



HAL
open science

Contribution à l'étude des générateurs piézoélectriques pour la génération des décharges plasmas

Thomas Martin

► **To cite this version:**

Thomas Martin. Contribution à l'étude des générateurs piézoélectriques pour la génération des décharges plasmas. Plasmas. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2015. Français. NNT : 2015TOU30117. tel-01328854

HAL Id: tel-01328854

<https://theses.hal.science/tel-01328854v1>

Submitted on 8 Jun 2016

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

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



Université
de Toulouse

THÈSE

**En vue de l'obtention du
DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE**

Délivré par :

Université Toulouse III Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)

Discipline ou spécialité :

Génie Electrique

Présentée et soutenue par :

MARTIN Thomas

le : mardi 27 janvier 2015

Titre :

Contribution à l'étude des générateurs piézoélectriques pour la
génération des décharges plasmas

Ecole doctorale :

Génie Electrique, Electronique et Télécommunications (GEET)

Unité de recherche :

Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie (LAPLACE) - UMR CNRS 5213

Directeur(s) de Thèse :

Professeur Jean-François ROUCHON

Rapporteurs :

Professeur Lionel PETIT

Docteur Dejan VASIC

Membre(s) du jury :

Pr. Lionel PETIT (rapporteur), Dr. Dejan VASIC (rapporteur), Dr. Jean-Michel
POUVESLE (examinateur), Pr. Jean-François ROUCHON (Directeur de thèse), Dr.
François PIGACHE (Co-encadrant de thèse), Dr. Thierry CALLEGARI (Co-encadrant
de thèse)

*A Maud,
à ma famille,
et à tous ceux qui m'ont
accompagné pendant ces trois années.*

Remerciements

Je tiens à remercier en premier lieu le Professeur Jean François ROUCHON pour avoir accepté d'encadrer cette thèse et d'avoir mis tous les moyens en place pour sa réalisation.

Je remercie dans le même temps l'ensemble des membres du Jury. Tout d'abord le Professeur Lionel PETIT et le Docteur Dejan VASIC en tant que Rapporteurs. Merci pour vos retours très précieux mais aussi pour l'intérêt que vous avez montré pour ce sujet. Puis le Docteur Jean-Michel POUVESLE pour avoir accepté l'invitation à participer au jury, pour ses remarques pertinentes et l'intérêt porté au sujet. Enfin je me permets de terminer ces premiers remerciements par le Professeur Olivier EICHWALD, votre présence en tant que Président du Jury fait magnifiquement écho à votre poste de responsable de la section Master Ingénierie des plasmas et Décharges plasmas, master par lequel je suis passé et qui m'aura fait découvrir cette science des plasmas si intéressante. Merci pour votre implication et votre présence.

Je remercie maintenant (et le mot est faible), les docteurs François PIGACHE et Thierry CALLEGARI en tant que Co-Directeurs de cette thèse. Merci pour votre implication, votre confiance, vos encouragements, votre bonne humeur, votre sang froid (il en aura fallu), votre ouverture d'esprit (il en aura fallu), votre franchise (nécessaire), votre humour (de très haut vol), vos qualités humaines respectives, de m'avoir permis de croiser votre chemin. Je vous dois beaucoup et je me rends compte que j'ai eu une chance très rare d'avoir été encadré par deux docteurs d'excellence. Merci sincèrement !

Je voudrais remercier maintenant le groupe de recherche GREM3 qui m'a accueilli très chaleureusement, en commençant par Mme Carole HENAUX. Merci d'insuffler à cette équipe l'excellence, l'originalité de ses recherches et cette ambiance atypique. Merci aussi à Éric Duhayon, Dominique Harribey, Yvan Lefevre, Jean François Llibre, et Frédéric Messine de m'avoir encouragé, aidé, accompagné et tous les mots qui finissent en « é ». Tel une cerise sur un gâteau, n'oublions pas les thésards et stagiaires qui composent ce groupe lui donnant cette jeunesse et cette impertinence éternelle. Je remercie tout particulièrement les thésards de chocs du bureau E311, sans vous cette thèse n'aurait pas eu la même saveur, alors par ordre d'apparition et de disparition merci à Clément, Raphael, Mounir, Maël, Jeff et Alberto. Mais aussi dans d'autres étages d'autres bureaux d'autres époques, Damien, Satafa, Léon, Cédric, Johannes, Amanda, Samer, Khaled et Tom.

Merci aussi au second groupe de recherche GREPH qui m'a accueilli au cours de cette thèse, à commencer par le Professeur Jean Pierre BŒUF, mais aussi à Leanne PITCHFORD, Laurent GARRIGUES, Laurent Liard pour votre disponibilité et ses quelques moments passés ensemble. Encore une fois je salue aussi les thésards pour ces moments détendus ou plus sérieux, Marc, Romain, Nicolas et Gaëtan.

Je remercie dans l'ensemble le LAPLACE, ses permanents, ses thésards et tout particulièrement les techniciens et administratifs qui font un travail formidable, indispensable et bien souvent trop peu reconnu.

Une thèse étant obligatoirement précédée d'un stage, j'en profite donc pour saluer le groupe MPP, le Dr. Patrice Raynaud, les deux Nicolas, le Dr. Despax, Antoine, Cherif, le Dr. Caquineau, le Dr. Clergereaux et la Dr. Makasheva.

J'ai eu la chance de travailler avec des techniciens disponibles, compétents et à qui je dois beaucoup, merci donc à Stéphane MARTIN, les deux Benoît, Olivier PIGAGLIO, Cédric TRUPIN et enfin Jacques et David nos informagiciens.

Je tiens à saluer très chaleureusement Hayat, Caroline, Thomas, Rémi, Laurent, Abde, Lumei, Ricks et tous mes autres compagnons de routes.

Il serait difficile de finir sans saluer aussi les personnes qui m'ont accompagné dans mes charges d'enseignements, le Professeur Philippe TEULET, le Dr. Yann CRESSAULT et le Dr. Neermalsing SEWRAJ.

Comme dirait un grand écrivain, on ne choisit pas sa famille mais pour rien au monde je ne changerais la mienne. Merci à mon père pour m'avoir transmis sa curiosité, son goût pour la science, cette thèse est aussi la tienne. Merci à ma mère pour m'avoir appris la persévérance, le fait de croire en ses rêves et de ne jamais lâcher. Tout ce chemin je ne l'ai parcouru que grâce à toi. Enfin merci à mon frère, merci de m'avoir appris à reconnaître ses amis et à compter sur eux.

J'ai eu la chance inouïe de rencontrer de très belles personnes qui sont devenues aujourd'hui ce groupe d'amis sans qui le monde serait bien ennuyeux merci à vous tous du plus profond de mon cœur. (Si tu me lis en ce moment même et que tu te sens concerné sache que c'est toi le meilleur !)

Enfin et je ne pouvais terminer sans dire merci à celle qui partage mes joies, mes peines, mes jours et mes pensées, Maud.

Résumé

Si l'utilisation des transformateurs piézoélectriques se bornait jusqu'alors à l'alimentation ou la protection de dispositifs électriques, ils sont aujourd'hui envisagés pour la génération de décharges plasma directement à leur surface. Les propriétés remarquables de ces générateurs piézoélectriques en font une alternative intéressante aux dispositifs conventionnels, notamment par la simplicité de mise en œuvre. La surface du transformateur constitue à la fois le support de décharge et l'élément élévateur de tension réduisant significativement l'encombrement des dispositifs. En outre les gains en tension de ces transformateurs sont remarquablement élevés et permettent d'obtenir des décharges pour des tensions d'alimentation n'excédant pas quelques volts.

Ces avantages peuvent répondre avantageusement à certains problèmes rencontrés dans les procédés plasmas dont l'implantation dans les processus industriels, bien qu'elle soit en constante amélioration, est parfois confrontée à des problèmes de mise en œuvre d'enceintes complexes, rendant le procédé coûteux ou inadapté aux conditions opératoires.

L'objet de cette thèse porte sur l'étude fondamentale d'un transformateur piézoélectrique de type Rosen dédié à la génération de décharges électriques. Plus particulièrement, ce travail s'attèle au développement d'un modèle analytique permettant de mieux appréhender les limites de ce procédé innovant, ainsi qu'une meilleure compréhension du comportement des décharges plasma face aux spécificités de ce transformateur et de son matériau.

Pour ce faire l'étude se consacre en première partie à la caractérisation du transformateur piézoélectrique hors décharge à partir de ses bornes, puis à l'extension d'un modèle analytique afin d'appréhender la distribution du potentiel électrique à sa surface. Le développement d'un dispositif expérimental permettra la mesure du potentiel ainsi que la discussion du modèle.

Dans un second temps l'étude s'attache au comportement du transformateur piézoélectrique en décharge. La distribution de potentiel à présent connue constitue une donnée d'entrée nécessaire à l'étude de la dynamique de décharges dans ces différentes configurations. Les phénomènes à l'œuvre dans ce processus de génération étant complexes, l'étude est conduite suivant différentes étapes. Tout d'abord en passant par l'étude des propriétés des céramiques ferroélectriques au travers d'une décharge à barrière diélectrique plan-plan. Ensuite la dynamique des décharges est abordée par modélisation numérique suivant trois configurations différentes. Ces cas d'études conduisent à des régimes de décharges différents pouvant faire l'objet de mise en application future. Bien que le problème soit sous l'hypothèse d'un couplage faible, les résultats ont corroborés les observations expérimentales et ont permis de mieux comprendre l'influence des hautes permittivités et de la distribution du potentiel sur l'évolution spatio-temporelle de ce procédé

Abstract

Nowadays piezoelectric transformers are not only used to supply or protect electrical devices, but also to generate plasma discharges directly on their surface.

The remarkable properties of these piezoelectric generators make them an interesting alternative to conventional devices, especially the simple implementation. The surface of the transformer constitutes both the discharge support and the voltage elevator component reducing significantly the bulk of the devices. Besides the transformers' gain voltage are remarkably high and permit to generate discharges for low voltage supply not exceeding a few volts.

These advantages respond to some problems met in the plasma processes of which the establishment in industrial processes - in constant improvement - is sometimes confronted to problems of chambers implementations, making this process expensive and not adequate to the operating conditions.

The purpose of this thesis focuses on the fundamental studies of a Rosen piezoelectric transformer dedicated to the generation of electrical discharges. In particular, this work tackles the development of an analytical model allowing to improve the understanding of the limits of this innovating process, as well as a better comprehension of the plasma discharges behavior face with transformer and material features.

In order to do this the first part of the study is devoted to the characterization of the piezoelectric transformer without discharge, then the extension of the analytical modeling in order to comprehend the distribution of surface electrical potential. The development of an experimental device will allow the potential measurement and the discussion of the model.

In a second part the study focuses on behavior of the piezoelectric transformer in discharge. The potential distribution known today constitutes a necessary input data for the study of the discharge dynamic in different configurations. The complexity of the phenomena implemented in this process of generation requires to conduct the study following different steps. First of all, by the study of ferroelectric ceramic features through a dielectric-barrier discharge. Then the discharges dynamic is approached by numerical modeling following three different configurations. This cases conduct to different discharge regimes that can be the subject of future application. Even if the problem is under the hypothesis of a weak coupling, the results confirmed the experimental observations and permitted to understand better the influence of high permittivity and of the potential distribution on the spatio-temporal evolution of this process.

Table des matières

Remerciements	ii
Résumé	iv
Abstract.....	vi
Table des figures.....	x
Liste des tableaux	xvi
Introduction générale.....	2
Chapitre 1 : Etat de l'art	6
1.1 Introduction	7
1.2 La piézoélectricité appliquée à la génération de décharges.....	7
1.2.1 La piézoélectricité.....	7
1.2.2 Les transformateurs piézoélectriques dédiés à la génération de décharge.....	13
1.3 Propriétés des céramiques ferroélectriques pour la génération d'une décharge plasma	22
1.3.1 Introduction	22
1.3.2 Principes physiques de l'émission électronique (EE) et de l'émission électronique ferroélectrique (FEE).....	23
1.3.3 Influence des charges écrans à la surface des matériaux ferroélectriques sur l'émission électronique ferroélectrique	25
1.3.4 Origine des "faibles" FEE.....	27
1.3.5 Origine des "fortes" FEE	34
1.3.6 Influence des électrodes sur la distribution du champ électrique dans les cathodes ferroélectrique	35
1.3.7 Conclusion sur l'émission électronique ferroélectrique	40
1.4 Conclusion.....	41
Chapitre 2 : Caractérisation et modélisation du transformateur hors décharge	42
2.1 Introduction	43
2.2 Les transformateurs piézoélectriques de type Rosen.....	43
2.3 Modèle analytique des transformateurs – évaluation du potentiel électrique de surface	46
2.3.1 Développement du modèle non linéaire – condition de circuit ouvert	47
2.4 Identification expérimentale des paramètres du modèle analytique.....	52
2.4.1 Introduction	52
2.4.2 Identification par schéma électrique équivalent	53
2.4.3 Comparaison et validation du modèle linéaire	59
2.4.4 Identification expérimentale de ψp par mesure vibrométrique.....	61

2.4.5	Identification expérimentale de γ	64
2.4.6	Validation du modèle analytique à faibles signaux	67
2.5	Etudes expérimentale et théorique du comportement électromécanique du transformateur pour de fortes sollicitations	68
2.5.1	Etude des non-linéarités	69
2.6	Potentiel de surface	73
2.7	Conclusion	85
	Chapitre 3 : Caractérisation et modélisation du transformateur en décharge	88
3.1	Introduction	89
3.2	Introduction à la physique des plasmas	90
3.2.1	Principes fondamentaux	90
3.2.2	Décharge contrôlée par Barrière Diélectrique [DBD]	93
3.3	Étude préliminaire d'une Décharge à Barrière Diélectrique utilisant des matériaux de très haute permittivité	97
3.3.1	Dispositif expérimental et outil de modélisation	97
3.3.2	Mesures et observations des propriétés intrinsèques aux céramiques piézoélectriques	102
3.3.3	Influence de la permittivité du diélectrique sur le comportement de la décharge	109
3.3.4	Conclusion	116
3.4	Transformateur Piézoélectrique	117
3.4.1	Présentation du dispositif expérimental et des différents régimes de décharge ..	117
3.4.2	Étude d'un régime stable : cas d'une décharge à 5 torr dans un gaz d'hélium	119
3.4.3	Étude numérique des décharges de surface générées par un transformateur piézoélectrique à la pression atmosphérique	136
3.4.4	Étude numérique des forces électro-hydro-dynamiques générées par des décharges en surface d'un transformateur piézoélectrique	146
3.5	Conclusion	153
	Conclusion générale	156
	Bibliographie	160

Table des figures

FIGURE 1 - DIAGRAMME DES PROPRIETES	8
FIGURE 2 - PRINCIPE DE L'EFFET PIEZOELECTRIQUE DIRECT.....	8
FIGURE 3 - SCHEMA DE COUPLAGE MULTIPHYSIQUE AU SEIN DES MATERIAUX PIEZOELECTRIQUES	9
FIGURE 4 - MODES DE COUPLAGES PIEZOELECTRIQUES ELEMENTAIRES.....	10
FIGURE 5 - MAILLE ELEMENTAIRE DE TYPE PEROVSKITE DE FORMULE GENERALE ABO_3 . A GAUCHE : STRUCTURE CUBIQUE NON POLARISEE (PHASE PARAELECTRIQUE AU-DESSUS DE LA TEMPERATURE DE CURIE) ; A DROITE : STRUCTURE TETRAGONALE POLARISEE (PHASE FERROELECTRIQUE EN-DESSOUS DE LA TEMPERATURE DE CURIE)	12
FIGURE 6 - PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT D'UN TRANSFORMATEUR PIEZOELECTRIQUE.....	12
FIGURE 7 - ARCHITECTURE DU TRANSFORMATEUR DE TYPE ROSEN	13
FIGURE 8 - TRANSFORMATEUR RADIAL.....	14
FIGURE 9 - TRANSFORMATEUR RADIAL.....	15
FIGURE 10 - CONCEPT DE GEOMETRIE INNOVANTE A PARTIR DU TRANSFORMATEUR PIEZOELECTRIQUE DE TYPE ROSEN (A)-(E) [16], PHOTOGRAPHIE D'UN MICRO-JET PLASMA CONÇUE AUTOUR D'UN ROSEN CYLINDRIQUE (F)-(G) [16] [19]	15
FIGURE 11 - SCHEMA EN COUPE D'UNE SOURCE PLASMA UTILISANT UN TRANSFORMATEUR PIEZOELECTRIQUE, JEUX D'ELECTRODE PERMETTANT DE MODIFIER LE DIAMETRE D'OUVERTURE EN SORTIE (A), ELECTRODE ANNULAIRE (B), DISQUE PIEZOELECTRIQUE $LiBO_3$ (C), SUPPORT DE LA CERAMIQUE (D), ELECTRODE D'ALIMENTATION (E) [20]	16
FIGURE 12 - PHOTOGRAPHIE D'UNE DECHARGE ELECTRIQUE GENEREE PAR UN TRANSFORMATEUR ROSEN (A)-(B) ET REPRESENTATION SCHEMATIQUE DES ZONES LUMINEUSES (c). DIMENSIONS $13 \times 60 \times 3mm$, ALIMENTATION 12V 52.61 kHz (MODE λ) ET PRESSION 0.45torr. MESURE DE L'INTENSITE LUMINEUSE (D) ET DE LA DISTRIBUTION DU POTENTIEL DE SURFACE EN RELATIF (E)-(F) [4].....	16
FIGURE 13 - DISTRIBUTION DU POTENTIEL ELECTRIQUE DANS L'ENVIRONNEMENT DU TRANSFORMATEUR POUR LE MODE DE RESONNANCE MECANQUE $3\lambda/2$ (A), λ (B), $\lambda/2$ (C), AINSI QUE LA DISTRIBUTION DU POTENTIEL ELECTRIQUE DE SURFACE EN FONCTION DU MODE DE RESONNANCE (D) [21]	17
FIGURE 14 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL POUR LA MESURE DU POTENTIEL (A), CONFIGURATION DE L'ELECTRODE POUR LA DETECTION DU POTENTIEL DE SURFACE (B), AGRANDISSEMENT DE LA ZONE PROCHE DE L'EXTREMITÉ DU SECONDAIRE DU TRANSFORMATEUR (C) [22]	17
FIGURE 15 - EFFET D'UNE CHARGE ELECTRIQUE DE 200M Ω SUR LE POTENTIEL DE SURFACE [9] (A), EVOLUTION DU POTENTIEL DE SURFACE POUR DIFFERENTES CHARGES ELECTRIQUES (B) ET MESURE DE LA CAPACITE TOTAL SUR CHAQUE ELECTRODE [23] (C) 18	18
FIGURE 16 - TENSION AU SECONDAIRE ET PUISSANCE DE LA DECHARGE EN FONCTION DE LA TENSION AU PRIMAIRE (A)-(B) ET TENSION AU SECONDAIRE EN FONCTION DE LA CHARGE TRANSFEREE A LA DBD (C) [12].....	19
FIGURE 17 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL POUR LA GENERATION D'OZONE (A)-(B), MESURE DE LA CHARGE TRANSFEREE A LA DBD (C) ET DE LA PUISSANCE TRANFEREE (D). PARAMETRES DU DISPOSITIF DBD GAP 0.5MM, PONT DIVISEUR DE TENSION 200M Ω , MODE DE RESONNANCE ($\lambda/2$) 26,74kHz	20
FIGURE 18 - REGIME DE LA DBD DANS DES GAZ MOLECULAIRES, (A) O_2 , (B) AIR HUMIDE, (C) AIR SEC, (D) N_2 , (E) HE, (F) Xe, (G) HE-Xe (10,4%) ET (H) NE.....	21
FIGURE 19 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL POUR LA MESURE DE LA TENSION ET DU COURANT AU SECONDAIRE DU TRANSFORMATEUR PIEZOELECTRIQUE (PT) (A). TENSION AU SECONDAIRE DU PT LORS DE L'APPARITION DE LA DECHARGE ELECTRIQUE (B). ANALYSE DU COURANT AU SECONDAIRE DU TRANSFORMATEUR (C).....	22
FIGURE 20 - ILLUSTRATION DE L'EMISSION ELECTRONIQUE ET DE LA FONCTION DE TRAVAIL DE SORTIE POUR UN MATERIAU CLASSIQUE (A); POUR UN MATERIAU FERROELECTRIQUE (B).....	24
FIGURE 21 - (A) DISPOSITIF CONVENTIONNEL, (B) DISPOSITIF EXPERIMENTAL POUR LA GENERATION D'UNE "FAIBLE" FEE ET LA MESURE DES COURANTS DE FEE [29]	27
FIGURE 22 - DIAGRAMME DES ENERGIES ELECTRONIQUES DANS LE CHAMP DE DEPOLARISATION INDIFFEREMMENT SOUS UN EFFET PYROELECTRIQUE, PIEZOELECTRIQUE OU DE COMMUTATION DE POLARISATION. $U_0(z)$ EST L'ENERGIE DU POTENTIEL D'UN ELECTRON DANS L'ETAT D'EQUILIBRE, X EST LA FONCTION DE TRAVAIL ELECTRONIQUE, $U_0(z)$ EST LA DISTRIBUTION DU POTENTIEL DU CHAMP DE DEPOLARISATION CREE PAR LES CHARGES DE POLARISATION NON COMPENSEES, ET U(z) EST L'ENERGIE DU POTENTIEL D'UN ELECTRON DANS LE CHAMP DE DEPOLARISATION [29].....	28
FIGURE 23 - FEE INDUIT PAR EFFET PIEZOELECTRIQUE	32
FIGURE 24 - IMAGES DE FEE (x10) ILLUSTRANT LE PROCESSUS DE COMMUTATION DE POLARISATION A PARTIR D'UNE CERAMIQUE CUBIQUE $Gd_2(MoO_4)_3$, LE CHAMP DE COMMUTATION APPLIQUE EST $3,3.10^3V/cm - 1$, LES IMAGES ONT ETE PRISE TOUTE LES 0.04s [29]	33
FIGURE 25 - (A) MOTIF EN BANDE STRIEE PRESENT A LA SURFACE D'UN MATERIAU FERROELECTRIQUE [42], (B) DISPOSITIF TYPIQUE POUR LA GENERATION ET LA MESURE D'UN COURANT DE « FORTE » EMISSION ELECTRONIQUE FERROELECTRIQUE [29].....	35

FIGURE 26 - DESSIN SCHEMATIQUE DES LIGNES DE CHAMPS DANS UN DISPOSITIF TYPIQUE UTILISE POUR LA GENERATION ET L'ETUDE D'UNE FORTE EMISSION ELECTRONIQUE FERROELECTRIQUE.....	36
FIGURE 27 - MODELISATION DE LA DISTRIBUTION DU CHAMP ELECTRIQUE STATIQUE DANS UN MATERIAU FERROELECTRIQUE SOUS L'INFLUENCE D'UN CHAMP ELECTRIQUE STATIQUE EXTERNE ESW	37
FIGURE 28 - HYPOTHESE D'UN MECANISME A L'ORIGINE D'UNE DECHARGE DE SURFACE QUAND LES EFFETS DE COMMUTATION DE POLARISATION SONT ELIMINES. V_{pe} , V_{pp} , E_T , ET E_N SONT LA VITESSE D'EXPANSION DU PLASMA DANS LE VIDE, LE LONG DE LA SURFACE DU DIELECTRIQUE, ET LA COMPOSANTE TANGENTIEL ET NORMAL DU CHAMP ELECTRIQUE.....	39
FIGURE 29 - (A) DESSIN SCHEMATIQUE D'UN DISPOSITIF EXPERIMENTAL PERMETTANT DE GENERER ET MESURER UNE "FORTE" FEE, (B) COURBE TYPIQUE DU COURANT DE FEE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE DU CRISTAL TGS. TENSION DE COMMUTATION $V_{SW} = 600V$, TENSION DE POLARISATION DU COLLECTEUR $V_C = 1kV$ [29].....	40
FIGURE 30 - MODES DE COUPLAGE PIEZOELECTRIQUE ELEMENTAIRE ET PRINCIPE DU TRANSFORMATEUR DE TYPE ROSEN.....	44
FIGURE 31 - DISTRIBUTION DE POTENTIEL NORMALISEE SUIVANT LES 4 PREMIERS MODES LONGITUDINAUX.....	45
FIGURE 32 - ILLUSTRATION DE LA VARIATION DE L'ADMITTANCE EN FONCTION DE LA TENSION D'ENTREE	47
FIGURE 33 - SCHEMA ELECTRIQUE EQUIVALENT D'UN TRANSFORMATEUR PIEZOELECTRIQUE	53
FIGURE 34 - SCHEMA ELECTRIQUE EQUIVALENT D'UN TRANSFORMATEUR PIEZOELECTRIQUE FONCTIONNEMENT AU VOISINAGE DE LA RESONANCE VU DES BORNES	54
FIGURE 35 - TRACES DE L'ADMITTANCE EQUIVALENTE AUTOUR D'UNE RESONANCE	55
FIGURE 36 - DIAGRAMME DE NYQUIST D'UNE MESURE D'ADMITTANCE (A) ET ZOOM SUR LES FAIBLES VALEURS DE LA PARTIE REELLE $ReY_{p\infty}$	57
FIGURE 37 - COMPARAISON QUALITATIVE DES MESURES EXPERIMENTALES ET DU SCHEMA ELECTRIQUE EQUIVALENT.....	60
FIGURE 38 - COMPARAISON DES RESULTATS DU MODELE ANALYTIQUE AVEC LES EQUATIONS DU COURANT AU PRIMAIRE (62) SANS HYPOTHESE ET CETTE MEME EQUATION SIMPLIFIEE (63) A PARTIR DES HYPOTHESES.....	62
FIGURE 39 - MESURE DU COUPLE $ip(f)/\eta f$ FONCTION DE LA FREQUENCE POUR UNE VALEUR DE $V_p = 100mV$ ET $V_p = 200mV$, POUR L'IDENTIFICATION EXPERIMENTALE DE ψ_p	63
FIGURE 40 - MESURE DU COUPLE $ip(f)/\eta f$ - MANIFESTATION DE LA NON-LINEARITE.....	63
FIGURE 41 - COMPARAISON SUR UNE ECHELLE UNITAIRE DU COURANT AU PRIMAIRE, DU DEPLACEMENT ET DE LA VITESSE VIBRATOIRE DU TRANSFORMATEUR PIEZOELECTRIQUE.....	64
FIGURE 42 - MESURE DE L'ADMITTANCE (A) ET DU GAIN EN TENSION (B) RELATIVEMENT A LA PULSATION DE RESONANCE « PETITS SIGNAUX » A FREQUENCE DECREISSANTE, AINSI QUE L'ILLUSTRATION DU CALCUL DU COURANT CORRESPONDANT (C)	65
FIGURE 43 - RELEVÉ DE $I_p = f(V_p)$ A $\Delta\omega=0$ A FREQUENCE CROISSANTE ET DECREISSANTE.....	66
FIGURE 44 - IDENTIFICATION DE γ A $\Delta\omega = 0$ PAR LA METHODE DES MOINDRES CARRÉS	67
FIGURE 45 - COMPARAISON DES DIAGRAMMES DE BODE OBTENUS EXPERIMENTALEMENT ET ANALYTIQUEMENT DANS LE CAS « PETITS SIGNAUX » (A)-(B). CARACTERISTIQUES RELATIVES A LA FREQUENCE DE RESONANCE (C)-(D).....	68
FIGURE 46 - RELEVÉ DU MODULE DE L'ADMITTANCE (I_p/V_p) POUR UN BALAYAGE EN FREQUENCE CROISSANT (A) ET DECREISSANT (B) AINSI QUE LES RELEVÉS DE LA PHASE (C)-(D) ET LES GAINS EN TENSION DE L'AMPLIFICATEUR DE PUISSANCE RESPECTIF (E)-(F) . 70	
FIGURE 47 - MANIFESTATION DE L'HYSTERESIS ENTRE LES RELEVÉS DE L'ADMITTANCE POUR UN BALAYAGE EN FREQUENCE CROISSANT ET DECREISSANT. LE MODULE (A) ET LA PHASE (B) SONT ILLUSTRÉS POUR UNE TENSION SOURCE DE $V_{source} = 0,1V$	71
FIGURE 48 - COMPARAISON ENTRE LES RESULTATS DU MODELE ANALYTIQUE ET LES RELEVÉS DE COURANT OBTENUS EXPERIMENTALEMENT.....	72
FIGURE 49 - DISTRIBUTION NORMALISEE DU POTENTIEL EN CONDITION SECONDAIRE OUVERT ET COURT-CIRCUIT	74
FIGURE 50 - MODELE ELECTRIQUE DU TRANSFORMATEUR ELECTRIQUE AVEC LA CHARGE ELECTRIQUE EQUIVALENTE D'UNE SONDE DE TENSION AU SECONDAIRE	74
FIGURE 51 - DISPOSITIF POUR LA MESURE DE POTENTIEL PAR COUPLAGE CAPACITIF.....	75
FIGURE 52 - CIRCUIT ELECTRONIQUE POUR LA MESURE DU POTENTIEL DE SURFACE	76
FIGURE 53 - EVOLUTION DE LA TENSION DE SORTIE DE LA CARTE D'ACQUISITION EN FONCTION DE LA TENSION DE COMMANDE APPLIQUEE A L'ELECTRODE EN CUIVRE. $GAP=1,5MM$ FREQUENCE= $50kHz$	77
FIGURE 54 - POTENTIEL ELECTRIQUE DE SURFACE EN FONCTION DU GAP POUR UNE TENSION CONSTANTE $1,5V$	78
FIGURE 55 - CARTOGRAPHIE 2D DU POTENTIEL ELECTROSTATIQUE	79
FIGURE 56 - CARTOGRAPHIE 2D DU CHAMP ELECTRIQUE	79
FIGURE 57 - POTENTIEL ELECTRIQUE THEORIQUE EN FONCTION DU GAP.....	80
FIGURE 58 - POTENTIEL ELECTRIQUE EXPERIMENTAL ET INTERPOLE	81
FIGURE 59 - POTENTIEL ELECTRIQUE FONCTION DE LA CHARGE ELECTRIQUE AU SECONDAIRE DU TRANSFORMATEUR POUR UN GAP $1MM$ ET UNE TENSION $V_p = 0,5V$	82
FIGURE 60 - INCIDENCE NON-LINEAIRE SUR LA DISTRIBUTION DE POTENTIEL.....	83
FIGURE 61 - COMPARAISON ENTRE LA DISTRIBUTION DU POTENTIEL DONNEE PAR LE MODELE ANALYTIQUE ET CELLE MESUREE EXPERIMENTALEMENT POUR UNE TENSION DE COMMANDES $V_p = 0.1V$ A LA FREQUENCE DE RESONANCE ELECTRIQUE.....	83

FIGURE 62 - COMPARAISON ENTRE LA DISTRIBUTION DU POTENTIEL DONNEE PAR LE MODELE ANALYTIQUE ET CELLE MESUREE EXPERIMENTALEMENT POUR UNE TENSION DE COMMANDES $V_p = 0,5V$ A LA FREQUENCE DE RESONANCE ELECTRIQUE (A) ET TENSION DE COMMANDES $V_p = 1V$ A LA FREQUENCE DE RESONANCE ELECTRIQUE (B).....	84
FIGURE 63 - ILLUSTRATION DES DIFFERENTS PLASMAS	91
FIGURE 64 - SCHEMA DE PRINCIPE D'UNE DECHARGE ELECTRIQUE.....	92
FIGURE 65 - CARACTERISTIQUE GENERALE COURANT TENSION D'UNE DECHARGE ELECTRIQUE	92
FIGURE 66 - CONFIGURATION DBD.....	93
FIGURE 67 - PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DBD DANS LE CAS PLAN-PLAN.....	95
FIGURE 68 - BATIT POUR DBD CAS PLAN-PLAN.....	98
FIGURE 69 - VUE GEOMETRIQUE 2D DU MODELE NUMERIQUE D'UNE DBD PLAN-PLAN	102
FIGURE 70 - CONFIGURATION DES CERAMIQUES POUR L'ETUDE DE L'EFFET DE LA POLARISATION	103
FIGURE 71 - MESURES TENSION COURANT AUX BORNES DE LA DECHARGE POUR LES CONFIGURATIONS 1-2-3-4	103
FIGURE 72 - SCHEMA EQUIVALENT D'UNE DBD - CALCUL DE LA TENSION GAZ V_g	104
FIGURE 73 - SIMULATION DES TENSIONS DE CLAQUAGE POUR UNE DBD "PLAN-PLAN", EPAISSEUR DIELECTRIQUES = 5 mm, GAP = 1 cm, GAZ : HELIUM, $\gamma_e = 0.2$, TEMPS DE CLAQUAGE = 5 μs , DENSITE ELECTRONIQUE INITIALE 1 cm ⁻³ ET DE FIN 108 cm ⁻³	105
FIGURE 74 - MESURES DES TENSIONS DE CLAQUAGE ET DE MAINTIEN AUX BORNES DES ELECTRODES EN FONCTION DE LA FREQUENCE ET DE LA PRESSION POUR UN DIELECTRIQUE DE PERMITTIVITE $\epsilon_r = 1250$	106
FIGURE 75 - MESURES DES TENSIONS DE CLAQUAGE ET DE MAINTIEN MINIMALE AUX BORNES DES ELECTRODES EN FONCTION DE LA FREQUENCE ET DE LA PRESSION POUR DEUX DIELECTRIQUES ET DE PERMITTIVITE $\epsilon_r = 1250$ ET $\epsilon_r = 3$	107
FIGURE 76 - PHOTOS PRISE PAR CAMERA RAPIDE COUPLEES A DES MESURES COURANT-TENSION (I CORRESPOND AU MAXIMUM DE LUMINOSITE DE LA PHOTO). PARAMETRES D'ACQUISITION DES IMAGES: $GW = 100ns$, $TE = 15s$, $NI = 201$. PARAMETRES ELECTRIQUES : $F = 50kHz$; DIELECTRIQUE : PVC $\epsilon_r = 3$ ET CERAMIQUE PIEZOELECTRIQUE $\epsilon_r = 1250$ CHACUN ETANT UN DISQUE DE DIAMETRE 20 mm ET D'EPAISSEUR 2 mm, <i>Pression x Distance = 5 torr.cm</i>	109
FIGURE 77 - PHOTOS PRISE PAR CAMERA RAPIDE COUPLEES A DES MESURES COURANT-TENSION (I CORRESPOND AU MAXIMUM DE LUMINOSITE DE LA PHOTO). PARAMETRES D'ACQUISITION DES IMAGES: $GW = 100ns$, $TE = 15s$, $NI = 201$. PARAMETRES ELECTRIQUES : $F = 50kHz$; DIELECTRIQUE : PVC $\epsilon_r = 3$ ET CERAMIQUE PIEZOELECTRIQUE $\epsilon_r = 1250$ CHACUN ETANT UN DISQUE DE DIAMETRE 20 mm ET D'EPAISSEUR 2 mm, <i>Pression x Distance = 10 torr.cm</i>	110
FIGURE 78 - PHOTOS PAR CAMERA RAPIDE COUPLEES A UNE MESURE COURANT-TENSION (I CORRESPOND AU MAX DE LUMINOSITE DE LA PHOTO). PARAMETRES D'ACQUISITION DES IMAGES: $GW = 100ns$, $TE = 5s$, $NI = 181$; DIELECTRIQUE : CERAMIQUE $\epsilon_r = 1250$ EN FORME DE DISQUE (DIAMETRE 20 mm, EPAISSEUR 2 mm) ; PARAMETRES ELECTRIQUES : $V_a = 300V$ CRETE, $f = 50kHz$	ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.
FIGURE 79 - ÉVOLUTION SPATIO-TEMPORELLE SIMULEE D'UNE DECHARGE ELECTRIQUE DANS L'ESPACE INTER-ELECTRODE D'UNE DBD PLAN-PLAN POUR UNE TENSION D'ALIMENTATION SINUSOÏDALE D'AMPLITUDE 170V, D'UNE FREQUENCE 50kHz. DISTRIBUTION DU POTENTIEL ELECTRIQUE (A), DE LA DENSITE ELECTRONIQUE (B), DE LA DENSITE IONIQUE (C), DU TAUX D'IONISATION (D), ET OSCILLOGRAMME DE LA TENSION D'ALIMENTATION ET DU COURANT DE CONTRE ELECTRODE. GAP DE 1cm, EPAISSEUR DE CHAQUE DIELECTRIQUE 2mm, PERMITTIVITE RELATIVE DU DIELECTRIQUE $\epsilon_r = 1250$, PRESSION 5 torr. LE GAZ EST DE L'HELIUM ET $\gamma_e = 0.4$	113
FIGURE 80 - ÉVOLUTION SPATIO-TEMPORELLE D'UNE DECHARGE DANS L'ESPACE INTER-ELECTRODE D'UNE DBD PLAN-PLAN POUR UNE TENSION D'ALIMENTATION SINUSOÏDALE D'AMPLITUDE 300V, D'UNE FREQUENCE 50kHz. DISTRIBUTION DU POTENTIEL ELECTRIQUE (A), DE LA DENSITE ELECTRONIQUE (B), DE LA DENSITE IONIQUE (C), DU TAUX D'IONISATION (D), ET OSCILLOGRAMME DE LA TENSION D'ALIMENTATION ET DU COURANT DE CONTRE ELECTRODE. GAP DE 1cm, EPAISSEUR DE CHAQUE DIELECTRIQUE 2mm, PERMITTIVITE RELATIVE DU DIELECTRIQUE $\epsilon_r = 1250$, PRESSION 5 torr. LE GAZ EST DE L'HELIUM ET $\gamma_e = 0.4$	114
FIGURE 81 - ÉVOLUTION TEMPORELLE DE LA TENSION AUX BORNES DU GAZ (A), DU COURANT DE CONTRE-ELECTRODE (B), DE LA DENSITE ELECTRONIQUE (C) ET DE LA DENSITE IONIQUE (D) EN FONCTION DE LA PERMITTIVITE RELATIVE DU DIELECTRIQUE. PARAMETRES DE LA SIMULATION : $gap = 1cm$, $pression = 5torr$, GAZ HELIUM ET $\gamma_e = 0.2$ QUELQUE SOIT LA VALEUR DE ϵ_r	115
FIGURE 82 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL.....	117
FIGURE 83 - DIFFERENTS REGIME DE DECHARGES RENCONTREES EN FONCTION DE LA PRESSION DANS UN GAZ D'ARGON. (A) PRESSION=7MBAR, (B) PRESSION=15MBAR, (C) PRESSION=240MBAR, (D) PRESSION=500MBAR	118
FIGURE 84 - MESURE DE L'ADMITTANCE AU PRIMAIRE DU TP POUR UN BALAYAGE CROISSANT ET DECCROISSANT DE LA FREQUENCE AUTOUR DE LA RESONNANCE POUR PLUSIEURS TENSIONS DE CONSIGNE GBF. LA DECHARGE S'EFFECTUE DANS UN GAZ D'HELIUM POUR UNE PRESSION DE 5 torr	120
FIGURE 85 - MESURE DE LA TENSION, DU COURANT ET DE LA VITESSE VIBRATOIRE POUR PLUSIEURS NIVEAUX DE TENSION D'ALIMENTATION A LA FREQUENCE DE RESONNANCE. LA DECHARGE S'EFFECTUE DANS UN GAZ D'HELIUM A UNE PRESSION DE 5 torr	121

FIGURE 86 - OSCILLOGRAMMES DU COURANT ET DE LA TENSION MESURES AU PRIMAIRE DU TRANSFORMATEUR PIEZOELECTRIQUE AINSI QUE LE COURANT DE CONTRE ELECTRODE. <i>Pression</i> = 10 torr GAZ: AIR	122
FIGURE 87 - IMAGERIE RAPIDE D'UNE DECHARGE A LA SURFACE D'UN TP, POUR UNE PRESSION DE 5 torr	124
FIGURE 88 - COMPARAISON VUE DE FACE ET VUE DE COTE	125
FIGURE 89 - GEOMETRIE SIMULEE POUR L'ETUDE DES DECHARGES DANS UN CAS DE BASSE PRESSION (A) ET REPRESENTATION SCHEMATIQUE D'UN TRANSFORMATEUR PIEZOELECTRIQUE AINSI QUE DU POTENTIEL ELECTRIQUE GENERE A SA SURFACE (B) 126	
FIGURE 90 - ÉVOLUTION SPATIO-TEMPORELLE D'UNE DECHARGE ELECTRIQUE AU VOISINAGE DU TRANSFORMATEUR PIEZOELECTRIQUE PLACE DANS UNE ENCEINTE CUIVREE MISE A LA MASSE. LA TENSION D'ALIMENTATION EST SINUSOÏDALE, $V_{es} = 300 V$ ET LA FREQUENCE DE 50 kHz. OSCILLOGRAMME TENSION-COURANT (A), DISTRIBUTION DU POTENTIEL ELECTRIQUE (B)-(F), DU TAUX D'IONISATION (C)-(G), DE LA DENSITE ELECTRONIQUE (D)-(H) ET DE LA DENSITE IONIQUE (E)-(I). LES ECHELLES LOGARITHMIQUES SONT REPRESENTES SUR 4 ORDRES DE GRANDEUR. À LA SURFACE DU DIELECTRIQUE ($\epsilon_r = 1500$) $\Gamma_E = 0,4$ ET A LA SURFACE DES ELECTRODES $\Gamma_E = 0,2$	130
FIGURE 91 - ÉVOLUTION SPATIO-TEMPORELLE D'UNE DECHARGE ELECTRIQUE AU VOISINAGE DU TRANSFORMATEUR PIEZOELECTRIQUE PLACE DANS UNE ENCEINTE CUIVREE MISE A LA MASSE. LA TENSION D'ALIMENTATION EST SINUSOÏDALE, $V_{es} = 300 V$ ET LA FREQUENCE 50 kHz. OSCILLOGRAMME TENSION-COURANT (A), DISTRIBUTION DU POTENTIEL ELECTRIQUE (B)-(F), DU TAUX D'IONISATION (C)-(G), DE LA DENSITE ELECTRONIQUE (D)-(H) ET DE LA DENSITE IONIQUE (E)-(I). À LA SURFACE DU DIELECTRIQUE ($\epsilon_r = 3$) $\Gamma_E = 0,2$ ET A LA SURFACE DES ELECTRODES $\Gamma_E = 0,2$	132
FIGURE 92 - ÉVOLUTION SPATIO-TEMPORELLE DE LA CHARGE DE SURFACE LE LONG DES DIELECTRIQUES AU COURS DU TEMPS POUR UNE FORTE PERMITTIVITE. LA TENSION D'ALIMENTATION EST SINUSOÏDALE, $V_{es} = 300 V$ ET LA FREQUENCE 50 kHz. À LA SURFACE DU DIELECTRIQUE ($\epsilon_r = 1500$) $\Gamma_E = 0,4$ ET A LA SURFACE DES ELECTRODES $\Gamma_E = 0,2$. LES DIX INSTANTS CORRESPONDENT A CEUX DE LA FIGURE 90	133
FIGURE 93 - ÉVOLUTION SPATIO-TEMPORELLE DE LA CHARGE DE SURFACE LE LONG DES DIELECTRIQUES AU COURS DU TEMPS POUR UNE FAIBLE PERMITTIVITE. LA TENSION D'ALIMENTATION EST SINUSOÏDALE, $V_{es} = 300 V$ ET LA FREQUENCE 50 kHz. À LA SURFACE DU DIELECTRIQUE ($\epsilon_r = 3$) $\Gamma_E = 0,2$ ET A LA SURFACE DES ELECTRODES $\Gamma_E = 0,2$. LES 10 INSTANTS CORRESPONDENT A CEUX DE LA FIGURE 91	134
FIGURE 94 - DIFFERENTES GEOMETRIES DU TRANSFORMATEUR PIEZOELECTRIQUE SIMULEES. LONGUE-ELECTRODE (A), UNE-ELECTRODE (B), TRANSFORMATEUR PIEZOELECTRIQUE (TP) (C).....	136
FIGURE 95 - ÉVOLUTION SPATIO-TEMPORELLE D'UNE DECHARGE DE SURFACE. LA TENSION D'ALIMENTATION EST SINUSOÏDALE, $V_{es} = 1500 V$ ET LA FREQUENCE 50 kHz. OSCILLOGRAMME TENSION-COURANT (A), DISTRIBUTION DU POTENTIEL ELECTRIQUE (B), DU TAUX D'IONISATION (C), DE LA DENSITE ELECTRONIQUE (D) ET DE LA DENSITE IONIQUE (E). À LA SURFACE DU DIELECTRIQUE ($\epsilon_r = 1500$) $\Gamma_E = 0,4$ ET A LA SURFACE DES ELECTRODES $\Gamma_E = 0,2$	138
FIGURE 96 - DISTRIBUTION SPATIALE DU POTENTIEL ELECTRIQUE (A), DU TAUX D'IONISATION (B), DE LA DENSITE ELECTRONIQUE (C) ET DE LA DENSITE IONIQUE (D) A L'INSTANT DU MAXIMUM DE COURANT DURANT L'ALTERNANCE NEGATIVE DE LA TENSION POUR LES TROIS GEOMETRIES DE LA FIGURE 94. LA TENSION D'ALIMENTATION EST SINUSOÏDALE, LA FREQUENCE DE 50 kHz ET L'AMPLITUDE EST DONNEE SUR CHAQUE ECHELLE. À LA SURFACE DU DIELECTRIQUE ($\epsilon_r = 1500$) $\Gamma_E = 0,4$ ET A LA SURFACE DES ELECTRODES $\Gamma_E = 0,2$	139
FIGURE 97 - ÉVOLUTION SPATIO-TEMPORELLE D'UNE DECHARGE DE SURFACE. LA TENSION D'ALIMENTATION EST SINUSOÏDALE, $V_{es} = 1500 V$ ET LA FREQUENCE 50 kHz. OSCILLOGRAMME TENSION-COURANT (A), DISTRIBUTION DU POTENTIEL ELECTRIQUE (B), DU TAUX D'IONISATION (C), DE LA DENSITE ELECTRONIQUE (D) ET DE LA DENSITE IONIQUE (E). À LA SURFACE DU DIELECTRIQUE ($\epsilon_r = 5$) $\Gamma_E = 0,2$ ET A LA SURFACE DES ELECTRODES $\Gamma_E = 0,2$	141
FIGURE 98 - DISTRIBUTION SPATIALE DU POTENTIEL ELECTRIQUE (A), DU TAUX D'IONISATION (B), DE LA DENSITE ELECTRONIQUE (C) ET DE LA DENSITE IONIQUE (D) A L'INSTANT DU MAXIMUM DE COURANT DURANT L'ALTERNANCE NEGATIVE DE LA TENSION POUR LA GEOMETRIE DU TP DE LA FIGURE 94. LA TENSION D'ALIMENTATION EST SINUSOÏDALE, LA FREQUENCE DE 50 kHz ET L'AMPLITUDE EST DE 1500 V. À LA SURFACE DU DIELECTRIQUE ($\epsilon_r = 5$) $\Gamma_E = 0,2$ ET A LA SURFACE DES ELECTRODES $\Gamma_E = 0,2$	142
FIGURE 99 - ÉVOLUTION SPATIO-TEMPORELLE D'UNE DECHARGE ELECTRIQUE AU VOISINAGE DU TRANSFORMATEUR PIEZOELECTRIQUE. LA TENSION D'ALIMENTATION EST UNE RAMPE DE TENSION DE $+1000V\mu s - 1$ AVEC UNE DISTRIBUTION SPATIALE LE LONG DU DIELECTRIQUE DE FORME SINUSOÏDALE. OSCILLOGRAMME TENSION-COURANT (A), DISTRIBUTION DU POTENTIEL ELECTRIQUE (B), DU TAUX D'IONISATION (C) ET DE LA DENSITE ELECTRONIQUE (D). À LA SURFACE DU DIELECTRIQUE ($\epsilon_r = 1500$) $\Gamma_E = 0,4$ ET A LA SURFACE DES ELECTRODES $\Gamma_E = 0,2$	144
FIGURE 100 - ÉVOLUTION SPATIO-TEMPORELLE D'UNE DECHARGE ELECTRIQUE AU VOISINAGE DU TRANSFORMATEUR PIEZOELECTRIQUE. LA TENSION D'ALIMENTATION EST UNE RAMPE DE TENSION DE $-1000V\mu s - 1$ AVEC UNE DISTRIBUTION SPATIALE LE LONG DU DIELECTRIQUE DE FORME SINUSOÏDALE. OSCILLOGRAMME TENSION-COURANT (A), DISTRIBUTION DU POTENTIEL ELECTRIQUE (B), DU TAUX D'IONISATION (C) ET DE LA DENSITE ELECTRONIQUE (D). À LA SURFACE DU DIELECTRIQUE ($\epsilon_r = 1500$) $\Gamma_E = 0,4$ ET A LA SURFACE DES ELECTRODES $\Gamma_E = 0,2$	145

-
- FIGURE 101 - ÉVOLUTION DE LA FORCE ELECTRO-HYDRO-DYNAMIQUE GENEREE A LA SURFACE DU DISPOSITIF TP. LA TENSION D'ALIMENTATION EST SINUSOÏDALE, $V_{es} = 1500 V$ ET LA FREQUENCE DE $50 kHz$. À LA SURFACE DU DIELECTRIQUE ($\epsilon_r = 5$) $\Gamma_E = 0,2$ ET A LA SURFACE DES ELECTRODES $\Gamma_E = 0,2$ 147
- FIGURE 102 - ÉVOLUTION SPATIO-TEMPORELLE DE LA DENSITE IONIQUE (A) ET DE LA CHARGE D'ESPACE (B) LORS D'UNE DECHARGE A LA SURFACE DU DISPOSITIF TP. LA TENSION D'ALIMENTATION EST SINUSOÏDALE $V_{es} = 1500 V$ ET LA FREQUENCE $50 kHz$. À LA SURFACE DU DIELECTRIQUE ($\epsilon_r = 5$) $\Gamma_E = 0,2$ ET A LA SURFACE DES ELECTRODES $\Gamma_E = 0,2$ 148
- FIGURE 103 - ÉVOLUTION TEMPORELLE DE LA FORCE INTEGREE GENEREE A LA SURFACE DU DISPOSITIF TP. LA TENSION D'ALIMENTATION EST SINUSOÏDALE, $V_{es} = 1500 V$ ET LA FREQUENCE DE $50 kHz$. À LA SURFACE DU DIELECTRIQUE ($\epsilon_r = 5$) $\Gamma_E = 0,2$ ET A LA SURFACE DES ELECTRODES $\Gamma_E = 0,2$ 148
- FIGURE 104 - ÉVOLUTION DE LA FORCE ELECTRO-HYDRO-DYNAMIQUE GENEREE A LA SURFACE DES DISPOSITIFS A UNE ELECTRODE OU LONGUE ELECTRODE. LA TENSION D'ALIMENTATION EST SINUSOÏDALE, $V_{es} = 1500 V$ ET LA FREQUENCE DE $50 kHz$. À LA SURFACE DU DIELECTRIQUE ($\epsilon_r = 5$) $\Gamma_E = 0,2$ ET A LA SURFACE DES ELECTRODES $\Gamma_E = 0,2$ 149
- FIGURE 105 - ÉVOLUTION DE LA FORCE ELECTRO-HYDRO-DYNAMIQUE, DE LA TENSION ET DU COURANT DANS LE CAS D'UNE FORTE PERMITTIVITE DIELECTRIQUE ($\epsilon_r = 1500$). LA TENSION D'ALIMENTATION EST SINUSOÏDALE D'UNE FREQUENCE DE $50 kHz$. À LA SURFACE DU DIELECTRIQUE ($\epsilon_r = 1500$) $\Gamma_E = 0,4$ ET A LA SURFACE DES ELECTRODES $\Gamma_E = 0,2$ 151

Liste des tableaux

TABLEAU 1 - DEFINITION DES MATRICES	10
TABLEAU 2 - CALCUL DES CHAMPS ELECTROSTATIQUES ET MESURE DES COURANTS DE FEE POUR DES CRISTAUX FERROELECTRIQUES ET DES COUCHES MINCES POUR LES EFFETS PYROELECTRIQUE ET LES EFFETS DE COMMUTATION DE POLARISATION [29]. (LES ESTIMATIONS DE CHAMPS SONT EFFECTUEES POUR DES CRISTAUX FERROELECTRIQUES TGS ET DES CERAMIQUES PLZT EN ACCORD AVEC LA GEOMETRIE PLANE DU DISPOSITIF EXPERIMENTALE (FIGURE 22) ET EQUATIONS (7)	29
TABLEAU 3 - FEE ET PARAMETRES PHYSIQUES BASIQUES POUR L'ETUDE DES FERROELECTRICITES	31
TABLEAU 4 - DEFINITION DES CONSTANTES DU MATERIAU PIEZOELECTRIQUE	49
TABLEAU 5 - CARACTERISTIQUES GEOMETRIQUES DU TRANSFORMATEUR PIEZOELECTRIQUE SMMTF55P6S50 – STEMINC [56]..	52
TABLEAU 6 - PROPRIETES MATERIELLES DE REFERENCE - NCE46-NOLIAQ[57]	52
TABLEAU 7 - COMPARAISON DES PARAMETRES OBTENUS PAR IDENTIFICATION	61
TABLEAU 8 - PARAMETRES DU MODELE NON-LINEAIRE IDENTITES EXPERIMENTALEMENT	67
TABLEAU 9 - PARAMETRES DU DISPOSITIF DE MESURE DE POTENTIEL ELECTRIQUE DE SURFACE	76
TABLEAU 10 - VALEURS DU GAIN EN FONCTION DU GAP	77
TABLEAU 11 - COMPARAISON DES RESULTATS EXPERIMENTAUX ET INTERPOLE POUR $x = L/2$	81
TABLEAU 12 - CARACTERISTIQUES GEOMETRIQUES ET PROPRIETES MATERIELLES DE LA CERAMIQUE PIEZOELECTRIQUE NCE40-NOLIAQ	98
TABLEAU 13 - PARAMETRES DE SIMULATION DBD PLAN-PLAN GDSIM	108
TABLEAU 14 - RESUME DES PARAMETRES DE LA SIMULATION POUR LE CAS D'UN TRANSFORMATEUR PLACE DANS UNE ENCEINTE CUIVREE ET UTILISE POUR LA GENERATION DE DECHARGES BASSE PRESSION	127
TABLEAU 15 - RESUME DES PARAMETRES DE LA SIMULATION POUR LE CAS D'UN TRANSFORMATEUR PIEZOELECTRIQUE UTILISE POUR LA GENERATION DE DECHARGES DE SURFACE	137
TABLEAU 16 - RECAPITULATIF DE LA PUISSANCE ELECTRIQUE MOYENNE CONSOMMEE, DE LA FORCE EHD MOYENNE GENEREE PARALLELEMENT (FORCE X) ET PERPENDICULAIREMENT (FORCE Y) AU DIELECTRIQUE, ET DU RAPPORT DE LA FORCE GENEREE SUR LA PUISSANCE CONSOMMEE, EN FONCTION DE LA GEOMETRIE (I.E. DE LA DISTRIBUTION DU POTENTIEL) POUR LE CAS D'UNE FAIBLE PERMITTIVITE RELATIVE ($\epsilon_r = 5$)	150
TABLEAU 17 - RECAPITULATIF DE LA PUISSANCE ELECTRIQUE MOYENNE CONSOMMEE, DE LA FORCE EHD MOYENNE GENEREE PARALLELEMENT (FORCE X) ET PERPENDICULAIREMENT (FORCE Y) AU DIELECTRIQUE ET DU RAPPORT DE LA FORCE GENEREE SUR LA PUISSANCE ELECTRIQUE CONSOMMEE, EN FONCTION DE LA DISTRIBUTION DU POTENTIEL POUR LE CAS D'UNE FORTE PERMITTIVITE RELATIVE ($\epsilon_r = 1500$)	152

Introduction générale

L'étude des propriétés piézoélectriques et plus généralement des propriétés ferroélectriques ainsi que de leur développement dans des dispositifs innovants est toujours allée de pair avec le développement de matériaux de synthèse toujours plus performants.

Aujourd'hui la demande toujours croissante d'un produit technologique intégré portatif, performant, entièrement électrique, et peu gourmand en énergie a placé avantageusement les matériaux dits intelligents - possédant plusieurs propriétés - au centre de toutes les attentions et des recherches pour répondre à ces problématiques. Les matériaux piézoélectriques font indéniablement partie de ces candidats, depuis la synthèse de ces matériaux à partir de bactéries jusqu'à leur intégration dans les pacemakers autonomes en énergie ou dans des montres pour mesurer la tension artérielle de son porteur, celui-ci a su s'adapter à toutes les demandes. Sa forte compacité, sa bonne fiabilité, la réversibilité des phénomènes, son comportement linéaire, sa puissance volumique toujours croissante et sa compatibilité électromagnétique accrue sont les raisons de son intérêt. Ainsi tant que la science des matériaux saura avancer dans la synthèse de matériaux piézoélectriques et ferroélectriques toujours plus massifs mais aussi microscopiques - voire nanométriques -, la recherche dans les dispositifs piézoélectriques restera dynamique et d'une grande richesse d'innovation.

En parallèle des technologies piézoélectriques, l'utilisation des technologies plasmas dans les processus industriels sont en constante augmentation depuis une trentaine d'année. Si elles ne sont pas majoritaires dans l'ensemble des processus, elles sont indéniablement indispensables dans la synthèse des matériaux, la micro-électronique, la nanotechnologie ou encore la propulsion spatiale. Le principal frein au développement massif des technologies plasmas est le coût ainsi que l'encombrement des installations indispensables à la production d'un vide nécessaire à la génération d'un plasma ainsi que les processus chimiques qui y sont rattachés. De nombreuses recherches sont actuellement en cours pour transférer ces processus à la pression atmosphérique, ce qui a récemment permit l'émergence d'un nouveau champ d'étude autour des applications plasmas dans le domaine du biomédical.

L'objet de cette thèse porte sur l'étude d'un transformateur piézoélectrique de type Rosen dédié à la génération de décharges électriques, et plus spécifiquement la contribution au développement d'un modèle analytique permettant de prédire son comportement hors décharge, ainsi qu'une meilleure compréhension des couplages entre le transformateur et le plasma lorsque celui-ci a été généré à sa surface. Semblable au transformateur magnétique de par sa fonction d'élévateur en tension, le transformateur piézoélectrique de type Rosen se différencie de ce dernier par son architecture. Celui-ci est composé d'un seul bloc dont la première partie, par conversion directe piézoélectrique, produit une déformation mécanique et la seconde partie, par effet inverse, génère à sa surface un potentiel électrique. Au-delà des transformateurs de type Rosen il existe un grand nombre d'architectures et de modes de couplage offrant un large choix de géométrie, cependant les niveaux de tensions atteints par ces transformateurs sont encore trop faibles pour la génération de décharge.

Depuis l'apparition des matériaux de synthèse ferroélectriques de type pérovskites dans les années 1950, des recherches ont porté sur la capacité de ces matériaux à la génération d'émission électronique ferroélectrique lorsqu'une inversion de la polarisation spontanée est imposée par une variation de température, un stress mécanique ou un champ électrique externe. Pour une pression avec un gaz donné il est alors possible de générer un plasma de surface et d'atteindre des densités électroniques élevées, les applications visées étant la micro-propulsion spatiale, les applications biomédicales ou encore la génération de particules chargées ou neutres. Ce n'est que très récemment que les propriétés piézoélectriques des céramiques ferroélectriques au travers des transformateurs sont utilisées pour la génération d'un plasma.

Les études préliminaires ont montré des propriétés remarquables à la génération de décharges pour de faibles tensions de claquage, des densités de charges électriques élevées et enfin des régimes de décharges fondamentalement différents par rapport aux procédés « traditionnels ».

L'intérêt et les objectifs de cette étude sont doubles. Tout d'abord elle doit conforter à partir de la caractérisation expérimentale du transformateur piézoélectrique les résultats d'un modèle analytique traitant du comportement électromécanique du transformateur développé à partir de travaux précédents. L'objectif final étant de prédire et d'optimiser les niveaux de potentiels électriques de surfaces nécessaires à l'apparition d'une décharge électrique en fonction des paramètres géométriques et piézoélectriques des transformateurs. Puis à partir d'une approche multi-physique d'identifier les principaux couplages à l'origine de l'apparition de la décharge, de son évolution spatio-temporelle et de ses propriétés remarquables. L'amélioration des connaissances sur les mécanismes de génération de décharges plasmas à partir d'un transformateur piézoélectrique est nécessaire à l'amélioration du modèle théorique et à la conception d'un dispositif innovant à travers les applications visées.

Le premier chapitre se consacre en premier lieu à rappeler les propriétés remarquables du phénomène piézoélectrique ainsi que du principe de fonctionnement des transformateurs piézoélectriques. Un état de l'art complet sur la génération de décharges plasmas à partir des transformateurs est effectué et se poursuit avec celui des sources de plasmas ferroélectriques afin de lister les phénomènes les plus remarquables sur l'évolution spatio-temporelle des décharges plasmas ou le comportement du transformateur. L'intérêt se portant essentiellement sur les propriétés des céramiques piézoélectriques et l'effet de la distribution du potentiel de surface sur l'évolution spatio-temporelle des décharges.

L'apparition d'une décharge électrique dépend essentiellement des conditions de pression, de distance entre laquelle le champ électrique est appliqué, de la nature de la ou des électrodes utilisées et enfin de la nature du gaz. S'il est possible de fixer simplement la pression, le gaz, la distance, ainsi que la nature du matériau, le potentiel électrique devient alors la variable d'ajustement que doit fournir le transformateur. La principale qualité et spécificité de l'architecture du transformateur piézoélectrique de type Rosen choisi est sa capacité à fournir un potentiel électrique de surface élevé. Le chapitre deux se consacrera à la caractérisation du transformateur piézoélectrique et à la modélisation de son comportement dans le but d'optimiser la génération d'un potentiel électrique favorisant l'apparition des décharges et de fournir les moyens nécessaires au dimensionnement et à la conception optimale des générateurs futurs. Le choix d'un modèle nécessite de bien appréhender la complexité des phénomènes auxquels est soumis le transformateur. Or dans ce cas d'étude le transformateur passe d'un fonctionnement hors décharge - donc non-amorti - à un cas en décharge - donc amorti - en considérant que le plasma est une charge électrique. Si les modèles déjà existants permettent de traiter le cas des transformateurs amortis, il n'existe que très peu de modèles traitant des transformateurs non-amortis et traitant de l'apparition des non-linéarités mécaniques dues aux fortes sollicitations nécessaires à la génération d'un potentiel électrique. Le modèle utilisé prend en compte des termes complémentaires aux relations usuelles afin de rendre compte de ce mode de fonctionnement spécifique. Le chapitre se conclura sur la comparaison des résultats du modèle développé étendu à l'évaluation de la distribution du potentiel de surface à ceux fournis expérimentalement par un dispositif de mesure spécifique.

Enfin le chapitre trois s'attache à l'étude du transformateur piézoélectrique en décharge. L'objectif étant de mieux appréhender les différents couplages physiques et les spécificités du transformateur en condition de décharge afin de donner les éléments de réflexion nécessaires à

l'amélioration du procédé de génération. L'importance des propriétés intrinsèques des matériaux ferroélectriques ayant été rappelée dans le chapitre un à travers l'état de l'art d'une part et l'émission électronique ferroélectrique d'autre part, ce chapitre commence par une étude préliminaire qualitative de l'effet de la haute permittivité des céramiques ferroélectriques sur la décharge à partir d'un dispositif plan-plan. Ce choix permet de s'affranchir des géométries et de la distribution du potentiel électrique de surface du transformateur ainsi que de ses comportements non-linéaires, tout en permettant de se raccrocher à un cas d'étude largement éprouvé par la communauté scientifique. A partir de cette base de connaissance, l'étude du transformateur s'effectue à partir de deux configurations : un cas basse pression et un cas haute pression générant des décharges de surface. L'objectif principal est d'étudier l'influence des propriétés intrinsèques au transformateur piézoélectrique (forte permittivité et distribution du potentiel électrique à la surface) sur le comportement de la décharge.

Enfin ce mémoire de thèse synthétisera au travers de la conclusion générale, les principaux aboutissements et perspectives qui découlent de ces travaux.

Chapitre 1 : Etat de l'art

Table de matières :

1.1	Introduction	7
1.2	La piézoélectricité appliquée à la génération de décharges.....	7
1.2.1	La piézoélectricité.....	7
1.2.2	Les transformateurs piézoélectriques dédiés à la génération de décharge.....	13
1.3	Propriétés des céramiques ferroélectriques pour la génération d'une décharge plasma	22
1.3.1	Introduction	22
1.3.2	Principes physiques de l'émission électronique (EE) et de l'émission électronique ferroélectrique (FEE).....	23
1.3.3	Influence des charges écrans à la surface des matériaux ferroélectriques sur l'émission électronique ferroélectrique	25
1.3.4	Origine des "faibles" FEE.....	27
1.3.5	Origine des "fortes" FEE	34
1.3.6	Influence des électrodes sur la distribution du champ électrique dans les cathodes ferroélectrique	35
1.3.7	Conclusion sur l'émission électronique ferroélectrique	40
1.4	Conclusion.....	41

1.1 Introduction

Ce chapitre se décompose en deux parties. Tout d'abord un bref rappel du phénomène piézoélectrique et de la théorie qui en décrit les interactions est effectué. Après une introduction du principe de transformateur piézoélectrique, un état de l'art sur son exploitation pour la génération directe de décharges plasmas est entrepris. A partir de ces différentes études menées jusqu'à ce jour, un certain nombre de problématiques jugées intéressantes seront mises en avant et serviront comme accroche pour la suite de cette thèse.

La seconde partie de l'état de l'art s'ouvrira à l'étude des propriétés des matériaux ferroélectriques pour la génération de plasma. Un rappel du phénomène d'émission électrique à partir d'un diélectrique précédera celui de l'émission électronique d'un matériau ferroélectrique. Pour finir, un bref état de l'art sur la génération d'émission électronique ferroélectrique pour deux champs d'étude en particulier, dont celui de la génération d'un plasma, conclura ce chapitre.

1.2 La piézoélectricité appliquée à la génération de décharges

1.2.1 La piézoélectricité

La définition première de la piézoélectricité est la capacité d'un matériau à se polariser électriquement lorsqu'une contrainte mécanique est appliquée à sa surface. Cette conversion électromécanique est qualifiée d'effet piézoélectrique direct. Celle-ci étant réversible, l'application d'un champ électrique entraîne la déformation du matériau et est appelé l'effet piézoélectrique inverse.

Suite à la première observation de l'effet direct attribuée à Haüy (1817) puis de l'étude systématique entreprise par les frères Jacques et Pierre Curie (1880), Lippmann suggère en 1881 l'existence de l'effet inverse. L'étude systématique par les frères Curie des différentes structures cristallines des matériaux piézoélectriques a permis d'énoncer un certain nombre de lois permettant de prédire systématiquement l'apparition de ces propriétés.

Malgré une description mathématique formelle des milieux anisotropes et plus particulièrement des phénomènes piézoélectriques proposés par Voigt (1890-1892), s'appuyant sur la notion de tenseur et la théorie de l'élasticité des cristaux, la première application concrète par Paul LANGEVIN ne verra le jour qu'en 1916-1917 sous la forme d'un transducteur dédié à l'émission ultrasonique sous-marine.

En 1944 A.R. Von Hippel découvre que le titanate de baryum ($BaTiO_3$) possède les propriétés d'un matériau piézoélectrique et ferroélectrique, ce qui conduit dans les années 1950 au déploiement des transducteurs piézoélectriques, dont la propriété est acquise à partir d'une polarisation électrique.

Aujourd'hui le matériau de type PZT basé sur des solutions solides zircono-titanate de plomb est largement employé, à l'instar des applications de type transformateur piézoélectrique abordées dans ces travaux de thèse. Toutefois la présence de plomb dans ce matériau fritté encourage encore à y trouver des alternatives en accord avec la directive RoHS.

Différentes déclinaisons de ces matériaux actifs apparaissent telles que les premiers matériaux plastiques piézoélectriques développés en 1969 par KAWAI, les PLZT qui sont des matériaux transparents, ou encore des matériaux composites, barreaux piézoélectriques noyés ou enrobés dans des matériaux polymères. L'amélioration des propriétés électroactives de ces

matériaux monocristallin ou polycristallin est une préoccupation courante en science des matériaux, encouragée par une demande permanente de la part du secteur industriel pour l'amélioration des applications existantes ou innovantes.

1.2.1.1 Propriétés et définition

Le phénomène piézoélectrique n'apparaît que dans des matériaux diélectriques présentant une dissymétrie dans leur maille cristalline. Sur les 32 classes cristallines existantes (Figure 1), 21 sont dépourvues de centre de symétrie. Hormis la classe hémédrique du système cubique (432), toutes bénéficient de la propriété piézoélectrique.

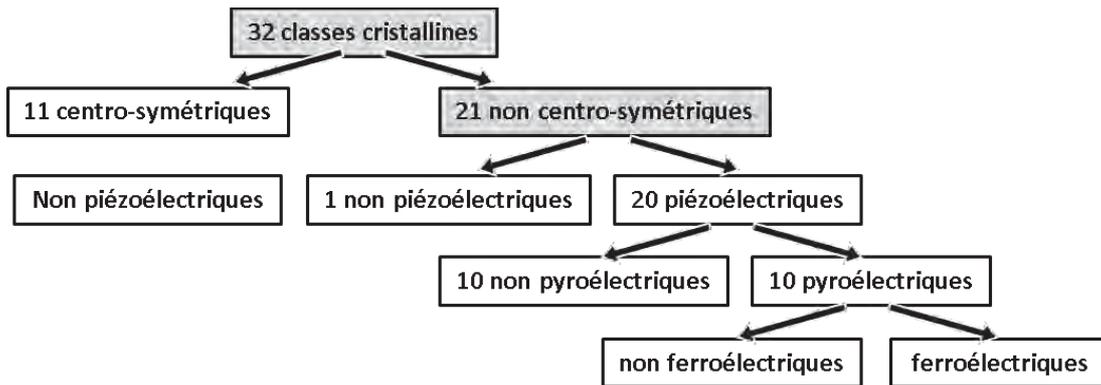


Figure 1 - Diagramme des propriétés

Pour comprendre comment un champ électrique est capable d'être généré à partir d'une céramique piézoélectrique, une illustration simple est faite à partir d'une maille élémentaire (Figure 2). Physiquement, la déformation du matériau par l'application d'un stress mécanique entraîne la déformation de chaque maille élémentaire qui le compose. Si une dissymétrie est bien présente alors le déplacement du barycentre des charges électriques produira un champ électrique non nul dans la maille. C'est la somme de ces contributions élémentaires qui conduit à un champ électrique macroscopique et finalement à l'apparition d'un potentiel électrique sur les surfaces partiellement électrodées du matériau.

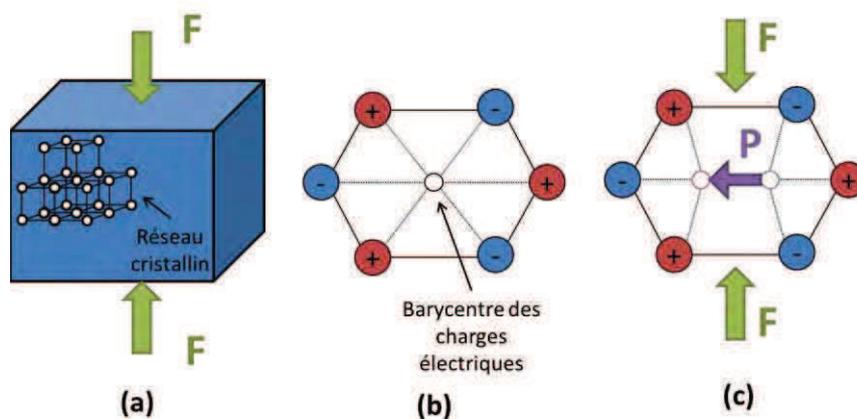


Figure 2 - Principe de l'effet piézoélectrique direct

Les propriétés thermiques, mécaniques et électriques des matériaux piézoélectriques sont identifiées par un ensemble de grandeurs physiques intensives et extensives telles que la température θ , l'entropie σ , le tenseur des contraintes $\{T\}$, le tenseur des déformations $\{S\}$, le champ électrique $\{E\}$ et l'induction électrique $\{D\}$. Les nombreuses interactions entre ces grandeurs sont schématisées Figure 3 et peuvent être résumées aux trois effets: la piézoélectricité, la pyroélectricité et la thermoélasticité.

La prise en compte simultanée de ces interactions étant relativement complexe d'une part et l'intérêt portant essentiellement sur le couplage piézoélectrique d'autre part, une simplification de l'étude consiste à négliger les effets de la température et de l'entropie (processus adiabatique). Cette simplification est renforcée par le fait d'utiliser des matériaux de type PZT dont les couplages thermoélectriques et thermoélastiques sont relativement faibles. Par conséquent dans la suite de l'étude les coefficients intervenant dans les équations constitutives de la piézoélectricité seront considérés indépendants de la température.

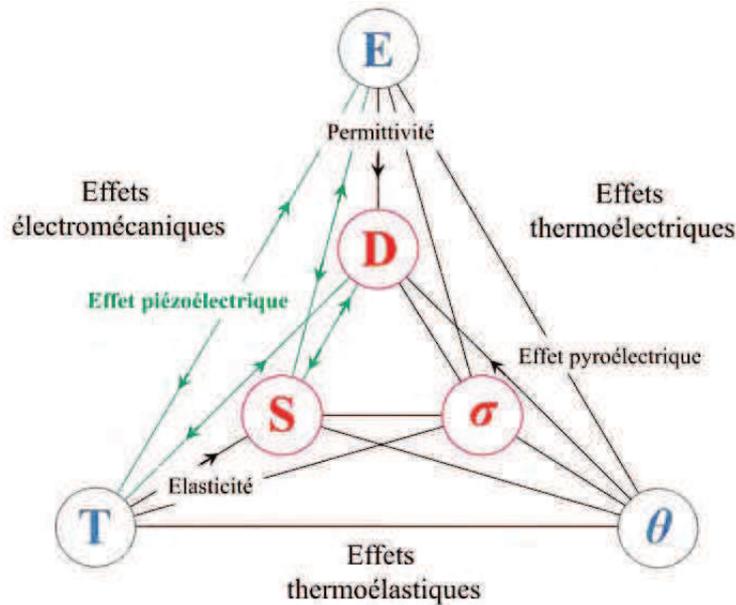


Figure 3 - Schéma de couplage multiphysique au sein des matériaux piézoélectriques

1.2.1.2 Modes de couplage piézoélectrique élémentaires

La piézoélectricité étant un phénomène de couplage entre l'énergie élastique et l'énergie électrique, les équations piézoélectriques (1) relient donc une variable mécanique (déformation S ou contrainte T) à une variable électrique (induction D ou champ électrique E) et peuvent être utilisées pour l'étude de phénomènes piézoélectriques adiabatiques (vibrations rapides) ou isothermes (déformation statique ou lentement variable).

$$\begin{cases} \{T\} = [c^D]\{S\} - [h]^T\{D\} \\ \{E\} = -[h]^T\{S\} + [\beta^S]\{D\} \end{cases} \quad \begin{cases} \{S\} = [s^D]\{T\} + [g]^T\{D\} \\ \{E\} = -[g]\{T\} + [\beta^T]\{D\} \end{cases} \quad (1)$$

$$\begin{cases} \{S\} = [s^E]\{T\} + [d]^T\{E\} \\ \{D\} = [d]\{T\} + [\varepsilon^T]\{E\} \end{cases} \quad \begin{cases} \{T\} = [c^E]\{S\} - [e]^T\{E\} \\ \{D\} = -[e]^T\{S\} + [\varepsilon^S]\{E\} \end{cases}$$

Le Tableau 1 indique les notations adoptées.

Tableau 1 - Définition des matrices

Matrice	Notation	Définition	Unité
Mécanique	$[c^D]$	Rigidité à $\{D\}$ constant	N/m^2
	$[c^E]$	Rigidité à $\{E\}$ constant	N/m^2
	$[s^D]$	Souplesse à $\{D\}$ constant	m^2/N
	$[s^E]$	Souplesse à $\{E\}$ constant	m^2/N
Piézoélectricité	$[h]$	Matrice reliant $\{S\}$ à $\{E\}$ à $\{D\}$ constant	N/C ou V/m
	$[g]$	Matrice reliant $\{T\}$ à $\{E\}$ à $\{D\}$ constant	m^2/C ou Vm/N
	$[d]$	Matrice reliant $\{T\}$ à $\{D\}$ à $\{E\}$ constant	C/N ou m/V
	$[e]$	Matrice reliant $\{S\}$ à $\{D\}$ à $\{E\}$ constant	C/m^2 ou N/Vm
Diélectrique	$[\beta^S]$	Impermittivité à $\{S\}$ constant	m/F
	$[\beta^T]$	Impermittivité à $\{T\}$ constant	m/F
	$[\varepsilon^S]$	Permittivité à $\{S\}$ constant	F/m
	$[\varepsilon^T]$	Permittivité à $\{T\}$ constant	F/m

Les matrices de constantes mécaniques, électriques et piézoélectriques traduisent les différents couplages pouvant exister suivant les dimensions de l'espace. Ainsi les contraintes mécaniques sont définies par un tenseur d'ordre 2.

En jouant judicieusement sur le rapport des dimensions ainsi que sur les axes de polarisation, il est possible de décrire les différents couplages électromécaniques suivant 4 modes principaux ; transversal, longitudinal, cisaillement et radial.

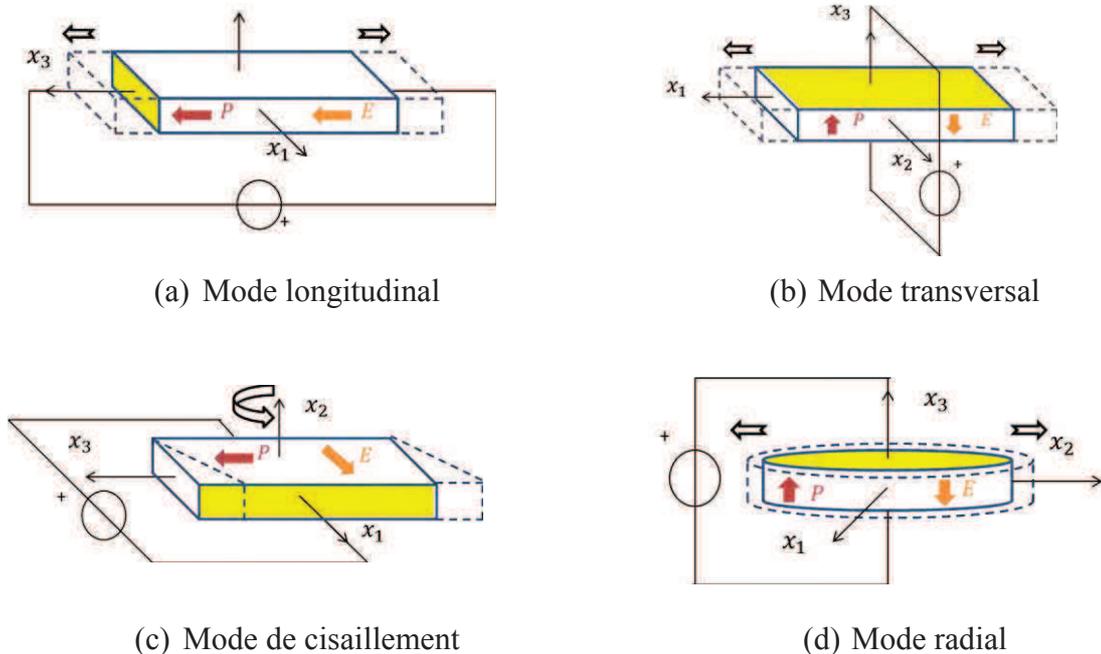


Figure 4 - Modes de couplages piézoélectriques élémentaires

Chacun d'eux est décrit par un coefficient de couplage noté k et défini par les éléments des matrices des constantes mécaniques, piézoélectriques et diélectriques du matériau. Ce coefficient de couplage caractérise l'aptitude du matériau à convertir de façon réciproque l'énergie élastique en énergie électrique. S'il est envisageable de l'associer à un taux de conversion, il ne peut être pris comme un rendement de conversion. De même sa définition (2) ne permet de le calculer seulement que pour des modes provenant de géométries particulières conduisant à un modèle unidimensionnel :

$$k = \frac{d}{\sqrt{\epsilon^t s^E}} \quad (2)$$

Les principaux modes de couplage sont illustrés Figure 4: mode longitudinal (33), transversal (31), radial, de cisaillement (15).

En prenant l'exemple d'un parallélépipède polarisé selon l'épaisseur (Figure 4 (b)), le couplage k_{31} sera favorisé si la largeur l et l'épaisseur du parallélépipède sont petites devant la longueur L . Conformément à l'application du coefficient de Poisson, la déformation suivant L sera privilégiée comparée à ses directions orthogonales.

Puisque ce procédé de conversion d'énergie est réversible, il apparaît possible d'associer deux (ou plus) éléments, l'un faisant intervenir l'effet inverse, l'autre l'effet direct. Ces deux éléments couplés mécaniquement forment un transformateur piézoélectrique, dont la transformation repose sur la double conversion électromécanique. Les combinaisons géométriques sont innombrables mais les plus couramment rencontrées se résument à celles qui optimisent au mieux les couplages précédemment cités.

1.2.1.3 Les transformateurs piézoélectriques

Historiquement la première structure de type transformateur électrique conçue à partir de cristaux piézoélectriques doit être attribuée à Alexander McLean Nicolson en 1920. Cependant l'histoire retiendra particulièrement le nom de C.A. Rosen qui sera le premier à breveter en 1954 une structure élévatrice de tension façonnée dans un barreau de titanate de baryum $BaTiO_3$ et qui donnera son nom à cette géométrie ; le transformateur de type *Rosen*.

Le développement significatif des transformateurs coïncide avec l'apparition des céramiques ferroélectriques de type pérovskite dans les années 1950. La pérovskite désigne à l'origine le minéral $CaTiO_3$ (titanate de calcium) découvert par l'allemand Gustav Rose en 1839. Cette désignation s'est généralisée à la famille des systèmes cristallins orthorhombiques des oxydes de formule générale ABO_3 (Figure 5). Cette formulation est commune aux céramiques ferroélectrique les plus utilisées tel que les PZT $Pb(Zr_xTi_{1-x})O_3$ mais aussi $PbTiO_3$, $BaTiO_3$, $KNbO_3$, $LiNbO_3$, $LiTaO_3$, $BiFeO_3$, $NaxWO_3$, $Ba_2NaNb_5O_{15}$, $Pb_2KNb_5O_{15}$.

