THÈSE

Pour l'obtention du grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE POITIERS
UFR des sciences fondamentales et appliquées
Pôle poitevin de recherche pour l'ingénieur en mécanique, matériaux et énergétique - PPRIMME (Poitiers)
(Diplôme National - Arrêté du 25 mai 2016)

École doctorale : Sciences et ingénierie en matériaux, mécanique, énergétique et aéronautique - SIMMEA (Poitiers)
Secteur de recherche : Génie électrique et mécanique des fluides

Présentée par :
Kossi Djidula Bayoda

Propriétés électriques, optiques et mécaniques d'une décharge de surface à barrière diélectrique nanoseconde pulsée. Application à la mesure de vitesse pariétale et au contrôle des écoulements aérodynamiques

Directeur(s) de Thèse :
Eric Moreau, Nicolas Benard

Soutenue le 13 décembre 2016 devant le jury

Jury :

Président	**Didier Marty-Dessus**	Professeur des Universités, Université de Toulouse 3
Rapporteur	**Didier Marty-Dessus**	Professeur des Universités, Université de Toulouse 3
Rapporteur	**Antoine Rousseau**	Directeur de recherche CNRS, École polytechnique
Membre	**Eric Moreau**	Professeur des Universités, Université de Poitiers
Membre	**Nicolas Benard**	Maître de conférences, Université de Poitiers
Membre	**Annie Leroy**	Maître de conférences, Université d'Orléans
Membre	**Boni Dramane**	Ingénieur, Institut SuperGrid, Villeurbanne

Pour citer cette thèse :
Kossi Djidula Bayoda. *Propriétés électriques, optiques et mécaniques d'une décharge de surface à barrière diélectrique nanoseconde pulsée. Application à la mesure de vitesse pariétale et au contrôle des écoulements aérodynamiques* [En ligne]. Thèse Génie électrique et mécanique des fluides. Poitiers : Université de Poitiers, 2016. Disponible sur Internet <http://theses.univ-poitiers.fr>

THESE

Pour l'obtention du Grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE POITIERS
(Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées)
(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

Ecole Doctorale : Sciences et ingénierie en matériaux, mécanique, énergétique et aéronautique – SIMMEA (Poitiers)

Secteur de Recherche : Génie électrique et Mécanique des fluides

Présentée par :

Kossi Djidula BAYODA

****

PROPRIETES ELECTRIQUES, OPTIQUES ET MECANIQUES D'UNE DECHARGE DE SURFACE A BARRIERE DIELECTRIQUE NANOSECONDE PULSEE – APPLICATION A LA MESURE DE VITESSE PARIETALE ET AU CONTRÔLE DES ECOULEMENTS AERODYNAMIQUES

****

Directeurs de Thèse : Eric MOREAU et Nicolas BENARD

Soutenue le 13 Décembre 2016 devant la Commission d'Examen

JURY

Didier MARTY-DESSUS	Professeur, LAPLACE, Université de Toulouse	Rapporteur
Antoine ROUSSEAU	Directeur de recherche au CNRS, LPP, Ecole polytechnique Paris	Rapporteur
Annie LEROY	Maître de Conférences HDR, PRISME, Université d'Orléans	Examinateur
Boni DRAMANE	Ingénieur, Institut SuperGrid, Villeurbanne	Examinateur
Nicolas BENARD	Maître de Conférences, PPRIME, Université de Poitiers	Examinateur
Eric MOREAU	Professeur, PPRIME, Université de Poitiers	Examinateur

Ce manuscrit est dédié à Victoire et Marie-Céleste

ainsi qu'à ma famille.

Remerciements

*Avant de présenter l'exposé des travaux de recherche effectués au sein du laboratoire Pprime à l'Universit*é de *Poitiers, j'aimerais en* quelques lignes témoigner de ma profonde gratitude à tous ceux, de près ou de loin, ont contribué à son accomplissement. *J'aurai*s bien aimé faire une liste exhaustive des toutes ces personnes mais ce serait insuffisant. *Ce temps passé au sein du laboratoire constitue aujourd'hui une partie importante de ma carrièr*e *professionnelle et m'a éduqué* des plus belles façons

J'exprime ici ma très vive reconnaissance à Mr Nicolas Benard et Mr Eric Moreau qui m'ont donné l'opportunité de faire cette thèse et de pouvoir travailler sur le projet de recherche INOPLAS, ce projet qui comportait *d'innombrables chal*lenges technologiques. En m*e dirigeant dans ce travail, ils ont su m'apporter* leurs conseils, leurs critiques et leurs expériences et ceci, que ce soit dans les périodes difficiles ou les moments agréables. Merci pour votre soutien et votre confiance durant ce parcours où *d'autres r*esponsabilités familiales se sont ajoutées.

Je tiens à remercier Mr Didier Marty-Dessus et Mr Antoine Rousseau pour avoir accepté de rapporter mes travaux de thèse. Cette gratitude va également à Mme Annie Leroy et Mr Boni Dramane pour avoir apporté leur jugement à propos de cette thèse. Leurs appréciations et critiques ont été constructives et me seront utiles pour la suite.

*Faisant partie de l'équipe EFD durant ces trois années de thèse, j'aimerais remercier ces membres (*Mr Touchard, Mr Paillat, Mr Romat, *Mr Zouzou, Mr Louste, Mr Pai …) pour leurs conseils et la motivation qu'ils ont su m'insuffler. Cette reconnaissance va également aux membres de l'équipe HYDEE (Mr David, Mr Jarny …) pour m'avoir éclairé et donner des idées sur certains aspects de ma thès*e. *Je n'oublie pas les permanents de l'ex*-équipe ATAC.

*Je témoigne également ma gratitude à tout le personnel d'appui à la recherche (Mme Ecale, Mr Be*rnard, Mr Refin, Mr Braud, Mr Mougenot Mr Laplaceta). Et à *tous ceux que je n'ai malheureusement pas pu citer, je tiens à vous* dire un grand merci.

Que de bons moments passés en votre compagnie les gars, cette ambiance qui au jour le jour me permettait de tenir le rythme de la thèse. Je remercie donc les anciens *(Paul, Stanley, Clément …) et les nouveaux (Thomas, Etienne,* Jeremy, Umesh et Sachin) sans oublier Pierre, Arthur, et les autres doctorants du bâtiment H2. Les soi-disant paris *effectués pour n'importe quel évènement farfelu juste pour aller boire un coup* chez Moe's, ont également permis de créer une atmosphère conviviale autre que celle de la recherche.

Un cl*in d'œil* à mon ami Potga Daniel, qui a été là tout le long de la thèse et surtout à la fin pour me soutenir et *m'aider à rédiger avec ses* encouragements et concours durant les dernières semaines. Merci Vieux Père. Je profite *également de cette occasion pour remercier Sr Annie, Michelle Maurel, les associations CEP'E et ACTP pour leur*s aides et contributions.

Enfin je témoigne en ces quelques lignes toute ma reconnaissance à Marie-Céleste qui a supporté toutes les périodes *difficiles de la thèse. Il y a un adage qui dit, on peut divorcer d'une femme mais pas d'une thèse. Ces phrases* résonnent *aujourd'hui comme étant l'épreuve* par excellence où la thèse prend toute la place et ne laisse *qu'une* infime partie à la vie familiale, ce qui peut être fataleà un jeune couple, *mais elle a su tenir et m'encourager jusqu'au bout. De la même manière je remercie ma fille Victoire qui lira* cela quand elle sera grande, Victoire que *j'ai failli* appeler Thérèsa (synonyme de la thèse). Merci pour ces moments de relaxation et de détente durant ces *trois dernières années. Toute ma reconnaissance va à ma famille au Togo qui par leur prières m'ont soutenu et aidé* durant tout mon parcours.

Pour t*ous ceux que j'ai malencontreusement oubliés, j'aimerais reprendre cette citation de* Barack Obama « Yes we did » pour vous exprimer toute ma gratitude. Je vous dédicace à tous ce Plasmiley



Table des matières

Remerciements ..... **III**

Introduction générale **1**

Partie I: **Caractérisation électrique, optique et mécanique d'une décharge DBD pulsée conventionnelle et de type glissante**

Introduction de la partie I **8**

1 Revue bibliographique des décharges électriques **12**

1.1 Introduction 12

1.2 Les plasmas en général 12

1.2.1 Définition 12

1.2.2 Paramètres caractéristiques et classification 13

1.3 Les décharges électriques à pression atmosphérique 14

1.3.1 Mécanisme de génération 15

1.3.2 Les régimes de décharge 16

1.3.3 Les différents types de décharge 18

1.3.4 DBD de surface de type AC 19

1.3.5 DBD de surface de type NRP 22

1.4 Conclusion 27

2 Dispositifs expérimentaux et mesures préliminaires **30**

2.1 Introduction 30

2.2 Géométrie des actionneurs NS-DBD et SL-DBD 30

2.3 Dispositif de caractérisation électrique et optique des décharges 31

2.3.1 Présentation du dispositif électrique 32

2.3.2 Dispositif de caractérisation par imagerie iCCD 33

2.4 Description du banc Schlieren 34

2.5 Description du montage mécanique pour la mesure du gradient de pression 36

2.6 Essais préliminaires 36

2.6.1 Étalonnage et synchronisation des sondes de tension et de courant 36

2.6.2 Le courant de décharge 38
2.6.3 Choix du nombre d'impulsions de tension 39
2.7 Protocole expérimental 40
2.8 Conclusion 40
3 Caractérisation électrique et optique des décharges NS-DBD 44
3.1 Introduction 44
3.2 Étude de la nanoseconde DBD conventionnelle (NS-DBD) : cas de référence 45
3.2.1 Caractérisation électrique de la NS-DBD 45
3.2.2 Diagnostic optique de la NS-DBD par imagerie iCCD 47
3.3 Comparaison de la NS-DBD, la F-DBD et la G-DBD 51
3.3.1 Comparaison des courants 51
3.3.2 Comparaison des énergies 53
3.3.3 Comparaison des morphologies par iCCD 53
3.4 Conclusion 54
4 Caractérisation électrique et optique de la décharge glissante: SL-DBD 56
4.1 Introduction 56
4.2 Caractérisation électrique de la SL-DBD 57
4.2.1 Analyse des différents courants $i_1(t)$ et $i_3(t)$ 57
4.2.2 Comparaison des charges 58
4.2.3 Analyse de la puissance et de l'énergie totale dissipée 59
4.2.4 Influence de la DDP sur les courants $i_3(t)$ 62
4.3 Diagnostic optique de la SL-DBD 63
4.3.1 Images iCCD de la décharge SL-DBD 64
4.3.2 Analyse qualitative de l'intensité lumineuse des streamers générés par la décharge 65
4.3.3 Évolution temporelle et spatiale des streamers à la surface du diélectrique 66
4.4 Influence de la distance inter-électrode sur la décharge SL-DBD: G = 60 mm et 80 mm 70
4.4.1 Comparaison des énergies 70
4.4.2 Comparaison des images iCCD 72

4.5 Influence de la géométrie des électrodes sur les caractéristiques optiques et électriques de la décharge 73
4.6 Conclusion 77

5 Caractérisation optique et mécanique de l'onde de pression générée par les décharges NS-DBD et SL-DBD 80
5.1 Introduction 80
5.2 Topologie de l'onde de pression générée par la NS-DBD 80
5.2.1 Propagation de l'onde de pression 80
5.2.2 Signal électrique du gradient de pression mesuré par le capteur piézoélectrique 81
5.2.3 Influence de l'amplitude de la tension sur la signature de l'onde de pression 82
5.2.4 Variation du gradient de pression suivant les directions x et y 83
5.2.5 Estimation des grandeurs thermodynamiques du gaz en proche paroi 85
5.3 Topologie et intensité de l'onde de pression générée par la SL-DBD: cas du gap 40 mm 86
5.3.1 Analyse qualitative 86
5.3.2 Analyse quantitative 87
5.4 Influence de la fréquence sur la signature thermique de la décharge 89
5.5 Influence du gap sur la topologie de l'onde 89
5.6 Influence de la géométrie de l'électrode (1) sur la morphologie et le gradient de pression généré par l'onde 90
5.7 Conclusion 93

Conclusion de la partie I 95

Partie II: SL-DBD et décharge couronne DC comme capteur de vitesse

Introduction de la partie II 98

6 Revue bibliographique 102
6.1 Introduction 102
6.2 Les différentes techniques de mesure de vitesse ou de frottement pariétal 102
6.2.1 Les méthodes directes 103
6.2.2 Les méthodes indirectes 103

6.3 A propos de l'influence de l'écoulement sur les décharges électriques 106
6.3.1 Influence de l'écoulement sur les caractéristiques des décharges volumiques 106
6.3.2 Influence de l'écoulement sur les décharges surfaciques 110
6.4 Utilisation des décharges électriques comme système de mesure fluidique 112
6.4.1 Principe théorique de fonctionnement 112
6.4.2 Quelques exemples de capteur plasma 112
6.5 Conclusion 114
7 Différentes géométries de décharge, montage expérimental et caractéristiques de l'écoulement 118
7.1 Introduction 118
7.2 Présentation des configurations de décharge utilisées 118
7.2.1 Description des décharges et présentation des choix régissant leur géométrie 118
7.2.2 Description des différents montages électriques 120
7.3 Présentation de la maquette aérodynamique et de l'écoulement généré dans la veine d'essai 121
7.3.1 Présentation de la maquette aérodynamique 121
7.3.2 Caractéristiques de l'écoulement 122
7.4 Le protocole expérimental mis en place 128
7.5 Conclusion 129
8 Influence de l'écoulement sur les décharges de surface de type nanosecondes pulsées SL-DBD et continue DC 132
8.1 Introduction 132
8.2 Études des décharges de type nanosecondes pulsées à faible FWHM: NS-DBD-1 et SL-DBD-1 en condition d'écoulement 132
8.2.1 Influence de l'écoulement sur la décharge conventionnelle NS-DBD-1 132
8.2.2 Influence de l'écoulement sur la décharge glissante SL-DBD-1 133
8.2.3 Étude de la sensibilité de la décharge SL-DBD-1 par rapport à la vitesse de l'écoulement 137
8.2.4 Influence de la vitesse de l'écoulement sur la tension aux bornes de l'électrode (3) pour un courant I_{DC} donné 138
8.2.5 Influence de l'écoulement sur la morphologie de la décharge SL-DBD-1 139

