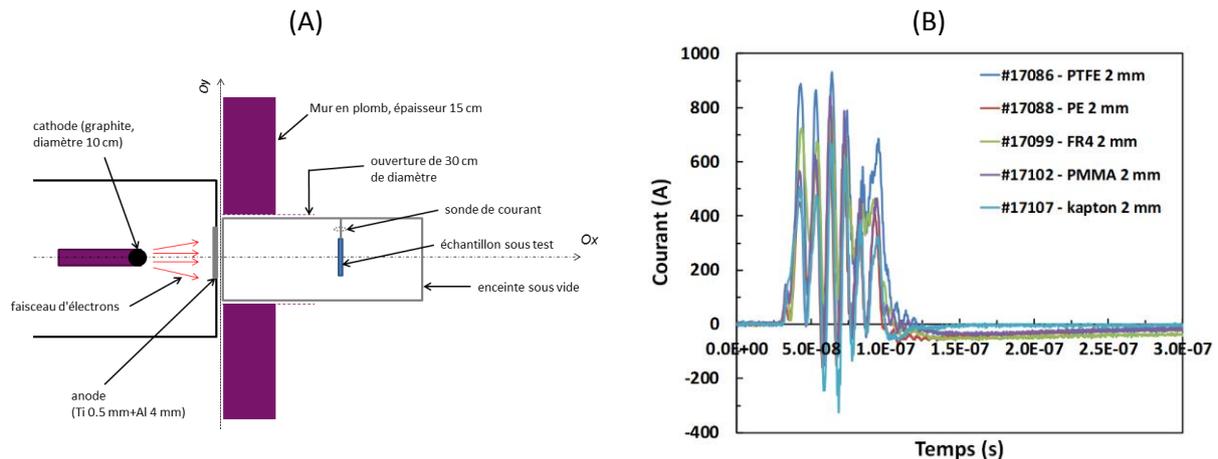


Figure IV.32 : Dispositif expérimental de mesure de conductivité par génération de courant de remplacement (A), et mesures obtenues pour différents échantillons (B).

De façon à prendre en compte toutes ces contributions au courant induit et circulant sur le fil relié à l'enceinte, une simulation Maxwell-Vlasov fait l'objet d'une étude en cours. Cette étude a fait l'objet d'une collaboration avec le centre d'aquitaine, dans laquelle il a été spécifié les modèles à intégrer dans le code SOPHIE pour tenir compte de la propagation des particules dans la matière : le ralentissement des électrons [IV.33] et la diffusion multiple des électrons [IV.34].

Il est intéressant de noter que des phénomènes de claquages dans les diélectriques des câbles basses impédances ont été observés à l'issue d'expériences d'irradiations avec ASTERIX en mode électrons. Comme dans le cas des effets ECEMP, décrit dans le paragraphe précédent, cette observation suggère le développement de diagnostics et d'analyses complémentaires pour étudier ces effets mécaniques, pouvant induire des dégradations irréversibles des caractéristiques électriques des câbles.

IV.D. Modélisation de plasmas thermiques produits par flux d'électrons intenses

Ce paragraphe concerne la modélisation des plasmas thermiques, qui se différencie des plasmas étudiés aux paragraphes précédents par le fait que la température des ions est proche de celle des électrons. Ce type de plasma se produit par exemple à l'issue d'une transition streamer-arc produite dans un gaz ou un diélectrique, ou lors du fonctionnement d'une diode à électrons. C'est cette dernière application qui a justifié l'étude présentée ci-dessous. Plus précisément, les diodes à électrons développés pour les expériences de radiographie ont la particularité de focaliser les électrons sur une petite surface de façon à générer une petite source X, dans le but d'avoir une bonne résolution spatiale. Par conséquent, la forte fluence électronique produite sur l'anode produit

un plasma, qui lors de sa détente, peut avoir un impact sur la dynamique du faisceau d'électrons. Notamment, ce plasma peut modifier le champ électrique dans la diode et par conséquent, l'énergie et le diamètre du faisceau, ce qui impacte directement les performances de la radiographie. Un plasma induit par faisceau d'électrons a été étudié avec le générateur ASTERIX, dans le mode de fonctionnement SMP (Self Magnetic Pinch) décrit au paragraphe II.A.3 du chapitre II. Une analyse expérimentale et numérique a été effectuée afin de déterminer les caractéristiques du plasma (densité et température) à la fin de l'impulsion d'électrons, où les phénomènes de transport induisent une diminution de l'impédance de la diode et partant, des performances radiographiques.

Le dispositif expérimental est identique à celui présenté en figure IV.15, à l'exception du miroir de renvoi à 45°, qui pour ces expériences est disposé de façon à ce que la ligne de visée optique soit au centre du gap cathode – anode (égal à 6 mm pour rappel) passant par un hublot (non représenté sur la figure IV.15). Le dispositif d'acquisition est réglé de façon à enregistrer les spectres sur 100 μ s, correspondant à la durée de la relaxation du plasma. La figure suivante représente les spectres d'émission du tantale obtenus pour deux irradiations.

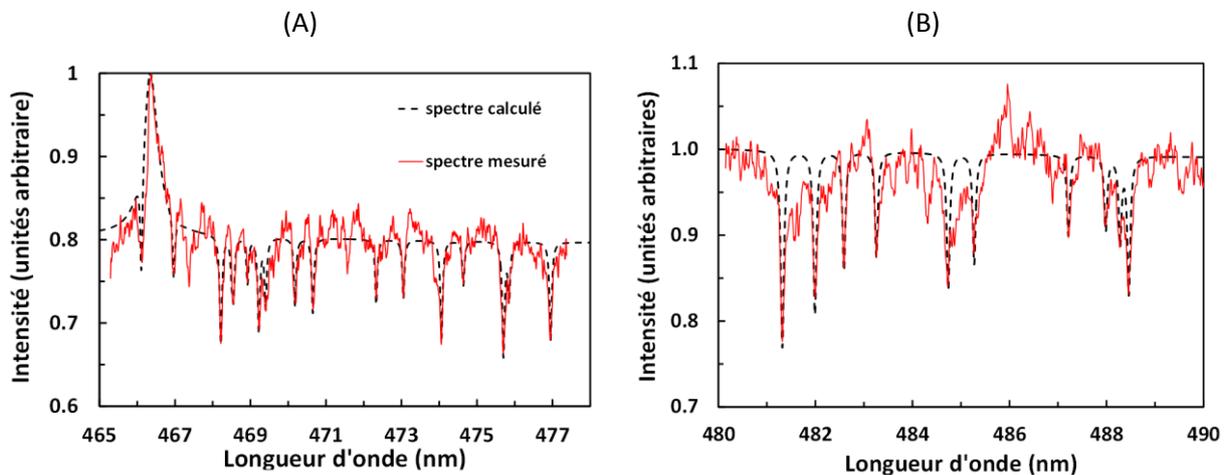


Figure IV.33 : Spectres mesurés et calculés par résolution de l'équation de transfert radiatif pour deux irradiations.

La raie à 466.3 nm d'Al(II) démontre la présence d'aluminium dans le plasma. Son élargissement est attribué à l'effet Stark, et permet de déterminer la densité électronique. L'émission de fond continu intense, produit par Bremsstrahlung et recombinaison radiative est aussi caractérisée par le fait que le plasma possède un degré d'ionisation élevé. Cette émission est produite dans la région interne du plasma, caractérisée par une densité élevée et donc des processus collisionnels fréquents. Les pics d'absorption se produisent aux transitions de tantale atomique et sont dus à la réabsorption du fond continu par la région périphérique du plasma, caractérisée par un degré d'ionisation (ou une température) plus faible. Ce gradient de température dans la zone périphérique du plasma est attribué aux phénomènes de transport dans le vide, qui induisent une diminution du degré d'excitation et d'ionisation du plasma plus rapide dans la région périphérique que dans la région interne du plasma. Ainsi, pour une transition donnée, la distribution spectrale de l'intensité émise depuis la région interne du plasma subit un élargissement par phénomène d'auto-absorption due à une densité élevée d'espèces sur l'état inférieur de la transition, ainsi qu'un élargissement par effet Stark [IV.35]. En quittant la région interne du plasma, l'intensité émise subit des phénomènes d'absorption par les espèces constitutives de la région périphérique, qui comme

mentionné précédemment est une région froide où les espèces sont en majorité sur leur état fondamental. De façon à déterminer les paramètres plasmas (densités, température), l'équation de transfert radiatif a été résolue [IV.36][IV.37] et détermine, selon la ligne de visée Or , les variations de la distribution spectrale de l'intensité $I(r, \lambda)$:

$$\frac{dI(r, \lambda)}{dr} = \sum_i \left\{ f^i(r, \lambda) \left[n_u^i(r) \frac{h c A_{ul}^i}{\lambda_{ul}^i 4\pi} - \frac{h \lambda_{ul}^i}{c} (n_l^i(r) B_{lu}^i - n_u^i(r) B_{ul}^i) I(r, \lambda) \right] \right\} + \epsilon_{ff}(r, \lambda, T_e) + \epsilon_{fb}(r, \lambda, T_e) \quad \text{Eq. IV.25}$$