Aujourd'hui le développement des transformateurs piézoélectriques est motivé par la demande de miniaturisation requise dans les domaines des télécommunications, du transport, du médical, faisant intervenir des sources d'énergie électrique compactes de quelques Watts à quelques dizaines de Watts. Face au transformateur électromagnétique et leur bobinage encombrant, les transformateurs piézoélectriques deviennent alors une solution avantageuse. En effet, associé à une grande compacité, ils présentent d'excellent rendement, une bonne fiabilité, une puissance volumique et une compatibilité électromagnétique accrue. A noter que si le transformateur est utilisé pour l'adaptation en tension, il est également employé pour son excellente isolation galvanique. Malgré ses nombreux avantages, il faut néanmoins noter que les transformateurs piézoélectriques souffrent d'une grande sensibilité à la charge électrique,

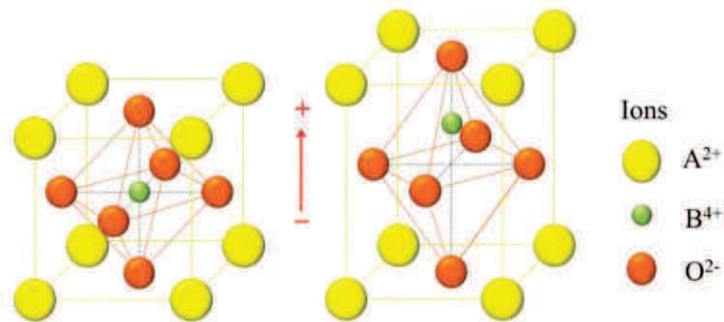


Figure 5 - Maille élémentaire de type pérovskite de formule générale ABO_3 . A gauche : structure cubique non polarisée (phase paraélectrique au-dessus de la température de Curie) ; à droite : structure tétragonale polarisée (phase ferroélectrique en-dessous de la température de Curie)

ainsi qu'un comportement résonnant, si bien qu'ils requièrent le plus souvent une architecture d'alimentation spécifique et une régulation.

Un transformateur piézoélectrique est le plus généralement constitué d'un bloc uniforme de céramique sur lequel sont disposées deux électrodes au primaire et deux électrodes au secondaire. Une tension électrique alternative est appliquée au primaire du transformateur ce qui a pour effet la déformation de tout le matériau, particulièrement lorsque l'excitation coïncide avec une fréquence de résonance de la structure. La vibration mécanique ainsi créée va en retour induire une tension électrique au secondaire du transformateur par effet piézoélectrique direct. Le dispositif met en œuvre une double conversion électromécanique puis mécanoélectrique, la vibration de la céramique devenant le vecteur de transfert de la puissance électrique. L'efficacité du transformateur n'est atteinte qu'aux alentours des fréquences de résonance mécanique de la structure. Ces dernières sont dépendantes des dimensions, des propriétés du matériau, mais aussi des conditions de charge au primaire et secondaire du transformateur.

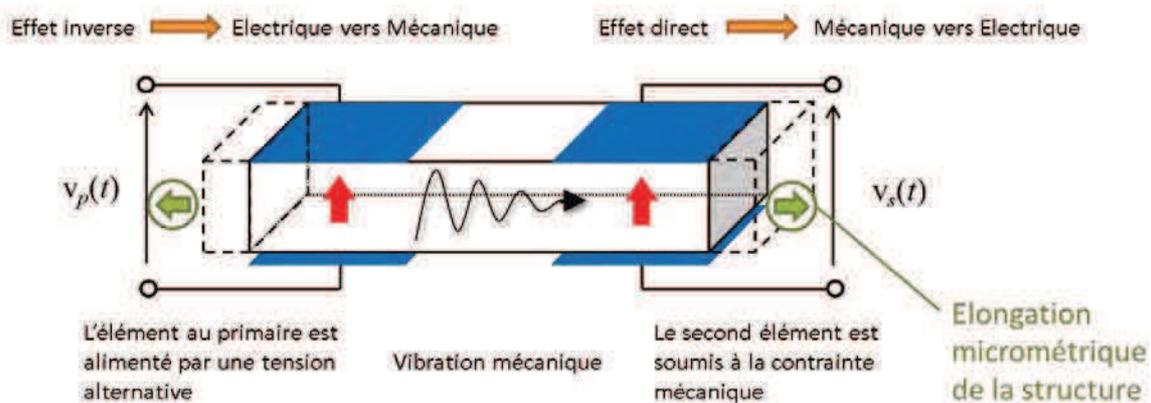


Figure 6 - Principe de fonctionnement d'un transformateur piézoélectrique

1.2.1.4 Transformateur piézoélectrique de type Rosen

Le transformateur piézoélectrique de type Rosen est sans doute la structure qui a été la plus étudiée [1], principalement en raison de son gain en tension très élevé. Son architecture favorise naturellement une déformation longitudinale. Pour cela le primaire est polarisé selon

l'épaisseur et le secondaire selon la longueur ce qui permet l'exploitation simultanée des modes transversal {31} au primaire et longitudinal {33} au secondaire.

La résonance mécanique est quant à elle directement proportionnelle à la longueur du transformateur. A noter que le gain dépend lui aussi de la géométrie puisqu'il augmente avec le rapport L/e . Enfin, il est possible de feuilletter le primaire du transformateur ce qui aura pour effet, de modifier le gain en tension, l'impédance d'entrée et enfin d'accroître notablement la puissance de sortie.

Parmi les inconvénients de ce transformateur, il faut souligner leur fragilité mécanique, notamment lorsqu'ils sont soumis à de fortes vibrations. En effet l'exploitation simultanée de deux modes différents (transversal et longitudinal) fragilise le transformateur particulièrement à l'interface primaire/secondaire. Une fatigue prématurée de la céramique couplée à des sollicitations mécaniques trop importantes peuvent entraîner une rupture de la structure.

Les contraintes thermiques sont également limitantes puisqu'au-delà de la valeur dite de Curie, la polarisation ainsi que l'effet piézoélectrique disparaissent. Cette limite en température est dépendante du matériau employé et est généralement comprises entre 150°C et 300°C.



Figure 7 - Architecture du transformateur de type Rosen

1.2.1.5 Transformateur à mode radial

S'il existe un très grand nombre de transformateurs piézoélectriques, à ce jour, seules deux architectures semblent susceptibles de répondre au besoin de gain en tension pour la génération de décharges plasmas. Après le transformateur de type Rosen précédemment présenté, le transformateur à mode radial (Figure 8) a été étudié dans différents travaux de recherche. Ce transformateur cylindrique présente une épaisseur bien inférieure au rayon et est polarisé suivant l'épaisseur. Suivant différentes études, l'alimentation électrique au primaire s'effectue soit à partir d'électrodes apposées sur la périphérie, soit au centre de la céramique, le secondaire étant le réciproque. Contrairement au transformateur de type Rosen le mode de couplage (transversal) est similaire au primaire et secondaire et l'onde mécanique sollicitée se propage suivant le rayon. A noter que la sollicitation bidimensionnelle améliore légèrement le couplage $k_p > k_{31}$. Par ailleurs, la modification des rayons des électrodes primaires et secondaires influe fortement sur le gain en tension et requiert donc une attention particulière.

1.2.2 Les transformateurs piézoélectriques dédiés à la génération de décharge

Il est possible d'isoler deux champs d'étude intéressants dans lequel les transformateurs piézoélectriques sont utilisés pour la génération de décharges électriques. Le transformateur piézoélectrique de type Rosen étant reconnu pour un fort gain en tension et une faible puissance, il a naturellement été employé comme élément élévateur de tension notamment pour l'alimentation des lampes à cathode froide [2], utilisées notamment pour le rétro-éclairage des écrans plats à cristaux liquides (LCD) dès les années 90. Un autre avantage à son utilisation pour les lampes CCFL est son comportement résonant, qui permet d'ajouter la fonction de

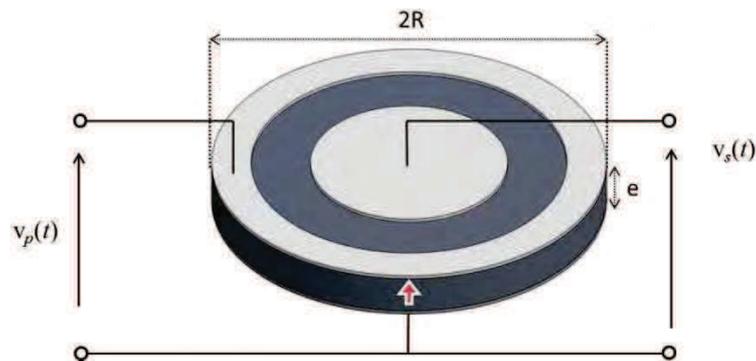


Figure 8 - Transformateur Radial

starter lors de l'allumage, puis de fonctionner à tension réduite (tension de maintien) une fois la phase d'allumage terminée.

Dans cette utilisation, le transformateur n'est pas en contact direct avec la décharge électrique et son rôle se résume à la génération d'une haute tension qui sera transmise à la charge par un réseau électrique. En outre la nature non-linéaire et complexe de la charge électrique constituée par la décharge plasma impose de fortes contraintes dynamiques sur l'alimentation. Par conséquent l'étage d'alimentation du transformateur constitue un sujet de recherche actif au même titre que le transformateur lui-même [3]. Cette configuration de générateur à décharge « déportée », bien que d'un très grand intérêt, ne sera pas détaillée dans ce document.

Les travaux discutés dans ce mémoire porteront sur une autre mise en œuvre du transformateur piézoélectrique, qui utilise directement la surface du secondaire comme support de la décharge. Ce second champ d'étude très récent fait l'objet ci-dessous d'un état de l'art étendu. Celui-ci porte dans un premier temps sur une synthèse des applications, permettant dans le même temps d'introduire la majorité des équipes de recherches actives dans ce domaine. Le comportement spatio-temporel des décharges électriques étant très dépendant de la distribution du potentiel électrique, une synthèse des travaux sur cette problématique est effectuée dans un second temps. De même la particularité des matériaux céramiques de type PZT étant leur haute permittivité ($\epsilon_r > 1000$ pour la plupart), une synthèse des études portant sur l'influence de cette propriété sur la génération de décharge électrique est effectuée. Enfin l'influence de la géométrie particulière du transformateur sur l'évolution spatio-temporelle de la décharge ainsi que des charges de surfaces est traitée.

1.2.2.1 Etat de l'art des applications

Les premières publications faisant référence à la génération de décharge de Townsend à l'aide de transformateur piézoélectrique datent des années 2000-2001 [4] et sont attribuées à K. Teranishi, S. Suzuki et H. Itoh. Leur travaux ont mené à une exploration systématique des évolutions spatio-temporelles des décharges à basse pression pour divers gaz [4]–[8], puis au développement d'un dispositif de décharge à barrière diélectrique (DBD) [9]–[14] dédié à la génération d'ozone ou à la réalisation d'une lampe excimère. Dans le but d'optimiser leur dispositif, Teranishi et al. se sont particulièrement intéressés aux phénomènes d'auto-organisation présents entre la surface du transformateur et le diélectrique qui lui fait face [15].

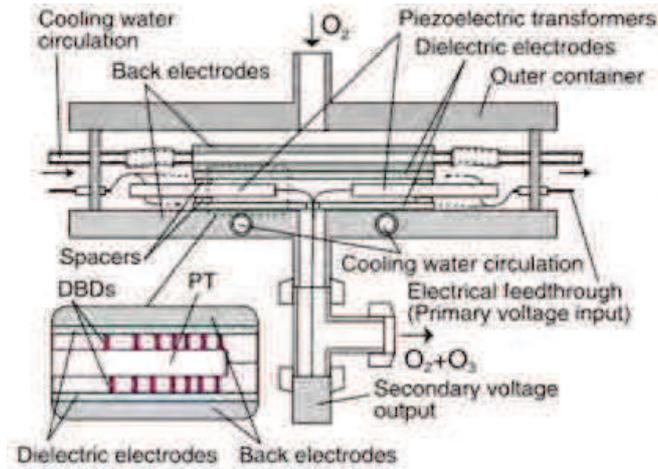


Figure 9 - Transformateur Radial

En parallèle des travaux très abondants de Itoh *et al*, il faut noter les investigations de M. Teschke et J. Engemann [16] sur des structures piézoélectriques innovantes dédiées à la génération de décharges plasmas principalement orientées vers le domaine biomédical (Figure 10 (a)-(c)). Ces études se concrétisent par un brevet en 2009 [17] ainsi que par la réalisation d'un micro jet plasma à partir d'un transformateur Rosen cylindrique (Figure 10 (f)).

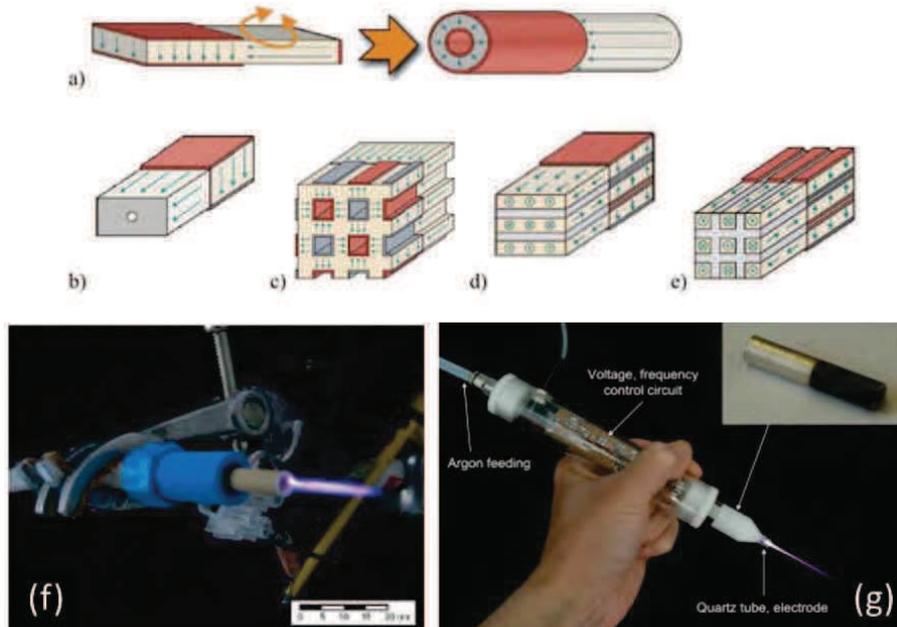


Figure 10 - Concept de géométrie innovante à partir du transformateur piézoélectrique de type Rosen (a)-(e) [16], photographie d'un micro-jet plasma conçue autour d'un Rosen cylindrique (f)-(g) [16] [19]

Cette réalisation fut reprise peu après par A. Brocklaus *et al* [3] (Figure 10 (g)) et a abouti en 2014 à la conception d'une application grand public sous la forme du micro jet plasma Piezo Brush PZ2®. A noter qu'il existe encore très peu d'études sur l'efficacité de ce type de générateurs piézoélectriques pour la décontamination ou toute autre application dans le biomédical [18].

Pour finir cet état de l'art des applications, les travaux menés par Scott D. Kovaleski *et al* sont particulièrement intéressants. Les sources plasmas développées pour la micro-propulsion satellite étaient initialement réalisées avec des matériaux Ferroélectriques (FPS) pour tirer profit de leur haute permittivité. Au cours des investigations expérimentales, ils se sont aperçus qu'autour de certaines fréquences d'alimentation, les performances étaient significativement améliorées. Ce constat coïncide avec l'excitation des modes de résonance de la céramique utilisée, et donc de ses propriétés piézoélectriques intrinsèques. La Figure 11 illustre la géométrie du micro-propulseur piézoélectrique.

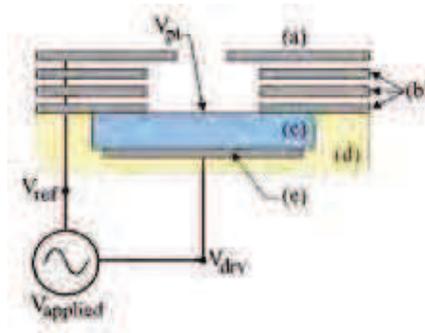


Figure 11 - Schéma en coupe d'une Source Plasma utilisant un Transformateur Piézoélectrique, jeux d'électrode permettant de modifier le diamètre d'ouverture en sortie (a), électrode annulaire (b), disque piézoélectrique LiBO_3 (c), support de la céramique (d), électrode d'alimentation (e) [20]

1.2.2.2 Distribution du potentiel de surface

H. Itoh *et al* ont pu mettre en exergue dès le début de leurs études le couplage existant entre la distribution du potentiel électrique de surface du transformateur piézoélectrique et l'évolution spatio-temporelle de la décharge (Figure 12).

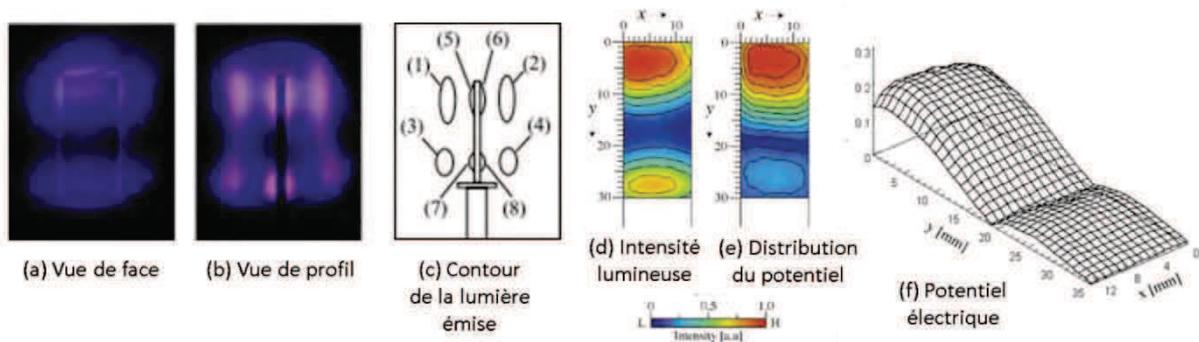


Figure 12 - Photographie d'une décharge électrique générée par un Transformateur Rosen (a)-(b) et représentation schématique des zones lumineuses (c). Dimensions $13 \times 60 \times 3\text{mm}$, alimentation 12V 52.61 kHz (mode λ) et pression 0.45 torr. Mesure de l'intensité lumineuse (d) et de la distribution du potentiel de surface en relatif (e)-(f) [4]

Ces mêmes constatations seront faites lors des travaux de Clément Nadal [21], confortées par la modélisation analytique de la distribution du potentiel électrique à la surface du transformateur Rosen, suivant différents modes vibratoires. La Figure 13 (d) montre la distribution normalisée des 4 premiers modes vibratoires suivant la longueur. Cependant l'amplitude de ses potentiels n'est pas égale et par conséquent, leur aptitude à la génération est

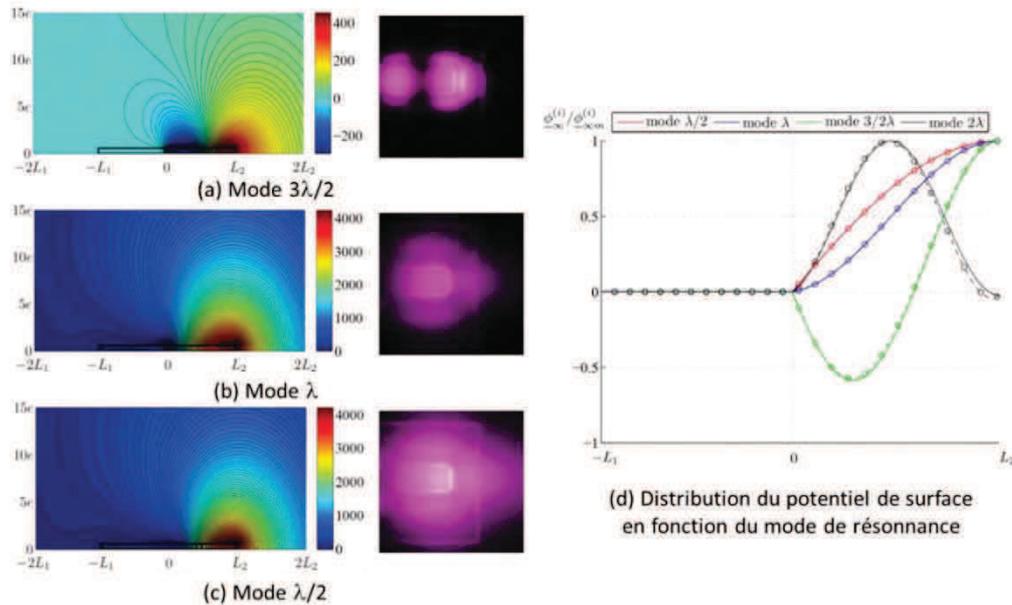


Figure 13 - Distribution du potentiel électrique dans l'environnement du transformateur pour le mode de résonance mécanique $3\lambda/2$ (a), λ (b), $\lambda/2$ (c), ainsi que la distribution du potentiel électrique de surface en fonction du mode de résonance (d) [21]

également différente. Les modèles développés dans sa thèse [21] ont conduit à une évaluation des maximums de potentiels atteints et à pointer les conditions requises pour la génération (effet de pointe, valeur minimale de potentiel de surface ...).

Enfin une modélisation numérique 2D de la distribution du potentiel électrique (hypothèse électrostatique hors décharge) a permis de mieux appréhender la répartition du champ électrique proche du transformateur avant l'apparition de la décharge électrique, en y confrontant l'évolution spatio-temporelle de la décharge Figure 13 (a)-(b)-(c).

Il apparaît alors essentiel d'évaluer et de mesurer expérimentalement le potentiel de surface afin de mieux comprendre l'évolution de la distribution du potentiel en fonction des paramètres de commande du transformateur, Itoh et al proposent alors une méthode simple et robuste [22], [23].

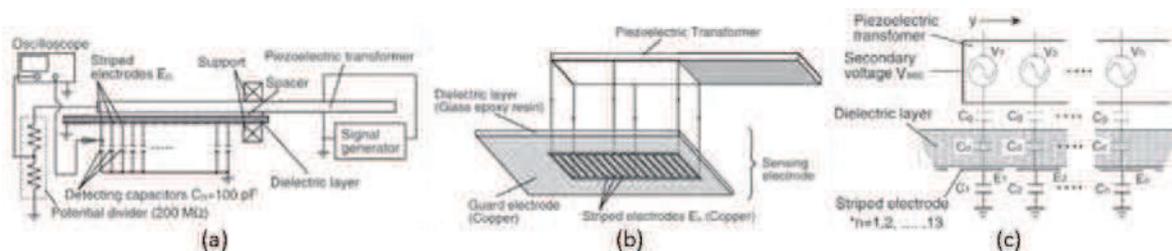


Figure 14 - Dispositif expérimental pour la mesure du potentiel (a), configuration de l'électrode pour la détection du potentiel de surface (b), agrandissement de la zone proche de l'extrémité du secondaire du transformateur (c) [22]

Le dispositif de mesure est illustré Figure 14, il consiste en un diélectrique positionné en vis-à-vis du transformateur et sur lequel une série d'électrodes est déposée. Le couplage capacitif ainsi formé permet de récupérer un courant de déplacement qui est à l'image du potentiel de surface. Une sonde de tension à travers un pont d'impédance permet également de

mesurer le potentiel électrique à l'extrémité du secondaire et ainsi de déterminer la valeur théoriquement maximale. A travers le développement de cette étude l'auteur aborde l'effet de la présence d'une résistance au secondaire du transformateur, les effets de bord ainsi que le couplage capacitif dû à la présence du diélectrique.

Il s'avère finalement que la présence d'une charge électrique au secondaire du transformateur modifie le comportement électromécanique du transformateur atténuant au passage le potentiel électrique de surface (Figure 15 (a)-(b)). La solution apportée par l'auteur pour s'affranchir de ce problème s'appuie sur un pont d'impédance de $1\text{G}\Omega$ [24]. Cependant, malgré une nette amélioration des mesures, une chute du potentiel reste présente à l'extrémité du transformateur (Figure 15 (b)). L'auteur attribuant alors celle-ci aux effets de bord, un étalonnage du dispositif est effectué à partir d'une électrode dont la géométrie est similaire au TP et ainsi en modifiant la capacité totale de chaque voie (Figure 15 (c)) l'auteur remonte au potentiel électrique théorique.

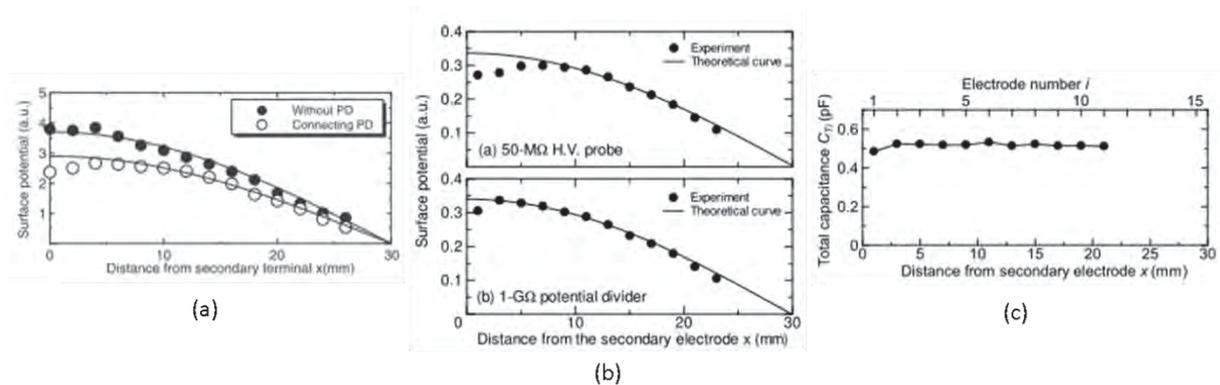


Figure 15 - Effet d'une charge électrique de $200\text{M}\Omega$ sur le potentiel de surface [9] (a), évolution du potentiel de surface pour différentes charges électriques (b) et mesure de la capacité total sur chaque électrode [23] (c)

Bien que l'auteur indique pouvoir revenir au potentiel électrique de surface sans charge au secondaire, il n'est fait aucune mention de la méthode utilisée pour obtenir ces courbes dites « sans pont d'impédance ». Les résultats de mesures annoncés restent donc sujets à discussions. De même les courbes théoriques sont données sans la moindre équation ou renvoi à un modèle théorique. Enfin l'auteur montre bien que malgré de nombreuses précautions et corrections, une chute de tension apparaît au secondaire et ceci sans pouvoir l'expliquer [23]. Une explication sera avancée à ce propos dans le chapitre suivant.

Pour finir, l'auteur mentionne dans ces travaux l'influence sur la tension au secondaire de la nature du matériau utilisé comme diélectrique en vis-à-vis du transformateur [12] (Figure 16). Lors de la conception du dispositif de mesure du potentiel de surface, la nature du diélectrique et sa position par rapport au transformateur doivent être pris en compte afin de ne pas modifier l'état de charge du transformateur et donc fausser la mesure.

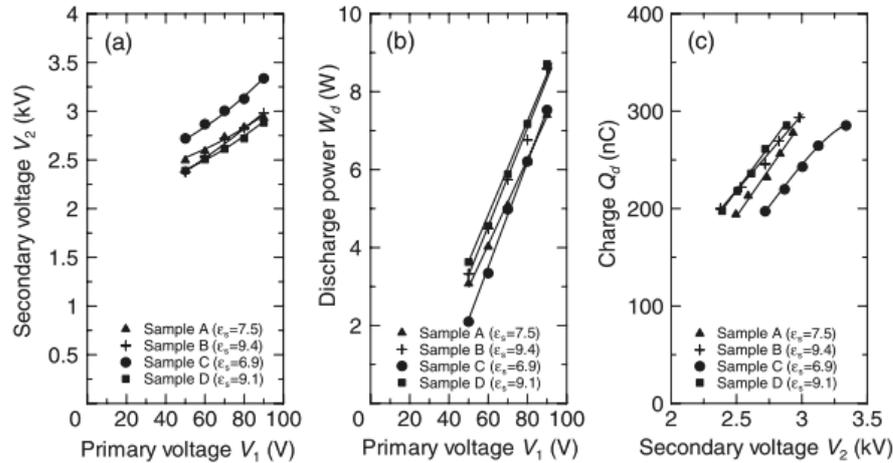


Figure 16 - Tension au secondaire et puissance de la décharge en fonction de la tension au primaire (a)-(b) et tension au secondaire en fonction de la charge transférée à la DBD (c) [12]

1.2.2.3 Mise en œuvre dans les barrières à décharges diélectriques (DBD)

Les céramiques piézoélectriques (et ferroélectriques) sont connues pour être des matériaux de très hautes permittivités. Cette propriété limite leur utilisation en tant que simple diélectrique dans les DBD [25]–[28] pour la raison suivante. Cette forte permittivité de la couche diélectrique implique une capacité équivalente très élevée dans une DBD, ce qui a pour conséquence d'augmenter la charge transférée à la décharge électrique, ce qui est évidemment le but recherché. Cependant, la conséquence de cet usage est le passage en régime filamentaire (malgré la couche diélectrique) de forte intensité, comme l'attestent les travaux de R. Li *et al* [26]. Dans beaucoup de cas les céramiques possèdent de faibles rigidités diélectriques ce qui entraîne des fissures du matériau.

Puisque le plus souvent les procédés plasma font appel aux structures de type des DBD pour des régimes homogènes, l'usage des matériaux de faibles permittivités (<10) demeurent privilégiés [28].

A l'inverse, Itoh *et al* réussissent à produire une DBD en régime filamentaire de faible intensité voire même homogène à partir d'un transformateur piézoélectrique (Figure 17). Pour ce faire un diélectrique transparent (Verre sodocalcique, MgF_2 , quartz) est placé en vis-à-vis du secondaire du transformateur, tandis que sur la face opposée du diélectrique une couche mince d'oxyde d'indium-étain (ITO) est déposée et reliée à la masse pour créer une contre-électrode elle aussi transparente.

Lorsque le transformateur est alimenté à sa fréquence de résonance ($\lambda/2$), une décharge se forme dans le gap entre le diélectrique sodocalcique et le secondaire porteur du potentiel électrique de surface. Un flux de gaz permet d'apporter une quantité régulière de dioxygène (O_2) et d'évacuer l'ozone (O_3) créé dans la décharge vers une sortie. Itoh *et al* montrent la capacité de leur dispositif à générer de manière permanente une décharge électrique dans différents gaz, et pour certains cas jusqu'à la pression atmosphérique (760 torr) (Figure 18). Par une méthode de Lissajous classique (Figure 17 (c)) le calcul de puissance montre que seulement 40% de la puissance injecté dans le transformateur serait transmise à la décharge, 60% étant perdu essentiellement au travers de l'échauffement de la céramique dû aux frottements internes [13].

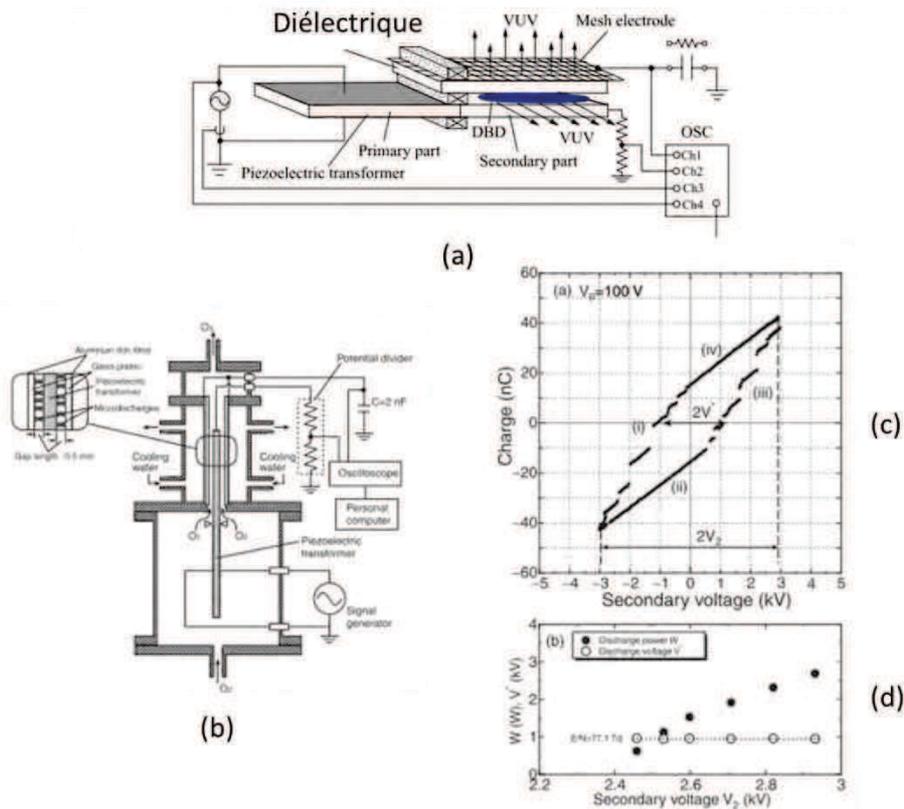


Figure 17 - Dispositif expérimental pour la génération d’ozone (a)-(b), mesure de la charge transférée à la DBD (c) et de la puissance transféré (d). Paramètres du dispositif DBD gap 0.5mm, Pont diviseur de tension 200MΩ, mode de résonance ($\lambda/2$) 26,74kHz

Pour comprendre les mécanismes à l’origine des régimes de décharge il faut admettre que si le régime de décharge est dépendant du gaz utilisé (Figure 18), celui-ci dépend aussi des paramètres de l’alimentation et de la capacité équivalente formée par les diélectriques comme le montrent les travaux de C. Bouzidi [27] en 2014. Ces travaux conduisent à conclure que pour un même gaz, l’obtention d’un régime homogène n’est possible que pour une faible fréquence et une faible capacité équivalente.

Le dispositif de Itoh *et al* est formé de deux diélectriques de natures différentes, d’un côté le transformateur piézoélectrique formé à partir d’une céramique (PZT) possédant une permittivité relative > 1000 et de l’autre un diélectrique d’une permittivité < 10 , soit l’association série d’une capacité élevée (PZT) et faible (diélectrique verre sodocalcique). Au final c’est la capacité la plus faible qui imposera la capacité équivalente du dispositif et donc les courants de décharges. Cela aura pour effet de diminuer le transfert de charge et d’empêcher la décharge de passer dans un régime filamentaire voire d’arc électrique.

Ces études ne permettent donc pas de mettre en avant les effets des fortes permittivités des transformateurs piézoélectriques mais au contraire qu’il est possible de les limiter et d’utiliser la propriété piézoélectrique indépendamment de leur permittivité.

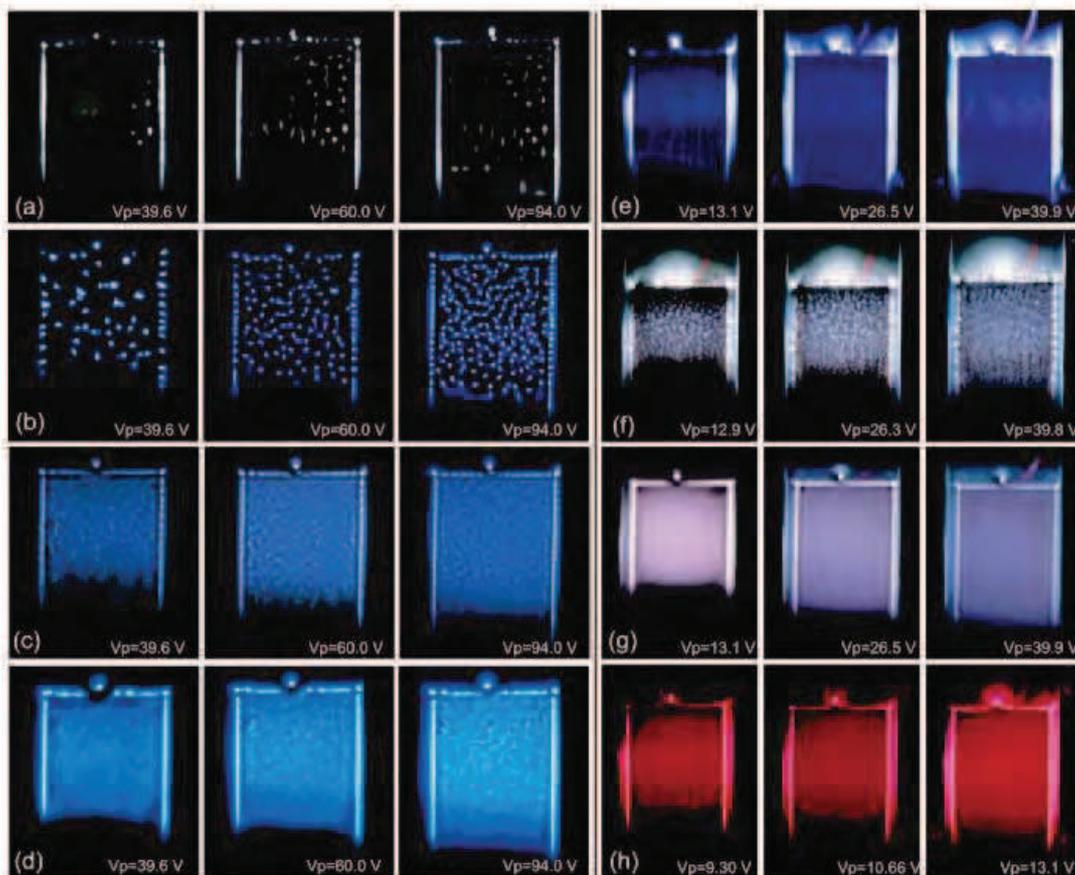


Figure 18 - Régime de la DBD dans des gaz moléculaires, (a) O₂, (b) air humide, (c) air sec, (d) N₂, (e) He, (f) Xe, (g) He-Xe (10,4%) et (h) Ne

1.2.2.4 Effet des géométries

L'influence de la géométrie du transformateur sur l'évolution spatio-temporelle de la décharge est évidemment considérable. Sur la majorité des photos Figure 18 une zone plus lumineuse apparaît sur le bord correspondant au contour du transformateur piézoélectrique. Si dans les DBDs homogènes un doute est permis quant à l'origine de cette luminosité localisée, dans les régimes filamenteux et particulièrement dans le gaz O₂ (Figure 18 (a)), la décharge apparaît uniquement sur les arrêtes du transformateur : preuve s'il en est de l'effet de la géométrie sur le comportement de la décharge. L'hypothèse principale avancée porte sur le renforcement du gradient de potentiel (c'est-à-dire le champ électrique). Or les décharges plasmas sont fortement sensibles au champ électrique, ce qui justifie notamment la mise en œuvre de structure type pointe plan pour les décharges couronne. Ce phénomène a été également observé par P. Rajasekaran [18] sur un transformateur piézoélectrique positionné seul dans un gaz d'hélium nitrogène à la pression atmosphérique. La décharge selon l'auteur apparaît uniquement dans les quatre coins à l'extrémité du transformateur et sur les arêtes.

La géométrie du transformateur, associée à la haute permittivité du matériau ferroélectrique, favorise un second phénomène qui se traduit par une polarisation négative de la surface. Ce phénomène a été entrevu par Itoh *et al.* sans toutefois en expliquer l'origine [7]. Ces travaux relatent l'apparition d'une composante continue à la tension mesurée au secondaire du transformateur durant la décharge. Ce phénomène a également été observé par Brian T.

Hutsel [20] sur son dispositif de micro-propulsion plasma, et ce malgré que la géométrie et les fréquences d'alimentation soient totalement différentes.

Ainsi les composantes continues négatives observées chez Itoh *et al* ainsi que B. T. Hutsel peuvent s'expliquer par l'apparition de charges de surface fournies essentiellement par le plasma en surface des céramiques. Ce phénomène est notamment observé dans les décharges capacitives Radio Fréquence (RF) lorsque l'électrode d'alimentation et l'électrode de masse sont de tailles différentes, la polarisation de surface apparaissant pour compenser le flux d'électrons et d'ions différents généré par chaque électrode. Dans le cas de B. T. Hutsel, l'électrode d'alimentation étant plus petite que l'électrode de masse, l'électrode d'alimentation se polarise négativement (Figure 19 (b)). En effet à partir du courant de décharge il est possible de calculer la charge délivrée au plasma et celle-ci apparaît bien négative (Figure 19 (c)) signe que l'émission électronique est supérieure à l'émission ionique.

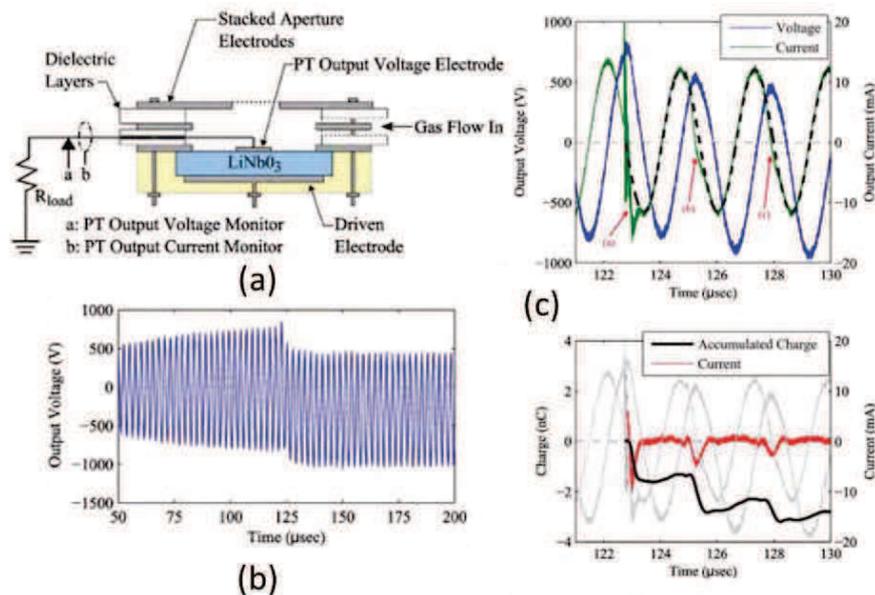


Figure 19 - Dispositif expérimental pour la mesure de la tension et du courant au secondaire du Transformateur Piézoélectrique (PT) (a). Tension au secondaire du PT lors de l'apparition de la décharge électrique (b). Analyse du courant au secondaire du transformateur (c)

La retranscription des observations de B. T. Hutsel au cas du transformateur de type Rosen indiquerait alors que la géométrie de celui-ci favorise la génération d'une charge électronique supérieure à la charge ionique. Cependant les différences entre les dispositifs étant trop importantes cette retranscription ne permet pas d'aller plus loin dans le raisonnement.

1.3 Propriétés des céramiques ferroélectriques pour la génération d'une décharge plasma

1.3.1 Introduction

Les travaux de H.T. Hutsel sur la génération de plasma à partir d'un dispositif utilisant les propriétés ferroélectriques d'une céramique couplées à l'utilisation des propriétés piézoélectriques de celle-ci, montrent qu'il y a une très grande porosité entre deux champs d'étude auparavant différents que sont les générateurs piézoélectriques de plasma et les sources

de plasma ferroélectrique (FPS). Mais au-delà de ces études, H.T. Hustsel met en avant les propriétés remarquables des matériaux ferroélectriques.

Ainsi les transformateurs piézoélectriques utilisés dans ces travaux de recherche sont réalisés à partir de matériaux ferroélectriques, et possèdent donc une polarisation rémanente. Ils sont donc piézoélectriques et pyroélectrique dans une moindre mesure. La pyroélectricité est la propriété d'un matériau à se polariser lorsqu'il est soumis à une variation de température. Or aucune étude précise n'a été entreprise à ce jour sur la contribution de ces propriétés intrinsèques dans le processus de création d'une décharge électrique depuis le secondaire d'un transformateur piézoélectrique. Il est aujourd'hui admis par exemple qu'un matériau ferroélectrique possède sur les faces polarisées une quantité de charges libres (ou plutôt faiblement liées) pouvant modifier la tension de claquage des matériaux.

Les propriétés Ferroélectriques, Pyroélectriques ainsi que Piézoélectriques des céramiques ferroélectriques sont étudiées avec grand intérêt depuis une cinquantaine d'années pour leur grande capacité d'émissivité électronique ferroélectrique (FEE) et depuis peu pour la conception de générateur plasma ferroélectrique (FPS). Un état de l'art de la contribution de la FEE et FPS est donc entrepris à partir d'une excellente revue sur le sujet publiée par Rosenman en 2000 [29] ainsi que des revues plus récentes, pour connaître leurs propriétés et les paramètres menant à leur manifestation. Une conclusion sera alors apportée sur les probabilités d'existence de tels phénomènes pour les transformateurs piézoélectriques et les études à mener pour les caractériser.

1.3.2 Principes physiques de l'émission électronique (EE) et de l'émission électronique ferroélectrique (FEE)

Les premières observations de l'effet FEE (Ferroelectric Electronic Emission) par effet pyroélectrique [30] et piézoélectrique [31] ont été effectuées par Rosenblum en 1974 et Rosenman en 1980. Il existe deux catégories d'émission électronique ferroélectrique : les faibles et les fortes. Les "faibles" FEE peuvent générer des densités de courant allant de 10^{-12} à 10^{-7}Acm^{-2} et l'émission apparaît depuis la surface de polarisation du matériau ferroélectrique. Les "fortes" FEE génèrent des densités de courant pouvant atteindre 100Acm^{-2} , l'émission apparaît elle aussi à la surface de polarisation des matériaux ferroélectriques mais les mécanismes à l'origine de l'émission sont différents, essentiellement dû à la présence d'une électrode connectée à la masse (0V) sur cette même surface. Les principes physiques ainsi que les dispositifs développés pour la génération de "faibles" et "fortes" FEE sont ainsi très différents même si des études récentes sur le sujet laissent à penser qu'il est possible dans certains dispositifs de type FPS, de faire coexister ces deux phénomènes [32].

A noter qu'il existe plusieurs hypothèses fournies par la communauté scientifique pour expliciter la présence d'un plasma à la surface des céramiques ferroélectriques générant de "fortes" FEE, ces hypothèses restent sujettes à caution et sont remises régulièrement en question [20].

1.3.2.1 Dans les matériaux para-électriques

Pour des matériaux ne possédant aucune propriété intrinsèque, l'émissivité électronique ne peut être explicitée qu'à partir de deux phénomènes physiques : "l'effet barrière" (ou "barrière de potentiel") et "l'effet tunnel". Dans un matériau, le transport de charges s'effectue sur des bandes de conduction ou bandes permises dépendantes de la structure cristalline de celui-ci. En raison de l'attraction de tous les ions répartis régulièrement dans le cristal, un électron de la bande de conduction n'est soumis en moyenne à aucune force. En se rapprochant

de la surface du matériau cette répartition n'est plus parfaite ce qui conduit à retenir l'électron dans le matériau. Il y a donc à la surface de tout matériau un champ électrique tourné vers l'extérieur, que l'on image par une "barrière de potentiel" et qui n'est franchissable qu'à la condition qu'un électron perde une quantité d'énergie cinétique égale à ce gain d'énergie potentielle (Figure 20 (a)): $\chi = qV_m$. χ est appelé travail, V_m le potentiel d'extraction.

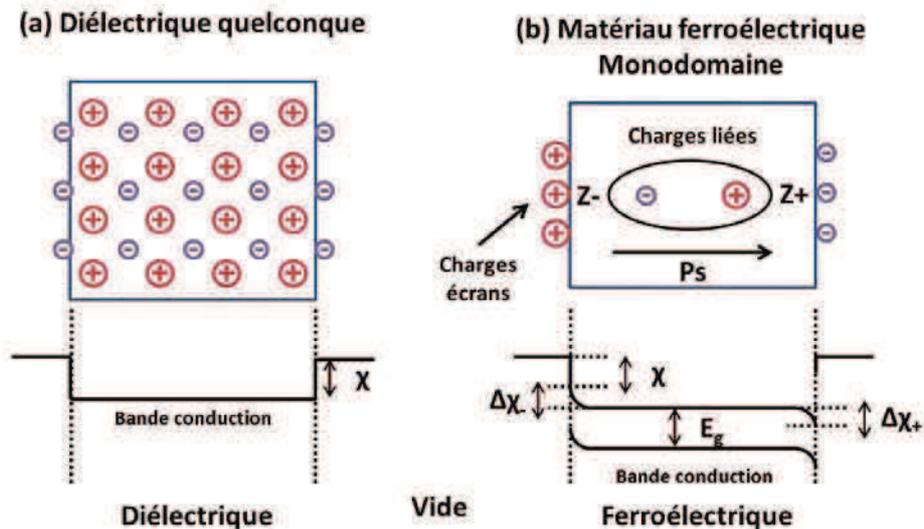


Figure 20 - Illustration de l'émission électronique et de la fonction de travail de sortie pour un matériau classique (a); pour un matériau ferroélectrique (b)

La première méthode pour franchir cette barrière de potentiel consiste à exciter la surface du matériau par une source d'énergie extérieure, par effet thermique (émission thermoélectrique), électronique (émission secondaire induite par la collision de charges avec la surface du matériau) ou encore par déséquilibre du champ électrique interne.

Le second phénomène à l'origine de l'émission électronique est appelé "effet tunnel" et comme son nom l'indique, il consiste à passer au travers de cette barrière. La compréhension de ce phénomène passe par la représentation quantique des électrons et leur probabilité de passer au travers de la barrière de potentiel. Les connaissances dans ce domaine étant elles aussi quantiques pour l'étudiant à l'origine de cette thèse, une simplification de ce phénomène est abordée ci-après. Une des méthodes permettant de provoquer l'effet tunnel passe par l'application d'un champ électrique externe en vis à vis de la surface du matériau, celui-ci va abaisser la barrière de potentiel et jouer le rôle "d'aspirateur" à l'électron. Pour de faibles excitations extérieures, l'émission électronique sera accrue et le champ électrique externe aura aussi tendance à accélérer les électrons, augmentant ainsi leur énergie.

1.3.2.2 ... et dans les matériaux ferroélectriques

En ce qui concerne les matériaux ferroélectriques, leur structure cristalline impose également une répartition homogène des ions et une bande de conduction pour le transport des charges au sein du matériau. Cependant à la surface à l'approche de la surface, la distribution du champ de polarisation devient non-homogène créant un champ de dépolarisation et un déséquilibre des charges locales qui doit être compensé pour respecter l'état d'équilibre dans cette zone. Deux mécanismes de compensation ont été identifiés, chacun d'eux passant par une représentation du matériau en bloc élémentaire appelé mono-domaine ferroélectrique. Chaque mono-domaine est représenté sous la forme d'un dipôle électrique (Figure 20 (b)). Lorsque le

matériau est dans une « phase ferroélectrique », les mono-domaines sont tous orientés dans la même direction, créant le champ de polarisation :

- Le premier mécanisme de compensation s'effectue par des monodomaines en surface orienté à 180° par rapport au sens de polarisation de la céramique, créant ainsi des charges électriques de signe opposé.
- La seconde explication (privilegiée et largement adoptée par la communauté scientifique) s'appuie sur l'existence de charges écrans. Un exemple (Figure 20 (b)) montre la répartition de ces charges en surface d'un mono-domaine ferroélectrique permettant un état de polarisation stable. Face à la terminaison positive du vecteur de polarisation ce sont les charges électroniques qui deviennent majoritaires, et face à la terminaison négative ce sont les ions.

La présence de ces charges en surface va impacter le niveau de la barrière de potentiel, ainsi que les niveaux de densité de courant de l'émission électronique. Le vecteur principal à la FEE reste la présence d'une polarisation rémanente. Ainsi, un écart de la polarisation spontanée depuis un état d'équilibre peut provoquer l'apparition d'un champ électrostatique intense à la surface qui à son tour génère une émission électronique.

Ces observations amènent à distinguer l'émission électronique provenant d'un matériau classique et d'un matériau ferroélectrique. L'émission d'électrons à partir de matériaux classiques est due à des changements dans le sous-système électronique du solide (modification d'un spectre d'état électronique, de la fonction de travail, ou de la pénétrabilité de la barrière de potentiel). Aucune modification ne survient dans le réseau cristallin lui-même. Dans le cas des matériaux ferroélectriques, même si beaucoup d'inconnues restent à élucider, il existe, en plus des interactions au niveau du sous-système électronique, des interactions dans le réseau cristallin dues à la polarisation rémanente. La FEE est toujours provoquée par l'excitation d'une source extérieure que ce soit par la modification de la température du matériau (effet pyroélectrique), l'application d'une contrainte mécanique (effet piézoélectrique), l'application d'un champ électrique (modification de l'état de polarisation) ou la perte de la polarisation rémanente par l'application d'un champ électrique et/ou d'une modification de température trop importante (changement de phase forcé).

1.3.3 Influence des charges écrans à la surface des matériaux ferroélectriques sur l'émission électronique ferroélectrique

Si la connaissance des mécanismes à l'origine des fortes et faibles FEE n'est pas complète, l'état des connaissances actuels permet de prédire un certain nombre de paramètres importants tels que la densité de charge à la surface des matériaux ainsi que les champs électriques à la surface des matériaux nécessaires à l'apparition d'une FEE.

Ainsi d'après le modèle admis par la communauté scientifique il est possible de calculer la densité de charges électroniques n_s à la surface de polarité positive des matériaux ferroélectriques (3) :

$$4\pi q\delta n_s = D \quad (3)$$

Où δ est l'épaisseur de la surface où les charges de surface sont localisées, q est la charge électronique et D le champ électrique d'induction. Par exemple pour une céramique $BaTiO_3$ le calcul donne $n_s = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

On peut aussi calculer les concentrations d'électrons en équilibre au cœur du matériau n_i , région neutre, et l'expression est similaire à celle de n'importe quel semi-conducteur (4) :

$$n_i = N_c \exp(-E_g/kT) \quad (4)$$

Où N_c est la densité d'états, E_g est l'énergie du gap, pour l'exemple de la céramique $BaTiO_3$ possédant $E_g = 3,2\text{eV}$, $n_i = 10^{-9}\text{cm}^{-3}$.

On constate donc que $n_i \ll n_s$, confirmant bien l'hypothèse que la compensation des champs de dépolarisation dans les monodomains des cristaux ferroélectrique est fournie par de fortes bandes de conduction Δ_{χ^+} et Δ_{χ^-} qui sont de signe opposé (Figure 20).

Les conditions basiques pour la génération d'électrons libres peuvent être résumées par l'existence de deux systèmes de charge : les charges liées responsables des polarisations spontanées et les charges écrans compensant la polarisation du matériau P_S et ses effets ci-dessus (Figure 20). La variation de P_S entraîne l'augmentation de charges déséquilibrées $\delta P_S = Q_\Sigma$ et la variation du courant de compensation. On peut alors écrire la somme totale des charges écran (5) :

$$Q_\Sigma = \int_0^t J_c dt + \int_0^t J_b dt + \int_0^t J_{em} dt \quad (5)$$

Le premier terme est une quantité de charge de commutation classique Q_{ext} provoquée par la commutation transitoire du courant de compensation J_c par les électrodes qui recouvrent les faces polaires via le circuit externe pendant le temps t_{sw} (Figure 21). Le second terme est la quantité de charge écran Q_b qui est fournie par le courant de conduction en volume J_b . La charge Q_b est redistribuée à proximité de chaque surface polaire à l'intérieur du cristal ferroélectrique suivant la loi suivante (6) :

$$Q_b = Q_{b0} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (6)$$

$$\tau = \varepsilon \frac{\varepsilon_0}{\sigma}$$

Avec τ temps de relaxation et σ conductivité du matériau. Le dernier terme J_{em} correspond finalement à la quantité de charge émise par émission électronique.

Pour les cas conventionnels (Figure 21 (a)) $J_c \gg J_b$ car la conductivité du matériau est très faible (Pour une céramique $LiNbO_3$ $\varepsilon_r = 50$ $\sigma = 10^{-17}\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ $\tau > 10^5\text{s}$). Les dispositifs utilisés pour la génération d'une FEE forte ou faible ont une face au moins non-électrodée (Figure 21 (b)), ce qui entraîne une modification dans le calcul des charges.

Une variation de la température ou de la contrainte mécanique génère des charges « pyroélectriques » ou « piézoélectriques » ΔP_S , qui sont à la source de deux champs électrostatiques (Figure 21 (b)). Le premier E_{dout} se situe dans le « gap », l'espace entre la surface non électrodée et le dispositif utilisé pour la détection de l'émission électronique, celui-ci participe à la création du courant d'émission électronique ferroélectrique. Le second E_{din} se situe à l'intérieur même du cristal ferroélectrique. Un exemple de calcul du champ

électrostatique est effectué à partir d'une céramique $LiNbO_3$ [29], un échantillon d'une épaisseur $d = 1mm$ polarisé selon l'épaisseur possédant un coefficient pyroélectrique $\gamma = 10^{-8} Ccm^{-2}K^{-1}$. Lorsque celui-ci est soumis à une variation de température $\Delta T = 10K$, l'effet pyroélectrique génère théoriquement un champ $E_{dout} = \Delta P_s / \epsilon_0 = 10^6 Vcm^{-1}$ ($\Delta P_s = \gamma \Delta T = 10^{-7} Ccm^{-2}$) pour un dispositif de mesure possédant un gap de $10\mu m$.

En résumé, la distribution non-homogène du champ de polarisation à la surface du matériau impose l'apparition de charges électriques nécessaires à l'état d'équilibre local. Par effet pyroélectrique, piézoélectrique, ou de commutation de la polarisation, des charges électrostatiques sont générées sur les surfaces polaires du matériau ferroélectrique perturbant alors l'état d'équilibre local. Quand le champ électrostatique à la surface atteint un niveau suffisant ($10^6 Vcm^{-1}$) le processus d'émission électronique ferroélectrique a lieu, permettant au matériau d'atteindre un nouvel état d'équilibre local.

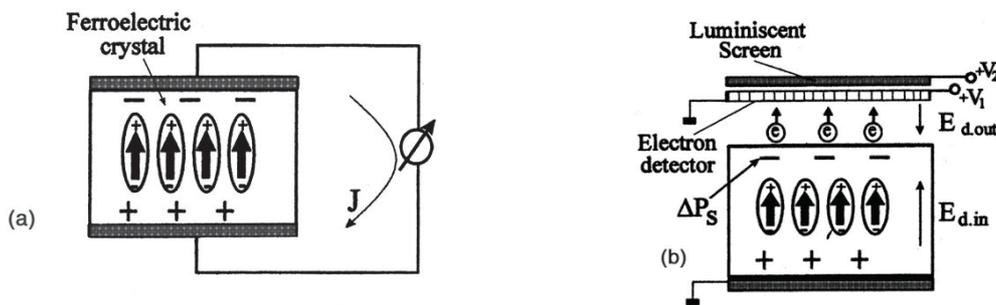


Figure 21 - (a) Dispositif conventionnel, (b) dispositif expérimental pour la génération d'une "faible" FEE et la mesure des courants de FEE [29]

1.3.4 Origine des "faibles" FEE

Les "faibles" FEE sont observées pour des effets pyroélectriques, piézoélectriques et durant des commutations de polarisations. Les dispositifs utilisés pour leur étude sont très proches de ceux présentés (Figure 21 (b)). Une description de chaque effet est proposée ci-dessous.

1.3.4.1 Origine des champs électriques permettant la "faible" FEE

Une variation de la température, de la contrainte mécanique, ou l'apparition d'une polarisation inverse au sein du matériau cause une déviation de la polarisation spontanée ΔP_s d'où la présence de charges positives et négatives à sa surface. Ces charges entraînent l'apparition de trois zones de champs électrostatique distinctes (Figure 22), la première E_{din} située à l'intérieur même du matériau, la deuxième E_{dl} dans la couche diélectrique et la dernière E_{dout} dans le gap. Pour calculer la probabilité d'émission électronique ferroélectrique, les champs électrostatiques peuvent être approximés en considérant trois hypothèses. La géométrie des surfaces est plane, la distribution du champ est uniforme et l'émission électronique ferroélectrique n'apparaît que sur des surfaces chargées négativement. A partir de là les expressions des champs sont (7):

$$E_{din} = \frac{\Delta P_s}{\varepsilon_0} \frac{1}{\varepsilon_r + \frac{d_{cr}}{d_{gap}}}$$

$$E_{dl} = \frac{\Delta P_s}{\varepsilon_0} \frac{1}{\varepsilon_l \left(1 + \frac{d_{gap}}{d_{cr}} \varepsilon_r\right)} \quad (7)$$

$$E_{dout} = \frac{\Delta P_s}{\varepsilon_0} \frac{1}{1 + \frac{d_{gap}}{d_{cr}} \varepsilon_r}$$

Avec d_{cr} l'épaisseur du matériau céramique selon l'axe de polarisation, et d_{gap} la distance séparant la surface non électrodée et le dispositif de détection de l'émission électronique.

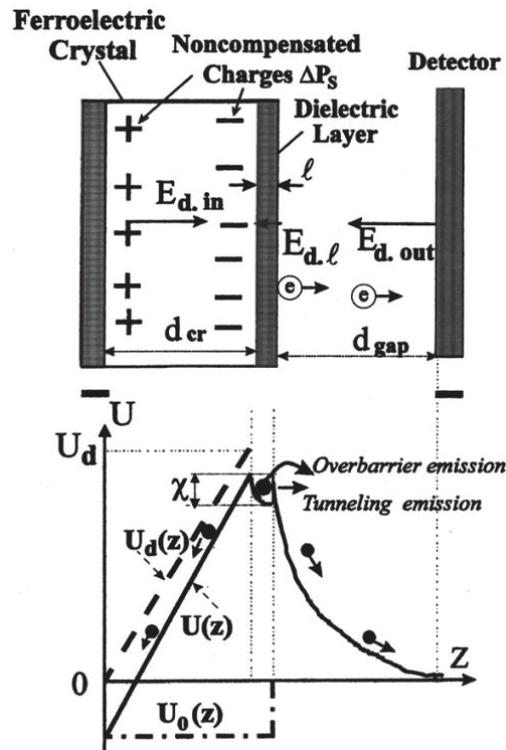


Figure 22 - Diagramme des énergies électroniques dans le champ de dépolarisation indifféremment sous un effet pyroélectrique, piézoélectrique ou de commutation de polarisation. $U_0(z)$ est l'énergie du potentiel d'un électron dans l'état d'équilibre, χ est la fonction de travail électronique, $U_d(z)$ est la distribution du potentiel du champ de dépolarisation créé par les charges de polarisation non compensées, et $U(z)$ est l'énergie du potentiel d'un électron dans le champ de dépolarisation [29].

Le champ dépend essentiellement de trois facteurs : le rapport d_{cr}/d_{gap} , ΔP_s et ε_r . L'auteur récapitule (Tableau 2) les valeurs de champs calculées et les courants de FEE mesurés pour deux échantillons ferroélectriques soumis à des variations de température et de commutation de polarisation pour deux épaisseurs d'échantillons différentes.

Tableau 2 - Calcul des champs électrostatiques et mesure des courants de FEE pour des cristaux ferroélectriques et des couches minces pour les effets pyroélectrique et les effets de commutation de polarisation [29]. (Les estimations de champs sont effectuées pour des cristaux ferroélectriques TGS et des céramiques PLZT en accord avec la géométrie plane du dispositif expérimentale (Figure 22) et équations (7))

	Pyroelectric effect				Polarization switching			
	Crystal (ceramics), $d_{cr}=1\text{ mm}$		Thin film, $d_{cr}=1\text{ }\mu\text{m}$		Crystal (ceramics), $d_{cr}=1\text{ mm}$		Thin film, $d_{cr}=1\text{ }\mu\text{m}$	
	TGS	PLZT	TGS	PLZT	TGS	PLZT	TGS	PLZT
Electric field E_{din} , V/cm	0.9×10^4	4.7×10^2	3.7×10^4	4.9×10^2	5.2×10^3	3.2×10^6	2.2×10^6	3.3×10^3
Electric field E_{dl} , V/cm	1.8×10^5	9.4×10^3	7.5×10^3	50	1×10^7	6.4×10^6	4.5×10^4	6.7×10^3
Electric field E_{dout} , V/cm	0.9×10^6	4.7×10^4	3.7×10^3	250	5.2×10^7	3.2×10^7	2.2×10^5	3.3×10^3
Measured FEE current, A/cm ²	$10^{-9} - 10^{-12}$	10^{-14}	$10^{-7} - 10^{-9}$

En résumé il est possible d'en conclure que les faibles épaisseurs et les permittivités trop élevées ne permettent pas de générer un champ E_{dout} élevé. Par conséquent le courant de "faible" FEE reste très faible. Les calculs des champs et les mesures de courant sont en accord sur ces deux points.

1.3.4.2 Effet Pyroélectrique

C'est l'un des tout premiers effets qui a permis l'observation d'une émission électronique provenant d'un matériau ferroélectrique [6]. Pour rappel, cet effet est obtenu en appliquant une variation dynamique de température à l'échantillon ferroélectrique. Pour ce faire celui-ci est placé dans une enceinte dont la température ambiante et la pression sont contrôlées. L'ensemble des données bibliographiques [29] a été obtenu à partir de dispositifs expérimentaux placés dans des chambres à vide et à des pressions inférieures ou égales à 10^{-6} torr pour éviter l'apparition de décharges électriques.

Lorsque l'échantillon ferroélectrique est soumis à une variation de température croissante (échauffement) une émission électronique continue est mesurée sur la face Z^+ (surface orthogonale à l'axe de polarisation) chargée négativement (Figure 20 (b)) et discontinue sur la face Z^- chargée positivement. Inversement, une variation décroissante (refroidissement), provoquera une variation discontinue sur la face Z^+ et continue sur la face Z^- . Des mesures ont révélé des courants de l'ordre de $10^{-9} - 10^{-10} \text{ Acm}^{-2}$, des énergies électroniques de l'ordre $W_e = 5 \text{ keV}$ et un champ électrique dans le gap $E_{dout} = 1,35 \cdot 10^7 \text{ Vcm}^{-1}$ [31]. Une émission électronique persistante a été mesurée et attribuée à la dynamique des états d'équilibre existants entre la génération de charges pyroélectriques et les processus de relaxation des charges dans le matériau.

L'origine de la FEE provient clairement d'un effet pyroélectrique et le champ produit par cet effet intrinsèque peut être compensé de trois manières [29] :

- Par une émission électronique ferroélectrique.
- Par une diffusion des charges dans le cristal ferroélectrique.

- Quand le champ pyroélectrique à la surface du matériau surpasse le champ électrique de rupture, une décharge électrique de surface apparaît compensant le champ pyroélectrique par la création d'ions positifs depuis le plasma. Il peut être souligné que n'importe quel type de décharge conduit à l'état d'équilibre.

Les charges $\Delta\rho$ non compensées à l'origine de la FEE peuvent être déterminées (8) en considérant le processus de génération de charges pyroélectriques $d\rho_t = -\gamma dT$, et le phénomène de compensation par diffusion via le cristal ferroélectrique.

$$\Delta\rho = \gamma\alpha\tau \left(1 - \frac{\Delta T}{2\alpha\tau}\right) \quad (8)$$

L'influence directe des processus de diffusion dans le cristal a été démontrée sur différents type de matériaux tels que les $Ba_2NaNb_5O_{15}$, $LiNbO_3$ et $LiTaO_3$ [33]. La dépendance avec la température reste sensiblement la même pour des constantes de conduction faibles du matériau ferroélectrique. Les mesures de la FEE et des propriétés pyroélectriques ont confirmé le modèle proposé montrant que le courant de FEE dépendait fortement du champ de polarisation. Deux types de FEE ont été trouvés sur des matériaux ferroélectriques linéaires: une FEE induite par effet pyroélectrique et une FEE d'origine électret. Ces émissions sont très reproductibles, même si quelques cas de FEE instables sont apparus, liés d'après les auteurs à la modification du spectre de l'état de surface.

1.3.4.3 Effet de transition de phase

La transition de phase ferroélectrique est la région où tous les paramètres physiques comme les symétries de structure, polarisation spontanée, coefficient pyroélectrique, permittivité diélectrique changent radicalement. On constate à cet instant des courants mesurés sur la face Z^+ supérieurs à ceux de la face Z^- . Deux phénomènes sont mis en jeu : des bandes de conduction de signe opposé près des faces polarisées et une barrière de potentiel asymétrique au niveau de la face émissive.

Si cet effet est très peu intéressant car irréversible, il permet de confirmer l'influence de la permittivité relative sur les émissions électroniques ferroélectriques. Les céramiques de type $BaTiO_3$ possèdent les coefficients de conductivité les plus élevés de leur catégorie ($\sigma = 10^{-9}Sm^{-1}$), or aucune émission électronique ferroélectrique n'a pu être observée pendant sa transition de phase. Les cristaux ferroélectriques les plus intéressants pour l'étude de la FEE durant une phase de transition ferroélectrique sont les TGS. Leur température de Curie est proche de la température ambiante $T_c = 49^\circ C$ et leur conductivité est inférieure de quelques ordres de grandeur à celle du $BaTiO_3$ ($\sigma = 10^{-16} - 10^{-18}Sm^{-1}$). Des essais de transition de phase par échauffement sur ces cristaux ont montré des émissions électroniques dont les énergies atteignent $W_e = 130keV$. Sur des cristaux TGS deux pics d'émission électronique se distinguent très clairement autour de la température de Curie, un pic fort en dessous de $6 - 13K$ de T_c , et un pic faible proche de $2 - 3K$ de T_c . L'origine de ces phénomènes se trouve dans la réorganisation des domaines ferroélectriques, structures très mobiles pour les TGS et très instables pour des températures proches de T_c . Le champ pyroélectrique généré peut être compensé par une conduction des charges dans la céramique et/ou par la génération d'une émission électronique ferroélectrique. Une autre manière de minimiser le champ de dépolarisation est la reconstruction des domaines ferroélectriques.

Il est possible sous certaines conditions d'écrire le champ E_{dout} dans le gap (9) :

$$E_{dout} = \frac{\gamma(T)\Delta T}{\varepsilon_0\varepsilon(T) \frac{d_g}{d_{cr}}} \quad (9)$$

Où d_{cr} est la finesse du cristal suivant l'axe de polarisation et d_g la distance entre la face polarisée et l'entrée du détecteur. E_{dout} est proportionnel au rapport γ/ε , celui-ci dépend de la température comme le comportement de la FEE, pour de faibles conductivités et des temps de chauffage relativement courts, le processus de conduction dans le matériau est négligé (58).

Tableau 3 - FEE et paramètres physiques basiques pour l'étude des ferroélectricités

Sample	Pyroelectric coefficient γ , C/(cm ² K)	Relative dielectric permittivity ε	Relaxation time τ , s	Relation γ/ε	J_{em} pA/cm ²
TGS	2.63×10^{-8}	49	876	5.36×10^{-10}	3.8
LiNbO ₃	0.82×10^{-8}	31	7720	2.64×10^{-10}	1.27
PLZT 2/65/35	3.04×10^{-8}	581	836	5.23×10^{-11}	0.07
PLZT 7/65/35	6.9×10^{-8}	2184	876	3.16×10^{-11}	0.01
Gd ₂ (MoO ₄) ₃	4.4×10^{-10}	9	1717	4.8×10^{-11}	0.02

Le Tableau 3 résume les mesures de courants de FEE pour plusieurs matériaux ainsi que leurs paramètres basiques. Les données montrent une très bonne corrélation entre le rapport γ/ε , la valeur de E_{dout} et les courants de FEE. En dépit du fait que la céramique PLZT ferroélectrique possède le plus grand coefficient pyroélectrique, sa permittivité élevée empêche l'apparition d'un champ électrostatique élevé et par conséquent l'apparition d'un courant de FEE.

1.3.4.4 Effet piézoélectrique

La FEE induite par effet piézoélectrique est généralement très peu étudiée [34][35][36]. Une première étude s'est portée sur l'étude de mono-domaines avec déformation uni-axiale. Pour cet exemple, l'émission électronique est présente sur la face (010)- Y^+ et (010)- Y^- quand le cristal ferroélectrique subit respectivement une contrainte puis un relâchement de l'effort selon la direction (100)- X (Figure 23). L'émission apparaît seulement après avoir franchi un seuil bien défini de la pression, ou bien quand le relâchement a lieu après un certain temps de mise sous pression. Les niveaux de courant de FEE sont similaires à ceux mesurés par effet pyroélectrique. On peut définir un champ généré E_{dout} similaire au précédent par effet piézoélectrique (10) :

$$E_{dout} = \frac{d_{21}\alpha\varepsilon_r}{2\sigma} \left[1 - \exp\left(1 - \frac{\sigma}{\varepsilon_r\varepsilon_0}\tau\right) \right] \quad (10)$$

Avec d_{21} le coefficient piézoélectrique, α le taux de déformation et σ la conductivité [35].

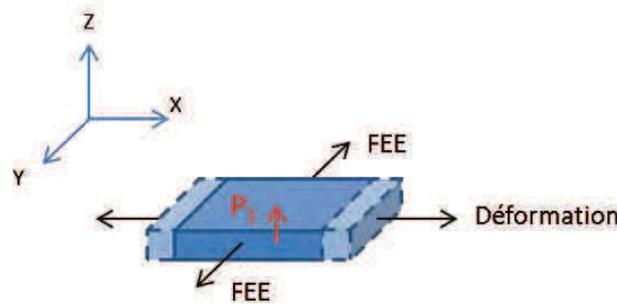


Figure 23 - FEE induit par effet piézoélectrique

1.3.4.5 Effet de commutation de polarisation

L'effet de commutation de polarisation par l'application d'un champ électrique externe a été très largement étudié du fait des niveaux de courant de FEE atteint (10^{-7}Acm^{-2}) ainsi que de la simplicité de mise en œuvre des dispositifs expérimentaux. Il a été montré à plusieurs reprises que l'effet de commutation de polarisation est la méthode la plus efficace pour la génération de FEE [37]. L'une des spécificités de cet effet provient du temps très court nécessaire à la réorientation de l'axe polaire ferroélectrique, bien inférieure au temps de relaxation du diélectrique. Le changement rapide de la polarisation spontanée de $+P_s$ vers $-P_s$ permet de négliger les processus écran en volume ce qui théoriquement permet l'apparition de champs non compensés beaucoup plus élevés que ceux rencontrés lors de l'effet pyroélectrique ou piézoélectrique.

La compréhension du processus de commutation de polarisation induit par un champ électrique est effectuée à partir d'un cristal ferroélastique ferroélectrique $\text{Gd}_2(\text{MoO}_4)_3$ (GMO) d'une dimension de $2 \times 8 \times 1,5 \text{ mm}$ (X Y Z), le dispositif expérimental utilisé (Figure 24) permet de mesurer le courant de FEE et de le visualiser dans le temps à partir d'une méthode d'imagerie rapide [29]. L'ordre de grandeur du champ électrique de commutation appliqué à la céramique est compris entre $E_{sw} = 3 \text{ à } 6 \cdot 10^3 \text{ Vcm}^{-1}$. Il est appliqué entre l'électrode de la face arrière de la céramique et celle utilisée pour la détection de la FEE. Lorsque qu'une impulsion de tension d'une polarité négative est appliquée sur la face arrière de l'échantillon, une émission électronique ferroélectrique apparaît sur la face opposée. A noter que l'application d'une impulsion de tension de polarité positive ne provoque aucune émission électronique excepté l'apparition d'un flash sporadique.

Le processus de commutation de polarisation semble opérer suivant trois phases successives (Figure 24 (a)) :

- Apparition d'une zone de nucléation dû à l'inversion de polarisation (1).
- Croissance de cette zone à travers le cristal (2)-(3).
- Mouvement latéral des parois des domaines de 180° (4)-(5) [38].

Le mouvement des parois des domaines est généralement suivi d'une trace de charge non compensée. Dans cet exemple (Figure 24 (a)-(4)) le mouvement est assez rapide pour que l'émission électronique ait lieu en même temps sur la totalité de la surface du cristal ayant subi une commutation. Une fois que le processus de compensation de ces charges est engagé, le champ de dépolarisation diminue ainsi que le courant d'émission (Figure 24 (a)-(5)).

La minimisation du champ de dépolarisation peut être réalisée soit en divisant le cristal en domaines soit par un processus écran. Les observations précédentes montrent que le cristal

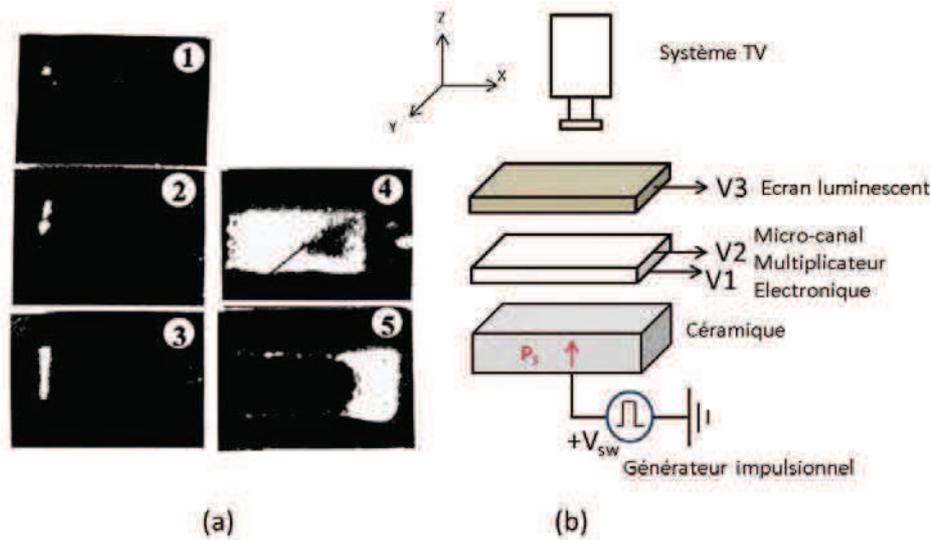


Figure 24 - Images de FEE (x10) illustrant le processus de commutation de polarisation à partir d'une céramique cubique $Gd_2(MoO_4)_3$, le champ de commutation appliqué est $3,3 \cdot 10^3 Vcm^{-1}$, les images ont été prise toute les 0.04s [29]

peut conserver une structure unique de domaine stable malgré une réorientation des axes polaires, ce qui indique que seul le processus écran est suffisant pour atteindre un état stable.

Pour un cristal de surface libre, trois processus écrans peuvent être avancés :

- (a) Un processus externe dû à la sorption des ions de gaz environnants.
- (b) Un processus interne en raison de la conductivité finie intrinsèque du cristal.
- (c) Une émission d'électrons dans le vide.

Dans un premier temps, du fait des conditions de vide poussé ($10^{-6} torr$) le phénomène de sorption peut être négligé. Dans un second temps les mesures donnent un temps de relaxation des courants d'émissions $\tau_r = 10^2 s$ très inférieur au temps de relaxation théorique $\tau_m = 88.5 s$ [39] ($\tau_m = \epsilon_r \epsilon_0 / \delta$ temps de relaxation de Maxwell avec ϵ_r la permittivité relative du matériau ϵ_0 la permittivité du vide et δ la conductivité). Ce qui indique que le processus écran interne peut lui aussi être négligé, et que l'émission électronique reste le phénomène principal à l'origine de la compensation du champ de dépolarisation. L'ensemble de ces observations vont dans le sens du modèle classique développé par Miller et Savage [40] prédisant l'apparition de charges non compensées derrière un mouvement des parois de 180° . Le champ de dépolarisation peut alors être calculé ainsi (11) :

$$E = 2P_s / \epsilon_0 \quad (11)$$

Pour cet exemple $E \approx 4 \cdot 10^6 Vcm^{-1}$, niveau suffisant pour l'apparition d'une FEE.

Pour conclure, l'effet de commutation de polarisation induit par un champ électrique externe est une méthode très efficace pour la génération d'une FEE :

- Cet effet a été observé sur une large gamme de matériaux et les courants de FEE obtenus sont de l'ordre de $j_{em} = 10^{-7} Acm^{-2}$ [29].
- La grande majorité des champs électriques de commutation utilisés sont de forme impulsionnelle.

- Dans certains cas l'utilisation d'un champ électrique sinusoïdal d'une fréquence de 50Hz d'amplitude 500V associé à un effet pyroélectrique permet l'obtention d'une FEE [11][41].
- L'émission électronique ferroélectrique n'apparaît que si le champ externe appliqué atteint un niveau suffisant pour renverser la polarisation interne (champ coercitif).
- Les FEE ne sont observés que sur les faces chargées négativement.

1.3.4.6 Résumé des "faibles" FEE

Suite à cette étude bibliographique et en restant dans le cadre de l'étude, les seules sources d'émission d'électrons à considérer pour le transformateur piézoélectrique sont pyroélectriques et piézoélectriques. L'inversion de polarisation ne concerne que les cas de DBD développés en parallèle de cette étude et le changement de phase est à proscrire. Rappelons néanmoins les propriétés de la FEE [29] :

- Elle est observée uniquement dans les phases ferroélectriques.
- Elle est générée suite à une variation de la polarisation spontanée de son état d'équilibre.
- Elle correspond à un courant électronique dans un champ de charge de dépolarisation dans le vide.
- Les densités de courant de la FEE sont comprises entre 10^{-9} à $10^{-12} A.cm^{-2}$ pour les effets piézoélectriques et pyroélectriques et proche de $10^{-7} A.cm^{-2}$ pour l'effet de commutation de polarisation par l'application d'un champ électrique externe.
- L'énergie électronique des FEE peut atteindre des valeurs proches de $10^5 eV$,
- L'existence d'une couche surfacique non ferroélectrique est un fait admis et validé.

Le phénomène de "faible" FEE peut, par principe, favoriser l'allumage de la décharge plasma sous l'effet simple ou combiné de la piézoélectricité et de la pyroélectricité, propriétés inhérentes au matériau PZT employé. Il est cependant très difficile de quantifier cette contribution qui plus est, lorsque la décharge plasma est installée, elle-même contribuant à l'émission par bombardement ionique et électronique.

D'après la littérature attachée à décrire ce phénomène de faible émission ferroélectrique, il est possible d'ajouter que la haute permittivité semble être défavorable à cette capacité d'émissivité quand elles sont d'origines pyroélectrique et piézoélectrique, mais qu'elle n'a pas d'impact quand elle est générée par une inversion de polarisation excitée par un champ électrique externe. En outre l'influence des fortes permittivités sera étudiée expérimentalement et numériquement plus avant dans ce chapitre.

1.3.5 Origine des "fortes" FEE

Même si la configuration technique à l'origine des fortes "FEE" n'est pas mise en œuvre avec notre dispositif, plusieurs points bibliographiques peuvent apporter des renseignements sur les interactions plasmas-matériaux ferroélectriques, et ce pour des pressions allant de l'ultravide à quelques dizaines voire centaine de torr.