8.2.6 Influence de la direction de l'écoulement par rapport à l'orientation du plasma sur la décharge SL-DBD-1 : capteur multidirectionnel ?.....141
8.3 Étude des décharges glissantes de type nanosecondes pulsées à forte FWHM: SL-DBD-2 en condition d'écoulement.....144
8.3.1 Influence de la vitesse de l'écoulement sur les courants $i_1(t)$ et $i_3(t)$ pour une largeur d'impulsion de $V_{P2}(t)$ égale à 300 ns.....144
8.3.2 Variation de la sensibilité de la décharge en fonction de la tension et de la fréquence des impulsions.....146
8.3.3 Variation de la largeur d'impulsion FWHM.....146
8.4 Influence de l'écoulement sur les décharges de type DC continue.....147
8.4.1 Caractéristiques électriques de référence et choix de l'actionneur d'étude.....148
8.4.2 Influence de l'écoulement sur la décharge couronne positive ou négative en condition colinéaire.....149
8.4.3 Influence de l'écoulement sur la décharge couronne positive et négative en condition contra-linéaire.....153
8.4.4 Variation de la sensibilité de la décharge DC.....154
8.5 Conclusion.....155
9 Utilisation des décharges de surface SL-DBD et couronne en tant que capteur de vitesse et de frottement pariétal.....158
9.1 Introduction.....158
9.2 Utilisation en tant que capteur de vitesse pariétale.....158
9.2.1 Capteur de vitesse qualitatif de type TOR.....159
9.2.2 Capteur de vitesse pariétale : anémomètre quantitatif.....160
9.3 Utilisation en tant que capteur de frottement pariétal.....161
9.4 Reproductibilité et hystérésis de mesure.....163
9.5 Conclusion.....164
Conclusion de la partie II.....165

Partie III: Actionneurs NS-DBD et SL-DBD pour le contrôle d'écoulement

Introduction de la partie III 168

10 Revue bibliographique à propos du contrôle d'écoulement 172

10.1 Introduction 172

10.2 Quelques notions générales 172

10.2.1 Le contrôle d'écoulement 172

10.2.2 La portance et la trainée 172

10.2.3 La couche limite 173

10.3 Les mécanismes de contrôle 177

10.4 Les différentes stratégies de contrôle passif et actif 178

10.5 Le contrôle actif par décharge nano-pulsée 179

10.5.1 Mécanisme de contrôle par gradient de pression 179

10.5.2 Mécanisme de contrôle par gradient thermique 180

10.6 Influence des caractéristiques géométriques et électriques de l'actionneur sur l'efficacité du contrôle 181

10.7 Conclusion 181

11 Contrôle de couche limite décollée 184

11.1 Introduction 184

11.2 Contrôle d'un écoulement séparé sur un profil NACA 0015 184

11.2.1 L'actionneur et sa position 184

11.2.2 Présentation de la soufflerie 186

11.2.3 Présentation du système de mesure par PIV 187

11.3 Contrôle de l'écoulement en régime laminaire 187

11.3.1 Actionneur en condition colinéaire 187

11.3.2 Actionneur en condition contraire 188

11.3.3 Conclusion sur l'utilisation des NS-DDBs sur une couche limite séparée par gradient de pression adverse en régime laminaire 190

11.4 Contrôle de séparation sur une marche descendante 190

11.4.1 Présentation des dispositifs expérimentaux 191

11.4.2 Résultats 192

11.5 Conclusion 194

12 Contrôle d'une couche limite collée 196

12.1 Introduction 196

12.2 Présentation de l'actionneur plasma et du montage expérimental 196

12.3 Présentation du système de mesure LDV 198

12.4 Résultats 198

12.4.1 Profils de la couche limite avec et sans l'actionneur plasma en régime laminaire (U_∞ = 5 m/s) 198

12.4.2 Effet des décharges NS-DBD et SL-DBD sur une couche limite laminaire (U_∞ = 5 m/s) 200

12.4.3 Effet des décharges NS-DBD et SL-DBD sur une couche limite turbulente (U_∞ = 20 m/s) 202

12.4.4 Caractérisation de la déflexion Δy de la plaque due à la décharge – Mesures par LDV 203

12.5 Conclusion 206

Conclusion de la partie III 209

Conclusion générale 211

Perspectives 214

Annexe 217

Table des figures 218

Références bibliographiques 225

Liste des publications 232

Introduction générale

Aller plus haut, plus loin et plus vite, tel est le challenge, telle est l'ambitieuse politique de développement de l'industrie aéronautique qui mobilise d'importantes recherches technologiques. De plus, ce développement ambitionnant à être plus économique, plus sûr, plus propre et moins bruyant, il conditionne les industriels à mener en parallèle une politique de développement durable respectueuse de l'environnement. Dans ce contexte, les recherches innovantes menées au niveau européen depuis quelques années, suivent un agenda stratégique qui selon le Conseil Européen pour la Recherche en Aéronautique (ACARE), prévoit de diminuer d'ici l'horizon 2050, la consommation énergétique des véhicules aériens et de réduire leurs émissions de CO_2 de 75% et celles de NO_X de 90% par kilomètre par passager ainsi que de 50% le bruit induit par les aéronefs. Cette politique de développement durable répond d'ailleurs aux enjeux de la COP21 qui visent à contenir l'élévation de la température moyenne de la planète en-dessous de 2°C d'ici la fin du XXI siècle.

Pour répondre aux objectifs d'ACARE 2050, une partie des recherches visent à la définition de systèmes de contrôle afin d'amener un écoulement vers un état désiré, ceci en s'aidant des caractéristiques dynamiques de l'écoulement à manipuler. Ainsi, le contrôle d'écoulement est une technique en mécanique des fluides consistant à modifier les caractéristiques d'un écoulement autour d'un objet aérodynamique grâce à des actionneurs, qui, soit transfèrent soit injectent de l'énergie au fluide. Les actionneurs mécaniques (parois vibrantes ou oscillantes), fluidiques (jets soufflants et jets synthétiques) ou électriques (actionneurs plasma) ont prouvé leur capacité à manipuler un écoulement que son régime soit laminaire ou turbulent. Dans le contexte de cette thèse, il s'agit d'évaluer, et si possible optimiser, l'influence de décharges électriques de surface pour le contrôle d'écoulements laminaires ou turbulents. Afin d'optimiser l'influence des actionneurs, la connaissance de l'état préalable de l'écoulement est nécessaire et elle s'appuie généralement sur des grandeurs fluidiques mesurées grâce à des capteurs. Par exemple, la mesure de la vitesse pariétale et du coefficient de frottement constituent aujourd'hui un défi technologique car ces paramètres sont à la base de la majorité des théories qui caractérisent l'état d'un écoulement. Les capteurs utilisés pour leur mesure sont souvent de type mécanique (MEMS : Micro-Electro-Mechanical Sensor), optique (LDV : Laser Doppler Velocimetry), et thermique (film chaud). Cependant aucun capteur in situ de type électrique se basant sur les décharges de surface n'a été développé pour une telle application.

Les recherches concernant l'usage de ces décharges de surface pour des applications en mécanique des fluides constituent depuis quelques années une des thématiques de recherche de l'équipe ElectroFluidoDynamique (EFD) de l'Institut Pprime. Elles ont d'ailleurs fait l'objet d'un projet de recherche financé depuis 2014 par l'Agence National de la Recherche (ANR) et de la

Direction Générale de l'Armement (DGA) sous l'acronyme « INOPLAS » (pour INnOvative PLASma) qui vise à développer des actionneurs plasmas innovants pour le contrôle d'écoulement. L'ensemble des travaux présentés dans cette thèse s'inscrivent dans le contexte de ce projet de recherche.

Les décharges à barrière diélectrique (DBD) de type AC ont d'ores et déjà montré leur efficacité pour le contrôle des écoulements jusqu'à des nombres de Reynolds de l'ordre du million. Le mécanisme de contrôle est alors la force électrofluidodynamique (EFD) et le vent électrique qu'elles produisent. Cependant, il s'avère que leur efficacité se restreint aujourd'hui à des vitesses de l'ordre de 50 m/s à cause de la limitation de la vitesse du vent électrique et de la force générée. Etendre alors cette efficacité aux écoulements à plus haute vitesse implique d'améliorer les propriétés de ces actionneurs électromécaniques, soit en augmentant la force EFD moyenne, soit en étant capable de générer des effets transitoires très rapides qui excitent les fréquences naturelles de l'écoulement.

Deux possibilités d'amélioration ont donc été proposées dans ce travail de thèse. La première consiste à utiliser une tension de type impulsionnelle à la place d'une tension sinusoïdale. Cette nouvelle technologie de décharge a montré ses capacités jusqu'à des vitesses de l'ordre de 100 m/s, mais à des faibles nombres de Reynolds. Le mécanisme de contrôle, qui s'appuie sur un chauffage rapide du gaz en proche paroi, semble alors basé sur l'onde de pression qui est générée et qui se propage dans l'écoulement à une vitesse sonique. La seconde possibilité quant à elle, consiste à modifier la géométrie de l'actionneur lui-même, afin d'évacuer les charges rémanentes déposées à la surface du diélectrique car ces dernières limitent la propagation de la décharge. Pour ce faire, notre projet a proposé l'utilisation d'une géométrie de décharge à trois électrodes, au lieu de deux habituellement (décharge conventionnelle), en partant du principe que la troisième électrode permettrait d'attirer les charges déposées à la surface du diélectrique et, par conséquent, d'étendre davantage le plasma.

C'est à l'étude de la caractérisation d'une nouvelle décharge associant les deux moyens d'amélioration précédents que se consacre la première partie de la thèse. **Il s'agit d'une décharge de type impulsionnelle générée à l'aide d'une géométrie à trois électrodes.** Ainsi, on génère une décharge glissante (ou SL-DBD pour « SLiding DBD » en anglais) qui a donc l'avantage de générer une interface entre le fluide et le plasma sur une large surface, permettant d'améliorer leur interaction car pour les décharges conventionnelles à deux électrodes, cette interaction est limitée à une dizaine de millimètres. Cette première partie de la thèse se décline en cinq chapitres :

- Le premier chapitre propose tout d'abord un état de l'art sur les décharges électriques, et plus particulièrement sur les décharges impulsionnelles.

- Le deuxième chapitre présente les différents dispositifs expérimentaux ainsi que le protocole expérimental.
- Le troisième chapitre expose les résultats expérimentaux concernant l'étude de la décharge conventionnelle de type nanoseconde pulsée établie avec une géométrie à deux électrodes (nous l'appellerons « NS-DBD » pour NanoSecond DBD). Les propriétés électriques et optiques de cette dernière serviront de référence dans la suite de cette caractérisation.
- Le chapitre 4 propose l'étude de la décharge nanoseconde pulsée de type glissante (SL-DBD), au moyen de diagnostics électriques et optiques. Il définit les conditions nécessaires à la génération du « régime glissant » et présente ses propriétés électriques. En complément, les diagnostics optiques par imagerie iCCD permettent d'identifier clairement ce régime glissant.
- Enfin, le cinquième et dernier chapitre de la partie I est consacré à la caractérisation mécanique du gradient de pression généré par les décharges NS-DBD et SL-DBD, au moyen de visualisations Schlieren et de mesures de pression instationnaires. Ceci permet de mettre en évidence l'influence de la tension appliquée à la troisième électrode sur les propriétés électromécaniques de la décharge glissante.

Par ailleurs, on sait que les caractéristiques électriques et optiques des décharges peuvent être affectées par la présence d'un écoulement extérieur. Cette dépendance vis-à-vis des conditions d'écoulement laisse envisager que les décharges de surface pourraient être utilisées pour mesurer les caractéristiques locales d'un fluide suivant leurs modifications optiques ou électriques. **Les travaux réalisés dans la deuxième partie de la thèse s'intéresseront justement à évaluer la sensibilité des décharges de surface à un écoulement, afin d'évaluer leur capacité à être utilisées comme capteur de type « TOR » (tout ou rien) capable de détecter la présence ou non d'un écoulement, ou en tant que capteur sensible à la vitesse pariétale ou de frottement**. L'évaluation des capacités de ces décharges de surface en tant que capteur fait l'objet de la deuxième partie de cette thèse. Nous y consacrons quatre chapitres :

- Le chapitre 6 présente tout d'abord une revue bibliographique concernant les études qui traitent de l'influence d'un écoulement sur les caractéristiques des décharges électriques.
- Le chapitre 7 décrit ensuite les dispositifs expérimentaux mis en place dans cette deuxième partie, ainsi que les différents diagnostics qui y seront menés.
- Les résultats obtenus sont proposés par le chapitre 8. Ceux-ci concernent l'influence d'un écoulement sur les propriétés électriques et optiques de différentes décharges. Ce chapitre permet aussi d'évaluer la sensibilité des décharges à la vitesse de l'écoulement. De plus, l'influence de la direction de l'écoulement par rapport à l'orientation de la décharge sur la sensibilité fait également l'objet d'une étude présentée dans ce chapitre.

- Enfin, le chapitre 9 propose une synthèse des différents résultats obtenus et expose les capacités de ces décharges à pouvoir être utilisées comme anémomètre de vitesse pariétale.