$I(r, \lambda)$ représente l'intensité en $W/cm^2/sr/nm$. La somme est effectuée sur l'ensemble des transitions radiatives indicées i , $n_l^i(r)$ et $n_u^i(r)$ sont les densités des états inférieurs et supérieurs de la transition i respectivement, $f^i(r, \lambda)$ est le profil de raie de la transition i à la distance r de l'axe de la diode, qui peut être assimilée à une fonction de Lorentz, dont l'élargissement est attribué à l'effet Stark dû principalement aux électrons. A_{ul}^i , B_{lu}^i et B_{ul}^i sont les coefficients d'Einstein, λ_{ul}^i est la longueur d'onde de la transition i , $\epsilon_{ff}(r, \lambda, T_e)$ et $\epsilon_{fb}(r, \lambda, T_e)$ représentent les coefficients d'émission par unité de volume (en $W/cm^3/sr/nm$) du rayonnement émis par les transitions entre les états libres et entre un état libre et un état lié. Ces coefficients sont donnés par les relations suivantes [IV.36][IV.37] :

$$\epsilon_{fb}(r, \lambda, T_e) = \frac{e^6}{12c^2 \epsilon_0^3 \sqrt{6\pi^5 m_e^3 k}} \frac{1}{\lambda^2} \frac{n_e(r) n^+(r)}{\sqrt{T_e(r)}} \exp\left\{1 - \frac{h c}{\lambda k T_e(r)}\right\} \frac{g_l^+}{U^+} \xi_{fb}(\lambda, T_e) \quad \text{Eq. IV.26}$$

$$\epsilon_{ff}(r, \lambda, T_e) = \frac{e^6}{12c^2 \epsilon_0^3 \sqrt{6\pi^5 m_e^3 k}} \frac{1}{\lambda^2} \frac{n_e(r) n^+(r)}{\sqrt{T_e(r)}} \exp\left\{-\frac{h c}{\lambda k T_e(r)}\right\} \xi_{ff}(\lambda, T_e) \quad \text{Eq. IV.27}$$

où $\xi_{ff}(\lambda, T_e)$ et $\xi_{fb}(\lambda, T_e)$ sont des coefficients de correction issus de la littérature [IV.38][IV.39], g_l^+ est le poids statistique associé à l'état fondamental de l'ion et U^+ est la fonction de partition de l'ion. T_e est la température des électrons. La résolution de l'équation de transfert radiatif nécessite la connaissance des probabilités de transition, des niveaux d'énergie, des poids statistiques, qui, pour ces calculs, sont issus de la base de données du NIST [IV.40]. Aussi, il est nécessaire de donner, en entrée du calcul, les répartitions spatiales de la densité électronique et des états impliqués dans chaque transition i . Dans ces calculs, les répartitions spatiales des états excités et celle de la densité électronique sont identiques. Cette hypothèse est justifiée par le fait que les processus collisionnels impliquant les électrons dominent la cinétique d'ionisation et d'excitation.

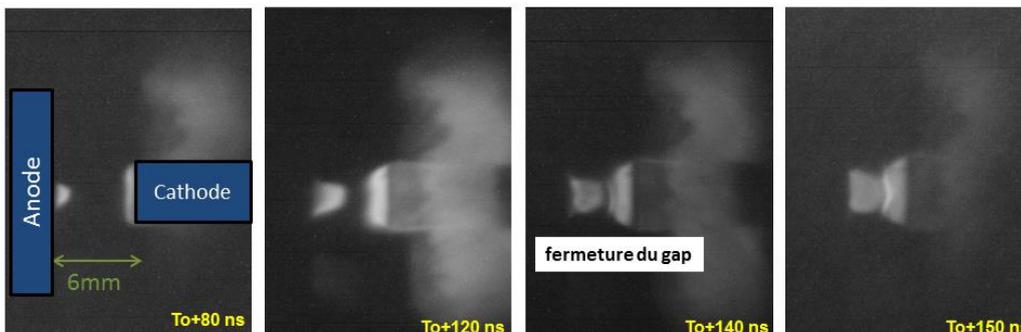


Figure IV.34 : Imagerie dans le domaine du visible de l'expansion des plasmas d'anode et de cathode.

Cette hypothèse permet de déduire le profil spatial des électrons et des densités des états excités à partir des mesures d'imagerie optique, représentées sur la figure IV.34. Cette dernière montre que les plasmas d'anode et de cathode se détendent dans le gap. Il est important de noter que les mesures d'imagerie sont représentatives de la zone chaude du plasma caractérisée par des densités élevées des électrons et des états excités. La figure IV.34 permet d'estimer la vitesse d'expansion de la région interne (chaude) du plasma à 10 cm/ μ s. En revanche comme mentionné précédemment, les spectres représentés en figure IV.33 montrent que le plasma est entouré d'une région froide. Cela signifie que la vitesse d'expansion de la zone périphérique est plus élevée. Des études sur des plasmas d'ablation sous vide [Int.10-Int.13] ou à la pression atmosphérique [Int.14-Int.15] ont montré que les profils selon la ligne de visée optique peuvent être modélisés par une fonction Gaussienne, avec une largeur totale à mi-hauteur deux fois plus grande pour les espèces dans l'état fondamental. Connaissant les répartitions spatiales de la densité électronique et du tantale atomique, la température électronique est déduite de la relation de Saha et de la condition d'électro-neutralité selon la procédure itérative suivante :

1. calcul pour chaque distance r à l'axe Oz des fonctions de partition de Ta I ; Ta II ; Al I et Al II :

$$Z_{A^z}(r) = \sum_j g_j e^{-\frac{E_j}{kT_e}} \quad \text{Eq. IV.28}$$

où A^z représente une des espèces mentionnées ci-dessus et possédant z électrons. E_j et g_j sont respectivement les énergies et les poids statistiques de chaque niveau de l'espèce considérée. Les fonctions de partition sont calculées à partir des données atomiques issues de la base de données du NIST [IV.40].

2. calcul des termes des seconds membres des équations de Saha pour Al et Ta :

$$S_{Ta}(r) = 2 \frac{Z_{Ta II}(r)}{Z_{Ta I}(r)} \left\{ \frac{2\pi m_e k T_e(r)}{h^2} \right\}^{3/2} \exp \left\{ -\frac{E_{Ta I}^{ion}}{k T_e(r)} \right\} \quad \text{Eq. IV.29}$$

$$S_{Al}(r) = 2 \frac{Z_{Al II}(r)}{Z_{Al I}(r)} \left\{ \frac{2\pi m_e k T_e(r)}{h^2} \right\}^{3/2} \exp \left\{ -\frac{E_{Al I}^{ion}}{k T_e(r)} \right\} \quad \text{Eq. IV.30}$$

3. calcul des densités des ions Ta I et Al II :

$$n_{Ta I}(r) = S_{Ta}(r) \times \frac{n_{Ta I}(r)}{n_e(r)} \quad \text{Eq. IV.31}$$

$$n_{Al II}(r) = S_{Al}(r) \times \frac{n_{Al II}(r)}{n_e(r)} \quad \text{Eq. IV.32}$$

4. vérification de l'électro-neutralité :

$$n_e(r) = n_{Ta II}(r) + n_{Al II}(r) \quad \text{Eq. IV.33}$$

si cette condition n'est pas vérifiée, $T_e(r)$ est modifiée d'un incrément et le calcul se poursuit à partir de l'étape 1.

Il est important de noter que la résolution de l'équation de transfert radiatif ne nécessite aucune hypothèse sur l'équilibre thermodynamique du plasma. Dans l'approche qui est présentée ici, la détermination de la température via l'équilibre de Saha est utilisée uniquement pour déterminer l'émissivité du continuum du plasma par les transitions libres-libres et libres-liées. Ainsi, un facteur correctif est appliqué sur chaque densité déterminée, de façon à produire le meilleur accord entre le spectre calculé et le spectre mesuré. Ce facteur permettra de quantifier l'écart à l'équilibre de Boltzmann. Connaissant la température et la densité électronique, il est possible de déterminer, les profils des raies pour chaque transition radiative. Dans cette étude, le profil $f^i(r, \lambda)$ de la transition radiative i s'exprime par la relation :

$$f^i(r, \lambda) = P_{Stark}^i(r, \lambda) * P_{Doppler}(r, \lambda) \quad \text{Eq. IV.34}$$

où $P_{Stark}^i(r, \lambda)$ est le profil induit par effet Stark, qui peut être simulé par une fonction Lorentzienne. La largeur de ce profil ainsi que le décalage en fréquence par rapport à la longueur d'onde centrale de la transition sont des paramètres qui dépendent de la densité électronique et dans une moindre mesure de la température. Les paramètres d'élargissement et de décalage par effet Stark sont issus de la littérature [IV.41][IV.42]. $P_{Doppler}(r, \lambda)$ est l'élargissement par effet Doppler qui dépend de la température. Sa contribution est très faible par rapport à celle de l'effet Stark pour les plasmas étudiés dans le cadre de cette étude. Le résultat de l'intégration numérique de l'équation de transfert radiatif est ensuite convolué par une fonction de Lorentz de largeur totale à mi-hauteur égale à 0.065 nm.

L'analyse des spectres représentés en figure IV.33(A) et IV.33(B) par la méthode décrite ci-dessus conduit à une densité de tantale égale à $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et 10^{17} cm^{-3} respectivement. Pour ces deux spectres la densité électronique maximale sur l'axe Or est égale à $4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Il est intéressant de noter que la détermination de cette densité est effectuée en tenant compte de l'effet Stark dû aux électrons seulement. Le fait de ne pas tenir compte des ions conduit, dans le cas des spectres de l'aluminium atomique, à une surestimation de la densité électronique de 30% [Int.14]. La température électronique est égale à 1 eV pour les deux spectres, et le rapport de la densité du fondamental du tantale atomique sur celle de l'aluminium atomique est égal à 125 pour les deux spectres simulés. Il est utile de mentionner que le profil asymétrique de la raie d'émission d'Al II à 466.3 nm est dû au gradient de densité électronique le long de la ligne de visée, qui produit différentes contributions à la distribution spectrale de l'intensité avec différents décalages en longueur d'onde par rapport à la longueur d'onde centrale. Comme mentionné précédemment, les densités des différents états inférieurs des transitions impliquant le tantale atomique ont été ajustées de façon à produire un écart minimal entre les spectres calculés et mesurés. Pour les deux spectres simulés, ces densités ont été représentées en fonction de leur énergie sur la figure IV.35.