1.3.5.1 Introduction sur les dispositifs pour la génération de forte "FEE"

Beaucoup de publications datant des années 1980 font référence à des courants d'émissions électroniques ferroélectriques (FEE) de l'ordre de 10^2 à $10^5 Acm^{-2}$. Il est

raisonnable de penser que la différence d'ordre de grandeur de ce courant par rapport aux "faibles" FEE est due à l'utilisation de dispositifs spécifiques pour la génération de "fortes" FEE.

En effet, la face avant des céramiques ferroélectriques dont on veut étudier la forte émission électronique ferroélectrique est recouverte d'une électrode reliée à un potentiel nul sur lequel un motif est gravé. Le motif le plus usité est une électrode circulaire dont l'intérieur est strié laissant apparaître de manière régulière le matériau ferroélectrique (Figure 25), on parle de « grille », « bandelette », « anneau ». Une électrode est déposée sur la face arrière permettant d'appliquer un champ électrique de commutation externe.

Le dispositif expérimental est souvent décrit comme une source de plasma ferroélectrique (FPS) ou cathode ferroélectrique. Les applications en vue pour ce dispositif sont très diverses, elles vont de la création de microréacteur plasma pour le spatial, à des applications biomédicales, d'où une large gamme de pression utilisée pour les expérimentations qui vont de 10^{-7} torr à la PA.

La plus grande majorité des dispositifs utilisent les propriétés ferroélectriques et pyroélectriques des matériaux ainsi que l'effet de commutation de polarisation induit par un champ électrique externe pour la génération d'une FEE [29][42]. Des études plus récentes s'intéressent aux effets piézoélectriques des matériaux pour optimiser la génération de hautes tensions nécessaires à la FEE [20], [43], [47]–[50].

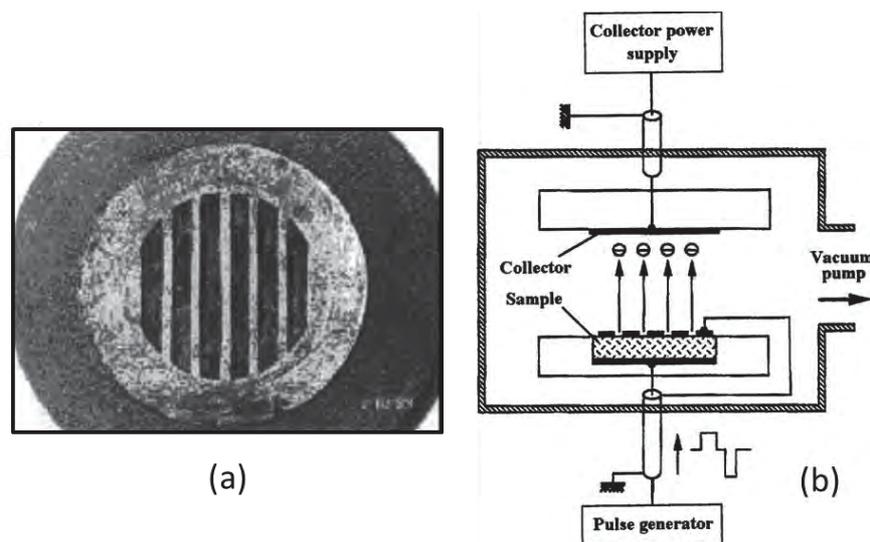


Figure 25 - (a) Motif en bande striée présent à la surface d'un matériau ferroélectrique [42], (b) dispositif typique pour la génération et la mesure d'un courant de « forte » émission électronique ferroélectrique [29]

1.3.6 Influence des électrodes sur la distribution du champ électrique dans les cathodes ferroélectrique

Un dessin schématique des lignes de champ électrique (Figure 26) illustre bien le fait que la commutation de polarisation ou n'importe quelle transition de phase induite par l'application d'un champ électrique normal, peut avoir lieu sous les électrodes de la face avant, et probablement dans les régions voisines en raison de champs limites. Les "fortes" émissions d'électrons se produisent dans les régions dénudées de la face avant du matériau ferroélectrique, où la composante normale du champ est théoriquement minimale. En conséquence, on peut supposer que la géométrie spécifique de l'électrode est un facteur clé menant à l'augmentation spectaculaire des émissions observées dans de nombreuses études.

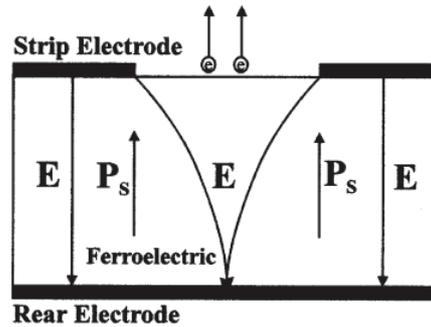
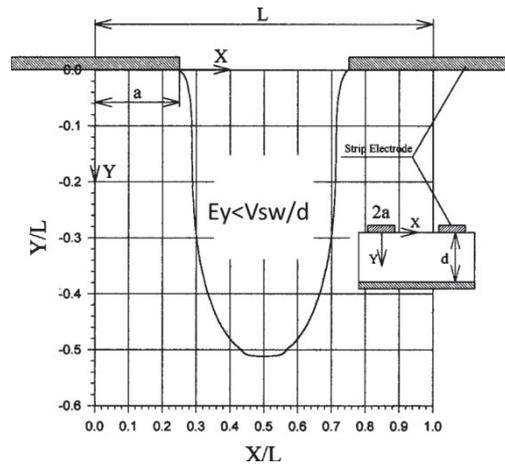


Figure 26 - Dessin schématique des lignes de champs dans un dispositif typique utilisé pour la génération et l'étude d'une forte émission électronique ferroélectrique

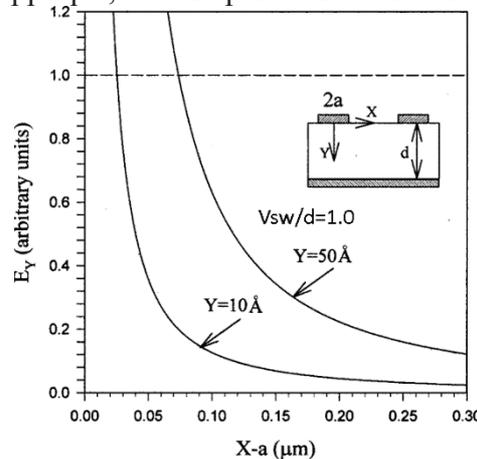
Une modélisation de la distribution du champ électrique appliquée aux cathodes ferroélectriques [44] montre que le champ électrique situé entre deux bandes métalliques et juste en dessous de la surface ferroélectrique est orienté parallèlement à la surface du matériau, plutôt que perpendiculairement à elle. En outre, il a été constaté que le champ électrique au-dessous de la surface diminue avec l'augmentation de la distance inter-électrodes des motifs à la surface. Une seconde modélisation de la distribution du champ électrique statique [29] a été effectuée en supposant un matériau ferroélectrique d'une permittivité relative $\epsilon_r = 1000$ et d'un champ appliqué $E_{SW} = V/d$ de l'ordre du champ coercitif E_C , valeur que l'on retrouve régulièrement dans la bibliographie. L'axe Y (Figure 27) est parallèle au sens de polarisation spontanée P_S , E_Y est la composante normale du champ E_{SW} et peut être à l'origine de la commutation de polarisation si $E_Y > E_C$. La Figure 27 (a) montre que dans tous l'espace entre le plan $Y = 0$ et la courbe du champ électrique normale calculée, E_Y est inférieure à la valeur de référence $E_{SW} = V/d$. En raison de cela, il ne peut y avoir de polarisation de commutation ou une transition de phase induite par un champ électrique externe, ni dans le voisinage de la surface ferroélectrique, ni entre les électrodes de la face avant et de la face arrière sauf dans les régions très proches des électrodes.

Pour comprendre les origines des "fortes" FEE il faut donc s'intéresser à l'influence de la composante tangentielle du champ électrique E_{SW} . Celle-ci apparaît à proximité des électrodes formant le motif à la surface des cathodes ferroélectriques, et peut provoquer une accélération d'électrons le long de la surface ferroélectrique avec comme conséquence la génération d'une avalanche d'électronique et d'un plasma de surface. En outre, la composante tangentielle du champ électrique à proximité des bandes d'électrodes peut provoquer une commutation de domaine de 90° dans les céramiques PZT et PLZT.

Enfin d'après l'auteur, le libre parcours moyen des électrons à la surface du matériau sont de l'ordre de la constante de la maille cristalline. Cela implique que les électrons provenant de cette bande de conduction sont émis à partir d'une profondeur inférieure à 1 à 2 nm. Comme les électrons ne peuvent être émis qu'à partir d'une faible profondeur, le domaine de commutation qui peut contribuer à l'émission d'électrons est adjacent aux bords des bandes électrodées que forme le motif à la surface du matériau et ne dépasse pas 0,1% de la surface inter-électrode, ce qui rend la zone d'émission négligeable. En outre, si le processus de commutation a lieu dans la masse de l'échantillon, où le champ électrique normal semble être suffisant pour une polarisation de commutation (Figure 27), il ne contribuera pas à l'émission d'électrons dans le vide à cause de la forte limitation du libre parcours moyen.



- (a) Ligne d'égalité à la valeur du champ électrique normal $E_Y = V_{SW}/d$ dans le système de coordonnées normalisé Y/L vs X/L . X est l'abscisse, Y est l'ordonnée, $2a$ est la largeur de l'électrode de surface, L est la largeur périodique entre deux électrodes, V_{SW} est la différence de potentiel appliqué, d est l'épaisseur du cristal.



- (b) Champ électrique normal E_Y , en fonction de la distance depuis l'électrode ($X-a$) pour deux différentes profondeurs $Y = 1\text{nm}$ et $Y = 5\text{nm}$. Le champ $E_Y = V/d$ correspond à l'unité de l'axe vertical Y .

Figure 27 - Modélisation de la distribution du champ électrique statique dans un matériau ferroélectrique sous l'influence d'un champ électrique statique externe E_{SW}

Pour conclure, deux interprétations des "fortes" émissions électroniques ferroélectriques (FEE) ont été proposées [29]. La première, historique, est basée sur les propriétés intrinsèques des matériaux ferroélectriques comme l'inversion de polarisation et les transitions de phase induites par un champ électrique externe. La seconde attribue l'émission électronique à la formation d'un plasma de surface suivie par l'extraction d'électrons depuis le plasma.

1.3.6.1 Emission Electronique Ferroélectrique assistée par plasma à partir d'un matériau dans une phase para-électrique

L'analyse des résultats provenant de l'étude expérimentale des "fortes" FEE de cristaux et céramiques ferroélectriques de composition différentes, pour des effets de transition de phases ou de commutation de polarisation, montrent des niveaux de courants d'émissions électroniques équivalents. Sous certaines conditions, des plasmas en surface peuvent être générés à la surface des cathodes ferroélectriques et contribuer aux fortes émissions électroniques. La première hypothèse montre que les émissions électroniques assistées par

plasma suivent l'émission induite par la commutation de polarisation [45], alors que la seconde hypothèse suppose que le plasma de surface apparaît en premier dans les premières nanosecondes et est la seule source d'électron pour l'émission "forte" [46]. Enfin la troisième hypothèse montre un jeu d'émission entre "faible" et "forte" émission électronique ferroélectrique [32][51].

Une expérience intéressante montre qu'il est possible de générer un courant de "forte" FEE assistée par plasma d'une dizaine Acm^{-2} à partir d'une céramique PLZT dans une phase para-électrique [52]. L'objectif de cette expérience est d'éliminer l'effet d'inversion de polarisation spontanée au sein du matériau comme mécanisme à l'origine des "fortes" FEE et d'étudier seulement l'influence des fortes permittivités des matériaux. En effet il est acquis que les matériaux ferroélectriques sont avant tout des diélectriques d'une permittivité relative allant de $\epsilon_r = 1000$ à $\epsilon_r = 10000$. D'après les observations, la génération du plasma débute à la jonction négative métal-diélectrique. Dans cette région appelée « triple point » métal-diélectrique-gaz le champ peut être estimé [29] (12) :

$$E = \frac{E_{sw}\epsilon_r}{\left(\frac{\delta_0\epsilon_r}{\delta}\right) + 1} \quad (12)$$

Avec δ l'épaisseur du diélectrique et δ_0 le micro-gap entre le diélectrique et le métal.

Si $(\delta_0\epsilon_r)/\delta \ll 1$ le champ électrique à la jonction triple point est approximativement augmenté par un facteur ϵ_r .

Plusieurs exemples dans la littérature montrent l'importance de l'effet triple point et l'influence de la permittivité relative des diélectriques. Des impulsions de tension de $40kV$ permettent la génération d'un plasma de surface à partir d'un dispositif dont la permittivité relative $\epsilon_r = 4$. Dans le même temps un courant d'émission électronique de l'ordre de 10^3 à $10^4 Acm^{-2}$ est obtenu à partir d'une céramique d'une permittivité relative $\epsilon_r = 4$ pour des impulsions de tension d'une amplitude de l'ordre de 1 à $4kV$.

La formation du plasma est accompagnée par la désorption en surface d'atomes et de molécules. Un exemple [29] montre que l'augmentation de l'amplitude de l'impulsion de commande de 4 à $6kV$ conduit à l'augmentation de presque trois fois le signal d'une jauge de Penning. La pression au dessus de la surface de la céramique augmente légèrement de 1 à $2 \cdot 10^{-5} torr$ lorsque la jauge s'éloigne de la surface de 1 à $3cm$. La densité des neutres en accord avec les facteurs géométriques et la mesure de la vitesse du flux de neutres atteint un niveau $n_n \approx 10^{15} cm^{-3}$ proche de la surface lorsque que l'on applique une impulsion de tension sur la face arrière. Les flux d'ions et d'électrons apparaissent presque simultanément, indiquant un flux de charge compensé qui se propage en dehors de la surface de la céramique.

S'il n'existe pas actuellement une théorie précise et compréhensible pour décrire la génération de décharge de surface : une partie est acquise (Figure 28). La décharge de surface dans le vide est initiée par l'émission électronique depuis la triple jonction de la cathode, le champ électrique tangentiel accélère les électrons le long de la surface du matériau, provoquant soit une avalanche électronique de seconde émission de surface, soit une cascade électronique sur une couche fine surfacique, causant la désorption du gaz qui a été absorbé à la surface de l'isolant. Ce gaz désorbé alors ionisé, conduit à l'embrasement de surface de l'isolant ou en d'autres termes, la phase finale de l'embrasement de surface est supposée se produire dans le gaz désorbé de la surface.

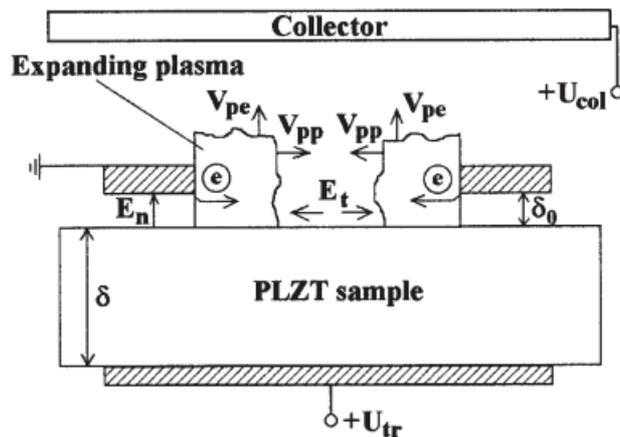


Figure 28 - Hypothèse d'un mécanisme à l'origine d'une décharge de surface quand les effets de commutation de polarisation sont éliminés. V_{pe} , V_{pp} , E_t , et E_n sont la vitesse d'expansion du plasma dans le vide, le long de la surface du diélectrique, et la composante tangentielle et normale du champ électrique

1.3.6.2 Emission Electronique Ferroélectrique assistée par plasma à partir d'un matériau ferroélectrique

Pour comprendre l'influence des propriétés ferroélectriques sur la génération de forte FEE assistée par plasma, il est important d'étudier l'effet d'inversion de la polarisation spontanée sur l'émission électronique. Pour cela l'utilisation d'un « modèle classique » qu'offre le cristal ferroélectrique TSG est proposée pour ses propriétés bien connues. Le dispositif expérimental (Figure 29), utilise une grille anodique et une électrode collectrice solide pour la mesure des flux de particules chargé. Ce dispositif est similaire au système de double sonde ce qui permet d'éviter une grande différence entre courant électronique et ionique.

La commutation de polarisation est effectuée par l'application sur l'électrode de la face arrière, soit d'une impulsion de tension de commutation rectangulaire V_{SW} (amplitude et largeur d'impulsion $100V < V_{SW} < 900V$ et $150\mu s < \tau_{pulse} < 500\mu s$, respectivement) soit d'une tension sinusoïdale ($100V < V_{SW} < 1000V$ et $20Hz < f < 1000Hz$).

Le courant de la FEE est mesuré pendant qu'une variation de la température est appliquée sur le cristal TGS (Figure 29 (b)). L'émission électronique n'est visible que dans la phase ferroélectrique du matériau, en effet au-dessus de la température de Curie, qui provoque un changement de phase ferroélectrique vers para-électrique, le courant s'effondre jusqu'à devenir nul.

Un mécanisme a été proposé pour comprendre et décrire les phénomènes à la base de l'initiation d'un plasma en présence d'une commutation de polarisation. Les électrons sources ainsi que le champ électrique tangential qui les accélère à la surface du matériau ferroélectrique sont nécessaires à l'initiation du plasma de surface. La commutation de polarisation débute sous les électrodes formant le motif à la surface du matériau et une émission électronique apparaît faisant écran aux charges non compensées de polarisation. C'est une faible émission électronique qui peut être assimilée à une FEE [29][32] jouant le rôle d'électron précurseur pour l'initiation d'une décharge de surface. La distribution non homogène des charges de polarisation à la surface du matériau est à l'origine d'un fort gradient de potentiel électrique local, nécessaire à l'apparition du champ électrique tangential. Celui-ci accélère les électrons le long de la surface créant un phénomène d'avalanche électronique et d'un plasma, la

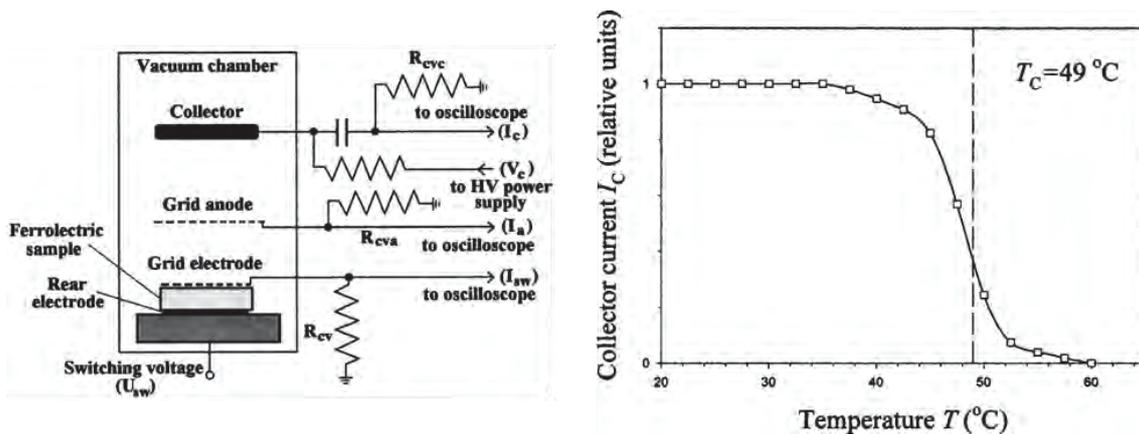


Figure 29 - (a) Dessin schématique d'un dispositif expérimental permettant de générer et mesurer une "forte" FEE, (b) courbe typique du courant de FEE en fonction de la température du cristal TGS. Tension de commutation $V_{SW} = 600V$, tension de polarisation du collecteur $V_C = 1kV$ [29]

propagation étant rapide les vitesses pouvant atteindre $10^6 cm s^{-1}$. A partir de ce moment, le plasma sert d'électrode dynamique permettant la commutation dans ces régions.

Une avalanche électronique peut être déclenchée par un courant d'émission aussi bas que $1nA$ [29], la densité de courant FEE provenant d'un cristal TGS étant de l'ordre $10^7 Acm^{-2}$, on peut conclure que c'est suffisant pour l'initiation d'une décharge de surface.

1.3.7 Conclusion sur l'émission électronique ferroélectrique

Les matériaux de type PZT utilisés dans la conception des transformateurs piézoélectriques sont très populaires pour la génération de "forte" émission électronique ferroélectrique (FEE) du fait de leur grande permittivité, or ce même paramètre fait de ce matériau un très mauvais candidat pour la génération de "faible" FEE.

La configuration du transformateur utilisé dans ces travaux de thèses correspond à celle des "faibles" FEE, d'après cette courte bibliographie sur les mécanismes à l'origine d'une FEE la probabilité de leur apparition dépend de cinq facteurs qui sont : un champ électrique de surface supérieure à $10^6 Vcm^{-1}$, l'application d'un champ électrique externe suivant la direction de polarisation de la céramique supérieure au champ coercitif, une variation de quelques Kelvin favorisant l'effet pyroélectrique, l'effet piézoélectrique, et enfin un bombardement ionique par la présence d'un plasma proche de la surface. Dans le cas du transformateur la plupart de ces facteurs sont présents rendant la probabilité de génération d'une FEE d'une densité électronique proche de $10^{-7} Acm^{-2}$ très forte.

En outre, cette étude bibliographique ouvre des perspectives, que ce soit sur la compréhension de l'état de surface d'un matériau et la nature des charges libres nécessaires à la compensation du champ de polarisation inhomogène près des parois [53]. Ou alors sur l'utilisation des transformateurs piézoélectriques pour la génération de "forte" FEE [20][43], [54][51].

Pour conclure, si la détection du phénomène de FEE à partir d'un transformateur piézoélectrique générant une décharge électrique n'est pas la priorité de cette étude, elle serait possible en mettant en place les dispositifs présentés ci-dessus. Pour le cas d'une DBD il est beaucoup plus simple de montrer l'influence de ce phénomène, par exemple en rendant les matériaux para-électriques. Dans tous les cas l'émission électronique reste un phénomène a priori positif puisqu'il contribue à diminuer la tension de claquage par l'augmentation du coefficient de seconde émission.

1.4 Conclusion

A travers ce premier chapitre une présentation succincte du phénomène piézoélectrique ainsi que de ses propriétés a été effectuée pour aborder ensuite le fonctionnement des transformateurs piézoélectriques.

Dans un second temps, un état de l'art sur les générateurs piézoélectriques dédiés à la génération de décharge a permis de mettre en avant un certain nombre de spécificités liées au couplage des transformateurs à un milieu plasma. Cet état de l'art montre également la faible quantité de travaux existants sur le sujet. Ces quelques études montrent néanmoins que la distribution du potentiel de surface électrique, la nature ferroélectrique, la haute permittivité des céramiques et enfin la géométrie des transformateurs forment les facteurs importants sur l'évolution spatio-temporelle de la décharge.

Dans un troisième temps et pour nourrir la réflexion sur les couplages liant les transformateurs piézoélectriques à la décharge électrique générée à leur surface, une introduction à l'émission électronique ferroélectrique a été effectuée. Il apparaît clairement que toutes les conditions sont ici réunies à leur apparition : nature des céramiques, champ électrique à la surface des céramiques, utilisation du phénomène piézoélectrique, variation de la température et enfin présence d'un plasma à la surface.

Une contribution à la modélisation du comportement électromécanique en vue d'une modélisation de la distribution du potentiel de surface et de sa caractérisation est proposée au chapitre deux. Les spécificités des céramiques ferroélectriques, l'influence de la distribution du potentiel de surface ainsi que l'évolution spatio-temporelle des décharges dans l'environnement du transformateur piézoélectrique seront abordés au chapitre trois.

Chapitre 2 : Caractérisation et modélisation du transformateur hors décharge

Table des matières :

2.1	Introduction	43
2.2	Les transformateurs piézoélectriques de type Rosen.....	43
2.3	Modèle analytique des transformateurs – évaluation du potentiel électrique de surface 46	
2.3.1	Développement du modèle non linéaire – condition de circuit ouvert	47
2.4	Identification expérimentale des paramètres du modèle analytique.....	52
2.4.1	Introduction	52
2.4.2	Identification par schéma électrique équivalent	53
2.4.3	Comparaison et validation du modèle linéaire	59
2.4.4	Identification expérimentale de ψp par mesure vibrométrique.....	61
2.4.5	Identification expérimentale de γ	64
2.4.6	Validation du modèle analytique à faibles signaux	67
2.5	Etudes expérimentale et théorique du comportement électromécanique du transformateur pour de fortes sollicitations.....	68
2.5.1	Etude des non-linéarités.....	69
2.6	Potentiel de surface.....	73
2.7	Conclusion.....	85

2.1 Introduction

La génération des décharges plasmas par effet piézoélectrique repose sur la mise en application particulière des transformateurs piézoélectriques. Ces transformateurs sont couramment utilisés comme simples composants électroniques basse puissance (quelques dizaines de watts tout au plus) sous la forme d'un quadripôle. Comme son homologue magnétique, il permet de faire de l'adaptation de tension, de courant ou d'impédance, tout en offrant une excellente isolation galvanique, une forte compacité ainsi que d'autres propriétés spécifiques.

Dans le cadre de la génération de décharge, les propriétés attendues sont principalement la forte élévation de tension et la capacité à modifier la distribution du potentiel électrique à l'origine de la décharge. En outre ces deux critères sont fortement dépendants de la géométrie du transformateur, des propriétés intrinsèques des matériaux employés ainsi que des modes vibratoires sollicités. C'est la raison pour laquelle il est essentiel d'appréhender le gain en tension et la distribution de potentiel de manière analytique et ainsi fournir les moyens nécessaires au dimensionnement et à la conception optimale des générateurs.

Le chapitre suivant traite donc de la modélisation analytique des transformateurs piézoélectriques et de leur caractérisation expérimentale. En raison de leur forte capacité d'élévation en tension, le transformateur de type Rosen est le sujet de l'étude. Il existe de nombreux modèles dans la littérature mais ceux-ci ne sont pas adaptés à l'usage particulier qu'est la génération de décharges. En effet lorsque le transformateur piézoélectrique est utilisé comme simple composant électronique, il est associé à une charge électrique reliée au secondaire. Cette charge a pour effet d'amortir le comportement vibratoire du transformateur, si bien que sa modélisation sur la base de relations linéaires simples est tout à fait satisfaisante dans la plupart des cas.

Lorsqu'il s'agit d'un usage pour l'allumage de décharges plasmas, le fait de la forte non-linéarité produite par la dynamique d'une décharge entraîne le transformateur piézoélectrique dans un mode de fonctionnement inhabituel est très peu traité dans la littérature. Typiquement, avant l'allumage de la décharge, le transformateur fonctionne à vide, c'est-à-dire sans charge au secondaire. Le faible amortissement occasionné dans ce cas rend la modélisation classique inappropriée. Il est alors nécessaire d'aborder une modélisation du transformateur plus poussée, incluant des termes complémentaires aux relations usuelles afin de rendre compte de ce mode de fonctionnement spécifique.

Puisque la distribution du potentiel électrique est également un élément majeur dans le processus de génération, le modèle développé sera étendu à l'évaluation de cette distribution. En outre une comparaison expérimentale sera abordée en s'appuyant sur la réalisation et l'utilisation d'un dispositif de mesure spécifique.

2.2 Les transformateurs piézoélectriques de type Rosen

Parmi les nombreuses architectures de transformateurs piézoélectriques, le transformateur de type Rosen est particulièrement adapté à l'étude pour les décharges plasmas en raison d'une part de sa forte capacité d'élévation en tension (des gains pouvant dépasser la centaine) et d'autre part d'une relative grande disponibilité sur le marché facilitant l'approvisionnement.

De la même manière que pour les autres architectures de transformateurs piézoélectriques, le transformateur de type Rosen repose sur l'association de deux éléments

ferroélectriques (pouvant être d'un même bloc), l'un faisant intervenir l'effet piézoélectrique inverse (constituant le primaire) l'autre l'effet direct (constituant le secondaire). Le transformateur de type Rosen tire ses propriétés optimales d'élévation en tension grâce à l'orientation distincte de sa polarisation suivant les deux éléments. L'élément primaire est polarisé suivant l'épaisseur tandis que le secondaire est polarisé suivant sa plus grande longueur. Les deux éléments font donc intervenir le mode transversal et longitudinal comme illustré Figure 30. Il en résulte d'excellentes performances lorsque le transformateur est sollicité aux alentours de ses modes de résonance mécanique longitudinaux.

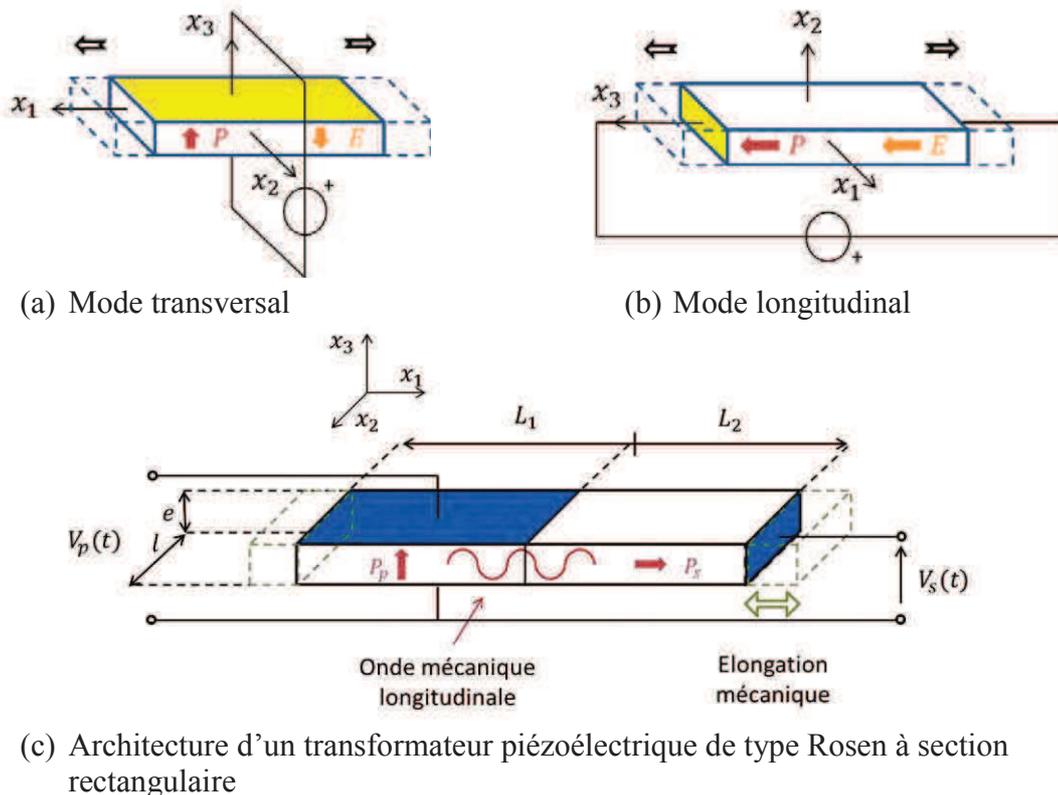


Figure 30 - Modes de couplage piézoélectrique élémentaire et principe du transformateur de type Rosen

Les déformations favorables à une conversion électromécanique efficace sont donc majoritairement dans le sens de la plus grande longueur. En raison de cette dimension préférentielle et à l'exception des effets de bord, le transformateur Rosen peut être modélisé convenablement en considérant cette unique direction (approximation à une poutre).

Les différents modes de déformation longitudinaux sont identifiés suivant leur rang correspondant au nombre de demi-longueurs d'onde mécanique sur la longueur totale L telle que $L = n\lambda/2, n \in \mathbb{N}^*$ et $f = c/\lambda$.

Avec n le rang du mode longitudinal, λ la longueur d'onde mécanique, f la fréquence et c la célérité de l'onde dans le matériau constituant. En première approximation, on constate que chaque fréquence de résonance est un multiple entier du premier mode $\lambda/2$. Puisque ces modes vibratoires sont sollicités en alimentant le primaire à l'aide d'une tension de même fréquence, il apparaît évident que plus le mode voulu sera élevé, plus la fréquence d'alimentation le sera également.

Ajoutons que le primaire du transformateur peut être constitué d'un ensemble de couches, ce qui permet d'accroître encore le gain en tension proportionnellement au nombre de couches.

Les paramètres géométriques du transformateur sont énumérés ci-dessous :

Notation	Définition
L_1	Longueur du primaire
L_2	Longueur du secondaire
l	Largeur
e	Epaisseur totale
k	Nombre de couche au primaire

Lors d'un usage conventionnel du transformateur de type Rosen, le potentiel électrique $v_s(t)$ du secondaire est collecté à son extrémité par l'intermédiaire d'une électrode. Il est ainsi relié à son circuit de sortie. Dans une telle configuration, il est possible d'y connecter un dispositif annexe de type barrière diélectrique ainsi soumis à la tension de sortie.

Cependant l'étude actuelle a pour but une utilisation plus originale du transformateur, en tirant profit directement du potentiel électrique développé à la surface du secondaire. En effet en raison de la très haute permittivité de la céramique ferroélectrique constituant le transformateur, il est intéressant d'en étudier l'usage comme support à la décharge. Ainsi le secondaire du transformateur peut s'apparenter à un diélectrique chargé.

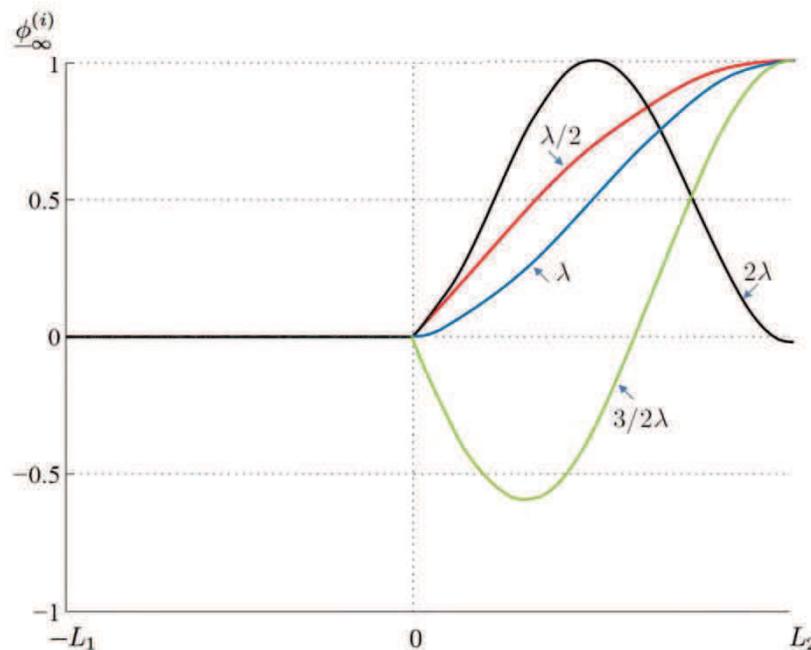


Figure 31 - Distribution de potentiel normalisée suivant les 4 premiers modes longitudinaux

La distribution de potentiel électrique est dépendante du mode vibratoire et des dimensions du transformateur. D'après [21], les allures normalisées de la distribution de potentiel des 4 premiers modes vibratoires longitudinaux sont illustrées Figure 31. Il est remarquable que les maxima et minima voient leur position modifiée suivant le mode excité. Le passage d'un mode à un autre permet donc théoriquement de modifier l'allure de la décharge

plasma en surface, sous réserve que les tensions atteintes soient suffisantes pour initier l'allumage.

Cependant, l'illustration Figure 31 doit être prise avec précaution. En effet les distributions de potentiel sont données avec une amplitude normalisée. Or, celles-ci peuvent être très différentes d'un mode à l'autre et par conséquent leur impact sur la décharge également. Il est donc primordial de pouvoir connaître ou au moins évaluer les valeurs absolues atteintes à la surface. Pour cela, le modèle analytique est détaillé ci-après ainsi que la caractérisation expérimentale d'un transformateur.

2.3 Modèle analytique des transformateurs – évaluation du potentiel électrique de surface

Les transformateurs piézoélectriques sont des dispositifs résonants. Cette résonance se manifeste autour de différentes fréquences propres, dépendantes de leur géométrie, dimension et propriétés électromécaniques. Lorsque le transformateur est alimenté à faibles signaux, ou que celui-ci est fortement amorti (par une charge résistive connectée au secondaire), le diagramme de Bode de l'admittance correspond à une caractéristique classique d'un circuit de type RLC en parallèle d'une capacité (Figure 34). Ainsi autour d'une fréquence de résonance, l'admittance d'entrée témoigne d'une pulsation de résonance ω_M et d'anti-résonance ω_m . Cette caractéristique, qui sera plus largement discutée dans la partie 2.4, est bien connue et largement identifiable.

Malheureusement, lorsqu'il s'agit d'un transformateur à faible amortissement, et particulièrement en condition de circuit ouvert, un comportement non-linéaire se manifeste, notamment dépendant de l'amplitude de la tension d'entrée V_p . Cette dépendance est remarquable sur la Figure 32.

Or, dans le cadre de la génération de décharge plasma, et dans les conditions qui précèdent l'allumage de la décharge, le transformateur se trouve exactement dans ces conditions de faible amortissement. Il est donc primordial de quantifier cette non-linéarité et d'en apprécier l'influence sur l'amplitude du potentiel électrique atteignable à la surface du transformateur (17).

Le but de cette partie est donc d'élaborer un modèle analytique qui tienne compte de cet effet non-linéaire, pouvant ainsi être considéré lors des phases futures de dimensionnement des générateurs.

Le modèle analytique utilisé s'appuie avantagement sur les travaux de Clément Nadal [21]. Ceux-ci traitent de la mise en œuvre d'une méthode systématique pour la modélisation analytique d'un transformateur piézoélectrique basée sur l'exploitation du Principe de Moindre Action (PMA). A partir de la théorie linéaire de la piézoélectricité, un modèle général applicable à toutes les géométries de transformateur est proposé.

Dans les travaux ici présentés, la méthode est appliquée à une structure classique de type Rosen comme illustrée sur la Figure 30. Pour répondre plus particulièrement à l'objectif d'évaluation du potentiel de surface, le modèle classique est complété par la prise en compte, d'une part de l'amortissement mécanique et d'autre part de la contribution non-linéaire observable sous condition de faible amortissement (circuit ouvert). A noter que cette première étape de modélisation ne tient pas compte de l'influence de la décharge plasma sur le comportement du transformateur. Il s'agit ici d'évaluer le potentiel électrique avant décharge, c'est-à-dire les niveaux de tension à l'origine de l'amorçage de la décharge.

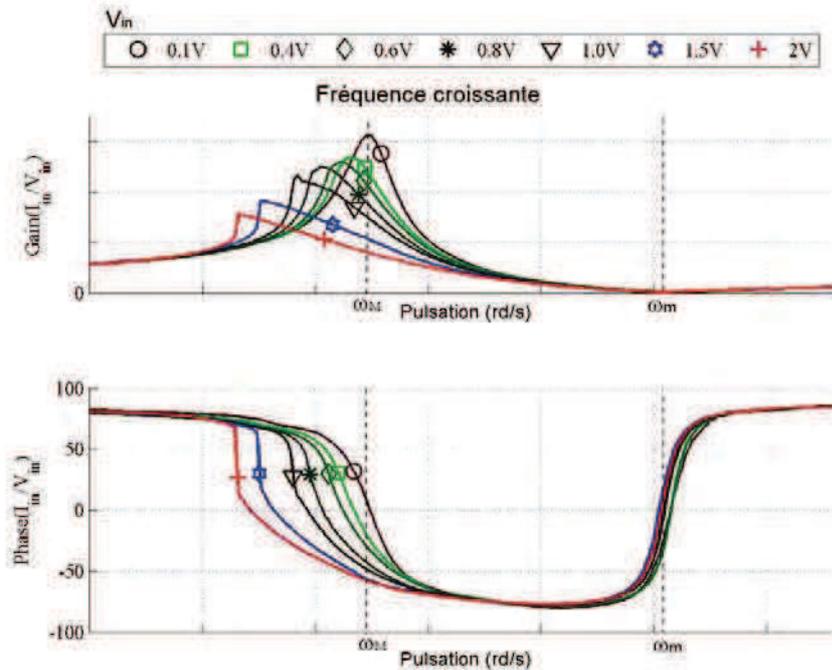


Figure 32 - Illustration de la variation de l'admittance en fonction de la tension d'entrée

2.3.1 Développement du modèle non linéaire – condition de circuit ouvert

Les étapes de calcul menant aux équations d'équilibre non-linéaire sont présentées partiellement dans ce document. Pour plus de détails sur les hypothèses et méthodologies utilisées, le lecteur pourra se référer aux travaux de Nadal C. [21].

Il est important de préciser en préambule que le modèle couramment utilisé pour décrire les transformateurs piézoélectriques repose sur les équations constitutives linéaires de la piézoélectricité. Dans la grande majorité des cas, cette approche est suffisante. Or, les non-linéarités sont nombreuses dans le processus de conversion électromécanique à l'œuvre dans les dispositifs piézoélectriques. Celles-ci deviennent plus ou moins manifestes suivant les conditions d'usage. Afin de chercher à rendre compte fidèlement mais simplement du comportement du transformateur dans notre cas, les différentes sources de non-linéarités sont brièvement présentées ci-après.

Rappelons tout d'abord que les transformateurs employés sont fabriqués à partir de matériaux ferroélectriques. Or ces matériaux sont une sous-catégorie dans la famille des matériaux pyroélectriques, ce qui leur confère inévitablement une sensibilité à la température, et notamment à leur propre échauffement sous l'effet des frottements internes. Ces effets thermiques affectent sensiblement les propriétés mécaniques (rigidité), électriques (permittivité, angle de perte) et également piézoélectriques (conversion électromécanique). Cependant les effets thermiques quasi-statiques seront volontairement écartés dans cette étude afin de se consacrer aux phénomènes dynamiques.

Les non-linéarités observables dans les milieux ferroélectriques sont décrites principalement par la variation des paramètres habituellement considérés constants dans les relations usuelles. Ainsi il est possible de distinguer les non-linéarités diélectriques, piézoélectriques et élastiques, pouvant être réversibles ou non [21]. Les variations irréversibles sont immédiatement écartées de l'étude, celles-ci se manifestant lors d'un usage inapproprié du

dispositif, le plus souvent liées à une dépolarisation partielle ou totale du matériau ferroélectrique. En outre, des essais répétés ont permis d'en vérifier la faible influence, bien qu'un phénomène de vieillissement ait pu être constaté.

Les essais expérimentaux préalables ont permis d'écarter raisonnablement les non-linéarités diélectriques, piézoélectriques, pour ne tenir compte que de l'effet majoritaire qui porte sur le comportement mécanique [55][21]. En effet, dans des conditions où le dispositif piézoélectrique est soumis à un faible amortissement, la déformation mécanique approchée par les premiers termes de la théorie de Green n'est plus valable. Ainsi des termes d'ordre supérieur interviennent dans la relation d'équilibre dynamique.

En résumant le problème de modélisation à la dimension principale du dispositif, soit sa longueur, cette non-linéarité mécanique se traduit sur le terme axial du tenseur de contrainte, distinctement suivant la partie primaire et secondaire. Par souci de clarté la notation $x_{i,j} = \frac{\partial x_i}{\partial j}$ est adoptée.

Pour l'élément primaire :

$$K_{11} = \bar{c}_{11}u_{1,1} + \bar{e}_{31}\phi_{,3} + \bar{\xi}_{31}u_{1,1}^2 + \bar{\gamma}_{31}u_{1,1}^3 \quad (13)$$

$$D_3 = \bar{e}_{31}u_{1,1} - \bar{\epsilon}_{33}\phi_{,3} \quad (14)$$

Pour l'élément secondaire :

$$K_{11} = \bar{c}_{33}u_{1,1} + \bar{h}_{31}D_1 + \bar{\xi}_{11}u_{1,1}^2 + \bar{\gamma}_{11}u_{1,1}^3 \quad (15)$$

$$\phi_{,1} = \bar{h}_{33}u_{1,1} - \bar{\beta}_{33}D_1 \quad (16)$$

Avec K_{11} la contrainte mécanique axiale suivant la longueur, u_1 le déplacement mécanique suivant la longueur, ϕ le potentiel électrique et D le déplacement électrique.

Les constantes du matériau sont définies dans le Tableau 4.

Ces notations sont affublées d'une barre afin de les distinguer des données du fabricant [21]. En effet, les simplifications admises pour le modèle unidimensionnel conduisent à des valeurs de constantes sensiblement différentes. En outre, les coefficients de couplage quadratique et cubique ne sont jamais fournis par le fabricant et sont donc des termes à déterminer.

Tableau 4 - définition des constantes du matériau piézoélectrique

Notation	Définition	Unité
ρ	Masse volumique	kg/m^3
$\overline{c_{11}} = 1/s_{11}^E$	Rigidité transversale	N/m^2
$\overline{c_{33}} = (s_{33}^E(1 - k_{33}^2))^{-1}$	Rigidité longitudinale	N/m^2
$\overline{e_{31}} = d_{31}/s_{11}^E$	Coefficient piézoélectrique transversal	C/m^2
$\overline{h_{33}} = d_{33}/(s_{33}^E \varepsilon_{33}^T (1 - k_{33}^2))$	Coefficient piézoélectrique longitudinal	C/N
$\overline{\varepsilon_{33}} = \varepsilon_{33}^T (1 - k_{31}^2)$	Permittivité longitudinale	F/m
$\overline{\beta_{33}} = 1/(\varepsilon_{33}^T (1 - k_{33}^2))$	Inverse de permittivité longitudinale	m/F
$\overline{\xi_{31}}$	Coefficient de couplage quadratique transversal	N/m^2
$\overline{\gamma_{31}}$	Coefficient de couplage cubique transversal	N/m^2
$\overline{\xi_{11}}$	Coefficient de couplage quadratique longitudinal	N/m^2
$\overline{\gamma_{11}}$	Coefficient de couplage cubique longitudinal	N/m^2

Le déplacement mécanique $u_1(x_1, t)$ est déduit de l'équation d'onde mécanique. En supposant raisonnablement que la rigidité mécanique suivant l'axe 1 est la même pour les éléments primaire et secondaire, le déplacement mécanique pour le mode $\lambda/2$ peut être approximé par une fonction sinus (17) :

$$u_1(x_1, t) = U_0 \sin[k(x_1 - \delta)]\eta(t) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} k = \frac{\pi}{L_1 + L_2} \\ \delta = \frac{L_2 - L_1}{2} \end{cases} \quad (17)$$

$u_1(x_1, t)$ se distingue par le produit de deux termes, l'un spatial et l'autre temporel $\eta(t)$ qui correspond au déplacement modal (coordonnée généralisée). La constante U_0 dépend donc de la condition de normalisation choisie lors de la formulation modale.

A partir des nouvelles équations constitutives de la piézoélectricité (13) et (15), l'application du principe de moindre action [21] et le respect des conditions aux limites, l'équation d'équilibre modale (18) est obtenue :

$$\ddot{\eta} + \omega_0^2 \eta - \overline{e}_D \frac{v_p}{e} + \overline{\xi} \eta^2 + \overline{\gamma} \eta^3 + \overline{e}_R C_\phi = 0 \quad (18)$$

Avec les relations paramétrées suivantes :

$$\omega_0^2 = \frac{2k^2(\overline{c}_{11}L_1 + \overline{c}_{33}L_2) + k(\overline{c}_{33} - \overline{c}_{11}) \sin(2k\delta)}{2\rho(L_1 + L_2)} \quad (19)$$

$$\overline{e}_D = \frac{2}{U_0\rho(L_1 + L_2)} \overline{e}_{31}[1 - \sin(k\delta)] \quad (20)$$

$$\bar{e}_R = \frac{2}{U_0 \rho (L_1 + L_2)} \frac{\bar{h}_{33}}{\beta_{33}} [1 + \sin(k\delta)] \quad (21)$$

$$\bar{\xi} = \frac{U_0 k^2 \left[4(\bar{\xi}_{31} + \bar{\xi}_{11}) + (\bar{\xi}_{31} - \bar{\xi}_{11}) [3 \sin(k\delta) + \sin(3k\delta) / 3] \right]}{3\rho(L_1 + L_2)} \quad (22)$$

$$\bar{\gamma} = \frac{U_0^2 k^3 \left[3k(\bar{\gamma}_{31} + \bar{\gamma}_{11}) + (\bar{\gamma}_{11} - \bar{\gamma}_{31}) [2 \sin(2k\delta) + \sin(4k\delta) / 4] \right]}{4\rho(L_1 + L_2)} \quad (23)$$

Par ailleurs, il est possible d'exprimer le potentiel électrique le long du transformateur tel que :

$$\phi(x_1, x_3, t) = \begin{cases} A_\phi(t)x_3 + B_\phi(t) & , -L_1 < x_1 < 0 \\ \bar{h}_{33}u_1(x_1, t) + C_\phi(t)x_1 + D_\phi(t) & , 0 < x_1 < L_2 \end{cases} \quad (24)$$

Avec A_ϕ B_ϕ C_ϕ D_ϕ les constantes d'intégration potentiellement dépendantes de la variable temporelle, ω_0 la pulsation propre, \bar{e}_D et \bar{e}_R les facteurs modaux de conversion électromécanique respectivement du primaire et secondaire, et enfin v_p la tension appliquée au primaire. A noter que lorsque le transformateur présente un primaire multicouche, il est nécessaire de multiplier la tension primaire v_p par le nombre de couches k .

En vue de l'identification expérimentale de certains paramètres, il est pratique d'imposer la tension d'entrée comme grandeur réelle. Ainsi les variables sont définies relativement à la tension primaire en adoptant les notations suivantes (25) :

$$\begin{cases} \eta(t) = \eta_1 \cos(\omega t) + j\eta_2 \sin(\omega t) \\ C_\phi(t) = C'_\phi \cos(\omega t) + jC''_\phi \sin(\omega t) \\ D_\phi(t) = D'_\phi \cos(\omega t) + jD''_\phi \sin(\omega t) \\ v_p(t) = V'_p \cos(\omega t) \\ v_s(t) = V'_s \cos(\omega t) + jV''_s \sin(\omega t) \end{cases} \quad (25)$$

En remplaçant (25) dans (18) et en considérant que le modèle visé ne traite que de la variation au fondamental, les termes harmoniques sont négligés. Par ailleurs, le transformateur étant considéré hors décharge, il n'y a donc pas de circulation de charges dans l'élément secondaire si bien que $C_\phi(t)$ est considéré nul. Suite à ces hypothèses, l'équation dynamique devient :

$$\begin{cases} (\omega_0^2 - \omega^2)\eta_1 + \frac{3}{4}\bar{\gamma}(\eta_1^3 + \eta_1\eta_2^2) = \bar{e}_p V'_p \\ (\omega_0^2 - \omega^2)\eta_2 + \frac{3}{4}\bar{\gamma}(\eta_2^3 + \eta_2\eta_1^2) = 0 \end{cases} \quad \text{avec} \quad \bar{e}_p = \frac{k}{e} \bar{e}_D \quad (26)$$

Ce système d'équations simple doit cependant être complété. En effet les frottements internes au matériau n'ont pas été considérés jusqu'ici, principalement en raison de la forte incertitude qui réside dans leur détermination théorique. Or ces frottements ont une incidence considérable sur les relations électromécaniques. Classiquement, un amortissement de type visqueux est ajouté, nécessitant l'intégration d'un terme de qualité Q_m défini de telle sorte que (26) devient :

$$\begin{cases} (\omega_0^2 - \omega^2)\eta_1 + \frac{\omega_0}{Q_m}\omega\eta_2 + \frac{3}{4}\bar{\gamma}(\eta_1^3 + \eta_1\eta_2^2) = \bar{e}_p V_p' \\ (\omega_0^2 - \omega^2)\eta_2 + \frac{\omega_0}{Q_m}\omega\eta_1 + \frac{3}{4}\bar{\gamma}(\eta_2^3 + \eta_2\eta_1^2) = 0 \end{cases} \quad (27)$$

Le facteur de qualité mécanique ne pouvant être obtenu analytiquement de manière satisfaisante, celui-ci sera identifié expérimentalement dans la partie suivante.

Ainsi l'équation (27) permet d'étudier le comportement dynamique au travers de la coordonnée généralisée $\eta(t)$.

La détermination du potentiel électrique en surface du transformateur fait intervenir quelques hypothèses additionnelles. Tout d'abord le potentiel électrique est considéré invariant suivant l'épaisseur et la largeur du transformateur. De plus, le potentiel à la surface de l'élément primaire est imposé et de valeur v_p .

$$\phi(x_1, x_3, t) = \begin{cases} A_\phi(t)x_3 + B_\phi(t) & , -L_1 < x_1 < 0 \\ \bar{h}_{33}u_1(x_1, t) + C_\phi(t)x_1 + D_\phi(t) & , 0 < x_1 < L_2 \end{cases} \quad (28)$$

Par ailleurs, le fait que le transformateur soit en circuit ouvert laisse supposer l'absence de courant au secondaire. Par conséquent le terme $C_\phi(t)$ est supposé nul ce qui permet d'aboutir à l'expression du potentiel électrique suivant x_1 :

$$\phi(x_1, t) = \begin{cases} (\bar{h}_{33}\eta_1 \sin(k(x_1 - \delta)) + D'_\phi) \cos(\omega t) \\ (\bar{h}_{33}\eta_2 \sin(k(x_1 - \delta)) + D''_\phi) \sin(\omega t) \end{cases}, 0 < x_1 < L_2 \quad (29)$$

$$\begin{cases} D'_\phi = V_p' + \bar{h}_{33}\eta_1 \sin(k\delta) \\ D''_\phi = \bar{h}_{33}\eta_2 \sin(k\delta) \end{cases} \quad (30)$$

Le système d'équations constitué des inconnues η_1 et η_2 peut être aisément résolu numériquement. Il est alors possible de formuler l'admittance d'entrée complexe du transformateur (31). L'expression analytique de l'admittance permettra de vérifier la pertinence du modèle non-linéaire par une mesure électrique a priori simple.

$$Y_p(t) = \begin{cases} Y_p' = -\frac{\psi_p\eta_2}{V_p'}\omega \\ Y_p'' = \frac{\psi_p\eta_1}{V_p'}\omega - C_p\omega \end{cases} \quad (31)$$

$$\psi_p = -U_0^2 \bar{e}_p \frac{\rho(L_1 + L_2)le}{2} \quad (32)$$

Rappelons brièvement les limites du modèle précédemment développé. Le système d'équation développé ci-avant ne traite que le mode $\lambda/2$, et ne sera donc valable qu'autour de ce mode vibratoire. Cependant la démarche reste identique pour tout autre mode d'ordre supérieur, si toutefois les hypothèses simplificatrices (notamment l'approximation 1D) restent valides. Ajoutons que les effets de température ont volontairement été négligés, or les propriétés mécaniques peuvent s'avérer sensibles aux variations de température.

Etant donné que certains paramètres du modèle ne sont pas connus, une étape expérimentale d'identification est requise et détaillée dans la partie suivante. L'étude expérimentale et la validation s'appuieront sur la caractérisation de transformateurs commercialisés par la société Steiner & Martins.

2.4 Identification expérimentale des paramètres du modèle analytique

2.4.1 Introduction

Le modèle analytique présenté dans la partie précédente fait intervenir différents paramètres. Les transformateurs Steiner et Martins employés pour l'étude ont les dimensions indiquées dans le Tableau 5. Bien que les propriétés des matériaux ne soient pas communiquées par le fabricant, la conduite des essais expérimentaux a permis d'identifier la céramique PZT employée comme étant relativement standard et comparable au produit NCE46 de la société Noliac©. Les valeurs correspondantes sont énumérées dans le Tableau 6.

Tableau 5 - Caractéristiques géométriques du transformateur piézoélectrique SMMTF55P6S50 – STEMINC [56]

	Définition	Valeur	Unité
L_0	Longueur totale	30,05	mm
L_1	Longueur du primaire	17,35	mm
L_2	Longueur du secondaire	12,7	mm
l	Largeur	7,5	mm
e	Epaisseur	2,6	mm
k	Nombre de couches au primaire	12	

Tableau 6 - Propriétés matérielles de référence - NCE46-Noliac[57]

	Définition	Valeur	Unité
ρ	Masse volumique	7700	kg/m ³
s_{11}^E	Compliance transversale à $\langle E \rangle$ constant	$13 \cdot 10^{-12}$	m ² /N
s_{33}^E	Compliance longitudinale à $\langle E \rangle$ constant	$20 \cdot 10^{-12}$	m ² /N
d_{31}	Coefficient piézoélectrique transversal	$-130 \cdot 10^{-12}$	m/N
d_{33}	Coefficient piézoélectrique longitudinal	$290 \cdot 10^{-12}$	m/N
ε_{33}^T	Permittivité longitudinale à $\langle T \rangle$ constant	$1300 \cdot \varepsilon_0$	F/m
k_{31}	Coefficient de couplage transversal	0.33	
k_{33}	Coefficient de couplage longitudinal	0.68	
Q_m	Facteur de qualité mécanique *	>1000	
$\tan \delta$	Tangente de l'angle de pertes	$30 \cdot 10^{-4}$	

* Le facteur de qualité mécanique Q_m indiqué dans le Tableau 6 est une valeur approximative pour une céramique monobloc simple. Dans le cas d'une structure plus complexe tel qu'un transformateur, cette valeur n'est plus pertinente et se trouve largement surévaluée.

Afin de vérifier la validité du modèle analytique linéaire d'une part, et d'autre part pour identifier les paramètres manquants à la mise en œuvre du modèle non-linéaire, différents essais expérimentaux sont entrepris.

2.4.2 Identification par schéma électrique équivalent

La conversion électromécanique en œuvre dans les transformateurs piézoélectriques fait intervenir la résonance mécanique de l'ensemble primaire-secondaire. Le plus souvent, l'identification est réduite à une modélisation autour de l'une des résonances mécaniques. L'analogie à un circuit électrique est alors facilement abordable et il est souvent fait appel au schéma électrique équivalent de Mason dont l'une des représentations est donnée Figure 33. Les paramètres sont propres au mode de résonance mécanique choisi, indiqué par ⁽ⁱ⁾.

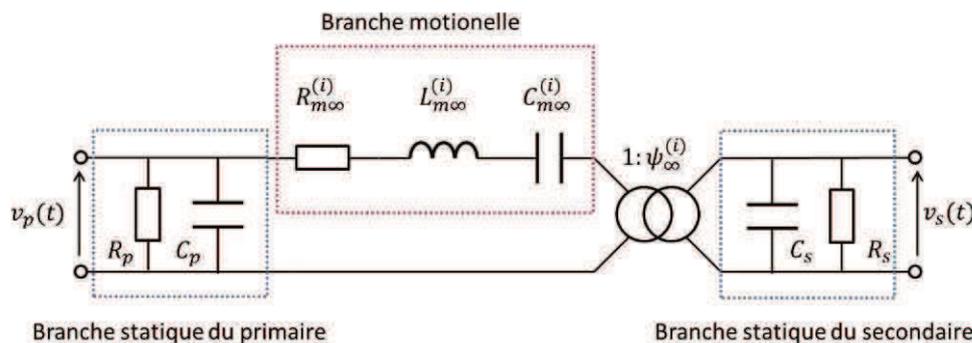


Figure 33 - Schéma électrique équivalent d'un transformateur piézoélectrique

A partir des bornes primaires et secondaires, et sous réserve que les éléments du schéma électrique équivalent restent constants, il est possible d'identifier avec précision les différents éléments à l'aide de simples mesures électriques. Cependant il est important de noter que ce modèle ne sera réellement valable que dans le cas d'un fonctionnement « linéaire » du transformateur, c'est-à-dire à faibles tensions d'alimentation. D'autres essais expérimentaux viendront par la suite compléter l'étude non-linéaire.

2.4.2.1 Méthodes d'identification [58]

La méthode d'identification du schéma électrique équivalent est rappelée dans cette partie.

Les dipôles RC parallèles en entrée et en sortie du quadripôle représentent les propriétés purement diélectriques. Les capacités dites « bloquées » du primaire et secondaire dépendent directement du mode de couplage piézoélectrique élémentaire sollicité. La résistance représente les pertes dues à la conductivité parasite du matériau et à l'hystérésis qui caractérise son comportement ferroélectrique (champ-déplacement).

Le dipôle « $R_{m\infty}^{(i)} L_{m\infty}^{(i)} C_{m\infty}^{(i)}$ » série traduit les propriétés élastodynamiques du transformateur piézoélectrique et représentent respectivement les pertes mécaniques (frottement interne), la masse vibrante et de l'élasticité de la structure. Le couple inductance et capacité $L_{m\infty}^{(i)} C_{m\infty}^{(i)}$ rend compte du phénomène résonant autour du mode vibratoire considéré.

L'indice infini x_∞ est employé pour distinguer les éléments du schéma équivalent lors d'une identification à secondaire ouvert. En effet, la déformation mécanique du transformateur étant affectée par l'état de charge du secondaire, les valeurs résultantes du schéma varient sensiblement.

Les différents éléments du schéma peuvent être rapprochés des équations du modèle analytique et seront comparés ultérieurement pour valider le modèle. En complément des expressions théoriques préalablement introduites, rappelons simplement les expressions théoriques des capacités diélectriques et le gain en tension $\psi_{\infty}^{(i)}$:

$$C_p = k^2 \frac{L_1 l}{e} \varepsilon_{33}^T (1 - k_{31}^2) \quad (33)$$

$$C_s = \frac{le}{L_2} \varepsilon_{33}^T (1 - k_{33}^2) \quad (34)$$

$$\psi_{\infty}^{(i)} = \frac{\psi_{p\infty}^{(i)}}{\psi_{s\infty}^{(i)}} \quad (35)$$

Dans le cas où le transformateur piézoélectrique est sollicité par une fréquence d'alimentation proche d'un mode résonant $\lambda/2$ et que le secondaire est en circuit ouvert ($R_{ch} \rightarrow +\infty$), une méthodologie pour l'identification des paramètres du schéma électrique est proposée puis validée. Pour coller au mieux au mode vibratoire sollicité, cette identification est faite par des mesures électriques, soit au primaire soit au secondaire, et systématiquement en circuit ouvert. Cette approche diffère sensiblement de la méthode classique qui repose sur des mesures en court-circuit.

Cette méthode simple s'appuie conjointement sur le diagramme de Bode et de Nyquist de l'admittance et de l'impédance. Vu des bornes (que ce soit du primaire ou du secondaire), le comportement électrique peut s'apparenter au schéma généralisé (Figure 34).

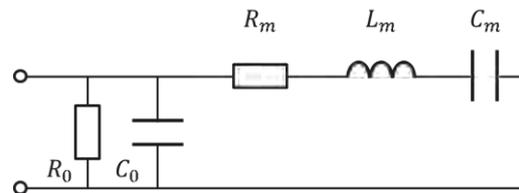


Figure 34 - Schéma électrique équivalent d'un transformateur piézoélectrique fonctionnant au voisinage de la résonance vu des bornes

Le schéma générique Figure 34 s'illustre par une branche statique d'admittance \underline{Y}_0 et une branche dynamique d'impédance \underline{Z}_m . L'admittance globale du transformateur piézoélectrique vue des bornes du primaire ou du secondaire peut s'écrire (36) :

$$\underline{Y} = \underline{Y}_0 + \frac{1}{\underline{Z}_m} = \frac{1}{R_0} + jC_0\omega + \frac{1}{R_m[1 + jQ_m\Delta(\omega)]} \quad (36)$$

Avec Q_m le facteur qualité image de l'acuité de la résonance et $\Delta(\omega)$ la dissonance (37) :

$$Q_m = \frac{1}{R_m} \sqrt{\frac{L_m}{C_m}} \quad , \quad \Delta(\omega) = \frac{\omega}{\omega_s} - \frac{\omega_s}{\omega} \quad \text{avec} \quad \omega_s = \frac{1}{\sqrt{L_m C_m}} \quad (37)$$

Lorsque le facteur de qualité est élevé, il est possible de montrer que le tracé de Nyquist de l'admittance s'apparente à un cercle :

$$\begin{cases} \operatorname{Re}(\underline{Y}) = \frac{1}{R_0} + \frac{1}{R_m[1 + Q_m^2 \Delta^2(\omega)]} \\ \operatorname{Im}(\underline{Y}) = C_0 \omega - \frac{Q_m \Delta(\omega)}{R_m[1 + Q_m^2 \Delta^2(\omega)]} \end{cases} \quad (38)$$

Par conséquent $\operatorname{Re}(\underline{Y})$ et $\operatorname{Im}(\underline{Y})$ sont liées par l'équation suivante (39) :

$$\left[\operatorname{Re}(\underline{Y}) - \frac{1}{R_0} - \frac{1}{2R_m} \right]^2 + [\operatorname{Im}(\underline{Y}) - C_0 \omega]^2 = \left(\frac{1}{2R_m} \right)^2 \quad (39)$$

Pour des faibles variations de la pulsation autour de ω_s , l'admittance décrit un cercle de centre $\Omega \left(\frac{1}{R_0} + \frac{1}{2R_m}, C_0 \omega_s \right)$ et de rayon $\frac{1}{2R_m}$ dans le diagramme de Nyquist comme illustré sur la Figure 35 (b).

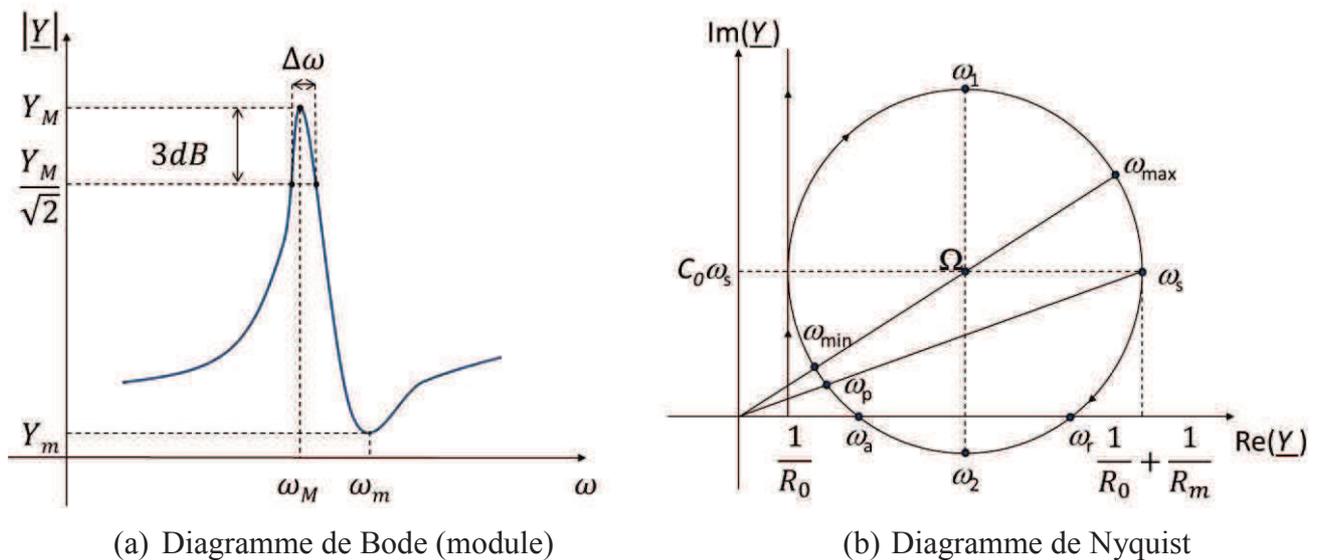


Figure 35 - Tracés de l'admittance équivalente autour d'une résonance

Sur cette caractéristique se distinguent des valeurs particulières détaillées ci-après :

- Pulsation de résonance série ω_s : pulsation pour la valeur maximale de la partie réelle de l'admittance.

$$\max[\operatorname{Re}(\underline{Y})] \leftrightarrow \omega_s = \frac{1}{\sqrt{L_m C_m}} \quad (40)$$

$$\begin{cases} \operatorname{Re}[\underline{Y}(\omega_s)] = \frac{1}{R_0} + \frac{1}{R_m} \\ \operatorname{Im}[\underline{Y}(\omega_s)] = C_0 \omega_s \end{cases} \quad (41)$$

- Pulsation de résonance parallèle ω_p : pulsation pour la valeur maximale de la partie réelle de l'impédance (dans l'hypothèse où R_0 est négligé devant C_0 et pour un important facteur de qualité mécanique).

$$\max[Re(\underline{Z})] \leftrightarrow \omega_p = \omega_s \sqrt{1 + \frac{1}{\delta}} \quad \text{avec} \quad \delta = \frac{C_0}{C_m} \quad (42)$$

- Pulsations quadrantales ω_1 et ω_2 : pulsations pour un argument de l'admittance égal à $\pm \frac{\pi}{4}$ dans le diagramme de Nyquist ou également à un module de l'admittance égal à $\frac{|Y|_{max}}{\sqrt{2}}$.

$$\text{Arg}(\underline{Y}) = \pm \frac{\pi}{4} \leftrightarrow \omega_{1,2} = \frac{\omega_s}{2Q_m} \left[\mp 1 + \sqrt{1 + 4Q_m^2} \right] \quad (43)$$

La différence $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ s'apparente clairement à la bande passante à $-3dB$ et permet d'estimer le facteur de qualité mécanique de la structure. Toutefois l'estimation de Q_m à l'aide de l'équation (43) est sensible et peu précise. On lui préférera une seconde méthode basée sur la mesure des fréquences quadrantales telle que :

$$Q_m = \frac{\sqrt{\omega_1 \omega_2}}{\Delta\omega} \quad (44)$$

De plus les fréquences quadrantales offrent les relations supplémentaires :

$$\begin{cases} Re[\underline{Y}(\omega_{1,2})] = \frac{1}{R_0} + \frac{1}{2R_m} \\ Im[\underline{Y}(\omega_{1,2})] = C_0 \omega_{1,2} \pm \frac{1}{2R_m} \end{cases} \quad (45)$$

- Pulsation de résonance ω_r et d'antirésonance ω_a : Pulsation lorsque la partie imaginaire de l'admittance est nulle. Dans l'hypothèse où la résistance diélectrique R_0 est négligée ($R_0 \gg 1$) et le facteur de qualité mécanique est élevé, il est alors possible d'écrire.

$$Im(\underline{Y}) = 0 \leftrightarrow \omega_r = \omega_s \sqrt{1 + \frac{\delta}{Q_m^2}} \quad \text{et} \quad \omega_a = \omega_p \sqrt{1 - \frac{\delta}{Q_m^2}} \quad (46)$$

En présence d'un fort facteur de qualité mécanique, des relations entre les différentes pulsations sont déduites :

$$\omega_s = \frac{\omega_M + \omega_r}{2} \quad \text{et} \quad \omega_p = \frac{\omega_m + \omega_a}{2} \quad (47)$$

A partir des relations (36) à (47) liant les pulsations caractéristiques aux valeurs d'admittance ou d'impédance correspondantes, il est aisément possible de revenir aux paramètres du schéma électrique équivalent vu des bornes du primaire ou du secondaire (Figure 33). Si cette méthode a été largement utilisée et éprouvée, l'application au cas du transformateur piézoélectrique nécessite un certain nombre d'adaptations et de précautions. Tout d'abord la

mesure doit être faite à tension faible et constante. Les conditions thermiques doivent être maîtrisées au risque d'affecter l'identification. Ensuite, puisque les conditions électriques (ouvert, en court-circuit ou en charge) affectent sensiblement l'allure du déplacement vibratoire, seules des caractérisations en circuit ouvert sont employées.

L'identification débute préalablement par la détermination de R_0 à basse fréquence. S'en suit les caractérisations autour du mode de résonance choisi ($\lambda/2$). A la pulsation ω_s , la valeur réelle de l'admittance permet de déterminer R_m (41). La détermination des fréquences quadrantales conduit aux valeurs de L_m et C_m en passant par le calcul du facteur de qualité (44). Et enfin la connaissance de la valeur de ω_p conduit à la valeur de C_0 .

La distinction des éléments identifiés suivant la mesure au primaire ou au secondaire se fera respectivement à l'aide des indices x_{01} et x_{02} .

La connaissance de ces différents éléments aboutira finalement à l'identification complète du schéma équivalent Figure 33 en condition circuit ouvert, à la validation du modèle linéaire et à l'identification du facteur de qualité utile à l'élaboration du modèle non-linéaire.

2.4.2.2 Application au transformateur piézoélectrique

La caractérisation électrique expérimentale complète du transformateur piézoélectrique s'appuie sur les mesures d'admittance au primaire puis au secondaire et dans chaque cas pour les bornes opposées en condition Circuit Ouvert (CO). Chacune de ces mesures est effectuée autour du mode de résonance $\lambda/2$ à partir d'un analyseur d'impédance (Agilent 4294A) pour des faibles signaux de tension.

2.4.2.2.1 Mesure de l'admittance $Y_{p\infty}$ au primaire - secondaire ouvert

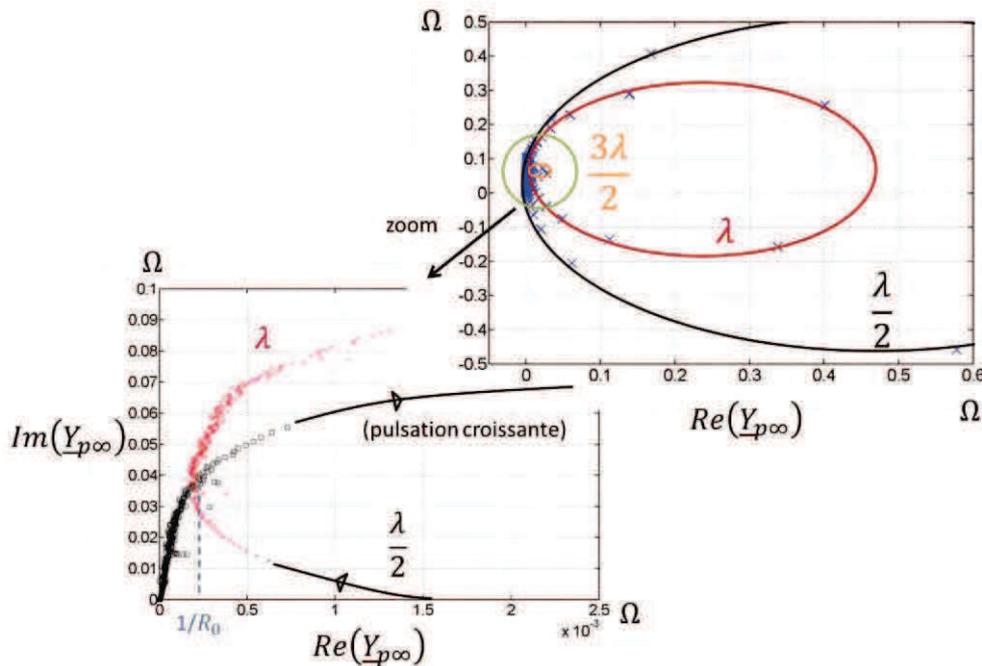


Figure 36 - Diagramme de Nyquist d'une mesure d'admittance (a) et zoom sur les faibles valeurs de la partie réelle $Re(Y_{p\infty})$

Le premier essai consiste à faire un balayage large bande ($\omega \ll \omega_s \ll \omega$) pour déterminer le paramètre diélectrique R_0 lorsque $\omega \ll \omega_s$ (Figure 36). On constate que la valeur de R_0 n'est pas parfaitement constante pour les modes supérieurs. La valeur alors retenue pour R_0 sera celle prise par $Re(\underline{Y}_{p\infty})$ au départ et à la fin de la circonvolution dessinée par le tracé de $\underline{Y}_{p\infty}$ autour du mode $\lambda/2$:

$$R_p = R_{01} \quad (48)$$

L'équation (41) fournit directement la capacité diélectrique au primaire tel que :

$$C_p = C_{01} \quad (49)$$

Par contre les paramètres motionnels $C_{m\infty}$ et $R_{m\infty}$ ne peuvent être déduit directement par la connaissance de C_{m1} et R_{m1} . En effet C_{m1} et R_{m1} regroupent la contribution de la branche motionnelle et des éléments diélectriques du secondaire C_s et R_s ramenés au primaire. Les relations liant les différents paramètres sont précisées ci-dessous :

$$R_{m\infty} + \frac{R'_s}{\psi_\infty^2} = R_{m1} \quad \text{avec} \quad R'_s = \frac{R_s}{1 + (R_s C_s \omega_s)^2} \quad (50)$$

$$L_{m\infty} = L_{m1} \quad (51)$$

$$\frac{C_{m\infty} C'_s \psi_\infty^2}{C_{m\infty} + C'_s \psi_\infty^2} = C_{m1} \quad \text{avec} \quad C'_s = \frac{1 + (R_s C_s \omega_s)^2}{R_s^2 C_s \omega_s^2} \quad (52)$$

2.4.2.2.2 Mesure de l'admittance $\underline{Y}_{s\infty}$ au secondaire - primaire ouvert

Comme précédemment, deux essais sont effectués, large bande et courte bande pour déterminer les paramètres diélectriques C_s et R_s (Figure 33). Les paramètres diélectriques du secondaire sont :

$$R_s = R_{02} \quad (53)$$

$$C_s = C_{02} \quad (54)$$

La détermination des éléments R_{m2} , L_{m2} et C_{m2} donne accès aux relations complémentaires :

$$(R_{m\infty} + R'_p) \psi_\infty^2 = R_{m2} \quad \text{avec} \quad R'_p = \frac{R_p}{1 + (R_p C_p \omega_p)^2} \quad (55)$$

$$L_{m\infty} \psi_\infty^2 = L_{m2} \quad (56)$$

$$\frac{C_{m\infty} C'_p}{(C_{m\infty} + C'_p) \psi_\infty^2} = C_{m2} \quad \text{avec} \quad C'_p = \frac{1 + (R_p C_p \omega_p)^2}{R_p^2 C_p \omega_p^2} \quad (57)$$

Tous les éléments utiles sont à présent connus et permettent de calculer les paramètres $R_{m\infty}$, $C_{m\infty}$ et ψ_∞ :

$$R_{m\infty} = R_{m1} - \frac{R'_s}{\psi_\infty^2} = \frac{R_{m2}}{\psi_\infty^2} - R'_p \quad (58)$$

$$C_{m\infty} = \frac{C_{m1}C'_s\psi_\infty^2}{C'_s\psi_\infty^2 - C_{m1}} = \frac{C_{m2}C'_p\psi_\infty^2}{C'_p - C_{m2}\psi_\infty^2} \quad (59)$$

$$\psi_\infty = \sqrt{\frac{R_{m2} + R'_s}{R_{m1} + R'_p}} = \sqrt{\frac{L_{m2}}{L_{m1}}} = \sqrt{\frac{C'_p C_{m1} (C'_s + C_{m2})}{C'_s C_{m2} (C'_p + C_{m1})}} \quad (60)$$

2.4.3 Comparaison et validation du modèle linéaire

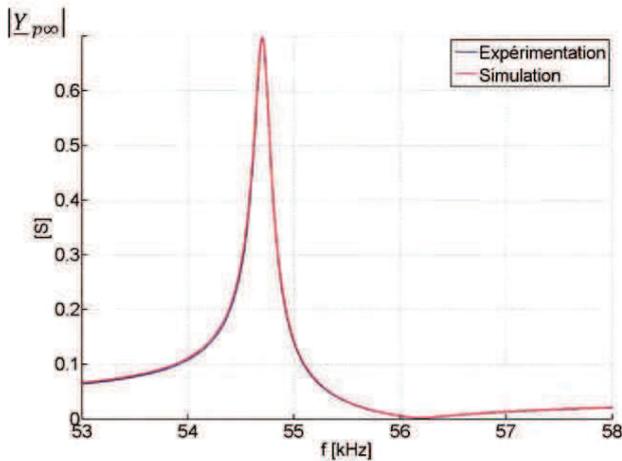
Le schéma électrique équivalent identifié est comparée aux mesures d'admittance au primaire (secondaire ouvert) afin de vérifier la qualité de l'identification. Les caractéristiques sont données (Figure 37).

La comparaison qualitative des caractéristiques en admittance et en impédance est particulièrement satisfaisante hormis une erreur non négligeable sur la courbe de l'impédance à la fréquence d'antirésonance (Figure 37 (c)-(d)). Cela provient d'une erreur de détermination de la valeur de la résistance diélectrique R_p , cependant son influence est mineure sur le comportement du transformateur. Les différentes valeurs caractéristiques (éléments du schéma équivalent, fréquences particulières) sont regroupées dans le Tableau 7 et comparées avec les données fournies par le distributeur (Steiner & Martins) et les valeurs du modèle analytique.

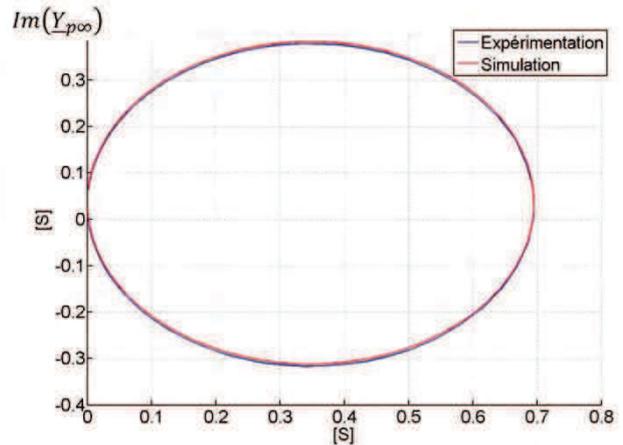
Il est utile de rappeler que le modèle analytique est formulé suivant des coordonnées généralisées de sorte que chaque paramètre est pondéré d'un facteur de normalisation U_0 . Si les expressions de ψ_∞ et f_s sont indépendantes de ce facteur et peuvent être directement comparées entre expérience et théorie, cela n'est pas possible pour les éléments considérés séparément, à savoir $L_{m\infty}$ et $C_{m\infty}$.