Enfin, la troisième et dernière partie de la thèse est consacrée à l'étude des décharges NS-DBD et SL-DBD en tant qu'actionneurs pour le contrôle d'écoulement. On y évalue l'efficacité de ces décharges sur des écoulements de couche limite suivant différentes configurations aérodynamiques. Les études menées dans cette troisième partie sont moins approfondies que les deux précédentes car elles représentent des travaux réalisés en toute fin de thèse, mais proposent néanmoins des résultats intéressants qui méritent d'être présentés dans ce manuscrit. Elles visent à confirmer ou infirmer certains scenarios de contrôle proposés dans la littérature, qui s'appuient sur une influence du gradient de pression et/ou du gradient thermique généré par ces décharges NS-DBD et SL-DBD à la paroi. Ces scénarios se basent sur des phénomènes de transition de la couche limite laminaire vers le régime turbulent et sur la capacité de ces décharges à imposer des modifications significatives de la couche limite indépendamment, ou non du régime d'écoulement. Les travaux de la partie III sont présentés dans les chapitres 10 à 12 :

- Le chapitre 10 fait l'état de l'art rapide des travaux concernant le contrôle d'écoulement. Il expose les hypothèses souvent avancées par les acteurs de ce domaine pour expliquer les mécanismes qui sont à l'origine du contrôle.
- Le chapitre 11 consiste à étudier l'influence d'une décharge de surface pulsée sur des écoulements dont la couche limite est décollée. Les cas spécifiques d'un décollement par gradient de pression adverse (profil NACA 0015) et par changement brutal de géométrie (marche descendante) sont étudiés. Il s'agit ici d'évaluer la capacité de la décharge à modifier des grandeurs moyennes de l'écoulement pour des régimes laminaire et turbulent.
- Dans le chapitre 12, les décharges développées pendant ces travaux de doctorat sont testées sur une configuration de couche limite collée (plaque plane) à bas nombre de Reynolds (régime laminaire). Cette configuration, particulièrement sensible aux perturbations de faible amplitude, constitue un cas test idéal pour une comparaison des décharges nanosecondes conventionnelle et glissante.

Dans les chapitres 11 et 12, nous verrons que les résultats sont tout à fait surprenants, et qu'ils ne sont pas vraiment en accord avec ce que l'on pouvait attendre. Malheureusement, faute de temps, ces nombreux essais n'ont pas pu être prolongés, et l'ensemble des mécanismes mis en jeu n'ont pas pu être clairement identifiés.

Enfin, nous finirons la présentation de nos résultats par une conclusion générale, puis nous proposerons en perspectives quelques pistes d'amélioration de ces décharges vis-à-vis des différentes applications qui font l'objet de cette étude.

Partie I :

Caractérisation électrique, optique et mécanique d'une décharge DBD pulsée conventionnelle et de type glissante

Plan des chapitres

1. Revue bibliographique des décharges électriques
2. Dispositifs expérimentaux et mesures préliminaires
3. Caractérisation électrique et optique des décharges NS-DBD
4. Caractérisation électrique et optique de la décharge glissante: SL-DBD
5. Caractérisation optique et mécanique de l'onde de pression générée par les décharges NS-DBD et SL-DBD

Introduction de la partie I

Cette première partie propose une étude d'une nouvelle configuration de décharge de type nanoseconde de surface à barrière diélectrique permettant d'étendre le plasma sur une large surface. Cette décharge dite glissante ou « sliding » (SL-DBD : Sliding Dielectric Barrier Discharge en anglais) est générée en utilisant une géométrie d'actionneur à 3 électrodes. Les caractéristiques électriques, optiques et mécaniques de cette nouvelle configuration de décharge, sont comparées à celles d'une décharge conventionnelle NS-DBD (NanoSecond Dielectric Barrier Discharge en anglais) qui est générée en utilisant une géométrie à 2 électrodes. Cette dernière, généralement étudiée dans le domaine, servira de cas de référence tout au long de l'étude.

La caractérisation de la décharge SL-DBD s'inscrit dans un contexte de développement de la décharge à barrière diélectrique nanoseconde pulsée afin d'améliorer son efficacité vis-à-vis des applications qui lui sont associées. Dans ce travail, le développement de cette nouvelle technologie de décharge vise à répondre à trois objectifs essentiels:

- Le premier, de nature électrique, consiste à déterminer les paramètres électriques gouvernant la génération de cette décharge glissante SL-DBD en variant les amplitudes et la fréquence des différentes tensions appliquées. Les résultats seront comparés à ceux observés dans l'étude de la décharge conventionnelle NS-DBD afin de ressortir les atouts de la configuration SL-DBD.
- Le deuxième, de nature géométrique, consiste à évaluer l'influence de la distance entre les électrodes ainsi que celle de leur forme sur la morphologie de la décharge et sur ses propriétés électriques.
- Le troisième, de nature mécanique se propose d'évaluer l'influence de ces paramètres électriques et géométriques sur la morphologie et le gradient de l'onde de pression générée par les différentes décharges.

La présentation des travaux effectués dans cette première partie du manuscrit sur l'étude comparée de la décharge nanoseconde glissante (SL-DBD) et la décharge conventionnelle (NS-DBD) est subdivisée en 5 chapitres distincts.

Le premier chapitre présente tout d'abord l'état de l'art sur les plasmas en général et les décharges électriques en particulier. Il définit les différents types de décharges électriques ainsi que leurs caractéristiques électromécaniques. Une attention particulière est accordée à la DBD de type nanoseconde pulsée afin de souligner ses spécificités par rapport aux décharges de type AC qui sont les plus souvent étudiées dans le domaine. Ensuite, nous présenterons les différents travaux électriques et géométriques effectués sur ces décharges à barrière diélectrique.

Le deuxième chapitre, décrit les différents dispositifs et protocoles expérimentaux utilisés pour déterminer les caractéristiques électriques, optiques et mécaniques de ces décharges. Les dispositifs électriques présentent le câblage et les systèmes d'alimentation des différentes décharges ainsi que les diagnostics mis en place. Les montages optiques, quant à eux, sont mis en place pour visualiser d'une part la morphologie des décharges à la surface du diélectrique grâce à une caméra intensifiée et d'autre part pour observer l'onde de pression générée par ces décharges par la technique Schlieren. En complément de mesures qualitatives basées sur les visualisations Schlieren, nous présenterons le banc de mesure quantitatif du gradient de pression au moyen d'un capteur de pression piézoélectrique positionné au-dessus de l'actionneur.

Ensuite viennent les chapitres 3 et 4 qui montrent l'étude proprement dite des décharges NS-DBD et SL-DBD. Le troisième chapitre présente les caractéristiques électriques et optiques de la décharge conventionnelle NS-DBD qui constituera la configuration de référence tandis que le quatrième traite de la décharge glissante SL-DBD établie sur des distances inter-électrodes de 40, 60 et 80 mm. Les caractéristiques électriques sont basées sur la variation des signaux de tension, de courant, de puissance et d'énergie qui sont mesurés aux bornes des différentes décharges. Les diagnostics optiques par imagerie, quant à eux, comparent la morphologie de ces décharges NS-DBD et SL-DBD. Ils complètent les diagnostics électriques effectués auparavant et justifient certains choix. Ce chapitre propose en outre d'étudier l'influence des paramètres géométriques sur les caractéristiques électriques des décharges et sur leur morphologie.

Enfin, le chapitre 5 traitera de l'étude optique et mécanique de l'onde de pression induite par ces décharges NS-DBD et SL-DBD. Il montre par visualisation Schlieren la topologie et l'évolution de l'onde de pression générée par ces décharges. Une analyse qualitative sur l'intensité de ces ondes par l'intermédiaire des images Schlieren y est effectuée, ainsi qu'une analyse quantitative, qui se base sur les mesures de gradient de pression générée par ces décharges. Ces mesures sont effectuées suivant les directions x, y, z afin d'évaluer leur répartition spatiale à la surface du diélectrique.

Chapitre 1 :

Revue bibliographique des décharges électriques

1 Revue bibliographique des décharges électriques

1.1 Introduction

Ce premier chapitre bibliographique propose une synthèse concernant les décharges électriques en général. Il s'intéresse essentiellement aux décharges surfaciques à barrière diélectrique établies dans l'air à pression atmosphérique utilisées dans le domaine de la mécanique des fluides surtout dans un contexte de contrôle d'écoulement. Après la présentation des généralités sur les plasmas, une explication des mécanismes de génération de ces décharges ainsi que leur classification seront détaillées. Ensuite, nous parlerons des différents types de décharges électriques utilisés dans ce contexte. Ces décharges sont générées soit en volume soit à la surface d'un diélectrique alimentées par des hautes tensions de type DC, AC ou nanoseconde pulsée. Les propriétés électriques et les mécanismes de conversions électromécaniques de chaque type de décharge seront résumés dans ce chapitre. Enfin, nous présenterons une synthèse concernant les différents travaux concernant ces décharges et leurs limites vis-à-vis du contrôle d'écoulement.

1.2 Les plasmas en général

1.2.1 Définition

Le plasma désigne le quatrième état de la matière, faisant suite, dans l'échelle des températures, aux états solide, liquide et gazeux. Ce terme a été introduit en 1928 par le physicien Irving Langmuir (1881-1957) pour nommer un gaz contenant des particules chargées (ions et électrons) par analogie au plasma sanguin [1].

La particularité des plasmas est qu'ils sont électriquement neutres d'un point de vue macroscopique. En effet, dans un gaz chaque atome ou molécule présent est électriquement neutre, c'est-à-dire que la quantité de charges positives (protons) est équivalente à celle des charges négatives (électrons). Lorsqu'on fournit un apport énergétique suffisant pour arracher une partie des électrons aux atomes présents, le gaz devient partiellement ionisé. Cet apport énergétique nécessaire pour ioniser le gaz peut provenir d'une source thermique, magnétique ou directement d'une source électrique.

Le plasma est aujourd'hui l'élément le plus répandu dans l'univers car il représente plus de 99% de la matière cosmique. Il se trouve en effet dans les environnements où il y a suffisamment d'énergie pour ioniser les particules ou les maintenir dans leur état d'ion. Sur la terre, les plasmas passent presque inaperçus à cause des conditions environnementales qui sont très éloignées de celles nécessaires à la vie terrestre (température et pression). On distingue généralement les plasmas dits naturels (ionosphère, aurores boréales, étoiles, éclairs) et les plasmas artificiels (flammes, écrans de télévision, lampes fluorescentes, soudures à l'arc, décharges électriques par exemple).

1.2.2 Paramètres caractéristiques et classification

Le plasma étant constitué de différentes particules en interaction, leur classement dépend de l'évolution de la densité, de la température et de la fonction de distribution en espace et en vitesse de chaque espèce ionisé et des électrons. Á ces paramètres s'ajoutent les réactions chimiques pouvant modifier les propriétés physico-chimiques de ces espèces. On distingue certains paramètres qui permettent de classifier les différents plasmas :

- **La densité électronique ρ_e** qui représente le nombre d'électrons libres par unité de volume.
- **Le libre parcours moyen « l »** qui est la distance moyenne parcourue par une particule entre deux collisions successives.
- **La température des électrons « Te »** : elle fait référence à l'énergie cinétique des électrons.
- **Le degré d'ionisation** « α » qui désigne le rapport de la densité des d'électron libre « n » par rapport à la somme des particules neutres N et des électrons (Eq I-1).

$$\alpha = \frac{n}{N + n} \qquad \text{Eq I-1}$$

La Figure I-1 présente la classification des différents type de plasma en fonction de leur degré d'ionisation α et de leur température Te. Cette classification permet de regrouper les plasmas dits « thermiques » d'une part, et les plasmas « non thermiques » d'autre part.

- **Les plasmas thermiques** constituent ceux dont la température des électrons avoisine celle du gaz (entre 10^4 et 10^5 K). Dans ce cas, la plupart de la matière est ionisée. On obtient donc un milieu à l'équilibre thermodynamique car toutes les particules sont pratiquement à la même température. Les arcs et les torches à plasma peuvent être cités comme exemple de ce type de plasma utilisé en industrie pour la découpe et la soudure.
- **Les plasmas non-thermiques** sont quant à eux caractérisés par leur état hors équilibre thermodynamique. La température du gaz (des ions) est proche de la température ambiante tandis que celle des électrons peut être élevée à environ 10^4 K. Ici, le gaz est

faiblement ionisé ($n_e \approx 10^{13}/cm^3$) et la majeure partie de l'énergie injectée est convertie en réactivité chimique et non en énergie thermique. Les décharges à barrière diélectrique sont des exemples de ce type de plasma et font l'objet de cette étude.

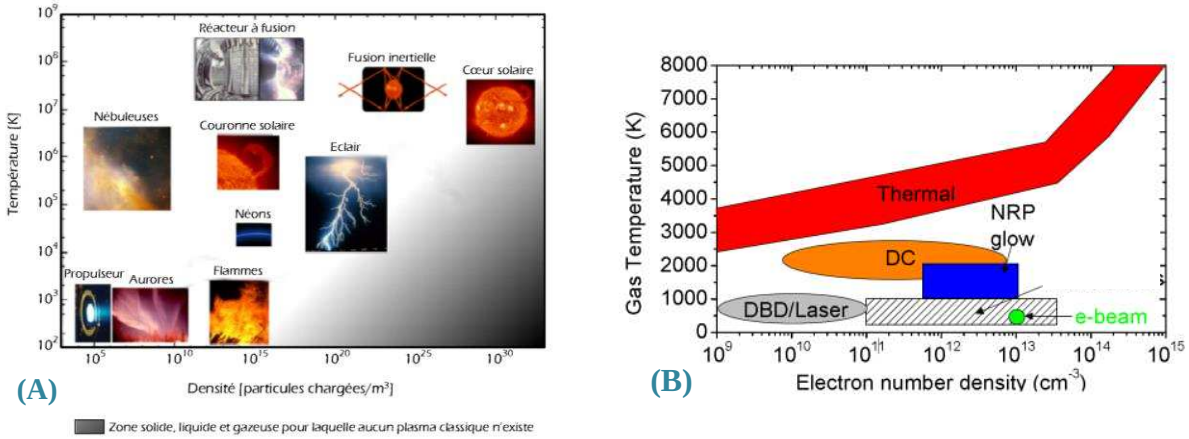


Figure I-1: Classification des plasmas naturels (A) [2] et artificiels (B) [3] en fonction de la densité de charges et de la température

1.3 Les décharges électriques à pression atmosphérique

Lorsqu'on applique une différence de potentiel élevée entre deux électrodes placées dans un gaz, si le champ électrique appliqué est suffisant pour ioniser ce dernier, une décharge électrique se produit et on obtient un plasma.