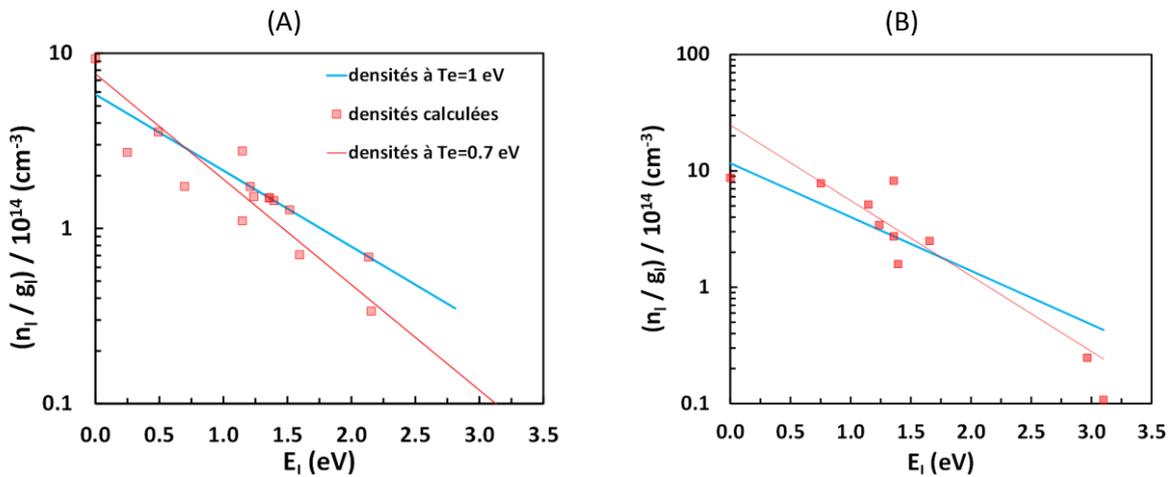


Figure IV.35 : Comparaison entre les densités de tantale calculées par résolution de l'équation de transfert radiatif, ajustées par une loi de Boltzmann à 0.7 eV, et ajustées une loi de Boltzmann à 1 eV pour les spectres représentés en figure IV.33(A) (figure IV.35(A)) et IV.33(B) (figure IV.35(B)).

La figure IV.35 montre que, pour les deux spectres mesurés, les représentations de Boltzmann des densités des états inférieurs des transitions du tantale atomique sont corrélées par une température d'excitation inférieure à la température électronique de 30 %. Cette analyse permet ainsi de quantifier les écarts à l'équilibre thermodynamique, ce qui est une donnée

importante pour la validation de modèles de cinétique des états, induite par processus collisionnels et radiatifs. Ces travaux ont fait l'objet d'un article de revue [IV.43].

La détermination de la conductivité électrique peut s'effectuer ensuite à partir de l'équation IV.4, et de la densité électronique déterminée. Cela nécessite néanmoins la connaissance des sections efficaces de transfert de quantité de mouvement des différents états excités de chaque ion du plasma. Une méthode alternative a été développée, à partir d'un modèle atomique basé sur une approche d'« ion moyen » [IV.44][IV.45]. Ce modèle calcul, en symétrie sphérique, la densité des électrons dans le potentiel du noyau, selon l'équation de Schrödinger :

$$\frac{d^2 u_{n,l}^i(r)}{dr^2} + \left\{ \varepsilon^i - V^i(r) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right\} u_{n,l}^i(r) = 0 \quad \text{Eq. IV.35}$$

où ε est l'énergie en Rydberg et r est la position en Bohr. $u_{n,l}^i(r)$ est la partie radiale de la fonction d'onde de l'électron i s'écrivant :

$$\psi^i(r, \theta, \varphi) = \frac{u_{n,l}^i(r)}{r} Y_{l,m_l}(\theta, \varphi) \quad \text{Eq. IV.36}$$

où la fonction d'onde associée au spin a été omise. $Y_{l,m_l}(\theta, \varphi)$ est la fonction harmonique sphérique. L'intégrale du carré de ψ^i dans l'espace (r, θ, φ) est égale à l'unité. ε^i est la valeur propre, et $V^i(r)$ l'énergie potentielle (en Ry) composée des termes suivants [IV.46] :

$$V^i(r) = -\frac{2Z}{r} + V_c(r) - \frac{3}{2} \left\{ \frac{24}{\pi} \rho(r) \right\}^{1/3} \quad \text{Eq. IV.37}$$

Le premier terme de l'équation IV.37 correspond au potentiel du noyau de charge Z . Le second terme correspond au potentiel de tous les électrons, et s'écrit :

$$V_c(r) = \sum_i w_i \left\{ \frac{2}{r} \int_0^r (u_{n,l}^i(r'))^2 dr' + \int_r^\infty \frac{2}{r'} (u_{n,l}^i(r'))^2 dr' \right\} \quad \text{Eq. IV.38}$$

où w_i est le nombre d'électron (équivalents) de la couche (n, l) s'il s'agit d'un électron lié, ou dans l'état (ε, l) s'il s'agit d'un électron dans le continuum. Enfin, le troisième terme de l'équation IV.37 correspond au potentiel d'échange, qui dépend de la densité $\rho(r)$ donnée par :

$$\rho(r) = \frac{1}{4\pi r^2} \sum_i \left\{ w_i (u_{n,l}^i(r))^2 \right\} = \frac{1}{4\pi r^2} \sum_i \left\{ 2(2l+1) f(\varepsilon) (u_{n,l}^i(r))^2 \right\} \quad \text{Eq. IV.39}$$

Les électrons sont distribués selon la statistique de Fermi-Dirac donnée par :

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{1 + \exp \left\{ \frac{\varepsilon - \mu}{kT_e} \right\}} \quad \text{Eq. IV.40}$$

où T_e est la température électronique, et μ est le potentiel de Fermi, déterminé par la condition d'électro-neutralité à l'intérieur de la sphère de Wigner-Seitz, liée à la densité du plasma n :

$$Z = \int_{r=0}^{r_{WS}} \rho(r) 4\pi r^2 dr \quad \text{Eq. IV.41}$$

où r_{WS} est le rayon de la sphère de Wigner-Seitz donné par :

$$r_{WS} = \left\{ \frac{3}{4\pi n} \right\}^{1/3} \quad \text{Eq. IV.42}$$

La résolution du système d'équation ci-dessus permet de déterminer pour une configuration donnée (état fondamental ou excité), le potentiel de l'atome (ou ion). Aussi, il est possible de déterminer le potentiel d'un « ion moyen » qui correspond à une moyenne des états des atomes constitutifs du plasma lorsque ce dernier est la température T_e . Par ailleurs, ce modèle permet de calculer l'ionisation d'un plasma pour un couple de paramètre d'entrée (n ; T_e) ainsi que l'abaissement du potentiel d'ionisation en fonction de la pression, qui a été négligé dans les relations de Saha (équations IV.29 et IV.30). Ce modèle est cependant restreint aux atomes légers et aux densités faibles et températures modérées, qui sont les conditions pour lesquelles les effets relativistes peuvent être négligés. Comme mentionné précédemment, la conductivité se calcul à partir de la relation IV.4, dans laquelle intervient la section efficace pour les transferts de quantité de mouvement. Celle-ci se calcul à partir de la relation :

$$\sigma^m(\varepsilon) = \frac{4\pi a_0^2}{\varepsilon} \sum_{l=0}^{\infty} \{(l+1)\sin^2(\delta_l - \delta_{l+1})\} \quad \text{Eq. IV.43}$$

Dans l'équation IV.43, δ_l sont les déphasages des fonctions d'ondes abordant le potentiel $V^i(r)$, où l'exposant i est associé à un électron dans le continuum caractérisé par le couple (ε, l) , où ε est l'énergie en Rydberg. Le calcul des déphasages s'effectue en ajustant δ_l de façon à mettre en phase la fonction d'onde de l'état libre $u_{\varepsilon,l}(r)$ avec la forme limite de la fonction d'onde lorsque r est grand. Cette forme limite s'exprime sous forme de produits de fonctions de Bessel, et peut être approximée par [IV.47] :

$$u_{\varepsilon,l}^{\infty}(r) \sim \left\{ 1 + \frac{l(l+1)}{4\varepsilon r^2} + O\left[(\sqrt{\varepsilon}r)^{-4}\right] \right\} \times \sin \left\{ \sqrt{\varepsilon}r - \frac{\pi l}{2} + \delta_l(\varepsilon) + \frac{l(l+1)}{2\sqrt{\varepsilon}r} + O\left[(\sqrt{\varepsilon}r)^{-3}\right] \right\} \quad \text{Eq. IV.44}$$

Dans un premier temps, cet ajustement des fonctions d'ondes $u_{\varepsilon,l}(r)$ et $u_{\varepsilon,l}^{\infty}(r)$ est effectué avec le potentiel atomique $V(r)$ calculé auparavant et donne le déphasage $\delta_l^V(\varepsilon)$. Puis, dans un deuxième temps, le calcul est repris en imposant $V=0$ et donne le déphasage $\delta_l^{V=0}(\varepsilon)$, correspondant au déphasage entre les parties convergentes et divergentes de l'onde sphérique libre. En toute rigueur, ces déphasages sont nuls, mais cette procédure permet de tenir compte des erreurs numériques issues de l'intégration de l'équation de Schrödinger par la méthode de Numerov. Les déphasages ainsi retenus pour le calcul des sections efficaces (Eq. IV.43) sont déduits de la différence $\delta_l(\varepsilon) = \delta_l^V(\varepsilon) - \delta_l^{V=0}(\varepsilon)$.

La figure IV.36 représente les potentiels de différents ions calculés en imposant différentes températures électroniques. Pour chaque potentiel calculé, la section efficace de transfert de quantité de mouvement est représentée. Le rayon de la sphère de Wigner-Seitz est le même pour chaque calcul et est fixé de façon à ce que la densité du plasma soit égale à $n = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

Pour chaque calcul, le degré d'ionisation défini par $\alpha = \frac{n_e}{n_e + n}$ est calculé. Ce modèle montre qu'il est possible de déterminer une section efficace « moyenne », c'est-à-dire correspondant à un degré d'ionisation donné. La conductivité augmente de 1 à 10^5 S/m lorsque la température augmente de 0.5 à 4 eV. Cette modélisation permet donc de tabuler la conductivité en fonction de la densité et de la température pour simuler la dynamique de plasmas thermiques couplée à la cinétique des espèces.