Une comparaison requiert nécessairement de prendre la même normalisation. Celle-ci est possible après l'identification expérimentale de R_m et Q_m , donnant ainsi accès à U_0 à partir de la relation (61) :

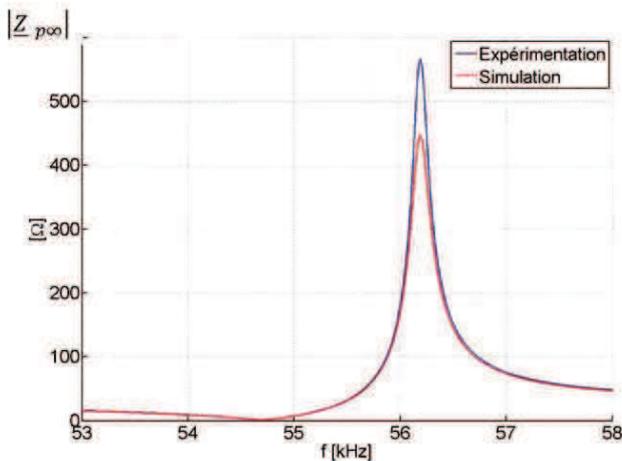
$$Q_m = \frac{l\omega_0}{2R_m U_0^2 \rho (L_1 + L_2)} \quad (61)$$



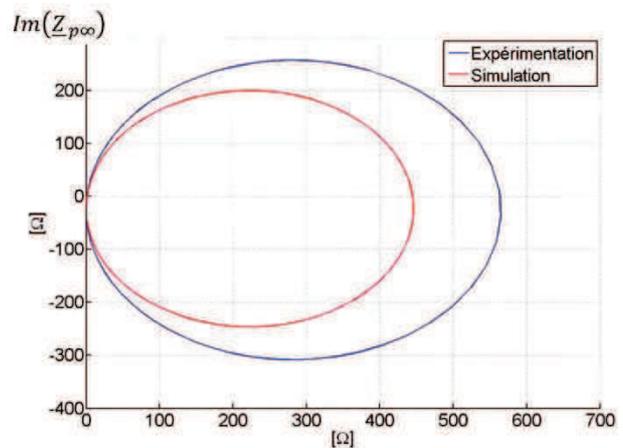
(a) Diagramme de Bode - Admittance



(b) Diagramme de Nyquist - Admittance



(c) Diagramme de Bode - Impédance



(d) Diagramme de Nyquist - Impédance

Figure 37 - Comparaison qualitative des mesures expérimentales et du schéma électrique équivalent

Au regard des résultats numériques présentés dans le Tableau 7, le modèle analytique paraît acceptable pour rendre compte globalement des performances du transformateur de type Rosen. Ajoutons que les moyens d'identification employés par le fabricant sont inconnus et peuvent induire une erreur supplémentaire.

Ajoutons également l'incidence des hypothèses simplificatrices sur la méthode d'identification. Par exemple, l'hypothèse qui consiste à admettre le comportement diélectrique parfait du secondaire permet de considérer la constante d'intégration $C_\phi(t)$ comme nulle. Expérimentalement cela peut être raisonnablement admis si et seulement si l'influence de la résistance diélectrique du secondaire $R_s = 28.59 \text{ M}\Omega$ est négligeable. Or manifestement cela n'est pas le cas, la résistance motionnelle du modèle électrique de Mason $R_{m\infty} = 1.124 \Omega$ est sensiblement différente de la résistance motionnelle vue du primaire $R_{m1} = 1.4394 \Omega$.

Tableau 7 - Comparaison des paramètres obtenus par identification

Définition	Valeur identification	Valeurs fournies par Steiner & Martins*	Modèle analytique
R_p (k Ω)	3.539	-	-
C_p (nF)	105.2	110 \pm 15%	81.85
$R_{m\infty}$ (Ω)	1.124	0.4	-
$L_{m\infty}$ (mH)	1.466	0.939	1.555
$C_{m\infty}$ (nF)	6.756	8.6	7.24
R_s (M Ω)	28.59	-	-
C_s (pF)	23.65	24	10.84
Q_m	414.4	826.1	-
ψ_∞	40.97	50	57.85
f_s (Hz)	54706	55973	55280
f_p (Hz)	56188	57999	-
f_M (Hz)	54700	56006	-
f_m (Hz)	56188	57999	-
f_1 (Hz)	54625	55973	-
f_2 (Hz)	54781	56039	-

* La méthode d'identification employée par le fabricant est inconnue. Si celle-ci ne satisfait pas aux conditions de circuit ouvert, les valeurs obtenues peuvent être sensiblement différentes.

2.4.4 Identification expérimentale de ψ_p par mesure vibrométrique

Le facteur de conversion primaire ψ_p étant à la l'origine de la conversion électromécanique, son identification expérimentale passe par la mesure vibratoire. Cette mesure est obtenue à partir d'un interféromètre laser associé à la mesure du courant primaire. L'identification expérimentale du facteur de conversion électromécanique est possible à l'aide de la mesure du module $|i_p(\omega)/\dot{\eta}(\omega)|$ en fonction de la fréquence. $i_p(\omega)$ est le courant mesuré au primaire du transformateur, tandis que $\dot{\eta}(\omega)$ est la vitesse vibratoire longitudinale. D'après l'équation (32), ce facteur ψ_p dépend de la normalisation choisie U_0 pour le système de coordonnées généralisées. Ainsi la mesure vibratoire faite à l'extrémité du transformateur impose de fait cette normalisation.

Il est aisé d'écrire :

$$\underline{i}_p = V_p \cdot C_p \omega j + \frac{V_p}{R_p} + \psi_p \underline{\dot{\eta}} = \underline{V}_p \cdot C_p \omega j + \frac{V_p}{R_p} + \psi_p \underline{\eta} \omega j \quad (62)$$

Si l'on admet que la résistance au primaire est infiniment grande et que la variation $\Delta\omega$ considérée est faible autour de la résonance, alors le module $|i_p(\omega)/\dot{\eta}(\omega)|$ est inversement proportionnel à $\dot{\eta}(\omega)$.

De même à la résonance mécanique ω_s , l'amplitude vibratoire augmente et le courant motionnel devient prépondérant sur le courant purement diélectrique. Sur la base de cette simplification, l'équation (62) peut raisonnablement se réduire à l'expression suivante :

$$\left| \frac{i_p}{\dot{\eta}} \right|_{\omega=\omega_s} \approx \psi_p \quad (63)$$

La Figure 38 permet de rendre compte de l'impact des hypothèses formulées sur l'équation du courant (62) amenant à l'équation simplifiée (63). Il apparaît clairement que proche de la résonance électrique la différence entre les résultats est suffisamment faible (<3%) pour valider l'approche est ainsi identifier le facteur électromécanique. Dans un second temps les résultats du modèle analytique (27) sont comparés avec les résultats de l'équation du courant (63). Les résultats sont encore une fois très proche malgré une légère différence sur la valeur de la fréquence d'anti-résonance (<2%), permettant de conforter l'une par rapport à l'autre les deux approches théoriques.

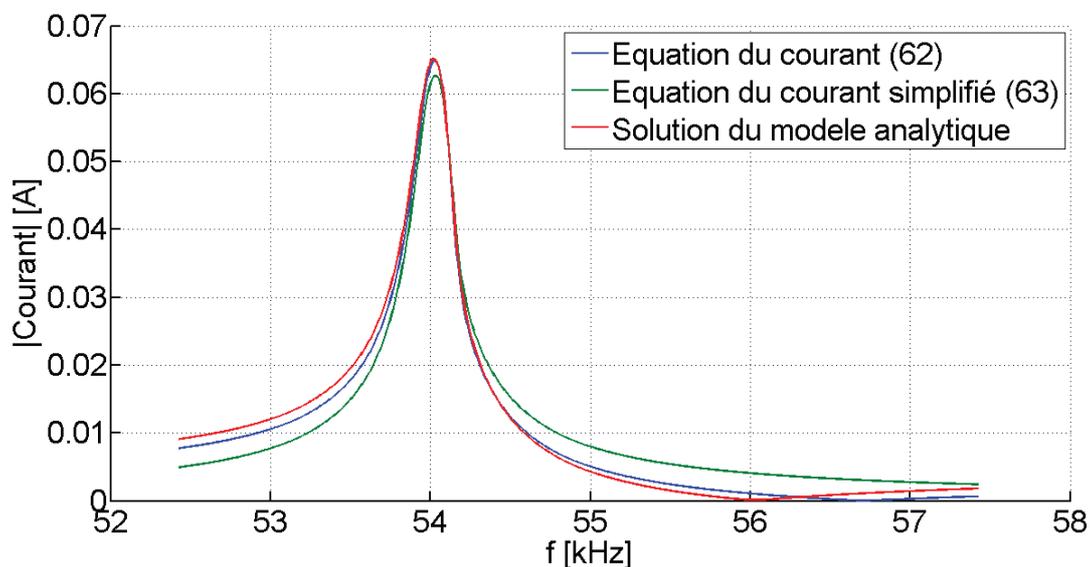


Figure 38 – Comparaison des résultats du modèle analytique avec les équations du courant au primaire (62) sans hypothèse et cette même équation simplifiée (63) à partir des hypothèses

La Figure 39 illustre la mesure $|i_p(\omega)/\dot{\eta}(\omega)|$ obtenue pour de faibles niveaux de tension primaire afin de s'affranchir des effets non-linéaires. En effet, ces effets non-linéaires deviennent manifestes lors des mesures à plus haut niveau de tension (Figure 40), mettant en défaut le schéma électrique équivalent simple et la constance de ses éléments.

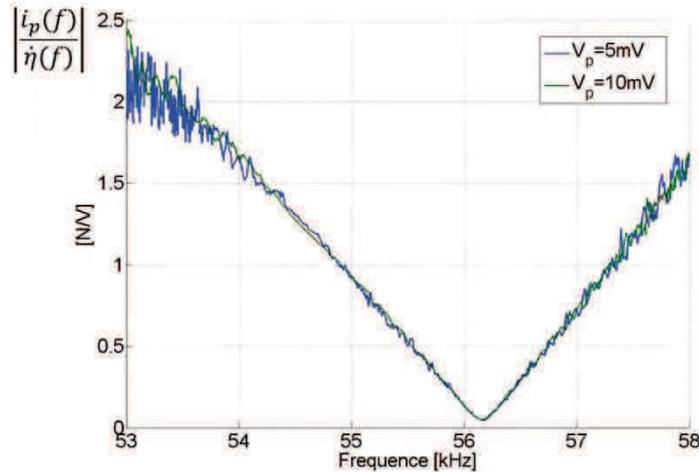


Figure 39 - Mesure du couple $i_p(f)/\dot{\eta}(f)$ fonction de la fréquence pour une valeur de $V_p = 100mV$ et $V_p = 200mV$, pour l'identification expérimentale de ψ_p

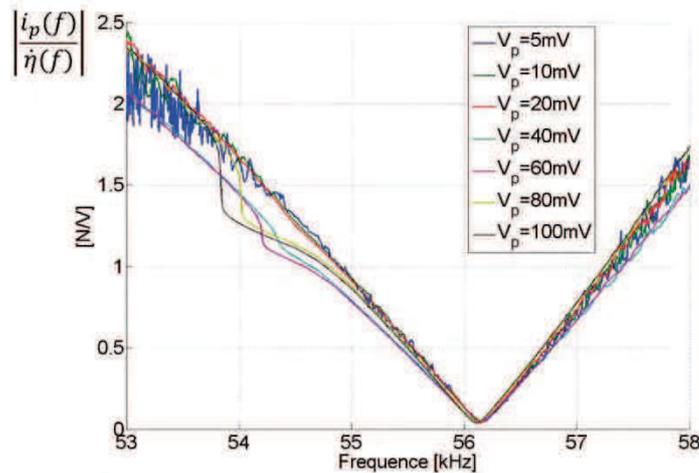


Figure 40 - Mesure du couple $i_p(f)/\dot{\eta}(f)$ – manifestation de la non-linéarité

Afin de comprendre dans un premier temps la forme caractéristique de la mesure du module $|i_p(\omega)/\dot{\eta}(\omega)|$, la modélisation du courant au primaire, du déplacement et de la vitesse vibratoire est illustré Figure 41. Dans un second temps une l'identification de la résonance mécanique indispensable à l'identification du facteur de conversion est proposé.

Plusieurs remarques peuvent être apportées :

- La valeur minimale mesurée sur le module $|i_p(\omega)/\dot{\eta}(\omega)|$ correspond à la fréquence d'antirésonance, où le courant devient minimal.
- Les fréquences de résonance mécanique et électrique sont égales.
- La pente monotone décrite par le couple courant primaire / vitesse vibratoire avant et après la fréquence d'antirésonance dépend de l'évolution de chacun des termes spécifiquement.

Au final une valeur de $\psi_p = -1.1734 NV^{-1}$ est déduite de l'identification expérimentale.

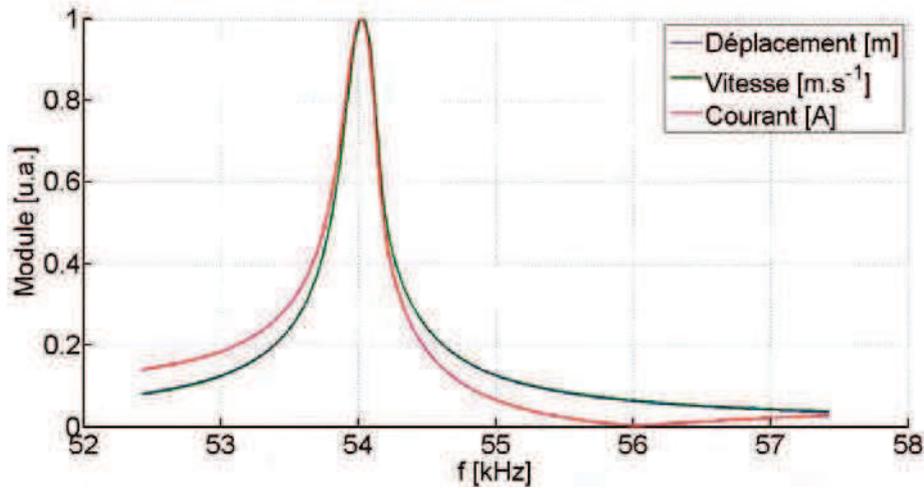


Figure 41 – Comparaison sur une échelle unitaire du courant au primaire, du déplacement et de la vitesse vibratoire du transformateur piézoélectrique

2.4.5 Identification expérimentale de $\underline{\gamma}$

Le coefficient $\underline{\gamma}$ n'étant pas donné par le fournisseur, une méthode d'identification expérimentale doit être entreprise. Cette méthode s'appuie sur l'équation (27) et la formulation de l'admittance (31). A noter que l'identification portera sur le paramètre global $\underline{\gamma}$, puisqu'il n'est pas possible de faire la distinction expérimentale entre les termes $\underline{\gamma}_{31}$ et $\underline{\gamma}_{11}$ initialement introduits.

Tout d'abord le module $|\eta| = \sqrt{\eta_1^2 + \eta_2^2}$ est formulé d'après (27) donnant lieu à (64) :

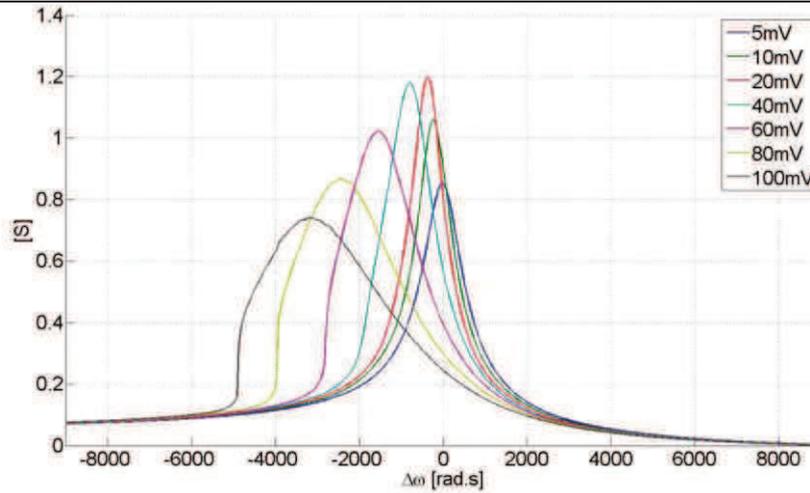
$$\left[(\omega_0^2 - \omega^2)|\eta| + \frac{3}{4}\bar{\gamma}|\eta|^3 \right]^2 + \left[\frac{\omega_0}{Q_m} \omega |\eta| \right]^2 = (\bar{e}_p V_p')^2 \quad (64)$$

La faible valeur de $|\eta|^3$ ($\eta \ll 1$) atteste que l'influence de $\bar{\gamma}$ n'est perceptible que proche de la résonance ω_0 . Pour cette raison, la pulsation est définie telle que $\omega = \omega_0 + \Delta\omega$. En négligeant les termes $(\Delta\omega)^2$ il vient :

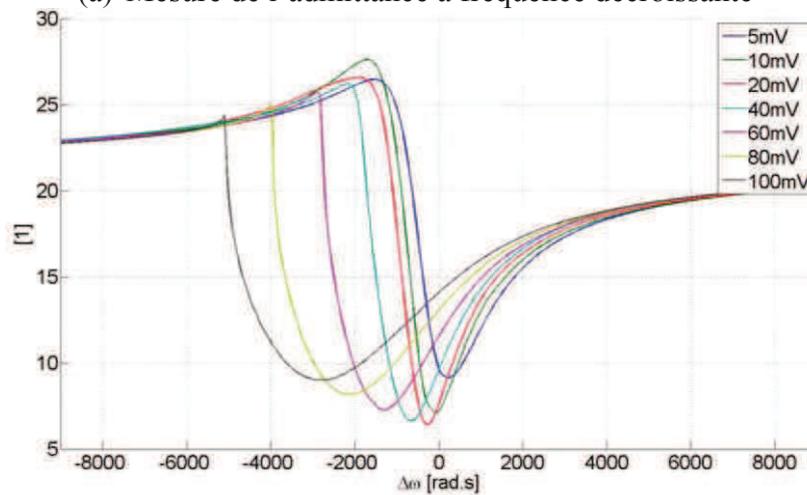
$$\left(\Delta\omega - \frac{3\bar{\gamma}|\eta|^2}{8\omega_0} \right)^2 + \left(\frac{\omega_0}{2Q_m} \right)^2 = \left(\frac{\bar{e}_p V_p'}{2|\eta|\omega_0} \right)^2 \quad (65)$$

Comme précédemment pour l'identification de ψ_p , le courant purement diélectrique peut être négligé devant le courant de la branche motionnelle lorsque le transformateur fonctionne à proximité de la résonance mécanique. Conformément à l'équation (62), le courant au primaire peut donc s'écrire $|I_p| = \omega_0 \psi_p |\eta|$. La tension d'entrée est finalement exprimée en fonction du module du courant tel que :

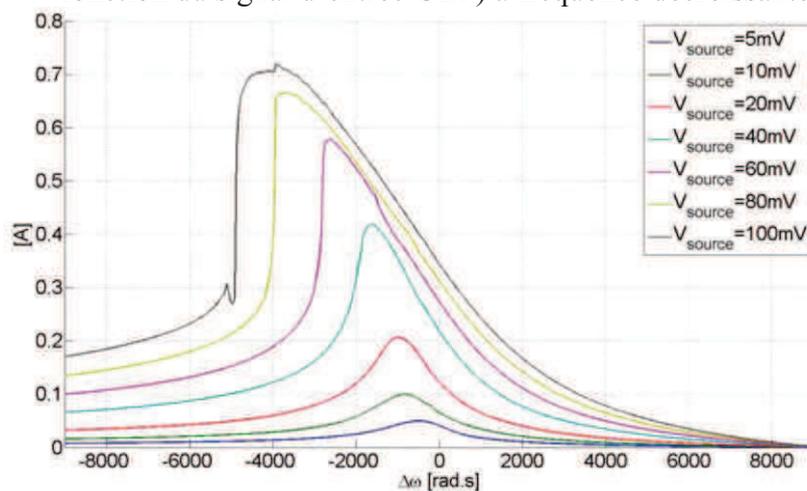
$$V_p' = \pm \frac{2|I_p|}{\bar{e}_p \psi_p} \sqrt{\left(\Delta\omega - \frac{3\bar{\gamma}|I_p|^2}{8\psi_p^2 \omega_0^3} \right)^2 + \frac{\omega_0^2 + 2\omega_0 \Delta\omega}{4Q_m^2}} \quad (66)$$



(a) Mesure de l'admittance à fréquence décroissante



(b) Mesure du gain en tension de l'amplificateur linéaire HSA4052 en charge (en fonction du signal d'entrée GBF) à fréquence décroissante.



(c) Calcul du courant en fonction de la tension et de l'admittance au primaire du transformateur pour le cas des fréquences décroissantes.

Figure 42 - Mesure de l'admittance (a) et du gain en tension (b) relativement à la pulsation de résonance « petits signaux » à fréquence décroissante, ainsi que l'illustration du calcul du courant correspondant (c)

L'équation (66) donne finalement accès à l'expression de l'admittance et à différents moyens pour identifier $\bar{\gamma}$. La solution la plus simple consiste à identifier cette relation à la fréquence de résonance électrique (identifiée à faibles signaux), soit $\Delta\omega = 0$. L'expression (66) peut alors être simplifiée (67) :

$$V_p' = \pm U_0^2 \frac{|I_p| \rho L_0 l e}{\psi_p^2 2} \sqrt{\left(\frac{3\bar{\gamma}|I_p|^2}{8\psi_p^2 \omega_0^3}\right)^2 + \left(\frac{\omega_0}{Q_m}\right)^2} \quad (67)$$

La valeur du courant $|I_p|$ à ω_0 est déduite de la mesure d'admittance. La non-linéarité se manifeste visiblement sur le relevé illustré Figure 42 (a) pour des sollicitations en tension plus élevées. De plus, cette caractéristique est obtenue à fréquence décroissante. Le sens d'exploration en fréquence croissante ou décroissante affecte le relevé en admittance ce qui traduit le phénomène d'hystérésis et d'instabilité. Le choix d'une identification à fréquence décroissante se justifie car l'instabilité apparaît aux fréquences inférieures à la résonance ω_0 .

A noter qu'une difficulté expérimentale s'ajoute lorsqu'il s'agit de tracer les caractéristiques en fréquence et à sollicitation élevée. En effet l'amplificateur linéaire (HSA4052) servant à l'alimentation du transformateur piézoélectrique présente une valeur d'impédance de sortie comparable à celle du transformateur lorsque celui-ci est à la résonance. Par conséquent, le gain ne peut être maintenu constant lors d'un balayage en fréquence autour de la résonance (Figure 42 (b)). Cependant, puisque l'identification du paramètre $\bar{\gamma}$ s'effectue à fréquence constante ω_0 , cette variation n'affecte pas la détermination de sa valeur. Par contre, les caractéristiques en admittance seront sensiblement influencées par cette variation de gain et devront être traitées avec prudence.

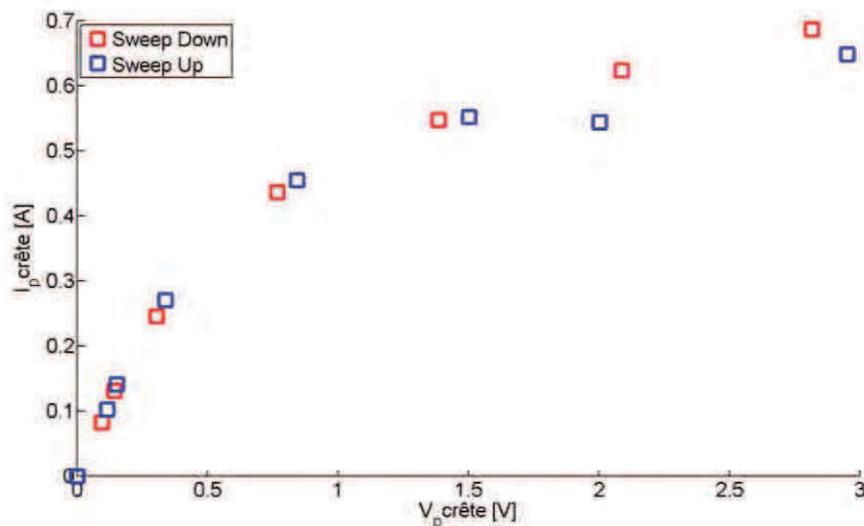


Figure 43 - Relevé de $\hat{I}_p = f(V_p')$ à $\Delta\omega=0$ à fréquence croissante et décroissante

Le relevé du courant primaire à $\Delta\omega = 0$ en fonction de la tension d'entrée V_p' est donné Figure 43. A titre indicatif, le relevé est tracé pour les fréquences croissantes et décroissantes.

Finalement la détermination de $\bar{\gamma}$ est faite à l'aide d'une méthode numérique par les moindres carrés sous MATLAB (méthode lsqnonlin). Le résultat de la minimisation par les moindres carrés conduit alors à la fonction illustrée Figure 44 et aux valeurs numériques regroupées dans le Tableau 8.

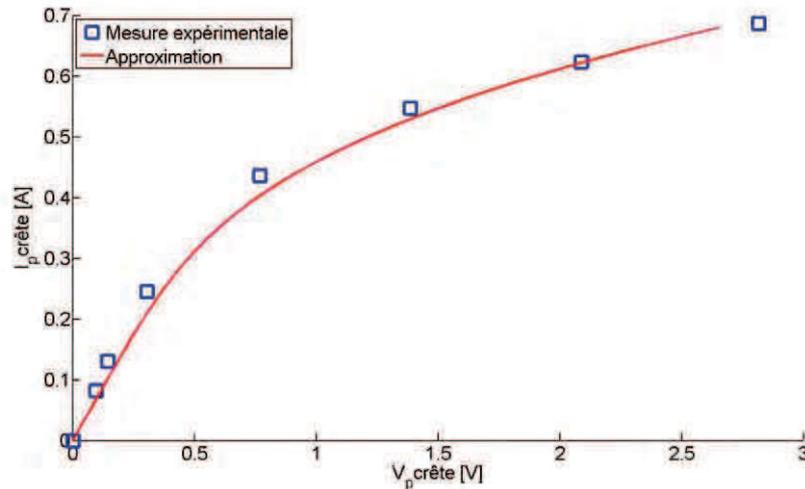
Figure 44 - Identification de $\bar{\gamma}$ à $\Delta\omega = 0$ par la méthode des moindres carrés

Tableau 8 - Paramètres du modèle non-linéaire identifiés expérimentalement

Notation	Définition	Valeur	Unité
Q_m	Facteur de qualité mécanique	414.43	
ψ_p	Facteur de conversion électromécanique du primaire	-1.1734	N/V
$\bar{\gamma}$	Facteur mécanique du 3 ^{ème} ordre	-3.6445×10^{20}	N/m ²
$ res $	Résidu (méthode des moindres carrés)	0.0434	

2.4.6 Validation du modèle analytique à faibles signaux

Une fois tous les paramètres déterminés, les résultats du modèle analytique peuvent être comparés aux relevés expérimentaux (Figure 45), tout d'abord dans le cas de faibles sollicitations en tension afin de s'affranchir de la non-linéarité.

La Figure 45 (a) et la Figure 45 (b) montrent une comparaison du courant théorique et expérimental. Si l'erreur en fréquence y apparaît de manière flagrante (environ 1kHz), elle ne constitue qu'une erreur relative inférieure à 2%, ce qui est tout à fait acceptable. Cependant, les effets à mettre en exergue étant centrés sur la résonance, il a été décidé de ramener les caractéristiques autour de leur fréquence de résonance respective Figure 45 (c) et Figure 45 (d).

Les résultats du modèle analytique diffèrent légèrement des relevés expérimentaux notamment la valeur du courant obtenue à la résonance. Dans le cas du modèle analytique, elle est légèrement supérieure à celui obtenu expérimentalement. Ce paramètre est très sensible à la valeur des paramètres diélectriques du secondaire (R_s , C_s) mais également à la connectique. Ainsi, l'ajout d'un fil au secondaire ou d'une soudure, la position du transformateur, influe sensiblement sur cette amplitude maximale à la résonance, qui plus est en circuit ouvert.

Enfin lorsque les résultats sont comparés relativement par rapport à la fréquence de résonance une différence notable apparaît sur la valeur de la fréquence d'antirésonance (Figure 45 (d)). Cette fréquence est sensible aux paramètres diélectriques du primaire (C_p , R_p) ainsi qu'au facteur de conversion électromécanique primaire ψ_p .

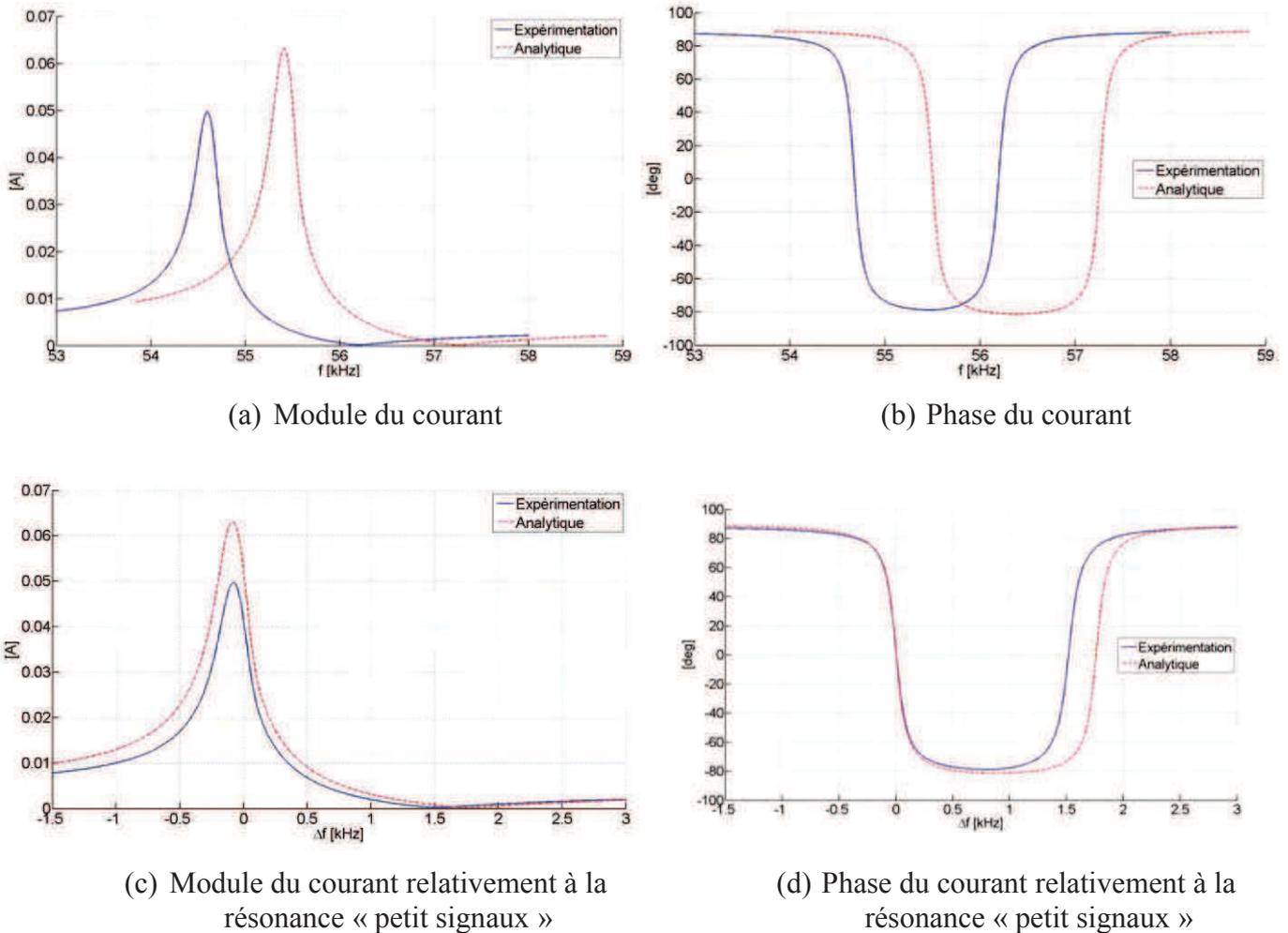


Figure 45 - Comparaison des diagrammes de Bode obtenus expérimentalement et analytiquement dans le cas « petits signaux » (a)-(b). Caractéristiques relatives à la fréquence de résonance (c)-(d)

Les résultats produits par le modèle analytique sont relativement proches des résultats expérimentaux en conditions « petits signaux », permettant ainsi de valider l'utilisation du modèle analytique et de poursuivre par l'étude des non-linéarités produites par le dispositif expérimental.

2.5 Etudes expérimentale et théorique du comportement électromécanique du transformateur pour de fortes sollicitations

La création d'un potentiel électrique à la surface du transformateur suffisant pour la génération d'une décharge électrique nécessite de solliciter le transformateur piézoélectrique au-delà de son régime nominal produisant des non-linéarités sur la plus-part des paramètres de fonctionnement. Une prise en compte de ces non-linéarités est donc nécessaire que ce soit pour adapter la chaîne de commande du transformateur piézoélectrique à la génération de décharge ou bien l'optimisation des modèles analytiques permettant une meilleure conception en amont des dispositifs piézoélectriques.

Le transformateur piézoélectrique est donc maintenant étudié sur une gamme de tension de commande plus élevée et cela autour de sa fréquence de résonance mécanique correspondant au mode vibratoire $\lambda/2$. Une nouvelle étude comparative entre valeurs expérimentales et résultats du modèle analytique est effectuée à partir des courbes du courant pour des balayages en fréquence croissante et décroissante.

2.5.1 Etude des non-linéarités

2.5.1.1 Etude expérimentale

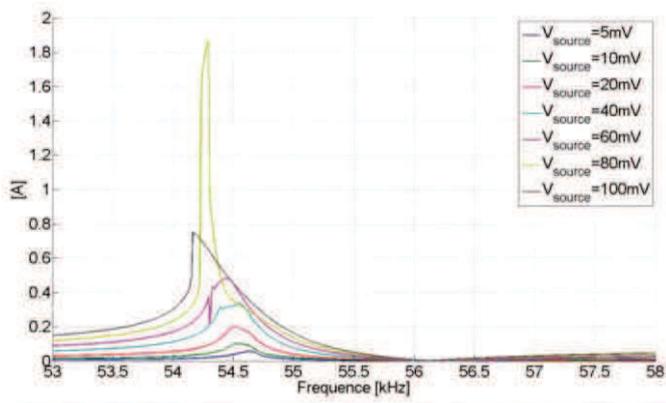
Un balayage en fréquence pour plusieurs tensions de commande est effectué à partir d'un analyseur de tension HP3562A, les courbes d'admittance sont illustrées Figure 46. Ne pouvant techniquement s'affranchir de l'impédance de sortie de l'amplificateur linéaire (les solutions d'asservissement n'ayant pas été mises en œuvre), les variations du gain de l'amplificateur sont également représentées.

Ces différents relevés montrent clairement la manifestation des non-linéarités contrairement aux essais «petits signaux». L'analyse suivante peut être entreprise, s'appuyant en partie sur les travaux antérieurs de Nadal C. [21].

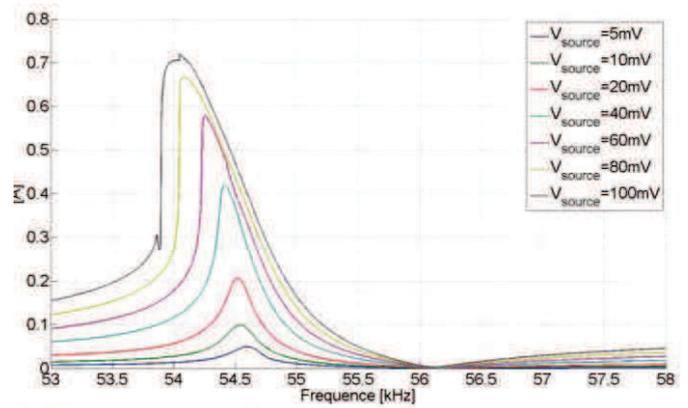
Tout d'abord, alors que la valeur de la fréquence d'antirésonance reste stable, celle de la fréquence de résonance décroît avec l'augmentation de la tension d'alimentation. De plus, la valeur du module à la fréquence de résonance diminue lui aussi avec l'augmentation de la tension d'alimentation. En d'autres termes, les non-linéarités peuvent s'apparenter à une augmentation de l'amortissement mécanique du transformateur à la résonance et donc d'une diminution de ses performances.

La non-linéarité se manifeste également suivant le sens de balayage à fréquence croissante ou décroissante. Pour les plus fortes sollicitations en tension, le passage à la résonance se traduit par une discontinuité abrupte et visible sur tous les relevés de la Figure 46. Cependant ces discontinuités sont beaucoup plus prononcées dans les cas des fréquences croissantes et apparaissent alors proches de la résonance (Figure 47).

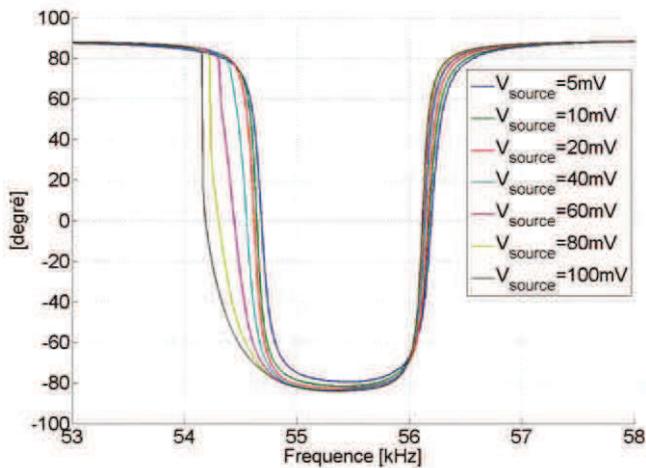
Cette transition traduit finalement une hystérésis, et donc une plage fréquentielle pour laquelle la valeur de l'admittance est instable et ne peut être déterminée (Figure 47) de façon unique. Ce phénomène sera interprété analytiquement par l'existence de solutions multiples de l'équation du troisième ordre (27).



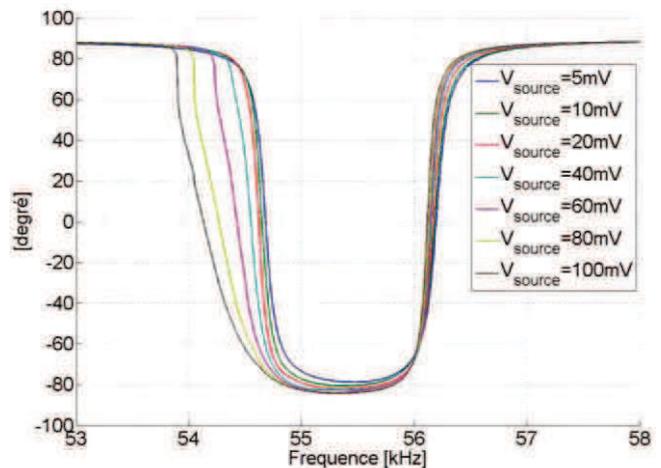
(a) Module de l'admittance – fréquence croissante



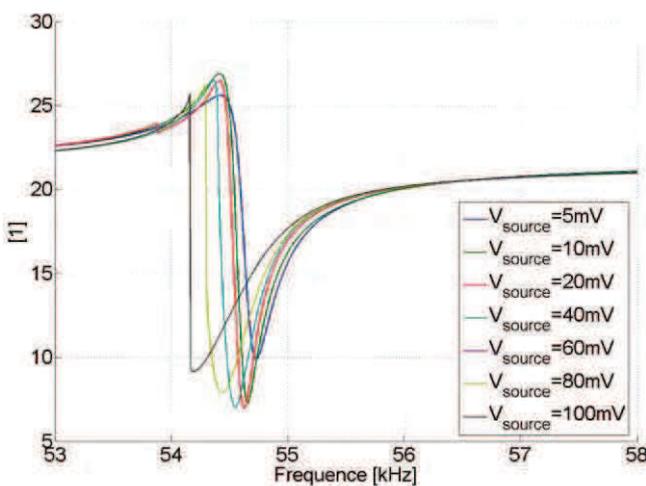
(b) Module de l'admittance – fréquence décroissante



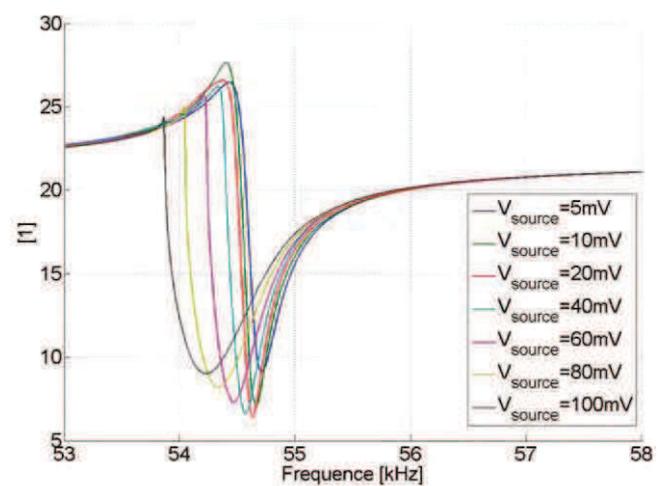
(c) Phase de l'admittance – fréquence croissante



(d) Phase de l'admittance – fréquence décroissante

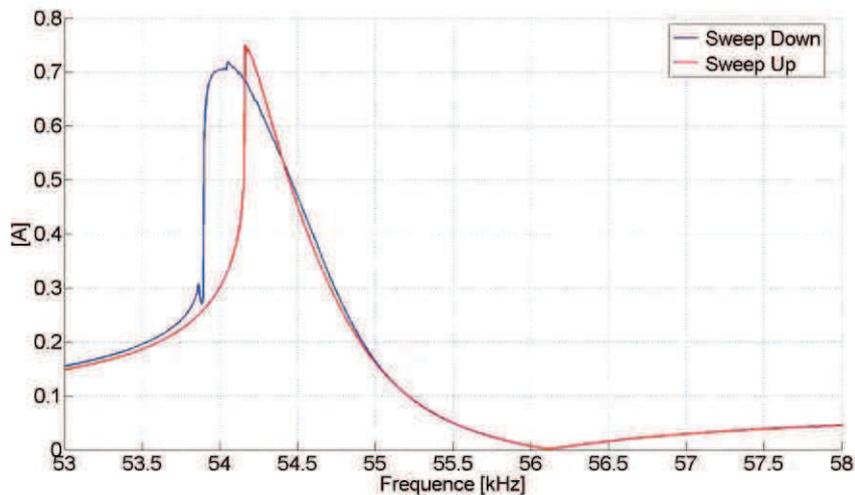


(e) Gain en tension – fréquence croissante

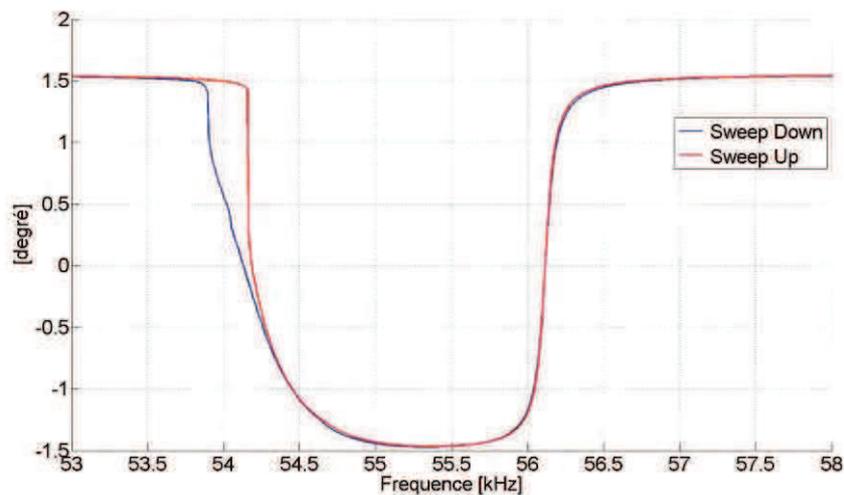


(f) Gain en tension – fréquence décroissante

Figure 46 - Relevé du module de l'admittance (I_p/V_p) pour un balayage en fréquence croissant (a) et décroissant (b) ainsi que les relevés de la phase (c)-(d) et les gains en tension de l'amplificateur de puissance respectif (e)-(f)



(a) Module Courant Sweep Up et Sweep Down



(b) Phase du courant Sweep Up et Sweep Down

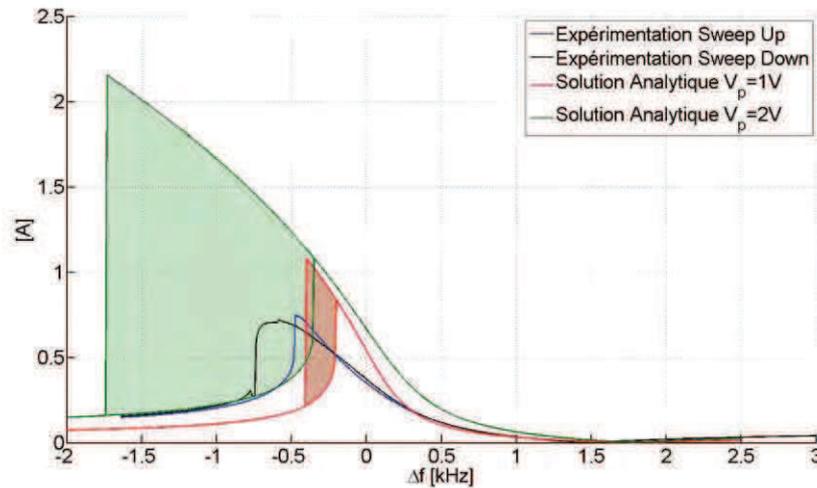
Figure 47 - Manifestation de l'hystérésis entre les relevés de l'admittance pour un balayage en fréquence croissant et décroissant. Le module (a) et la phase (b) sont illustrés pour une tension source de $V_{source} = 0,1V$

2.5.1.2 Validation du modèle analytique non-linéaire

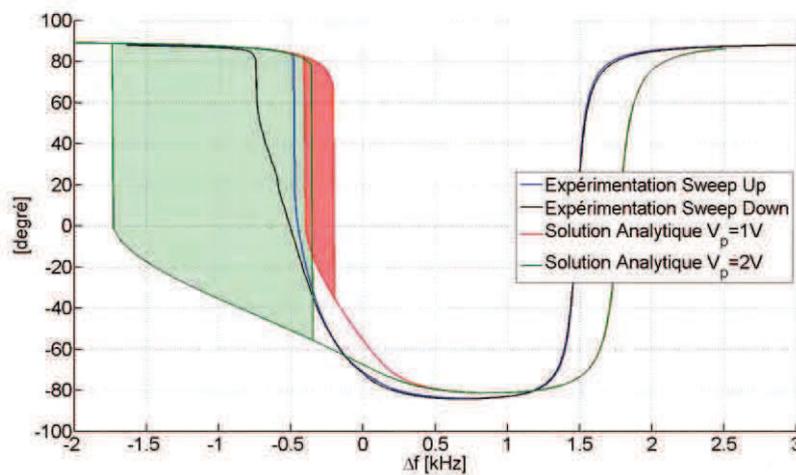
L'objet de cette section est la comparaison des résultats obtenus expérimentalement et ceux obtenus par le modèle analytique dans le cas de fortes sollicitations. Il est important de souligner que le modèle analytique est valable pour une alimentation à tension constante. Or, les essais expérimentaux détaillés précédemment ne pouvaient satisfaire cette condition en raison de la faible impédance du transformateur à la résonance, et de son impact sur le gain de l'amplificateur linéaire.

A noter que la prise en compte de cette variation de tension dans le modèle analytique est délicate, principalement en raison du phénomène d'hystérésis et des basculements d'état lors du balayage en fréquence.

Ainsi pour permettre tout de même une comparaison objective avec les relevés expérimentaux, au prix d'une plus grande incertitude, le modèle est résolu pour deux niveaux de tension, soit les valeurs minimale et maximale atteintes lors de la caractérisation



(a) Comparaison du module du courant



(b) Comparaison de la phase du courant

Figure 48 - Comparaison entre les résultats du modèle analytique et les relevés de courant obtenus expérimentalement

expérimentale. La Figure 48 montre le résultat expérimental face au modèle résolu pour les valeurs $V_p = 1V$ et $V_p = 2V$. Les résultats sont directement représentés relativement à la fréquence de résonance ω_0 .

Pour rappel, les courants simulés sont calculés à partir de l'équation (31) via la résolution numérique des variables η_1 et η_2 des équations dynamiques (27). Compte tenu du degré des polynômes, les solutions fournies sont multiples et représentent l'instabilité du transformateur susceptible d'apparaître suivant les fréquences croissante ou décroissante. Les zones d'instabilité sont matérialisées Figure 48 par un fond uniforme (vert et rouge).

L'imprécision liée aux relevés expérimentaux rend difficile une comparaison quantitative entre modèle et expérience. Néanmoins il est possible d'apporter quelques commentaires :

- Les zones instables sont manifestes sur le modèle analytique et apparaissent à gauche de la résonance ω_0 .
- L'allure globale des courants coïncident. Le maximum de courant se déplace vers les fréquences les plus basses.

- Le courant présente deux fronts abrupts différents, en accord avec les valeurs de franchissement observables à fréquence croissante et décroissante.

Si sur la base de ces comparaisons il est difficile d'affirmer la validité du modèle non-linéaire, son intérêt n'est pas remis en cause. Ces difficultés viennent de la forte résonance des transformateurs disponibles, associée à l'imperfection de l'amplificateur linéaire qui conduit à cette imprécision. Toutefois, lors d'essais complémentaires, les résultats apparaissent plus fidèles dans le cas de transformateurs plus amortis, ce qui *a contrario*, offre moins d'intérêt pour la génération de décharge.

Une alimentation (alimentation push-pull, à résonance, pont en H) accordée au transformateur est indispensable, d'une part pour assurer une comparaison et une validation définitive du modèle analytique, mais également en vue de la mise en application finale. La mise en place d'une alimentation dédiée est essentielle pour une meilleure comparaison des résultats, afin d'éviter de superposer la variation des paramètres du transformateur à ceux de l'alimentation.

A noter que malgré une méconnaissance initiale des paramètres piézoélectriques, le modèle analytique converge de manière satisfaisante vers l'expérimentation. En outre, les paramètres de second et troisième ordre introduits en début de chapitre ne sont jamais fournis par le fabricant, et ne peuvent donc qu'être approchés dans le cadre d'une étude de dimensionnement. Cependant, il en est de même pour le coefficient de qualité mécanique, généralement très mal connu. Ce modèle pourra donc être employé dans le but, non pas de connaître les valeurs absolues de courant ou de tension, mais plutôt de permettre une évaluation relative entre différentes géométries mettant en œuvre un même matériau.

2.6 Potentiel de surface

L'objectif est ici de mesurer le potentiel électrique distribué à la surface du secondaire du transformateur piézoélectrique et d'envisager une comparaison à l'approche théorique. Il est raisonnable de supposer que la manifestation non-linéaire visible sur les relevés en admittance soit également perceptible sur le potentiel électrique. En outre celle-ci doit conduire à une saturation de la valeur maximale atteignable (sous-entendu en régime permanent).

La mesure du potentiel électrique à la surface du transformateur n'est pas une opération aisée. En effet, elle s'apparente à une mesure en surface d'un diélectrique chargé, ce qui implique l'utilisation de moyens à très haute impédance. A cette difficulté s'ajoute celle de la perturbation inhérente à l'ajout d'un contact mécanique direct, venant perturber le comportement vibratoire du transformateur et par conséquent le potentiel.

Couramment, l'évaluation du potentiel électrique s'obtient simplement à l'aide de la mesure de tension en sortie du transformateur, soit à l'extrémité « électrodée » du transformateur. La distribution du potentiel ne peut être correctement déduite à partir de cette mesure puisque la charge connectée a un effet sur la valeur maximale du potentiel, mais également sur l'allure de la distribution ; en témoigne la comparaison Figure 49 de la distribution théorique normalisée lors des deux cas extrêmes « circuit ouvert » et « court-circuit » [21].

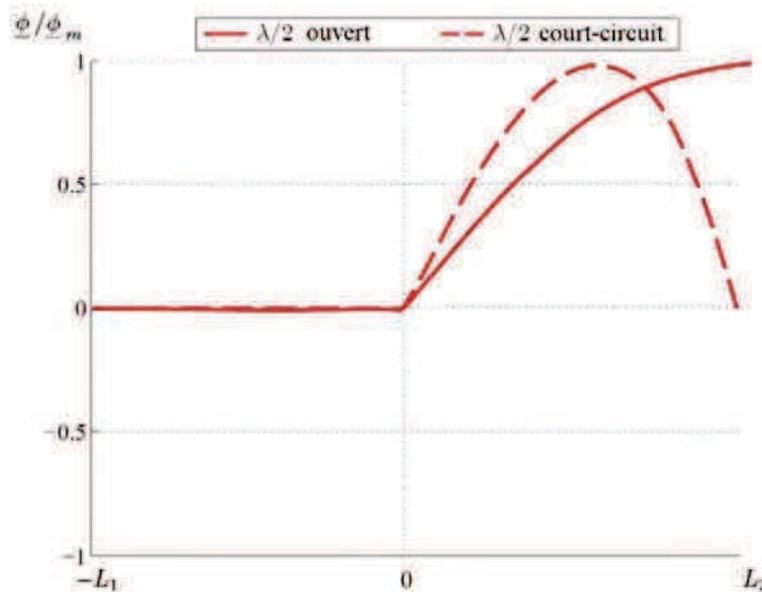


Figure 49 - Distribution normalisée du potentiel en condition secondaire ouvert et court-circuit

Dans notre cas d'étude, il ne peut être fait appel à cette mesure, tout d'abord en raison de l'impédance des sondes, qui même à haute impédance, affecte significativement le potentiel électrique. De plus le dispositif de mesure doit pouvoir s'affranchir de la présence d'une électrode, celle-ci n'étant pas indispensable (voire néfaste) à la génération et au maintien des décharges.

A titre indicatif, la sonde haute tension disponible présente une impédance $R_{sonde} = 40 \text{ M}\Omega$ et $C_{sonde} = 2,5 \text{ pF}$, de valeur comparable aux éléments diélectriques du secondaire (Figure 50) $R_s = 28,59 \text{ M}\Omega$ et $C_s = 23,65 \text{ pF}$, auxquels s'ajoutent les éléments parasites dus aux connexions par fil et soudure.

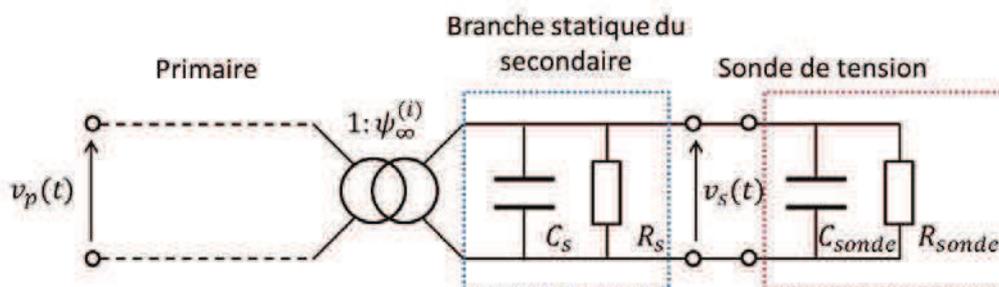


Figure 50 - Modèle électrique du transformateur électrique avec la charge électrique équivalente d'une sonde de tension au secondaire

Un dispositif sans contact doit donc être spécifiquement développé, tout en offrant une haute impédance.

Différents moyens possibles ont été identifiés pour cette mesure sans contact. Tout d'abord une approche opto-électrique est proposée par Norgard et al. [59], à l'aide d'un laser. Cette méthode est non-intrusive et déjà employée pour détecter les charges électriques à la surface des diélectriques [60], cependant elle est peu robuste et demande une mise en œuvre très lourde. En outre le matériau doit présenter des propriétés optiques particulières.

Une autre méthode utilisée par K.Teranishi et al [22] repose sur l'usage d'un pont diviseur à très haute impédance placé au secondaire du transformateur piézoélectrique. Cette méthode requiert la connexion du pont diviseur au secondaire du transformateur, ce qui affecte sensiblement le comportement mécanique et électrique. Il est donc préférable d'éviter cette mesure. En complément, K.Teranishi et al proposent également une mesure par couplage capacitif. C'est cette solution qui sera retenue et détaillée ci-dessous.

2.6.1.1 Mesure du potentiel de surface - montage capacitif sans contact

2.6.1.2 Présentation du dispositif

Le dispositif se présente sous la forme d'un diélectrique (à la permittivité connue et maîtrisée) sur lequel une série d'électrodes est positionnée, le tout est placé en vis-à-vis de la surface du transformateur piézoélectrique. La Figure 51 (a) illustre le dispositif. La série d'électrodes est distribuée régulièrement suivant la longueur du transformateur. Chacune d'elles fait la même largeur que le transformateur. Cette géométrie est adoptée en raison des hypothèses d'invariance suivant la largeur, alors que la distribution est progressive suivant la longueur.

Le diélectrique est positionné parallèlement à la surface de la céramique à une distance précise de l'ordre du millimètre (0,5 à 2 mm) à l'aide de cales. La méthode repose donc sur le couplage capacitif issu de la disposition de chaque électrode en vis-à-vis et de la surface du transformateur. Puisque les dimensions et la distance sont identiques, chaque électrode forme une capacité de valeur a priori identique. La Figure 51 (b) montre le couplage résultant. Ainsi la tension mesurable sur chaque électrode est une image du potentiel électrique à la surface du transformateur.

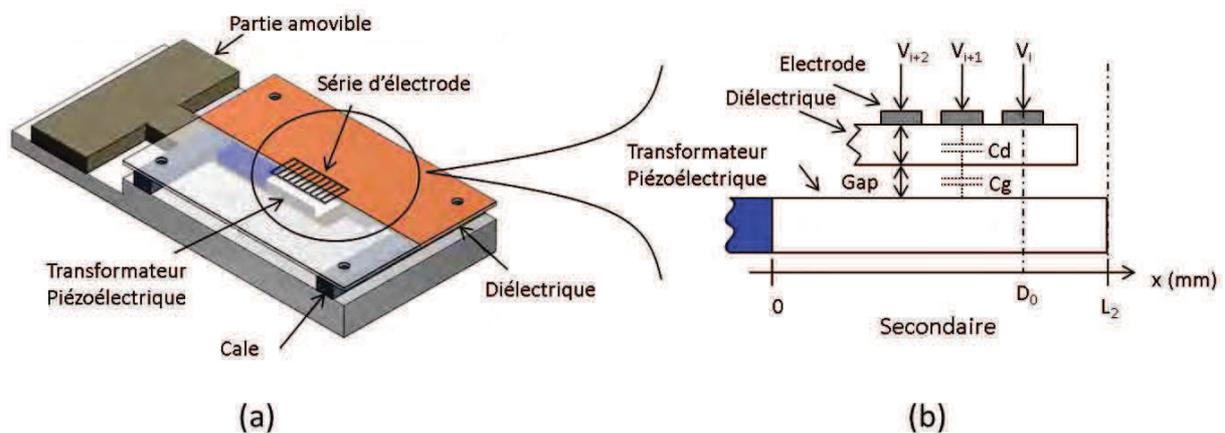


Figure 51 - Dispositif pour la mesure de potentiel par couplage capacitif

La surface de chaque électrode doit être suffisamment large pour récolter assez de charges électrique mais également suffisamment fine pour représenter une mesure localisée du potentiel. Étendre la largeur des électrodes revient à moyenniser la mesure du potentiel suivant la longueur couverte. De même l'espace inter-électrode est imposé à 0,5 mm pour limiter le couplage capacitif entre électrodes.

Pour augmenter le nombre de points de mesure au-delà du nombre d'électrodes, le transformateur piézoélectrique est placé sur un support amovible, permettant son déplacement relatif aux électrodes. Ainsi en superposant les mesures pour plusieurs positions, il est possible d'augmenter le nombre de points de mesures.

Tableau 9 - Paramètres du dispositif de mesure de potentiel électrique de surface

Notation	Définition	Valeur	Unité
l_c	Longueur électrode	8	mm
L_c	Largeur électrode	1,46	mm
e_d	Épaisseur diélectrique	1	mm
ϵ_d	Permittivité relative du diélectrique AD1000	10,5	
e_g	Gap	0,5 - 2	mm

2.6.1.3 Carte électronique

Chaque électrode est suivie d'un montage par amplificateurs opérationnels (Figure 52) qui permet de finaliser la mesure par un pont capacitif, un amplificateur et finalement un détecteur de crête pour conserver l'amplitude maximale du potentiel atteint sur chaque électrode.

Les signaux de sortie sont finalement recueillis par une carte d'acquisition permettant d'enregistrer simultanément toutes les voies et de reconstruire *a posteriori* la distribution du potentiel électrique.

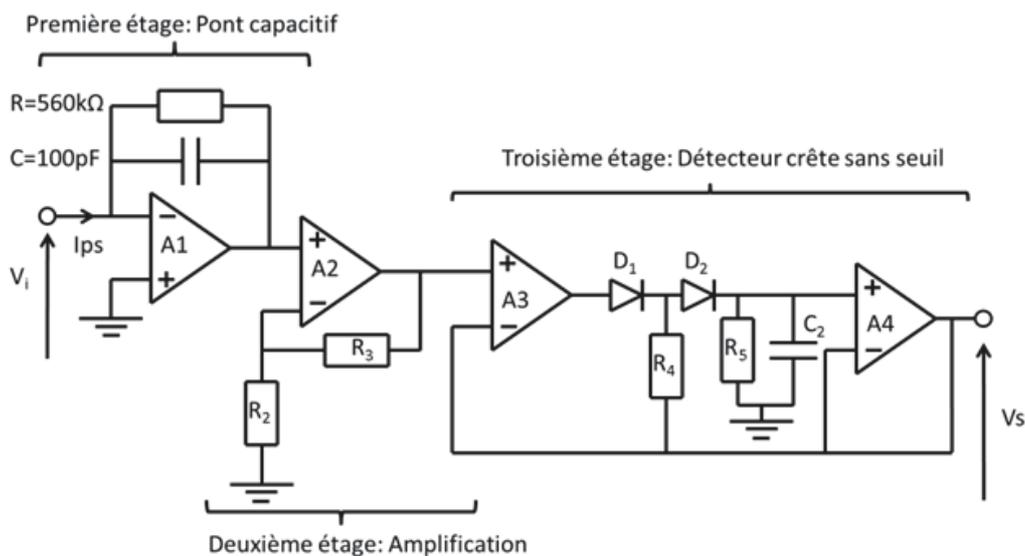


Figure 52 - Circuit électronique pour la mesure du potentiel de surface

- Premier étage « pont capacitif » : le couplage capacitif créé par les capacités série C_g et C_d implique un courant d'une amplitude de seulement quelques micro-ampères. Pour mesurer celui-ci un pont capacitif est mis en place, avec comme premier étage les capacités séries et comme second étage un amplificateur opérationnel FET Rail-to-Rail associé à une résistance et une capacité. Cet AoP possède une impédance d'entrée très élevée lui permettant de se polariser même pour des courants très faibles.
- Deuxième étage « Amplification » : même si le premier étage permet d'amplifier le signal, un deuxième étage de type amplificateur non-inverseur est mis en place, permettant de régler aisément le gain de chacune des voies.
- Troisième étage « Détecteur de crête sans seuil » : le choix d'utiliser un détecteur de crête est imposé par la limite de la fréquence d'échantillonnage de la carte

d'acquisition bien inférieure à celle du potentiel de surface. L'intérêt ici étant de connaître la distribution du potentiel, cette solution n'est pas limitante. Il existe par ailleurs un grand nombre de solution de détecteurs de crête. Le choix s'est porté sur un montage sans seuil afin de permettre des mesures à faibles signaux sans troncature. En effet, le potentiel de surface varie théoriquement de la masse jusqu'à plusieurs kilovolts (à l'extrémité du transformateur).

2.6.1.4 Calibrage du dispositif de mesure

Afin d'avoir une valeur absolue du potentiel de surface atteint localement par chaque électrode, une étape de calibrage du dispositif est nécessaire. Celle-ci consiste à substituer le transformateur par une surface de référence dont le potentiel est imposé. Il s'agit d'un plan cuivré sur lequel est appliquée une tension d'alimentation variable de 0 à 1400V à une fréquence de 50kHz. Ces niveaux de tension sont choisis en accord avec les valeurs attendues en surface du transformateur piézoélectrique.

Les valeurs des tensions fournies par chaque voie (9 au total) sont relevées en fonction de la valeur de la tension de référence et reportées Figure 53. Chaque voie répond linéairement à l'amplitude de tension de calibrage avec une erreur relative inférieure à 10%, même pour les niveaux de tension les plus faibles. Ainsi pour un gap donné, il est possible de déduire un gain unique pour toutes les voies, comme indiqué dans le Tableau 10.

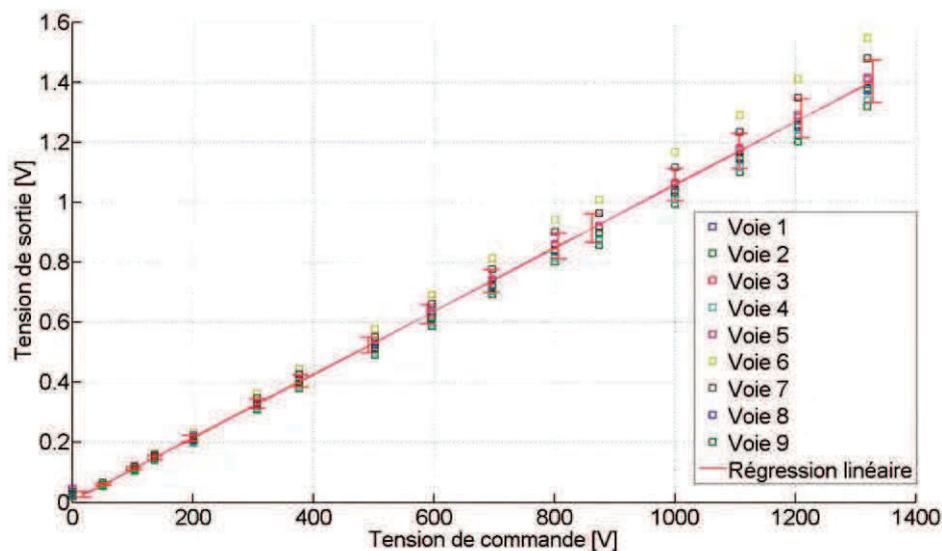


Figure 53 - Evolution de la tension de sortie de la carte d'acquisition en fonction de la tension de commande appliquée à l'électrode en cuivre. Gap=1,5mm Fréquence=50kHz

Tableau 10 - Valeurs du gain en fonction du Gap

Gap (mm)	Gain
0.5	356.5
1	649
1.5	950
2	1240

2.6.1.5 Mesures expérimentales

Il est maintenant possible de mesurer le potentiel électrique de surface du transformateur piézoélectrique dans les conditions de circuit ouvert. Cependant, en guise de vérification préliminaire, une mesure complémentaire est faite à l'aide d'une charge résistive de $1M\Omega$ (faible devant l'impédance de sonde) et d'une sonde de tension placée à ses bornes. Cette mesure de vérification permet de s'assurer que la tension retournée par l'électrode à l'extrémité du transformateur coïncide avec celle obtenue aux bornes de la charge.

Le mode vibratoire choisi étant une moitié de longueur d'onde ($\lambda/2$), cela implique une distribution théorique du potentiel comparable à un quart de sinus sur la partie secondaire du transformateur (Figure 31 - Figure 49). La valeur minimale correspond à l'interface primaire secondaire et le maximum à l'extrémité du secondaire. La tension d'alimentation au primaire est constante ($1.5V$) et la fréquence d'alimentation est adaptée pour correspondre à la fréquence de résonance mécanique.

Les mesures du potentiel électrique pour différentes valeurs de gap sont données Figure 54, avec la prise en compte des gains respectifs à chaque gap. Pour rappel, l'origine de la position en x correspond à l'interface entre le primaire et le secondaire.

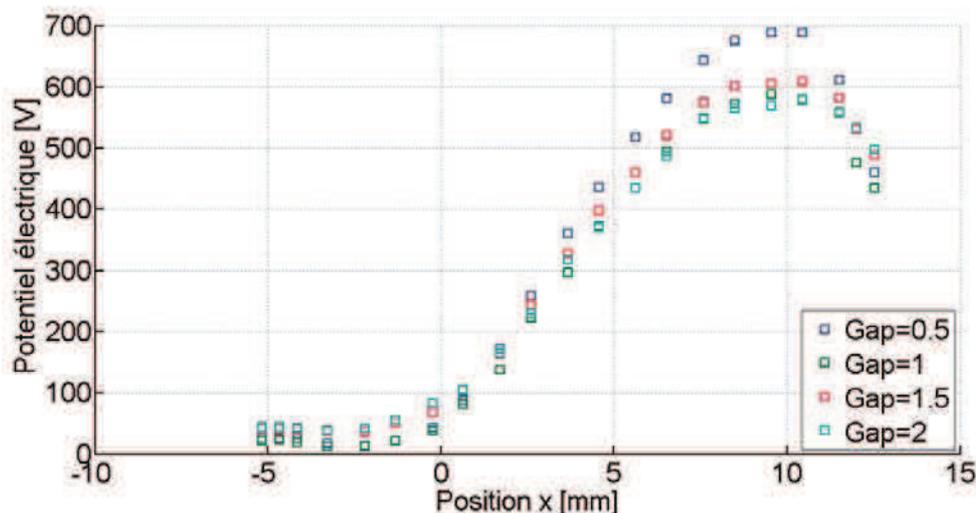


Figure 54 - Potentiel électrique de surface en fonction du gap pour une tension constante 1,5V

L'observation brute des mesures conduit aux remarques suivantes :

- Tout d'abord il apparaît visiblement que le potentiel électrique s'atténue au-delà de $x > 10mm$. Cette atténuation est en partie attribuée à l'influence de la charge résistive connectée au secondaire du transformateur et à l'effet de bord induit à l'extrémité du transformateur [22].
- De même, la valeur du potentiel électrique proche de $x = 0mm$ est supérieure au bruit résiduel.
- Enfin la mesure effectuée pour un gap de 0.5mm est légèrement différente des autres, et ce malgré le respect des gains accordés à chaque configuration. Cette différence témoigne de l'incidence des capacités formées par les électrodes. En dépit de la haute impédance formée par le dispositif, celle-ci semble influencer localement le potentiel et sa distribution.

Ces premières constatations invitent à une étude théorique complémentaire pour expliquer ces divergences par rapport à l'approche théorique.

2.6.1.6 Simulation électrostatique 2D du potentiel électrique de surface

Considérer que la tension mesurée à l'aide du dispositif correspond au potentiel de surface s'avère simpliste au regard de la géométrie complexe de l'échantillon à l'étude et de la mise en œuvre. En effet le champ électrique environnant est sujet aux discontinuités géométriques et à la distance du point de mesure.

Cette remarque est appuyée par une simulation électrostatique 2D. Celle-ci est élaborée en admettant l'invariance suivant la largeur du transformateur et en appliquant comme terme source une distribution du potentiel en surface du transformateur. Cette distribution s'apparente à celle en circuit ouvert définie théoriquement (17) et illustrée Figure 49. Un potentiel nul est appliqué sur le segment primaire tandis qu'une amplitude quelconque est considérée au secondaire (l'amplitude du champ étant simplement proportionnelle à celle-ci). Les résultats de la modélisation sont illustrés Figure 55 et Figure 56.

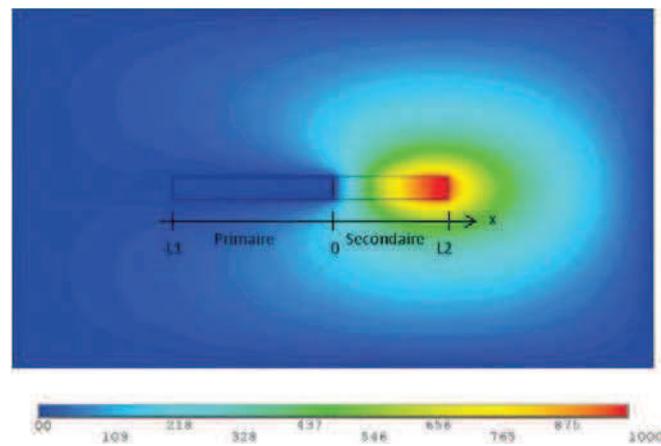


Figure 55 - Cartographie 2D du potentiel électrostatique

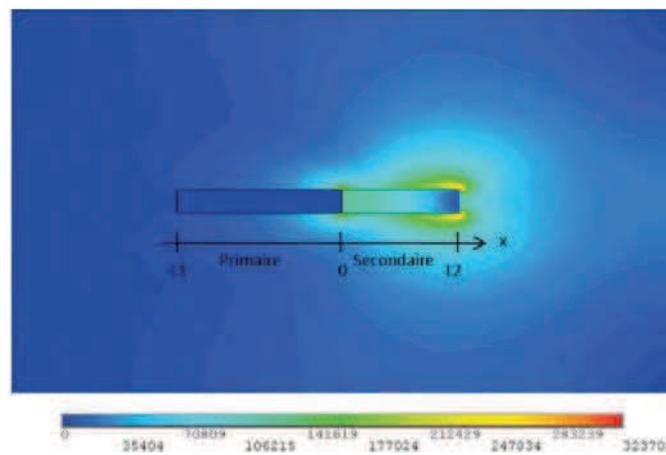


Figure 56 - Cartographie 2D du champ électrique

En commentaire de ces résultats, la discontinuité géométrique et la distribution du potentiel électrique de surface non uniforme conduisent visiblement à un potentiel électrique environnant non trivial (Figure 55). Les lignes équipotentielles apparaissent visiblement sur la cartographie de champ (Figure 56).

Pour faciliter la lecture, le potentiel électrique est tracé suivant différentes distances régulières de la surface et est illustré Figure 57. D'une part la valeur diminue naturellement avec la distance de la source. D'autre part, l'effondrement du potentiel à l'extrémité est

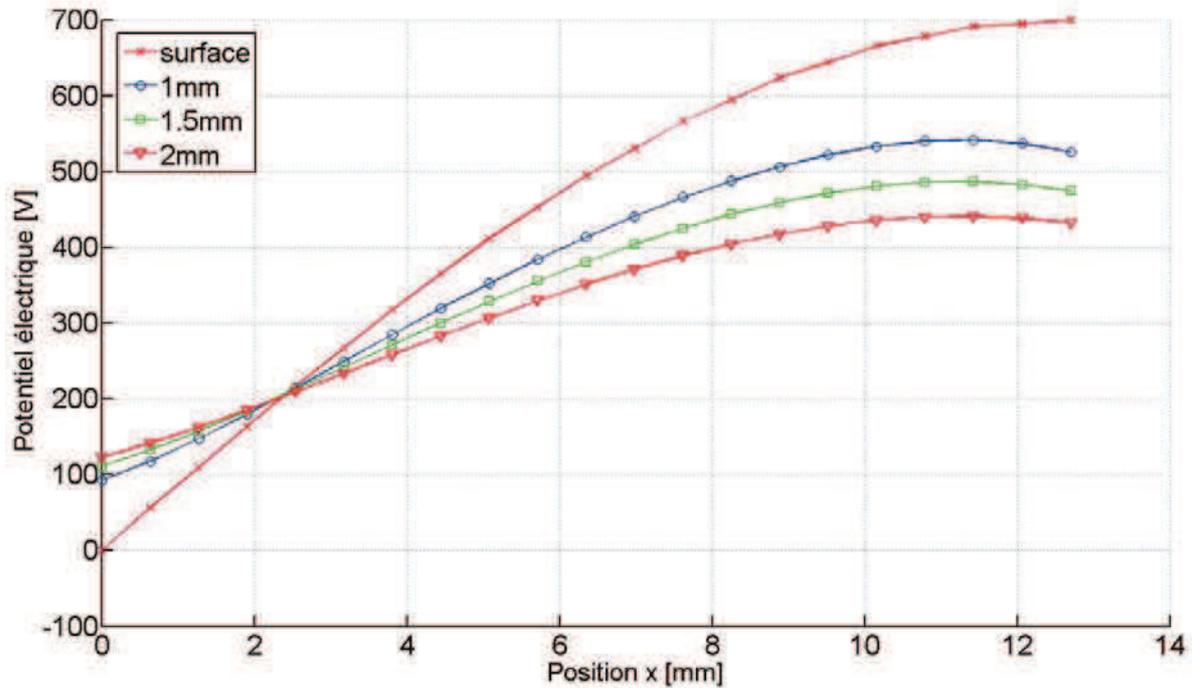


Figure 57 - Potentiel électrique théorique en fonction du Gap

également visible et ce malgré l'absence de charges résistives considérées dans le modèle. Cette diminution est donc imputable à la géométrie. Pour finir, ces simulations montrent la valeur non nulle du potentiel à l'aplomb du primaire et plus particulièrement à l'interface avec le secondaire, ce qui a également été observé expérimentalement Figure 54.

Ce complément d'étude permet d'expliquer en partie les quelques différences observées lors des mesures, sans pour autant remettre en cause l'allure théorique de la distribution de potentiel à la surface. Finalement, une interpolation des courbes expérimentales est entreprise afin de s'affranchir de l'erreur induite par la méthode de mesure et ainsi vérifier la valeur théorique du potentiel électrique de surface à l'extrémité.

2.6.1.7 Interpolation du potentiel électrique de surface

L'interpolation de la distribution du potentiel électrique est faite à partir des relevés expérimentaux suivant une fonction sinus. Il va de soi que cette approximation est acceptable uniquement pour les conditions de circuit ouvert ou à forte impédance (Figure 49).

Afin de s'affranchir des effets de bord et de l'effet à l'interface primaire-secondaire, l'interpolation est faite en prenant en compte les valeurs comprises entre $x = [2mm ; 8mm]$. Au final, la distribution du potentiel électrique de surface est évaluée le long du secondaire de $x = [0 ; L_2]$ (Figure 58).

En guise de vérification, les valeurs atteintes à l'extrémité sont comparées à celles mesurées par la sonde de tension haute impédance sur une charge résistive de $1M\Omega$. Cette valeur d'impédance est choisie pour sa précision et sa tenue en tension, tout en s'assurant que le facteur de qualité électrique soit supérieur à 1 ($Q = R_{ch}C_s\omega$). Cette précaution permet de considérer cette impédance comme suffisamment élevée pour ne pas affecter l'allure de la distribution du potentiel, mais uniquement son amplitude.

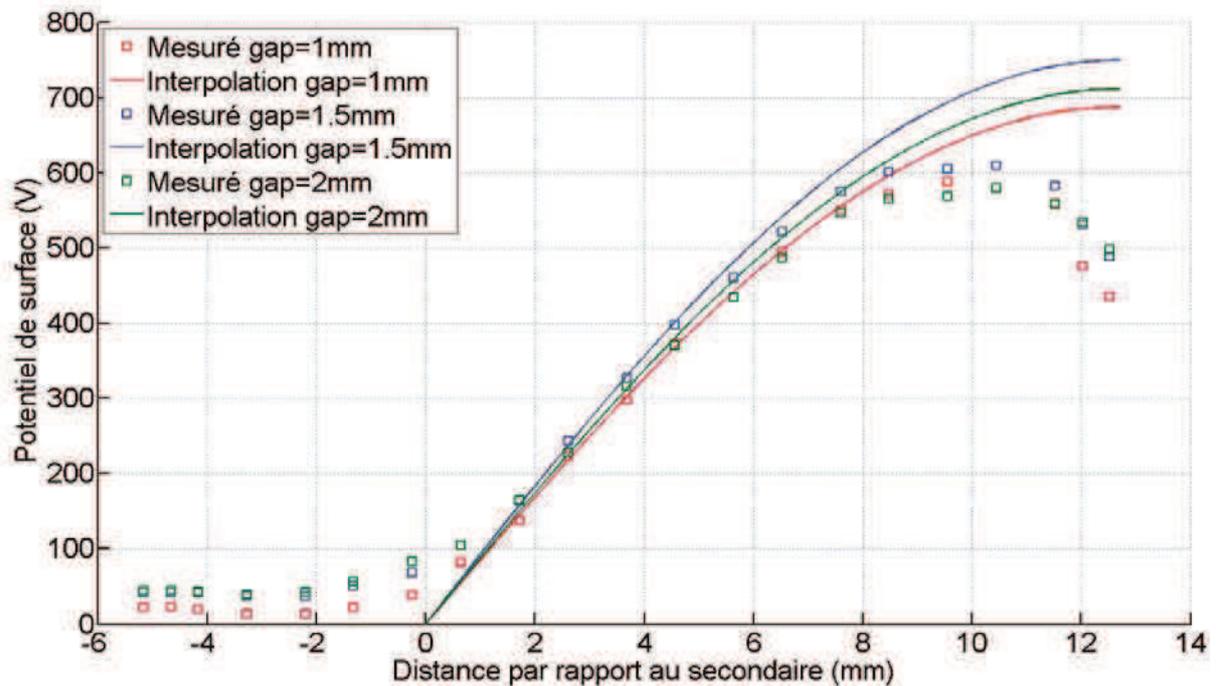


Figure 58 - Potentiel électrique expérimental et interpolé

Les valeurs collectées Tableau 11 sont obtenues pour une tension d'alimentation $V_p = 1,5V$ à la fréquence de résonance et pour différentes distances électrode-surface. La valeur interpolée donne un résultat avec une erreur relative inférieure à 10%, résultat satisfaisant au regard des approximations choisies, et encourageant pour la suite de l'étude et un futur développement de l'outil de mesure.

Tableau 11 - Comparaison des résultats expérimentaux et interpolé pour $x = L_2$

Gap (mm)	Potentiel évalué à $x = L_2$ (V)	V_s (V)
1	687.45	680
1.5	749.65	704
2	761.27	700

Si la valeur mesurée par couplage capacitive semble fiable, il apparaît également que le niveau de tension évolue suivant la distance avec la mesure. Sous couvert de toutes les réserves nécessaires pour conclure sur la base sur trois mesures, il semblerait que la charge capacitive que constitue le dispositif électrodé ne soit pas sans incidence sur la mesure. Cette influence semble néanmoins limitée.