C'est Georg Lichtenberg en 1777, qui a pu visualiser expérimentalement la morphologie d'une décharge électrique synonyme de la propagation de la foudre. Cette décharge est générée en approchant des pointes conductrices reliées à la haute tension, d'une plaque isolante couverte de poussière de souffre. La décharge générée laisse une empreinte caractéristique sur cette dernière (Figure I-2). De ce principe découlera plus tard les différentes techniques de visualisation et de diagnostic des décharges électriques ayant lieu dans les machines électriques. Ces techniques ont permis d'avoir des photographies de la décharge.

Friedrich Paschen en 1889, proposa une étude paramétrique des décharges électriques. Cette étude révéla que les caractéristiques de ces décharges dépendent de la nature de la tension appliquée, du champ électrique, de la distance entre les deux électrodes ainsi que de la pression du gaz. Cependant, les processus de génération de ces décharges restaient méconnus.

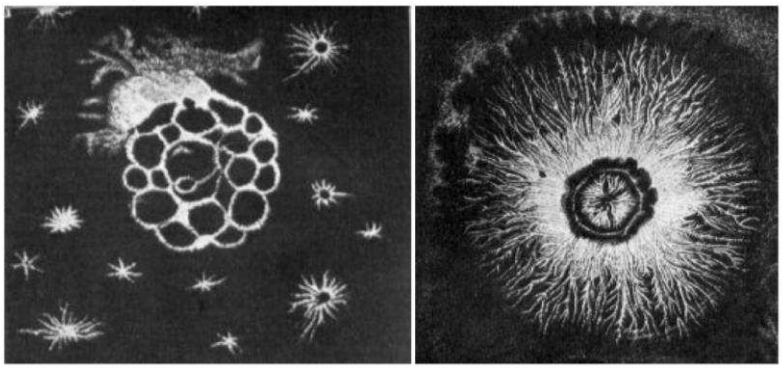


Figure I-2: Figures de Lichtenberg obtenues avec une électrode en pointe et une plaque isolante couverte de poussière de souffre

1.3.1 Mécanisme de génération

1.3.1.1 *Mécanisme d'avalanche électronique*

Le mécanisme de génération et de propagation d'une décharge électrique dans un gaz à basse pression a été élucidé par J. S. Townsend en 1900 [4]. Sa théorie définit le potentiel de claquage dans un gaz, pour de faibles valeurs du produit pd (supérieur à 200 mm Hg.cm) de la pression p et de la distance inter-électrode d. Cette théorie est basée sur le processus *d'avalanche* électronique où les électrons initiaux sous l'effet du champ électrique accélèrent et collisionnent avec les particules neutres du gaz produisant ainsi des ions positifs. Ces derniers à leur tour « bombardent » la cathode (électrode de masse) qui émet des électrons secondaires. Grâce à ces nouveaux électrons, le processus recommence jusqu'à ce que l'intensité du champ électrique devienne insuffisante pour les accélérer. Il définit ensuite l'intensité du courant de décharge i_{dech} comme étant :

$$i_{dech} = i_0 \frac{e^{\alpha x}}{1 - \gamma(e^{\alpha x} - 1)} \qquad \text{Eq I-2}$$

Avec :

« α », le premier coefficient de Townsend, représente le nombre d'électrons formés à la suite des collisions ioniques avec les molécules neutres du gaz.

« γ », le second coefficient de Townsend, représente le nombre d'électrons secondaires émis par la cathode.

« i_0 », le courant généré par la dérive des électrons initiaux présents dans le gaz sous l'effet du champ électrique.

« x » représente la distance parcourue par les électrons qui est en outre la distance entre les électrodes.

1.3.1.2 Mécanisme des streamers

La précédente théorie a été revue et modifiée par Loeb et Kip en 1939 [5]. Ils avaient démontré qu'elle n'était pas valable dans les gaz sous haute pression (pression atmosphérique y compris) c'est-à-dire pour de fortes valeur de produit entre la pression et la distance inter électrode pd (supérieur à 200 mm Hg.cm). Ils ont observé un délai de passage à l'arc de quelques centaines de nanosecondes alors que celui prévu par Townsend était de l'ordre de la microseconde. De plus, ils ont vu également que le passage à l'arc n'était possible qu'après l'apparition d'un filament entre les deux électrodes. H. White [6] avait mesuré la vitesse de propagation de ces filaments aux alentours de 0.1 mm/ns mais pouvant atteindre 10 mm/ns. Loeb et Kip [5] en déduisirent que d'autres mécanismes sont impliqués dans la génération de la décharge et développèrent une nouvelle théorie dénommée « mécanisme des streamers ».

En effet, à la suite de l'avalanche électronique, il se produit une transition vers le streamer grâce à une différence d'inertie entre les électrons et les ions positifs. La vitesse des électrons étant environ 100 fois supérieure à celle des ions, ces derniers forment une charge d'espace qui constitue le front du streamer lorsque son intensité devient du même ordre de grandeur que le champ appliqué. Ces ions en se désexcitant, émettent des photons qui, à leur tour participeront à la génération de nouveaux électrons. Ces électrons provoquent en tête de la charge d'espace de petites avalanches secondaires. Le processus recommence et la charge d'espace augmente au fur à mesure en volume. Cette succession d'avalanches électroniques et de création de charges d'espace génère un filament ou streamer reliant la cathode à l'anode. Si ce canal ionisé est soutenu, on assiste à un passage à l'arc entrainant une augmentation de la température.

Loeb et Kip [5] ont ensuite démontré que ce passage à l'arc pourrait être évité si le terme $\gamma e^{\alpha x} \leq 1$. Dans le cas contraire ($\gamma e^{\alpha x} \geq 1$), des électrons secondaires créent davantage d'avalanches que nécessaire pour maintenir le courant d'où la génération de l'arc électrique.

1.3.2 Les régimes de décharge

Suivant la nature des mécanismes mis en jeu, la physique de la décharge ainsi que sa morphologie sont impactées. Afin de les classifier, différents régimes de décharges ont été définis. Ces régimes se basent surtout sur les diagnostics par imagerie (iCCD, Schlieren, spectroscopie par exemple). Ces images correspondent à l'empreinte des photons émis par les ions durant leur propagation. La Figure I-3 présente quelques morphologies des décharges souvent observées.

- **Le régime couronne** : la décharge forme un plasma qui se localise uniquement aux bornes de l'électrode (Figure I-3-A). Elle est d'une faible épaisseur et présente souvent

des spots lumineux. Ce régime est souvent généré lorsqu'on applique une tension continue à l'électrode [7].

- **Le régime homogène** : il a été observé par Bartnikas en 1969 [8], où le plasma généré dans l'hélium s'étalait dans l'espace inter-électrode sans s'effiler. Ce régime encore appelé régime luminescent a été observé plus tard dans l'air à pression atmosphérique dans les références suivantes [7], [9]–[11]. Il regroupe souvent les régimes de Townsend et diffus encore appelé « glow », lorsque la décharge est générée par un processus de Townsend ou de streamer respectivement. La Figure I-3-B montre une morphologie caractéristique de ce régime.
- **Le régime filamentaire** : il regroupe les décharges dont les canaux ionisés sont distinguables les uns par rapport aux autres (Figure I-3-C-D). Ces streamers se développant individuellement conduisent à la formation de multitudes de micro-décharges.
- **Le régime d'arc** : suivant cette morphologie, l'énergie électrique est concentrée dans quelques filaments. Il fait suite au régime filamentaire (Figure I-3-D), et entraine un fort pic de courant et une augmentation de la température. Ceci est indésirable en décharge surfacique par souci de préservation des matériaux constituant l'actionneur et des alimentations électriques.

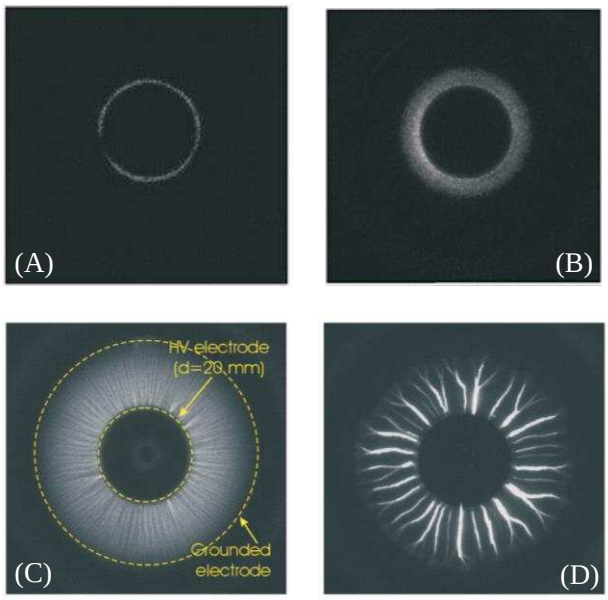


Figure I-3: Images iCCD de la décharge établie à la surface d'un diélectrique montrant les régimes couronne (A), diffus (B), filamentaire (C) et transitoire vers l'arc (C) [11]

1.3.3 Les différents types de décharge

Suivant les applications industrielles, différentes configurations d'actionneur sont utilisées afin de générer des régimes de décharges spécifiques. On distingue généralement les décharges volumiques et surfaciques avec ou sans barrière diélectrique.

1.3.3.1 Les décharges volumiques sans barrière diélectrique

Cette configuration de décharge désigne les actionneurs dont le volume de gaz à ioniser se trouve entre les deux électrodes. Ces décharges ont été les premières configurations utilisées dans le monde industriel. La configuration en pointe plan (Figure I-4A) est souvent utilisée pour des applications nécessitant une quantité élevée d'espèces chargées dans l'espace inter-électrode. Les configurations coplanaires (Figure I-4B) ou coaxiales (Figure I-4C) sont quant à elles utilisées dans les domaines de dépollution ou de décontamination. D'autres géométries sont souvent étudiées afin d'améliorer l'efficacité de ces décharges.

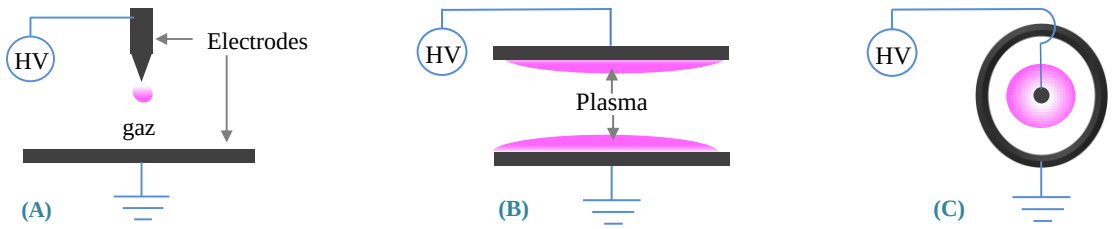


Figure I-4: Configuration de décharges volumiques de type pointe-plan (A), plan-plan (B) et fil-cylindre (C)

1.3.3.2 Les décharges surfaciques sans barrière diélectrique

Les décharges de surface ont été également étudiées parallèlement aux décharges volumiques. La Figure I-5 présente quelques configurations souvent étudiées. Elles sont souvent considérées comme des décharges partiellement volumiques car la présence du diélectrique ne servirait qu'à diriger les canaux ionisés. Ces décharges de surface sont parfois utilisées pour des applications de contrôle d'écoulement [12], de capteur de vitesse [13] ou de traitement de surface, par exemple.



Figure I-5: Configuration de décharges surfaciques de type pointe-plan (A), plan-plan (B) et fil-fil (C)

1.3.3.3 Les décharges à barrière diélectrique : DBD

Les décharges volumiques et surfaciques présentées précédemment ont été abandonnées au profit de celles à barrière diélectrique car elles sont instables et passent fréquemment au régime d'arc. Ce passage à l'arc est non seulement nuisible à l'actionneur mais aussi aux différents matériels électriques utilisés. Pour le prévenir, certains auteurs proposent de réduire la durée des décharges en utilisant par exemple des impulsions de tension de l'ordre de la microseconde, ou bien d'intercaler entre les électrodes un diélectrique qui jouera le rôle de barrière. Ainsi les configurations des décharges volumiques ont été réarrangées [14], [15]. La Figure I-6A montre un exemple d'une configuration coplanaire. Il en va de même pour les décharges de surface où une modification de leur géométrie a été effectuée (quelques exemples en Figure I-6B et C). De plus suivant les applications, une ou toutes les électrodes peuvent être encapsulées [12], [16], [17].

En ce qui concerne la réduction de la durée de la décharge pour prévenir la génération d'arc en utilisant les impulsions de tension, nous y reviendrons dans la section 1.3.5. Dans celle-ci, nous présenterons les différents scénarios d'amélioration des décharges de surface à barrière diélectrique.