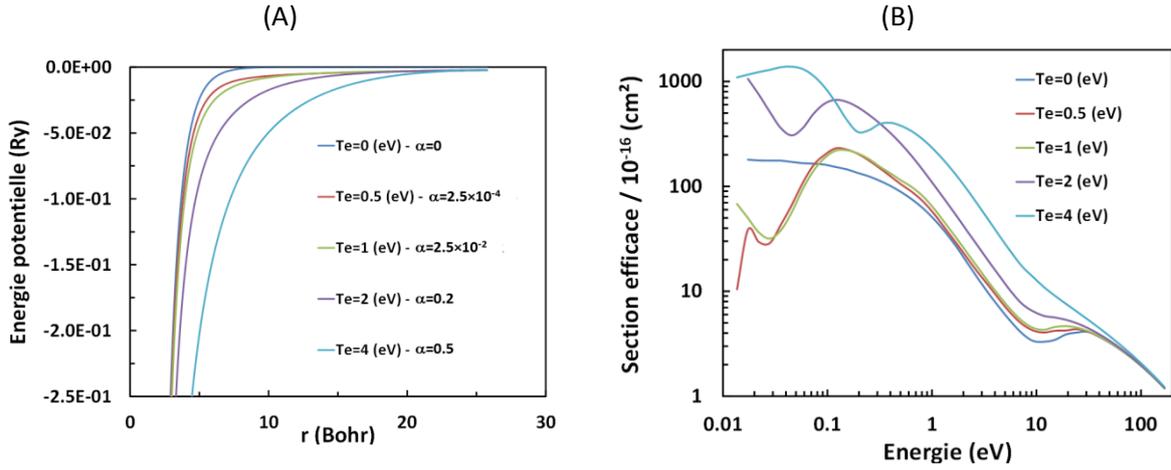


Figure IV.36 : Potentiels d'ions moyens calculés pour différentes températures (A) et sections efficaces de transfert de quantité de mouvement correspondantes (B). Le coefficient α correspond au degré d'ionisation du plasma. La densité du plasma est égale à $n=10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

La procédure de calcul des sections efficaces par l'intermédiaire des calculs des déphasages peut être fortement optimisée en termes de temps de calcul dans l'approximation quasi-classique. Dans cette approximation, les fonctions d'ondes des états du continuum se simplifient et les déphasages s'obtiennent à partir de l'expression suivante [IV.48] :

$$\delta_l(\varepsilon) = \delta_l^V(\varepsilon) - \delta_l^{V=0}(\varepsilon) = \int_{r_1}^{\infty} \sqrt{\varepsilon - V(r) - \left(\frac{l + \frac{1}{2}}{r}\right)^2} dr - \int_{r_2}^{\infty} \sqrt{\varepsilon - \left(\frac{l + \frac{1}{2}}{r}\right)^2} dr \quad \text{Eq. IV.45}$$

où r_1 et r_2 sont les valeurs de r pour lesquelles les expressions sous les racines deviennent positives lorsque r augmente.

Ainsi, la connaissance du potentiel suffit, dans cette approximation, à déterminer les déphasages, contrairement à la méthode quantique qui requière la connaissance du potentiel et des fonctions d'onde. La figure IV.37 représente la comparaison entre les sections efficaces de transfert de quantité de mouvement, ainsi que les conductivités calculées par la méthode quasi-classique et quantique.

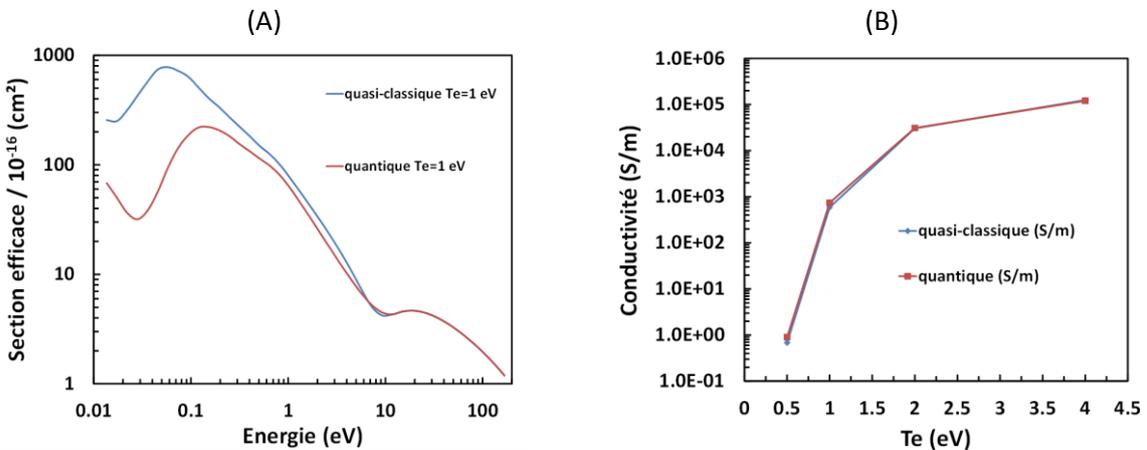


Figure IV.37 : Comparaison entre les sections efficaces de transfert de quantité de mouvement déterminés par la méthode quantique et quasi-classique (A), et conductivité électrique déterminée par les deux méthodes (B). La densité du plasma est fixée à 10^{20} cm^{-3} .

Ainsi, la figure IV.37(B) montre que l'approximation quasi-classique peut s'avérer suffisante pour effectuer les tabulations mentionnées ci-dessus, permettant de relier la densité et température du plasma d'une part, au degré d'ionisation ainsi qu'à la conductivité d'autre part, dans le but de coupler l'évolution des propriétés électriques du plasma avec les phénomènes de transport.

Compte tenu des fortes densités de puissances du faisceau d'électrons incident, une onde de pression se propage en direction de la face arrière de la cible, dont l'amplitude est corrélée à la densité d'énergie des espèces ablatées en face avant. L'analyse de cette contrainte mécanique permet ainsi de contraindre le modèle d'ablation et ainsi le couplage la cinétique chimique des espèces ablatées avec leur transport. Cette analyse fait l'objet de travaux en cours au CEA/Gramat.

Dans ce chapitre, différents modèles de conductivité de diélectriques et plasmas ont été présentés. Ces modèles ont été élaborés à partir d'ajustements de calculs sur des mesures d'interaction champs EM / RI à haute densité de flux.

Conclusion

Dans ce document, les différentes étapes de la démarche de garantie des contraintes électromagnétiques induites par rayonnements ionisants sur des systèmes électroniques ont été présentées. Ces travaux concernent la vulnérabilité de systèmes électroniques soumis à des flux de rayonnements ionisants intenses pour des applications dans les domaines civils et militaires.

Cette démarche de garantie est basée sur la simulation numérique haute performance, validée par des mesures effectuées à l'issue de la mise en œuvre de grands instruments de physique expérimentale, notamment des générateurs impulsionnels de rayonnement X et d'électrons ainsi qu'un accélérateur d'électrons.

Tout d'abord, les termes sources produits par les simulateurs expérimentaux ont été quantifiés à partir de calculs Maxwell-Vlasov et Monte-Carlo et comparés à des mesures de tension, courant et dose. Cette démarche a été appliquée aux différents générateurs du CEA/Gramat générant des flux intenses de photons et d'électrons dans la gamme [1 keV – 6 MeV]. Des modélisations fines du couplage entre le générateur et la diode ont été effectuées afin de déterminer les évolutions spatio-temporelles des flux d'électrons interagissant sur les cibles de conversion électrons → photons.

Dans une deuxième étape, ces contraintes radiatives ont été appliquées sur des systèmes afin de mesurer les contraintes électromagnétiques produites. Cette étape a permis de déterminer l'équivalence entre les flux de rayonnements ionisants d'une part, et les champs électromagnétiques produits d'autre part. Aussi, des expériences de couplage de ces champs sur des circuits imprimés et des câbles ont mis en évidence le fait que le mécanisme responsable de la génération de photocourants est dû au transport des électrons entre les conducteurs du système irradié. Un modèle a été développé permettant de calculer la réponse de câbles irradiés en tenant compte des effets non-linéaires induits à haut flux, au travers notamment de la prise en compte de la conductivité radio-induite des diélectriques et des gaps aux interfaces métaux / diélectriques.

Dans une troisième étape, l'élaboration de modèles de conductivité de l'air, du téflon et de l'aluminium ont été élaborés dans le but d'être pris en compte dans le code de transport Maxwell-Vlasov SOPHIE.

Perspectives

Les perspectives associées à ces travaux concernent les études des claquages de gaz et de diélectriques induits par faisceaux d'électrons énergétiques. Les applications concernées portent sur la physique des éclateurs, la physique des diodes des générateurs d'électrons, ainsi que sur la physique des diélectriques soumis à des champs intenses. La compréhension de ces phénomènes nécessite le couplage des modèles de cinétiques des espèces (élaborés par comparaisons mesures / calculs) avec un code de transport, comme le code 3D Maxwell-Vlasov SOPHIE.

Il a été montré précédemment que les densités des puissances mises en jeu lors de l'interaction de rayonnements ionisants avec les systèmes électroniques sont susceptibles de porter la matière dans différents états. Notamment, l'irradiation d'un volume d'air à pression atmosphérique ou réduite génère un plasma hors-équilibre thermodynamique où les électrons sont à quelques eV, et les lourds à la température ambiante. En revanche, lorsque la fluence du rayonnement ionisant incident augmente et/ou lorsqu'une onde EM de forte intensité interagit avec le plasma, des phénomènes de claquages caractérisés par la création d'un plasma thermique peuvent se produire. Dans cette situation, les densités des espèces et les températures peuvent varier de plusieurs décades par rapport aux conditions normales.