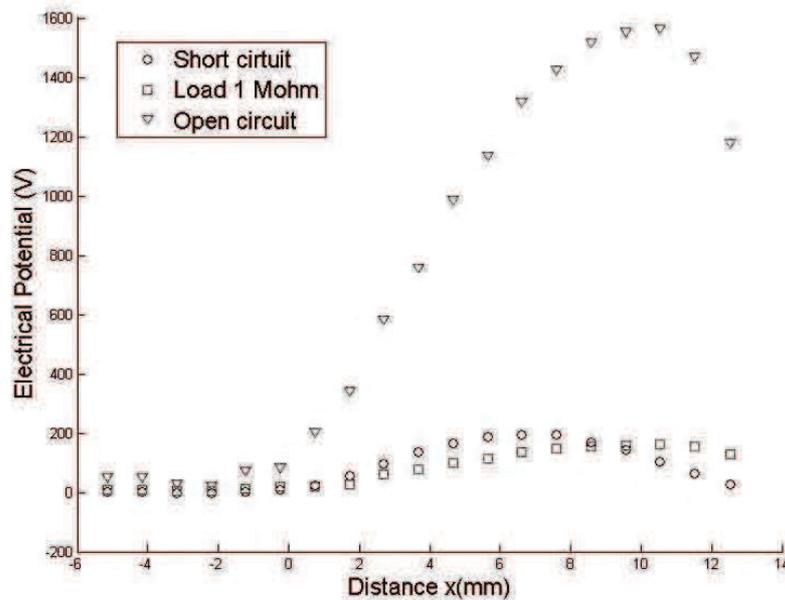


Figure 59 - Potentiel électrique fonction de la charge électrique au secondaire du transformateur pour un gap 1mm et une tension $V_p = 0,5V$

2.6.1.8 Influence de la charge électrique au secondaire du transformateur.

A présent que le calibrage et la méthode de mesure sont validés, l'influence de la valeur de charge connectée au secondaire est vérifiée suivant trois configurations : en circuit ouvert, sur une charge électrique de $1M\Omega$, en court-circuit. Toutes les mesures sont effectuées sous tension d'alimentation faible ($V_p = 0.5V$) afin d'éviter tout effet non-linéaire. Les résultats sont illustrés (Figure 59).

2.6.1.9 Effet des non-linéarités sur la distribution du potentiel de surface

A présent il est nécessaire de vérifier l'incidence des non-linéarités sur la distribution de potentiel. Ces non-linéarités étaient manifestes sur les caractéristiques fréquentielles en admittance. Il s'agit à présent de voir si elles affectent à la fois l'amplitude ou la distribution du potentiel.

En se plaçant systématiquement à la fréquence de résonance pour une tension de commande V_p , donnée, le potentiel de surface est relevé Figure 60. La méthode d'interpolation précédemment exposée est utilisée notamment pour évaluer le potentiel atteint à l'extrémité du transformateur.

La non-linéarité se manifeste clairement par une saturation du potentiel atteint à partir de $V_p = 1.8V$. La valeur d'environ 2kV apparaît au premier abord comme étant la valeur maximale du potentiel électrique que le transformateur peut atteindre (sous-entendu en régime permanent). Cependant, pour des essais au-delà de $V_p = 2V$, une décharge électrique apparaît entre le diélectrique et le transformateur pour un gap de 1mm. Tout d'abord, ce constat laisse entendre que le potentiel peut augmenter au-delà de 2kV. De plus, sachant que la tension moyenne de claquage dans l'air est d'environ $3,6kV \cdot mm^{-1}$, il est légitime de s'attendre à des tensions du même ordre de grandeur.

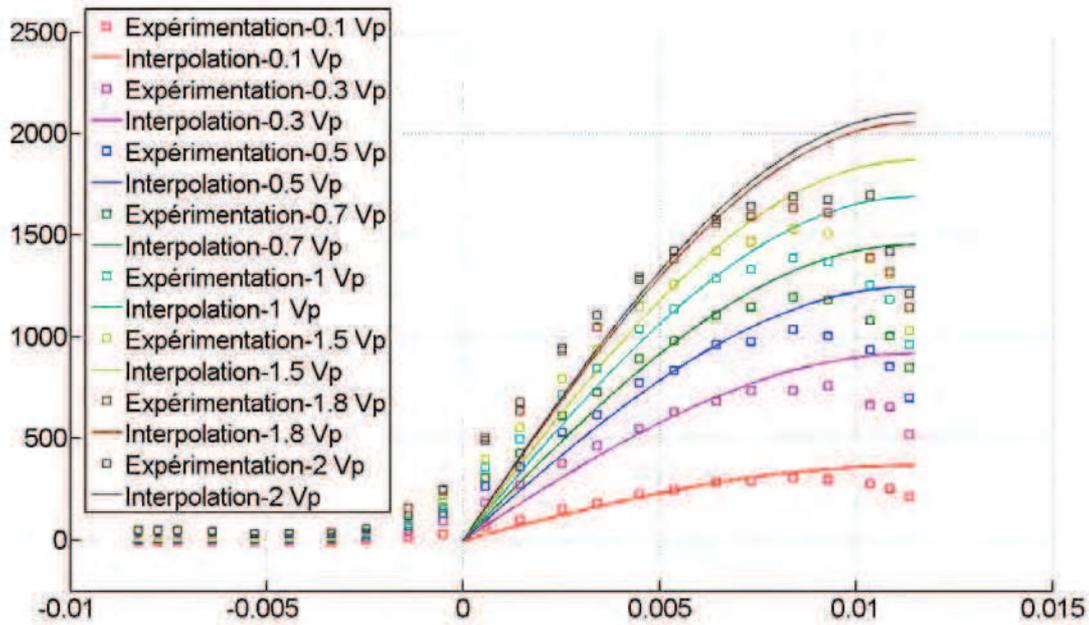


Figure 60 - Incidence non-linéaire sur la distribution de potentiel

Les essais et simulations détaillés dans le chapitre suivant permettront d'apporter quelques explications à cet événement, ayant pour fondement la géométrie singulière de la céramique (encourageant l'effet de pointe), ainsi que des propriétés particulières liées au matériau ferroélectrique.

La combinaison de cette géométrie et de ce matériau peut ainsi expliquer l'apparition d'une décharge à tension réduite.

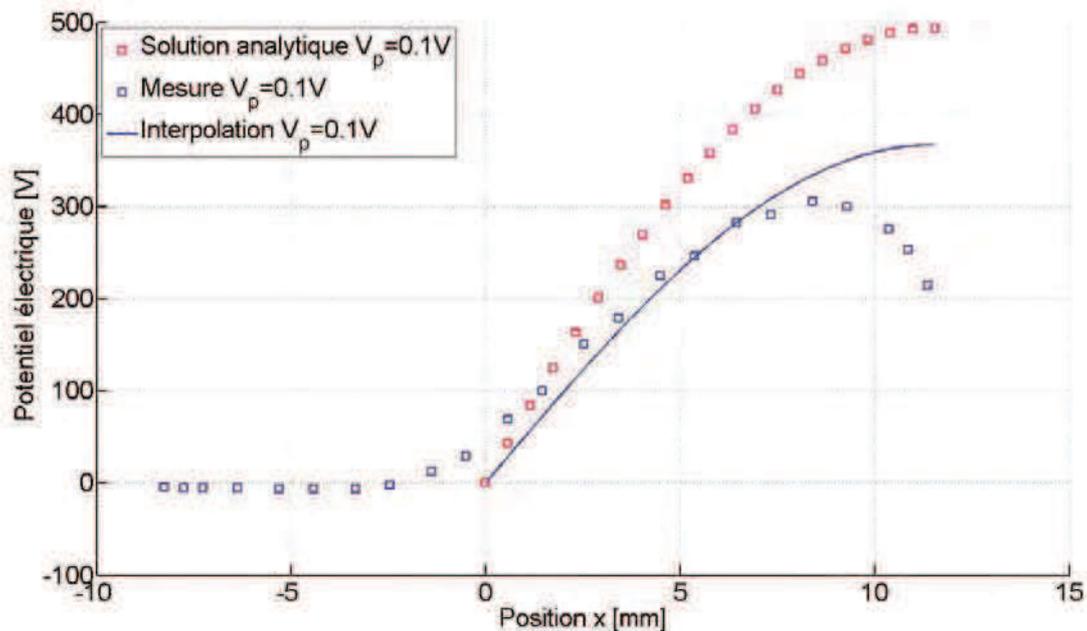


Figure 61 - Comparaison entre la distribution du potentiel donnée par le modèle analytique et celle mesurée expérimentalement pour une tension de commandes $V_p = 0.1V$ à la fréquence de résonance électrique

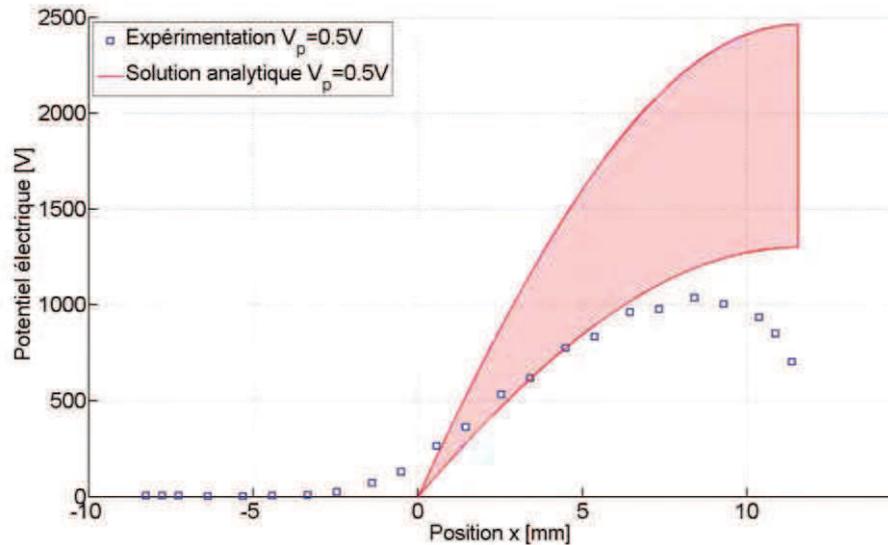
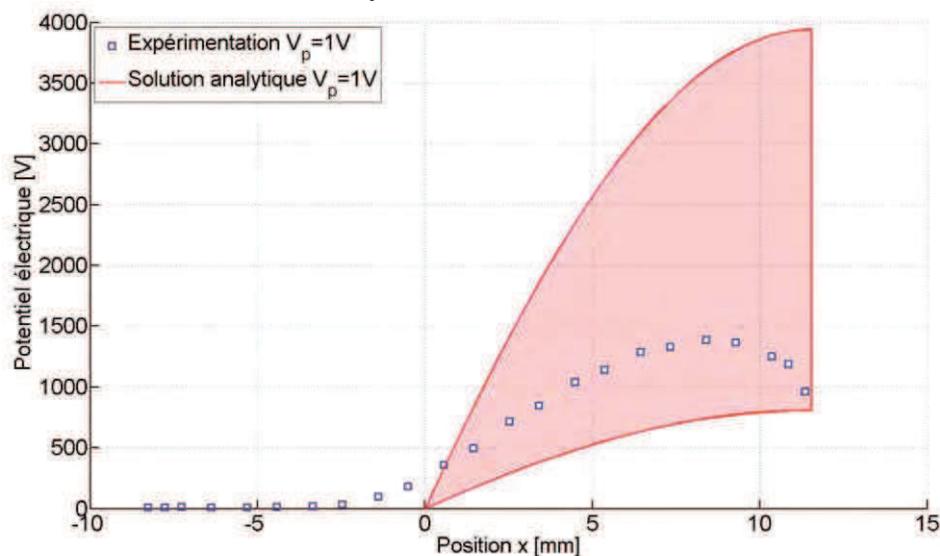
(a) Tension de commandes $V_p = 0,5V$ à la fréquence de résonance électrique(b) Tension de commandes $V_p = 1V$ à la fréquence de résonance électrique

Figure 62 - Comparaison entre la distribution du potentiel donnée par le modèle analytique et celle mesurée expérimentalement pour une tension de commandes $V_p = 0,5V$ à la fréquence de résonance électrique (a) et tension de commandes $V_p = 1V$ à la fréquence de résonance électrique (b)

Finalement, le potentiel de surface théorique est comparé aux relevés expérimentaux dans le cas d'une faible sollicitation en tension $V_p = 0,1V$ (Figure 61), d'une sollicitation intermédiaire $V_p = 0,5V$ (Figure 62 (a)) et enfin d'une forte sollicitation $V_p = 1V$ (Figure 62 (b)).

Dans le cas des faibles sollicitations, le potentiel de surface obtenu à l'aide du modèle est sensiblement supérieur au potentiel mesuré expérimentalement. Cette légère différence peut être attribuée aux imprécisions liées à l'identification des paramètres (Figure 45) ou encore à la valeur du gain théorique total $\psi = \psi_p/\psi_s$ (Tableau 7) sensiblement supérieures aux résultats expérimentaux.

Néanmoins l'évaluation de ce potentiel n'est pas aberrante et offre une indication qualitative réaliste et exploitable.

Dans le cas de sollicitations d'amplitude supérieure (Figure 62 (a)), le comportement hystérétique commence à apparaître se manifestant par une variation abrupte de l'amplitude vibratoire électrique autour de la résonance électrique ($\varphi = 0$). Théoriquement, il existe donc une incertitude sur la valeur prise par le potentiel électrique résultant. Il a donc été décidé de confronter les relevés expérimentaux aux valeurs limites bornées par le cycle d'hystérésis, formant une zone bornée par une évaluation haute et une évaluation basse. La mesure expérimentale apparaît proche de la solution minimale du modèle analytique et ce phénomène peut être remarqué également pour les fortes sollicitations (Figure 62 (b)).

La différence entre le niveau maximal du potentiel théoriquement atteignable et celui effectivement mesuré peut trouver son explication dans la méthode mise en œuvre expérimentalement pour placer le transformateur dans un fonctionnement stable au plus près de la fréquence de résonance.

Les vibrations mécaniques génèrent naturellement un échauffement dont la conséquence la plus visible est la diminution de la fréquence de résonance. En pratique, une fois la température stabilisée, la fréquence est ajustée au plus près de la résonance en s'assurant de la stabilité des observations. Puisque l'effet thermique est particulièrement critique lorsque le transformateur est sous forte vibration, il est plus facile d'obtenir un fonctionnement stable sur la caractéristique basse de l'hystérésis. La mesure du potentiel coïncide donc avec son évaluation théorique la plus basse.

Pour s'affranchir de cette variation inévitable, seul un asservissement en phase permettrait de poursuivre dynamiquement le point de vibration maximale à l'origine du potentiel maximal.

Bien qu'en apparence la précision du modèle semble discutable, celui-ci donne une image cohérente et exploitable d'un phénomène jusqu'ici non abordé et particulièrement sensible. S'ajoutent aux simplifications du modèle les difficultés liées à l'identification des paramètres et la possible influence du couplage capacitif de la méthode de mesure du potentiel, en dépit des précautions prises.

Pour lever les incertitudes, des investigations complémentaires doivent être entreprises :

- Tout d'abord il est souhaitable de coupler des mesures vibratoires aux mesures de potentiel afin de discriminer l'origine possible de l'imprécision entre domaine mécanique (vibratoire) ou électrique.
- Ensuite, pour s'affranchir des variations paramétriques induites par les effets thermiques, des moyens d'asservissement en phase peuvent permettre de traquer une valeur de phase particulière et ainsi améliorer la procédure de mesure de potentiel. En effet, celle-ci prend un certain temps, pouvant induire un échauffement du transformateur (malgré les précautions prises) et par conséquent ajouter de l'imprécision à la mesure.

2.7 Conclusion

La génération de plasma par effet piézoélectrique a été envisagée à la surface même d'un transformateur piézoélectrique, dont la géométrie permet une excellente élévation en tension. Le champ électrique induit par l'effet piézoélectrique direct au secondaire du transformateur constitue la source de la décharge, dans la phase d'amorçage et de maintien. Il

est donc primordial d'évaluer ce potentiel électrique, tant suivant sa distribution que son amplitude.

Or, les conditions d'utilisation particulières du transformateur, notamment avant décharge, entraînent celui-ci dans un mode faiblement amorti (circuit ouvert) ayant pour effet d'invalider les hypothèses de relations linéaires piézoélectriques couramment admises. Pour répondre à ce besoin de l'étude, un modèle mieux adapté est développé afin de prendre en compte ces phénomènes non-linéaires. Après la présentation détaillée du modèle, des mesures expérimentales sont entreprises, premièrement pour permettre d'identifier certains paramètres inconnus (comme l'amortissement mécanique et la constante de raideur de 3eme ordre), et ensuite pour vérifier la validité du modèle sur la base d'une comparaison aux grandeurs électriques d'entrée. Les difficultés techniques liées à l'alimentation de ce dispositif fortement résonant conduisent à une comparaison prudente des résultats. Toutefois le modèle n'est pas invalidé. Par ailleurs, des essais complémentaires non présentés dans ce document confortent cette approche théorique.

Les investigations expérimentales et théoriques entreprises durant l'étude révèlent le besoin impérieux d'avoir une alimentation électrique dédiée à chaque dispositif à l'étude, quitte à perdre en flexibilité. A vrai dire, il s'agit d'une difficulté récurrente pour les systèmes piézoélectriques dont les comportements capacitif et résonant mettent à l'épreuve les alimentations standards.

L'étude se consacre ensuite au potentiel électrique de surface. Pour s'offrir les moyens de comparaisons expérimentales, un dispositif de mesure par couplage capacitif est réalisé pour répondre à la fois à la nécessité d'une mesure sans contact et de haute impédance. A défaut de fournir une image absolument fidèle à la théorie (imputable à la méthode mais également aux approximations du modèle théorique), celui-ci confirme l'allure globale de la distribution de potentiel, ainsi que l'incidence de la saturation lors d'un fonctionnement à fortes sollicitations. La comparaison au fondamental faite avec le modèle analytique atteste d'une validité acceptable de la méthode, mais également de l'approche théorique.

Ajoutons que le modèle analytique formulé à partir des équations (13) laisse entendre l'existence de contributions harmoniques de rang 2 et 3. L'étude menée à partir du diagramme de Bode de l'admittance est nécessairement réduite aux grandeurs fondamentales. Ces phénomènes harmoniques de rang 3 ont bien été constatés durant les essais, mais n'ont pas fait l'objet d'investigations poussées. Or, une étude harmonique pourrait nourrir et conforter l'approche théorique choisie.

Toutefois, les résultats à ce stade doivent encore être considérés avec prudence. En effet, il est implicitement admis que l'effet de la non-linéarité affecte l'amplitude de la distribution de potentiel, mais que son allure reste inchangée. Or, il est probable que ces non-linéarités affectent également de manière plus localisée la valeur du potentiel. Si cette intuition n'est pour l'heure pas confirmée, l'étude ici présentée peut être considérée comme pertinente pour les problèmes aux modes vibratoires de premiers rangs. En outre, cette étude offre de manière pertinente l'avantage de prendre en considération une limitation physique lors de la phase de modélisation.

Finalement, cette approche pourrait être consolidée par des études expérimentales complémentaires, justifiées par les difficultés rencontrées. Tout d'abord la mise en œuvre de moyens d'asservissement, de sorte à s'affranchir des phénomènes thermiques lents, qui

affectent la précision des mesures faites à fréquence constante. Dans une large mesure, le problème reformulé suivant la phase électrique devient plus confortable.

De plus, l'équipement disponible n'a pas permis d'effectuer les mesures à fréquence variable à tension d'alimentation fixe, ce qui affecte également la précision des relevés et leur comparaison au modèle. Deux solutions pratiques peuvent être envisagées : soit le développement d'une alimentation en tension dédiée au mode vibratoire choisi, soit celle d'une alimentation en courant. Dans les deux cas, les alimentations devront permettre de scruter une plage de fréquence couvrant la résonance et l'antirésonance électrique du mode vibratoire choisi.

Si ces variations de tension sont évidemment pénalisantes pour la caractérisation, en revanche elles ne sont pas dénuées d'intérêt lors de l'application à la génération de décharge. En effet le comportement d'une décharge plasma est fortement sensible à la précédence des événements. Ainsi, une seconde décharge lors d'une période vibratoire ne se comportera pas comme la précédente. Les variations dynamiques de l'amplitude de la tension d'entrée pourront permettre une modulation des conditions de charge (et décharge) en surface du transformateur et ainsi induire des modes de décharges inaccessibles en régime établi.

Ajoutons par ailleurs que s'il a été démontré dans ce chapitre que le dispositif piézoélectrique présente une limitation en régime établi, celle-ci peut être franchie en régime transitoire et ainsi faciliter une phase d'amorçage des décharges. La tension nécessaire au maintien des décharges étant par la suite inférieure à l'allumage, des solutions d'alimentation avec un régime transitoire peuvent être envisagées.

A présent que le potentiel de surface est estimé théoriquement et vérifié expérimentalement, le chapitre suivant se consacre aux décharges plasmas produites par ce dispositif. En première approche, cette étude se fera suivant l'hypothèse d'un couplage faible, c'est-à-dire sans la prise en compte du couplage pouvant exister entre la décharge et le potentiel de surface. Le comportement électromécanique est donc considéré insensible aux effets de la décharge.

Chapitre 3 : Caractérisation et modélisation du transformateur en décharge

Tables des matières :

3.1	Introduction	89
3.2	Introduction à la physique des plasmas	90
3.2.1	Principes fondamentaux.....	90
3.2.2	Décharge contrôlée par Barrière Diélectrique [DBD]	93
3.3	Étude préliminaire d'une Décharge à Barrière Diélectrique utilisant des matériaux de très haute permittivité.....	97
3.3.1	Dispositif expérimental et outil de modélisation	97
3.3.2	Mesures et observations des propriétés intrinsèques aux céramiques piézoélectriques.....	102
3.3.3	Influence de la permittivité du diélectrique sur le comportement de la décharge 109	
3.3.4	Conclusion.....	116
3.4	Transformateur Piézoélectrique.....	117
3.4.1	Présentation du dispositif expérimental et des différents régimes de décharge..	117
3.4.2	Étude d'un régime stable : cas d'une décharge à 5 torr dans un gaz d'hélium.....	119
3.4.3	Étude numérique des décharges de surface générées par un transformateur piézoélectrique à la pression atmosphérique	136
3.4.4	Étude numérique des forces électro-hydro-dynamiques générées par des décharges en surface d'un transformateur piézoélectrique.....	146
3.5	Conclusion.....	153

3.1 Introduction

Après s'être intéressé au comportement du Transformateur Piézoélectrique (TP) "hors décharge" et les paramètres électromécaniques favorisant les conditions d'apparition d'un potentiel électrique élevé, cette partie s'attache à l'étude du TP en décharge. L'objectif est de mieux comprendre les différents couplages physiques et les spécificités du transformateur en condition de décharge, ceci afin de donner les éléments de réflexion nécessaires à l'amélioration du procédé de génération. Si l'impact de l'apparition d'une décharge électrique au secondaire du transformateur sur son fonctionnement est manifeste, elle peut varier en fonction des pressions de travail et des paramètres d'alimentation du transformateur. Par exemple, en fonction de la pression, la zone de propagation du plasma à la surface du transformateur peut varier et produire des décharges électriques dont le niveau de courant et le temps de propagation passent de quelques ampères en une dizaine de nanoseconde, à la dizaine de milliampère sur un temps d'apparition quasi constant. Le TP est sollicité de manière très différente et son comportement électromécanique est affecté distinctement.

Il existe de nombreuses variables pouvant influencer les paramètres clés aux commandes des couplages entre le plasma et le TP. Comme il a été évoqué précédemment, les matériaux ferroélectriques mis en œuvre dans les transformateurs piézoélectriques possèdent des propriétés physiques et électriques remarquables. Hormis leur polarisation permanente intrinsèque et leur propriété piézoélectrique, ces céramiques ont la particularité d'être également pyroélectriques (polarisation électrique sous l'effet d'une variation dynamique de température). Ces trois effets sont indissociables du matériau ferroélectrique, bien que suivant leur composition, certains peuvent être accentués ou diminués. L'autre propriété remarquable est la permittivité diélectrique qui peut, suivant la composition, atteindre des valeurs relatives au-delà de 1000. Ces valeurs sont très différentes de celles couramment utilisées dans les dispositifs à barrières diélectriques et entraînent un comportement spécifique des charges électriques environnantes.

Les physiciens se sont particulièrement intéressés à ces matériaux notamment pour leur capacité d'émission électronique (FEE : Ferroelectric Electronic Emission). Leurs travaux fondamentaux ont notamment porté sur la génération d'un plasma à partir d'une cathode ferroélectrique (FPS: Ferroélectrique Plasma Source). La littérature est par conséquent relativement abondante (cf. chapitre 1) mais ne traite pas à proprement parler des décharges plasmas obtenues par effet piézoélectrique ou par des transformateurs piézoélectriques. Par ailleurs, si la famille des matériaux ferroélectriques (pérovskites) est très variée, l'étude présentée dans ce chapitre porte uniquement sur la famille la plus courante, à savoir les PZT.

Faisant suite à l'étude bibliographique du Chapitre 1, ce troisième volet propose donc d'aborder ces propriétés spécifiques au travers d'études numériques et expérimentales. La première partie du chapitre propose un bref rappel de la physique des plasmas en insistant plus spécifiquement sur les dispositifs à barrière diélectrique. La deuxième partie est dédiée à une étude préliminaire qualitative de l'effet de la haute permittivité sur la décharge. À cette fin, un dispositif DBD simple de type plan-plan est mis en œuvre. Cette configuration, outre le fait d'avoir été largement étudiée par la communauté plasma, permet de s'affranchir des effets géométriques d'un transformateur piézoélectrique, notamment les effets de pointe aux angles droits. Les résultats expérimentaux appuyés par une modélisation 2D élémentaire facilitent l'interprétation des phénomènes et préparent ainsi l'étude détaillée du transformateur piézoélectrique dans sa configuration classique. Cette dernière étude est menée dans trois conditions distinctes : à basse pression, en configuration de décharges de surfaces et enfin pour des décharges volumiques de type couronne. Associés à la simulation numérique, des essais

expérimentaux sont mis en œuvre portant à la fois sur l'analyse fine de la propagation des décharges à l'aide d'images CCD, sur des mesures électriques et également vibratoires.

3.2 Introduction à la physique des plasmas

3.2.1 Principes fondamentaux

Le terme "plasma" ou "état plasma" a été introduit par le physicien américain Irving Langmuir en 1928 faisant référence au plasma sanguin. Il désignait au départ certaines régions équipotentielles d'un tube à décharge contenant un gaz ionisé électriquement neutre. Le plasma est visible très sporadiquement dans la nature au travers des aurores boréales ou bien lors d'un orage au passage d'un éclair, mais c'est en regardant vers le soleil et les étoiles que celui-ci se retrouve en majorité jusqu'à composer 99% de notre univers, le plaçant par les contemporains de I. Langmuir à la place de "quatrième état de la matière".

La définition théorique la plus simple d'un plasma est celle d'un milieu ionisé qui à l'échelle macroscopique reste électriquement neutre. Or en réalité la communauté scientifique utilise ce terme pour désigner tout ou partie des gaz ionisés, peu importe leur degré d'ionisation (68), leur densité électronique n_e ou leur température électronique T_e , trois des principaux paramètres définissant un plasma (Figure 63).

Degrés d'ionisation δ :

$$\delta = \frac{n_e}{n_e + n_n} \quad (68)$$

Avec n_n la densité des neutres.

Entre chaque valeur extrême de ces paramètres, il existe une multitude de domaines dans lesquels peuvent se retrouver une collection d'électrons, de radicaux libres, d'ions, de photons de diverses énergies au-delà de l'UV et en deçà de l'infrarouge lointain, d'atomes libres et de molécules dans des états neutres et excités. Les interactions entre ces collections, les phénomènes physiques et les modèles théoriques qui y sont associés, sont encore plus nombreux.

L'une des méthodes la plus couramment utilisée pour générer un plasma est l'application d'un champ électrique entre deux électrodes à travers un gaz neutre, on parlera alors de *plasma généré par décharge électrique* ou tout simplement de *décharge électrique* (Figure 64). Le champ électrique a pour effet d'accélérer les charges libres présentes dans le gaz, et lorsque celles-ci accumulent assez d'énergie, elles vont par collision ioniser les atomes ou molécules proches et créer de nouvelles paires d'électrons-ions. Sous l'effet du champ électrique, les électrons beaucoup plus mobiles se déplacent dans le gaz en l'ionisant peu à peu le gaz jusqu'à finalement atteindre l'anode. Ce phénomène appelé *avalanche électronique* est caractérisé par le coefficient d'ionisation α , appelé premier coefficient de Townsend. Si les ions positifs et les électrons atteignent respectivement la cathode et l'anode, et que rien ne se passe, la décharge est dite *non auto-entretenu* et va simplement s'éteindre. D'autres éléments sont nécessaires pour maintenir un plasma allumé. Pour le type de décharge sur lequel l'intérêt se porte dans cette thèse, l'élément essentiel pour arriver à une décharge auto-entretenu est l'émission d'électrons par la cathode. Lorsque les ions sont neutralisés à la cathode il se produit une émission secondaire électronique avec une probabilité γ dépendante de la nature de l'ion, ainsi que de celle de la surface cathodique. Le coefficient γ constitue le deuxième coefficient de Townsend. Si l'émission d'électrons depuis la cathode et l'avalanche électronique sont suffisantes, une *décharge auto-entretenu* apparaît.

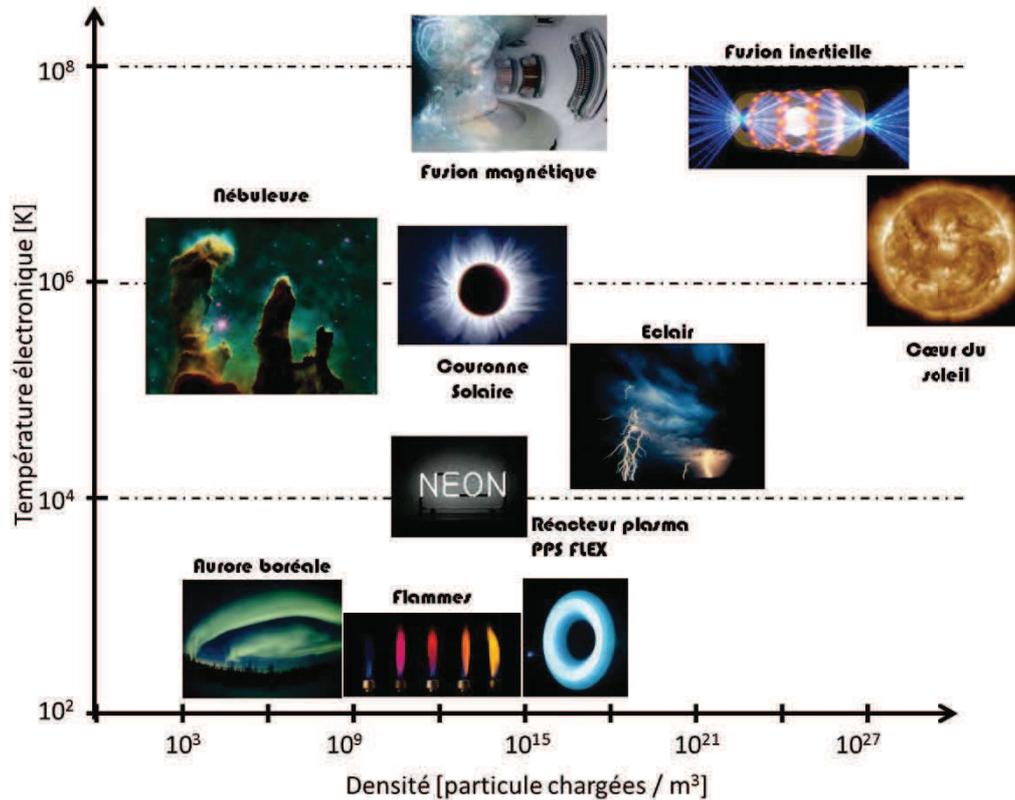


Figure 63 - Illustration des différents plasmas

En fonction des paramètres tels que le produit *pression* \times *disance* (distance inter-électrodes), le régime d'alimentation électrique, le gaz, et cetera, le plasma peut se trouver dans différents régimes. Du régime de Townsend à l'arc électrique (Figure 65), le comportement électrique de la décharge et ses caractéristiques physiques et chimiques seront très différentes.

Pour situer le type de plasma présent dans ces expérimentations, un balayage rapide des plasmas rencontrés dans les laboratoires peut être effectué suivant deux grandes familles. Les décharges électriques produites par le Transformateur Piézoélectrique font partie des *Plasma froids* en référence au degré d'ionisation du plasma ($\delta \ll 1$) et leur température relativement basse. En descendant d'un cran dans l'arborescence des Plasma Froids, il existe les *Plasmas Froids à l'Equilibre Thermodynamique* (PFET) et les *Plasmas Froids Hors Equilibre Thermodynamique* (PFHET). Par définition, l'équilibre thermodynamique est atteint lorsque la température des électrons est égale à la température des ions. Dans notre cas la température du gaz atteint difficilement 300 degrés de par la limitation capacitive du courant. Cette température est par ailleurs une limite, car au-delà le dispositif devient inopérant (Température limitative de Curie du matériau PZT). Le plasma peut alors être considéré à l'état hors-équilibre dans l'environnement du TP. Cette propriété de limitation capacitive du courant est très intéressante car, à la pression atmosphérique, s'il est possible de maintenir un plasma hors-équilibre pour de faibles puissances électriques, c'est quasiment impossible aux fortes puissances, la décharge transitant alors vers un régime d'arc électrique. Dès lors, les températures du gaz ne sont plus compatibles avec le transformateur piézoélectrique.

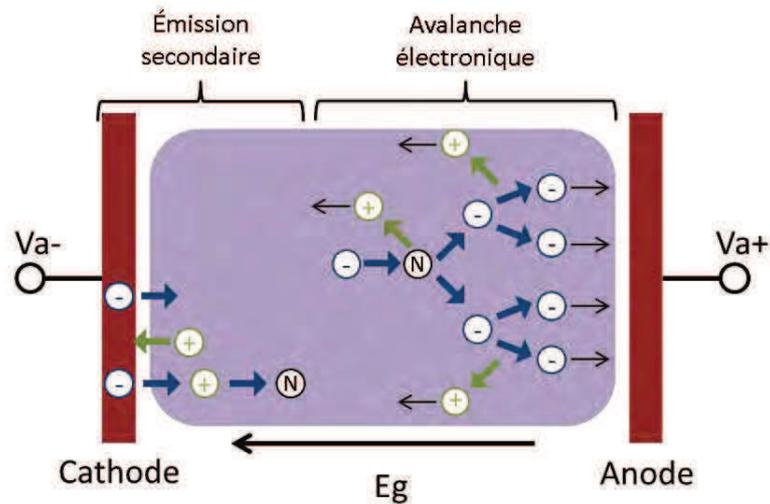


Figure 64 - Schéma de principe d'une décharge électrique

Plus généralement, l'intérêt de maintenir un plasma à l'état hors équilibre réside dans sa capacité à être stable, se répartir de façon homogène sous certaines conditions à la surface des électrodes, et à favoriser l'apparition d'espèces réactives à des températures ambiantes. L'une des solutions les plus courtisées actuellement pour empêcher le passage à l'arc est l'utilisation de barrières diélectriques. Ces configurations sont appelées *Décharge à Barrière Diélectrique* (DBD), terme regroupant toutes configurations utilisant au moins une barrière isolante entre deux électrodes métalliques.

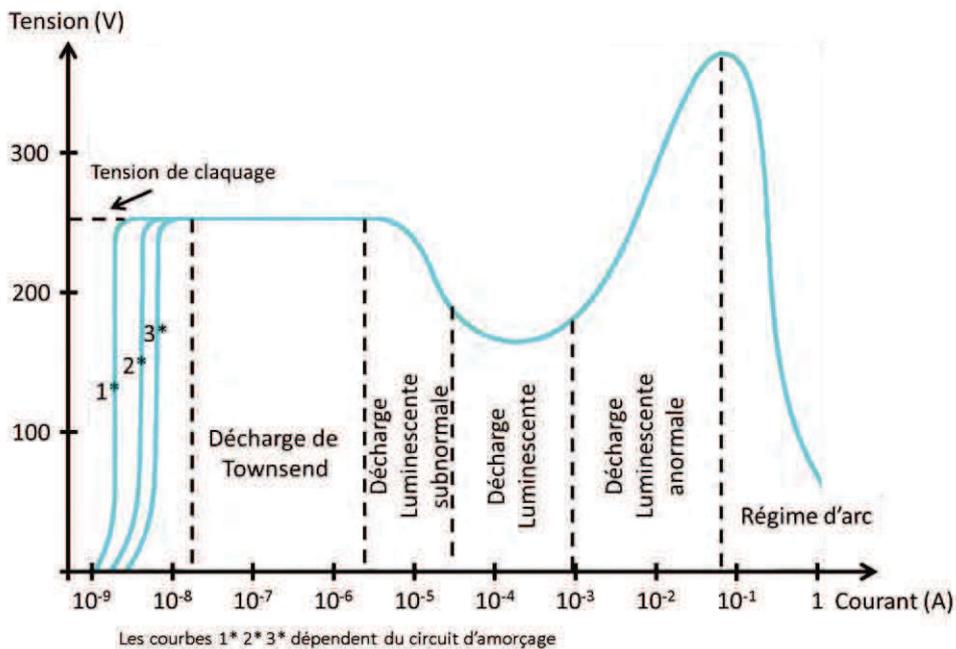


Figure 65 - Caractéristique générale courant tension d'une décharge électrique

Les plasmas générés par le transformateur piézoélectrique peuvent être apparentés à ces DBD en raison du caractère diélectrique du matériau. Cependant, il existe deux différences majeures avec les DBD classiques. La première est le fait que le matériau diélectrique est lui-même porteur du potentiel électrique à l'origine de la décharge. Puisque c'est l'effet de la déformation vibratoire mécanique du matériau qui induit la variation de potentiel de surface, il

est conceptuellement possible de s'affranchir totalement d'électrodes métalliques. La deuxième est la très forte valeur de permittivité diélectrique de son constituant. En effet, la permittivité relative des matériaux ferroélectriques peut atteindre des valeurs comprises entre 100 et 1500 suivant leur composition, alors qu'habituellement les couches diélectriques utilisées ont des permittivités relatives inférieures à 10.

3.2.2 Décharge contrôlée par Barrière Diélectrique [DBD]

Le terme de *Décharge contrôlée par Barrière Diélectrique* [DBD] est utilisé lorsqu'au moins un matériau isolant est placé entre deux électrodes, sa présence permettant de limiter par effet capacitif le courant de décharge et de s'opposer au passage à l'arc électrique. Pour aborder les principes fondamentaux de fonctionnement d'une DBD, cette section est divisée en quatre parties. La première présente un éventail de géométries de DBDs, la deuxième traite de la génération, de l'entretien et de l'extinction d'une DBD simple, sans a priori sur les paramètres tel que le gaz, la pression et cetera. La troisième partie traitera du claquage du gaz et la dernière des différents types de régimes de décharges.

3.2.2.1 Les différentes géométries et alimentations électriques utilisées dans la génération de DBD

Il existe un grand nombre de géométries possibles, et théoriquement il n'y aurait aucune limite à part celle physique que sont le potentiel électrique nécessaire à l'ignition d'une décharge entre les électrodes et la puissance dissipée par le plasma. Ce type de dispositif a été mentionné pour la première fois par Ernst Werner Von Siemens en 1857. Les configurations sont illustrées sur la Figure 66. Les configurations (C1) à (C3) sont couramment utilisées dans le cadre de dépôt par couche mince. La configuration (C4) s'illustre dans les lampes excimères, la production d'ozone ou depuis une dizaine d'années pour les micros-jets. Enfin les configurations (C5) et (C6) pour les plasmas de surfaces. Il existe bien évidemment une multitude de configurations proches de celles représentées ici, et chaque besoin voit naître un nouveau dispositif nécessaire à sa réalisation.

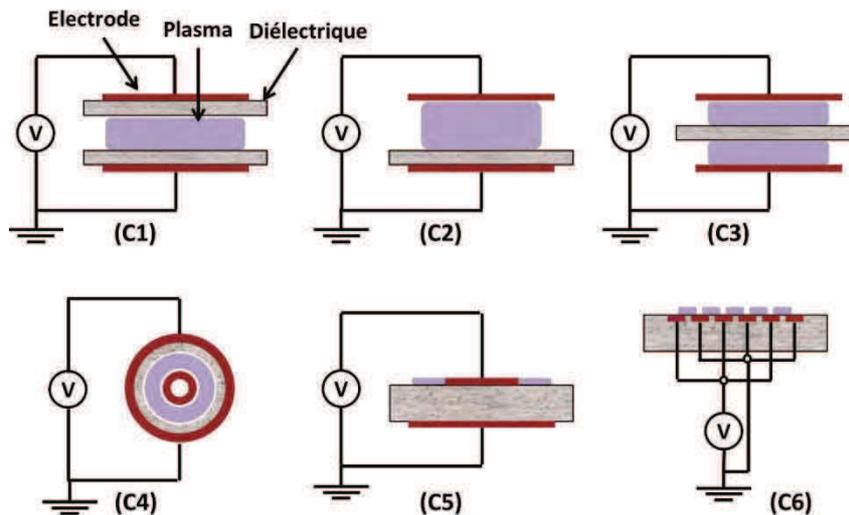


Figure 66 - Configuration DBD

Le type d'alimentation pouvant être utilisé pour générer une DBD est très varié, allant de la simple tension sinusoïdale, en passant par le carré ou la rampe, leur point commun étant d'être obligatoirement alternatif pour permettre aux électrodes de passer consécutivement d'un rôle de cathode à anode. Beaucoup de systèmes sont alimentés par des signaux de type

impulsionnels permettant d'injecter sur de courts instants une grande quantité d'énergie tout en limitant la montée en température des plasmas. Le choix des modes d'alimentation peut être motivé en fonction des applications et du comportement de la décharge électrique attendu [61]. Pour finir, la gamme de fréquence peut aller de la dizaine d'hertz à la centaine de Mégahertz, encore une fois ce choix aura une grande influence sur le comportement du plasma. Concernant plus spécifiquement les générateurs piézoélectriques, le mode d'alimentation est généralement sinusoïdal. En effet, puisque le potentiel électrique est obtenu sous l'effet des déformations vibratoires du matériau, celui-ci est maximal lorsque le transformateur est sollicité à l'une de ses fréquences de résonance mécanique. Ces modes vibratoires résonnants sont donc purement harmoniques lorsque le transformateur est alimenté en tension sinusoïdale. La composition de modes vibratoires est toujours envisageable mais ne fait pas partie de l'étude.

De part la grande gamme de géométries disponibles et le choix de l'alimentation utilisée pour engendrer une décharge électrique, une grande variété de formes de plasma peut voir le jour. On peut réduire ce champ de forme à trois catégories, *la décharge mono-filamentaire*, *la décharge multi-filamentaire* et *la décharge homogène*. Lorsque la géométrie est réduite ou lorsque la puissance d'alimentation est insuffisante pour entretenir plusieurs filaments, il y aura de fortes chances de rencontrer une décharge mono filamentaire. Au contraire, lorsque la surface des diélectriques est suffisamment grande et que la puissance d'alimentation n'est pas limitée, des décharges multi-filamentaires apparaîtront. Enfin le concept d'inhomogénéité et d'homogénéité peut être observé et identifié très simplement visuellement, le passage de l'un à l'autre dépendant pour une grande partie du produit *pression* \times *distance*. Les phénomènes d'inhomogénéité sont beaucoup plus présents à la pression atmosphérique (PA) que vers le Torr, car la largeur typique d'un filament à la PA est de quelques centaines de micromètres, alors qu'elle peut être de l'ordre du centimètre à quelques torr [60].

3.2.2.2 Principes fondamentaux de la génération, extinction et entretien d'une DBD

Un cas simple appelé DBD plan-plan (Figure 67) est composé de 2 électrodes recouvertes chacune d'une couche de diélectrique dont la permittivité relative est pour l'instant quelconque. A l'instant initial t_0 et jusqu'à t_1 une tension d'entretien V_S est appliquée aux bornes des électrodes. Tant que cette tension reste inférieure à la tension de claquage du gaz V_C , aucune décharge n'apparaîtra et il n'y aura *a priori* aucune raison que des charges électriques soient présentes à la surface des diélectriques. À noter qu'une chute de tension due à la présence des diélectriques doit être prise en compte pour calculer la tension effectivement appliquée "aux bornes" du gaz V_G . A l'instant t_1 une tension d'allumage V_{all} supérieure à la tension de claquage V_C est appliquée en superposition de V_S pour initier une décharge. Un courant circule alors entre les électrodes et des charges viennent se stocker à la surface des diélectriques, des électrons et des ions négatifs côté anode et des ions positifs côté cathode. Le potentiel V_W induit par ces charges s'oppose au potentiel appliqué jusqu'à ce que V_G soit nulle amenant à l'extinction de la décharge électrique. Cette dynamique bien particulière est appelée décharge impulsionnelle, elle se caractérise par un temps de vie de la décharge assez court, typiquement inférieur à la centaine de nanosecondes à la PA. Pour pouvoir ré-initier une décharge il est alors nécessaire d'inverser le sens de la tension appliquée, permettant à la fois une recirculation des charges au travers des diélectriques et aussi une superposition du nouveau potentiel appliqué au potentiel V_W dû aux charges appelées maintenant charge mémoire à la surface des diélectriques. A partir de cet instant, il n'est plus alors nécessaire d'ajouter à la tension V_S une tension d'allumage, la superposition de V_W à V_S permet d'atteindre la tension de claquage à chaque alternance, et d'entretenir le plasma. Seul un niveau de tension trop bas V_{ext} peut entraîner l'extinction du plasma.

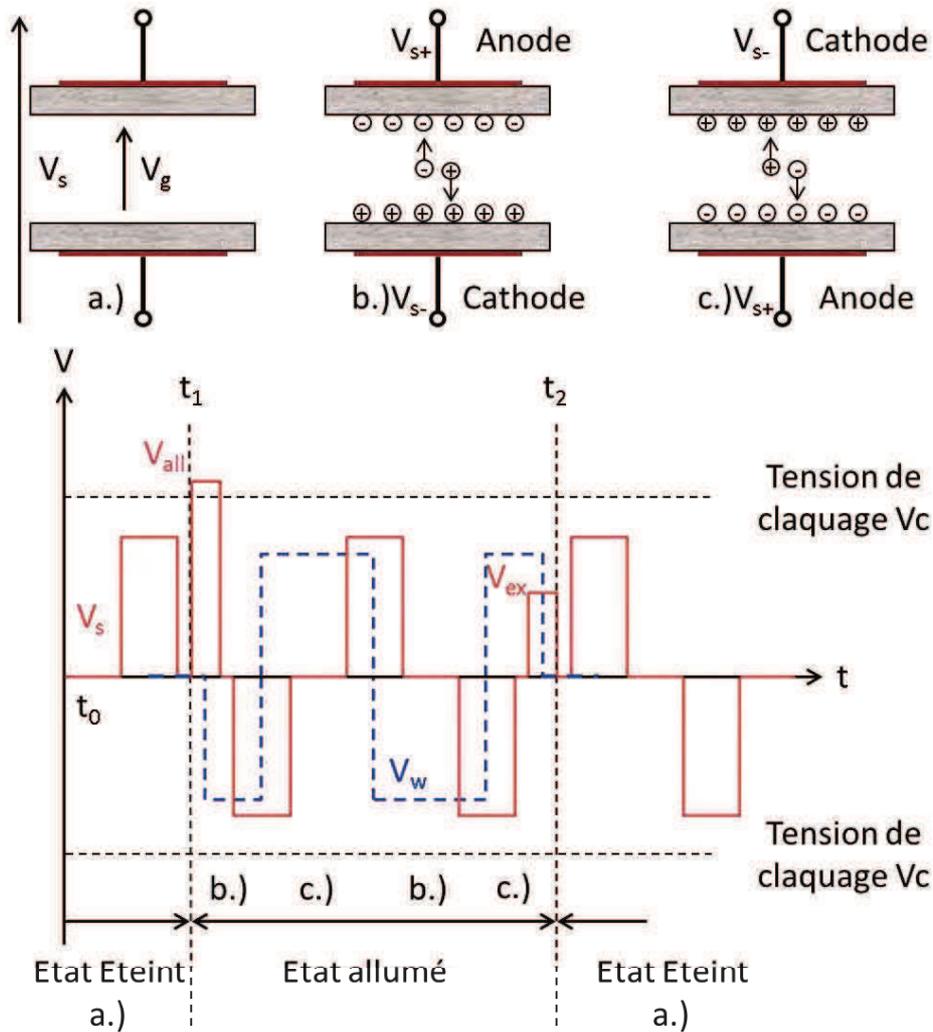


Figure 67 - Principe de fonctionnement DBD dans le cas plan-plan

3.2.2.3 Claquage du gaz

Seul les deux types de claquages rencontrés dans ces travaux seront abordés. Le claquage de type Townsend, engendrant des décharges homogènes (Régime de Townsend et Luminescent) ou filamenteuses, ainsi que le claquage de type streamer engendrant des streamers ou des décharges couronnes.

Le claquage de type Townsend peut être caractérisé par les deux coefficients de Townsend, chacun d'eux liés à deux phénomènes fondamentaux bien précis. Le premier phénomène correspond aux avalanches électroniques à la source des créations d'ions dans l'espace inter-électrodes caractérisé par le premier coefficient α . Le second phénomène correspond aux émissions secondaires d'électrons par le diélectrique suite au bombardement ionique, caractérisé par le second coefficient γ correspondant au nombre d'électrons émis par une surface par rapport au nombre d'ions incidents. Ces électrons secondaires participeront à leur tour aux avalanches électroniques et ainsi de suite. Au final il est nécessaire d'atteindre au moins l'équilibre, c'est à dire générer autant d'électrons que l'on en perd. La création d'un plasma n'est possible que lorsque le champ de charges d'espace ionique devient supérieur au champ appliqué bloquant le passage des électrons vers l'anode. Pour chaque électron émis par la

cathode, M électrons arrivent à l'anode, et $(M - 1)$ ions reviennent à la cathode. Chaque ion créant par émission secondaire γ électrons à la cathode, le nombre d'électrons repartant de la cathode par électron émis initialement est donc de $\gamma(M - 1)$. Pour qu'il y ait claquage, il faut que chaque électron émis par la cathode soit remplacé, donc que $\gamma(M - 1) > 1$, soit $M > 1 + 1/\gamma$. Le claquage de Townsend est un claquage relativement lent (suivant la valeur initiale de M par rapport à $(1 + 1/\gamma)$) car il est lié au retour des ions vers la cathode.

Le claquage de type streamer est beaucoup plus rapide. Contrairement au cas précédent, en une seule avalanche électronique la densité de particules chargées est suffisamment grande pour modifier le champ appliqué ainsi que le champ associé à la charge d'espace pour retenir les électrons et former un milieu quasi-neutre, le plasma. Seuls les électrons dans une petite couche non neutre en tête de l'avalanche-plasma sont susceptibles de s'échapper et contribuent, par ionisation, à allonger le filament de plasma ainsi formé vers l'anode. Il se trouve que le filament de plasma se propage également souvent vers la cathode, les mécanismes invoqués étant, en l'absence de phénomènes à la cathode, la photo-ionisation du gaz par le plasma du filament côté cathodique.

Au final, en fonction des applications voulues, il est intéressant de connaître les paramètres clés permettant de favoriser l'un ou l'autre des claquages. D'après les travaux de B. Bernecker [2], la tension de claquage du gaz joue un rôle prépondérant. Plus celle-ci est élevée et plus la probabilité d'obtenir un streamer est importante. Il faut donc favoriser des cas où le produit *pression* \times *distance* est faible et travailler avec des gaz dont le coefficient d'ionisation est élevé à faible champ réduit pour travailler en régime de Townsend. D'après les récents travaux menés par C. Bouzidi [27], l'utilisation de signaux sinusoïdaux à hautes fréquences couplée à l'utilisation de diélectriques à forte permittivité favoriseraient l'apparition de streamer.

3.2.2.4 Décharges homogènes - Régime de Townsend et Luminescent

Plusieurs paramètres peuvent aider à la différenciation de ces deux régimes, que ce soit par des mesures électriques ou par des mesures d'imagerie. En partant du plus simple au plus compliqué, le régime de Townsend est le premier régime de décharge électrique à apparaître. Il se caractérise par une faible ionisation du milieu (dans notre cas le taux d'ionisation est de l'ordre de $10^{-10} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ à 5 torr cm), donc une faible luminosité de la décharge et un faible courant de décharge. En volume, la densité de charges est majoritairement ionique car les ions sont moins mobiles que les électrons. Néanmoins cette densité n'est pas suffisante pour déformer le champ. En se reportant à la caractéristique courant-tension d'une décharge électrique DC (Figure 65), on constate qu'en augmentant la puissance d'alimentation de la décharge, celle-ci doit tendre vers un régime Luminescent, conduisant à intensifier la luminosité et à accroître les courants de décharges. En régime luminescent, la charge d'espace ionique importante déforme le champ électrique appliqué et conduit à l'apparition de deux régions très distinctes : le plasma, région quasi neutre de faible champ électrique très peu lumineux qui s'étend de l'anode vers la cathode, et la gaine cathodique très lumineuse, entre cathode et plasma, qui est une région non neutre dans laquelle se redistribue tout le potentiel appliqué.

3.3 Étude préliminaire d'une Décharge à Barrière Diélectrique utilisant des matériaux de très haute permittivité

Le transformateur piézoélectrique, de par sa géométrie complexe, une accessibilité des signaux électriques au secondaire indirect, ainsi qu'un comportement non-linéaire, complexifie grandement l'étude des spécificités des plasmas générés. Pour éviter ces difficultés un dispositif simplifié est tout d'abord proposé. Il se présente sous la forme d'une DBD plan-plan utilisant des céramiques ferroélectriques polarisées cylindriques de très haute permittivité. Cette simplification du dispositif expérimental permettra une étude de l'effet de la polarisation des céramiques, de l'influence de la nature des surfaces et enfin de la permittivité des matériaux.

3.3.1 Dispositif expérimental et outil de modélisation

3.3.1.1 Présentation du dispositif expérimental

Le dispositif autour duquel seront effectuées toutes les expérimentations est composé d'une cloche en verre. Le système de pompage ou le matériel de diagnostic électrique sont différents, une liste récapitulative est faite ci-dessous :

- Générateur basse fréquence: TGA 1230
- Amplificateur GREPH 400Vpk 10kHz – 2MHz
- Résistance de shunt 1k Ω
- Oscilloscope: Tektronix TDS 3034
- Sonde Basse Tension: Tektronix P6139A 500MHz 8pf 10M Ω
- Sonde Haute Tension: Tektronix P5100 2500Vpk
- Jauge 1000 torr: MKS Baratron Modele 122AA
- Contrôleur: MKS LAF230
- Jauge 10 torr: Varian VCMT 11 TDA LIC 8077
- Contrôleur: Multi jauge LR 88590
- Pompe Primaire: AEG Type AMEB 71FY4R3N1 1400 lmin⁻¹
- Débitmètre: Bronkhorst M9210525J 1 lmn⁻¹

Le dispositif sur lequel sont placées les céramiques piézoélectriques est présenté Figure 68. Il permet d'imposer un gap entre les deux céramiques piézoélectriques et de visualiser la décharge par le côté (axialement). Afin de prévenir toutes impuretés dans la décharge, une arrivée de gaz est installée au plus près des céramiques. Le flux de gaz est contrôlé par un débitmètre massique piloté par ordinateur et la pression dans l'enceinte par une vanne contrôlée manuellement.

Les céramiques piézoélectriques utilisées sont les NCE40 de chez Noliac. Leurs caractéristiques sont rappelées dans le Tableau 12. Elles ont été contrôlées à l'aide d'un analyseur d'impédance HIOKI 3522-50 LCR HITESTER. Elles sont utilisées pour leur permittivité relative proche de celle du TP, mais également pour leur large surface plane. Avec un gap (distance entre les deux diélectriques) faible comparé au diamètre des céramiques, cette géométrie impose un champ uniforme entre les deux électrodes et permet ainsi de négliger les effets de bord. D'un problème à trois dimensions, on se ramène à un problème monodimensionnel tant que la décharge est homogène radialement. Les résultats expérimentaux sont alors directement interprétables à l'aide de l'outil de modélisation utilisé dans ces travaux et qui est bidimensionnel. Enfin, cette géométrie ayant déjà fait l'attention de nombreuses études par le passé, il est aisé de trouver des publications s'y référant.

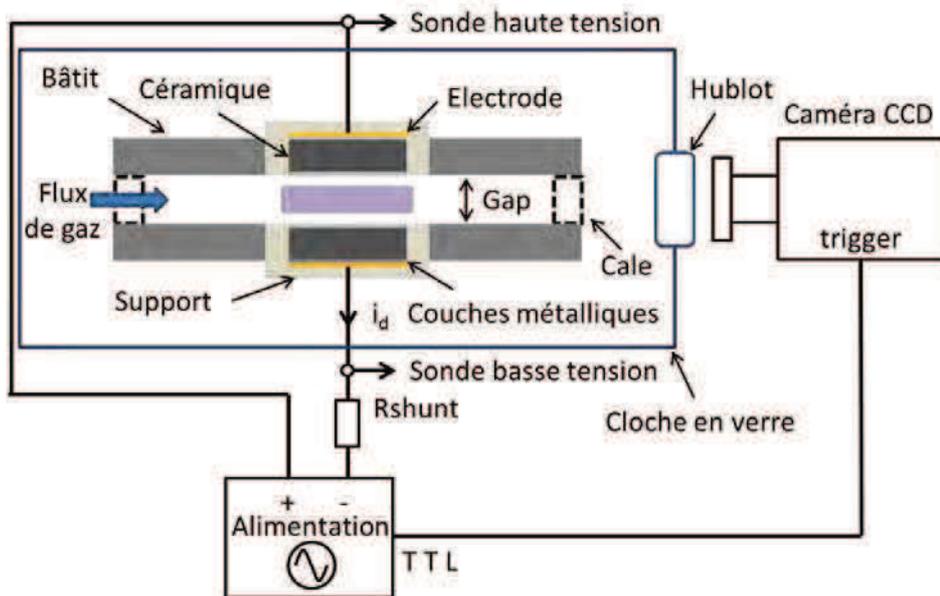


Figure 68 - Bâti pour DBD cas plan-plan

Tableau 12 - Caractéristiques géométriques et propriétés matérielles de la céramique piézoélectrique NCE40-Noliac

Notation	Définition	Valeur	Unité
L_0	Diamètre	20	mm
L_1	Épaisseur	2	mm
ρ	Masse volumique	7750	kgm^{-3}
s_{11}^E	Compliance transversale à {E} constant	$1,3 \cdot 10^{-11}$	m^2N^{-1}
s_{33}^E	Compliance longitudinale à {E} constant	$1,7 \cdot 10^{-11}$	m^2N^{-1}
d_{31}	Coefficient piézoélectrique transversal	$1,4 \cdot 10^{-10}$	mN^{-1}
d_{33}	Coefficient piézoélectrique longitudinal	$3,2 \cdot 10^{-10}$	mN^{-1}
ϵ_{33}^T	Permittivité longitudinale à T constant	$1250 \epsilon_0$	Fm^{-1}
k_{31}	Coefficient de couplage transversal	0,34	
k_{33}	Coefficient de couplage longitudinal	0,7	
Q_m	Facteur de qualité mécanique	700	
$\tan\delta$	Tangente de l'angle de pertes	$2,5 \cdot 10^{-3}$	

Les céramiques sont étamées sur leurs deux faces, une électrode en laiton reliée au circuit d'alimentation est maintenue en contact avec une des faces dans un support plastique souple garantissant un maintien et un positionnement optimal sur le bâti en dur.

Pour finir, les mesures d'imagerie sont réalisées par une caméra ICCD-MAX de Princeton Instruments, d'un contrôleur ST133 et d'un générateur d'impulsion DG535. La caméra

est placée sur un élévateur fixé à un rail mobile permettant de placer l'objectif de la caméra en vis en vis d'un hublot de surface plane aligné sur l'ouverture du dispositif DBD. Le hublot est composé d'un matériau de type Pyrex permettant de laisser passer la lumière en provenance de la décharge électrique.

La caméra permet d'acquérir de la lumière sur des échelles de temps très différentes, le temps d'acquisition minimum appelé aussi porte ou Gate Width (GW) étant de 2 ns. Pour de très faibles temps d'acquisition, la lumière émise par la décharge peut devenir trop faible. Si le rapport signal sur bruit est lui-même faible cela agira directement sur la qualité de l'image. Il est alors nécessaire de procéder à une accumulation d'images, soit d'acquérir la même image un certain nombre de fois à différentes périodes du signal, l'utilisateur indiquant le temps d'exposition aussi appelé Time Exposure (TE) nécessaire à l'obtention d'une image d'une qualité suffisante. Ce point est très important car il impose que les décharges soient parfaitement identiques à chaque alternance du signal électrique. Enfin une option très intéressante de la caméra permet la création d'un film en mettant bout à bout une série d'images. Pour cela l'utilisateur définit le temps d'acquisition d'une image, le temps d'acquisition total correspondant au film et un nombre d'image NI. La caméra calcule automatiquement le temps qu'elle doit imposer entre chaque image pour pouvoir créer un film composé d'images uniformément réparties sur le temps d'acquisition total. Si l'objet de la mesure est un phénomène périodique il est alors nécessaire de synchroniser la caméra à des signaux électriques à l'aide par exemple d'un signal TTL provenant d'un GBF. D'autre part, le temps entre deux acquisitions est imposé par le temps de digitalisation des pixels qui est en moyenne de 250 ms, il n'est donc pas possible de faire le film d'un phénomène non reproductible avec une résolution temporelle inférieure à cette valeur.

3.3.1.2 Présentation de l'outil de modélisation GDSIM

Pour compléter l'étude expérimentale, une étude théorique est entreprise à partir du modèle numérique GDSIM (Glow Discharge SIMulation) développé par l'équipe du GREPHE et plus particulièrement Jean-Pierre Boeuf et Leanne Pitchford [62][63][64][65]. Ce modèle permet une compréhension des mécanismes à l'origine des plasmas froids hors équilibre thermodynamique tel que les DBDs. Le modèle macroscopique utilisé repose sur la résolution des équations de transport fluide couplées à l'équation de Poisson. La complexité des cas étudiés pouvant mener à des temps de calcul longs, des simplifications doivent être effectuées en amont sur les conditions géométriques et les interactions physiques et chimiques. Le choix s'est porté sur un modèle 2D dans une géométrie cartésienne, la troisième dimension est supposée infinie.

Pour comprendre les résultats que peut apporter ce type d'outil et le type de dispositif que l'on peut modéliser, une description très succincte du modèle est entreprise. Pour plus d'informations le lecteur pourra se reporter aux nombreuses thèses concernant le développement de GDSIM [2],[8]. Comme énoncé ci-dessus, le modèle ne décrit pas des mécanismes à l'échelle microscopique mais à des échelles macroscopiques, d'où l'utilisation de grandeurs moyennes macroscopiques telles que la densité et la vitesse des particules. L'hypothèse du champ local étant utilisée, l'énergie moyenne des particules ne sera pas calculée. L'équation de Boltzmann est alors remplacée par 2 équations qui décrivent ces valeurs moyennes. Ce sont l'équation de continuité (69) pour les densités et l'équation de quantité de mouvement (70) pour les vitesses moyennes. Cette dernière est sous sa forme dite de dérive-diffusion :

$$\frac{\partial n_{e,p}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot n_{e,p} \vec{v}_{e,p} = n_e [v_i(\vec{r}, t) - v_a(\vec{r}, t)] - r(\vec{r}, t) n_e n_p \quad (69)$$

Cette équation représente la conservation de la charge, $n_{e,p}$ représente la densité de particules chargées (électrons, ions positifs ou négatifs), $\vec{v}_{e,p}$ leur vitesse. Le terme de droite de l'équation représente le terme source, il rend compte des créations au travers de la fréquence d'ionisation $\nu_i(\vec{r}, t)$ et des pertes au travers de la fréquence d'attachement $\nu_a(\vec{r}, t)$ et du coefficient de recombinaison électron-ion $r(\vec{r}, t)$:

$$\vec{\Gamma}_{e,p} = n_{e,p} \vec{v}_{e,p} = a n_{e,p} \mu_{e,p} \vec{E} - D_{e,p} \vec{\nabla} n_{e,p} \quad (70)$$

Où $a = +1$ pour les ions positifs et $a = -1$ pour les électrons et les ions négatifs

Le terme $\mu_{e,p} = \frac{|e|}{m_{e,p} \bar{v}_m}$ est toujours positif et correspond à la mobilité des électrons et des ions, avec e la charge élémentaire, $m_{e,p}$ la masse de la particule et \bar{v}_m la fréquence de collision moyenne de la particule avec les autres espèces.

$D_{e,p} = \frac{kT_{e,p}}{m_{e,p} \bar{v}_m}$ est le coefficient de diffusion, où k est la constante de Boltzmann et $T_{e,p}$ la température de l'espèce.

Cette équation traduit le flux des particules chargées de type s , $\vec{\Gamma}_s$ est la somme d'un terme proportionnel au champ électrique (dérive) et d'un terme proportionnel au gradient de densité de l'espèce (diffusion).

Aucune espèce excitée n'a été prise en compte, ce qui conduit à une cinétique des plus basiques, avec seulement une ionisation à partir du fondamental par impact électronique, et dans le cas de l'air, une perte de particules chargées par attachement.

Le système formé par les deux équations de transport précédentes couplées à celle de Poisson (71) permet de décrire la décharge :

$$\vec{\nabla} \cdot \epsilon_r \vec{E} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_p - n_e - n_n) \quad (71)$$

Où ϵ_r est la permittivité relative du milieu.

Les conditions aux limites sont indiquées sur la Figure 69. Sur les faces perpendiculaires aux électrodes des conditions de symétrie sont appliquées, c'est-à-dire que le champ E_{\perp} , champ électrique perpendiculaire à la surface, et les flux $\vec{\Gamma}_{(e,p),\perp}$ des particules chargées à la surface, sont nuls. Sur la face où sont disposées les électrodes, le potentiel est imposé au niveau des électrodes tandis que sur les autres zones le champ E_{\perp} perpendiculaire est imposé à 0. Au niveau des diélectriques, à l'interface avec le gaz, s'accumulent des charges sur ces surfaces. La condition aux limites entre la couche de diélectriques et le gaz est la suivante : $\sigma = (\epsilon_0 \vec{E}_0 - \epsilon_1 \vec{E}_1) \cdot \vec{n}_s$ où σ est la densité de charges à la surface des diélectriques, \vec{E}_0 et \vec{E}_1 sont les champs électriques à l'interface gaz-diélectrique respectivement dans le gaz et dans le diélectrique, \vec{n}_s est un vecteur normal à la surface dirigé vers l'espace gazeux, ϵ_0 et ϵ_1 sont les permittivités du gaz (celle du vide) et du diélectrique. Ces charges stockées sur les parois diélectriques vont être prises en compte dans la résolution de l'équation de Poisson lorsque la discrétisation de l'équation comprend un nœud dans le gaz et un dans le diélectrique.

Quelques remarques doivent être faites sur la validité du modèle GDSIM pour la simulation des transformateurs piézoélectriques :

- La première concerne le choix, dans le modèle, d'une température constante du gaz à 300 K. Bien que le fonctionnement du TP soit intermittent, des températures de l'ordre de 400 K peuvent être mesurées. Cette élévation de température peut conduire localement à une baisse de la pression, à des

instabilités ou encore à des émissions secondaires différentes de la céramique. Toutefois, pour une première approche, le gain en temps de calcul en ne résolvant pas l'équation de température est plus important que la perte d'informations.

- La deuxième concerne les méthodes numériques utilisées pour la résolution des équations fluides. Le modèle GDSIM mise sur un schéma à temps de calcul court (Sharfetter et Gummel), ce choix n'étant pas critique dans la majorité des cas. Lorsque des phénomènes très rapides peuvent se produire, comme par exemple des claquages de type streamer à la pression atmosphérique, cette méthode montre ses limites. Des schémas numériques de deuxième ordre du type « MUSCL » peuvent alors prendre le relais mais les temps de calcul deviennent beaucoup plus importants. Aussi, l'utilisation d'un tel schéma n'est pas justifiée d'autant plus que seul est étudié, en grande majorité, des décharges à plus basse pression pour lesquelles le claquage est de type Townsend.
- La troisième limite concerne les données de base que doit utiliser un modèle pour fonctionner, comme les sections efficaces de collisions qui permettent de calculer les fréquences d'ionisation, d'excitation ou d'échange de quantité de mouvement. Si des banques de données existent, certaines incertitudes subsistent et contribuent donc aux différences perceptibles entre modèles et expériences. La donnée la plus discutée encore aujourd'hui reste le coefficient d'émission secondaire, paramètre fondamental pour toutes ces décharges qui reste peu et mal quantifié car dépendant de chaque cas particulier. Aucune donnée du coefficient d'émission secondaire des gaz rares avec la céramique utilisée n'étant disponible, une valeur de γ de 0.4 a été privilégiée. Cette valeur a été choisie de manière à trouver numériquement des tensions proches de celles mesurées.
- La quatrième concerne l'absence de la cinétique du gaz. Celle-ci peut jouer un rôle important sur les comportements de la décharge et de la post-décharge, particulièrement à haute pression dans l'Hélium et l'Air. Pour une grande partie du chapitre consacrée aux faibles pressions (5 ou 10 torr), ce choix n'est pas préjudiciable et se justifie par le gain considérable en temps de calcul et la difficulté de connaître avec précision les taux de réaction de chaque réaction. A plus haute pression, nous verrons que les résultats obtenus justifient également ce choix dans le cadre particulier de notre étude pour une analyse qualitative.
- Enfin, dernière et cinquième limite du modèle, la distribution du potentiel électrique du TP ne peut être modélisée par un seul élément géométrique sur GDSIM. Pour pallier à ce problème, une série d'électrodes distribuées le long du diélectrique a été utilisée (Figure 89).

D'un point de vue pratique, il est possible avec le logiciel de choisir les éléments géométriques suivants (Figure 69) : le diélectrique en vert (dimension, nombre et valeur de la permittivité), les électrodes en bleu (dimension, nombre, polarité et forme de la tension) et en jaune le coefficient d'émission secondaire γ en fonction de la nature du matériau. Différents types de gaz pour des pressions allant de quelques *torr* à la pression atmosphérique peuvent être simulés.

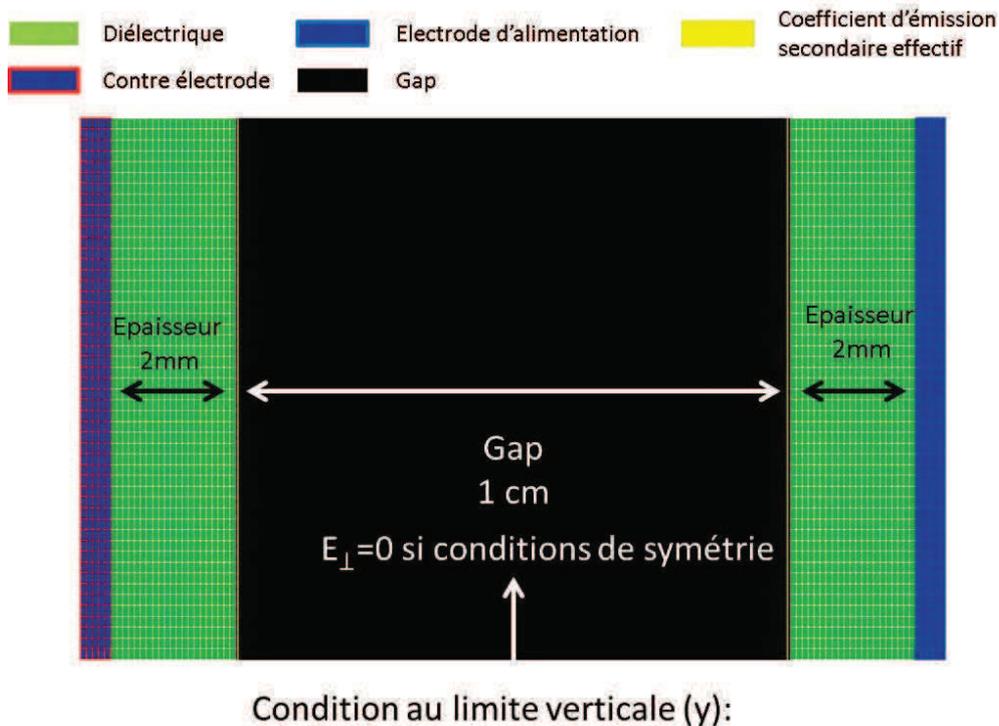


Figure 69 - Vue géométrique 2D du modèle numérique d'une DBD plan-plan

3.3.2 Mesures et observations des propriétés intrinsèques aux céramiques piézoélectriques

L'étude menée dans cette partie est une analyse de l'influence de trois propriétés des céramiques piézoélectriques sur le comportement de la décharge : l'état de polarisation, la permittivité et la nature du matériau. Les résultats expérimentaux sont comparés à ceux d'une DBD utilisant des matériaux de faible permittivité dont le comportement est mieux connu, mais aussi aux résultats d'une modélisation du dispositif sur GDSIM.

Des expériences préliminaires sur les Transformateurs Piézoélectriques (TP) en décharge pour différentes pressions ont montré que très peu de cas offrent des régimes de fonctionnement stables en décharge. Un de ces régimes se situe à une pression entre 5 *torr* et 10 *torr*, aussi pour comparer l'étude d'une DBD plan-plan au cas du TP, toutes les expériences ont été faites à ces deux pressions. L'hélium a été choisi comme gaz pour la simplicité des réactions chimiques qu'il engendre, sa faible tension de claquage et son faible coût à l'achat.

3.3.2.1 Étude de l'effet de la polarisation des céramiques piézoélectriques

Les céramiques piézoélectriques sont polarisées suivant la direction de l'épaisseur, ce qui amène à pouvoir les positionner suivant quatre configurations (Figure 70).

Une étude de l'influence de la polarisation sur les caractéristiques courant-tension est effectuée pour des fréquences d'alimentation de 50kHz et 100kHz, des tensions de 200V et 300V, et des pressions de 5 *torr* et 10 *torr*. Une partie de ces mesures est présentée Figure 71.

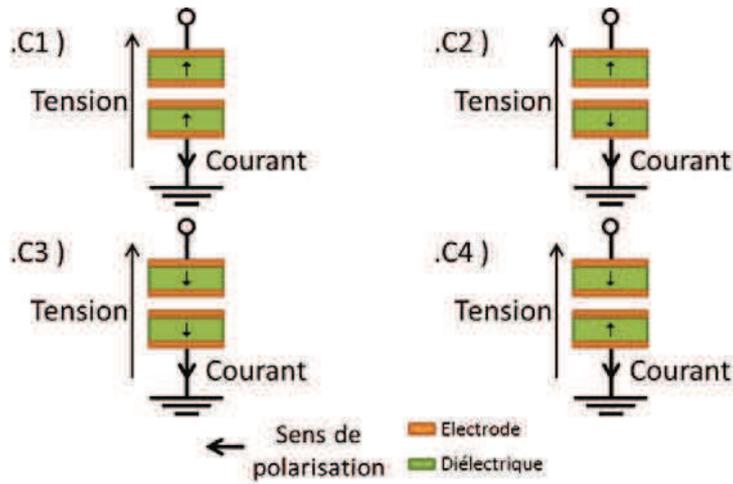
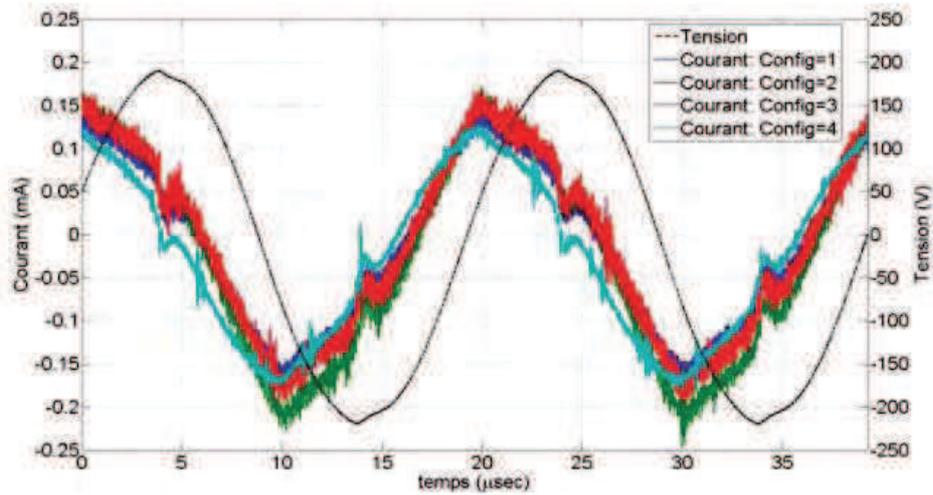
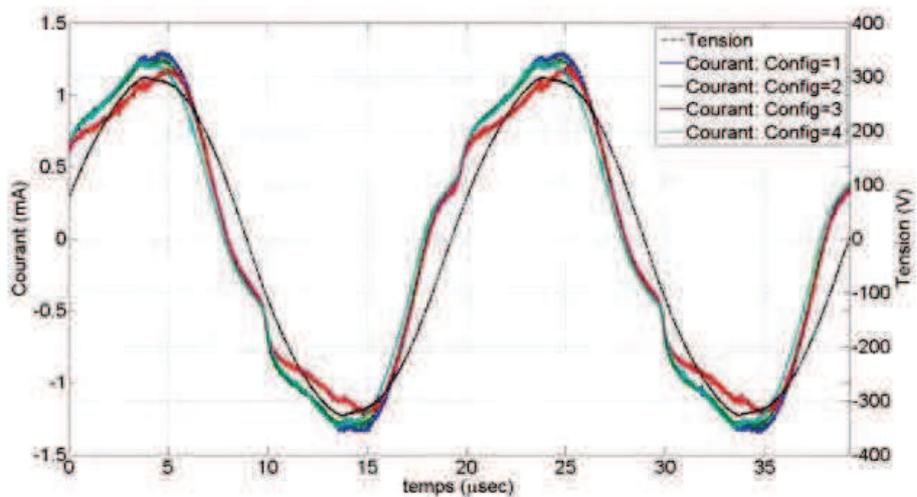


Figure 70 - Configuration des céramiques pour l'étude de l'effet de la polarisation



(a) Oscillogramme 200V crête 50kHz 5torr



(b) Oscillogramme 300V crête 50kHz 5torr

Figure 71 - Mesures tension courant aux bornes de la décharge pour les configurations 1-2-3-4

Après lecture et analyse de ces courbes, deux commentaires peuvent être avancés. Tout d'abord l'effet du sens de la polarisation est négligeable sur les niveaux et formes des courants, et ce quel que soient les tensions, fréquences et pressions de travail. De l'étude bibliographique précédente section 1.3, il ressort que dans le type de dispositif étudié ici, seule une faible Emission Electronique Ferroélectrique (FEE) peut être présente, celle-ci pouvant être directement influencée par le sens de polarisation des céramiques. Cependant les courants produits dans ce type de FEE sont de l'ordre du nA , très inférieurs au courant de décharge ou bien capacitif (mA). Finalement, même si l'effet de la polarisation ne peut être directement écarté par manque de précision dans nos mesures, elle ne contribue pas à modifier significativement les propriétés de la décharge.

Le second point intéressant concerne l'apparition de deux régimes de décharges électriques différents pour des tensions d'alimentations de 200V et 300V. Cela apparaît clairement sur la forme et les niveaux des courants ainsi que sur la phase entre la tension et le courant. Ce point sera abordé en détail dans la section 3.3.3.

3.3.2.2 Tension de claquage et de maintien minimale - Effet de la métallisation et des hautes permittivités

Les céramiques utilisées sont métallisées sur les deux faces à la différence du Transformateur Piézoélectrique (TP) qui n'est métallisé qu'à l'extrémité du secondaire ainsi qu'une partie du primaire. Pour mesurer l'effet de cette métallisation sur le comportement du plasma, une étude des tensions de claquage et des tensions minimales de maintien est effectuée sur les deux mêmes céramiques, avec et sans électrode (i.e. métallisation) sur la face en contact avec le plasma. Puis l'étude est étendue à des diélectriques de faibles permittivités, domaine pour lesquels les connaissances et la bibliographie sont plus riches.

Il est important de faire une différence dès maintenant entre la tension d'alimentation « V_a » qui est appliquée aux bornes de la DBD, et la tension gaz « V_g » qui est égale à la tension d'alimentation moins la chute du potentiel à travers l'épaisseur du diélectrique (Figure 72). On constate immédiatement que pour obtenir la même tension aux bornes du gaz, la tension d'alimentation à appliquer aux bornes de la DBD augmente avec la diminution de la permittivité du matériau. Ainsi, en prenant en compte les paramètres de notre dispositif, pour une permittivité relative $\epsilon_r = 1250$ la chute de potentiel aux bornes des diélectriques est de l'ordre de 0.03% alors que pour $\epsilon_r = 3$ elle est de l'ordre de 10%.

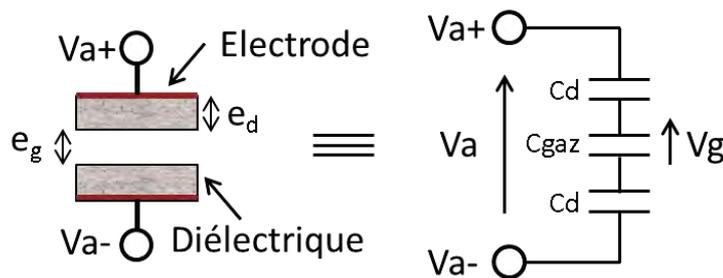


Figure 72 - Schéma équivalent d'une DBD - Calcul de la tension gaz V_g

$$V_g = \frac{\epsilon_r}{\epsilon_r + 2 \frac{e_d}{e_g}} V_a \quad (72)$$

Une simulation à l'aide de l'outil GDSIM montre l'évolution de la tension d'alimentation nécessaire à l'apparition d'une décharge en fonction de l'évolution de la permittivité relative du diélectrique pour une pression de 5 *torr* et de 10 *torr* (Figure 73). Cette tension décroît logiquement avec l'augmentation de la permittivité puisque la chute de tension aux bornes du diélectrique est de plus en plus faible. À partir d'une permittivité relative de 50 on constate une saturation de la tension de claquage, la tension aux bornes du diélectrique étant quasi nulle.