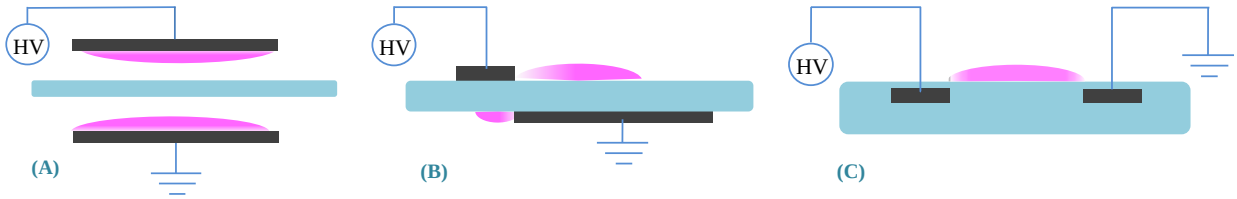


Figure I-6: Configuration de DBD de type plan-plan volumique (A), plan-plan surfacique (B) et plan-plan surfacique avec encapsulation (C)

1.3.4 DBD de surface de type AC

1.3.4.1 Historique et caractéristiques

Les DBDs de surface de type AC sont au cœur de nombreuses recherches dont le but est entre autres d'améliorer leur efficacité vis-à-vis des applications qu'elles visent. Ces décharges sont générées en appliquant une haute tension sinusoïdale à une des électrodes tandis que la seconde est mise à la masse. Lorsque la tension appliquée est suffisante, une décharge a lieu à la surface du diélectrique. Les mesures de tension et de courant relatives à cette dernière, sont présentées par la Figure I-7. On observe que, durant l'alternance positive, le courant de décharges est constitué de plusieurs pics (i.e. régime streamer) tandis qu'à l'alternance négative, ces pics sont fortement réduits (i.e. régime glow).

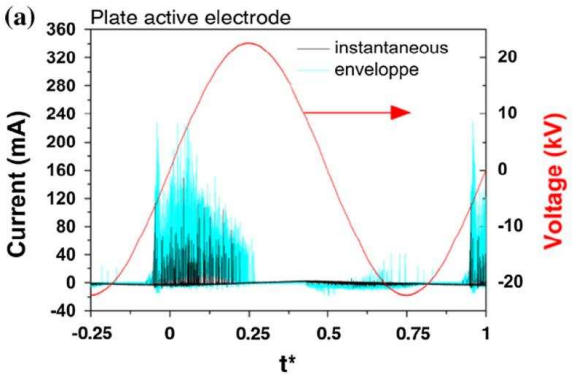


Figure I-7 : Caractéristiques électriques d'une décharge de type AC (B) [18]

Ces variations d'alternance (i.e. des régimes de décharge), confèrent à cette décharge de type AC, l'avantage de pouvoir évacuer les charges déposées à la surface du diélectrique grâce aux changements successives des alternances positives et négatives [12], [19]. En effet, durant la première alternance, les charges sont déposées à la surface du diélectrique grâce à la première décharge. La surface de la barrière diélectrique devient ainsi chargée et son potentiel avoisine celui de la tension appliquée. Mais, durant la phase descendante de la tension, le potentiel du diélectrique devient supérieur à celui de l'électrode active qui se comporte par conséquent comme une cathode virtuelle. Les charges déposées retournent donc vers cette cathode virtuelle en générant au passage une seconde décharge. Ainsi le potentiel du diélectrique est à nouveau abaissé et le cycle recommence. Ce changement de régime d'une alternance à une autre, favorise la génération du vent électrique et de la force electrofluidodynamique générée par ces décharges.

1.3.4.2 Mécanisme de conversion électromécanique des décharges AC : Le vent électrique et la force Electrofluidodynamique

La conversion électromécanique induite par les décharges ou AC est connu sous le nom de vent électrique ou force électrofluidodynamique (ou EHD : Electrohydrodymanic). Ce vent interagit avec le fluide environnant en favorisant un écoulement en proche paroi (Figure I-8A). En effet, durant la décharge, les particules ionisées (durant l'alternance positive), sont accélérées (durant l'alternance négative) sous l'effet du champ électrique (force de coulomb) et collisionnent avec les particules neutres de l'air. Les collisions entrainent un transfert de quantité de mouvement donnant ainsi naissance au vent électrique. Ce vent électrique impacte directement le profil de la couche limite d'un écoulement par exemple [12], [17], [20], [21]. Par ailleurs, Forte et al. en 2007 avait montré que l'évolution temporelle de la vitesse du vent électrique était étroitement liée à la fréquence des alternances (Figure I-8B) [22]. Les travaux récents ont démontré que la vitesse du vent électrique généré par une DBD peut atteindre une dizaine de m/s et la force générée avoisine 1 mN/W.

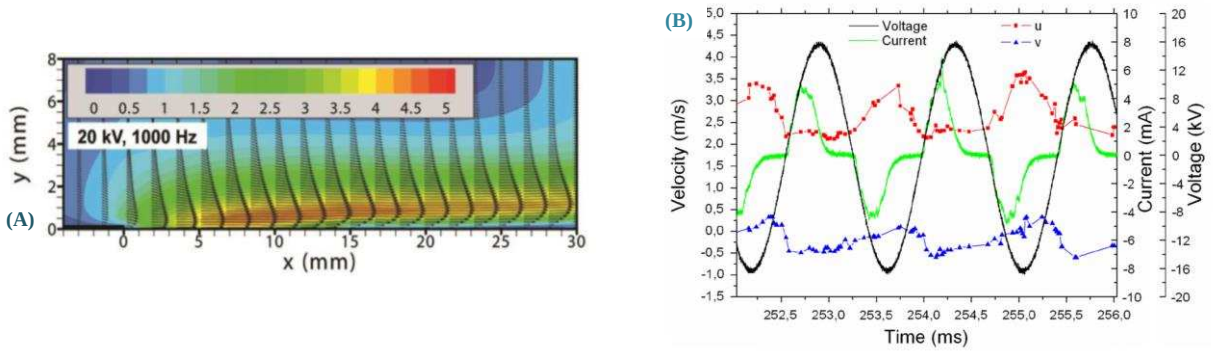


Figure I-8: Champ PIV montrant la topologie du vent électrique généré par une AC-DBD surfacique (A) [23], variation des composantes de vitesse u et v par rapport au signaux de tension et de courant [22]

Il apparait que la vitesse maximale que peut atteindre le vent électrique est limitée à cause du dépôt de charges à la surface du diélectrique qui constitue un « écran » pour la décharge suivante en générant un contre champ électrique. Les travaux de Enloe et al. [24], Celestin et al.[25] en 2008, Cristofolini et al. [26] en 2013 et Hong et al. [27] en 2013 ont d'ailleurs montré que le dépôt de charge entraine une élévation progressive du potentiel du diélectrique atténuant ainsi l'efficacité de ces décharges AC. Plusieurs travaux ont donc été adressés à l'amélioration de l'efficacité de ces décharges afin de minimiser la quantité de charges déposées. Pour ce faire, certains auteurs proposent de modifier la fréquence des signaux de tension en superposant plusieurs fréquences d'excitation ou en les utilisant en mode « burst » [17], [21]. Par ailleurs, l'utilisation des signaux AC de type triangulaire, quadratique ont également permis d'améliorer les performances de ces décharges [28]. Certains auteurs proposent en outre, une modification de la géométrie de l'actionneur en rendant par exemple la barrière diélectrique partiellement conductrice [29], ou en ajoutant une contre électrode [30], [31] dans le but d'évacuer les charges déposées. Cette dernière solution permet de générer une décharge dite glissante ou « sliding ».

1.3.4.3 La configuration à AC-DBD glissante ou sliding

La configuration à DBD glissante est apparue prometteuse car elle permet d'attirer et collecter les charges et par conséquent la décharge peut s'étendre davantage et recouvrir une large surface [30], [32], [33]. Cette extension est possible à la présence d'une contre électrode reliée à la masse ou connectée à une tension continue. Les efforts de recherches se sont donc orientés vers cette augmentation de la surface de décharge afin d'augmenter davantage la région d'interaction avec le fluide environnant. En effet, l'extension des décharges de surface est souvent limitée à quelques millimètres voir 1 à 2 cm à cause de la contre camp des charges déposées. Cette configuration, utilisant une géométrie d'actionneur à 3 électrodes était préalablement utilisée

pour ioniser les gaz dans les lasers [34]. En 2005, notre équipe a commencé à étudier cette configuration de décharge pour des applications en contrôle d'écoulement. La Figure I-9 montre quelques exemples des géométries utilisées. Son principe est le suivant : les charges qui résultent d'une décharge primaire générée à la première électrode sont attirées vers la troisième électrode lorsque cette dernière est à un potentiel donné. Ainsi est générée une décharge dite glissante ou sliding (en anglais).

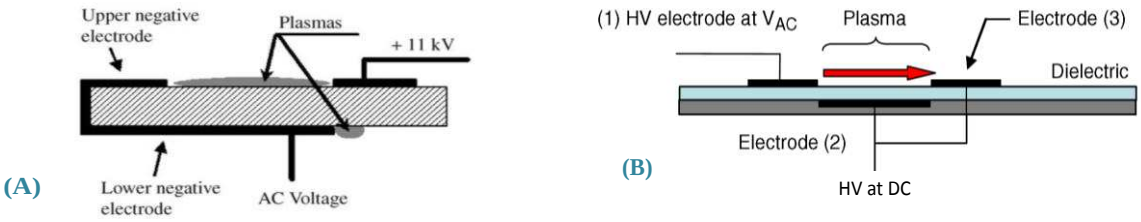


Figure I-9: Illustration des actionneurs permettant de générer une décharge sliding (A) et (B) provenant des références [30] et [33] respectivement

En 2008, Moreau et al. [33] avaient montré que la configuration à DBD glissant permet d'augmenter la vitesse électrique produite lorsqu'on la compare à la DBD conventionnelle à 2 électrodes. Ce résultat a d'ailleurs été confirmé plus tard par Debien et al. [18] dans sa thèse, puis Polivanov et al. [35] et Seney et al. [36], en y ajoutant que la topologie du vent électrique est modifiée aux abords de la troisième électrode. Cette augmentation de la vitesse indiquerait que cette décharge serait plus efficace en control d'écoulement, cependant peu de travaux sont effectués à ceux sujet car il s'avère que cette décharge AC-DBD glissante génère régulièrement des régimes d'arc qui sont non-désirés.

1.3.5 DBD de surface de type NRP

Toujours dans l'optique de minimiser la quantité de charges déposées à la surface du diélectrique, une solution est d'utiliser les décharges de type nanoseconde pulsées ou NRP (Nanosecond Repetitive Pulsed). En effet ces dernières, de par leur temps de montée de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes, ont l'avantage d'atteindre la tension seuil de claquage du gaz environnant sans que le diélectrique ait le temps de se charger (i.e. d'élever son potentiel). Elles ont également l'avantage d'être plus stables et le régime d'arc est rarement atteint à cause de leur faible durée. De plus, elles proposent un autre processus de contrôle par rapport aux AC-DBDs grâce à leur mécanisme de conversion électromécanique basé sur le chauffage rapide du gaz en proche paroi. En effet, la vitesse moyenne du vent électrique produite par ces décharges pulsées s'est révélée d'un ordre de grandeur plus faible lorsqu'on la compare à celle produite par les AC-DBDs [37]. Cependant, il a été montré à la fin des années 2000 que ces décharges pulsées

produisent une onde de pression ou onde de choc qui résulte d'un phénomène de chauffage rapide du gaz en proche paroi [38]–[41], [37].

1.3.5.1 Historique et caractéristiques électriques

Cette nouvelle catégorie de décharges pulsées a ouvert une nouvelle voie de recherche pour le contrôle d'écoulement. Bletzinger et al. [42] propose un résumé bien détaillé à ce sujet. Les efforts de caractérisation de ces décharges pulsées ont amené certains auteurs à utiliser des signaux de tension impulsionnelle à faible et à forte largeur d'impulsion (FWHM : Full Width Half Maximum, Figure I-10 A et B respectivement). Ces études d'optimisation ont fait partie des recherches de A. Aba'a N'Dong durant sa thèse au sein de notre équipe de recherche [10]. Les Figure I-10 A et B montrent que deux pics de courant sont générés quelle que soit la nature et la polarité de la forme d'onde de tension : un à la montée et l'autre à la descente du signal (comme pour les décharges AC, section 1.3.4.1). Ces courants, étant la somme des composantes capacitives et de décharge, ont généralement une amplitude supérieure à 10 A. En effet, une rapide montée de l'impulsion de tension permet d'augmenter considérablement le champ électrique E, et par conséquent, le champ réduit E/N (où N représente la concentration des particules neutres du gaz) pendant ce laps de temps d'une dizaine de nanosecondes.

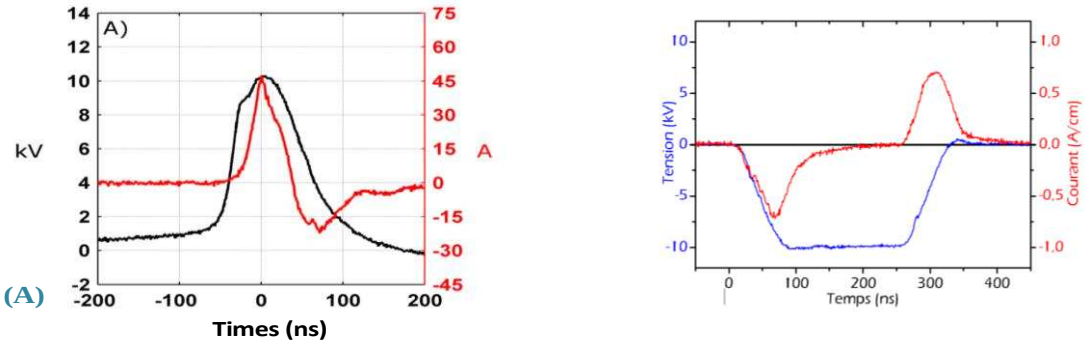


Figure I-10:Forme d'onde de courant et de tension pour une impulsion de tension de faible FWHM (A) [43] et de forte FWHM (B) [10]

Les études de caractérisation portant sur l'influence de la forme et de la polarité de l'onde de l'impulsion ainsi qu'à la géométrie de l'actionneur ont été effectuées [40], [43]–[45]. La finalité de ces études était d'évaluer l'influence de ces paramètres électriques et géométriques sur l'énergie dissipée par ces décharges. En effet, la variation de l'énergie consommée par pulse est un des moyens de comparaison de ces décharges. Cette variation a été associée à l'efficacité de ces décharges en contrôle d'écoulement. Les différents travaux ont montré que l'énergie dissipée est sensible à la configuration géométrique de l'actionneur (Figure I-11-A) [43], [44]. Elle est légèrement plus élevée pour une impulsion positive que négative (Figure I-11-B) [40], [44], [45].