Lorsque la densité électronique du plasma augmente, la longueur de Debye diminue et devient inférieure au micromètre pour des plasmas totalement ionisés à la pression atmosphérique. La simulation Maxwell-Vlasov de plasmas dans ces conditions nécessite donc de mailler le domaine de calcul à des dimensions nanométriques ce qui ne permet pas de simuler les effets électromagnétiques sur des systèmes de dimensions réalistes. De plus, les phénomènes collisionnels ne sont pas pris en compte dans ces calculs.

Par conséquent, le transport des électrons énergétiques d'une part et celui des espèces générées par la cinétique chimique induite d'autre part, doivent s'effectuer de manière différente. Dans cette situation, les électrons énergétiques doivent être transportés par la méthode PIC décrite au paragraphe I.C.2, alors que les caractéristiques des particules fluides (aussi représentées par des macro-particules), et notamment leurs vitesses et températures, doivent être interpolées aux nœuds du maillage. Cette procédure d'interpolation conduit néanmoins à la perte des détails des fonctions de distribution des particules. La température est déduite de l'équation de bilan de la densité de puissance instantanée des électrons et des lourds. Dans cette équation, les gains sont représentés par le débit de dose et l'effet Joule et les pertes sont représentées par les processus collisionnels. Les champs des vitesses moyennes et des températures ainsi obtenus permettent de calculer les forces dues aux gradients de pression et aux frottements par collisions. Ce type de modélisation hybride fluide / cinétique a fait l'objet de plusieurs travaux pour simuler des plasmas induits par faisceaux d'électrons relativistes [II.5][Per.1], des décharges [Per.2], ou des streamers [Per.3].

Les variations temporelles des densités des espèces transportées sont calculées dans chaque maille à partir des sections efficaces des réactions mises en jeu, ce qui nécessite des calculs préalables de données physiques. Notamment, les sections efficaces des transferts de quantité de mouvement et des processus d'excitation impliquant les électrons et les atomes peuvent être calculés avec le code d'ion moyen présenté au paragraphe IV.D. Les fonctions de distribution des

électrons peuvent être préalablement calculées par méthode Monte-Carlo et tabulées en fonction de l'énergie moyenne.

Un modèle hybride PIC / fluide 1D est en cours de développement au CEA/Gramat. Il permettra de spécifier les algorithmes en vue de leurs implémentations dans le code Maxwell-Vlasov 3D SOPHIE et aussi de dimensionner des expériences physiques ou numériques massivement parallèles.

Application au fonctionnement d'éclateurs.

La première application visée par cette modélisation concerne le fonctionnement d'éclateurs. Des études sont en cours au CEA/Gramat en vue du remplacement du gaz SF₆ dans les éclateurs par d'autres gaz ayant un impact moindre sur l'environnement. Par ailleurs, les phénomènes de transition streamer – arc électrique dans un guide d'onde contenant de l'air sont étudiés. En effet, de nombreuses études menées au CEA/Gramat portent sur le transport d'ondes électromagnétiques de fortes intensités et leurs interactions avec des systèmes électroniques, dans le but de quantifier leur vulnérabilité. La propagation guidée des ondes électromagnétiques de fortes intensités ne peut s'effectuer via des câbles coaxiaux du fait des fortes atténuations qu'ils induisent au-delà du GigaHertz d'une part, et d'autre part, du fait des risques de claquages dans les diélectriques. Pour pallier ces deux limites, le recours aux guides d'onde est effectué pour transporter l'onde électromagnétique du générateur jusqu'au système sous test. Cependant, des phénomènes de claquages dans l'air peuvent être induits au voisinage des défauts possédant des faibles rayons de courbure, des connecteurs... Pour ces raisons, l'étude des seuils de claquage de l'air dans un guide d'onde parcouru par une onde EM de forte intensité s'avère nécessaire. Afin de maîtriser la position et l'instant d'amorçage de l'arc électrique, ce dernier est déclenché par une impulsion d'électrons relativistes produisant un plasma faiblement ionisé.

La restitution de ces phénomènes pourra s'effectuer avec des simulations PIC / fluide décrites précédemment. Les termes sources pour ces calculs sont le débit de dose de l'impulsion d'électrons et l'évolution spatio-temporelle du champ électrique d'une part, ainsi que la pression et le taux d'humidité de l'air dans le guide d'autre part. Concernant le champ électrique, ce dernier peut être aisément déterminé par calculs Maxwell 3D. En revanche, la détermination de la densité et de la température des électrons constitutifs du plasma faiblement ionisé induit par l'impulsion d'électrons nécessite des expériences préliminaires. Compte tenu des pressions d'air plus faibles mises en jeu, le plasma ne peut être caractérisé par des expériences d'absorption microonde comme celles détaillées dans le paragraphe IV.A.3 (voir figure IV.13). En revanche ces plasmas peuvent être caractérisés par des mesures d'interférométrie microonde, dans lesquelles un bras d'un interféromètre de type Mach-Zender est irradié, comme illustré sur la figure P.I.

Lorsque la bande passante de l'oscilloscope est supérieure à la fréquence du signal injecté, il est intéressant d'enregistrer les signaux transmis sur deux canaux différents de l'oscilloscope, et d'effectuer leur somme et différence de façon numérique. Ainsi, avant l'irradiation, le déphasage entre les deux voies de l'interféromètre est effectué de façon à obtenir simultanément un maximum sur la voie numérique calculant la somme et un minimum sur la voie calculant la différence. Les mesures de déphasage peuvent ensuite être analysées avec un modèle de cinétique chimique réduite de l'air comme celui présenté dans le paragraphe IV.A.4.

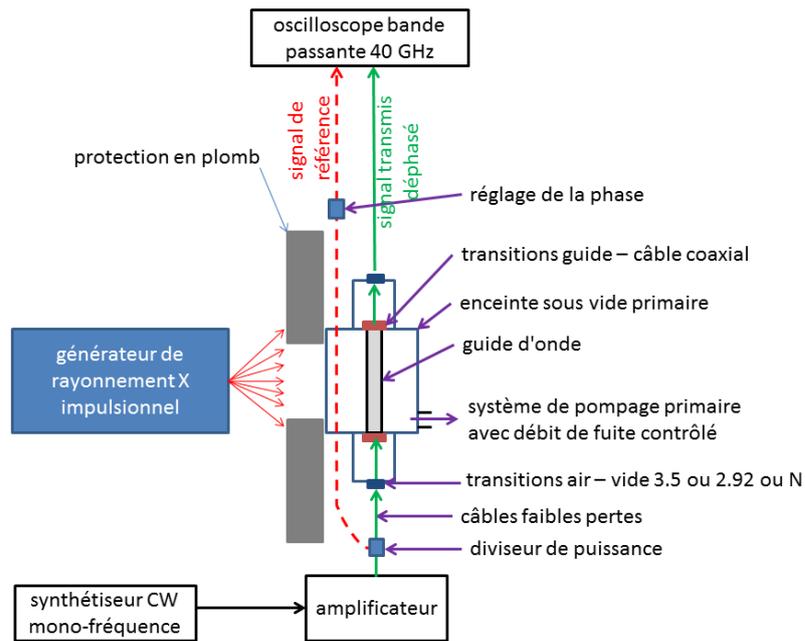


Figure P.1 : Dispositif d'interférométrie microonde pour la mesure du déphasage induit par un plasma d'air hors-équilibre et faiblement ionisé.

La caractérisation de l'arc électrique peut ainsi s'effectuer par mesures électriques et optiques en effectuant quelques modifications géométriques sur le guide d'onde, représentées en figure P.2. La position et l'instant d'amorçage de l'arc électrique est maîtrisé comme mentionné plus haut, par la génération d'un pré-plasma hors équilibre induit par une impulsion d'électrons relativistes d'une part, et par une transition électrique permettant l'introduction dans le guide d'onde du prolongement de l'âme d'un câble coaxial d'autre part.

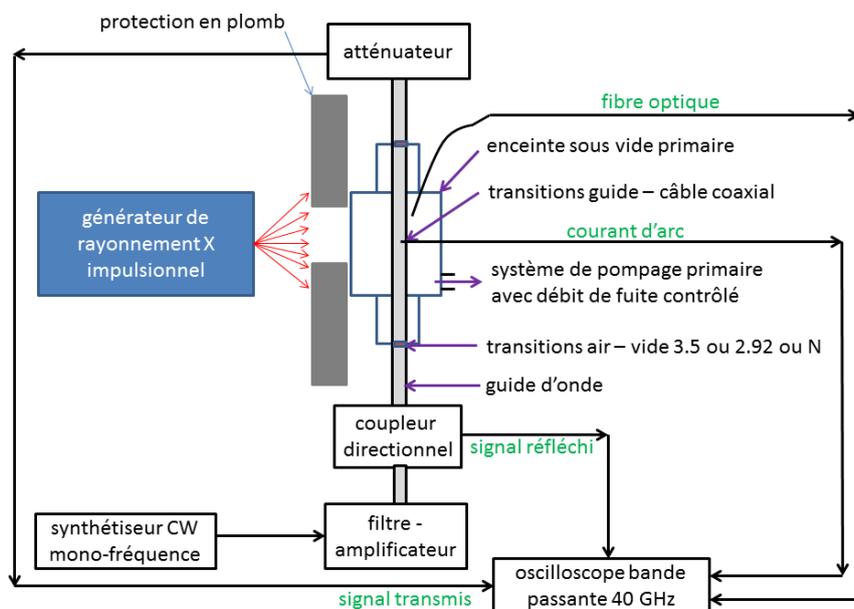


Figure P.2 : Dispositif expérimental pour la caractérisation de la transition streamer – arc dans un guide d'onde.