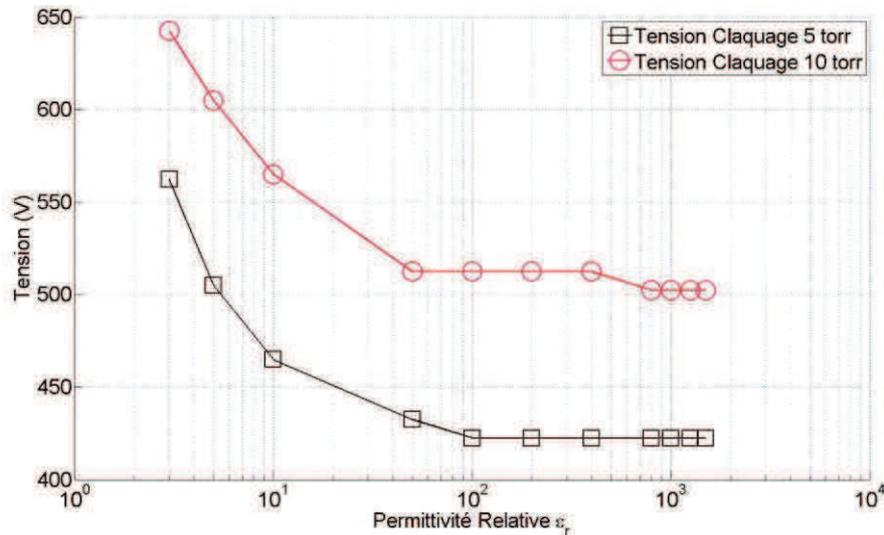


Figure 73 - Simulation des tensions de claquage pour une DBD "plan-plan", épaisseur diélectriques = 5 *mm*, gap = 1 *cm*, gaz : hélium, $\gamma_e = 0.2$, temps de claquage = 5 μs , densité électronique initiale 1 cm^{-3} et de fin 10⁸ cm^{-3}

Le protocole de mesure des tensions caractéristiques est relativement simple. Pour une fréquence et pression données, une variation croissante de la tension d'alimentation est appliquée jusqu'à l'apparition d'une décharge. Puis une diminution de cette tension est effectuée jusqu'à la disparition de la décharge. Les niveaux de tension d'un passage à l'autre d'un régime donneront respectivement la tension de claquage et la tension minimale d'entretien.

Un point très important doit être abordé, il concerne la possible montée importante en température des céramiques et de son influence sur les niveaux de tensions de claquages. Lorsque la variation de tension permettant d'arriver à la tension de claquage est lente, les céramiques montent en température par effet joule. Les tensions de claquage ont alors tendance à diminuer et des variations d'une cinquantaine de Volts ont été mesurées par rapport à des céramiques à température ambiante. Ce phénomène n'a pas été approfondi mais deux voies peuvent mener à sa compréhension. D'une part, la montée en température peut modifier l'état de surface du matériau conduisant à modifier le coefficient d'émission secondaire. D'autre part, l'effet de la température couplé à l'application d'un champ électrique peut conduire à une "faible" FEE. Cette source supplémentaire d'électrons aura pour conséquence une diminution de la tension de claquage. Aussi, pour minimiser l'influence de la température sur la mesure des tensions de claquages, une variation rapide de la tension d'alimentation a été privilégiée de même qu'un temps de refroidissement des céramiques entre deux mesures.

Effet de la métallisation :

Les tensions de claquage et de maintien sont mesurées avec et sans électrode à la surface des céramiques (Figure 74). Chaque relevé est répété cinq fois, seule la moyenne des résultats est présentée accompagnée de l'écart type.

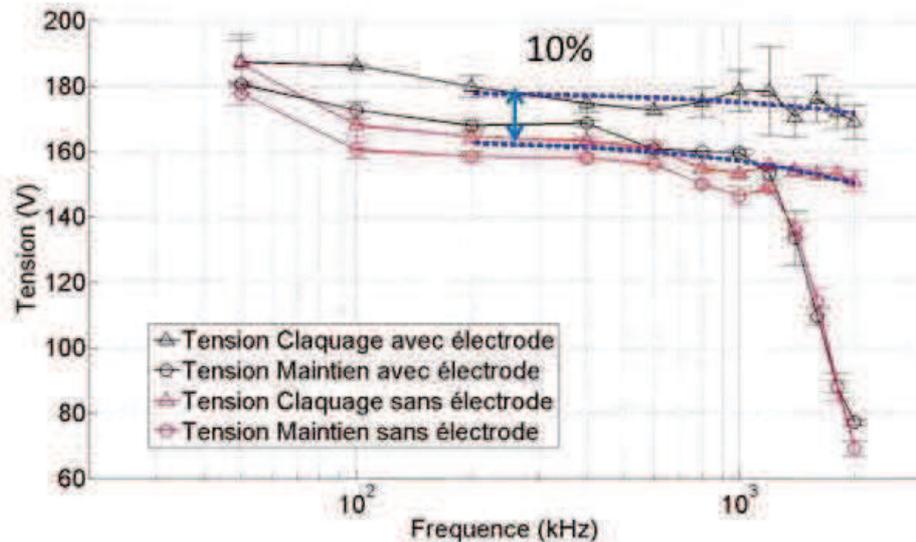
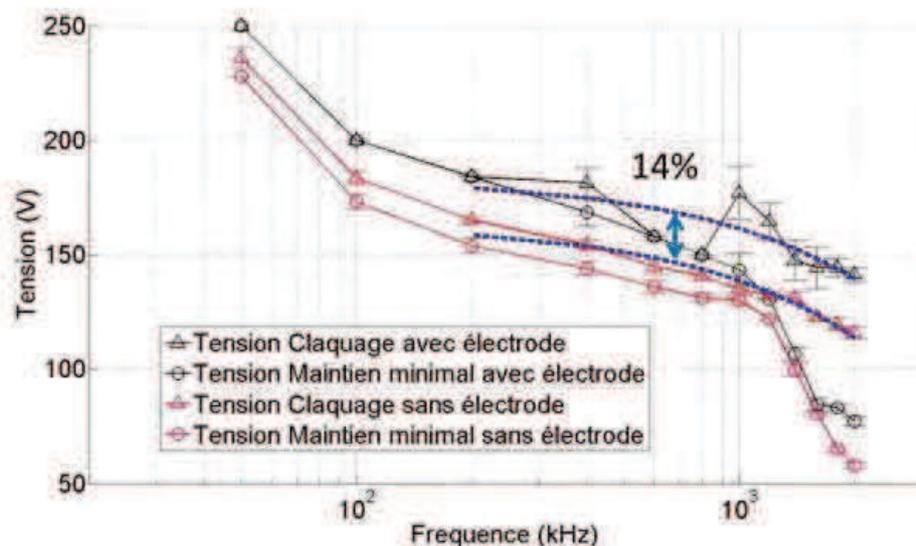
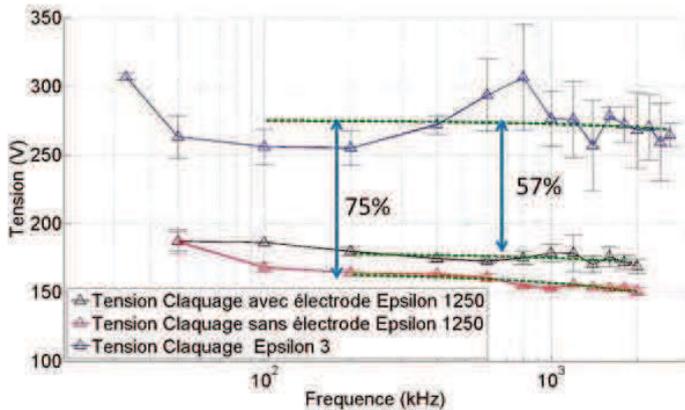
(a) Pression 5 torr, $\epsilon_r = 1250$ avec et sans métallisation(b) Pression 10 torr, $\epsilon_r = 1250$ avec et sans métallisation

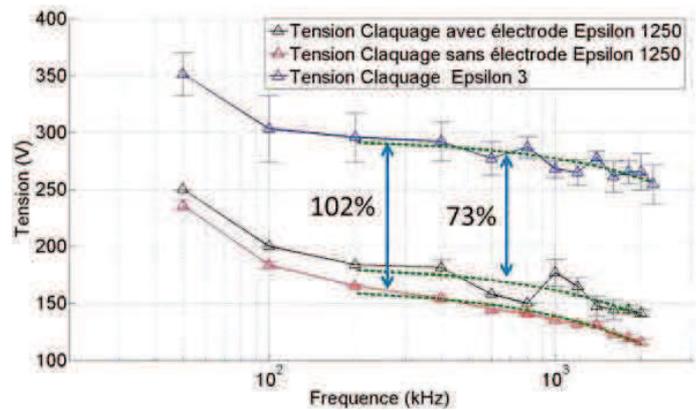
Figure 74 - Mesures des tensions de claquage et de maintien aux bornes des électrodes en fonction de la fréquence et de la pression pour un diélectrique de permittivité $\epsilon_r = 1250$

Deux observations peuvent être apportées, tout d'abord sur l'allure des courbes ensuite sur les niveaux des tensions. La tension de claquage décroît régulièrement entre 50kHz et 2MHz quelle que soit la pression, alors qu'une chute s'observe sur la tension de maintien à partir de 1,2MHz. Ce phénomène de transition est bien connu [67]. À haute fréquence les électrons se mettent à osciller dans le champ électrostatique, ils n'ont plus le temps d'aller à l'anode et restent piégés dans l'espace inter électrode, ils vont alors acquérir suffisamment d'énergie pour ioniser en volume le gaz, et il n'est plus nécessaire d'avoir de l'émission secondaire par impact ionique à la cathode pour entretenir le plasma. On passe d'un régime γ à un régime α , l'indicateur de ce changement étant la forte diminution de la tension nécessaire au maintien du

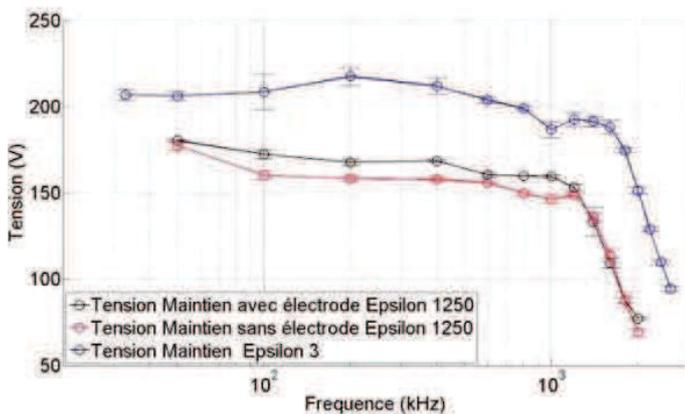
plasma. Avant la transition, la diminution lente de la tension de claquage (plus marquée à 10 torr) est également favorisée par l'ionisation à partir des métastables. La seconde observation porte sur les niveaux de tensions de claquage. La présence d'une électrode à la surface des céramiques provoque l'augmentation de la tension de claquage en moyenne de 10%. En changeant la nature de la surface, le coefficient d'émission secondaire γ se trouve modifié entraînant un changement de la tension de claquage.



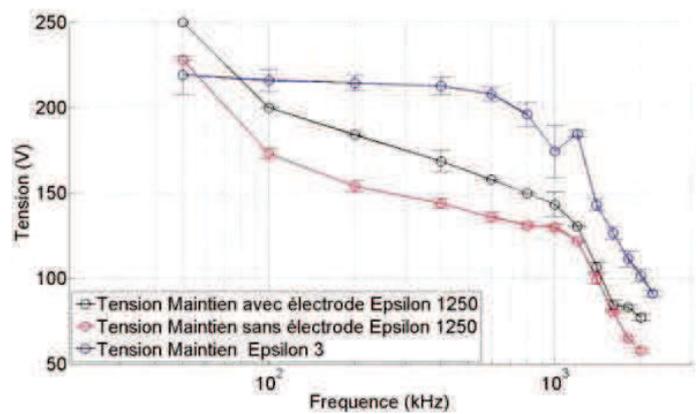
(a) Pression 5 torr - tension de claquage



(c) Pression 10 torr - tension de claquage



(b) Pression 5 torr - tension de maintien minimale



(d) Pression 10 torr - tension de maintien minimale

Figure 75 - Mesures des tensions de claquage et de maintien minimale aux bornes des électrodes en fonction de la fréquence et de la pression pour deux diélectriques et de permittivité $\epsilon_r = 1250$ et $\epsilon_r = 3$

Afin de mieux observer l'influence de la permittivité et de la nature de la surface sur les tensions caractéristiques, l'étude ci-dessus est répétée avec des diélectriques d'une permittivité $\epsilon_r = 3$ et ayant les mêmes dimensions que les céramiques précédemment utilisées. Une analyse comparative est effectuée (Figure 75).

D'après ces derniers relevés, il apparaît que la tension de claquage aux bornes des électrodes d'une DBD utilisant des matériaux de très haute permittivité est inférieure de 50% à 100% selon les cas aux tensions de claquages d'une DBD dont les matériaux ont une permittivité relative égale à $\epsilon_r = 3$. De même la fréquence caractéristique du passage d'un régime γ à α augmente quand la permittivité relative des matériaux diminue.

Plusieurs hypothèses sont envisageables pour expliquer ces différences :

- Tout d'abord, les matériaux utilisés sont de nature différente, ils possèdent des coefficients d'émission secondaire différents.

- Tous les paramètres pour l'apparition d'une « faible FEE » sont réunis dans le cas de la céramique (variation de la température des céramiques, présence automatique de charge de surface sur les céramiques ferroélectriques et enfin application d'un champ électrique).
- La forte permittivité et les propriétés ferroélectriques de la céramique induisent un stockage de charge en surface du diélectrique sur des temps très longs. Cette charge initialement présente peut donc permettre un allumage plus facile de la décharge.

L'outil de modélisation GDSIM permet d'explorer la première hypothèse. Pour cela, l'étude de la céramique piézoélectrique est ramenée à l'étude d'un diélectrique sans propriété ferroélectrique ni effet de FEE. Des simulations sont réalisées pour des permittivités relatives $\epsilon_r = 3$ et $\epsilon_r = 1250$ en jouant sur le paramètre d'émission secondaire effectif γ_e . Le Tableau 13 rappelle les principaux paramètres de nos simulations.

Tableau 13 - Paramètres de simulation DBD plan-plan GDSIM

Définition	Notation	Valeur	Unité
Longueur côté X	X_{max}	1.250	[cm]
Longueur côté Y	Y_{max}	2.000	[cm]
Maillage suivant X	N_X	200	
Maillage suivant Y	N_Y	200	
Gaz	-	Helium	
Pression	pr	5 ou 10	[torr]
Coefficient d'émission secondaire	γ_e	0.2-0.4	
Fréquence	F	50	[kHz]
Durée de la simulation	dT	200	[μ s]

Une rampe de tension sinusoïdale est appliquée sur l'électrode de droite et les tensions de claquage sont relevées. Dans le cas où $\epsilon_r = 3$ les tensions de claquage sont similaires entre théorie et pratique, mais pour le second cas celles simulées sont très supérieures aux relevés expérimentaux. Une étude complémentaire pour $\epsilon_r = 1250$ est menée en faisant varier la valeur du coefficient d'émission secondaire effectif γ_e de 0.1 à 1. Il en résulte qu'un facteur proche de $\gamma_e=0.4$ permet d'atteindre des tensions de claquage similaires entre théorie et pratique. Des simulations étendues à des pressions de 10 Torr et différentes fréquences allant jusqu'à 250kHz ont montré une cohérence entre simulation et pratique.

Cette valeur de $\gamma_e = 0.4$ est relativement élevée et ne peut être validée tant que les autres hypothèses n'ont pas été levées. Elle peut seulement montrer qualitativement que les céramiques piézoélectriques, si elles possèdent un état de surface favorisant l'émission secondaire, conduisent à une diminution des tensions de fonctionnement. D'un point de vue numérique cette valeur permet surtout de faire converger simulation et expériences.

Pour analyser les autres hypothèses, il serait intéressant de mettre en place un protocole permettant d'évacuer toutes les charges présentes éventuellement sur les diélectriques. Des rampes de tension décroissante pourraient être utilisées à cet effet comme pour les écrans à plasma [68]. En ce qui concerne le rôle de l'émission FEE, il pourrait être évalué en répétant ces expériences avec des céramiques dépolarisées. Dans le cas où des résultats identiques seraient obtenus, cela lèverait cette hypothèse.

3.3.3 Influence de la permittivité du diélectrique sur le comportement de la décharge

Pour étudier l'influence de la permittivité sur le comportement de la décharge, une première comparaison est faite entre une céramique piézoélectrique de permittivité relative $\epsilon_r = 1250$ et un matériau en PVC de permittivité relative $\epsilon_r = 3$, chacun étant un disque de diamètre 20 mm et d'épaisseur 2 mm . Cette étude est basée sur l'analyse de l'évolution spatio-temporelle de la décharge à partir de mesures expérimentales, de mesures courant-tension couplées à des photos de la décharge effectuées par une caméra rapide ICCD, et des résultats de la modélisation du dispositif à partir de l'outil GDSIM. Dans un second temps, et après avoir validé l'utilisation de l'outil GDSIM pour la modélisation de notre dispositif, une extension de l'étude sera menée à partir de GDSIM pour une large gamme de permittivité.

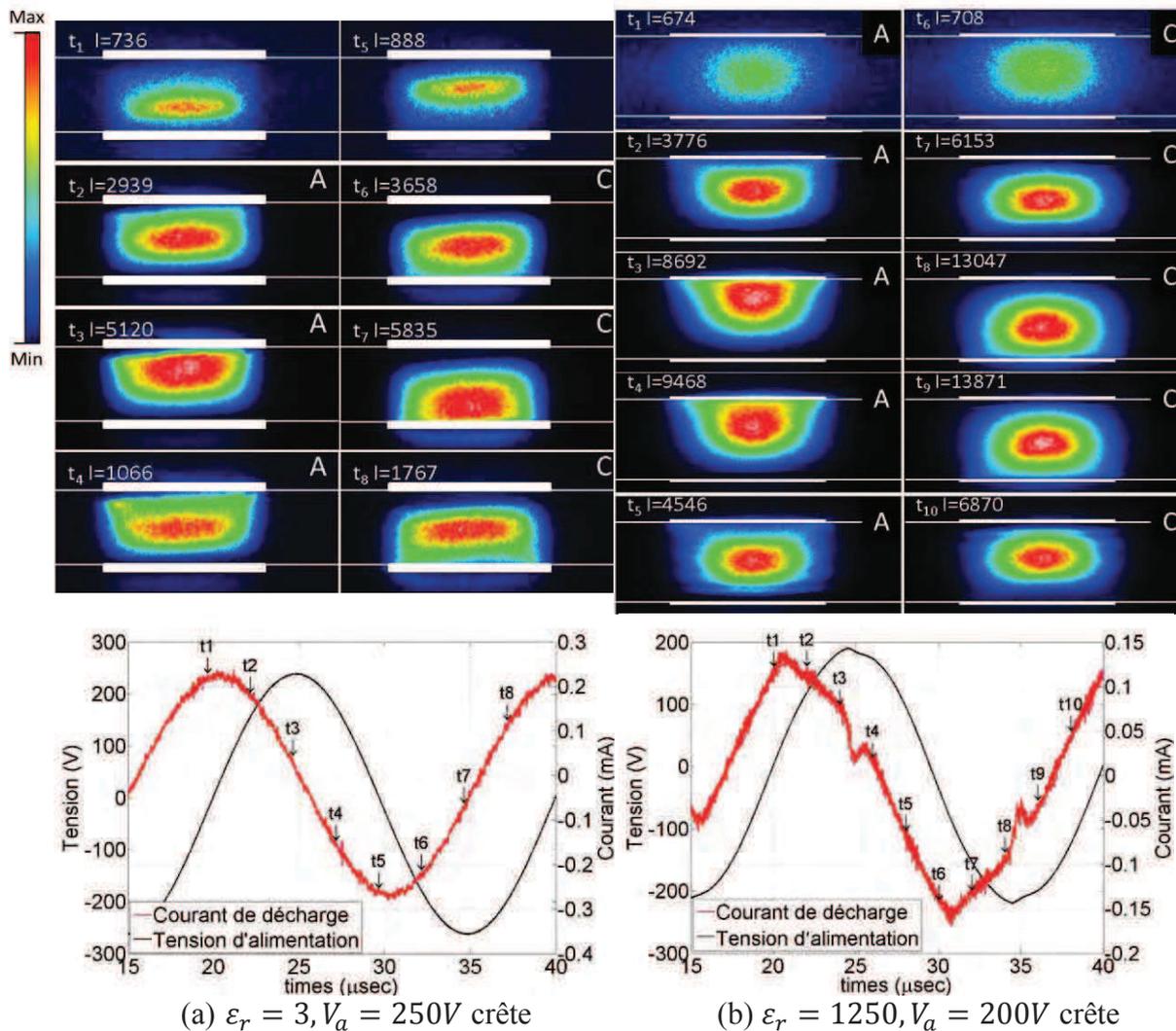


Figure 76 - Photos prise par caméra rapide couplées à des mesures courant-tension (I correspond au maximum de luminosité de la photo). Paramètres d'acquisition des images: $GW = 100ns$, $TE = 15s$, $NI = 201$. Paramètres électriques : $F = 50kHz$; Diélectrique : PVC ($\epsilon_r = 3$) et céramique piézoélectrique ($\epsilon_r = 1250$) chacun étant un disque de diamètre 20 mm et d'épaisseur 2 mm , $Pression \times Distance = 5\text{ torr.cm}$

3.3.3.1 Étude expérimentale de l'évolution spatio-temporelle de la DBD

3.3.3.1.1 Cas à faible tension

Le terme « faible tension » fait référence au niveau de tension d'alimentation appliquée aux bornes du dispositif par rapport à la tension de maintien mesurée à la section 3.3.2.2. Les tensions d'alimentations imposées dans l'étude expérimentale (Figure 76 et Figure 77) ne permettent pas d'obtenir une tension gaz similaire entre les cas $\epsilon_r = 3$ et $\epsilon_r = 1250$. Un compromis était nécessaire entre la faible luminosité des essais et les limites basses et hautes des tensions d'alimentations. Même si une différence existe entre les tensions gaz celle-ci n'est que de l'ordre de 10%.

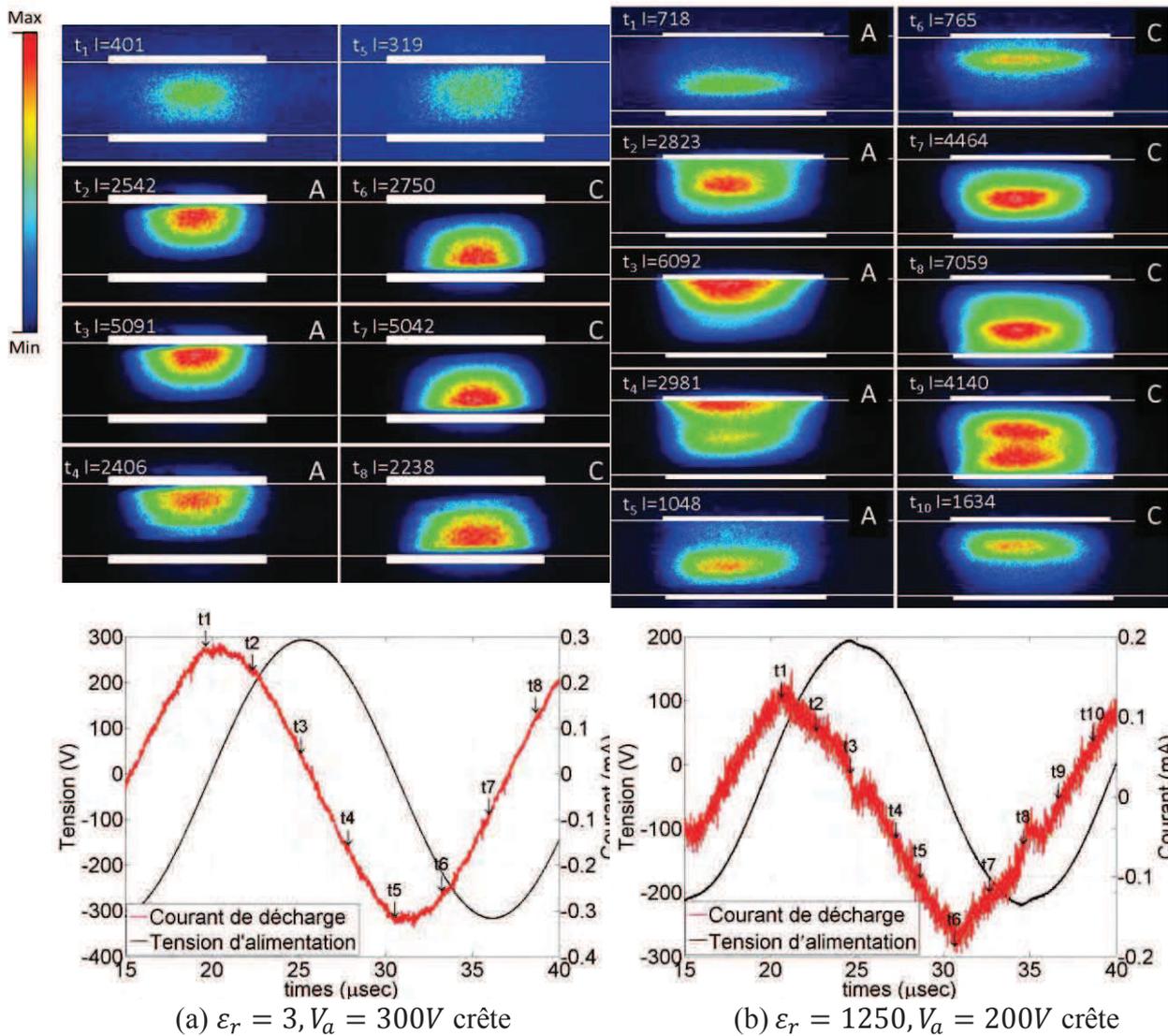


Figure 77 - Photos prise par caméra rapide couplées à des mesures courant-tension (I correspond au maximum de luminosité de la photo). Paramètres d'acquisition des images: $GW = 100ns$, $TE = 15s$, $NI = 201$. Paramètres électriques : $F = 50kHz$; Diélectrique : PVC ($\epsilon_r = 3$) et céramique piézoélectrique ($\epsilon_r = 1250$) chacun étant un disque de diamètre 20 mm et d'épaisseur 2 mm , $Pression \times Distance = 10\text{ torr.cm}$

En comparant les clichés des cas $\epsilon_r = 3$ et $\epsilon_r = 1250$ (Figure 76 et Figure 77), on constate que l'évolution spatio-temporelle des décharges ainsi que l'évolution des signaux électriques sont similaires. Un autre point de similitude concerne la luminosité des décharges. A l'œil, la lumière provenant de la décharge est très faible voire inexistante si celle-ci n'est pas étudiée dans un noir complet. Les photos ont été prises avec des temps d'exposition très longs (*time – exposure* = 10 à 15s) pour compenser le manque de luminosité. Enfin dernier point de similitude, la décharge occupe de façon homogène l'espace inter-électrode. Une parenthèse doit être faite sur les caractéristiques électriques à 10 torr. Autour de 25 et 35 μs , au passage par un maximum de la tension d'alimentation, apparaissent des pics de courants. Ces pics ne correspondent pas à des décharges mais à un défaut de l'alimentation (Amplificateur GREPH 400Vpk 10kHz – 2MHz) qui est visible sur le signal de tension. Les pics de courants sont donc des courants capacitifs « parasites ».

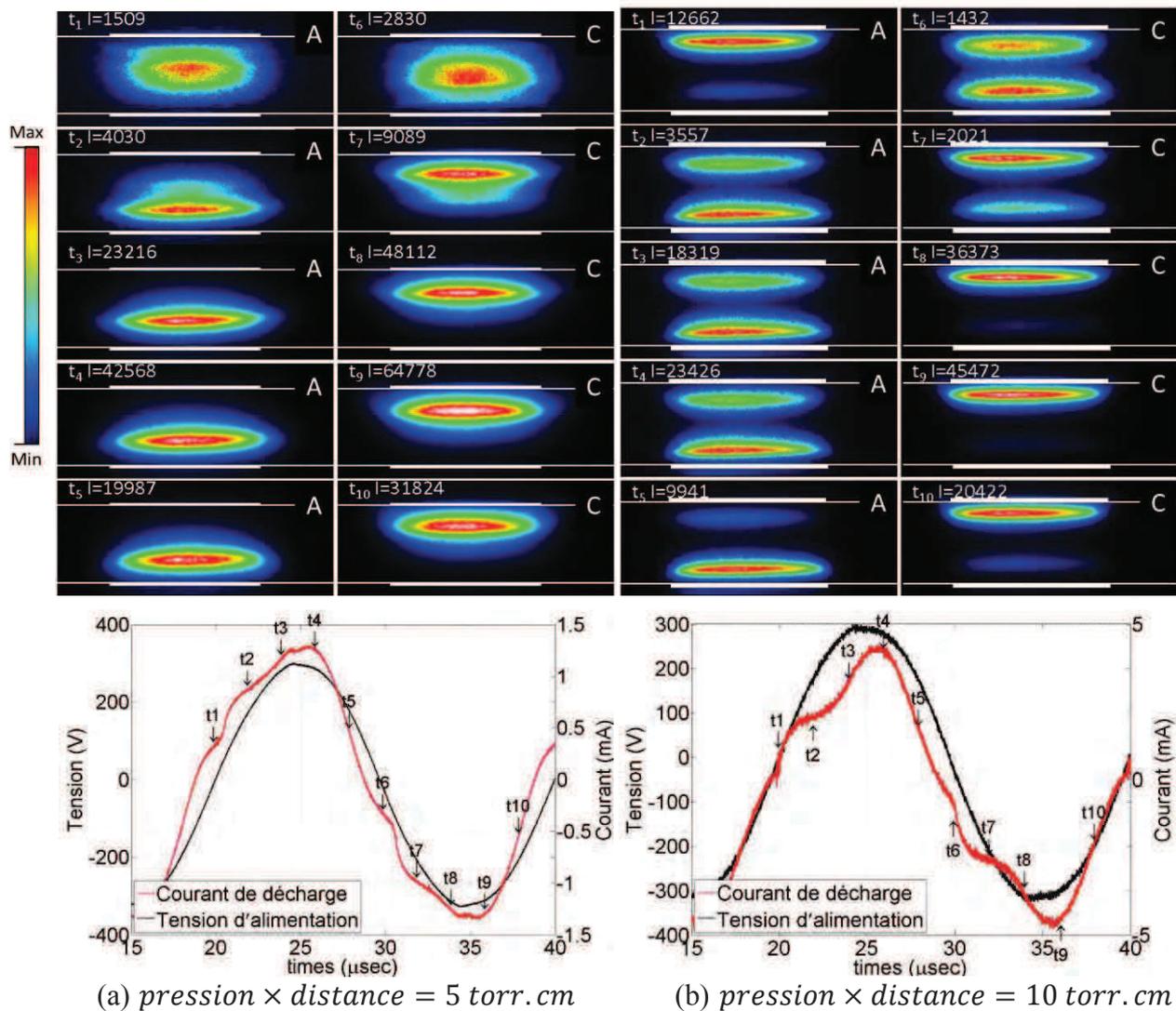


Figure 78 - Photos par caméra rapide couplées à une mesure courant-tension (I correspond au max de luminosité de la photo). Paramètres d'acquisition des images: $GW = 100\text{ns}$, $TE = 5s$, $NI = 181$; Diélectrique : céramique ($\epsilon_r = 1250$) en forme de disque (diamètre 20 mm, épaisseur 2 mm); Paramètres électriques : $V_a = 300V$ crête, $f = 50\text{kHz}$

3.3.3.1.2 Cas à haute tension

Dans le cas où $\varepsilon_r = 1250$ et que la tension d'alimentation est supérieure à 250V, un second régime de décharge apparaît (**Erreur ! Source du renvoi introuvable.**). Le fait le plus remarquable peut être visualisé sur les oscillogrammes, le courant de décharge devient grand devant le courant capacitif et la décharge passe d'un régime capacitif ($\varphi_{(I/U)} \approx +90^\circ$) à un régime résistif ($\varphi_{(I/U)} \approx 0^\circ$). L'évolution spatio-temporelle est elle aussi modifiée, la décharge devient beaucoup plus lumineuse indiquant une augmentation du taux d'ionisation, et elle transite de l'anode vers la cathode ce qui semble correspondre à une contraction de la gaine cathodique et donc à une transition vers un régime luminescent. Il semble donc que l'augmentation de la densité de charges associée à la forte permittivité des diélectriques conduit à la présence permanente du plasma, les diélectriques n'ayant pas le temps de se charger et de faire chuter suffisamment la tension aux bornes du gaz pour que la décharge s'arrête.

Comme pour le cas précédent à faible tension, une étude complémentaire doit être menée pour comprendre et conclure sur ce phénomène et préciser de façon claire le régime de décharge.

3.3.3.2 Étude numérique de l'évolution spatio-temporelle de la DBD

3.3.3.2.1 Régime de Townsend

Les résultats de la modélisation de notre dispositif pour un diélectrique de permittivité relative $\varepsilon_r = 1250$ et pour une faible tension d'alimentation (Figure 79) confirment les résultats et hypothèses précédents. Les densités électroniques et ioniques (n_e, n_i) ainsi que le taux d'ionisation sont relativement faibles. La densité ionique étant supérieure à plus d'un ordre de grandeur à celle des électrons il ne peut y avoir formation d'un plasma. La distribution du potentiel électrique dans l'espace inter-électrodes n'est pas perturbée par la présence de la charge d'espace d'où un champ électrique constant dans l'espace inter-électrodes.

Le taux d'ionisation est un bon représentant de la luminosité fournie par une décharge électrique, il est alors possible de comparer qualitativement l'évolution spatio-temporelle simulée et expérimentale. Quand la tension mesurée passe par une valeur nulle, la luminosité mesurée et le taux d'ionisation se situent au centre de l'espace inter-électrode, puis avec l'augmentation de la tension, la luminosité et le taux d'ionisation se retrouvent proche de l'anode (présence d'un potentiel électrique positif).

Enfin, sur l'oscillogramme (Figure 79 (e)) des singularités sont présentes sur le courant de la contre électrode (t1-t3-t6). Ce sont la manifestation d'un bruit numérique résiduel que produit l'outil de modélisation GDSIM lors du maximum de tension ou du passage par zéro, celui-ci est d'autant plus fort que la permittivité relative augmente.

3.3.3.2.2 Régime Luminescent

Encore une fois, les résultats de la modélisation de notre dispositif pour un diélectrique de permittivité relative $\varepsilon_r = 1250$ (Figure 80) et une tension élevée confirment les résultats et hypothèses précédents. On constate une nette augmentation des densités électroniques et ioniques qui deviennent identiques (i.e : formation d'un plasma). La variation du potentiel électrique n'est cette fois plus linéaire, indiquant bien la présence d'un plasma dans l'espace inter-électrode. En ce qui concerne l'évolution spatio-temporelle de la décharge au cours du temps, que ce soit pour la luminosité mesurée à partir de la décharge dans le cas expérimental ou bien le taux d'ionisation pour la modélisation, on retrouve les caractéristiques des décharges en régime luminescent. Lorsque la tension d'alimentation est maximale, on retrouve une zone de décharge intense proche de la cathode (masse ou tension négative) et une autre zone de décharge moins intense proche de l'anode (masse ou tension positive). En comparaison de la

décharge de Townsend, lors qu'il y a passage à zéro de la tension, la décharge ne se propage pas vers le centre de l'espace inter-électrode, elle reste proche de la surface des diélectriques.

La modélisation de notre dispositif à l'aide de l'outil GDSIM permet donc de corroborer les résultats expérimentaux, tant du point de vue des tensions de fonctionnement que des évolutions spatio-temporelles de la décharge, et donc de valider l'interprétation des régimes de décharge.

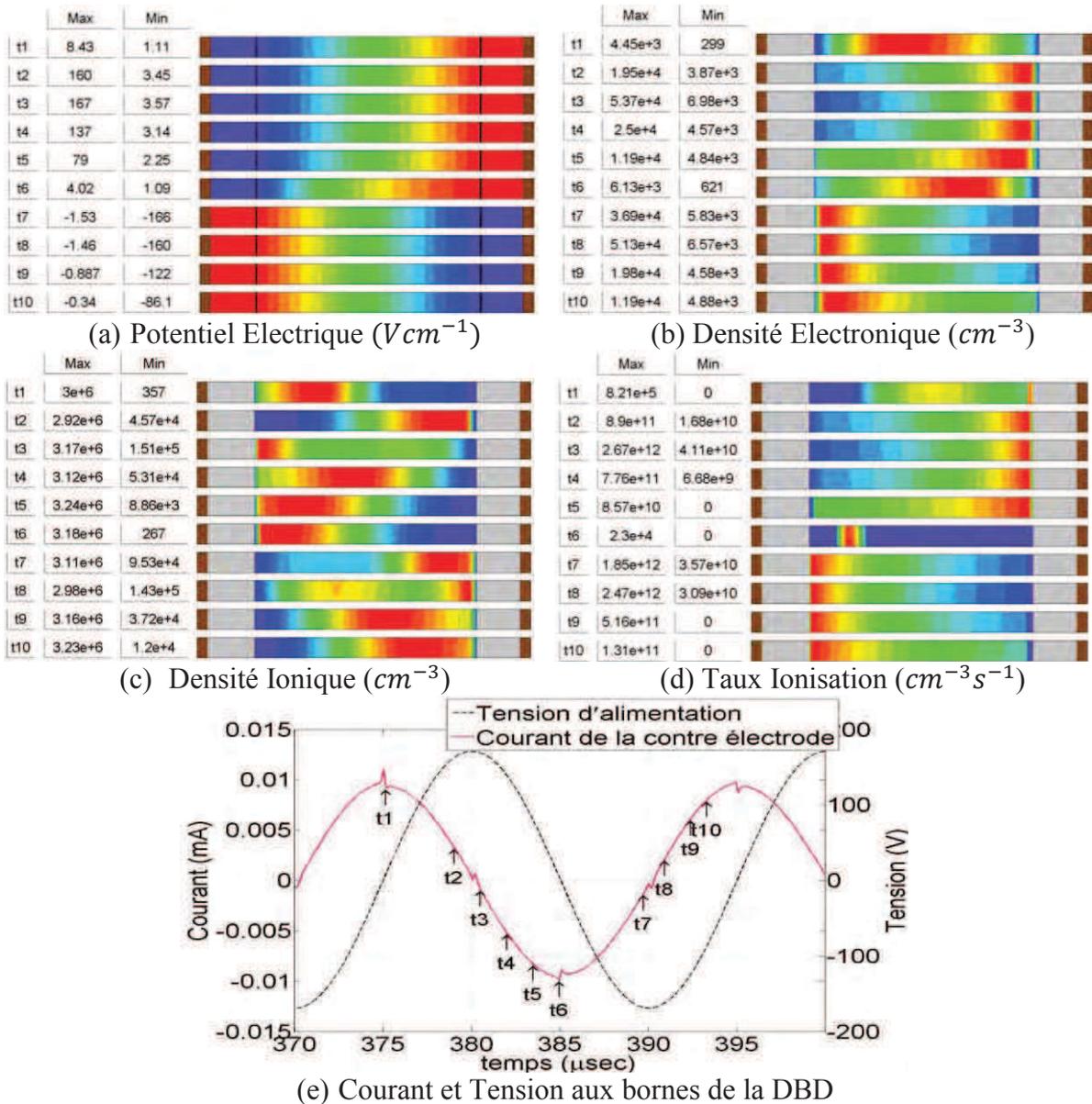


Figure 79 - Évolution spatio-temporelle simulée d'une décharge électrique dans l'espace inter-électrode d'une DBD plan-plan pour une tension d'alimentation sinusoïdale d'amplitude $170V$, d'une fréquence $50kHz$. Distribution du potentiel électrique (a), de la densité électronique (b), de la densité ionique (c), du taux d'ionisation (d), et oscillogramme de la tension d'alimentation et du courant de contre électrode. Gap de $1cm$, épaisseur de chaque diélectrique $2mm$, permittivité relative du diélectrique $\epsilon_r = 1250$, pression $5 torr$. Le gaz est de l'hélium et $\gamma_e = 0.4$.

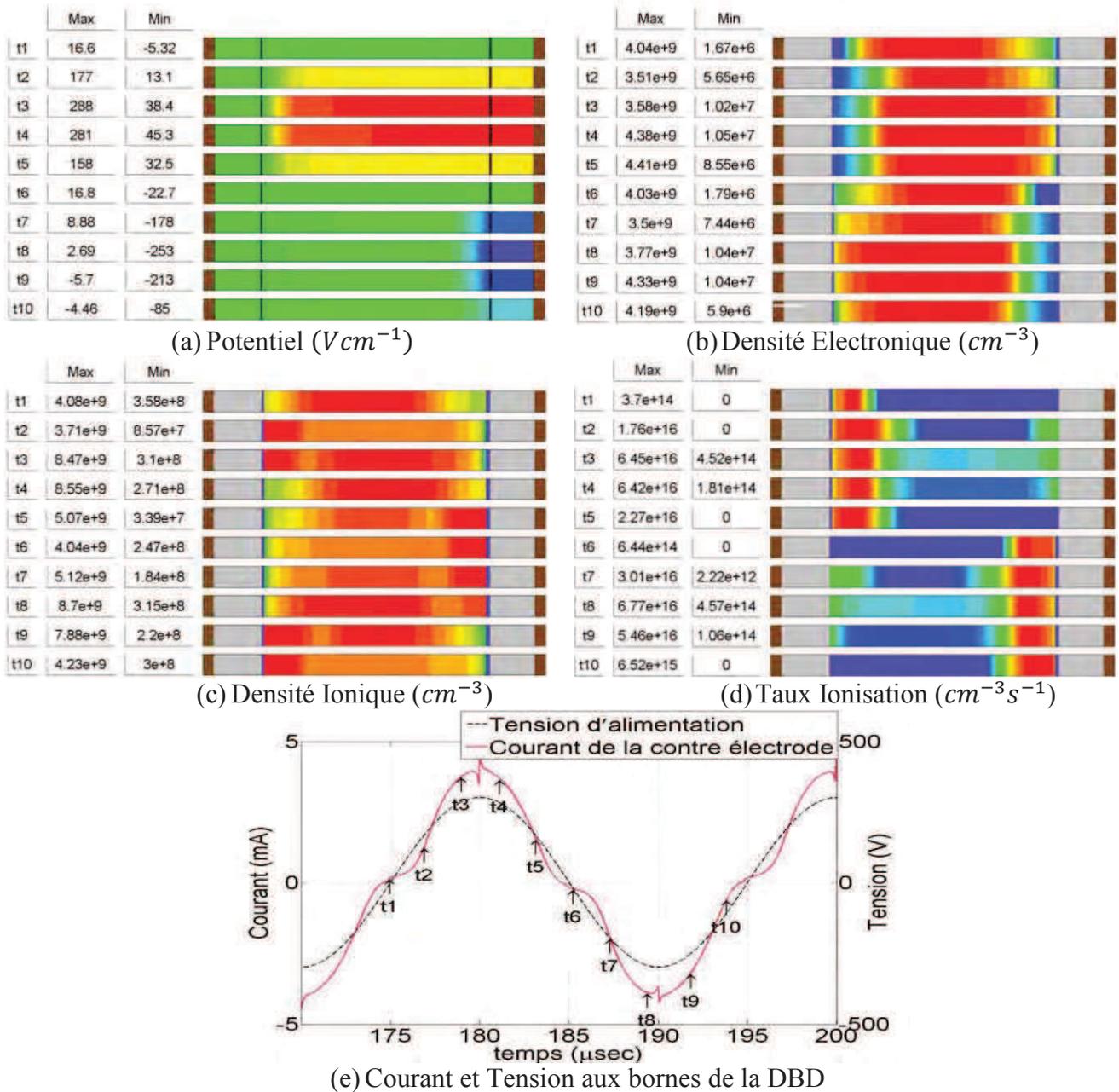


Figure 80 - Évolution spatio-temporelle d'une décharge dans l'espace inter-électrode d'une DBD plan-plan pour une tension d'alimentation sinusoïdale d'amplitude 300V, d'une fréquence 50kHz. Distribution du potentiel électrique (a), de la densité électronique (b), de la densité ionique (c), du taux d'ionisation (d), et oscillogramme de la tension d'alimentation et du courant de contre électrode. Gap de 1cm, épaisseur de chaque diélectrique 2mm, permittivité relative du diélectrique $\epsilon_r = 1250$, pression 5 torr. Le gaz est de l'hélium et $\gamma_e = 0.4$

3.3.3.3 Influence de la permittivité sur le comportement de la décharge

Une étude plus approfondie de l'influence de la permittivité sur les caractéristiques de la décharge à partir de l'outil de modélisation GDSIM est proposée dans cette partie. La géométrie et les paramètres de la simulation utilisés restent identiques à l'étude menée dans la section 3.3.2.2. Le coefficient d'émission secondaire a cependant été pris constant et égal à 0.2 quelle que soit la permittivité de façon à discriminer l'influence de cette dernière. Ici, l'étude se concentre plus spécifiquement sur l'évolution du potentiel électrique, des densités électroniques et ioniques dans l'espace inter-électrodes en fonction de la permittivité relative des matériaux.

La tension d'alimentation appliquée à la surface des diélectriques est calculée pour obtenir une tension aux bornes du gaz hors décharge constante en fonction de l'évolution de la permittivité relative du diélectrique. L'évolution temporelle des caractéristiques de la décharge en fonction de la permittivité est représentée (Figure 81). En ce qui concerne les densités ionique et électronique, ce sont leurs valeurs moyennes sur tout l'espace inter-électrode qui sont représentées au cours du temps.

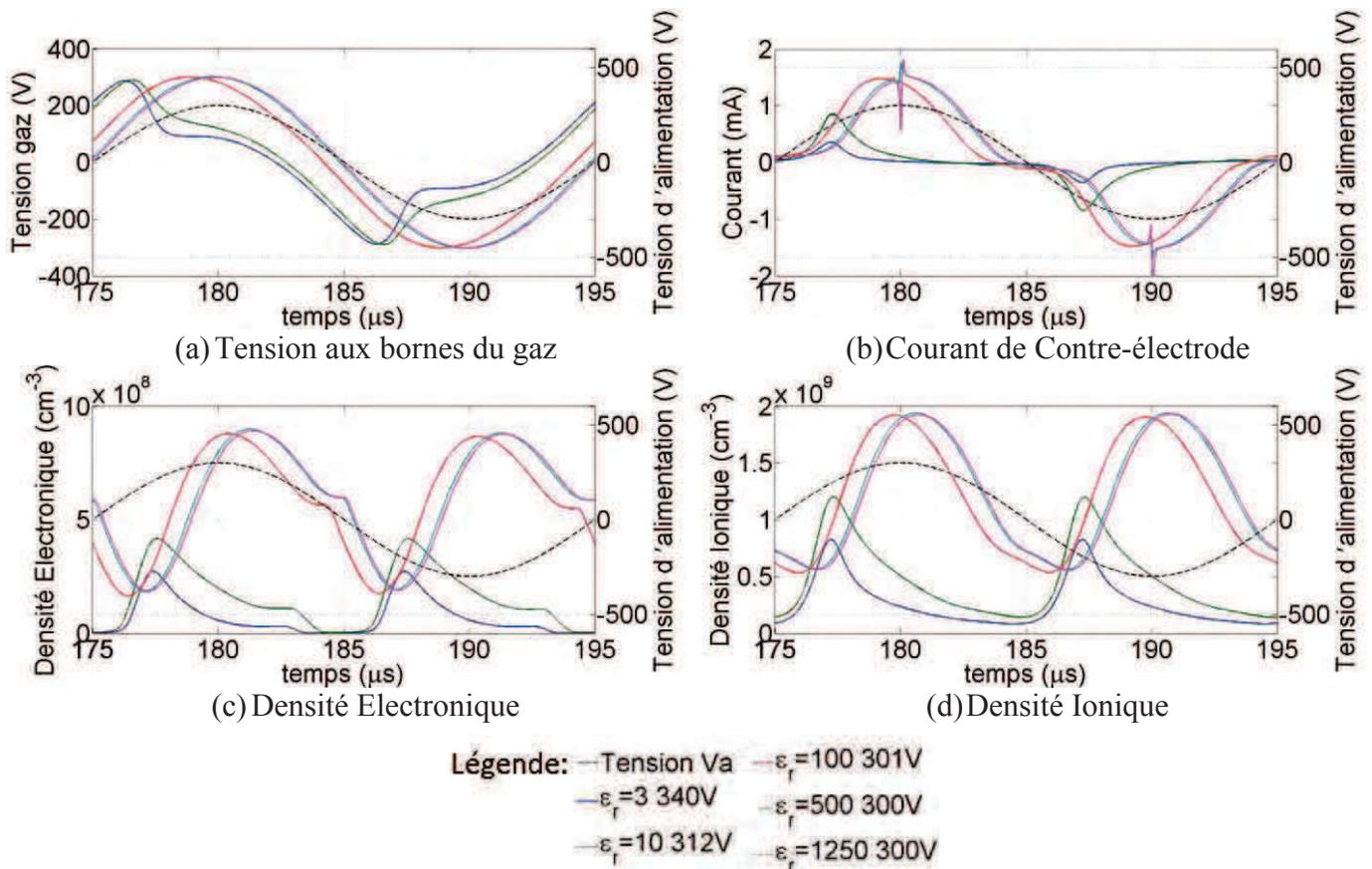


Figure 81 - Évolution temporelle de la tension aux bornes du gaz (a), du courant de contre-électrode (b), de la densité électronique (c) et de la densité ionique (d) en fonction de la permittivité relative du diélectrique. Paramètres de la simulation : $gap = 1cm$, $pression = 5torr$, gaz hélium et $\gamma_e = 0.2$ quelque soit la valeur de ϵ_r .

Pour des faibles permittivités $\epsilon_r = 3$ ou 10 (courbes bleue et verte), le potentiel électrique est facilement identifiable à celui rencontré dans les DBDs fonctionnant en régime lumineux [27][69]. Dans ce cas, la présence du diélectrique impose un retard de phase à la tension gaz Vg par rapport à la tension d'alimentation Va . Quand Vg est suffisamment élevée ($t \sim 175\mu s$) la décharge est réamorçée : le courant, les densités électronique et ioniques ainsi

que le taux d'ionisation croient rapidement. A ce même instant les diélectriques se chargent rapidement provoquant une chute de tension aux bornes du gaz Vg , on passe d'un milieu non conducteur (gaz non ionisé ou faiblement ionisé) à un milieu conducteur dû à la présence du plasma. Tant que le plasma est entretenu la tension gaz reste quasiment constante, au moment de son extinction Vg reprend un retard de phase par rapport à Va .

En augmentant la permittivité du matériau, le retard de phase entre Vg et Va devient quasi nul, la chute de tension gaz disparaît ainsi que la chute de tension aux bornes des diélectriques. Au final le potentiel aux bornes du gaz devient égal au potentiel aux bornes des diélectriques (i.e. à la tension appliquée).

Afin d'analyser ces tendances, il est possible de raisonner simplement à partir d'un schéma équivalent simplifié de la DBD. Il est constitué d'une capacité C , capacité équivalente des diélectriques, et d'une résistance R , la résistance équivalente du plasma [27][69]. Il est alors possible décrire la phase entre le courant et la tension (73) :

$$\varphi_{(I/U)} = \text{Arctan}\left(\frac{1}{RC\omega}\right) \quad (73)$$

$$C = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\text{Surface}}{\text{épaisseur}} \quad (74)$$

L'augmentation de la permittivité relative des matériaux conduit à une augmentation de la capacité équivalente des diélectriques (cf. (74)). La constante de temps $\tau = RC$ ainsi que la puissance transmise à la décharge augmentent également. Pour des fortes permittivités relatives, le diélectrique met donc beaucoup plus de temps pour se charger d'où une chute de potentiel aux bornes du diélectrique quasi inexistante et au final un courant et une tension en phase (C est grand $\varphi_{(I/U)} \rightarrow 0$). La dynamique de la décharge tend vers un régime quasi DC, les écarts entre les valeurs maximale et minimale des densités ionique et électronique diminuent avec une nette augmentation de la valeur moyenne. Le plasma est maintenu en volume pendant toute la période et il n'y a plus de chute de tension à part au niveau de la cathode. On s'aperçoit cependant qu'au-delà de $\varepsilon_r = 500$ les grandeurs saturent puisque toute la tension appliquée a été transférée au gaz.

3.3.4 Conclusion

Cette étude préliminaire a permis de mettre en avant le rôle majeur de la permittivité du diélectrique et notamment des très fortes valeurs telles que celles rencontrées dans les céramiques piézoélectriques. Différents régimes de décharge peuvent être observés en fonction des tensions appliquées quelle que soit la permittivité. Cependant aux fortes permittivités il est très facile en augmentant légèrement la tension de basculer d'un régime capacitif impulsionnel à un régime résistif quasi continu où la décharge est présente durant la majeure partie de la période du signal électrique. Il faut noter que ces études ont été faites à une fréquence de 50 kHz identique à celle du transformateur piézoélectrique qui sera étudié par la suite, et à faible pression. Bien entendu, une augmentation de la pression et une diminution de la fréquence permettraient aux cas à forte permittivité de tendre vers un régime plus classique de décharge à barrière diélectrique impulsionnelle [27].

En ce qui concerne les propriétés intrinsèques de la céramique, il a été montré que la polarisation n'influçait pas le comportement de la décharge. En revanche les tensions de fonctionnement (claquage et maintien du gaz) sont très inférieures à celles obtenues avec du PVC. Les études menées ne permettent pas de conclure de façon certaine sur l'origine de cet

écart, à savoir de distinguer le rôle joué par l'émission secondaire de celui joué par les faibles émissions FEE ou encore les charges de surface.

Enfin, les comparaisons entre modèle et expériences dans une géométrie standard simple ont permis de valider l'utilisation du code numérique. Pour obtenir des valeurs de tensions et de courant similaires entre modèle et expérience pour une forte permittivité diélectrique, une valeur du coefficient d'émission secondaire dans l'Hélium de 0.4 a été utilisée. Cette valeur effective traduit numériquement les différents effets possibles évoqués ci-dessus.

3.4 Transformateur Piézoélectrique

Une étude globale du comportement du Transformateur Piézoélectrique (TP) en décharge est entreprise dans cette section. Celle-ci tente d'identifier les couplages existant entre le TP et le plasma à sa surface. Au vu des nombreux régimes de fonctionnement possibles offerts par le dispositif expérimental, l'étude se concentrera essentiellement sur des régimes dits "stables" ou "périodiques", les régimes "instables" ou possédant des phases "transitoires" ne seront que rapidement abordés dans un second temps.

Après une présentation succincte du dispositif expérimental et des différents régimes observables, l'étude se focalisera sur le cas basse pression. Le comportement électromécanique du TP ainsi que les évolutions spatio-temporelles expérimentales et numériques seront présentés. Cette partie sera complétée par une étude préliminaire des décharges électriques générées par le TP à la pression atmosphérique, soit dans un régime de décharge couronne établi entre le TP et une électrode externe, soit dans un régime de décharge luminescente en surface du TP.

3.4.1 Présentation du dispositif expérimental et des différents régimes de décharge

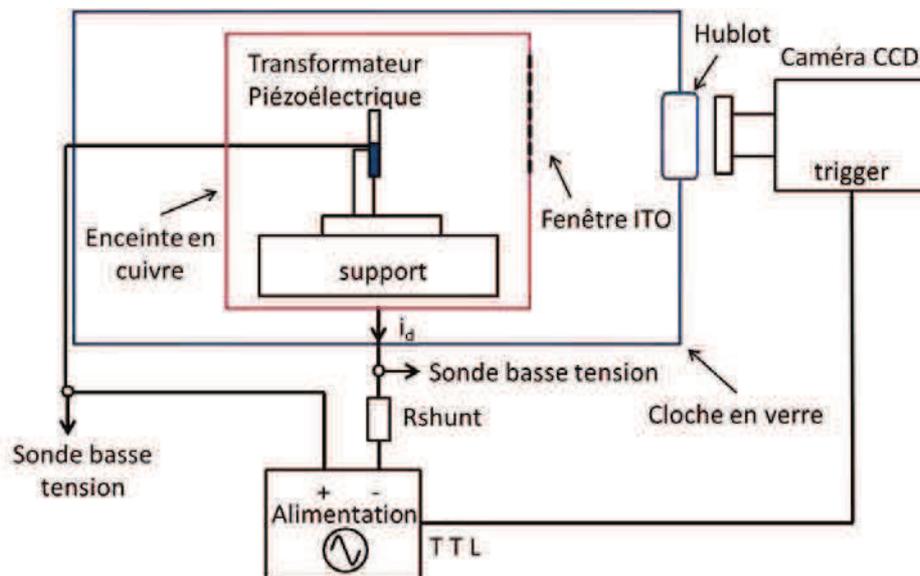


Figure 82 - Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental pour l'étude du TP en décharge est similaire à celui utilisé pour l'étude d'une DBD plan-plan. Le bâti permettant de maintenir le TP en position verticale ou horizontale est placé dans une cloche en cuivre, celle-ci est utilisée pour imposer les

dimensions de l'étude expérimentale en vue d'une modélisation du dispositif, ainsi que pour avoir une mesure du courant mis en jeu par le secondaire du transformateur.

Le dispositif expérimental peut être vu comme l'association d'un générateur, le transformateur piézoélectrique, et de sa charge, le plasma ou décharge électrique. En fonction des grandeurs caractéristiques comme la pression de travail, le type de gaz utilisé, l'environnement, le niveau d'alimentation et cetera, celui-ci est capable de générer une multitude de régime de décharges électriques. Dans un gaz comme l'hélium ou l'argon, quatre régimes de décharges différents ont pu être identifiés. Dans l'argon (Figure 83) en fonction de la tension d'alimentation et de la pression ils se divisent ainsi :

- Figure 83 (a) le cas basse pression $< 20\text{ torr}$, peut être assimilé à une décharge luminescente de grand volume.
- Figure 83 (b) pour des pressions allant d'une dizaine de torr à quelques centaines de torr, ce régime est limité au cas des basses tensions, il peut être assimilé à une décharge luminescente.
- Figure 83 (c) pour des pressions allant d'une dizaine de torr à quelques centaines de torr, ce régime apparaît quand la tension est suffisamment élevée, il peut être assimilé à une décharge luminescente filamentaire. La décharge se propage de l'extrémité du secondaire du transformateur aux électrodes du primaire de façon aléatoire.
- Figure 83 (d) pour des pressions allant de quelques centaines de torr à la Pression Atmosphérique (PA), il peut être assimilé à une décharge couronne.

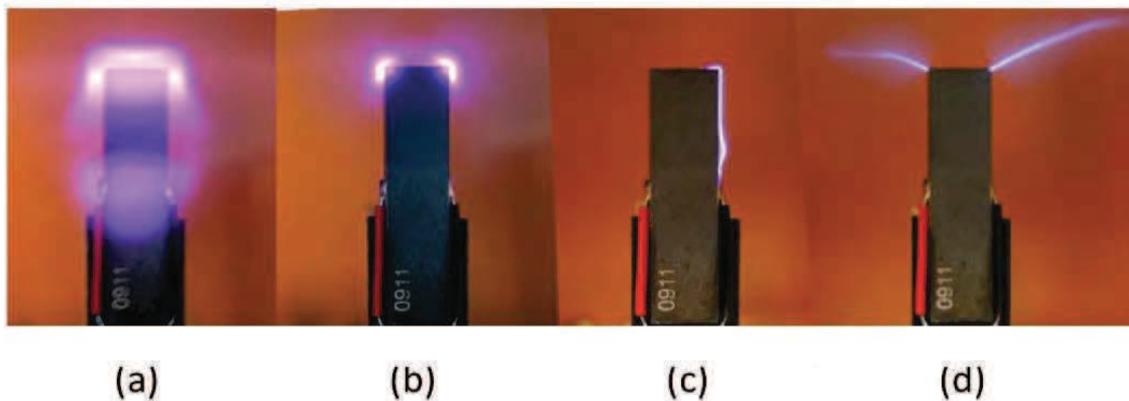


Figure 83 - Différents régime de décharges rencontrées en fonction de la pression dans un gaz d'argon. (a) Pression=7mbar, (b) Pression=15mbar, (c) Pression=240mbar, (d) Pression=500mbar

L'étude expérimentale doit s'effectuer sur des régimes de fonctionnement du dispositif stables, que ce soit du point de vue du générateur (comportement électromécanique du transformateur) ou bien de celui de la charge (évolution spatio-temporelle du plasma). Ces deux aspects étant fortement couplés, il convient alors d'identifier un régime stable pour chacun d'eux.

Par élimination, le régime filamentaire Figure 83 (c) est instable pour les deux parties du dispositif, la décharge est filamentaire et se propage aléatoirement le long du transformateur depuis le secondaire du TP jusqu'au primaire créant des variations très importantes de la tension et du courant. Ensuite le régime assimilé à une décharge couronne Figure 83 (d), bien que stable électriquement (vu depuis le primaire du TP) ne permet pas de capter l'évolution spatio-temporelle des décharges qui se propagent aléatoirement dans l'environnement du TP. Au final

sur les deux régimes lumineux Figure 83 (a) et (b) offrant une stabilité complète du dispositif, seul le régime Figure 83 (a) sera retenu en raison des plus faibles puissances d'alimentation nécessaires à sa création. En effet, le transformateur étant moins sollicité à faible puissance, celui-ci aura moins de chance de favoriser l'apparition de non-linéarités sur le comportement électromécanique.

3.4.2 Étude d'un régime stable : cas d'une décharge à 5 torr dans un gaz d'hélium

Les deux objectifs principaux de cette partie sont de caractériser les couplages existant entre le TP et le plasma, et de valider l'utilisation du code numérique GDSIM pour la description du transformateur. Toutes les études s'effectueront donc à faible pression inférieure à 10 torr, condition nécessaire à la génération d'une décharge électrique stable, et d'une sollicitation optimale du transformateur piézoélectrique.

La première partie sera consacrée à l'étude des caractéristiques électriques au primaire du TP et à des mesures vibrométriques. La seconde décrira à l'aide des expériences et des simulations la production d'une décharge électrique à l'aide d'un TP.

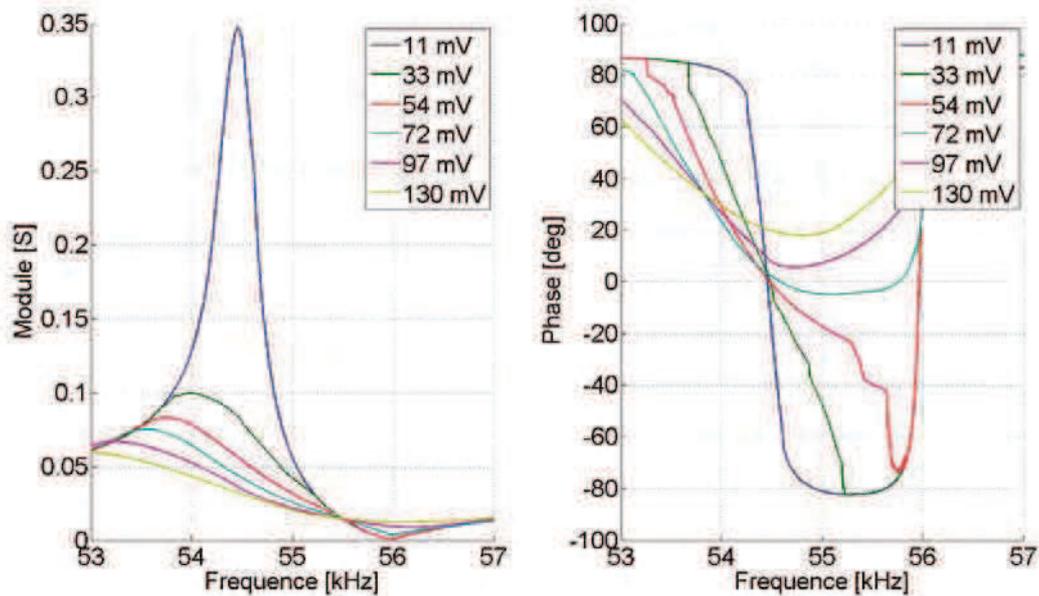
3.4.2.1 Mesures des caractéristiques électromécaniques du TP en décharge

Le transformateur piézoélectrique est placé dans une enceinte à une pression de 5 torr dans un gaz d'hélium. L'admittance du transformateur (Figure 84) est mesurée en fonction de la variation de la fréquence d'alimentation et ceci pour plusieurs tensions de consigne (V_g). On constate visuellement qu'une décharge similaire à la Figure 83 (a) apparaît lorsque le transformateur est sollicité à une fréquence proche de la fréquence de résonance, puis disparaît lorsque la fréquence s'en éloigne.

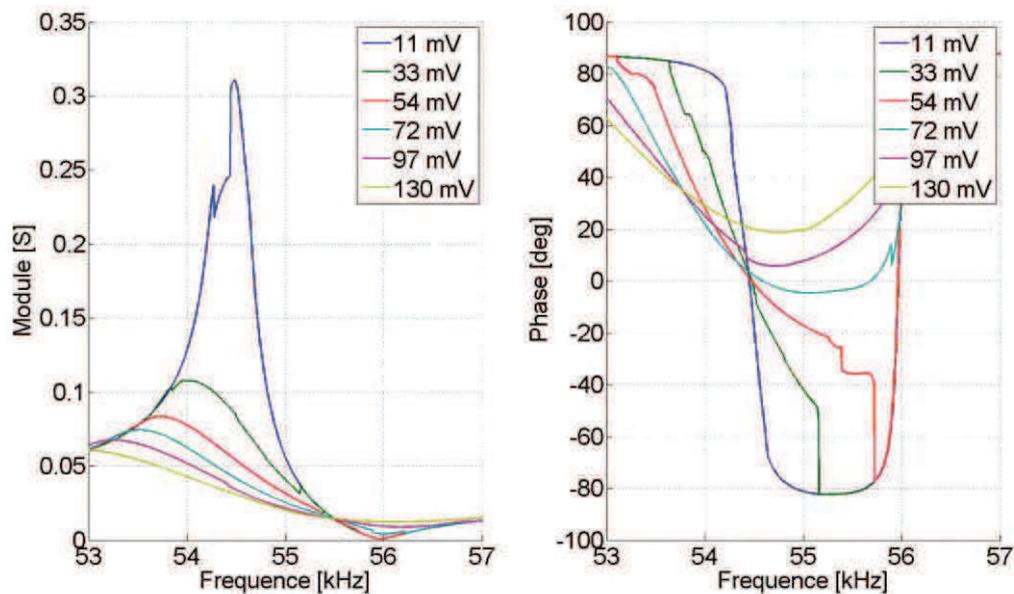
L'apparition et la disparition de la décharge au secondaire du transformateur peuvent avoir un impact plus ou moins important sur le comportement du TP. Pour une tension $V_g = 11mV$ on constate une variation très marquée de la courbe d'admittance à $f = 54.27 kHz$ et $f = 54.44 kHz$ lors de la variation en « Sweep Down », c'est-à-dire en balayage décroissant de la fréquence. La diminution du module de l'admittance indique l'apparition d'un amortissement électromécanique du transformateur. À première vue celui-ci peut être attribué à la présence de la décharge électrique au secondaire du TP. On notera que dans ces conditions expérimentales, la décharge n'est pas apparue, dans un premier temps, en augmentant la fréquence. De manière générale pour les autres relevés expérimentaux, la présence de la décharge électrique n'est pas flagrante comme dans le cas précédent en dehors du fait que quand le niveau de consigne V_g augmente, le niveau d'admittance et de phase entre la fréquence de résonance et d'anti-résonance diminue brusquement.

Ces phénomènes sont la première représentation du couplage existant entre le comportement électrique du transformateur piézoélectrique et la présence d'un plasma au secondaire du TP. À partir de la courbe d'admittance pour le cas $V_g = 11mV$, un scénario permettant de mieux comprendre ces interactions est présenté ci-dessous.

Avant toute chose il convient de se rappeler que le niveau du potentiel électrique généré au secondaire du transformateur piézoélectrique est dépendant de la tension et de la fréquence d'alimentation. De la même manière que la courbe d'admittance, le potentiel électrique au secondaire du TP atteint son maximum à la fréquence de résonance et est atténué en dehors. En partant de $f = 55 kHz$ et en se rapprochant de la résonance quand le potentiel électrique atteint un niveau suffisant ($f = 54.27 kHz$) on constate visuellement l'apparition d'une décharge électrique, et dans le même temps une discontinuité dans la courbe d'admittance. À partir de ce moment le TP est couplé à une charge électrique non-linéaire, modèle électrique conventionnel utilisé pour identifier la décharge électrique. En modifiant la fréquence



(a) Admittance Sweep Up



(b) Admittance Sweep Down

Figure 84 - Mesure de l'admittance au primaire du TP pour un balayage croissant et décroissant de la fréquence autour de la résonance pour plusieurs tensions de consigne GBF. La décharge s'effectue dans un gaz d'hélium pour une pression de 5 *torr*

d'alimentation tout en veillant à entretenir la décharge électrique, il est alors possible de décrire une nouvelle courbe d'admittance du TP en décharge. Enfin lorsque la fréquence d'alimentation est trop éloignée de la fréquence de résonance, la décharge électrique s'éteint et dans le même temps une nouvelle discontinuité dans la courbe d'admittance apparaît ($f = 54.44 \text{ kHz}$).

Etant admis et connu que l'admittance du TP vue du primaire dépend de l'état de charge au secondaire, à première vue il serait aisé de pouvoir retrouver la charge équivalente du plasma en identifiant sa courbe d'admittance à celle d'un TP couplé à différentes charges électriques prédéfinies à l'avance. Cependant l'aspect non-linéaire de la charge électrique du plasma l'en

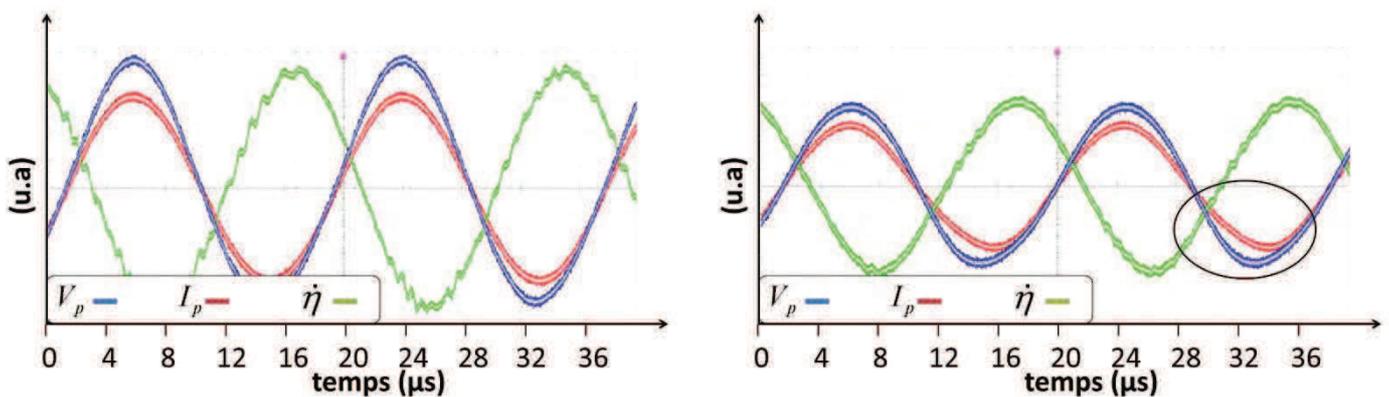
empêche. Étant donné que le potentiel électrique varie entre deux points de fréquence, le comportement de la décharge électrique varie elle aussi.

Il est néanmoins possible de définir la charge équivalente au secondaire du transformateur pour une tension et une fréquence d'alimentation données pour peu que le modèle électrique du transformateur piézoélectrique soit connu, cette méthode étant déjà largement utilisée dans le cas des DBD classiques par la communauté scientifique [27][70].

En élargissant maintenant la description des courbes d'admittance aux autres valeurs de tension, il est possible de comprendre l'effondrement des courbes d'admittance. L'augmentation du niveau puissance au primaire du transformateur entraîne un accroissement du niveau du potentiel électrique de surface et du champ électrique. Ce dernier paramètre étant fortement couplé au taux d'ionisation de la décharge électrique, celui-ci va alors augmenter à son tour modifiant la charge électrique équivalente du plasma. Pour résumer, en augmentant la tension d'alimentation, le potentiel électrique augmente, la charge équivalente du plasma vue du primaire diminue, l'amortissement électromécanique du transformateur augmente, l'admittance du transformateur piézoélectrique diminue.

Une remarque très importante concerne l'évolution de la phase en fonction de la charge équivalente du plasma. Pour des faibles tensions de consigne, le maximum de puissance est atteint lorsque le transformateur est sollicité autour de sa fréquence de résonance, ce qui se traduit sur la courbe d'admittance par un maximum du module d'admittance et une phase nulle. À partir de $V_g = 72 \text{ mV}$ le maximum de puissance est toujours atteint aux alentours de la résonance, mais alors que le module de l'admittance passe par un maximum la phase n'est plus nulle, d'ailleurs la phase reste positive quelque soit la fréquence de sollicitation du transformateur. Si dans le cas hors-décharge il est aisé de se mettre à la fréquence de résonance en recherchant la fréquence donnant une phase nulle, la question se pose dans le cas en décharge pour des tensions d'alimentations élevées.

Pour la suite, tout sera mis en œuvre pour éviter de se placer hors des fréquences de résonance, en jouant sur les paramètres de la décharge électrique et du transformateur piézoélectrique.



(a) Mesure de la tension, du courant et de la vitesse vibratoire du TP dans un cas basse tension

(b) Mesure de la tension, du courant et de la vitesse vibratoire du TP dans un cas haute tension

Figure 85 - Mesure de la tension, du courant et de la vitesse vibratoire pour plusieurs niveaux de tension d'alimentation à la fréquence de résonance. La décharge s'effectue dans un gaz d'hélium à une pression de 5 torr

Les relevés courant-tension au primaire du TP couplés aux mesures de la vitesse vibratoire montrent un fonctionnement stable du TP en présence d'une décharge malgré l'aspect non linéaire de celle-ci [70]. La Figure 85 résume deux cas appelés basse tension et haute tension en référence à la tension d'alimentation imposée au primaire du transformateur. S'il n'est pas aisé de détecter l'apparition de non-linéarités sur les signaux mesurés dans le cas basse tension, pour le cas haute tension des non-linéarités apparaissent clairement sur le signal de courant pendant la demi-alternance négative sans pour autant influencer la vitesse vibratoire.

Au final, on constate que le cas basse pression et faible puissance est un excellent cas d'école pour une étude préliminaire des couplages existant entre le TP et le plasma. Il offre l'avantage de pouvoir générer des décharges électriques périodiques et stables, tout en maintenant le TP dans un régime de fonctionnement permanent à la fréquence de résonance. En effet, avant de décrire l'évolution spatio-temporelle d'une décharge produite par le TP, il est fait la démonstration dans le paragraphe suivant qu'une décharge plus intense peut conduire à une instabilité du fonctionnement du TP.

3.4.2.2 Phénomènes d'instabilités à puissance plus élevée

Une expérience est mise en place pour montrer l'effet du couplage fort entre le comportement de la décharge et le comportement électromécanique du transformateur piézoélectrique. L'extrémité du secondaire du TP est positionnée à 1 cm d'une contre-électrode externe, le gaz est de l'air et la pression est de 10 *torr*. La tension et le courant d'alimentation sont mesurés, ainsi que le courant de contre-électrode (Figure 86).

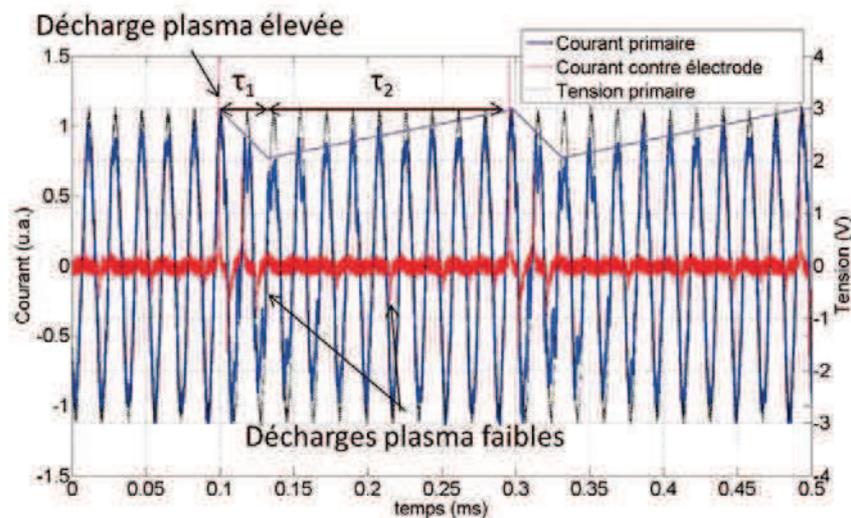


Figure 86 - Oscillogrammes du courant et de la tension mesurés au primaire du transformateur piézoélectrique ainsi que le courant de contre électrode. *Pression = 10 torr* Gaz: Air

Au moment où une décharge électrique apparaît au secondaire du transformateur piézoélectrique, le courant au primaire chute rapidement ($\tau_1 = 20 \mu s$). À partir de cet instant il n'y a quasiment plus aucune décharge visible. Le courant augmente alors régulièrement jusqu'à ce qu'une autre décharge électrique apparaisse faisant chuter le courant ($\tau_2 = 160 \mu s$). On constate que ce phénomène est régulier dans le temps et que les niveaux bas et haut du courant sont aussi constants.

Si l'influence du plasma est bien visible, la durée des phénomènes transitoires, $20 \mu s$ pour le temps de descente et $160 \mu s$ pour le temps de montée, est difficilement imputable à la

seule présence du plasma. En effet ici les temps de décharge sont de l'ordre de la dizaine de microseconde. Il apparaît donc évident que ces temps de transition correspondent à la réponse transitoire du transformateur piézoélectrique face à l'apparition et la disparition d'une décharge au secondaire du TP.

Pour comprendre cette variation, une simplification du problème est proposée. Il est maintenant admis que le plasma peut être vu comme une charge électrique au secondaire du TP donc l'apparition et la disparition de celui-ci peut être vue comme une variation de la charge électrique. Au début, la commande électrique du TP est choisie pour la fréquence d'alimentation correspondant à la fréquence de résonance du TP hors décharge. Au moment où la décharge apparaît, le TP voit une variation rapide de sa charge électrique, la fréquence d'alimentation ne correspond plus à la fréquence de résonance du TP en décharge. Le courant chute, le potentiel électrique chute, celui-ci n'est plus en mesure d'entretenir la décharge électrique. La fréquence d'alimentation correspond alors de nouveau à la fréquence de résonance du TP hors décharge, d'où une augmentation progressive du courant et donc du potentiel électrique. Le temps de montée en régime dépend d'une part d'un couplage électrique entre le TP et l'alimentation, mais aussi des temps de relaxation mécanique.

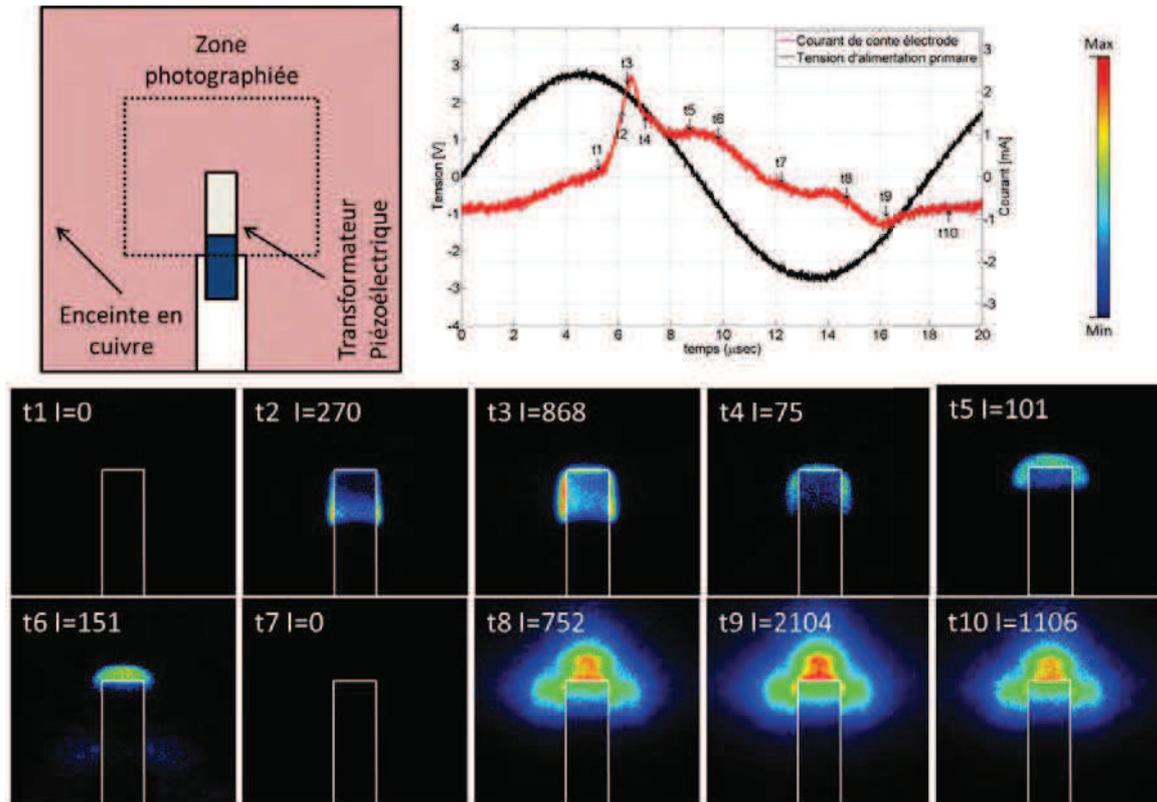
Il a été montré que des instabilités peuvent se produire lorsque le TP est trop fortement sollicité. À l'inverse si la puissance est suffisamment faible, il est possible de fonctionner en régime stable. Une modélisation du comportement de la décharge électrique et du transformateur piézoélectrique est alors envisageable, c'est ce qui est proposé dans la suite du chapitre.