La diminution du temps de montée ou de descente de l'impulsion de tension entraine quant à elle une diminution de l'énergie alors que la variation de la largeur de l'impulsion n'a pas d'effet sur cette dernière [40]. Les travaux numériques réalisés dans ce sens confirment cette variation d'énergie [41], [46], [47].

Un peu d'attention mérite d'être accordée au calcul de l'énergie. Certains auteurs se basent sur le calcul par intégration algébrique de la puissance, ce qui correspond au calcul physique de l'énergie électrique dissipée c'est-à-dire à la différence des énergies dissipée entre les décharges générées à la montée et à la descente de la tension [38], [40], [48]. Par contre, une équipe de recherche se réfère plutôt au calcul par intégration absolue car ils considèrent que du point de vue mécanique, ces deux décharges contribuent à la génération de l'onde de pression et par conséquent, l'énergie doit être la somme des deux [45]. Ces deux scénarios sont valables suivant les différents points de vue (électrique et mécanique). Cependant la majorité des chercheurs utilisent le premier scénario basé sur le calcul algébrique. Nous allons donc utiliser cette technique dans ce manuscrit afin de comparer les résultats.

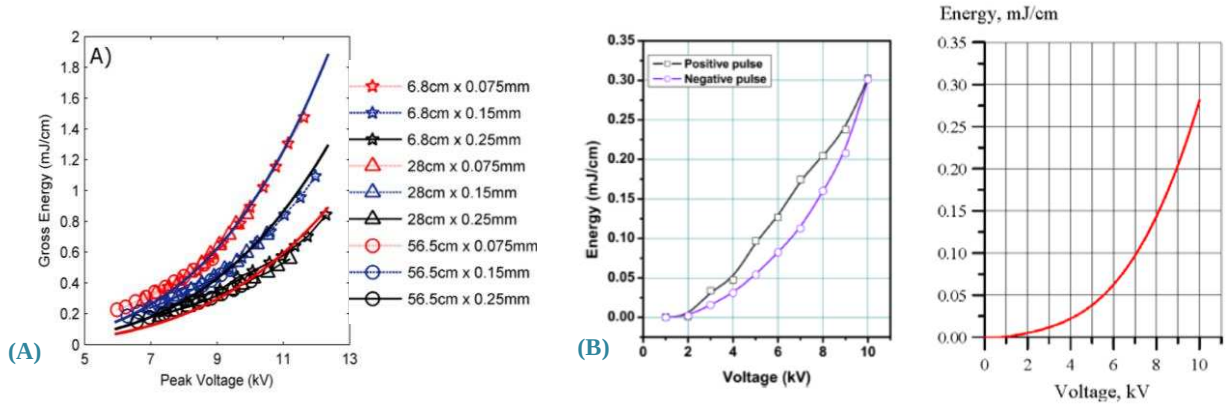


Figure I-11: Variation de l'énergie électrique dissipée par la décharge en fonction de la tension proposée par Dawson et al. (A) [43] et comparaison des résultats expérimentaux [40] et numériques, proposée par Takashima et al. (B) [41]

1.3.5.2 Mécanisme de conversion électromécanique des décharges pulsées NRP: *l'onde de pression et les effets thermiques*

Les décharges pulsées nanosecondes génèrent des ondes de pression qui résultent d'un processus thermodynamique dû à la variation ultra-rapide de la température de l'air durant les toutes premières nanosecondes de la décharge. Le mécanisme gouvernant la génération de ces ondes de pression relève des domaines de la thermodynamique et de l'acoustique. Ces ondes sont assimilées à des « micro-explosions » de faibles intensités qui sont générées dans un gaz. Concernant les décharges pulsées, plusieurs auteurs ont pu montrer expérimentalement et

numériquement que cette variation de la température de l'air est directement liée à la température vibrationnelle des molécules d'air excitées [38], [46], [49], [50]. Pour visualiser expérimentalement la propagation de ces ondes, plusieurs techniques sont utilisées : ombroscopie, interférométrie, schlieren, BOS (Background Oriented Schlieren). C'est la technique Schlieren qui est utilisée dans cette thèse, comme dans différents travaux [42], [50], [51].

❖ **Morphologie de l'onde de pression**

La Figure I-12-A présente une vue de profil de l'onde de pression générée par la décharge NS-DBD. Elle montre qu'elle est constituée d'une partie hémisphérique (cylindrique) et d'une partie plate, comme visualisé dans les références [38], [40], [52]]. La première est centrée aux bornes de l'électrode active tandis que la seconde est associée à l'extension du plasma à la surface du diélectrique. La vue de face (Figure I-12-B) montre que plusieurs ondes hémisphériques sont générées tout le long de l'électrode active. Certains auteurs explique cela en supposant que chaque filament de décharge produit localement une onde de pression suivant le processus de chauffage rapide [41], [53].

Benard et al. [40] ont montré en 2012 que chaque décharge ayant lieu à la montée et à la descente de la tension produit chacune une onde de pression. Celles-ci sont distinctement observables lorsqu'on augmente la FWHM (Figure I-12-C). De plus, comme pour l'énergie, la diminution du temps de montée et de descente de l'impulsion entraine une diminution de l'intensité de la décharge.

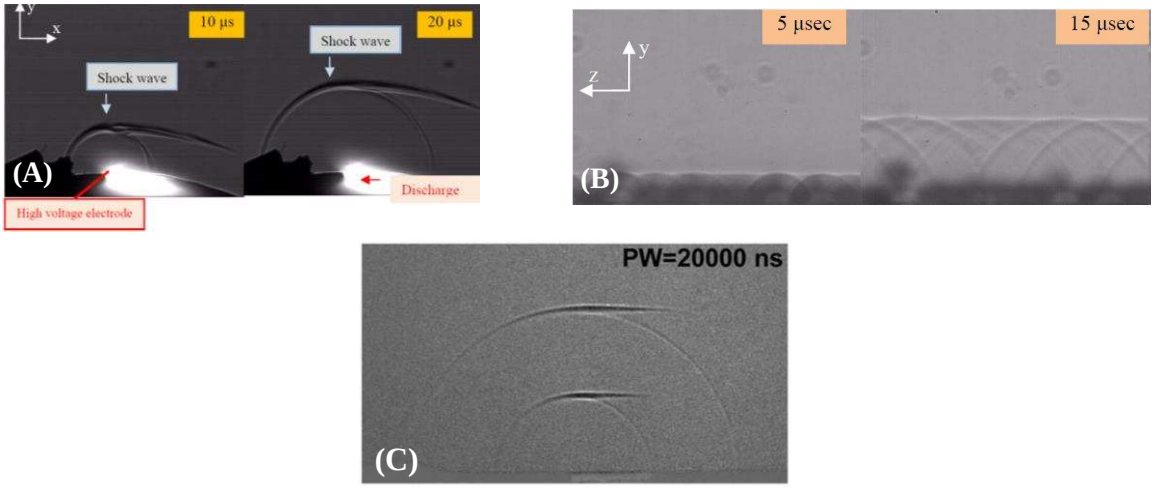


Figure I-12: Topologie de l'onde de pression générée par la décharge nanoseconde à barrière diélectrique ; vue de profil (A) et vue de face (B) [41], influence de la largeur d'impulsion (C) [40]

❖ Intensité et propagation des ondes de pression

L'intensité de ces ondes a été démontrée étroitement liée à la quantité d'énergie déposée [38]–[41], [43]. Roupassov et.al. [38] en 2009 et Zhao et.al. [53] en 2015 l'ont mesurée grâce à une sonde de pression. Le premier, effectue la mesure à 16 mm en dessous de l'actionneur grâce à un microphone une pression de 110 kPa pour une énergie de 34 mJ. Le deuxième, positionne le capteur de pression au-dessus de l'électrode active et enregistre un gradient d'environ 10 kPa à 15 mm pour une énergie déposée entre 5 et 10 mJ/cm. D'autres auteurs estiment quant à eux l'intensité de l'onde autour de 1000 Pa pour une énergie déposée d'environ 0.33 mJ/cm [40], [52]. Suivant les configurations géométriques des actionneurs et de la forme du signal de tension appliquée, l'intensité de la pression à 20 mm au-dessus de la décharge varie autour de 1500 Pa par mJ/cm [46], [53] sauf dans la référence [38] où une intensité de 4500 Pa par mJ/cm est mesurée. Dans cette dernière référence, la différence de mesure serait liée à la position du capteur de pression qui est placé dans un matériau diélectrique collé à l'actionneur, ce qui n'est pas le cas dans les autres références où le capteur est placé dans l'air au-dessus de l'actionneur. Cela confirme donc que la propagation de l'onde de pression générée par la décharge, dans l'air et dans la matière est différente justifiant ainsi la relaxation rapide de l'onde juste après quelques micromètres de propagation dans l'air.

Par ailleurs, les travaux théoriques développés par Landau [54] sur la propagation des ondes cylindriques dans l'air ont montré que la variation de la pression (P) de l'onde obéit à la relation adiabatique de Rankine-Hugoniot (Eq I-3). La loi de propagation développée a montré que l'intensité de la pression s'atténue non linéairement par rapport au rayon r de l'onde suivant ($\propto/\sqrt{r}$). L'indice « 1 » détermine les conditions initiales du gaz au niveau du front de l'onde tandis que l'indice « 2 » détermine celles après l'onde, γ représente le rapport des chaleurs massiques à volume et à pression constante, et M le nombre de Mach (Eq I-4).

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma}{\gamma+1} M_1^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \qquad \text{Eq I-3}$$

avec

$$M = \frac{v}{c} \qquad \text{Eq I-4}$$

La vitesse de propagation de ces ondes est similaire à celle du son dans l'air à pression atmosphérique au-delà d'une certaine distance. En effet, Roupassov et al. [38] en 2009 avaient montré que ces ondes se propagent à une vitesse supersonique (480 m/s) dans les premières microsecondes mais deviennent rapidement soniques après 5 µs. Cette tendance a également été observée des années plus tard par d'autres études expérimentales [40], [41], [53] et numériques [46], [47], [55].

1.3.5.3 Configuration nanoseconde DBD glissante ou sliding

La configuration à 3 électrodes alimentée par une tension nanoseconde pulsée a été étudiée pour la première fois en 1987 par Arad et al. [56]. Il a montré qu'en mettant la troisième électrode à la masse, une onde de pression supplémentaire est générée aux bornes de cette dernière. Des résultats similaires ont également été expérimentalement et numériquement observés par Znamenskaya et al.[57]–[59], pour une décharge établie dans différents gaz (hélium, air et nitrogène). Il estime qu'en fonction de la densité du gaz, entre 10% et 60% de l'énergie électrique est convertie en énergie thermique donnant lieu à la génération de l'onde de pression.

Récemment, Song et al. [60], [61]ont montré que ces décharges pulsées de type glissantes établies sur une distance de 20 mm, produisent du vent électrique dont la vitesse est limitée à environ 1.2 m/s. Ces résultats montrent que l'application d'une tension DC à la troisième électrode ne change pas le phénomène principal de conversion électromécanique qui est la thermalisation du gaz aboutissant à la génération de l'onde de pression. Cependant, ces travaux ne renseignent pas sur les caractéristiques électriques de cette décharge pulsée de type glissant, ni sur les conditions nécessaires à l'établissement du régime glissant, ni sur la possibilité d'extension du plasma au-delà des 20 mm.

1.4 Conclusion

Ce chapitre bibliographique a permis de rappeler les propriétés des plasmas en général et des décharges électriques en particulier. Les mécanismes de générations ainsi que les différents régimes pouvant être générés par ces décharges sont décrits. Il présente également les différents catégories de décharge : volumique et surfacique, ainsi que les efforts d'optimisation électriques et géométriques de ces dernières en vue d'améliorer leur efficacité vis-à-vis des applications auxquelles elles sont associées.

Les caractérisations électriques s'appuient sur l'influence de la nature alternative (AC) ou impulsionnelle (NRP) de la haute tension appliquée sur la décharge. Une attention particulière a été apportée aux décharges de surfaces de type NRP car elles font l'objet de notre étude expérimentale. Une synthèse sur les propriétés électriques de ces décharges surfaciques NRP, a montré que leurs caractéristiques sont liées au temps de montée et de descente de l'impulsion de tension appliquée ainsi qu'à sa largeur d'impulsion. Les propriétés mécaniques quant à elles ont tout d'abord montré que ces décharges pulsées produisent une onde de pression résultant d'un processus de chauffage rapide du gaz en proche paroi. Ces ondes de pressions sont constituées d'une partie hémisphérique dont le centre se trouve aux bornes de l'électrode active, et d'une partie plate qui est provoquée par l'extension des streamers à la surface du diélectrique. Le gradient de pression générée est révélé quant à lui, lié à l'énergie électrique fournie à la décharge

où une efficacité de conversion électromécanique comprise entre 1000 Pa/mJ/cm et 4500 Pa/mJ/cm a été répertoriée.

Un des moyens d'amélioration de ces décharges dans le but d'améliorer leur efficacité ont également été présentés dans ce chapitre. Celui-ci se base sur la réduction de la charge déposée à la surface du diélectrique en utilisant une contre électrode (3) alimentée par une tension continue DC. Cette nouvelle configuration permet de générer une décharge dite glissante ayant la propriété de recouvrir une large surface. L'augmentation de la surface de décharge est particulière souhaitée car elle est synonyme d'une meilleure interaction entre le plasma et le gaz environnant. L'état de l'art effectué dans ce chapitre a montré en outre que les décharges glissantes de type AC ont mobilisé plusieurs recherches afin de la caractériser tandis que peu de travaux sont consacrés à celle de type nanoseconde pulsée (SL-DBD). Or les caractéristiques de ces dernières sont encourageantes dans la mesure où elle permet de modifier la topologie de l'onde pression générée. Cependant, ces travaux ne renseignent pas sur les conditions nécessaires à l'établissement du régime glissant à la surface du diélectrique ainsi que ces caractéristiques électriques et optiques.