Les mesures effectuées permettront la validation d'un code de calcul couplant la cinétique chimique du plasma généré avec les équations de transport. Cette étape nécessitera des collaborations étroites avec le Laboratoire PLAsma et Conversion d'Énergie (LAPLACE) de l'université de Toulouse, qui possède une expertise de longue date dans le domaine des décharges notamment pour des applications environnementales et médicales [Per.4][Per.5]. Ces mesures serviront aussi pour la validation du code PIC / fluide 1D actuellement en développement et à plus long terme, du modèle hybride qui sera implémenté dans le code SOPHIE.

Plasmas de cathode et d'anode.

Les développements numériques effectués seront aussi mis à profit pour la caractérisation de diodes de générateurs de rayonnement X pour la radiographie éclair. Comme mentionné au paragraphe IV.D, l'interaction d'un faisceau d'électrons relativistes avec la cible de conversion génère un plasma thermique en expansion pouvant court-circuiter la diode dégradant ainsi les performances du faisceau X produit en termes de dose, de dimensions transverses et de résolution spatiale de la chaîne de radiographie.

Dans cette situation expérimentale, le modèle utilisé doit suivre l'évolution de la matière depuis la température ambiante jusqu'à quelques dizaines d'électronvolts et la densité de 10^{16} cm^{-3} jusqu'à celle de l'état solide. Pour simuler cette variété d'états de la matière obtenue lors de la création et l'expansion du plasma, le modèle d'ion moyen est très intéressant car il permet de déterminer le degré d'ionisation du plasma, les sections efficaces de transfert de quantité de mouvement ainsi que les sections efficaces d'excitation et d'ionisation. Notons cependant, que lorsque la densité approche celle de l'état solide, les états de l'atome sont quantifiés par bandes d'énergies et sont déterminés par la continuité de la fonction d'onde et de sa dérivée à la surface de la sphère de Wigner-Seitz [Per.6].

Le fait de simuler le faisceau d'électrons par méthode PIC d'une part et le plasma par méthode fluide d'autre part, permet de calculer finement le champ électrique dont l'impact sur le transport des lourds et ainsi la dynamique de l'impédance de la diode sont importants.

Compte tenu des fortes densités de puissance du faisceau d'électrons incident sur la cible de conversion, une onde de pression se propage en direction de la face arrière de la cible, dont l'amplitude est corrélée à la densité d'énergie des espèces ablatées en face avant. La caractérisation de cet effet mécanique (par méthode optique [Per.7]) permet de contraindre le modèle d'ablation et plus précisément la densité de puissance cinétique des espèces ablatées.

Applications aux claquages de diélectriques.

Enfin, une partie des travaux en cours au CEA/Gramat portent sur la modélisation de la conductivité des diélectriques irradiés à haut flux jusqu'aux seuils de claquages. Les applications de ces études concernent les phénomènes SGEMP câbles présentés au paragraphe III.C. Il a été montré que la conductivité radio-induite est un paramètre important pour la détermination des signaux électriques induits par irradiation de câbles à haut flux.

Afin de déterminer cette grandeur, des développements numériques sont en cours afin d'ajuster les résultats du modèle TEM 2D sur les résultats des mesures SGEMP câbles effectuées à haut flux photonique et électronique avec le générateur ASTERIX. Les paramètres d'entrée étant le

débit de dose et le profil radial des courants induits par la mise en mouvement des électrons générés par l'impulsion de rayonnement ionisant. La conductivité électrique est modifiée à chaque pas de temps de façon à ajuster les résultats mesurés et calculés avec une tolérance imposée.

Cette procédure d'ajustement est très similaire à celle décrite dans le paragraphe IV.A.4 et permet aussi la détermination de la densité électronique et l'énergie moyenne des électrons si les fonctions de distribution des électrons sont préalablement calculées et tabulées en fonction de l'énergie moyenne.

Il est intéressant de mentionner que des expériences préliminaires d'irradiations de câbles avec le flux généré par ASTERIX en mode électrons ont mis en évidence des phénomènes de claquages des diélectriques de certains câbles. Il est donc nécessaire, pour ces câbles, de déterminer les seuils de claquage de ces diélectriques. Ainsi la simulation numérique, au moyen de calculs mettant en œuvre des méthodes hybrides PIC / fluide, est primordiale pour la compréhension de ces phénomènes, afin de déterminer les paramètres physiques responsables de cette transition streamer – arc dans les diélectriques, avec comme objectif à moyen / long terme de proposer des solutions de durcissement.

Références

Introduction

- [Int.1] J. Ph. Goddet, S. Sebban, J. Gautier, Ph. Zeitoun, C. Valentin, F. Tissandier, T. Marchenko, G. Lambert, M. Ribière et al. : *Aberration-free laser beam in the soft x-ray range*. Optics Letters 34, 2438 (2009).
- [Int.2] G Lambert, J Gautier, C P Hauri, Ph Zeitoun, C Valentin, T Marchenko, F Tissandier, J Ph Goddet, M Ribiere et al. : *An optimized kHz two-colour high harmonic source for seeding free-electron lasers and plasma-based soft x-ray lasers*. New Journal of Physics 11, 083033 (2009).
- [Int.3] F. Tissandier, S. Sebban, M. Ribière et al. : *Spectral Gain Narrowing in a Soft-X-Ray Laser Amplifier*. Physical Review A 81 (6), 063833 (2010).
- [Int.4] G. Lambert, F. Tissandier, J. Gautier, C. P. Hauri, P. Zeitoun, C. Valentin, T. Marchenko, J.-P. Goddet, M. Ribière et al. : *Aberration and astigmatism free two-colour high harmonic source*. European Physics Letters 89, 24001 (2010).
- [Int.5] O. Guilbaud, F. Tissandier, J-P. Goddet, M. Ribière et al. : *Fourier-Limited seeded soft x-ray laser pulse*. Optics Letters 35 (9), 1326-1328 (2010).
- [Int.6] F. Tissandier, S. Sebban, M. Ribière et al. : *Bessel spatial profile of a soft x-ray laser beam*. Appl. Phys. Lett. 97 (23), 231106 (2010).
- [Int.7] M. Ribière et al. : *Femtosecond coherent pulses in the keV range from inner-shell transitions pumped by a betatron source*. Applied Physics B 101 (4), 753-759 (2010).
- [Int.8] M. Ribière et al. : *Pump requirements for betatron-generated femtosecond X-ray laser at saturation from inner-shell transitions*. Applied Physics B 106 (4), 809-816 (2012).
- [Int.9] M. Ribière : *Spectroscopie d'émission et d'absorption appliquées à l'analyse de plasmas produits par impulsion laser*. Thèse de doctorat, Faculté des Sciences de Rouen (2008).
- [Int.10] M. Ribière et al. High Temp. Mater. Processes 12, 111 (2008).
- [Int.11] D. Karabourniotis, M. Ribiere, B. G. Cheron. J. Phys. D: Appl. Phys. 42, 105202 (2009).
- [Int.12] M. Ribière, D. Karabourniotis, B. G. Chéron. J. Appl. Phys. 105, 083309 (2009).
- [Int.13] D. Karabourniotis, M. Ribiere, B. G. Cheron. Appl. Phys. Lett. 93, 041501 (2008).
- [Int.14] M. Ribière and B. G. Chéron. Spectrochim. Acta, Part B 65, 524 (2010).
- [Int.15] M. Ribière et al. J. Appl. Phys. 104, 043302 (2008).
- [Int.16] C. J. Werner : *MCNP user manual – code version 6.2*. LA-UR-1729981 (2017)

[Int.17] O. Cessenat : CHOCS – Revue Scientifique et Technique de la Direction des Applications Militaires 44, 25 (2013). arXiv:1301.4539.

Chapitre I

[I.1] J. C. Boudenot, G. Labaune : *La compatibilité électromagnétique et nucléaire*. Ellipses (1998).

[I.2] J. C. Boudenot : *Tenue des circuits aux radiations ionisantes*. Techniques de l'ingénieur, ref. E3950 (1999).

[I.3] S. Glasstone et P. J. Dolan : *The effects of nuclear weapons*. US Dept. of Def. (1977).

[I.4] J. I. Vette : *The AE-8 trapped electron model environment*. NSSDC WDC-A-R&S 91-24 (1991).

[I.5] Mourenas et al. : *Statistics of whistler mode waves in the outer radiation belt : cluster STAFF-SA measurements*. JRG Space Physics 118, 3407 (2013).

[I.6] I. Jun, H. B. Garrett, and R. W. Evans : *Trapped particle environments at the outer planets*. IEEE Transactions on Nuclear Science 47, 3923 (2019).

[I.7] R. Schwenn : *Solar wind: global properties*. Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics (2001).

[I.8] M. Nagano and A. A. Watson : *Observations and implications of the ultrahigh-energy cosmic rays*. Reviews of Modern Physics, vol. 72 (2000).

[I.9] J.-L. Dubois et al. : *Target charging in the short pulse laser-plasma experiments*. Phys. Rev. E 89, 013102 (2014).

[I.10] A. Taflove : *Computational Electrodynamics, the finite-difference time-domain method*. Artech House publishers (1995).

[I.11] K. S. Yee : *Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media*. Trans. Ant. Prop. 14, 302 (1966).

[I.12] C. K. Birdsall, A. B. Langdon : *Plasma physics via computer simulations*. McGraw-Hill, New-York (1985).

Chapitre II

[II.1] B. Etchessahar et al. : *Experimental study of Self Magnetic Pinch diode as flash radiography source at 4 Megavolt*. Phys. Plasmas 20, 103117 (2013).

[II.2] G. Raboisson et al. : *ASTERIX, a high intensity x-ray generator*. Proc. 7th IEEE Pulsed Power Conf., Monterey, CA, USA, p. 567 (1989).

[II.3] S. Girard et al. : *Radiation effects on silica-based optical fibers : recent advance and future challenges*. Trans. Nucl. Sci. 60, 2015 (2013).

[II.4] N. Roche et al. : *Investigation and analysis of LM124 bipolar linear circuitry response phenomenon in pulsed X-ray environment*. Trans. Nucl. Sci. 57, 3392 (2010).