3.4.2.3 Étude expérimentale de l'évolution spatio-temporelle d'une décharge produite par un transformateur piézoélectrique

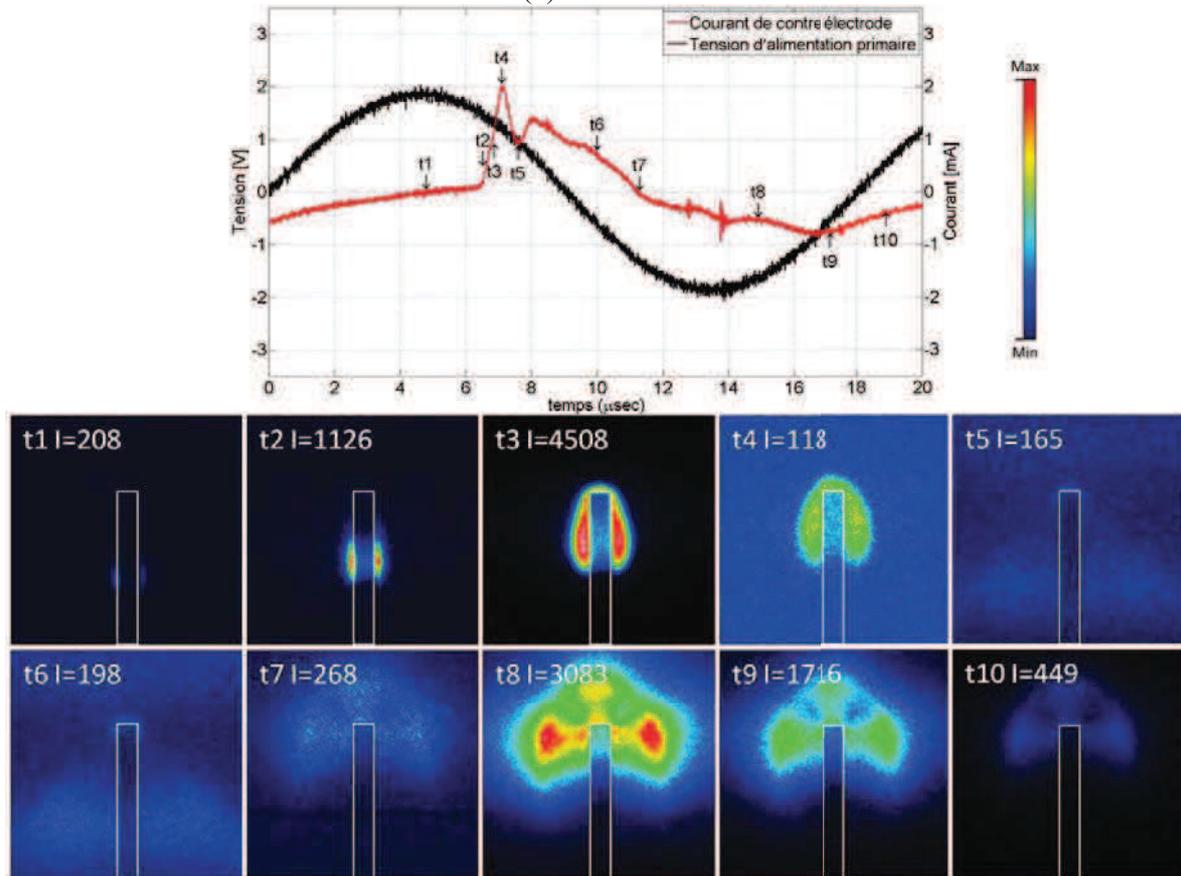
L'étude porte sur des clichés pris par une caméra CDD couplés à des mesures électriques permettant d'étudier l'évolution spatio-temporelle des décharges générées par un TP alimenté par un signal sinusoïdal d'une fréquence correspondant au mode $\lambda/2$ du TP, dans un gaz d'hélium à une pression de 5 *torr*. Au vu de la géométrie du transformateur piézoélectrique, seules la vue de face (Figure 87 (a)) correspondant à la face la plus large ($L \times l$) et la vue de profil (Figure 87 (b)) correspondant à la face la plus étroite ($l \times e$) sont observées.

L'analyse des oscillogrammes correspondant à la tension d'alimentation du primaire du transformateur et au signal du courant de contre électrode montre que la répétabilité des mesures d'une face à l'autre n'est pas garantie. Alors que la tension et la fréquence de commande du GBF sont identiques, le niveau de tension au primaire du transformateur n'est pas constant. Ces différences peuvent provenir d'une usure prématurée du transformateur impactant directement le comportement électromécanique du TP, une variation des paramètres de la décharge et enfin un effet couplé des deux. Malgré ces désagréments, l'évolution spatio-temporelle de la décharge entre les deux vues est similaire permettant ainsi une étude qualitative de ces clichés.

Une nette différence de l'évolution spatiale de la décharge entre l'alternance positive et négative du courant de contre-électrode est observable. Pendant l'alternance négative du courant de contre électrode, Figure 87 (a) (t_7 à t_{10}), la décharge a tendance à se propager depuis la surface du TP vers les parois de l'enceinte en cuivre, on atteint les taux de luminosité les plus élevés. Pendant l'alternance positive (t_1 à t_7) la décharge s'effectue essentiellement à proximité de la surface du transformateur depuis le primaire vers l'extrémité du secondaire. Une luminosité faible mais présente est aussi identifiée sur les parois de l'enceinte cuivrée.



(a) Vue de face



(b) Vue de profil

Figure 87 - Imagerie rapide d'une décharge à la surface d'un TP, pour une pression de 5 torr

Une deuxième observation porte sur le niveau de luminosité de la décharge comparé au niveau de courant de la contre-électrode. Alors que le pic de courant pendant l'alternance positive est supérieur à l'alternance négative, le pic de luminosité pendant l'alternance positive est inférieur à l'alternance négative, la luminosité n'est pas proportionnelle au courant. Il faut cependant garder à l'esprit que seul le courant de contre électrode peut être mesuré, aussi il ne correspond pas au courant total.

Enfin et dernier point, si les évolutions temporelles de la décharge électrique vue de face et vue de côté sont concordantes entre elles, les zones les plus lumineuses ne correspondent pas entre elles. Par exemple Figure 88, sur la vue de face (a) à l'instant t_3 la zone la plus lumineuse est située sur le côté du TP, or en prenant la vue de profil correspondante (b) la zone la plus lumineuse est elle aussi située sur le côté. Entre la vue de face et de profil, il n'y a pas la même profondeur de champ d'où une zone d'intégration de la lumière émise par la décharge différente selon la vue. Formulé d'une autre manière, alors que sur la vue de face l'intégration se fait sur l'épaisseur du transformateur, sur la vue de profil cette intégration se fait sur toute la largeur du transformateur. Malgré ces effets de profondeur, on peut penser que la décharge se fait en volume comme le montre les photos intégrées dans le temps Figure 83 (a).

En complément de ces premières observations, les travaux de recherche menés par K. Teranishi et H. Itoh [2], [4]–[13], [50], [71], [72] tendent à montrer que les singularités géométriques du TP (arrête dans la direction longitudinale et pointes à l'extrémité du TP) favorisent localement la génération de la décharge électrique. Les images proposées ici ne peuvent confirmer à elles seuls ces effets de bords, une étude théorique complémentaire doit être menée pour confirmer leur présence.

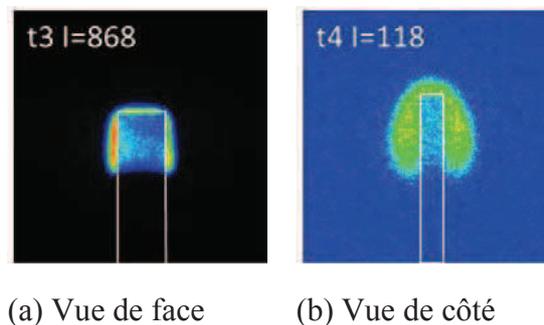


Figure 88 - Comparaison vue de face et vue de côté

3.4.2.4 Étude numérique de l'évolution spatio-temporelle d'une décharge à basse pression produite par un transformateur piézoélectrique.

Les objectifs de la simulation sont triples : apporter une analyse plus fine des résultats expérimentaux, et étudier l'influence sur le comportement de la décharge électrique, à la fois de la permittivité relative du TP et de la distribution du potentiel électrique de surface. À partir de ces objectifs et afin d'optimiser la modélisation du TP, un certain nombre de simplifications sont apportées quant à la géométrie finale représentée. La première simplification consiste à ne représenter que la partie secondaire du transformateur qui porte le potentiel électrique de surface, ainsi que la partie électrodée du primaire dont l'influence sur la génération des décharges est à étudier. La modélisation étant limitée à une géométrie 2D, la seconde simplification porte sur le profil du TP à considérer, le choix se porte naturellement sur la vue de côté diminuant ainsi la surface de diélectrique à prendre en compte, et permettant de modéliser l'épaisseur du TP. Au final la géométrie retenue est illustrée Figure 89.

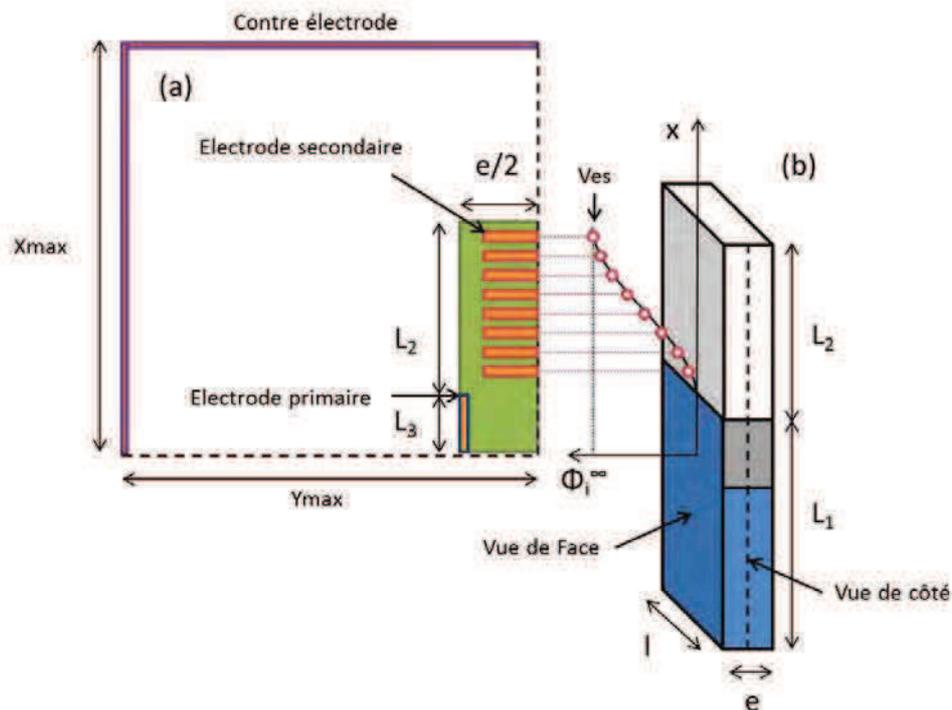


Figure 89 - Géométrie simulée pour l'étude des décharges dans un cas de basse pression (a) et représentation schématique d'un transformateur piézoélectrique ainsi que du potentiel électrique généré à sa surface (b)

Il existe plusieurs limites aux simulations entreprises:

- Le logiciel ne permet pas d'imposer un potentiel électrique à la surface d'un diélectrique. Pour contourner cette limite, une série d'électrodes fictives est disposée le long du secondaire du TP dans la masse du diélectrique. En alimentant chacune des électrodes avec un signal sinusoïdal dont l'amplitude dépend de la position de celle-ci sur le secondaire du transformateur, il est possible de reconstruire un potentiel de surface équivalent à celui obtenu expérimentalement.
- Si les électrodes disposées sur le TP permettent de représenter fidèlement la distribution du potentiel que l'on obtiendrait expérimentalement, celle-ci ne sont pas capables de représenter le comportement électromécanique du TP. L'outil GDSIM propose à l'utilisateur de coupler chaque électrode à une charge électrique équivalente permettant par exemple de prendre en compte le comportement électrique d'une source d'alimentation. Or le schéma équivalent du TP (Schéma de Mason) est trop complexe pour être pris en compte par l'outil de modélisation. Dans le cas présent aucune charge équivalente n'est imposée et le potentiel électrique de l'électrode au primaire et de la contre électrode sont imposés à zéro.
- Le logiciel ne permet pas non plus de simuler les phénomènes vibratoires qui ont lieu au sein du matériau piézoélectrique
- Enfin, le logiciel étant 2D, on limite les effets des arêtes latérales et de façon plus générale les effets de pointe éventuels ne peuvent pas être correctement décrits de par la résolution spatiale insuffisante du maillage.

Cette première approche ne permettra pas d'étudier les couplages forts entre le comportement électromécanique du TP et la décharge électrique présente à sa surface. Seules

les influences de la géométrie du transformateur piézoélectrique et de la distribution du potentiel électrique à la surface du secondaire sur le comportement de la décharge électrique seront étudiées.

3.4.2.4.1 Permittivité relative $\epsilon_r = 1250$, pression = 5 torr

Une première simulation est effectuée pour une valeur du potentiel crête $V_{es} = 250 V$. Les résultats Figure 90 et Figure 91 sont présentés de telle façon à correspondre au moment où ont été prises les photos par caméra rapide (Figure 87) en se basant sur l'allure du courant de la contre électrode.

Tableau 14 - Résumé des paramètres de la simulation pour le cas d'un transformateur placé dans une enceinte cuivrée et utilisé pour la génération de décharges basse pression

Définition	Notation	Valeur	Unité
Longueur côté X	X_{max}	5	[cm]
Longueur côté Y	Y_{max}	5	[cm]
Maillage suivant X	N_x	250	
Maillage suivant Y	N_y	250	
Gaz	-	Helium	
Pression	pr	5 ou 10	[torr]
Fréquence	F	50	[kHz]
Durée de la simulation	dT	600	[μs]
Longueur du diélectrique	$L_2 + L_2$	1.4	[cm]
Epaisseur du diélectrique	$e/2$	0.164	[cm]
Nombre d'électrodes fictives au Secondaire		10	

Analyse des oscillogrammes courant-tension :

La simulation permet de constater que le courant de contre électrode (Figure 90 (a)) est en phase avec la tension V_{es} , cette dernière caractéristique est semblable à celle constatée dans le cas de la DBD plan-plan pour un régime de décharge luminescent (3.3.3.3). On remarque également une dissymétrie entre les alternances positive et négative, la décharge n'est donc pas identique selon la demi-période. Durant l'alternance positive (i.e. lorsque les électrodes fictives du secondaire porte un potentiel positif) la contre électrode joue le rôle d'une cathode et collecte donc des ions positifs. Sa surface importante permet, au travers de l'émission secondaire, de participer efficacement à l'ionisation (nb. la valeur du coefficient d'émission secondaire γ sur la contre électrode a été choisie à 0.2, valeur obtenue dans le cas d'une surface métallique ou d'un diélectrique classique dans la partie 3.3.2). On observe donc une décharge de faible intensité entre cette contre électrode et la surface du TP à l'instant t2 suivie d'une décharge beaucoup plus intense entre l'extrémité du secondaire du TP et la contre électrode entre les instants t3 et t6. Dans l'alternance négative, la contre électrode joue le rôle d'une anode, c'est simplement une électrode collectrice, elle ne participe pas à la production d'espèce, et le courant qui la traverse est du même ordre de grandeur que celui de l'électrode primaire. Une remarque doit être apportée sur le courant total. S'il n'apparaît pas nul sur ce relevé, c'est simplement le fait que tous les courants des électrodes du secondaire n'ont pas été représentés, seul les signaux portés par l'électrode à l'extrémité du diélectrique sont tracés.

Analyse de l'évolution spatio-temporelle :

Pendant l'alternance positive du signal de tension t1 à t6 (Figure 90 (a)), trois zones d'ionisation se distinguent clairement (Figure 90 (c)). La première se situe au niveau de

l'électrode du primaire, la deuxième en vis-à-vis du TP sur la contre électrode et la troisième à l'extrémité du transformateur piézoélectrique. Les deux premières zones soumises à des potentiels nuls jouent le rôle de cathode, les charges ioniques y sont majoritaires, c'est dans ces zones que l'ionisation est produite majoritairement. Au cours du temps, on note donc une première décharge en surface du diélectrique entre l'électrode primaire et les électrodes du secondaire matérialisées ici par la dernière électrode, puis une décharge qui s'établit entre la contre électrode et l'extrémité du TP.

Pendant l'alternance négative t_7 à t_{10} (Figure 90 (a)), l'ionisation se fait principalement à l'extrémité du TP au niveau de la gaine cathodique (i.e. l'électrode fictive à l'extrémité du secondaire est désormais une cathode). Une autre zone d'ionisation est visible au-dessus du TP près du primaire ainsi qu'une dernière au niveau de la contre électrode à l'instant t_8 , mais ces deux zones anodiques possèdent des taux d'ionisation inférieurs à deux voire quatre ordres de grandeurs à celle de la zone cathodique.

Ces évolutions spatio-temporelles viennent confirmer les relevés de courant, à savoir que la contre électrode joue un rôle plus important lorsqu'elle est une cathode. Une décharge se produit entre cette dernière et le secondaire du transformateur. Cette différence de comportement conduit donc à une dissymétrie des courants de décharge.

3.4.2.4.2 Permittivité relative $\epsilon_r = 3$, pression = 5 torr

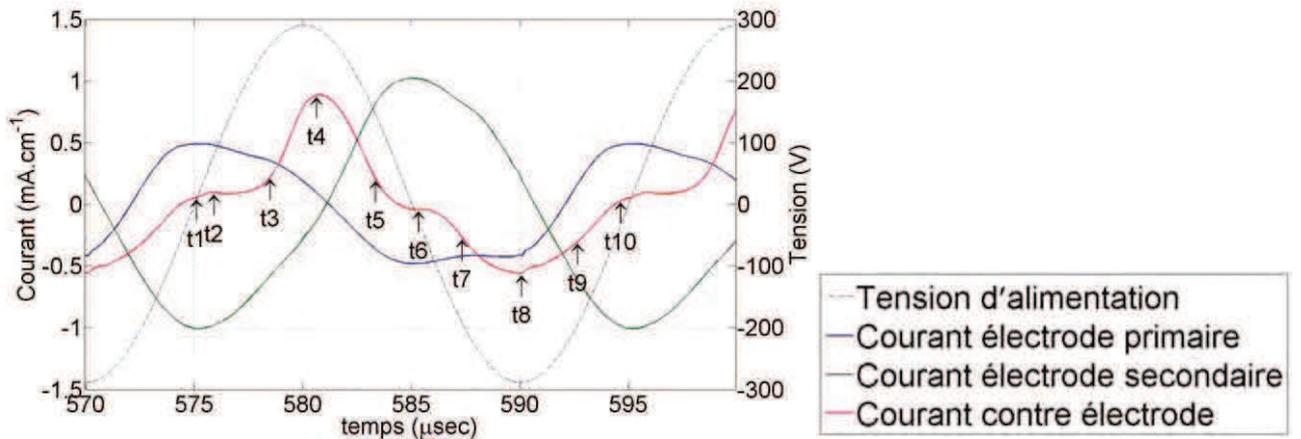
Une seconde simulation (Figure 91) est entreprise en prenant une permittivité du matériau à $\epsilon_r = 3$ pour étudier l'influence de la permittivité sur l'évolution spatio-temporelle de la décharge. Les résultats de cette simulation sont comparés avec les résultats de la simulation précédente.

Comparaison des oscillogrammes courant-tension :

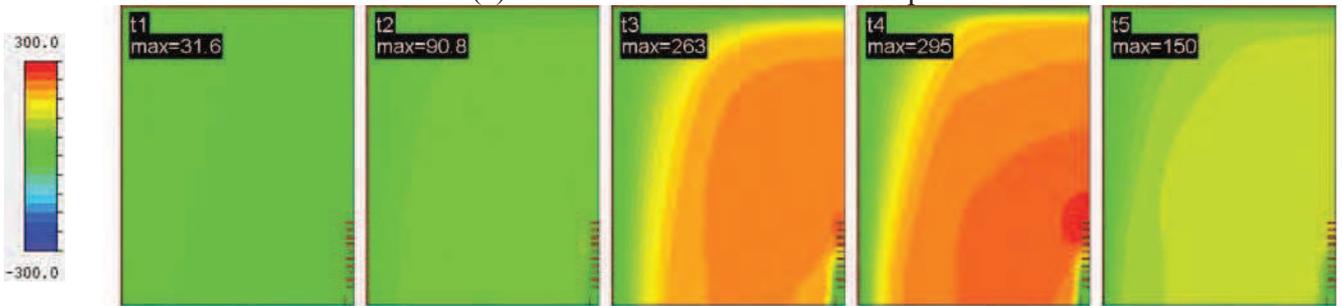
Le premier point important à noter est que cette fois-ci le courant maximum passe par l'électrode du primaire, le courant mis en jeu par la contre électrode est moins important. On constate également que la dissymétrie entre l'alternance positive et négative du courant de contre électrode est toujours présente. De plus le courant n'est plus en phase avec la tension appliquée au secondaire durant l'alternance positive de la tension. D'autre part, les niveaux en courant ont chuté avec la diminution de la permittivité relative, résultat attendu au vu des précédentes conclusions de l'étude des hautes permittivités dans le cas d'une DBD plan-plan.

Comparaison de l'évolution spatio-temporelle :

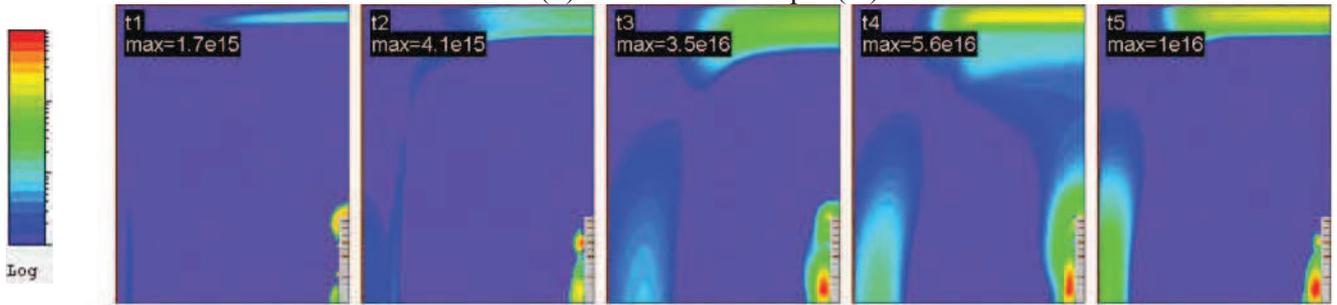
L'évolution spatio-temporelle du taux d'ionisation de la décharge pour le cas d'un diélectrique de faible permittivité relative est sensiblement différente de celle à forte permittivité, tant du point de vue des zones d'ionisation que des valeurs des différentes grandeurs qui sont près d'un ordre de grandeur inférieures dans le cas à faible permittivité. La décharge se produit essentiellement entre les électrodes fictives du secondaire et l'électrode au primaire en surface du TP.



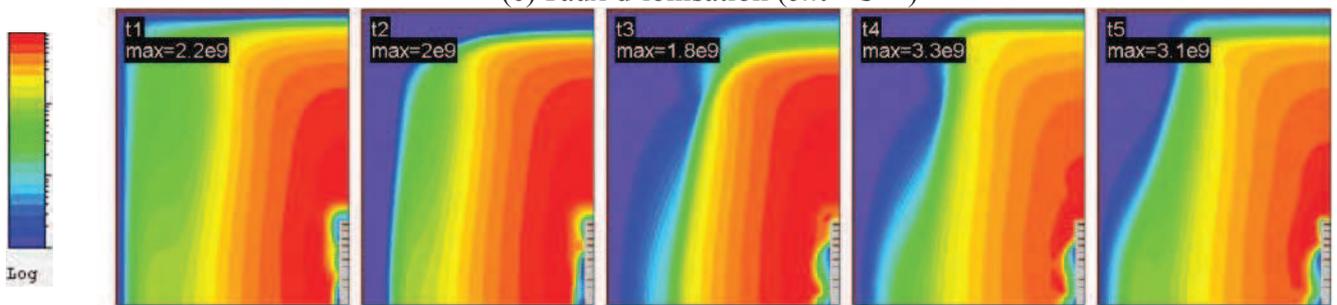
(a) Tension et courant caractéristiques



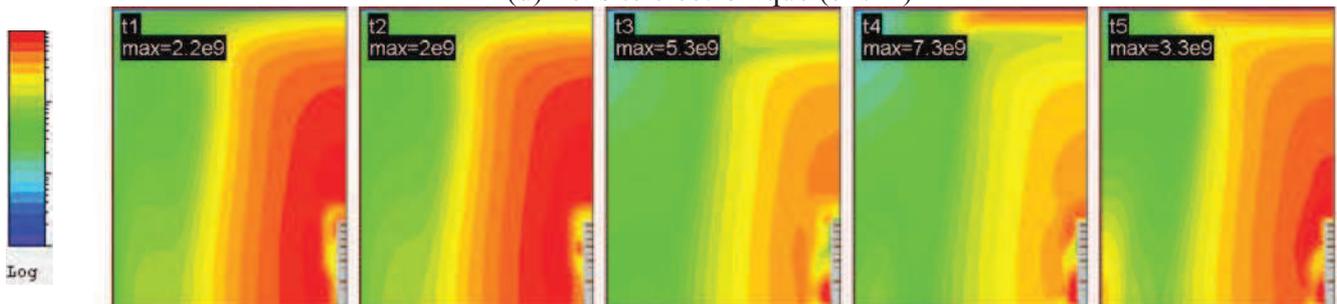
(b) Potentiel électrique (V)



(c) Taux d'ionisation ($cm^{-3}s^{-1}$)



(d) Densité électronique (cm^{-3})



(e) Densité ionique (cm^{-3})

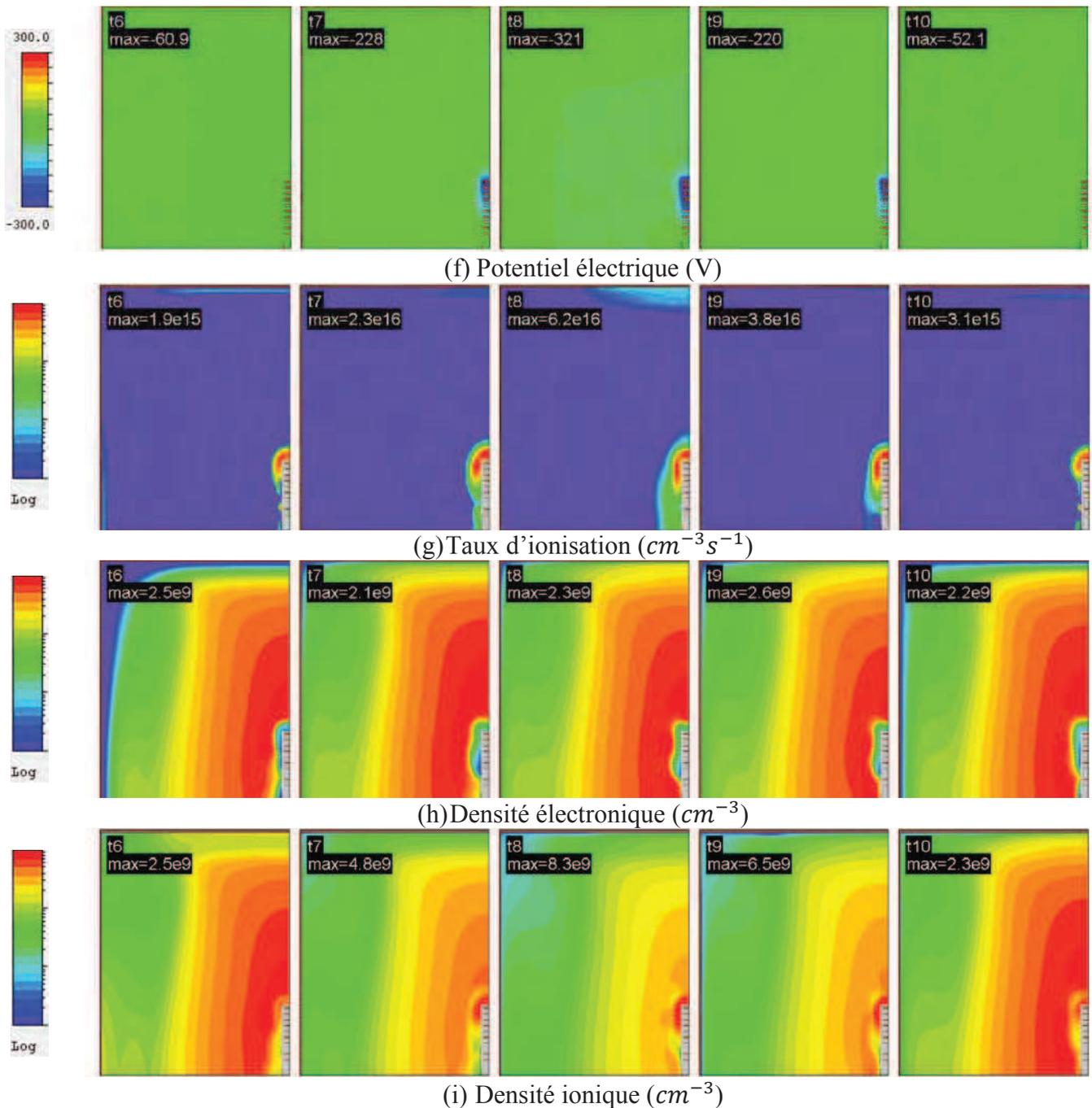
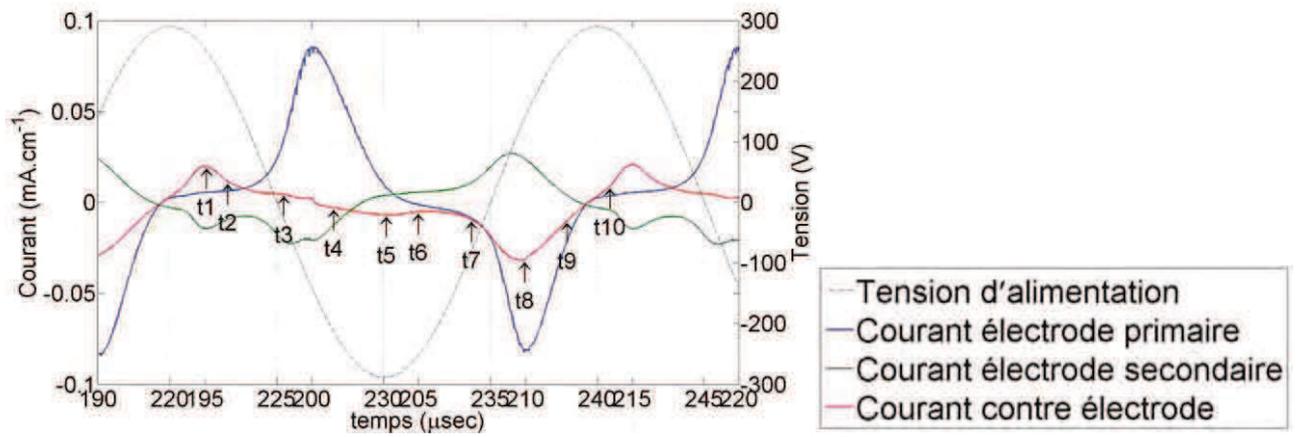
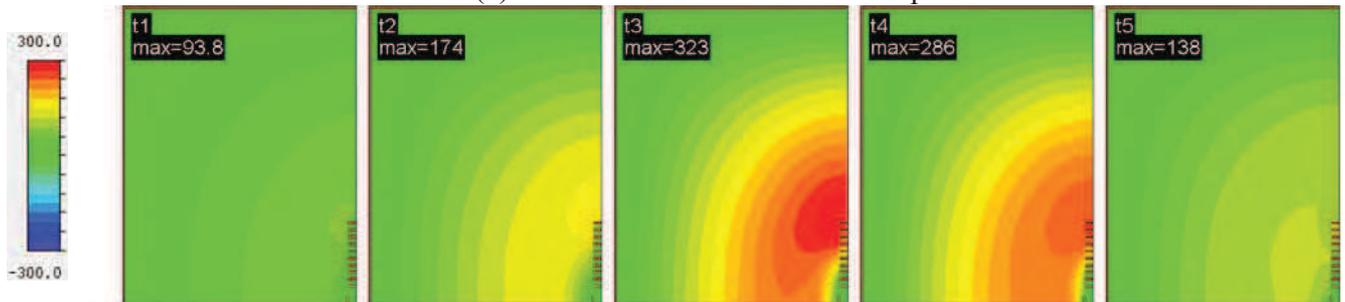


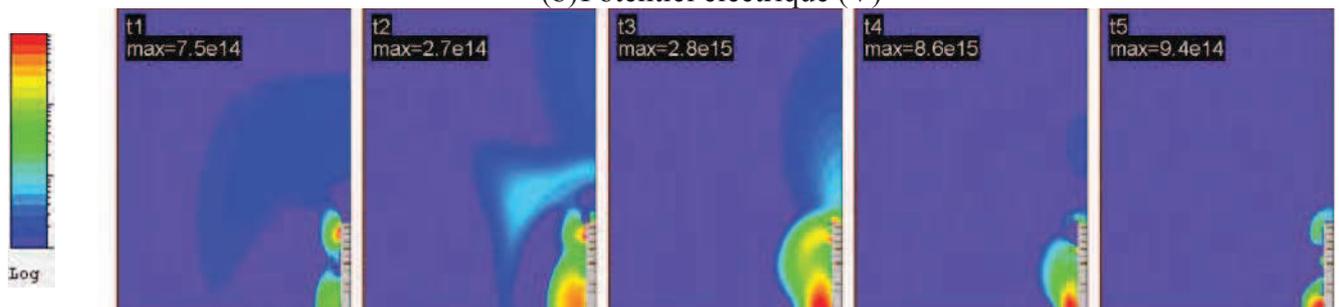
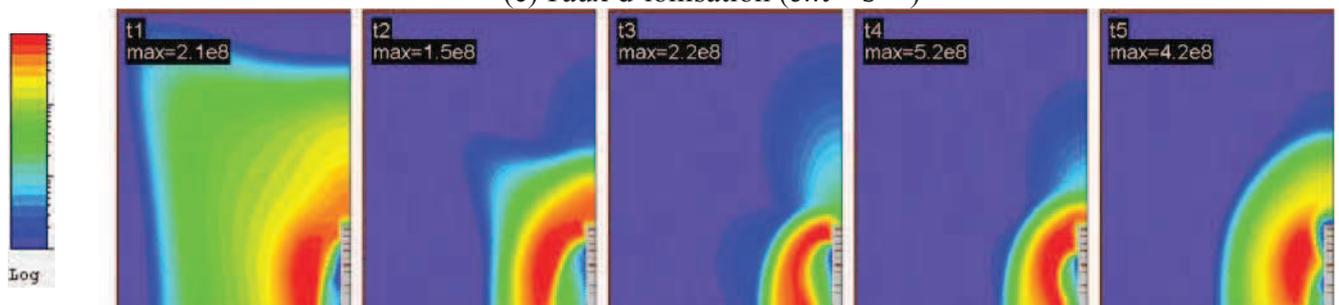
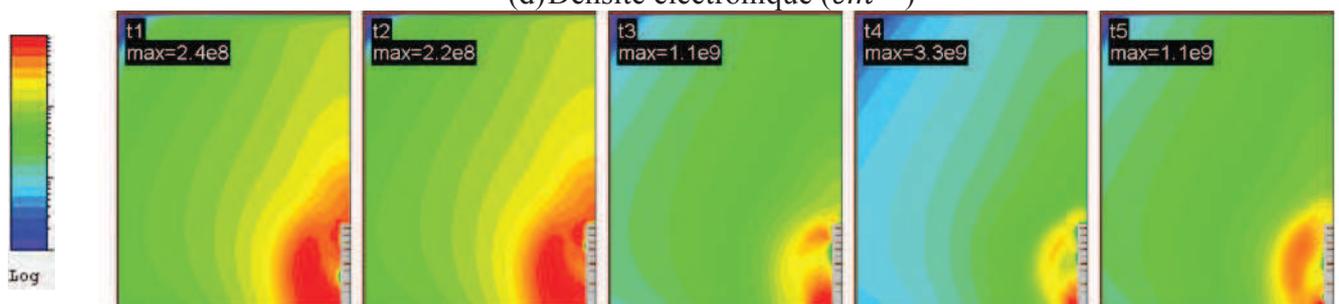
Figure 90 - Évolution spatio-temporelle d'une décharge électrique au voisinage du transformateur piézoélectrique placé dans une enceinte cuivrée mise à la masse. La tension d'alimentation est sinusoïdale, $V_{es} = 300 V$ et la fréquence de $50 kHz$. Oscillogramme tension-courant (a), distribution du potentiel électrique (b)-(f), du taux d'ionisation (c)-(g), de la densité électronique (d)-(h) et de la densité ionique (e)-(i). Les échelles logarithmiques sont représentées sur 4 ordres de grandeur. À la surface du diélectrique ($\epsilon_r = 1500$) $\gamma_e = 0,4$ et à la surface des électrodes $\gamma_e = 0,2$



(a) Tension et courant caractéristiques



(b) Potentiel électrique (V)

(c) Taux d'ionisation ($cm^{-3}s^{-1}$)(d) Densité électronique (cm^{-3})(e) Densité ionique (cm^{-3})

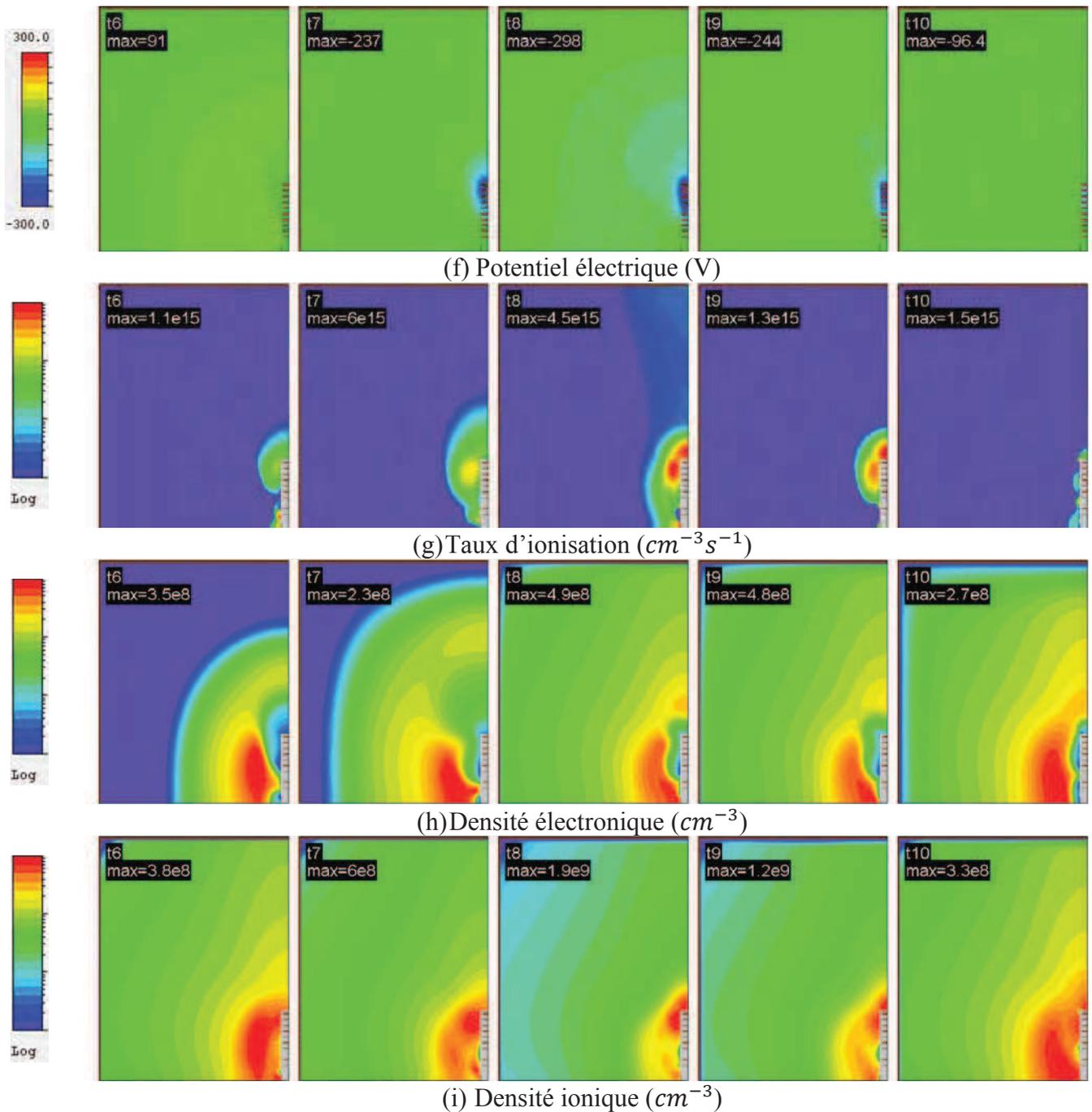


Figure 91 – Évolution spatio-temporelle d'une décharge électrique au voisinage du transformateur piézoélectrique placé dans une enceinte cuivrée mise à la masse. La tension d'alimentation est sinusoïdale, $V_{es} = 300 V$ et la fréquence $50 kHz$. Oscillogramme tension-courant (a), distribution du potentiel électrique (b)-(f), du taux d'ionisation (c)-(g), de la densité électronique (d)-(h) et de la densité ionique (e)-(i). À la surface du diélectrique ($\epsilon_r = 3$) $\gamma_e = 0,2$ et à la surface des électrodes $\gamma_e = 0,2$

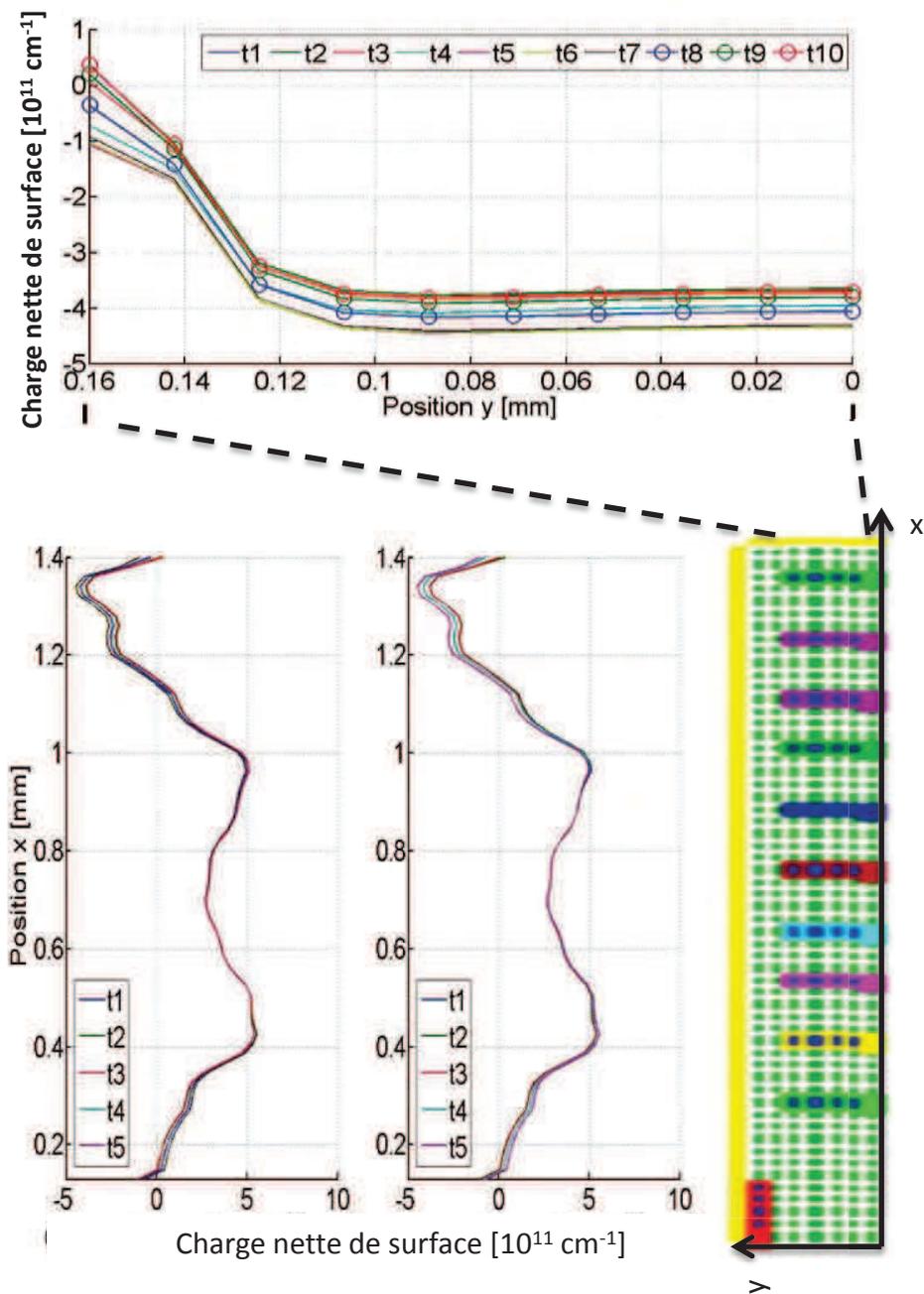


Figure 92 - Évolution spatio-temporelle de la charge de surface le long des diélectriques au cours du temps pour une forte permittivité. La tension d'alimentation est sinusoïdale, $V_{es} = 300 \text{ V}$ et la fréquence 50 kHz . À la surface du diélectrique ($\epsilon_r = 1500$) $\gamma_e = 0,4$ et à la surface des électrodes $\gamma_e = 0,2$. Les dix instants correspondent à ceux de la Figure 90

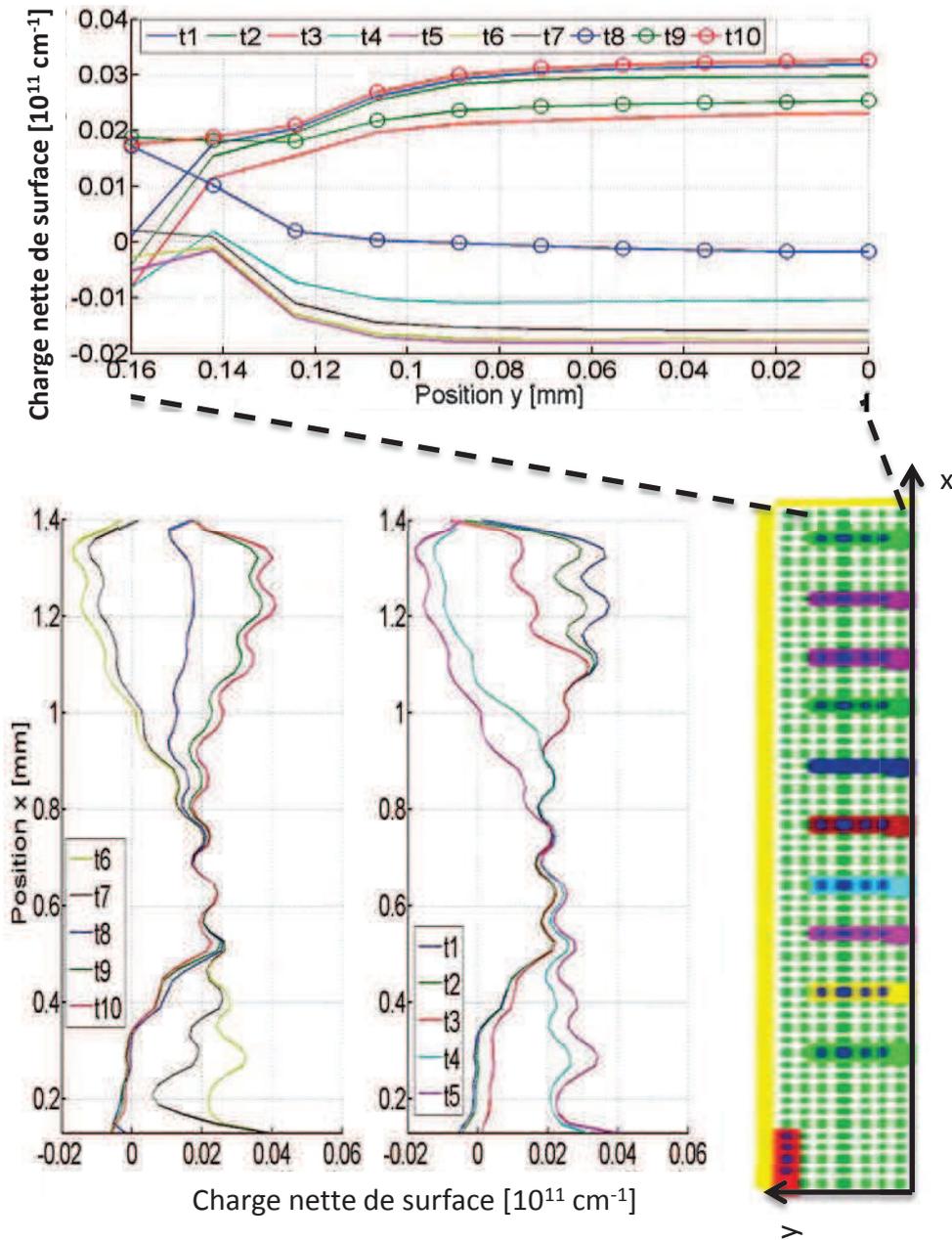


Figure 93 - Évolution spatio-temporelle de la charge de surface le long des diélectriques au cours du temps pour une faible permittivité. La tension d'alimentation est sinusoïdale, $V_{es} = 300 \text{ V}$ et la fréquence 50 kHz . À la surface du diélectrique ($\epsilon_r = 3$) $\gamma_e = 0,2$ et à la surface des électrodes $\gamma_e = 0,2$. Les 10 instants correspondent à ceux de la Figure 91

3.4.2.4.3 Comparaison entre forte et faible permittivité relative, pression de 5 torr

La différence entre les deux cas (forte et faible permittivité) s'explique essentiellement par la forte capacité du diélectrique à forte permittivité. En effet, dans ce cas, une fois le régime permanent atteint, le diélectrique chargé positivement ne voit qu'une très faible modification de sa charge en surface (>10%) au cours des différentes périodes successives du signal d'alimentation comme on peut le voir sur la Figure 92. Les densités volumiques de particules chargées (ions et électrons) sont quasiment constantes durant la période favorisant ainsi, lors d'une nouvelle alternance, un claquage avec la contre électrode. À faible permittivité on retrouve un comportement plus classique de la décharge à barrière diélectrique, à savoir une alternance de la charge en surface du diélectrique au cours des demi-périodes successives du signal d'alimentation. Comme on peut le constater sur la Figure 93, la charge évolue le long du diélectrique au cours du temps avec une polarité identique en bord d'électrode primaire et sur la face latérale du diélectrique (i.e. le long de l'axe y). La décharge s'effectue donc selon deux directions, entre l'extrémité supérieure du diélectrique et la face latérale, mais également entre l'extrémité supérieure et l'électrode au primaire. On note toutefois la présence d'une zone centrale en surface du diélectrique autour de $0,5 < x < 0,8$ où la charge n'évolue guère, la décharge sautant de l'extrémité du diélectrique vers le primaire.

Au final, la densité surfacique de charge atteint pour le piézoélectrique ($\epsilon_r = 1500$) des valeurs 100 fois plus grandes que celles obtenues dans le cas à faible permittivité ($\epsilon_r = 3$).

3.4.2.5 Comparaison entre les expériences et les simulations numériques

Les analyses des oscillogrammes courant-tension et de l'évolution spatio-temporelle des décharges électriques montrent une similitude entre les cas numériques et expérimentaux.

Les courants de contre électrode simulés et mesurés possèdent les mêmes dissymétries entre alternance positive et négative ainsi qu'une allure semblable sur la période. Par rapport aux relevés expérimentaux on note cependant une différence au niveau du nombre de pics de courant. Trois pics, dont deux bien marqués, apparaissent sur la demi-période positive expérimentalement alors que seuls deux pics apparaissent en simulation dont un beaucoup moins marqué (instant t_2 sur la Figure 90 (a)). Au niveau de la simulation, la décharge de surface entre le secondaire et le primaire du transformateur à l'instant t_2 est beaucoup plus intense que celle se produisant entre le secondaire et la contre-électrode. Ce n'est qu'à l'instant ultérieur t_4 que la contre électrode participe activement. Expérimentalement, la contre électrode participe plus activement à la décharge, tout d'abord avec la surface supérieure du TP (instant t_3 sur la Figure 87) puis avec l'extrémité du TP (instants t_5 et t_6 sur la Figure 87). En simulation, une variation de la valeur du coefficient d'émission secondaire en surface de la contre électrode permet de contrôler le rôle joué par cette électrode. Une valeur de γ égale à 0.4 au lieu de 0.2 conduit à une participation beaucoup plus active de la contre électrode durant toute la période du signal et à l'apparition de trois pics de courant. Une autre explication possible à l'effet plus marqué de la contre électrode repose sur la relative mauvaise description des effets de bords et la non description des effets 3D. Les résultats obtenus ne permettent pas de trancher de façon évidente sur la prépondérance d'un des effets.

3.4.2.6 Conclusion

Les deux objectifs principaux de cette partie étaient de caractériser les couplages existant entre le TP et le plasma, et de valider l'utilisation du code numérique GDSIM pour la description du transformateur. Afin de faciliter cette étude deux choix ont été faits, le premier a été celui de fonctionner à faible pression. Ainsi, il a été mis en évidence la faible influence de la décharge sur le fonctionnement du TP. Ce dernier fonctionne toujours autour de sa fréquence de résonance ce qui permet d'obtenir une décharge stable et reproductible dans le temps. Le deuxième choix a consisté à entourer le TP par une contre électrode, non seulement pour borner

le domaine de décharge mais également pour avoir connaissance, expérimentalement, d'une fraction du courant mise en jeu par le secondaire du transformateur. Le modèle, en reproduisant qualitativement les résultats expérimentaux, a permis de mettre en évidence l'influence de cette contre électrode à faible pression, mais également le rôle majeur joué par la forte permittivité du diélectrique du TP ($\epsilon_r = 1500$). Comme pour le cas plan-plan étudié dans la section précédente, il est possible de constater qu'aux fréquences mises en jeu autour de 50 kHz et à faible pression, le TP une fois chargé positivement ne voit plus de modification de sa charge au cours du temps. La charge volumique reste alors quasiment constante durant la période du signal, le plasma n'a pas le temps de décroître.

Des comportements différents sont à attendre à des pressions et des tensions plus élevées, principalement au niveau du couplage du transformateur avec le plasma à cause des courants mis en jeu beaucoup plus importants. Cependant les validations faites à basse pression sont une base d'appui pour l'étude de l'influence de paramètres tels que la permittivité ou encore la distribution du potentiel de surface sur le fonctionnement du TP à la pression atmosphérique.

3.4.3 Étude numérique des décharges de surface générées par un transformateur piézoélectrique à la pression atmosphérique

L'objectif principal de cette section est d'évaluer l'influence des paramètres originaux qui distinguent un TP d'une DBD classique, à savoir : sa forte permittivité et une répartition du potentiel en surface. À cet effet, trois géométries différentes (Figure 94) ont été simulées. La première (a) est une géométrie utilisée classiquement pour le contrôle d'écoulement, la seconde (b) simule la présence unique d'une électrode en bout du TP tandis que la dernière permet de simuler la répartition du potentiel le long de la surface du diélectrique, elle représente donc la configuration classique du TP. Pour ces trois géométries, des simulations ont été réalisées pour un diélectrique de permittivité relative égale à 1500 ou 5.

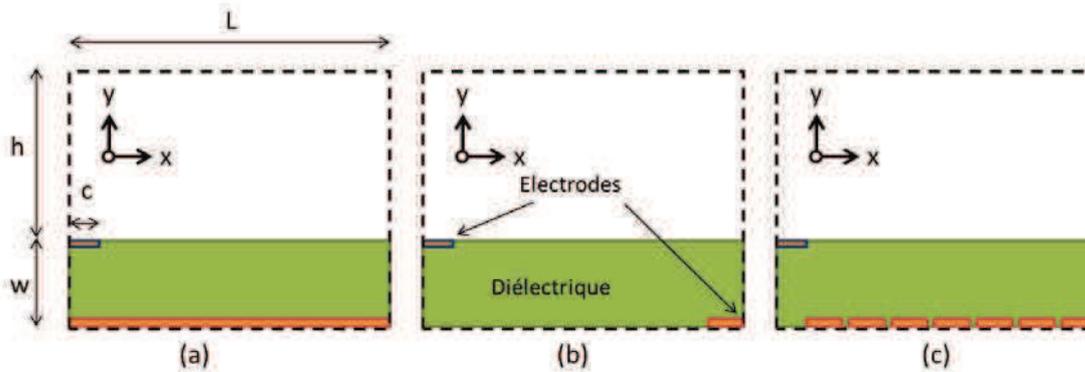


Figure 94 - Différentes géométries du transformateur piézoélectrique simulées. longue-électrode (a), une-électrode (b), Transformateur Piézoélectrique (TP) (c)

Les paramètres de la simulation sont présentés dans le Tableau 15. La différence majeure avec le cas basse pression traité précédemment est la taille du domaine de simulation. En effet, à la pression atmosphérique, les dimensions caractéristiques des phénomènes sont beaucoup plus petites (la longueur de Debye est de quelques micromètres à 10^{13} électrons par centimètre cube) et les temps sont beaucoup plus courts. Aussi pour assurer un maillage numérique suffisamment précis tout en assurant des temps de calcul raisonnables, la longueur du TP est réduite à 4 mm de long.

Tableau 15 - Résumé des paramètres de la simulation pour le cas d'un transformateur piézoélectrique utilisé pour la génération de décharges de surface

Définition	Notation	Valeur	Unité
Longueur du diélectrique	L	4	[mm]
Épaisseur du diélectrique	w	0.5	[mm]
Gap	h	2.5	[mm]
Maillage suivant X	N_x	200	
Maillage suivant Y	N_y	150	
Gaz	-	Helium	
Pression	pr	760	[torr]
Nombre d'électrodes fictives au secondaire dans le cas du TP		10	

Une dernière remarque importante concerne le domaine de validité de l'étude. En effet, l'utilisation du modèle GDSIM pour la description de décharges de surface à la pression atmosphérique ne permet pas une comparaison directe avec les résultats expérimentaux. Comme nous l'avons évoqué dans la présentation du modèle, ce dernier ne prend pas en compte les nombreux processus et espèces chimiques à l'œuvre dans les décharges à pression atmosphérique, tel que les métastables, qui ont une grande influence sur le comportement de la décharge. L'étude suivante est uniquement qualitative, l'objectif étant de fournir des tendances sur l'influence des spécificités des TPs que sont sa forte permittivité et un profil du potentiel de surface non-trivial.

3.4.3.1 Alimentation du TP sous une tension sinusoïdale

3.4.3.1.1 Cas à forte permittivité

Dans un premier temps une analyse du comportement du TP est proposée dans sa configuration électrique nominale, c'est-à-dire pour une tension alternative sinusoïdale de fréquence 50 kHz. Pour chacune des configurations, l'amplitude de la tension correspond à environ 65% de la tension de claquage. Durant l'alternance positive de la tension, i.e. l'électrode au-dessus du diélectrique est une cathode, l'évolution de la décharge est très similaire pour les trois géométries. Il est proposé sur la Figure 95 de ne suivre que l'évolution spatio-temporelle du cas (c) similaire à la géométrie du TP durant cette alternance entre les instants t1 et t5. La lecture du courant de décharge, le capacitif ayant été retranché, montre que la décharge est présente durant quasiment toute l'alternance. L'ionisation se produit principalement au niveau de l'électrode supérieure qui joue le rôle de cathode, le maximum est atteint au pic de courant à l'instant t3. Au cours du temps le diélectrique se charge, et la tension dans le gaz à la surface finit par s'annuler. Bien que le courant diminue considérablement, il reste toutefois des densités de particules chargées en volume relativement importantes, supérieure à 10^{13} cm^{-3} . Un plasma dense est donc toujours présent en volume à la fin de l'alternance.

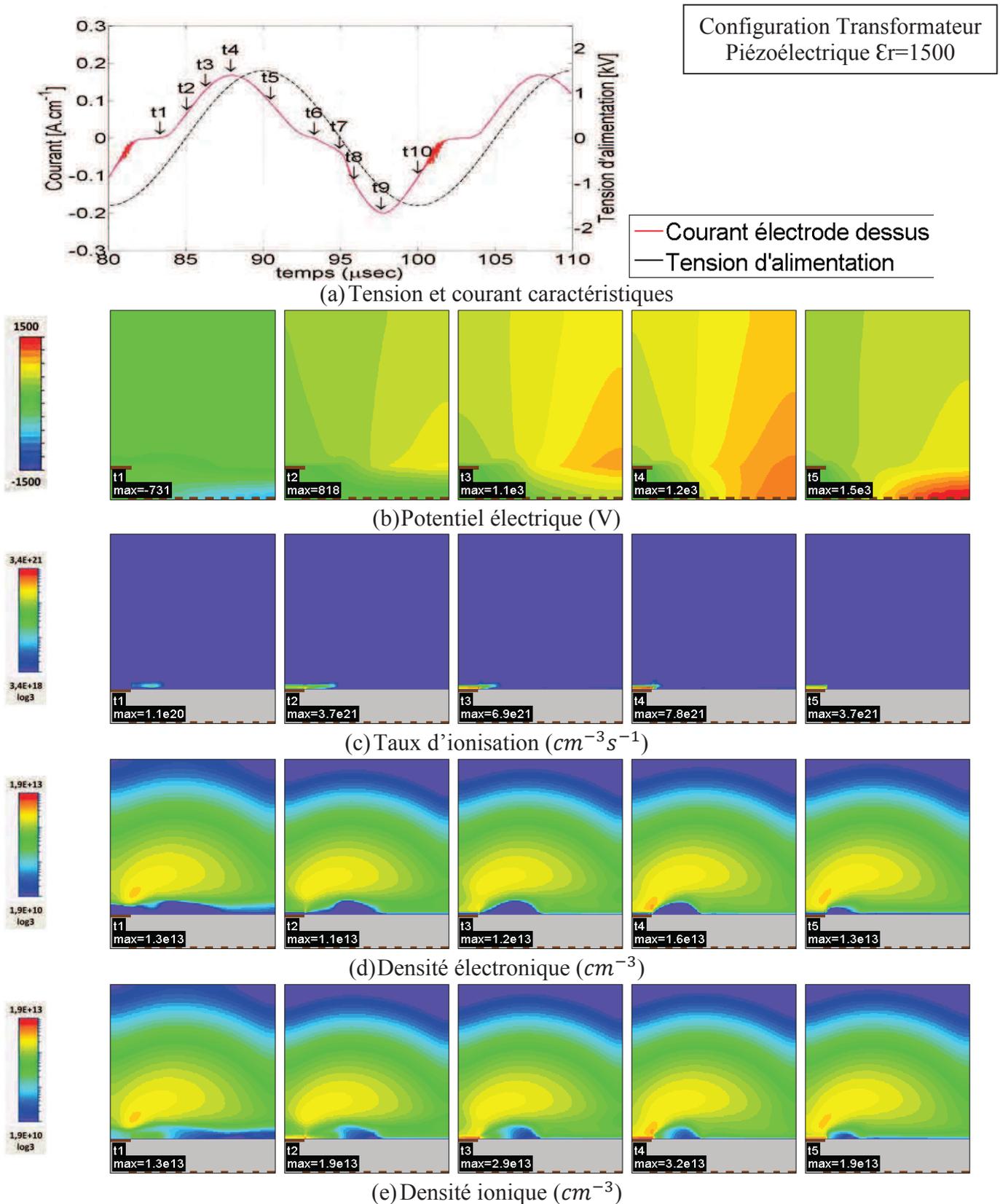


Figure 95 - Évolution spatio-temporelle d'une décharge de surface. La tension d'alimentation est sinusoïdale, $V_{es} = 1500 V$ et la fréquence $50 kHz$. Oscillogramme tension-courant (a), distribution du potentiel électrique (b), du taux d'ionisation (c), de la densité électronique (d) et de la densité ionique (e). À la surface du diélectrique ($\epsilon_r = 1500$) $\gamma_e = 0,4$ et à la surface des électrodes $\gamma_e = 0,2$

Au cours de l'alternance négative, lorsque l'électrode supérieure est une anode, la gaine cathodique va pouvoir s'étendre le long du diélectrique alors que sa propagation était limitée par l'électrode dans l'alternance précédente. Quelques différences apparaissent donc entre les trois géométries. Sur la Figure 96 sont représentées pour chaque géométrie les distributions spatiales du potentiel, des densités électronique et ionique, ainsi que du taux d'ionisation à l'instant correspondant au maximum de courant de l'alternance négative. Le taux d'ionisation rend compte parfaitement de la différence entre les trois géométries. Pour une électrode longue sous le diélectrique, l'ionisation se fait sur l'ensemble de la surface, tandis qu'elle ne se produit que sur une zone limitée dans les deux autres cas. La forme du plasma est donc différente suivant les cas. On observe notamment une forme d'arche dans le cas à une seule électrode en bout de diélectrique puisque l'ionisation ne se produit qu'à cette extrémité. Le cas (c) qui simule le comportement du TP a pour sa part un comportement intermédiaire. En effet, la distribution du potentiel en surface autorise une propagation de la gaine cathodique le long du diélectrique en partant de l'extrémité, à droite, et en se dirigeant vers l'anode, à gauche.

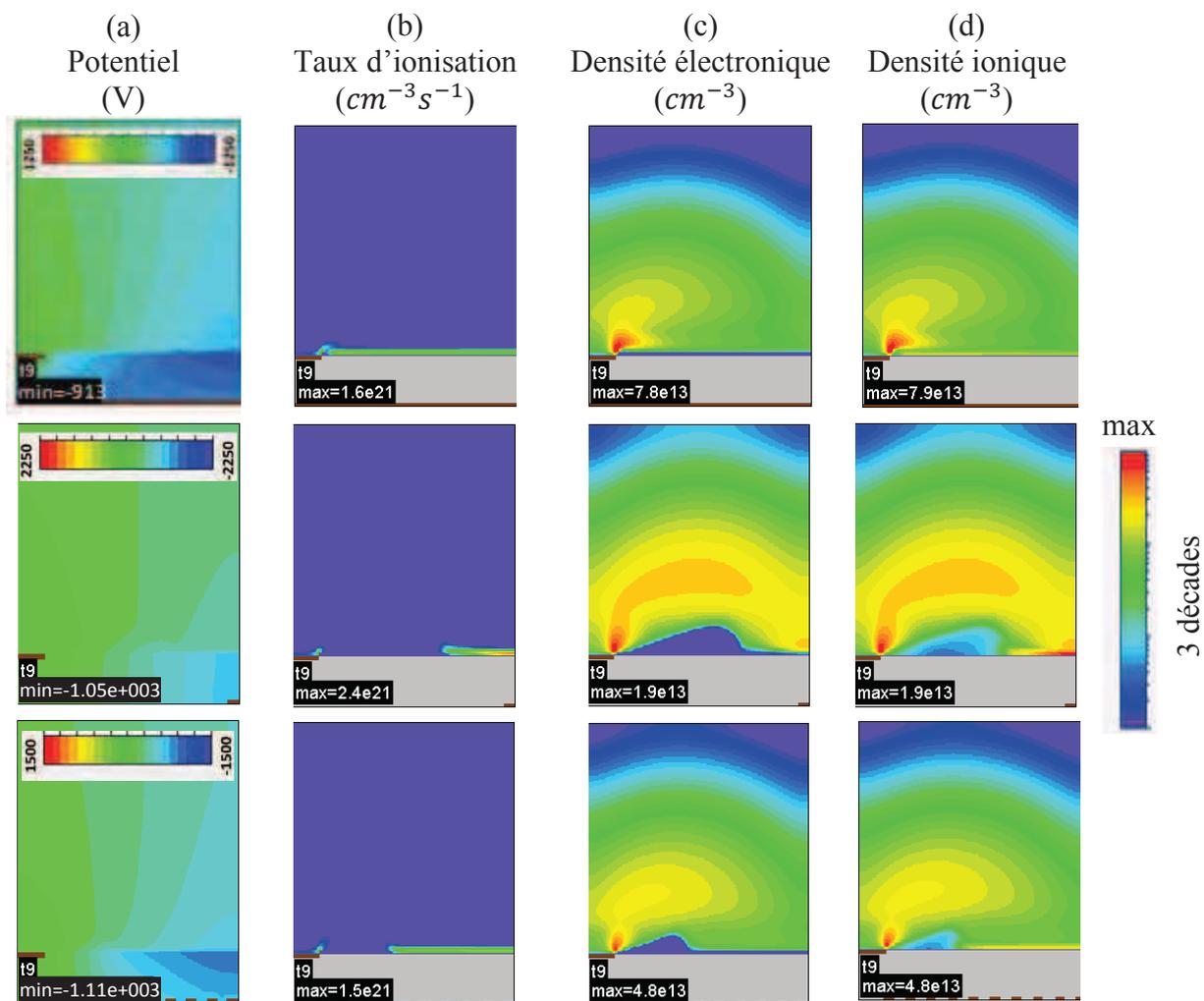


Figure 96 - Distribution spatiale du potentiel électrique (a), du taux d'ionisation (b), de la densité électronique (c) et de la densité ionique (d) à l'instant du maximum de courant durant l'alternance négative de la tension pour les trois géométries de la Figure 94. La tension d'alimentation est sinusoïdale, la fréquence de 50 kHz et l'amplitude est donnée sur chaque échelle. À la surface du diélectrique ($\epsilon_r = 1500$) $\gamma_e = 0,4$ et à la surface des électrodes $\gamma_e = 0,2$

Si quelques légères différences apparaissent entre les cas, un comportement général se dégage. En effet, quelle que soit la géométrie, le plasma reste présent durant toute la période du signal, les densités électroniques et ioniques sont similaires et ne descendent jamais en dessous de quelques 10^{12} cm^{-3} . Cette présence de particules chargées en volume au début d'une nouvelle alternance favorise l'entretien du plasma, et il n'est jamais nécessaire à la tension aux bornes du gaz de dépasser la tension de claquage pour rallumer le plasma comme dans une DBD « classique ». Cette présence continue d'une forte densité conduit à des puissances moyennes relativement importantes de l'ordre de la trentaine de Watt (puissance crête autour de 200 W).

Le comportement est similaire à celui obtenu dans le cas à faible pression pour une géométrie plan-plan. Le courant n'est cependant jamais en phase avec la tension d'alimentation car la géométrie du TP conduit à des décharges de surface, il existe donc toujours une chute de tension aux bornes du diélectrique et la tension gaz ne suit pas exactement la tension appliquée.

3.4.3.1.2 Cas à faible permittivité

Après l'analyse géométrique, l'évaluation de l'influence de la permittivité est effectuée. Sur la Figure 97 (a) est tracé le courant pour la géométrie correspondant au transformateur dans le cas d'une faible permittivité relative $\epsilon_r = 5$. Pour une amplitude de tension identique au cas à forte permittivité ($V_{es} = 1500 \text{ V}$) le courant atteint des valeurs maximales 100 fois inférieures dans le cas à faible permittivité, et la durée des impulsions est sensiblement plus courte, particulièrement durant l'alternance négative de la tension. On retrouve un résultat attendu et déjà analysé dans le cas faible pression. Durant l'alternance positive de la tension (l'électrode supérieure est une cathode) on remarque sur la Figure 97 (b) que l'ionisation est toujours localisée aux abords de la cathode mais un peu plus en volume que dans le cas à forte permittivité, le taux d'ionisation maximal est 100 fois plus faible. Les densités étant plus faibles, la gaine ionique est moins confinée le long de la surface. D'autre part, le diélectrique se charge plus rapidement à faible permittivité et à l'instant t_4 (au maximum de la tension appliquée) la tension aux bornes du gaz est très faible, elle n'est plus suffisante pour conduire à l'ionisation du gaz. Le plasma décroît donc de façon ambipolaire durant le reste de l'alternance. C'est une différence importante avec le cas à forte permittivité où on voit sur la Figure 95 (b) et (c) que le champ dans l'espace inter-électrodes n'est jamais nul (le diélectrique met plus de temps à se charger), ce qui conduit à une ionisation permanente du milieu.

Durant l'alternance négative, les mêmes causes ont les mêmes effets mais de façon plus prononcée de par une distribution du potentiel différente. La charge plus rapide du diélectrique à faible permittivité conduit à une déformation plus prononcée des lignes de potentiel (voir Figure 98 (a)). La direction du champ électrique conduit les particules chargées à se diriger plus en volume. On note d'ailleurs la présence d'une ionisation en volume sous la forme d'une arche (voir Figure 98 (b)) alors qu'elle est seulement surfacique dans le cas à forte permittivité (voir Figure 96 (b)).

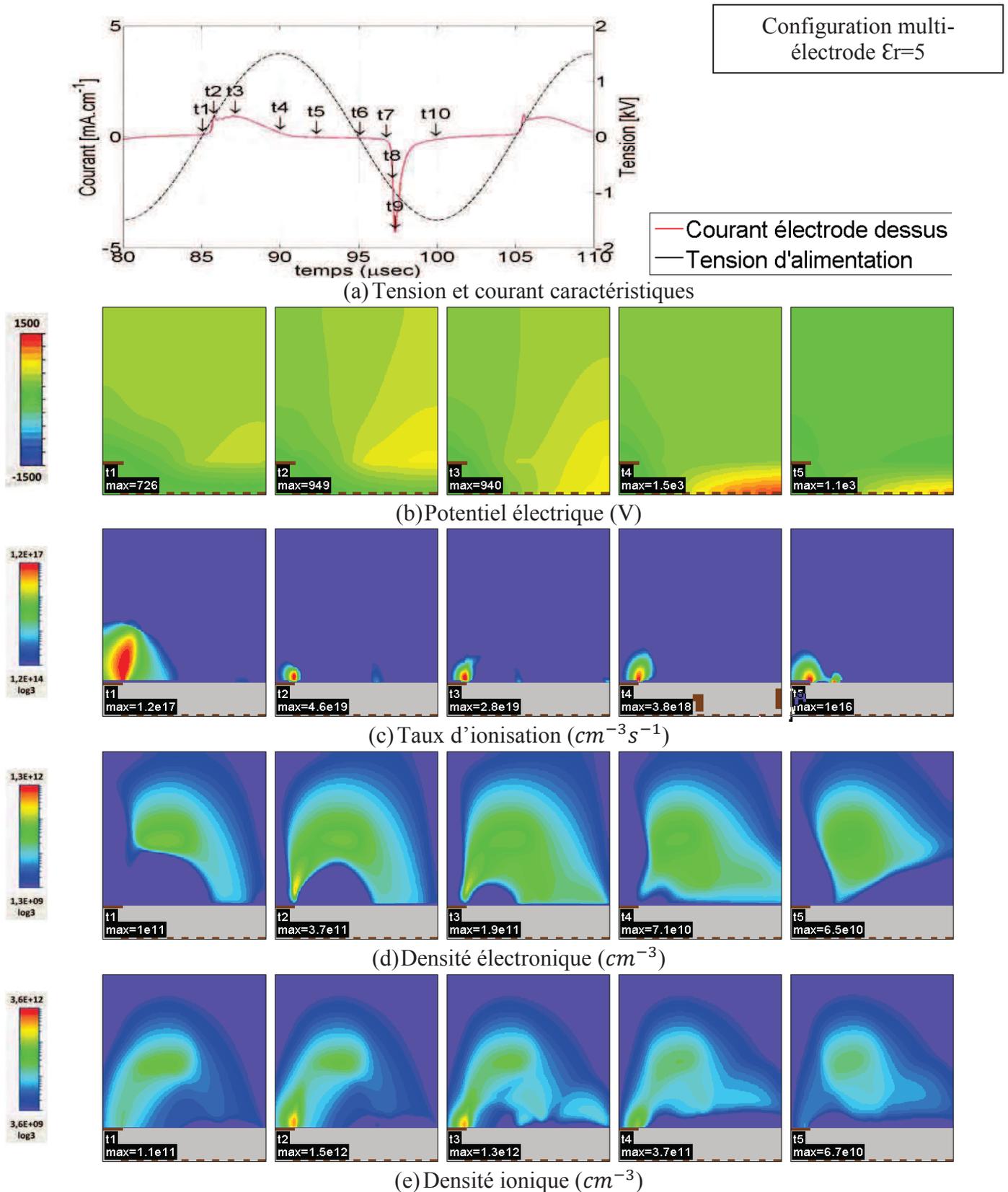


Figure 97 - Évolution spatio-temporelle d'une décharge de surface. La tension d'alimentation est sinusoïdale, $V_{es} = 1500 V$ et la fréquence $50 kHz$. Oscillogramme tension-courant (a), distribution du potentiel électrique (b), du taux d'ionisation (c), de la densité électronique (d) et de la densité ionique (e). À la surface du diélectrique ($\epsilon_r = 5$) $\gamma_e = 0,2$ et à la surface des électrodes $\gamma_e = 0,2$

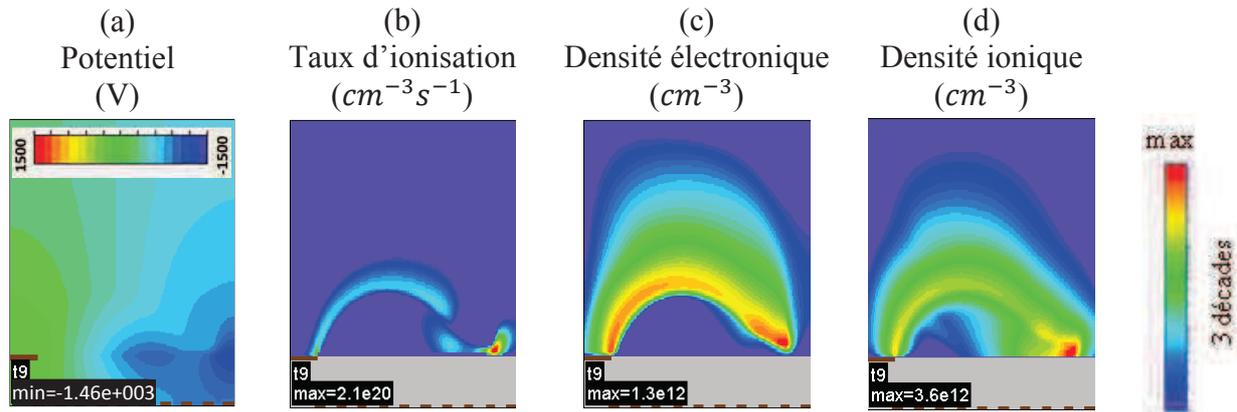


Figure 98 - Distribution spatiale du potentiel électrique (a), du taux d'ionisation (b), de la densité électronique (c) et de la densité ionique (d) à l'instant du maximum de courant durant l'alternance négative de la tension pour la géométrie du TP de la Figure 94. La tension d'alimentation est sinusoïdale, la fréquence de 50 kHz et l'amplitude est de 1500 V . À la surface du diélectrique ($\epsilon_r = 5$) $\gamma_e = 0,2$ et à la surface des électrodes $\gamma_e = 0,2$

Par souci de lisibilité les simulations dans les deux autres géométries ne sont pas présentées, mais des conclusions similaires peuvent être faites. À faible permittivité la décharge se produit plus en volume, les densités beaucoup plus faibles (1 à 2 ordres de grandeur) décroissent de façon ambipolaire après l'impulsion de courant qui est de durée plus courte.

3.4.3.1.3 Conclusion

Aux fortes permittivités, le diélectrique se charge lentement durant quasiment toute l'alternance et la tension aux bornes du gaz n'est jamais nulle, l'ionisation est permanente et le plasma décroît très peu. Les densités volumiques en début d'alternance sont donc importantes et conduisent à une décharge plus intense. La puissance moyenne mise en jeu durant une période peut dépasser les 30 W dans le cas de la géométrie du transformateur à forte permittivité. Ces puissances mises en jeu numériquement sont sensiblement plus grandes que la puissance limite du TP donnée par le constructeur, 6 W . En pratique, pour de telles puissances, le TP ne peut pas alimenter le plasma de façon stationnaire. Un régime transitoire apparaît conduisant à une chute de la tension au secondaire puis une remontée de cette dernière à sa valeur nominale après un temps caractéristique dépendant des propriétés du TP et de la charge au secondaire. Dans ce cas, le plasma a le temps de décroître, comme c'est le cas à faible permittivité, et de changer ainsi les conditions de rallumage de la prochaine décharge.

Afin de simuler un tel comportement, la partie suivante se consacre à l'étude de l'allumage de la décharge en absence de plasma en début d'alternance.

3.4.3.2 Rampe de tension

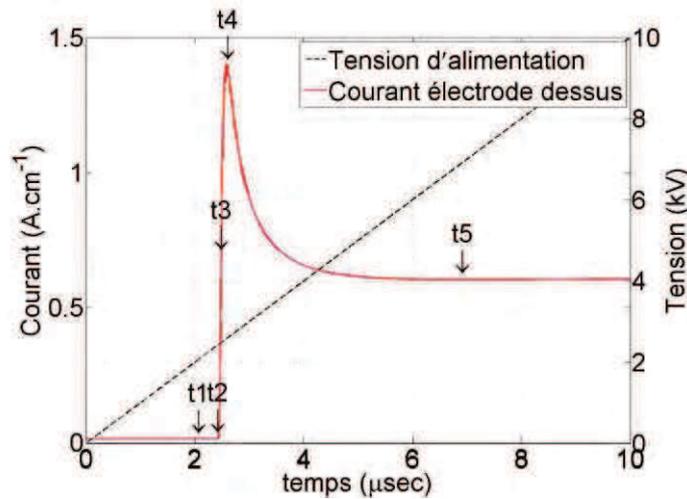
Seul le cas du transformateur piézoélectrique est traité, c'est-à-dire un diélectrique de permittivité relative égale à 1500 avec une distribution de potentiel en surface. Contrairement à la partie précédente où l'intérêt se porte au régime permanent à 50 kHz , ici l'analyse s'effectue sur l'allumage de la décharge en absence préalable de plasma. La simulation démarre donc d'un état initial sans charge de surface et avec seulement une faible densité de particules chargées ($n_e = n_i = 10^9\text{ cm}^{-3}$) uniformément répartie en volume. Une rampe de tension dont la pente correspond à celle d'un signal à 50 kHz pour une amplitude de 5 kV ($\text{pente} = 1000\text{ V}\mu\text{s}^{-1}$) est appliquée aux bornes des électrodes.