Nous déduisons donc de cette revue bibliographique qu'en combinant les propriétés électriques (nanoseconde pulsée) et géométriques (à 3 électrodes) dans une même étude, nous pourrions améliorer davantage l'efficacité de la décharge vis-à-vis des différentes applications qu'elle vise. Ce sera l'occasion de pouvoir générer une large interface fluide/plasma afin d'améliorer leur interaction pour des applications où la décharge glissante peut être utilisée comme capteur, ou bien pour des applications de contrôle d'écoulement où elle serait plus performante que la décharge nanoseconde conventionnelle (NS-DBD).

Chapitre 2 :

Dispositifs expérimentaux et mesures préliminaires

2 Dispositifs expérimentaux et mesures préliminaires

2.1 Introduction

Ce deuxième chapitre décrit les différents dispositifs expérimentaux mis en place pour la caractérisation des décharges. Tout d'abord, il définit la géométrie des différents actionneurs à décharge de surface qui sont basés sur des configurations à 2 électrodes (NS-DBD) et ceux à 3 électrodes (SL-DBD). Il présente ensuite les différents dispositifs expérimentaux mis en place afin d'effectuer les diagnostics électriques, optiques et mécaniques des différentes décharges générées par ces actionneurs. Le dispositif électrique décrit les techniques de mesures de courants et de tensions aux bornes de la décharge. Le premier montage optique présente le banc d'imagerie iCCD qui permet de visualiser la décharge établie à la surface du diélectrique. Le second montage optique décrit le banc Schlieren qui nous a permis de visualiser spatialement et temporellement l'évolution de l'onde de pression générée par les différentes décharges. Le système mécanique utilisé dans cette étude pour mesurer le gradient de pression provoqué par ces ondes est également décrit dans ce chapitre. Enfin, nous présenterons les essais effectués qui nous ont permis de choisir les sondes de mesures, et d'établir le protocole de mesure.

2.2 Géométrie des actionneurs NS-DBD et SL-DBD

La géométrie des actionneurs plasmas sont illustrées par la Figure I-13. Ils sont constitués d'électrodes d'aluminium (scotch aluminium autocollant de 70 µm d'épaisseur) disposés asymétriquement de part et d'autre d'une barrière diélectrique constituée de PMMA (Polyméthacrylate de méthyle) de 2 mm d'épaisseur. La permittivité relative du PMMA ε_r= 3 entre 100 Hz et 1 MHz selon la norme IEC60250. De part ces propriétés diélectrique, le PMMA a été choisi comme matériau de référence dans les études menées car celui-ci est facile à usiner et peu couteux. Cependant nous avons également utilisé d'autres diélectriques tels que le polyimide (Kapton, ε_r= 3.4) et le verre borosilicate (ε_r= 4.6). En ce qui concerne l'actionneur, deux configurations principales sont étudiées : une à deux électrodes (NS-DBD) et la seconde à trois électrodes (SL-DBD).

La configuration à deux électrodes ((1) et (2)) (Figure I-13-A), décrit la géométrie NS-DBD conventionnelle qui est fréquemment utilisée comme actionneur plasma dans le domaine du contrôle d'écoulement. Cette configuration servira de cas référence. L'électrode (1) de dimension 120 x 10 mm² est reliée à la haute tension impulsionnelle tandis que l'électrode (2) (120 × 40 mm²) est reliée à la masse et recouverte de résine d'époxy afin d'éviter l'établissement d'une décharge sur cette surface. Aucun espace entre les deux électrodes n'est admis afin de maximiser l'énergie déposée comme l'avait montré Aba'a Ndong et al. [44].

La seconde configuration à 3 électrodes (SL-DBD) quant à elle permettra d'étendre davantage le plasma en générant une décharge dite « glissante » ou « sliding » d'après les travaux de Song et al. [60], [61]. Le plasma peut donc recouvrir l'espace entre les électrodes (1) et (3). Afin d'évaluer la possibilité d'étendre davantage le plasma sur une plus grande distance inter-électrode, la position de la troisième électrode (3) (120×10 mm²) a été déplacée de 40 à 60 mm et 80 mm de l'électrode (1).

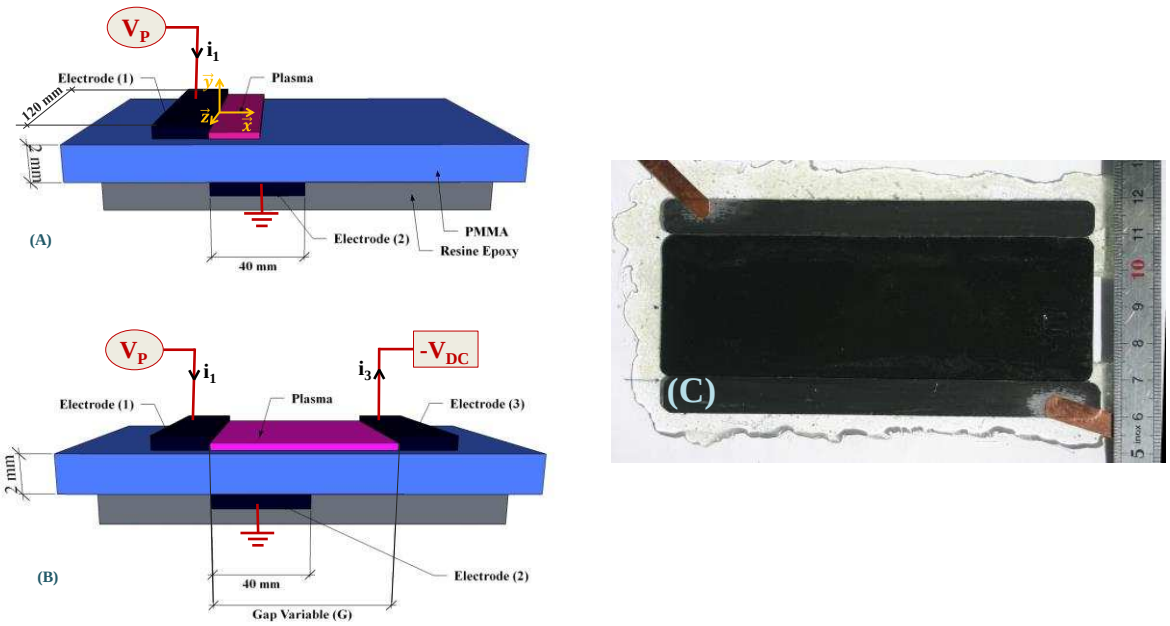


Figure I-13 : Descriptif général de l'actionneur plasma à deux électrodes NS-DBD (A), à trois électrodes SL-DBD (B), et image de l'actionneur SL-DBD pour une distance inter-électrode de 40 mm (C)

2.3 Dispositif de caractérisation électrique et optique des décharges

Le schéma illustratif d'une partie système expérimental utilisé dans cette première étude de caractérisation est présenté par la Figure I-14. Ce système est constituée de 3 parties essentielles:

l'actionneur plasma, les alimentations électriques et les différents systèmes de diagnostics. Ces systèmes sont basés sur des mesures de grandeurs électriques d'acquisitions des images des décharges.

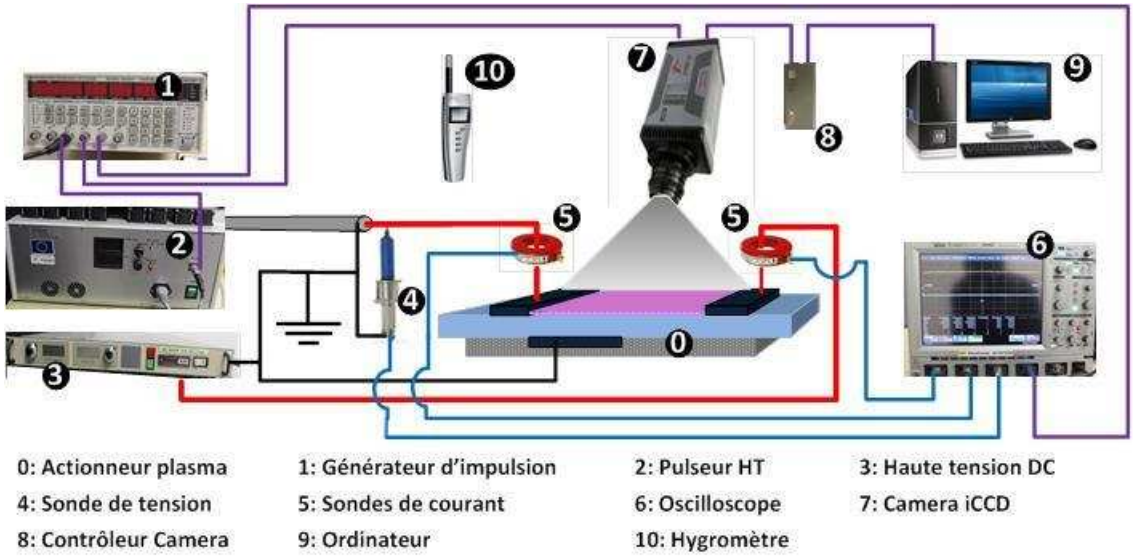


Figure I-14 : Illustration d'une partie du dispositif expérimental

2.3.1 Présentation du dispositif électrique

L'alimentation impulsionnelle peut délivrer 35 mJ pour une tension maximale de 40 kV dans les conditions idéales de fonctionnement. Cette alimentation (FID, modèle 40-30NK) génère des impulsions de largeur de 15 ns avec des temps de montée et de descente inférieurs à 10 ns à 80% d'amplitude de tension et sous des régimes fréquentiels inférieurs à 30 kHz. Ces impulsions passent par un câble coaxiale de longueur 3 m. L'alimentation négative continue, quant à elle, peut délivrer une tension maximale de -40 kV et une puissance de 150 W (SPELLMAN, -40 kV_{max}, 150 W). Le courant moyen est limité à 3.75 mA.

Le pulseur HT est commandé en fréquence par un générateur d'impulsions (Stanford Research Systems, modèle DG645) pouvant commander 5 voies à des fréquences indépendantes (< 10 MHz), avec un temps de montée < 100 ps et une résolution de 5 ps. Ces voies peuvent être commandées suivant plusieurs modes : en « single shot » (une seule impulsion est générée), en mode « burst » (un nombre déterminé d'impulsions est généré), ou en « continue ».

Les différents diagnostics effectués se basent sur les mesures de tension et de courant. L'impulsion de tension délivrée par la FID est mesurée à l'aide d'une sonde haute tension de nature capacitive (NorthStar modèle PVM-1), qui possède une bande passante de 400 MHz et une

précision ≤ 1.5% pour un régime de fonctionnement entre 2 Hz et 5 MHz. Quant aux signaux de courant, ils sont mesurés par deux transformateurs de courant. Ces transformateurs de courant non intrusifs de marque Bergoz (modèle CT-D1.0, de bande passante 500 MHz et CT-D5.0 de bande passante 400 MHz) sont disposés respectivement sur les arrivées de haute tension pulsée et continue, afin de mesurer distinctement le courant fourni par chaque source d'alimentation. Ces signaux de tension et de courants sont visualisés puis enregistrés par un oscilloscope numérique (Lecroy WaveRunner 204 mxi) avec une bande passante de 2 GHz et un taux d'échantillonnage de 10 GS/s (10^{10} d'échantillons par seconde). Les informations complémentaires sur les caractéristiques des moyens de mesure sont répertoriées dans le tableau ci-après. Durant cette étude expérimentale, des mesures de température et de degré d'hygrométrie de l'air sont effectuées à l'aide d'un hygromètre de marque Rotronic (modèle HygroPalm HP21) afin de s'assurer de la génération de la décharge dans les conditions normales de température et de pression.

Tableau 1: Récapitulatif des caractéristiques des différents instruments de mesure

Instrument	Modèle	Bande passante	Amplitude maximale	Temps de montée	Autre
Sonde de tension	NorthStar PVM-1	2 Hz à 400 MHz	60 kV ± 2%	----------	Fréquence max = 90 MHz
Sonde de courant 1	Bergoz CT-D1.0	200 Hz à 500 MHz	1000 A ± 0.13%/ µs	0.700 ns	Max i×t = 0.005 A
Sonde de courant 2	Bergoz CT-D5.0	4800 Hz à 400 MHz	200 A ± 3%/ µs	0.875 ns	Max i×t = 0.0002 A
Oscilloscope	Lecroy 204 mxi	2 GHz	----------	0.180 ns	Échantillonnage : 10 GS/s

2.3.2 Dispositif de caractérisation par imagerie iCCD

En parallèle des mesures électriques, des images de la décharge ont été prises à l'aide de caméra rapide de la marque Princeton Instrument, modèle Pi-MAX4 : 1024EM. Cette caméra dotée d'une technologie EMCCD ou EmiCCD (Electron Multplying Intensified Charge-Coupled Device) très sensible permet d'acquérir les photons de faibles intensités sur une durée minimale de 500 ps. Un objectif UV (100F/2.8) de type CERCO 2178, associé à la caméra permet d'observer la lumière émise par la décharge sur une gamme de longueur d'onde de 220 à 900 nm.

La caméra est positionnée face à l'actionneur couvrant un champ de visualisation de 5.6×5.6 cm² ou 9×9 cm² d'espace inter électrode avec une matrice de 1024×1024 px² comme illustré par la Figure I-15. Durant les expériences, la caméra est commandée par le générateur de retard Stanford et synchronisée avec la décharge. Les images sont acquises à une fréquence de 1 Hz sachant que celle de la décharge est maintenue à 1 kHz. Dans une première série expérimentale, le temps d'exposition de la caméra est de 60 ns ou 200 ns pour les gaps inférieurs ou supérieurs à 40 mm afin d'observer la pleine extension du plasma. Ensuite, le temps d'exposition est réduit à 4 ns permettant d'observer l'évolution temporelle des canaux ionisés de la décharge à la surface du diélectrique. Ce diagnostic par imagerie permet d'observer la répartition de particules ionisées à la surface du diélectrique. En effet, au cours de la décharge, les atomes ou molécules excitées libèrent de l'énergie sous forme de photon afin de retrouver leur état fondamental. L'acquisition de ces photons par imagerie sera un moyen de visualisation de la morphologie et la propagation des canaux ionisés, d'estimer la répartition des charges à la surface du diélectrique grâce à l'intensité lumineuse des photons émis.