- [II.5] D. R. Welch et al. : *Hybrid simulation of electrodes in high-power diodes*. Phys. Plasmas 16, 123102 (2009).
- [II.6] C. D. Child : *Discharges from hot CaO*. Phys. Rev. 32, 492 (1911).
- [II.7] I. Langmuir : *The effect of space charge and residual gases on thermoionic emission*. Phys. Rev. 2, 450 (1913).
- [II.8] *Handbook of Chemistry and Physics*. John R. Rumble editor. 99th edition (2018-2019). ISBN 978-1138367296.
- [II.9] N. Bennett et al. : *The impact of plasma dynamics on self-magnetic pinch diode impedance*. Phys. Plasmas 22, 033113 (2015).
- [II.10] P. S. Yuen, W. F. Richter, and M. S. Aikens : *Study of GR200F LiF:Mg,Cu,P detectors for extremely dosimetry*. Rad. Prot. Dos. 47, 341 (1993).
- [II.11] R. Maisonnny, M. Ribière et al. : *Investigating the performances of a 1 MV high pulsed power linear transformer driver: from beam dynamics to X radiation*. Phys. Rev. Accel. Beams 19, 120401 (2016).
- [II.12] Y. Y. Lau : *Simple theory of the two-dimensional Child-Langmuir law*. Phys. Rev. Lett. 87, 278301 (2001).
- [II.13] R. H. Fowler, L. W. Nordheim : *Electron emission in intense electric fields*. Proc. Roy. Soc. A121, 173 (1928).
- [II.14] E. L. Murphy, R. H. Good : *Thermoionic emission, field emission and the transition regime*. Phys. Rev. 6, 102 (1956).
- [II.15] J. M. Plewa et al. : *High power electron diode for linear induction accelerator at a flash radiographic facility*. Phys. Rev. Acc. Beam 21, 070401 (2018).
- [II.16] D. Aubert et al. : *A 6 MeV electron Linac facility for multipropose radiation testing*. 16th European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems (2016).

Chapitre III

- [III.1] *La fusion thermonucléaire inertielle par laser*, partie 3, volume 2 chapitre XIII. Editeurs Dutray et Watteau (1993).
- [III.2] D. F. Higgins : *A description of the basics mechanisms of electrical excitation techniques for simulating system-generated EMP*. IEEE Trans. Nucl. Sci. 23, (1958) (1976).
- [III.3] E. Dupont-Nivet, Y. M. Coic, O. Flament, and F. Tinel : *Insulator photocurrents: Application to dose rate hardening of CMOS/SOI integrated circuits*. Proc. RADECS, p. 133 (1997).

- [III.4] S. Demarquay : *Études de CEM sur des systèmes électroniques en environnement mixte EM / ionisant*. Rapport de stage de Master 2, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand (2013).
- [III.5] M. Ribière et al. : *Contribution of Electromagnetic Perturbation to the Transient Response of an Electronic Circuit Exposed to a High Multi-MeV X-Ray Flux*. *Trans. Nucl. Sci.* 62, 1383 (2015).
- [III.6] N. J. Carron, C. L. Longmir : *On the structure of the steady state space-charge-limited boundary layer in one dimension*. Technical Report 1, Mission Research Corporation (1975).
- [III.7] M. C. Jones et al. : *X-ray power and yield measurements at the refurbished Z machine*. *Rev. Sci. Ins.* 85, 083501 (2014).
- [III.8] LMJ/PETAL laser facility: overview and opportunities for laboratory astrophysics. *High En. Dens. Phys.* 17, 2 (2015).
- [III.9] D. M. Clement and R. A. Lowell : *The hardening of satellite cables to X-rays*. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 25, 1391 (1978).
- [III.10] D. V. Tasca, E. T. Raylam, B. L. Beers, J. E. Tigner : *SGEMP Response of large, multiwire satellite cables*. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 25, 1382 (1978).
- [III.11] W. L. Chadsey, B. L. Beers, V. M. Pine, C. W. Wilson : *Radiation-induced signals in cables*. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 23, 1933 (1976).
- [III.12] E. P. Chivington, D. M. Clement, C. E. Wuller, P. J. Madle : *Investigations of nonlinearities and multiple exposure anomalies of shielded cables at CASINO*. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 25, 1027 (1978).
- [III.13] D. M. Clement, L. C. Nielsen, T. J. Sheppard, C. E. Wuller : *Stored charge, release in cables in low fluence X-ray environments*. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 24, 2422 (1977).
- [III.14] J. Chervenak, V. A. J. van Lint, M. L. Price : *Photon-induced anomalous cable currents*. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 26, 4927 (1979).
- [III.15] Beherens et al. : *A thermoluminescence detector-based few-channel spectrometer for simultaneous detection of electrons and photons from relativistic laser-produced plasmas*. *Review of Scientific Instruments*, 74 (961) 2003.
- [III.16] K. D. Marx : *Multiple dielectric relaxation times in an irradiated transmission line*. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 20, 64 (1973).
- [III.17] F. Hai, P. A. Beemer, C. E. Wuller, D. M. Clement : *Measured and predicted radiation-induced currents in semi-rigid coaxial cables*. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 24, 2435 (1977).
- [III.18] E.F. Hartman, T. A. Zarick, T. J. Sheridan, E.F. Preston. *Measurement of Prompt Radiation Induced Conductivity in Teflon (PTFE)*. SAND2013-3714 (2013).

[III.19] M. Ribière et al. : *Quantitative study of pulsed X-ray-induced electromagnetic response in coaxial cables*. Trans. Nucl. Sci. 62, 1722 (2020).

[III.20] DICTAT (Dielectric Internal Charging Threat Assessment Tool). www.spenvis.oma.be.

[III.21] T. Paulmier et al. : *Aging Effect and Induced Electric Phenomena on Dielectric Materials Irradiated With High Energy Electrons*. IEEE Transactions on Plasma Science 41, 3422 (2013).

[III.22] K. G. Balmain et G. R. Dubois : *Surface discharges on Teflon, Mylar and Kapton*. IEEE Transactions on Nuclear Science 26, 5146 (1979).

[III.23] R. Hanna et al. : *Radiation-induced conductivity in space dielectric materials*. J. Appl. Phys. 115, 033713 (2014).

[III.24] B. Gross : *Radiation-induced conductivity in Teflon irradiated by x-rays*. J. Appl. Phys. 52, 571 (1981).

[III.25] P. D. Fieseler, S. M. Ardalan, and A. R. Frederickson : *The radiation effects on Galileo spacecraft systems at Jupiter*. IEEE Trans. Nucl. Sci. 49, 2739 (2002).

Chapitre IV

[IV.1] Base de donnée du NIST ESTAR : <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>.

[IV.2] D. E. Merewether and W. A. Radasky : *Nonlinear electromagnetic fields within a cylindrical cavity excited by ionizing radiation*. IEEE Trans. Nucl. Sci. 21, 998 (1974).

[IV.3] W. L. Kruer : *The physics of laser plasma interaction*. Westview. ISBN 0-8133-4083-7 (2003).

[IV.4] Y. Itikawa : *Cross sections for electron collisions with nitrogen molecules*. J. Phys. Chem. Ref. Data 35, 31–53 (2006).

[IV.5] M. Maulois, M. Ribière, O. Eichwald, M. Yousfi, and B. Azaïs : *Chemical kinetics and relaxation of non-equilibrium air plasma generated by energetic photon and electron beams*. Phys. Plasmas 23, 043501 (2016).

[IV.6] M. Ribière et al. : *Particle-in-cell simulations of multi-MeV pulsed X-ray induced air plasmas at low pressures*. Physics of Plasmas 23, 032105 (2016).

[IV.7] T. Gouriou : *Caractérisation de plasmas d'air produits par rayonnement X impulsionnel intense*. Rapport de stage de Master 2, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand (2016).

- [IV.8] M. N. Spencer, J. S. Dickinson, and D. J. Eckstrom : *Afterglow conductivity measurements of air and N₂ following intense electron-beam excitation*. J. Phys. D 20, 923 (1987).
- [IV.9] M. A. Heald and C. B. Wharton : *Plasma Diagnostics with Microwaves*. 1st edition, Wiley (1965).
- [IV.10] M. Ribière et al. : *Investigating the electron density of multi-MeV X-ray-induced air plasmas at low pressures based on electromagnetic resonant cavity analysis*. Phys. Plasmas 23, 122106 (2016).
- [IV.11] M. Yousfi, A. Hennad, and A. Alkaa : *Monte Carlo simulation of electron swarm at low reduced electric fields*. Phys. Rev. E 49, 3264 (1994).
- [IV.12] Mélissa Maulois, Maxime Ribière et al. : *Experimental and numerical investigations of air plasmas induced by multi-MeV pulsed X-ray from low to atmospheric pressures*. Journal of Applied Physics 120, 123302 (2016).
- [IV.13] Mélissa Maulois, Maxime Ribière et al. : *Experimental and numerical analysis of atmospheric air plasma induced by multi-MeV pulsed X-ray*. Physics of Plasmas 23, 102117 (2016).
- [IV.14] M. Maulois : *Etude expérimentale et numérique de la cinétique de plasmas d'air produits par rayonnement X impulsionnel*. Thèse de doctorat, Université Toulouse 3 Paul Sabatier (2016).
- [IV.15] R. Morrow and J. J. Lowke. J. Phys. D: Appl. Phys. 30, 614-627 (1997).
- [IV.16] Y. Itikawa : *Cross sections for electron collisions with nitrogen molecules*. J. Phys. Chem. Ref. Data, vol. 35, no. 1 (2006).
- [IV.17] Y. Itikawa : *Cross sections for electron collisions with oxygen molecules*. J. Phys. Chem. Ref. Data, vol. 38, no. 1 (2009).
- [IV.18] Y. Itikawa : *Cross sections for electron collisions with water molecules*. J. Phys. Chem. Ref. Data, vol. 34, no. 1 (2005).
- [IV.19] C. O. Laux : *Radiation and non-equilibrium collisional-radiative models. Special course on Physico-Chemical modelling of high enthalpy and plasma flows*. T. M. D. Fletcher and S. Sharma editors. Rhode-Saint-Genèse, Belgium: Von Karman Institute.
- [IV.20] M. Ribière et al. : *Reduced kinetics model for X-ray-generated atmospheric air plasmas fitted by microwave transmission measurements*. J. Appl. Phys. 125, 083303 (2019).
- [IV.21] M. Ribière, O. Eichwald, M. Yousfi : *Microwave absorption and optical emission spectrometry analyses of ambient air plasmas induced by pulsed electron beams*. J. Appl. Phys. 128, 093304 (2020).