3.4.3.2.1 Rampe positive

Sur la Figure 99 sont tracés le courant et les évolutions spatio-temporelles du potentiel, du taux d'ionisation et de la densité électronique dans le cas d'une rampe positive de pente $1000 \text{ V}\mu\text{s}^{-1}$. La cathode est l'électrode supérieure. À l'instant t_1 , la distribution du potentiel est purement géométrique, la charge d'espace est nulle et aucune charge de surface n'est présente. L'ionisation débute du côté de l'anode comme pour toute décharge lumineuse classique. La distribution du potentiel conduit alors à l'extension de la gaine cathodique dans le volume sous la forme d'une arche qui relie la zone anodique externe à la cathode. Cette évolution est au final plus proche du cas sinusoïdal à faible permittivité que du cas à forte permittivité. Ce comportement n'est pas surprenant dans la mesure où comme il a été démontré à faible permittivité, en régime sinusoïdal, la charge d'espace en fin d'impulsion est faible. Cependant, si le courant diminue bien après le pic, on constate qu'une ionisation importante se poursuit, maintenant un courant constant de l'ordre de 600 mA . De par la forte permittivité diélectrique, la charge de la surface se fait plus lentement que la montée en tension. Un champ électrique suffisant pour entretenir une ionisation est donc maintenu en permanence. La densité électronique comme la densité ionique (non représentée ici) restent donc à un niveau important et ne décroissent plus sur des temps ultérieurs.

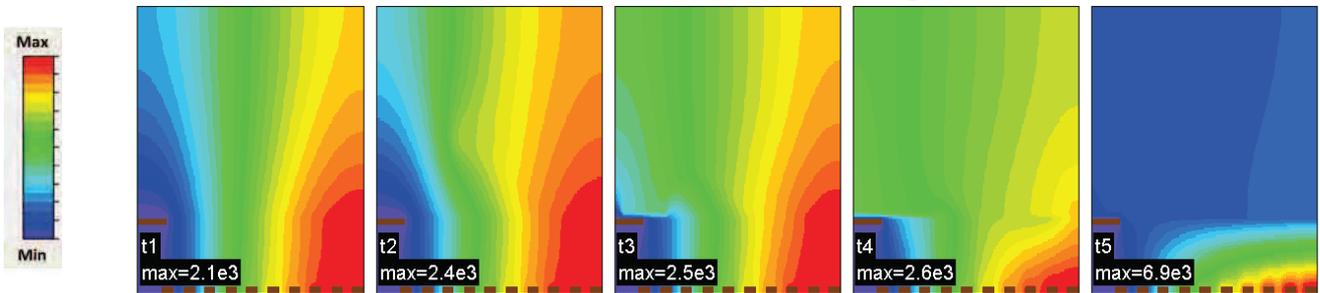
3.4.3.2.2 Rampe négative

Une rampe négative est appliquée sur les électrodes du dessous avec une répartition spatiale toujours sous forme sinusoïdale. L'électrode supérieure joue désormais le rôle d'anode. La tension de claquage est identique au cas de la rampe positive, environ $2,2 \text{ kV}$, mais la distribution du potentiel conduit à une meilleure efficacité d'ionisation. Le taux d'ionisation (Figure 100 (c)) atteint une valeur maximale 3 fois supérieure au cas d'une rampe positive, le maximum de courant étant également près de 3 fois supérieur. En revanche la durée du pic de courant est plus faible dans le cas négatif ($\sim 1,5 \mu\text{s}$ au lieu de $2,5 \mu\text{s}$) car la gaine cathodique, en s'étalant rapidement sur le diélectrique entre les instants t_3 et t_4 (voir Figure 100 (c)), mène plus rapidement à une chute de la tension aux bornes du gaz le long du diélectrique. À la suite de cette chute, comme pour la rampe positive, un courant constant de l'ordre de 600 mA s'établit grâce à la poursuite de la montée en tension. L'ionisation qui continue à alimenter la décharge se fait par contre le long de toute la surface du diélectrique alors qu'elle ne se fait qu'aux extrémités dans le cas de la rampe positive. On notera enfin la forme caractéristique d'arche entre les deux extrémités du TP comme pour la rampe positive.

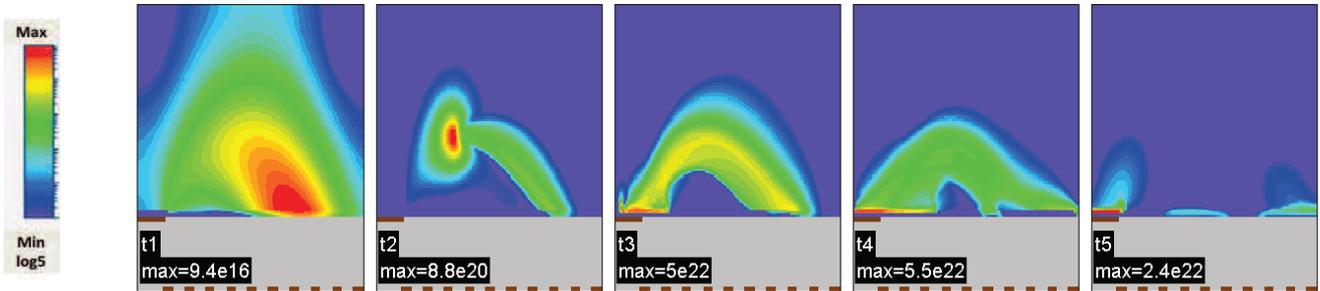


Configuration transformateur piézoélectrique $\epsilon_r=1500$

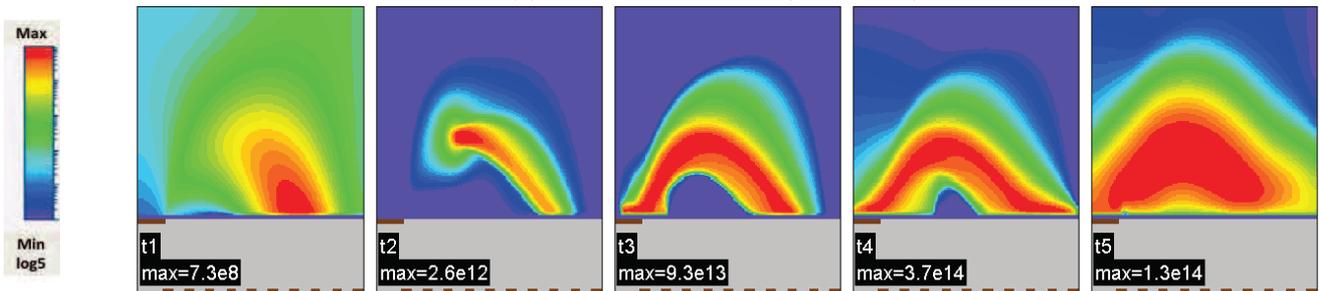
(a) Tension et courant caractéristiques



(b) Potentiel électrique (V)

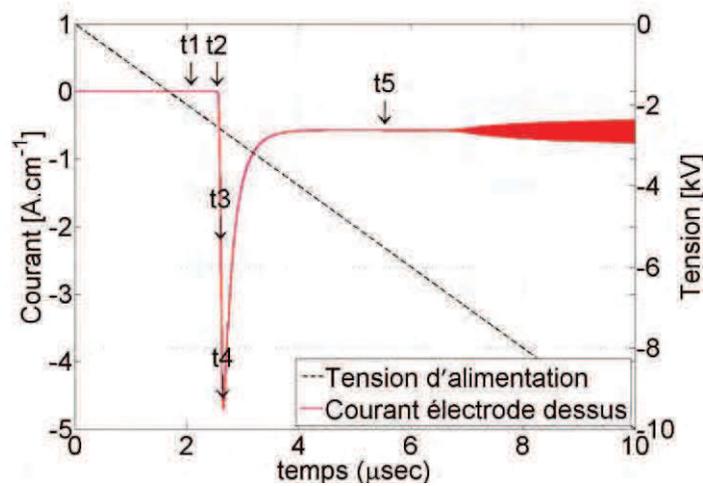


(c) Taux d'ionisation ($cm^{-3}s^{-1}$)



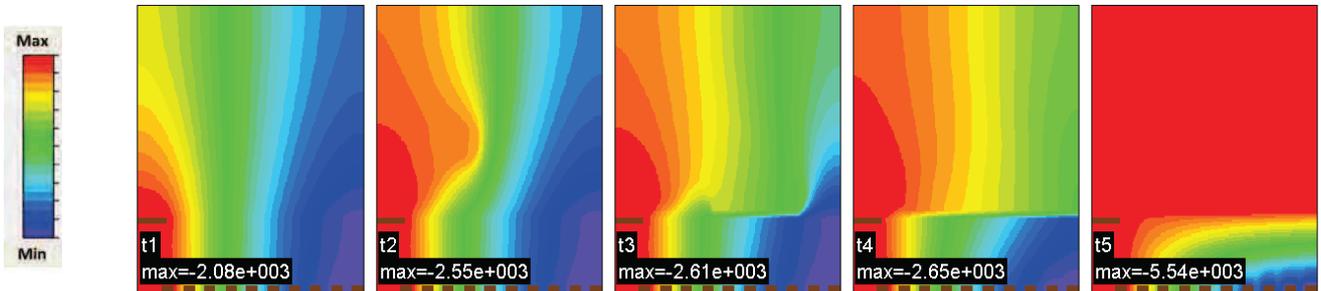
(d) Densité électronique (cm^{-3})

Figure 99 - Évolution spatio-temporelle d'une décharge électrique au voisinage du transformateur piézoélectrique. La tension d'alimentation est une rampe de tension de $+1000V\mu s^{-1}$ avec une distribution spatiale le long du diélectrique de forme sinusoïdale. Oscillogramme tension-courant (a), distribution du potentiel électrique (b), du taux d'ionisation (c) et de la densité électronique (d). À la surface du diélectrique ($\epsilon_r = 1500$) $\gamma_e = 0,4$ et à la surface des électrodes $\gamma_e = 0,2$

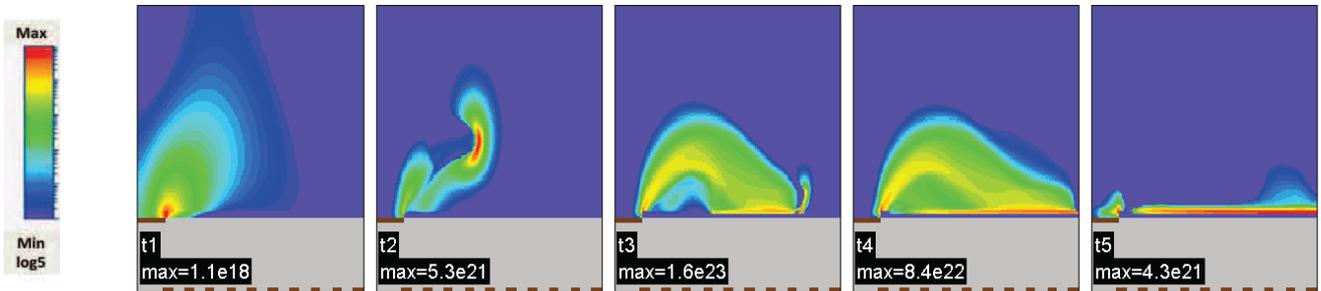


Configuration
transformateur
piézoélectrique
 $\epsilon_r=1500$

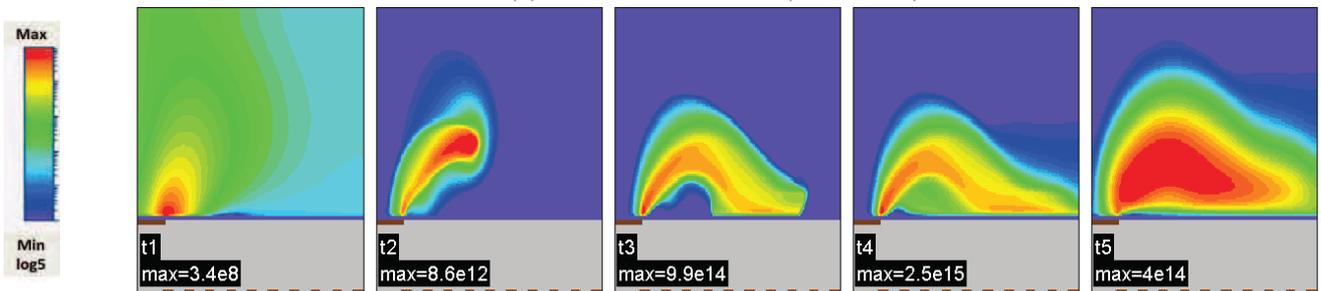
(a) Tension et courant caractéristiques



(b) Potentiel électrique (V)



(c) Taux d'ionisation ($cm^{-3}s^{-1}$)



(d) Densité électronique (cm^{-3})

Figure 100 - Évolution spatio-temporelle d'une décharge électrique au voisinage du transformateur piézoélectrique. La tension d'alimentation est une rampe de tension de $-1000V\mu s^{-1}$ avec une distribution spatiale le long du diélectrique de forme sinusoïdale. Oscillogramme tension-courant (a), distribution du potentiel électrique (b), du taux d'ionisation (c) et de la densité électronique (d). À la surface du diélectrique ($\epsilon_r = 1500$) $\gamma_e = 0,4$ et à la surface des électrodes $\gamma_e = 0,2$

3.4.3.2.3 Conclusion

Cette analyse du démarrage de la décharge en absence préalable d'un plasma et de charges en surface a permis de mettre en évidence un comportement différent du cas stationnaire en régime sinusoïdal. En absence initiale de plasma, la formation de la gaine et sa contraction sont visibles, un « saut » de la décharge entre les extrémités du TP est donc observé. En régime sinusoïdal, le plasma initialement présent ferme déjà le circuit et l'ionisation ne se fait plus en volume, elle reste en surface.

De par les instabilités à la pression atmosphérique, il n'a pas été possible de caractériser l'évolution spatio-temporelle de la décharge sur le TP, mais il est clair qu'elle n'apparaît pas stable et continue comme le laisserait apparaître le modèle en régime sinusoïdal. Une extinction de la décharge suivie d'un rallumage plusieurs périodes après, une fois le TP revenu à la résonance, est donc mieux décrite par le cas de la rampe de tension.

3.4.4 Étude numérique des forces électro-hydro-dynamiques générées par des décharges en surface d'un transformateur piézoélectrique.

En s'appuyant sur les résultats de la section précédente (3.4.3), cette section vise à comparer pour différentes distributions du potentiel et deux permittivités relatives du diélectrique, les forces électro-hydro-dynamiques générées à partir des décharges de surface.

Après une introduction de cette force, l'étude comparative porte sur les faibles permittivités puis sur les hautes pour des alimentations de type sinusoïdale à 50 kHz. Enfin, après une même étude dans le cas d'une rampe de tension, la conclusion portera sur les intérêts qu'une configuration de type transformateur piézoélectrique peut présenter.

3.4.4.1 Introduction à la force électro-hydro-dynamique (EHD)

La force électro-hydro-dynamique engendrée par un plasma correspond simplement au transfert de quantité de mouvement des particules chargées vers les neutres du gaz lors de leurs collisions [32]. Cette force \vec{f} par unité de volume et par unité de temps peut s'écrire :

$$\vec{f} = e(n_i - n_e)\vec{E} \quad (75)$$

Où n_i et n_e sont les densités d'ions et d'électrons respectivement, e est la charge électrique élémentaire et \vec{E} le champ électrique.

Afin de comparer plus facilement les résultats de diverses simulations, deux autres grandeurs sont également introduites. À partir de la force volumique et instantanée, il est possible de calculer l'intégrale de la force sur tout le domaine de simulation, noter $\vec{F}(t)$, puis de calculer l'intégrale dans le temps, noter $\vec{S}(t)$, telles que :

$$\vec{F}(t) = \int \vec{f}(x, y, t) dx dy \quad (76)$$

$$\vec{S}(t) = \int \vec{F}(t') dt' \quad (77)$$

Ces vecteurs peuvent alors être décomposés selon les deux directions X et Y qui, pour rappel, représentent respectivement les directions longitudinales et transverses au TP.

3.4.4.2 Faible permittivité

L'étude débute par la configuration du transformateur, qui en plus d'être l'objet central de cette thèse présente des similitudes avec les deux autres configurations.

En premier lieux, la correspondance entre l'apparition d'un pic de courant, signe de la croissance d'une décharge lumineuse à la surface du diélectrique, et d'un pic de la force EHD est évidente. Entre chaque pic, il est également possible d'observer la génération d'une force relativement faible.

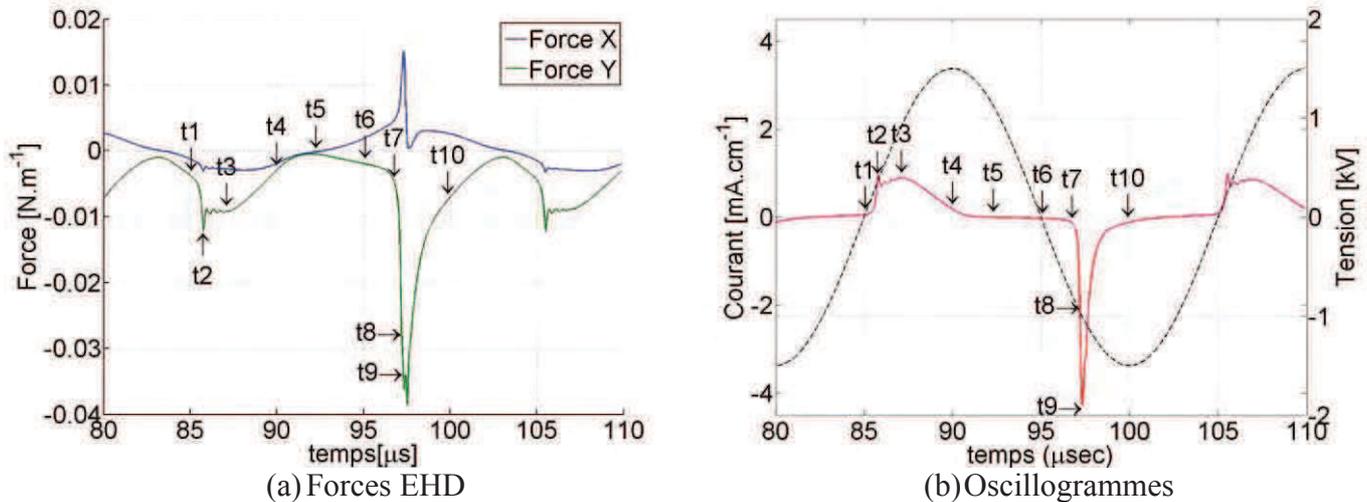


Figure 101 - Évolution de la force électro-hydro-dynamique générée à la surface du dispositif TP. La tension d'alimentation est sinusoïdale, $V_{es} = 1500 V$ et la fréquence de $50 kHz$. À la surface du diélectrique ($\epsilon_r = 5$) $\gamma_e = 0,2$ et à la surface des électrodes $\gamma_e = 0,2$

La synthèse des travaux engagés par Lagmich Youssef montre une correspondance très forte entre l'évolution spatio-temporelle des ions positifs et de la force EHD. La description rapide de leurs évolutions dans les configurations de notre étude permet une meilleure compréhension de l'évolution de la force EHD (Figure 102).

Lors de l'alternance positive, de t_1 à t_6 , la gaine ionique est confinée aux abords de l'électrode supérieure et ne peut pas se propager. Le reste du volume forme le plasma comme on peut le voir sur la Figure 101 (b) où la charge d'espace est nulle en volume. La force EHD n'est donc produite que dans une zone restreinte. Pendant l'alternance négative de la tension d'alimentation (t_6 à t_{10}), la cathode est située sous le diélectrique. La distribution du potentiel, comme il a été vu dans la section précédente, conduit à une propagation de la gaine ionique de l'anode vers l'extrémité du TP en formant une arche. La gaine finit alors par s'étaler le long du diélectrique. La charge d'espace supérieure durant cette alternance entraîne la génération d'une force EHD plus importante.

L'observation de la force intégrée lors d'une période (Figure 103) montre que la force augmente principalement durant la phase de fort courant lors de la propagation de la gaine ionique. Aussi, on observe qu'elle est dirigée selon l'axe des X positifs lors de l'alternance négative de la tension et des X négatifs dans l'autre demi-période. Au final, la force générée selon l'axe X reste faible en comparaison de celle selon l'axe Y qui est toujours dirigée vers la surface du diélectrique.

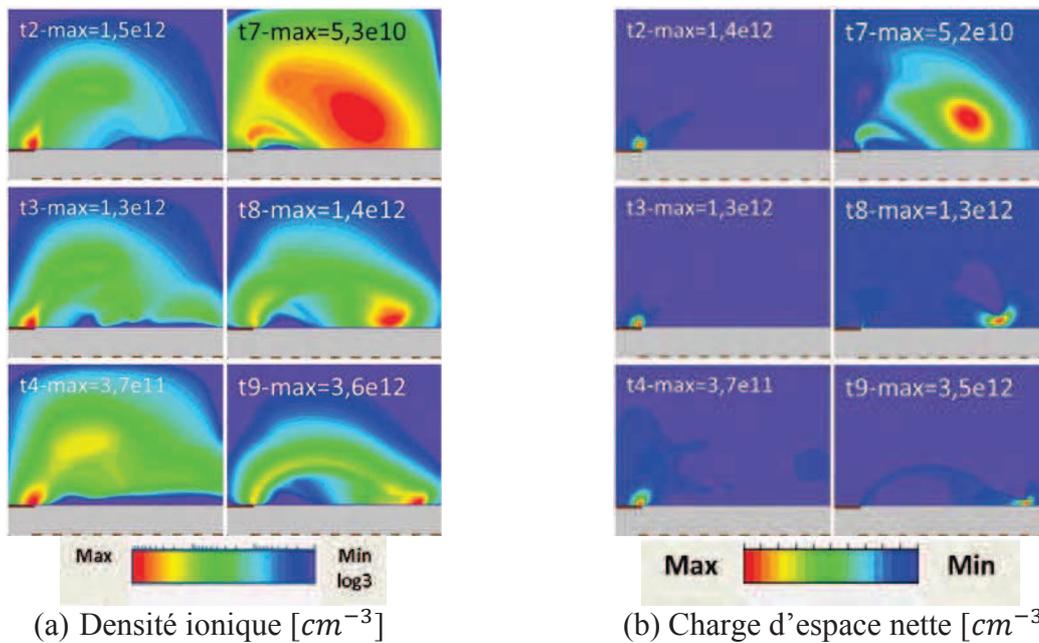


Figure 102 - Évolution spatio-temporelle de la densité ionique (a) et de la charge d'espace (b) lors d'une décharge à la surface du dispositif TP. La tension d'alimentation est sinusoïdale $V_{es} = 1500 V$ et la fréquence $50 kHz$. À la surface du diélectrique ($\epsilon_r = 5$) $\gamma_e = 0,2$ et à la surface des électrodes $\gamma_e = 0,2$

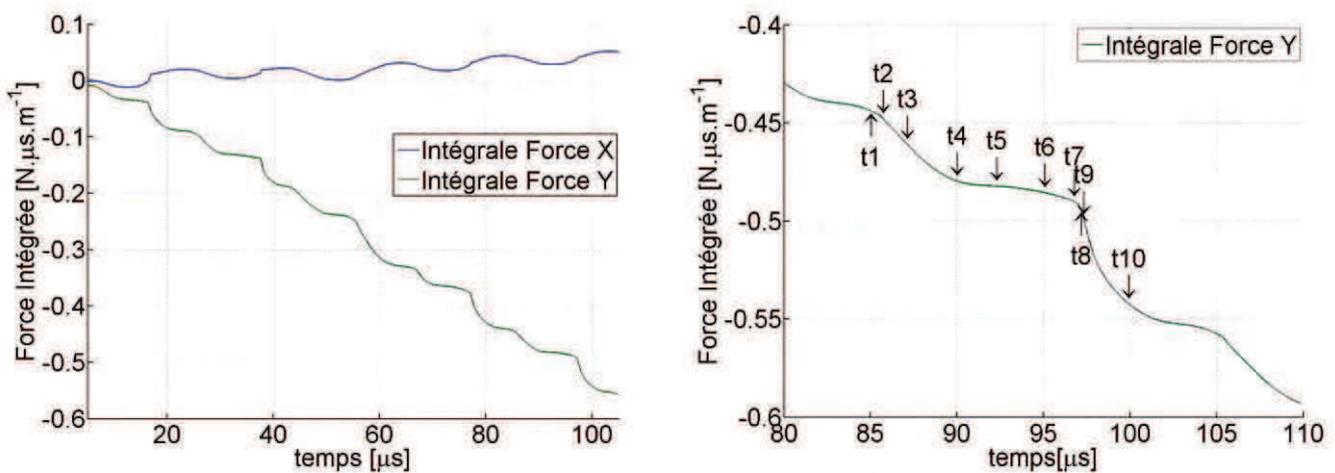


Figure 103 - Évolution temporelle de la force intégrée générée à la surface du dispositif TP. La tension d'alimentation est sinusoïdale, $V_{es} = 1500 V$ et la fréquence de $50 kHz$. À la surface du diélectrique ($\epsilon_r = 5$) $\gamma_e = 0,2$ et à la surface des électrodes $\gamma_e = 0,2$

Dans le même souci de synthèse que la section précédente, les évolutions spatio-temporelles des différentes grandeurs ne sont pas présentées pour les deux autres géométries. Seuls les oscillogrammes courant-tension, les évolutions temporelles des forces en X et en Y ainsi que les forces intégrées sont tracés sur la Figure 104.

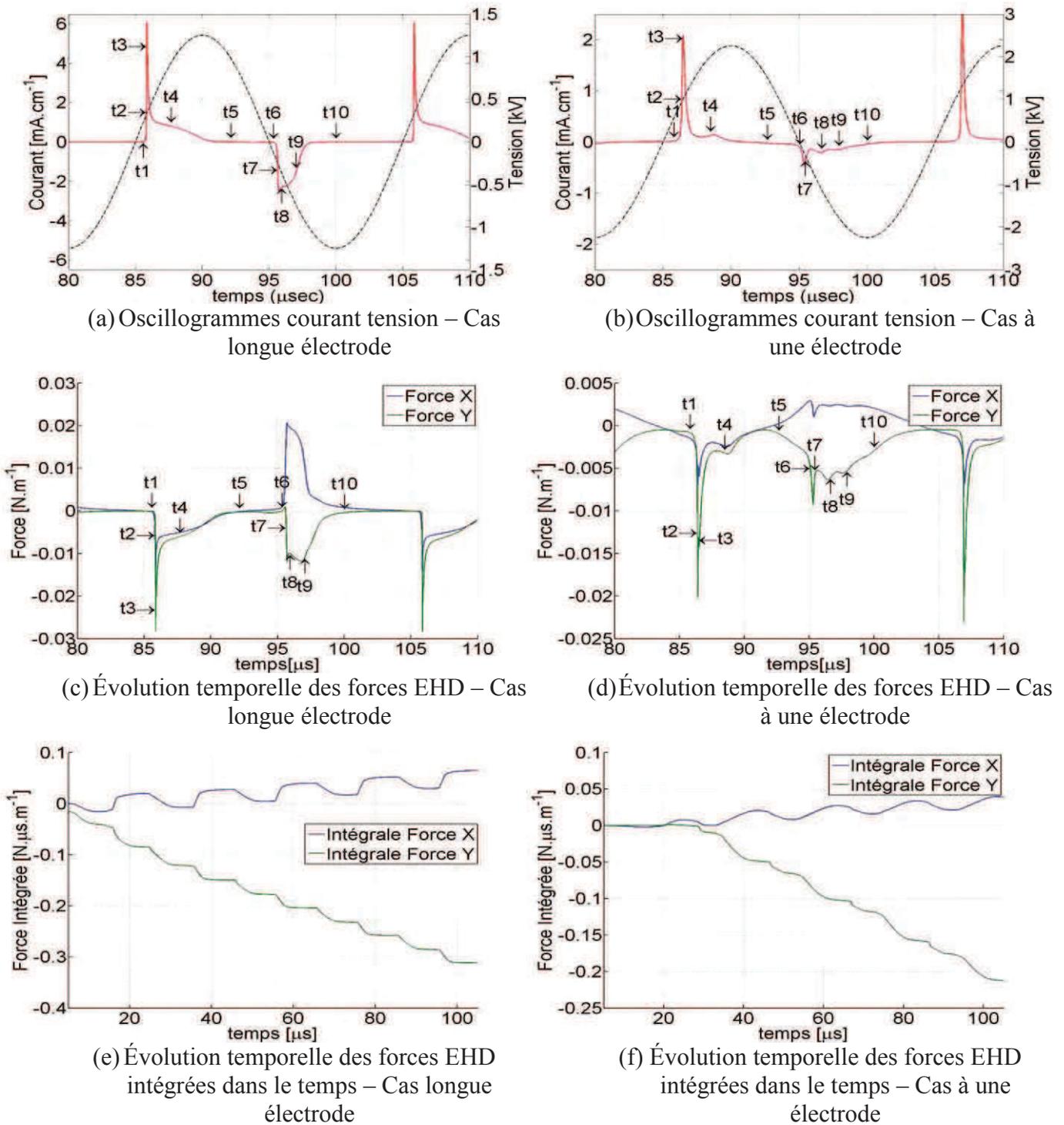


Figure 104 - Évolution de la force électro-hydro-dynamique générée à la surface des dispositifs à une électrode ou longue électrode. La tension d'alimentation est sinusoïdale, $V_{es} = 1500 V$ et la fréquence de $50 kHz$. À la surface du diélectrique ($\epsilon_r = 5$) $\gamma_e = 0,2$ et à la surface des électrodes $\gamma_e = 0,2$

Une synthèse des résultats (Tableau 16) permet de comparer l'efficacité de chaque configuration. La puissance électrique moyenne consommée et les forces moyennes sont calculées lorsque le régime stationnaire est atteint ($85\mu s$ à $105\mu s$). Il apparaît clairement, quelle que soit la géométrie, que la force est essentiellement dirigée vers la surface du

diélectrique. Son amplitude suivant l'axe Y est typiquement 10 à 30 fois supérieure que suivant l'axe X. Il est à noter également que la géométrie la plus efficace correspond au transformateur piézoélectrique. La configuration à une seule électrode conduit même à la génération d'une force suivant l'axe X dans le sens négatif. La différence entre les cas trouve son origine dans la partie négative de l'alternance de tension, c'est-à-dire lorsque la gaine peut s'étaler le long du diélectrique. Remarque précédemment vu dans la description du cas TP, c'est durant cette phase que la force est prépondérante. Il n'est donc pas surprenant de trouver une force en X négative dans le cas à une électrode puisque la gaine ionique ne peut pas s'étaler autant le long du diélectrique que dans les deux autres géométries.

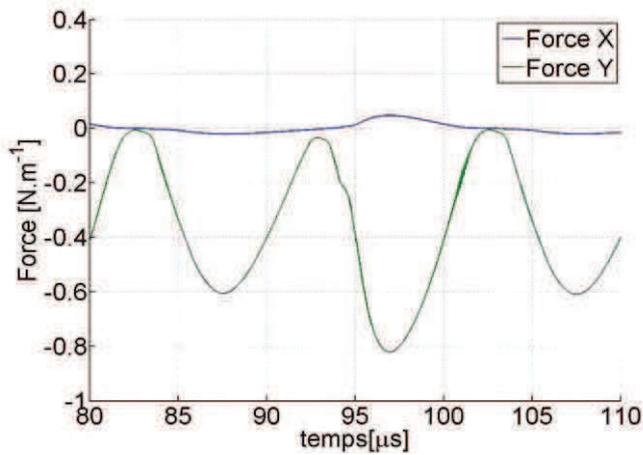
Ces résultats montrent clairement des différences fondamentales avec les décharges classiques dans l'air utilisées pour le contrôle d'écoulement. Les forces générées ici sont beaucoup plus faibles, principalement suivant l'axe X. Comme il a été vu dans la description des décharges 0, à cette fréquence dans l'Hélium, même pour une faible permittivité, le plasma décroît mais reste toujours à des valeurs supérieures à 10^{10} cm^{-3} . Cette présence résiduelle du plasma en volume couplée à une montée rapide de la tension ne permet pas la formation d'une décharge couronne, seule susceptible de conduire à la génération d'une force EHD importante.

Tableau 16 - Récapitulatif de la puissance électrique moyenne consommée, de la force EHD moyenne générée parallèlement (Force X) et perpendiculairement (Force Y) au diélectrique, et du rapport de la force générée sur la puissance consommée, en fonction de la géométrie (i.e. de la distribution du potentiel) pour le cas d'une faible permittivité relative ($\epsilon_r = 5$)

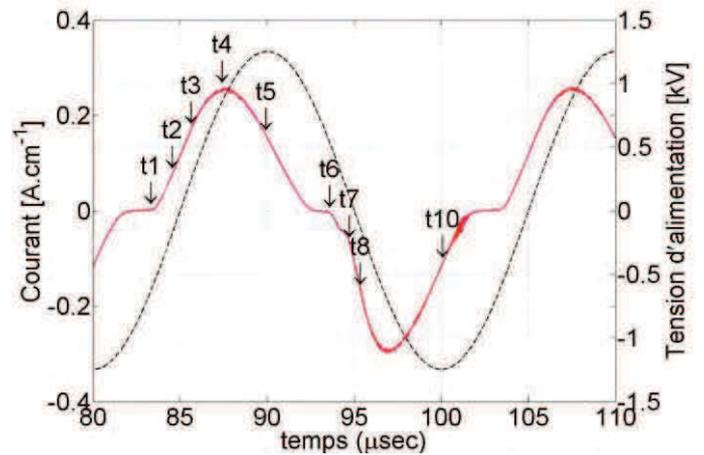
Configuration	Électrode longue	Une électrode	Transformateur Piézoélectrique
Puissance moyenne [W.cm^{-1}]	0.53	0.22	0.28
Force moyenne X [mN]	0.33	-0.13	0.45
Force moyenne Y [mN]	-6.45	-3.64	-5.87
Force X / Puissance [$\mu\text{N/W}$]	6.19	-5.90	16.07
Force Y / Puissance [$\mu\text{N/W}$]	-119.83	-162.99	-209.82

3.4.4.3 Forte permittivité

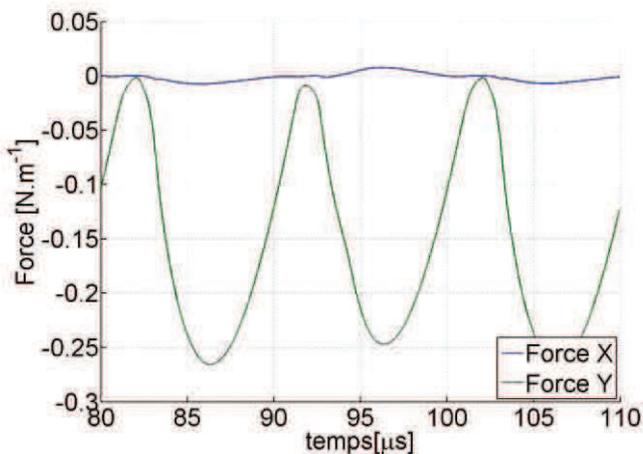
Pour terminer cette étude de la force EHD, une analyse des trois géométries tests avec une forte permittivité relative ($\epsilon_r = 1500$) est effectuée. A partir de la Figure 105 il est possible de constater que les évolutions temporelles des forces EHD sont identiques pour les trois distributions de potentiel. La force selon l'axe X, parallèle à la surface, évolue peu au cours du temps, tandis que la force suivant l'axe Y, perpendiculaire à la surface, présente des variations sinusoïdales. Les deux composantes de la force ont des amplitudes bien plus importantes que dans le cas d'une faible permittivité, mais restent faibles en regard de la puissance électrique dissipée dans la décharge qui est plus de 100 fois supérieure au cas à faible permittivité (voir Tableau 17). Une nouvelle fois, ces évolutions sont liées à la présence continue d'un plasma volumique de forte densité ($n_e > 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) durant la quasi-totalité de la période, ce qui n'autorise pas la génération d'une force EHD importante ($n_e = n_i$ d'où $\vec{f} = \vec{0}$). Seule la présence de la gaine assure la génération de la force, et c'est en fonction de cette zone que quelques différences minimales apparaissent entre les divers cas. Aussi, la similitude entre les cas était attendue dans la mesure où les évolutions spatio-temporelles des décharges sont identiques, comme évoqué dans la section précédente.



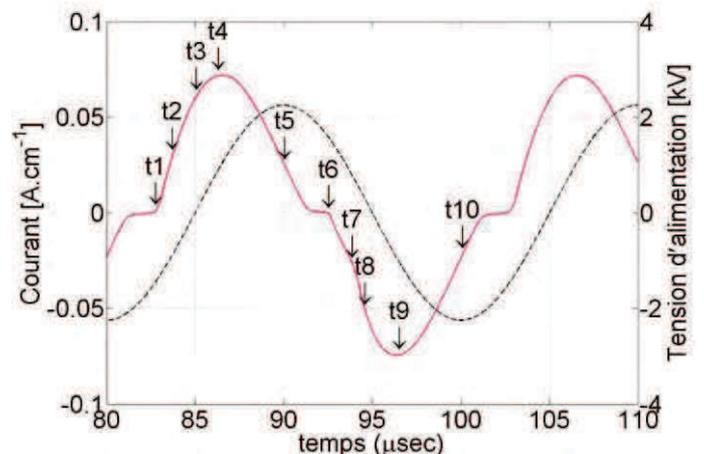
(a) Longue électrode : Force EHD



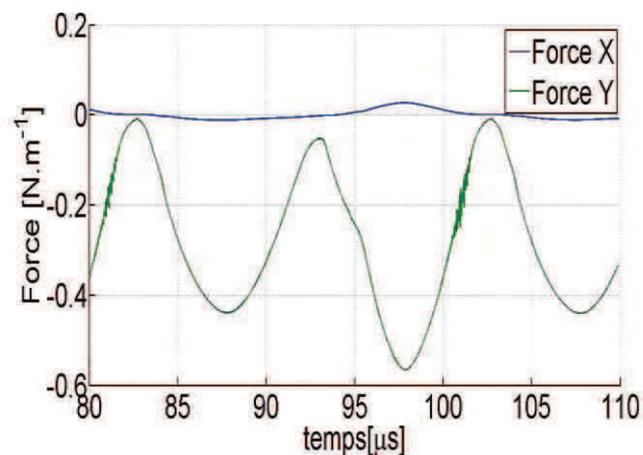
(b) Longue électrode : Oscillogrammes



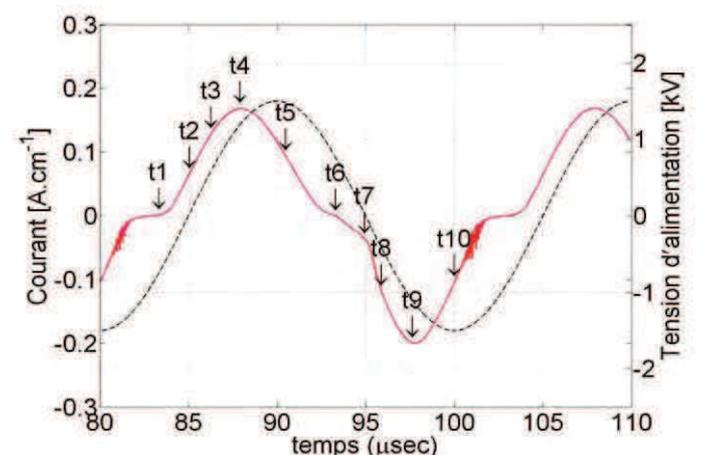
(c) 1 électrode : Force EHD



(d) 1 électrode : Oscillogrammes



(e) Transformateur Piézoélectrique : Force EHD



(f) Transformateur Piézoélectrique : Force EHD

Figure 105 - Évolution de la force électro-hydro-dynamique, de la tension et du courant dans le cas d'une forte permittivité diélectrique ($\epsilon_r = 1500$). La tension d'alimentation est sinusoïdale d'une fréquence de 50 kHz. À la surface du diélectrique ($\epsilon_r = 1500$) $\gamma_e = 0,4$ et à la surface des électrodes $\gamma_e = 0,2$

Un tableau récapitulatif calculé sur le cas à faible permittivité permet à son tour de comparer les différentes configurations entre elles. Les trois évolutions étant très proches, il est normal de retrouver à quelques pourcents près les mêmes rapports entre force EHD et puissance électrique quelle que soit la configuration. Cependant, il est aussi notable que ce rapport est largement inférieur à celui obtenu à faible permittivité. L'efficacité dans la production de la force est inférieure, ce qui est normal compte tenu de l'augmentation de la permittivité qui conduit à la présence continue du plasma et à l'absence de propagation de la gaine ionique.

Tableau 17 - Récapitulatif de la puissance électrique moyenne consommée, de la force EHD moyenne générée parallèlement (Force X) et perpendiculairement (Force Y) au diélectrique et du rapport de la force générée sur la puissance électrique consommée, en fonction de la distribution du potentiel pour le cas d'une forte permittivité relative ($\epsilon_r = 1500$)

Configuration		Electrode longue	Une électrode	Transformateur Piézoélectrique
Puissance moyenne [W.cm-1]	$\epsilon_r = 1500$	147.76	43.03	101.97
Force moyenne X [mN]	$\epsilon_r = 1500$	9.27	-0.48	4.37
Force moyenne Y [mN]	$\epsilon_r = 1500$	-478.72	-167.39	-352.52
Force X / Puissance [$\mu\text{N/W}$]	$\epsilon_r = 1500$	0.63	-0.11	0.43
Force Y / Puissance [$\mu\text{N/W}$]	$\epsilon_r = 1500$	-32.39	-38.90	-34.57

3.4.4.4 Conclusion sur l'étude des forces électro-hydro-dynamiques

L'analyse des forces électro-hydro-dynamiques dans le cas à haute pression dans l'Hélium a permis de mettre en évidence plusieurs points. À la fréquence de travail choisie qui correspond à celle du transformateur caractérisé expérimentalement ($f = 50 \text{ kHz}$), le plasma présent durant pratiquement toute la période du signal ne permet pas de générer des forces EHD importantes. Il favorise, même à faible permittivité, la formation immédiate d'une décharge lumineuse, sans passer par la formation d'une décharge couronne transitoire comme c'est habituellement le cas dans les configurations usuelles mise en œuvre pour le contrôle d'écoulement (Air, faible permittivité relative du diélectrique de l'ordre de 3, faible fréquence entre 1 et 5 kHz et forte amplitude supérieure à la dizaine de kV). Les conditions de fonctionnement théoriques imposées par le TP ne semblent donc pas adaptées à la génération d'un écoulement de surface dans l'Hélium. Néanmoins il a été vu dans la section précédente que le TP ne pouvait pas fonctionner ainsi, avec de telles puissances mises en jeu. Il présente plutôt un comportement transitoire conduisant à la génération d'une décharge, non pas à chaque période du signal d'alimentation, mais à un nombre de période dépendant de la capacité du TP à retrouver son fonctionnement nominal. L'arrêt de l'alimentation permet ainsi au plasma de décroître entre deux décharges, comme si la fréquence était plus faible. On s'attendrait donc à avoir en réalité de meilleures performances. Des simulations avec les rampes de tension, qui nous l'avons vu dans la section précédente peuvent simuler ce fonctionnement transitoire, ont permis effectivement de mettre en évidence une amélioration de la force. Toutefois il faut garder à l'esprit que, à elle seule, la contrainte d'une forte permittivité est suffisante pour limiter

la génération de la force. Aussi, même les premières simulations que nous avons faites dans l'air avec une telle permittivité à une fréquence de 50 kHz, n'ont pas donné de résultats plus probants. Enfin, en ce qui concerne la distribution du potentiel, autre caractéristique forte d'un transformateur piézoélectrique, nous avons vu qu'elle pouvait conduire à améliorer la génération de la force parallèle ou perpendiculaire dans le cas d'une faible permittivité. Cet effet pourrait être mis à profit dans des conditions standards de contrôle d'écoulement. En revanche il est malheureusement masqué par l'influence de la forte permittivité dans le cas d'une configuration réelle de transformateur piézoélectrique.

Aux fortes permittivités, le diélectrique se charge lentement durant quasiment toute l'alternance et la tension aux bornes du gaz n'est jamais nulle, l'ionisation est permanente et le plasma décroît très peu. Les densités volumiques en début d'alternance sont donc importantes et conduisent à une décharge plus intense. La puissance moyenne mise en jeu durant une période peut dépasser les 30 W dans le cas de la géométrie de type transformateur piézoélectrique à forte. Ces puissances mises en jeu numériquement sont sensiblement plus grandes que la puissance limite du TP donnée par le constructeur, 6 W. En pratique, pour de telles puissances, le TP ne peut pas alimenter le plasma de façon stationnaire. Un régime transitoire apparaît conduisant à une chute de la tension au secondaire puis une remontée de cette dernière à sa valeur nominale après un temps caractéristique dépendant des propriétés du TP et de la charge au secondaire. Dans ce cas, le plasma a le temps de décroître, comme c'est le cas à faible permittivité, et de changer ainsi les conditions de rallumage de la prochaine décharge.

3.5 Conclusion

L'originalité de la structure piézoélectrique permet à celle-ci de générer une palette très complexe de plasma à des pressions allant de quelques torrs à la pression atmosphérique. Ne pouvant faire une description exhaustive de celle-ci, seules deux configurations ont été abordées pour leurs critères de simplicité ou leurs perspectives d'applications.

À travers ce chapitre trois, une étude expérimentale a donc été couplée à une étude numérique afin de poser les premières bases de compréhension des couplages liant le transformateur piézoélectrique à la décharge électrique générée à sa surface. Cependant une étude préliminaire autour d'une DBD plan-plan a été nécessaire pour aborder deux caractéristiques fondamentales des céramiques piézoélectriques que sont la haute permittivité (>1000) et leurs propriétés ferroélectriques intrinsèques.

Cette étude préliminaire a permis de mettre en avant le rôle majeur de la permittivité relative du diélectrique sur l'évolution spatio-temporelle de la décharge. Dans le cas d'une alimentation sinusoïdale et pour des fortes valeurs de permittivité relative, il est possible de générer une décharge quasi-statique dans l'espace inter-électrodes. Celle-ci se caractérise par une forte densité de charge électrique mais aussi par un comportement résistif vu des bornes de la DBD. Ce comportement est d'autant plus favorisé aux hautes fréquences (>10kHz). La seconde partie de l'étude a pu mettre en avant une caractéristique très avantageuse des céramiques ferroélectriques de type PZT. En effet les tensions de fonctionnement (claquage et maintien du gaz) sont très inférieures à celles obtenues avec du PVC, matériau de faible permittivité. Cependant les origines liées à ce phénomène n'ont pu être identifiées car les méthodes de mesures mises en œuvre dans cette étude sont insuffisantes pour différencier l'influence de la nature de surface des matériaux, des propriétés intrinsèques des matériaux ferroélectriques tels que la polarisation ou l'émission électronique ferroélectrique. Les suites à mener peuvent être faites à court et long terme, mais dépendent essentiellement de l'étude des tensions de fonctionnement à partir d'un même échantillon ferroélectrique, avant et après sa dépolarisation. Dans le cas d'une influence avérée de l'état de polarisation, la mise en place d'une caractérisation du phénomène d'émission électronique ferroélectrique serait alors

nécessaire afin de montrer son influence et d'en comprendre les mécanismes pour une optimisation sur l'ensemble des dispositifs piézoélectriques. Dans le cas où la dépolarisation des céramiques n'a aucune influence sur les tensions de fonctionnement, l'origine de ces faibles valeurs pourrait être attribuée exclusivement à la nature des surfaces des céramiques et nécessiterait alors une caractérisation de surface des matériaux.

L'étude préliminaire a finalement permis de valider l'utilisation du code numérique GDSIM pour la description qualitative de l'évolution spatio-temporelle des décharges électriques générées à partir d'un diélectrique de forte permittivité. À cette fin, toutes les propriétés des céramiques ferroélectriques sont englobées dans le coefficient d'émission secondaire effectif dont la valeur est ajustée pour correspondre aux tensions de fonctionnement.

À la suite de l'étude préliminaire et des résultats des chapitres précédents, ce chapitre s'est alors attaché à caractériser les couplages existant entre le transformateur piézoélectrique et le plasma, et à valider l'utilisation du code numérique GDSIM pour la description du transformateur. La génération d'une décharge basse pression dans un environnement contrôlé a été nécessaire pour placer le transformateur piézoélectrique dans un fonctionnement optimal et stationnaire, mais aussi pour mesurer de manière non-intrusive le courant de décharge transmis entre le secondaire du générateur piézoélectrique et la décharge. Les résultats fournis par le code numérique à basse pression sont très encourageants. Bien que celui-ci ne puisse modéliser le comportement électromécanique du transformateur et les effets de bords 3D, il décrit de manière très fidèle l'évolution spatio-temporelle de la décharge. Il a été possible de mettre en avant l'influence de la contre électrode à faible pression, et notamment l'absence d'effets de bords produits par les arrêtes du transformateur et les pointes à l'extrémité du TP lorsque l'électrode au primaire est présente. Dans un second temps, nous avons montré le rôle majeur joué par la forte permittivité du diélectrique du transformateur ($\epsilon_r = 1500$) à des fréquences proches de 50kHz. La surface de celui se charge positivement et ne voit plus de modification de celle-ci au cours du temps, puis la charge volumique reste quasiment constante durant la période du signal. Les résultats très encourageants à basse pression sont une base d'appuis pour la compréhension du comportement du transformateur à plus haute pression, ils nécessitent cependant d'être complétés afin de mieux prendre en compte les effets de bords en passant par une modélisation 3D. De même, afin de poursuivre ces études à plus fortes puissances, il est nécessaire d'intégrer un modèle électrique équivalent du transformateur afin de prendre en compte son comportement électromécanique.

Le chapitre trois s'est orienté au final vers une étude numérique des décharges de surfaces générées à haute pression, le but étant de caractériser l'influence de la permittivité et de la distribution du potentiel électrique le long de la surface. Le choix de cette configuration n'est pas anodin et tend à montrer l'intérêt d'utiliser le transformateur piézoélectrique pour la génération de décharges de surface pour le contrôle d'écoulement ou la génération de vent ionique pour le refroidissement par exemple.

Pour ce faire, l'étude s'est basée sur l'analyse de l'évolution spatio-temporelle de la décharge et des forces électro-hydro-dynamiques simulées dans le cas à haute pression dans un gaz d'Hélium. Les résultats obtenus ont montré qu'à la fréquence de travail du générateur piézoélectrique ($f = 50$ kHz) et dans un régime stationnaire, le plasma présent durant pratiquement toute la période du signal ne permet pas de générer des forces EHD importantes. Cependant il a été montré qu'un cas plus réaliste nécessiterait de placer le transformateur dans un régime transitoire durant lequel le plasma aurait le temps de décroître. Dans un second temps, l'étude des permittivités a montré qu'une augmentation de cette dernière provoque une forte diminution de l'efficacité dans la génération de la force tout en l'augmentant en amplitude (i.e. la puissance électrique consommée augmente plus que la force). Ces résultats sont bien entendu qualitatifs, puisque tributaires des choix de simplification du modèle, en particulier l'absence de description de la cinétique.

En ce qui concerne la distribution du potentiel, autre caractéristique forte d'un transformateur piézoélectrique, celle-ci a conduit à améliorer la génération de la force parallèle ou perpendiculaire dans le cas d'une faible permittivité. Cet effet pourrait être mis à profit dans des conditions standards de contrôle d'écoulement. En revanche il est malheureusement masqué par l'influence de la forte permittivité dans le cas d'une configuration réelle de transformateur piézoélectrique.

Au final, cette étude numérique doit être couplée à des mesures expérimentales afin de caractériser de manière réaliste l'influence du régime transitoire sur la génération de la force Electro-Hydro-Dynamique.

Conclusion générale

Ce mémoire de thèse fait état des travaux sur la compréhension des couplages entre le transformateur piézoélectrique de type Rosen et les décharges plasmas générées à sa surface.

Suite au premier chapitre faisant un rappel succinct du phénomène piézoélectrique et du principe de transformateur piézoélectrique, un état de l'art a été effectué sur l'utilisation des générateurs piézoélectriques dédiés à la génération de décharges plasmas ainsi que des sources ferroélectriques plasmas. Une synthèse de ces travaux a pu montrer que si un certain nombre de couplages entre les générateurs et les décharges ont déjà été identifiés, leurs origines restent relativement méconnues. Les travaux engagés durant cette thèse ont pour but de mieux comprendre ces phénomènes remarquables, ceci afin d'optimiser la génération des décharges plasmas, en s'appuyant sur les connaissances actuelles des céramiques ferroélectriques, de l'influence de la géométrie et de la distribution du potentiel de surface.

La génération d'une décharge est issue du champ électrique initié par la déformation mécanique du milieu piézoélectrique, conduisant à son allumage puis à son maintien dans l'environnement de la céramique. La connaissance de ce champ électrique est donc primordiale. Celui-ci dépend nécessairement de la distribution de potentiel observable à la surface du transformateur ainsi qu'à sa géométrie. Pour cette raison le chapitre deux est totalement consacré à l'évaluation et à la mesure de cette distribution de potentiel. Dans ce mode de fonctionnement particulier, les modèles classiquement admis ne sont plus pertinents lorsqu'il s'agit de décrire le fonctionnement avant allumage de la décharge, c'est-à-dire en condition de faible amortissement. Effectivement, de fortes non-linéarités sont visibles sur toutes les caractéristiques électromécaniques invalidant les hypothèses de relations linéaires piézoélectriques couramment admises.

Les travaux précédents de Clément Nadal ont permis de répondre à ce besoin de l'étude par le développement d'un modèle mieux adapté prenant en compte les phénomènes non-linéaires en régime établi. Après la présentation succincte du modèle et la caractérisation du transformateur, l'identification des paramètres de l'amortissement mécanique et de la constante de raideur de 3^e ordre ont permis de valider ce modèle spécifique.

Par la suite l'étude du potentiel électrique de surface est engagée. La nécessité de mesures expérimentales permettant de conforter le modèle analytique a poussé au développement d'un dispositif de mesure par couplage capacitif. À défaut de fournir une image absolument fidèle à la théorie (imputable à la méthode mais également aux approximations du modèle théorique), celui-ci confirme dans le même temps l'allure globale de la distribution du potentiel de surface, conforte les résultats de simulations numérique 2D dans l'environnement du transformateur, et enfin l'incidence de la saturation lors d'un fonctionnement à fortes sollicitations.

À noter par ailleurs que l'utilisation d'un transformateur piézoélectrique fortement résonant a amené un certain nombre de difficultés concernant la chaîne d'alimentation. Malgré un certain nombre de précautions, les essais expérimentaux souffrent d'une variation du niveau de la tension d'entrée du dispositif en fonction de la fréquence. Bien que la comparaison des résultats expérimentaux avec le modèle analytique soit satisfaisante, il était essentiel d'y incorporer des marges d'erreurs. Ces résultats sont néanmoins encourageants et invitent au développement d'une alimentation dédiée qui permettrait d'une part de mieux maîtriser les

conditions d'allumage et de maintien et d'autre part de s'affranchir des phénomènes thermiques lents non abordés dans l'étude.

Il est utile de rappeler que l'ensemble des résultats théoriques proviennent d'un modèle formulé à partir des équations laissant entendre l'existence de contributions harmoniques de rang 2 et 3. Or les méthodes opératoires utilisées n'exploitent que les grandeurs fondamentales. Si ces phénomènes harmoniques ont bien été observés sur les courants et tensions au primaire du transformateur lors de fortes sollicitations, ces phénomènes n'ont pas fait l'objet d'investigations poussées. L'étude harmonique des non-linéarités est néanmoins nécessaire, d'une part pour conforter l'approche théorique choisie et d'autre part pour vérifier leur contribution sur la distribution du potentiel électrique. En cas d'existence avérée et significative sur le potentiel de surface, leur prise en compte permettrait d'affiner la qualité des simulations dynamiques du comportement de la décharge.

Ajoutons que l'étude des phénomènes transitoires constitue une perspective des plus intéressantes. Malgré le fait que les variations de tension soient pénalisantes pour la caractérisation expérimentale et l'étude théorique, elle s'avère contribuer à la protection du dispositif contre l'apparition de décharges trop intenses et localisées telle qu'elles se manifestent dans une décharge à barrière diélectrique, DBD. La maîtrise des variations dynamiques de tension offre un degré de liberté en modulant les conditions de charge (et de décharge) en surface du transformateur permettant ainsi d'induire des modes de décharges inaccessibles en régime établi. Enfin en régime transitoire, il est possible de dépasser les limites de puissances constatées en régime établi et ainsi de faciliter les phases d'amorçage (notion de starter).

Le chapitre suivant a consisté à apporter les éléments de compréhension nécessaires à l'identification des critères d'optimisation de la génération des décharges. De nombreux champs d'étude ont été abordés tels la distribution du potentiel électrique de surface, le matériau ferroélectrique à haute permittivité ou encore la géométrie complexe. Ces études ont été menées à la fois expérimentalement, et numériquement à l'aide d'un code à deux dimensions spatiales développé par l'équipe GREPHE du LAPLACE.

L'étude s'est tout d'abord portée sur les propriétés ferroélectriques et de haute permittivité des céramiques PZT à travers un cas DBD plan-plan. Les résultats obtenus ont montré le rôle majeur de la haute permittivité dans l'apparition d'un régime résistif quasi continu pour de faibles pressions à une fréquence de 50 kHz, et permettant d'augmenter considérablement la charge transférée à la décharge.

Dans un second temps, bien que l'effet du sens de polarisation des céramiques n'ait montré aucune influence notable sur le comportement de la décharge, les céramiques PZT ont démontré une forte diminution des tensions d'amorçage et de maintien en comparaison d'un diélectrique conventionnel. Dans cette étude, une diminution de la tension de claquage de 50 % a été mesurée. Des études complémentaires doivent néanmoins permettre de comprendre si cet effet est simplement dû à la différence des états de surface ou bien aux propriétés de la ferroélectricité (présence de charges libres à la surface des céramiques et émission électronique ferroélectrique). Pour cela, il est possible d'effectuer des mesures de tension de claquage sur des échantillons avant et après dépolarisation (par franchissement de la température de Curie par exemple). Toutefois, malgré cette méconnaissance des mécanismes réels, les simulations numériques ont mis en évidence que ces différents phénomènes d'auto-émission pouvaient être raisonnablement décrits par le choix adéquat d'un coefficient d'émission électronique

secondaire dans l'Hélium égal à $\gamma_e = 0,4$. Cette approximation nous a permis dans un second temps d'étendre le champ de simulation au cas du transformateur piézoélectrique de type Rosen et d'en améliorer la compréhension.

L'étude spatio-temporelle des décharges au travers de l'imagerie rapide et des simulations numériques a mené à différencier trois configurations de décharge permettant de mieux comprendre l'influence de la géométrie, de la distribution de potentiel et des hautes permittivités du transformateur. De manière similaire au cas de la DBD plan-plan, le rôle de la haute permittivité se manifeste, à la fréquence de 50 kHz, par l'entretien quasi continu d'un plasma durant la période vibratoire. En ce qui concerne la géométrie du transformateur, avec la présence d'arêtes vives qui renforcent le champ électrique, elle conduit à différents régimes de décharges suivant la pression, le gaz ou la puissance électrique injectée. Il est possible, aussi bien à basse pression qu'à haute pression, d'obtenir des régimes de décharges couronnes de très faible intensité, des décharges luminescentes stables ou encore des streamers se propageant aléatoirement à la surface du transformateur. Les études numériques ont également mis en évidence le rôle important joué par l'électrode positionnée au primaire sur le type de décharge. En effet, à partir d'un seuil du potentiel au secondaire dépendant des conditions opératoires, les décharges s'effectuent principalement entre le primaire et le secondaire empêchant la décharge de se propager vers l'extérieur en direction d'une surface environnante. Si la présence des électrodes au primaire s'avère être un désavantage pour la génération de décharges en volume vers une surface externe, celles-ci deviennent un atout pour la génération de décharges de surface. Quant à la troisième propriété remarquable d'un transformateur piézoélectrique, la distribution du potentiel le long de la surface, elle conduit, dans les conditions des simulations testées, à des régimes de décharge intermédiaires entre une géométrie où le potentiel serait identique tout le long du secondaire du transformateur (géométrie utilisée classiquement pour le contrôle d'écoulement), et une autre où deux électrodes seraient placées aux extrémités du transformateur. Ces différences se manifestent aussi bien au niveau des tensions d'allumage et d'entretien du plasma, qu'au niveau des distributions des densités de particules chargées.

Enfin, des études numériques prospectives ont permis d'aborder l'utilisation du transformateur piézoélectrique comme générateur de forces électro-hydrodynamiques (EHD), ceci dans le but d'envisager leur utilisation au sein de systèmes micro-propulsifs ou de modification de phénomènes d'écoulement. Les premières études menées dans l'Hélium pour une fréquence de 50 kHz (fréquence imposée par la géométrie du transformateur) montrent que la distribution du potentiel réduit l'amplitude de la force EHD, mais améliore l'efficacité (rapport entre puissance mécanique et puissance électrique). Au contraire, la forte permittivité diélectrique produit l'effet inverse suite au stockage de charge important et à la génération de décharge de forte intensité qui en découle.

Bien que ce cas de figure n'ait pas été traité dans ce travail, il est nécessaire de rappeler qu'il est possible de modifier significativement la distribution de potentiel suivant le mode vibratoire excité. Cette modularité peut être avantageusement mise à profit pour affecter le comportement des charges en surface et leurs conséquences sur la décharge environnante.

Ces études ont été menées à partir d'une confrontation des résultats expérimentaux aux résultats des modèles numériques. À défaut d'apporter une évaluation quantitative des phénomènes, le modèle a néanmoins permis de mieux comprendre les mécanismes à l'origine de l'évolution spatio-temporelle des décharges. Deux points sont cependant à souligner : tout d'abord les simulations entreprises reposaient sur un modèle 2D, négligeant volontairement la profondeur du transformateur. Bien que le potentiel soit théoriquement invariant suivant cette

direction, sa dimension réduite ne permet pas d'éliminer les effets de bords. Cette nécessaire simplification peut évidemment être à l'origine d'une imprécision dans la comparaison simulation/expérience.

Pour finir, le design, le dimensionnement et la réalisation des générateurs piézoélectriques doivent être initialement guidés suivant le type de décharges plasmas recherché. Trois champs d'étude semblent se distinguer. Dans le cas d'applications à basse pression, des investigations complémentaires doivent être menées tout d'abord sur l'influence des charges nettes de surfaces détectées le long du secondaire du transformateur sur les performances du dispositif. Puis dans un second temps afin d'augmenter la puissance transmise à la décharge, prendre en compte l'influence des non-linéarités sur le fonctionnement du transformateur lorsque celui-ci fonctionne pour de plus forte sollicitation et les phénomènes transitoires engendrés par la décharge. Dans le cas d'applications en configuration haute pression, des investigations expérimentales complémentaires sont requises. En vue d'une mise en œuvre pour la micro-propulsion ou la modification d'écoulement (faisant appel à un régime de décharge de surface), des expériences spécifiques doivent être menées pour mesurer les forces EHD et déterminer l'efficacité de cette solution technologique. Pour l'heure, les simulations numériques ont simplement mis en évidence des performances potentielles mais qui doivent être validées expérimentalement. Enfin, si la mise en œuvre fait appel aux propriétés des décharges couronnes à haute pression (décontamination, micro-jet...), il sera indispensable d'envisager des solutions permettant de neutraliser l'influence des électrodes primaires. Ces solutions affecteront nécessairement la décharge et nécessiteront des investigations numériques complémentaires. Pour conclure, et cela vaut pour toute les applications, la compréhension des phénomènes transitoires devrait permettre d'améliorer significativement la puissance transmise à la décharge en s'appuyant avantageusement sur des lois de commande appropriées. Par contre, l'augmentation de ces puissances risque de conduire le transformateur à fonctionner dans un régime destructif, nécessitant probablement des solutions pour protéger la surface contre une éventuelle pulvérisation provoquée par le plasma.

Bibliographie

- [1] J. Yang, « Piezoelectric transformer structural modeling - a review », *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 54, n° 6, p. 1154-1170, juin 2007.
- [2] H. Itoh, K. Teranishi, et S. Suzuki, « Discharge plasmas generated by piezoelectric transformers and their applications », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 15, n° 2, p. S51-S61, mai 2006.
- [3] M. Babij, Z. W. Kowalski, K. Nitsch, J. Silberring, et T. Gotszalk, « Atmospheric pressure plasma jet with high-voltage power supply based on piezoelectric transformer », *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 85, n° 5, p. 054703, mai 2014.
- [4] K. Teranishi, S. Suzuki, et H. Itoh, « Luminous Phenomenon of Silent Discharge Using a Piezoelectric Transformer », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 40, n° Part 1, No. 9B, p. 5766-5768, sept. 2001.
- [5] H. Itoh, K. Teranishi, et S. Suzuki, « Observation of light emissions around a piezoelectric transformer in various gases », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 30, n° 1, p. 124-125, févr. 2002.
- [6] K. Teranishi, H. Itoh, et S. Suzuki, « Dynamic behavior of light emissions generated by piezoelectric transformers », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 30, n° 1, p. 122-123, févr. 2002.
- [7] K. Teranishi, S. Suzuki, et H. Itoh, « Luminescence from Fluorescent Material Excited by Piezoelectric Transformer », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 41, n° Part 1, No. 11B, p. 7160-7165, nov. 2002.
- [8] H. Itoh, K. Teranishi, et S. Suzuki, « Glow discharge around piezoelectric transformer operated under higher-order vibration modes », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 33, n° 2, p. 352-353, avr. 2005.
- [9] K. Teranishi, S. Suzuki, et H. Itoh, « A Novel Generation Method of Dielectric Barrier Discharge and Ozone Production Using a Piezoelectric Transformer », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 43, n° 9B, p. 6733-6739, sept. 2004.
- [10] K. Teranishi, S. Suzuki, et H. Itoh, « Dielectric barrier discharge generated by piezoelectric transformer in atmospheric pressure », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 33, n° 2, p. 296-297, avr. 2005.
- [11] K. Teranishi, D. Inada, N. Shimomura, S. Suzuki, et H. Itoh, « VUV Spectroscopic Measurement for Dielectric Barrier Discharge Excited by Piezoelectric Transformer in He #x2013;Xe Mixture », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 36, n° 4, p. 1340-1341, août 2008.
- [12] K. Teranishi, N. Shimomura, S. Suzuki, et H. Itoh, « Development of dielectric barrier discharge-type ozone generator constructed with piezoelectric transformers: effect of dielectric electrode materials on ozone generation », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 18, n° 4, p. 045011, nov. 2009.
- [13] H. Itoh, S. Suzuki, K. Teranishi, et N. Shimomura, « Self-organization in a piezoelectric transformer-based excimer lamp », *Electron. Commun. Jpn.*, vol. 95, n° 10, p. 44-53, oct. 2012.
- [14] H. Itoh et S. Suzuki, « Hexagonal arrayed patterns with bright and dark spots observed in a compact plasma reactor based on a piezoelectric transformer », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 23, n° 5, p. 054014, oct. 2014.
- [15] Y. K. Susumu Suzuki, « Measurement of secondary ionization coefficient of CaO film electrode », *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, vol. 61, n° 2, p. 24313-, 2013.
- [16] M. Teschke, « Piezoelectric Low Voltage Atmospheric Pressure Plasma Sources », *Contrib. Plasma Phys.*, vol. 49, n° 9, p. 614-623, nov. 2009.
- [17] J. Engemann et M. Teschke, « US Patent "Device for Producing an Atmospheric Pressure Plasma" », US 2009/0122941.
- [18] P. Rajasekaran, N. Bibinov, et P. Awakowicz, « Atmospheric-pressure piezo-driven microplasma source for bio-medical applications ».
- [19] H. Kim, A. Brockhaus, et J. Engemann, « Atmospheric pressure argon plasma jet using a cylindrical piezoelectric transformer », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 95, n° 21, p. 211501-211501-3, nov. 2009.

-
- [20] B. T. Hutsel, S. D. Kovaleski, E. A. Baxter, et J. W. Kwon, « Charged-Particle Emission and Self-Biasing of a Piezoelectric Transformer Plasma Source », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 41, n° 1, p. 99-105, janv. 2013.
- [21] C. Nadal, « Contribution à la conception et la modélisation transformateurs piézoélectriques dédiés à la génération de plasma », 05-juill-2011. [En ligne]. Disponible sur: <http://ethesis.inp-toulouse.fr/archive/00001666/>. [Consulté le: 23-juill-2014].
- [22] K. Teranishi et H. Itoh, « Absolute Measurement of Surface Potential and Discharge Power Distributions for Piezoelectric Transformer-Based Plasma Reactor », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 44, n° 9B, p. 7083-7088, 2005.
- [23] K. Teranishi, N. Shimomura, et H. Itoh, « Measurement of surface potential and discharge power for PT-based plasma reactor: effect of electrode edges on surface potential profile ».
- [24] « Title of the contribution prepared for the XXVIII ICPIG - PB10-12.pdf ».
- [25] K. Chirko, Y. E. Krasik, A. Sayapin, et J. Felsteiner, « Dense plasma formation on the surface of a ferroelectric cathode », *Vacuum*, vol. 77, n° 4, p. 385-390, mars 2005.
- [26] R. Li, Q. Tang, S. Yin, et T. Sato, « Investigation of dielectric barrier discharge dependence on permittivity of barrier materials », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, n° 13, p. 131502-131502-3, 2007.
- [27] M. C. Bouzidi, « Étude d'une Décharge à Barrière Diélectrique (DBD) homogène dans l'azote à pression atmosphérique : Effet mémoire et Optimisation du transfert de Puissance' », Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT, 2013.
- [28] U. Kogelschatz, « Dielectric-barrier discharges: Their history, discharge physics, and industrial applications », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 23, n° 1, p. 1-46, mars 2003.
- [29] G. Rosenman, D. Shur, Y. E. Krasik, et A. Dunaevsky, « Electron emission from ferroelectrics », *J. Appl. Phys.*, vol. 88, n° 11, p. 6109-6161, déc. 2000.
- [30] B. Rosenblum, P. Bräunlich, et J. P. Carrico, « Thermally stimulated field emission from pyroelectric LiNbO₃ », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 25, n° 1, p. 17-19, juill. 1974.
- [31] G. I. Rosenman et E. I. Boikova, « Exoelectron emission in the pyroeffect regime in LiNbO₃:Fe », *Phys. Status Solidi A*, vol. 58, n° 2, p. 379-384, avr. 1980.
- [32] A. Dunaevsky et N. J. Fisch, « Operation of ferroelectric plasma sources in a gas discharge mode », *Phys. Plasmas*, vol. 11, n° 5, p. 2957, avr. 2004.
- [33] G. I. Rosenman, Y. L. Chepelev, et E. I. Boikova, « Photo-Stimulated Relaxation of Exoemission in Ba₂NaNb₅O₁₅ », *Phys. Status Solidi A*, vol. 117, n° 1, p. 259-264, janv. 1990.
- [34] B. Rosenman et V. Pechorskii, « Rosenman_Pechorskii_1980 », *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, p. 661, 1980.
- [35] G. Rosenman et V. Pechorskii, « Rosenman_Pechorskii_1981 », *Soviet physics, Solid state*, p. 2162, 1981.
- [36] A. A. Dadykin et A. G. Naumovets, « Low-macroscopic-field electron emission from piezoelectric thin films and crystals », *Mater. Sci. Eng. A*, vol. 353, n° 1-2, p. 12-21, juill. 2003.
- [37] G. Rosenman, V. Okhapkin, Y. L. Chepelev, et V. Y. Shur, « Electron emission during the switching of ferroelectric lead germanate », *JETP Lett*, p. 9, 10-mai-1984.
- [38] W. J. Merz, « Domain Formation and Domain Wall Motions in Ferroelectric BaTiO₃ Single Crystals », *Phys. Rev.*, vol. 95, n° 3, p. 690-698, août 1954.
- [39] G. I. Rosenman, V. V. Letuchev, Y. L. Chepelev, O. V. Malyshkina, V. Y. Shur, et V. P. Kuminov, « Emission of electrons on switching of the Gd₂(MoO₄)₃ ferroelectric-ferroelastic in electric field », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 56, n° 7, p. 689-691, févr. 1990.
- [40] R. C. Miller et A. Savage, « Motion of 180° Domain Walls in Metal Electroded Barium Titanate Crystals as a Function of Electric Field and Sample Thickness », *J. Appl. Phys.*, vol. 31, n° 4, p. 662-669, avr. 1960.
- [41] B. Sujak et K. Biedrzycki, « Exoemission Excitation of Ferroelectrics in Vacuum by Alternating Voltage », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 24, n° S4, p. 81, janv. 1985.
- [42] Y. E. Krasik, K. Chirko, A. Dunaevsky, J. Z. Gleizer, A. Krokhmal, A. Sayapin, et J. Felsteiner, « Ferroelectric plasma sources and their applications », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 31, n° 1, p. 49-59, 2003.

- [43] B. T. Hutsel, S. D. Kovaleski, et J. W. Kwon, « Optimization of Piezoelectric Resonance Effect in a Piezoelectric Transformer Plasma Source », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 41, n° 2, p. 305-311, 2013.
- [44] O. Auciello et R. Waser, *Science and Technology of Electroceramic Thin Films*. Springer Science & Business Media, 1995.
- [45] W. Zhang, W. Huebner, S. E. Sampayan, et M. L. Krogh, « Response to “Comment on ‘Mixed electron emission from lead zirconate–titanate ceramics’ ” [J. Appl. Phys. 85, 8495 (1999)] », *J. Appl. Phys.*, vol. 85, n° 12, p. 8497-8498, juin 1999.
- [46] S. Dorfman, A. Dunaevsky, J. Felsteiner, et Y. E. Krasik, « Comment on “Mixed electron emission from lead zirconate–titanate ceramics” [J. Appl. Phys. 83, 6055 (1998)] », *J. Appl. Phys.*, vol. 85, n° 12, p. 8495-8496, juin 1999.
- [47] J. A. VanGordon, S. D. Kovaleski, B. B. Gall, P. Norgard, E. A. Baxter, B. H. Kim, J. W. Kwon, et G. E. Dale, « Effects of capacitive versus resistive loading on high transformation ratio piezoelectric transformers for modular design considerations », in *Power Modulator and High Voltage Conference (IPMHVC), 2012 IEEE International*, 2012, p. 675-678.
- [48] E. A. Baxter, S. D. Kovaleski, B. B. Gall, J. A. VanGordon, P. Norgard, et G. E. Dale, « Hydrogen and Deuterium Ion Extraction From a Piezoelectric Transformer Plasma Source », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 42, n° 10, p. 3253-3257, oct. 2014.
- [49] M. A. Kemp et S. D. Kovaleski, « Piezoelectric-Resonance Effect in a Radio-Frequency-Driven Ferroelectric Plasma Source », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 35, n° 3, p. 578-581, juin 2007.
- [50] B. Gall, S. D. Kovaleski, J. A. VanGordon, P. Norgard, A. Benwell, B. H. Kim, J. W. Kwon, et G. E. Dale, « Investigation of the Piezoelectric Effect as a Means to Generate X-Rays », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 41, n° 1, p. 106-111, janv. 2013.
- [51] D. Shur et G. Rosenman, « Two modes of plasma-assisted electron emission from ferroelectric ceramics », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 32, n° 6, p. L29, mars 1999.
- [52] D. Shur, G. Rosenman, Y. E. Krasik, et V. D. Kugel, « Plasma-assisted electron emission from (Pb,La)(Zr,Ti)O₃ ceramic cathodes », *J. Appl. Phys.*, vol. 79, n° 7, p. 3669-3674, avr. 1996.
- [53] A. Brugère, « Cinétique de formation et stabilité des domaines ferroélectriques créés par un Microscope à Force Atomique : étude de films minces monocristallins de LiTaO₃ en vue d'applications mémoires », INSA de Lyon, 2011.
- [54] D. L. Sullivan, M. A. Kemp, et S. D. Kovaleski, « Characterization of a Ferroelectric Atmospheric Pressure Plasma Source », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 35, n° 5, p. 1480-1485, oct. 2007.
- [55] J. Yang, Z. Chen, Y. Hu, S. Jiang, et S. Guo, « Weakly nonlinear behavior of a plate thickness-mode piezoelectric transformer », *Ieee Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 54, n° 4, p. 877-881, avr. 2007.
- [56] « STEMINC- STEINER & MARTINS, INC. - <http://www.steminc.com> ». .
- [57] « Noliac - www.noliac.com ». .
- [58] M. Brissaud, *Matériaux piézoélectriques: caractérisation, modélisation et vibration*. PPUR presses polytechniques, 2007.
- [59] P. Norgard et S. Kovaleski, « An electrooptic probe to determine internal electric fields in a piezoelectric transformer », *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 83, n° 2, p. 025106-025106-7, févr. 2012.
- [60] B. Bernecker, « Formation de structures et phénomènes d'auto-organisation dans les décharges à barrière diélectrique », phd, Université de Toulouse, Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2010.
- [61] T. CALLEGARI, *Analyse expérimentale et numérique des microdécharges hors-équilibre*. Laplace, 2012.
- [62] J. P. Boeuf et L. C. Pitchford, « Two-dimensional model of a capacitively coupled rf discharge and comparisons with experiments in the Gaseous Electronics Conference reference reactor », *Phys. Rev. E*, vol. 51, n° 2, p. 1376-1390, févr. 1995.
- [63] J. Meunier, P. Belenguer, et J. P. Boeuf, « Numerical model of an ac plasma display panel cell in neon-xenon mixtures », *J. Appl. Phys.*, vol. 78, n° 2, p. 731-745, juill. 1995.
- [64] C. Punset, J.-P. Boeuf, et L. C. Pitchford, « Two-dimensional simulation of an alternating current matrix plasma display cell: Cross-talk and other geometric effects », *J. Appl. Phys.*, vol. 83, n° 4, p. 1884-1897, févr. 1998.

- [65] J. P. Boeuf, L. C. Pitchford, et K. H. Schoenbach, « Predicted properties of microhollow cathode discharges in xenon », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, n° 7, p. 071501, févr. 2005.
- [66] Y. Lagmich, « Diagnostic et modélisation d'une décharge à barrière diélectrique pour le contrôle d'écoulement », phd, Université de Toulouse, Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2007.
- [67] B. Caillier, *Diagnostics et modélisation d'une cellule d'écran à plasma*. Toulouse 3, 2004.
- [68] J. P. Boeuf, « Plasma display panels: physics, recent developments and key issues », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 36, n° 6, p. R53, mars 2003.
- [69] N. Naudé, « Etude électrique de la physique d'une décharge de Townsend à la pression atmosphérique et de son interaction avec un générateur : Modèle et Expérience », Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2005.
- [70] U. Kogelschatz, B. Eliasson, et W. Egli, « Dielectric-barrier discharges. Principle and applications », *J. Phys. IV*, vol. 7, n° C4, p. 47-66, oct. 1997.
- [71] H. Itoh, K. Teranishi, Y. Hashimoto, D. Inada, N. Shimomura, et S. Suzuki, « Self-Organized Patterns of Dielectric-Barrier Discharge Generated by Piezoelectric Transformer », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 36, n° 4, p. 1348-1349, août 2008.
- [72] H. Itoh, K. Kobayashi, K. Teranishi, N. Shimomura, et S. Suzuki, « Time-Resolved Observation of Self-Organized Filaments Formed in a Helium-Dielectric Barrier Discharge », *Ieee Trans. Plasma Sci.*, vol. 39, n° 11, p. 2204-2205, nov. 2011.

Title:
 Contribution to the study of piezoelectric generator for
 generation of plasma discharges

Abstract

Nowadays piezoelectric transformers are not only used to supply or protect electrical devices, but also to generate plasma discharges directly on their surface.

The remarkable properties of these piezoelectric generators make them an interesting alternative to conventional devices, especially the simple implementation. The surface of the transformer constitutes both the discharge support and the voltage elevator component reducing significantly the bulk of the devices. Besides the transformers' gain voltage are remarkably high and permit to generate discharges for low voltage supply not exceeding a few volts.

These advantages respond to some problems met in the plasma processes of which the establishment in industrial processes - in constant improvement - is sometimes confronted to problems of chambers implementations, making this process expensive and not adequate to the operating conditions.

The purpose of this thesis focuses on the fundamental studies of a Rosen piezoelectric transformer dedicated to the generation of electrical discharges. In particular, this work tackles the development of an analytical model allowing to improve the understanding of the limits of this innovating process, as well as a better comprehension of the plasma discharges behavior face with transformer and material features.

In order to do this the first part of the study is devoted to the characterization of the piezoelectric transformer without discharge, then the extension of the analytical modeling in order to comprehend the distribution of surface electrical potential. The development of an experimental device will allow the potential measurement and the discussion of the model.

In a second part the study focuses on behavior of the piezoelectric transformer in discharge. The potential distribution known today constitutes a necessary input data for the study of the discharge dynamic in different configurations. The complexity of the phenomena implemented in this process of generation requires to conduct the study following different steps. First of all, by the study of ferroelectric ceramic features through a dielectric-barrier discharge. Then the discharges dynamic is approached by numerical modeling following three different configurations. This cases conduct to different discharge regimes that can be the subject of future application. Even if the problem is under the hypothesis of a weak coupling, the results confirmed the experimental observations and permitted to understand better the influence of high permittivity and of the potential distribution on the spatio-temporal evolution of this process.

Keywords

- Piezoelectric Transformer
- Non-linear Analytical Model
- Surface potential distribution
- Plasma discharge
- 2D plasma model
- High permittivity
- Dielectric barrier discharge
- Ferroelectric electron emission

Auteur : MARTIN Thomas

Titre : Contribution à l'étude des générateurs piézoélectriques pour la génération de décharges plasmas

Directeur de thèse : Professeur Jean François ROUCHON

Lieu et date de soutenance : Université Paul Sabatier le 27 Janvier 2015

- Résumé

L'objet de cette thèse porte sur l'étude fondamentale d'un transformateur piézoélectrique de type Rosen dédié à la génération de décharges électriques. Ce travail s'attèle au développement d'un modèle analytique permettant de mieux appréhender les limites de ce procédé, ainsi qu'une meilleure compréhension du comportement des décharges plasmas face aux spécificités du transformateur.

L'étude se consacre en première partie à la caractérisation du transformateur hors décharge, puis à l'extension d'un modèle analytique afin d'appréhender la distribution du potentiel électrique à sa surface.

Dans un second temps l'étude s'attache au comportement du transformateur en décharge. Par l'étude des propriétés des céramiques ferroélectriques puis par l'étude de la dynamique des décharges. Les résultats de cette étude ont permis une meilleure compréhension de l'influence des hautes permittivités et de la distribution du potentiel sur l'évolution spatio-temporelle de ce procédé.

- Mots-Clefs

- Transformateur piézoélectrique
- Modèle analytique non-linéaire
- Distribution du potentiel de surface
- Décharge plasma
- Modèle plasma 2D
- Haute permittivité
- Décharge à barrière diélectrique
- Emission Electronique ferroélectrique

- Discipline : Génie Electrique

- Laboratoire plasma et conversion d'énergie - UMR 5213
2, rue Charles Camichel BP 7122 - 31071 Toulouse Cedex 7