- [IV.22] H. C. Koons et al. : *The impact of space environment on space systems*. 6th Spacecraft Charging Technology Conference (2000).
- [IV.23] M. Tafazoli : *A study of on-orbit spacecraft failures*. Acta Astronautica 64, 195 (2009).
- [IV.24] R. B. Miller : *Mechanism of explosive electron emission for dielectric fiber (velvet) cathodes*. J. Appl. Phys. 84, 3880 (1998).
- [IV.25] M. Murakami and M. N. Basko : *Self-similar expansion of finite-size nonquasi-neutral plasmas into vacuum: Relation to the problem of ion acceleration*. Phys. Plasmas 13, 012105 (2006).
- [IV.26] J.-M. Plewa, O. Eichwald, M. Yousfi, M. Ribiere, and R. Maisonnny : *Reduced time-dependent collisional-radiative models of non-equilibrium plasmas produced by surface flashover on a velvet cathode*. J. Phys. D 51, 284005 (2018).
- [IV.27] J.-M. Plewa, O. Eichwald, M. Yousfi, G. Wattieaux, S. Cartier, F. Cartier, F. Poulet, V. Bernigaud, M. Ribiere, R. Delaunay, T. d'Almeida, and R. Maisonnny : *Modeling and experimental characterization of the plasma produced by a velvet cathode in a linear induction accelerator*. Phys. Plasmas 25, 083506 (2018).
- [IV.28] M. Yousfi and M. D. Benabdessadok : *Boltzmann equation analysis of electron-molecule collision cross sections in water vapor and ammonia*. J. Appl. Phys. 80, 6619 (1996).
- [IV.29] B. Vayner, D. C. Ferguson, and J. T. Galofaro : *Emission spectra of arc plasmas*. IEEE Trans. Plasma Sci. 36, 2219 (2008).
- [IV.30] T. Gouriou , M. Ribière, D. Aubert, O. Eichwald, and M. Yousfi : *Numerical and Experimental Characterizations of Currents and Magnetic Fields Produced by Electrostatic Discharges Within Dielectrics Irradiated by High-Energy Electron Flux*. Trans. Plas. Sci. 47, 3766 (2019).
- [IV.31] T. Gouriou , M. Ribière, J.-M. Plewa , R. Maisonnny, O. Cessennat, O. Eichwald, and M. Yousfi : *Characterization of electrostatic discharge induced plasmas in dielectrics irradiated by multi-MeV electron beam*. Phys. Plasmas 27, 013502 (2020).
- [IV.32] T. Gouriou : *Etude de l'impulsion électromagnétique et du plasma issus de la décharge de matériaux diélectriques soumis à une irradiation d'électrons*. Thèse de doctorat, Université Toulouse 3 Paul Sabatier (2019).
- [IV.33] ESTAR : *Stopping power and ranges for electrons*. Physics.nist.gov.

- [IV.34] H.H. Hubbell, R. D. Birkhoff : *Calorimetric measurement of electron stopping power of aluminum and copper between 11 and 127 keV*. Phys. Rev. A 26, 2460 (1982).
- [IV.35] H. R. Griem : *The principles of plasma spectroscopy*. Cambridge University Press (1997).
- [IV.36] G. J. Bastiaans and R. A. Mangold, Spectrochim. Acta 40, 885 (1985).
- [IV.37] A. T. M. Wilbergs, G. M. W. Kroesen, C. J. Timmermans, and D. C. Schram, J. Quantum Spectrosc. Radiat. Trans. 45, 1 (1991).
- [IV.38] W. J. Karzas and R. Latter, Astrophys. J. Suppl. 6, 167 (1961).
- [IV.39] P. J. Brussard and H. C. Van de Hulst, Rev. Mod. Phys. 34, 507 (1962).
- [IV.40] NIST : <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>.
- [IV.41] H. R. Griem : *Plasma Spectroscopy*. McGraw-Hill, New-York (1964).
- [IV.42] N. Konjević, A. Lesage, J. R. Fuhr, and W. L. Wiese : *Experimental Stark Widths and Shifts for Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms (A Critical Review of Selected Data for the Period 1989 Through 2000)*. Journal of Physical and Chemical Reference Data 31, 819 (2002).
- [IV.43] M. Ribière, R. Maisonnny, and T. d'Almeida : *Numerical and experimental characterization of a plasma induced on a solid target by an intense pulsed multi-MeV e-beam*. Physics of Plasmas 24, 063105 (2017).
- [IV.44] B. F. Rozsnyai : *Electron scattering in hot/warm plasmas*. High Energy Density Physics 4, 64 (2008).
- [IV.45] W. R. Johnson : *Low-frequency conductivity in the average-atom approximation*. High Energy Density Physics 5, 61 (2009).
- [IV.46] R. D. Cowan : *The theory of atomic structure and spectra*. University of California press (1981).
- [IV.47] L. Marchildon : *Mécanique quantique*. De Boeck Université (2000).
- [IV.48] L. Landau et E. Lifchitz : *Mécanique quantique, théorie non relativiste*. Mir, Moscou (1966).

Perspectives

- [Per.1] J. R. Angus et al. : *Modeling nitrogen plasmas produced by intense electron beams*. Phys. Plasmas 23, 053510 (2016).

[Per.2] H. C. Kim et al. : *Particle and fluid simulations of low-temperature plasma discharges: benchmarks and kinetics effects*. J. Phys. D: Appl. Phys. 38, R283 (2005).

[Per.3] C. Li et al. : *A comparison of 3D particle, fluid and hybrid simulations for negative streamers*. Phys. Plasmas (2012).

[Per.4] B Bagheri , J Teunissen , U Ebert, M M Becker , S Chen, O Ducasse, O Eichwald , D Loffhagen , A Luque , D Mihailova, J M Plewa, J van Dijk and M Yousfi : *Comparison of six simulation codes for positive streamers in air*. Plasma Sources Sci. Technol. 27, 095002 (2018).

[Per.5] J-M Plewa, O Eichwald, O Ducasse, P Dessante, C Jacobs, N Renon, and M Yousfi : *3D streamers simulation in a pin to plane configuration using massively parallel computing*. Phys. D: Appl. Phys. 51, 095206 (2018).

[Per.6] B. F. Rozsnai : *Relativistic Hartree-Fock-Slater Calculations for Arbitrary Temperature and Matter Density*. Phys. Rev. A 5, 1137 (1972).

[Per.7] T. d'Almeida et al. : *Microsecond ramp compression of a metallic liner driven by a 5 MA current on the SPHINX machine using a dynamic load current multiplier pulse shaping*. Phys. Plasmas 20, 092512 (2013).

Génération et propagation de champs électromagnétiques dans des gaz et diélectriques irradiés

Résumé

Les travaux de recherche restitués dans ce document ont été effectués sur la période [2010 – 2020] au CEA-Gramat, et traitent des effets des rayonnements ionisants sur les systèmes électroniques. Plus précisément, des études ont été menées sur la génération et la propagation de champs électromagnétiques induits par l'interaction de flux de rayonnements ionisants intenses avec des milieux gazeux et diélectriques. Les applications concernées par ces études portent sur la vulnérabilité de systèmes électroniques (militaires et civils) soumis à des flux de rayonnements ionisants pouvant être d'origine naturelle (comme l'environnement spatial) ou nucléaire. Les effets produits par ces contraintes sur les systèmes électroniques sont quantifiés par simulations numériques hautes performances au moyen des codes de calculs Monte-Carlo et Maxwell-Vlasov Particle-In-Cell fonctionnant sur les supercalculateurs disponibles au CEA/DAM. Les résultats de ces simulations numériques sont comparés à des mesures de grandeurs radiatives et électromagnétiques obtenues à l'issue de la mise en œuvre de grands instruments de physique expérimentale, plus précisément des générateurs de Marx et des accélérateurs linéaires. Une part importante de ces travaux a donc consisté à quantifier les termes sources produits par ces générateurs d'une part, ainsi qu'à développer les diagnostics permettant l'analyse des phénomènes d'interaction champs / milieux ionisés d'autre part. Des modèles ont été développés pour prendre en compte les phénomènes non-linéaires induits par l'irradiation à haut flux de gaz et de diélectriques. Les perspectives associées à ces travaux portent sur le couplage de ces modèles avec les codes de transport Particle-In-Cell hautes performances du CEA/DAM.

Generation and propagation of electromagnetic fields in irradiated gas and dielectrics

Abstract

This manuscript summarizes the works performed between 2010 and 2020 at CEA-Gramat dealing with radiation effects on electronic systems. More specifically, the generation and propagation of electromagnetic (EM) fields induced by the interaction of intense X-ray and e-beam flux with gas and dielectrics is analyzed. These works concern the frame of military and civil electronic system vulnerability submitted to high-flux radiations from natural (spatial) or nuclear environment. The effects produced by these constraints are quantified by Monte-Carlo and Particle-In-Cell (PIC) numerical calculations performed with the super computers available at CEA/DAM. The results of these calculations are compared with measurements obtained from experiments performed with pulsed power generators and linear accelerator facilities. A large part of these works is devoted to the quantification of the source terms radiated by these facilities and also to the development of diagnostics for the characterization of EM fields. Physical models have been developed in order to perform nonlinear extrapolations at high radiation flux. These models take into account for microscopic mechanisms in irradiated air and polyethylene. Further works concern the coupling of these models with transport codes to perform hybrid PIC-fluid calculations.