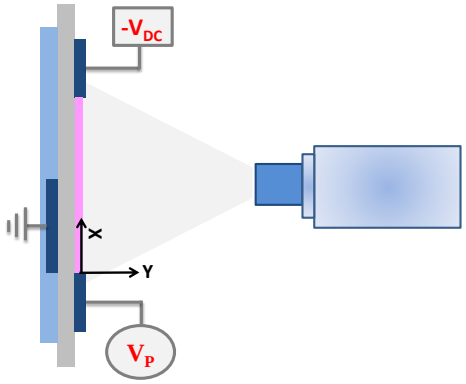


Figure I-15 : Dispositif expérimental montrant le champ observé par la caméra EmiCCD

2.4 Description du banc Schlieren

La technique Schlieren est un moyen de visualisation d'un fluide transparent. Elle permet d'observer la 1ère dérivée spatiale des gradients de η dans un volume donné. Cette technique qualitative a été développée il y a un siècle environ pour les mesures non intrusives en mécanique des fluides. Elle est de nos jours, utilisée pour la visualisation et la caractérisation de l'onde de pression générée par les décharges électriques [40], [41], [50], [51]

Les expériences de visualisation de l'onde de pression générée par la nanoseconde DBD (NS-DBD) et la DBD glissante (SL-DBD) ont été effectuées en utilisant le banc Schlieren en configuration Z illustré par la Figure I-16. La source lumineuse (Nanolites twin flash) permet de générer des faisceaux pulsés de 25 ns d'ouverture à 5 Hz. Ces faisceaux, générés par des arcs

électriques rendent difficiles la reproductibilité d'un signal à un autre. Le faisceau, une fois passée à travers une fente sphérique de 1 mm, est redirigé par le miroir plan vers le premier miroir sphérique de 250 mm de diamètre. Le faisceau parallèle traversant ensuite la zone de décharge est refocalisé par le second miroir sphérique vers le couteau. Ce couteau placé horizontalement permet de visualiser la premier dérivée de l'indice de réfraction suivant l'axe y. La caméra EmiCCD Pimax 4 équipée d'un objectif Nikkor 180 mm sert de récepteur. L'ouverture de la caméra pendant une durée $\Delta t = 60$ ns à une fréquence de 1 Hz est synchronisée avec la décharge et le nano-flash grâce au générateur de retard (Stanford Research Systems, modèle DG645). La distance optique totale est d'environ 11 m tandis que le diamètre de visualisation est de 25 cm. L'image acquise correspond à une matrix de 1024 x 1024 px². Pour information, la majorité des images Schlieren présentées dans ce manuscrit sont prises grâce à ce montage optique. Cependant, durant l'avancement de la thèse, un autre banc optique avec un diamètre de visualisation de 5 cm a été mis en place, dans un souci de réduire la distance entre les miroirs dont les focales sont d'environ 50 cm. De plus, la source « Nanolites twin flash » a été remplacée par une autre (Diode LED, modèleCBT-120-G-C11-JM201) car l'intensité lumineuse générée par la première était non reproductible et non homogène.

Cette étude propose en grande partie une vue de côté où on observe une intégration spatiale des ondes de pression produites par les différentes décharges NS-DBD et SL-DBD. Dans cette condition, le faisceau lumineux traverse longitudinalement la zone de décharge suivant l'envergure des électrodes, i.e. l'orientation de la décharge est perpendiculaire à la direction du faisceau (comme schématisé sur la Figure I-16). Une seconde visualisation (vue transversale) est effectuée en positionnant l'actionneur de telle sorte que le faisceau lumineux soit colinéaire à l'orientation du plasma.

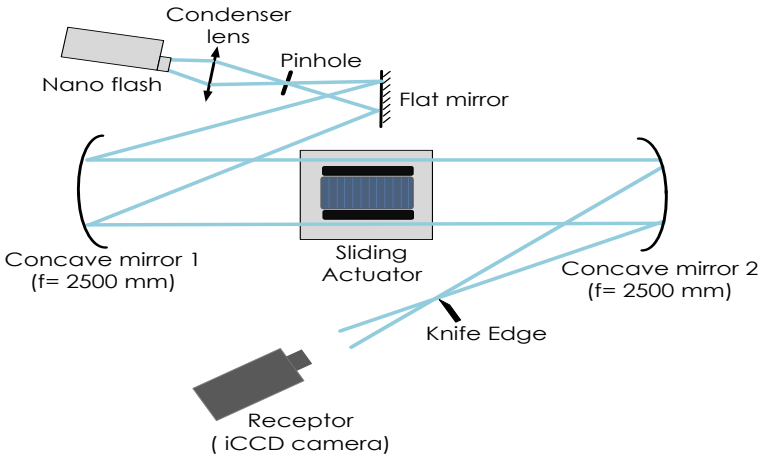


Figure I-16 : Description du banc de Schlieren utilisé

2.5 Description du montage mécanique pour la mesure du gradient de pression

En complément des visualisations Schlieren, des mesures quantitatives du gradient de pression généré par l'onde sont effectuées à l'aide d'un capteur piézoélectrique (PCB modèle 112A22). Ce capteur instationnaire peut mesurer un gradient de pression maximale de 690 kPa avec une sensibilité de 14.5 mV/kPa ± 5% et une bande passante de 250 kHz. Le temps de réponse du capteur inférieur à 1.2 µs permet de mesurer les variations rapides de pression. Le capteur est monté sur un support fixe tandis que la position de l'actionneur est réglable en utilisant une table micrométrique manuelle. La surface de contact du capteur ($\pi \times 2^2$) est positionnée perpendiculairement à la surface de l'actionneur. En variant la position de l'actionneur suivant x et y, des mesures mécaniques ont permis d'évaluer la distribution spatiale du gradient de pression à la surface du diélectrique.

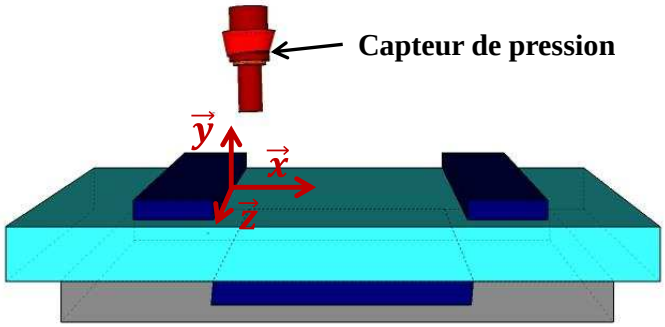


Figure I-17 : Description du dispositif de mesure de pression montrant les axes et plans de mesure

2.6 Essais préliminaires

2.6.1 Étalonnage et synchronisation des sondes de tension et de courant

Les premières expériences menées consistent à s'assurer du bon fonctionnement du dispositif de mesure notamment les sondes de mesure. Les résultats obtenus sont illustrés par la Figure I-18. La première consiste donc à comparer le signal donné par la sonde de tension NorthStar à celui de la sonde ARMEXEL (modèle HVPD40/02, 100MHz) (voir Figure I-18-A). Lorsqu'on mesure une tension TTL de 2.5 V à la sortie d'un GBF (générateur basse fréquence), on remarque que ces sondes sont capables de mesurer de très faibles tensions donc de faibles variations de tension. Les deux sondes mesurent les mêmes amplitudes avec une erreur relative respectivement de 1% et 3% pour les sondes NorthStar et Armexel. La sonde NorthStar fournit la meilleure réponse temporelle de la tension mesurée.

Quant aux sondes de courant, le test consiste à vérifier la loi d'Ohm [U(t) = Ri(t)] aux bornes d'une résistance. Une charge purement résistive de 200 Ω ± 5% est placée aux bornes de la haute tension impulsionnelle. Les formes des ondes de courant et des tensions sont illustrées par la Figure I-18-B. Celles-ci révèlent que la loi d'ohm est vérifiée et les valeurs de résistance mesurée par la sonde 1 et 2 sont respectivement égales 207 Ω et 214 Ω. On note des erreurs relatives de 5.3% ou 8.9% pour ces deux sondes qui sont probablement dues aux incertitudes de mesures mais aussi à l'influence de l'inductance des câbles électriques et de la résistance. Par ailleurs, la Figure I-14-B montre que les formes d'onde de tension et courant sont synchronisées. En effet, le faible déphasage des signaux électriques de type impulsionnel induit des erreurs sur les calculs de puissance et d'énergie. La synchronisation des mesures a été réalisée en optimisant la longueur des câbles électriques et coaxiaux (BNC) afin de diminuer le temps de propagation des signaux électriques, en se basant la vitesse de propagation du signal de 5.5 ns/m comme l'avait effectué Aba'a Ndong [10] dans sa thèse.

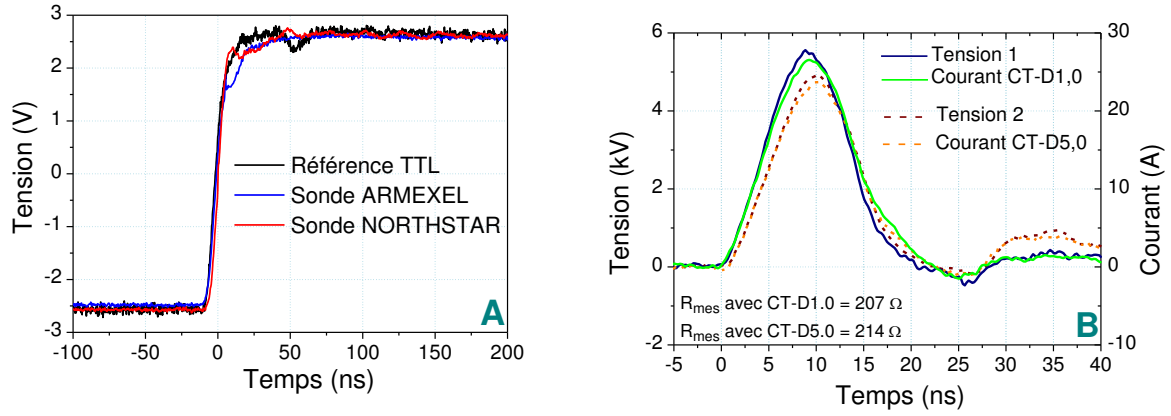


Figure I-18 : Étalonnage des sondes de tension (A) et sondes de courant (B)

Une seconde série d'expériences ont été ensuite effectuées afin déterminer l'impédance la mieux adaptée à la sortie de l'alimentation FID. Celle-ci afin de minimiser les réflexions du signal de tension de le câble coaxiale d'alimentation. Ces expériences effectuées en alimentant des résistances non inductives de 50, 100, 200 et 350 Ω. La résistance de 200 Ω a donné de meilleurs résultats. Par conséquent durant les expériences de caractérisations des différentes décharges, la résistance de 200 Ω est placée en parallèle à l'actionneur. De plus, des ferrites sont placées sur les câbles coaxiaux (BNC) afin de minimiser également la propagation des réflexions dans ces derniers.

2.6.2 Le courant de décharge

En condition de décharge, nous avons tout d'abord effectué les expériences afin de distinguer les différents courants constituant le courant total mesuré. En effet le courant total (I_{total}) est défini comme étant la somme du courant capacitif induit par le condensateur C formé par l'actionneur, du courant inductif généré par la propagation de l'impulsion dans les câbles d'inductance L et du courant de décharge généré par le plasma $I_{décharge}$ (voir Eq I-5). La variation des différents courants est présentée par la Figure I-19. La capacité du condensateur est tout d'abord estimée à une faible tension ($V_P = 4$ kV) pour laquelle la décharge n'est pas encore générée. Nous considérons dans ce cas que le courant total mesuré est exclusivement capacitif, avec l'hypothèse que le courant inductif est négligeable. En comparant donc le courant capacitif et le courant total mesuré à 4 kV_P, nous trouvons une capacité d'environ 10 pF.

$$I_{total} = \frac{C\partial U}{\partial t} + \frac{L\partial I}{\partial t} + I_{decharge} \qquad \text{Eq I-5}$$

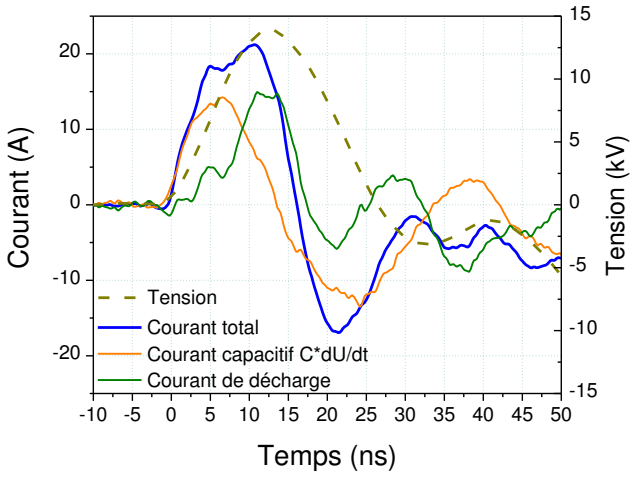


Figure I-19: Comparaison des différents courants: courant total, courant capacitif et courant de décharge

Suivant l'évolution des différents courants (Figure I-19), on remarque que lorsqu'on applique une impulsion de tension de 14 kV_P, dans les premières nanosecondes (< 5ns), on observe que le courant capacitif, puis survient le claquage entrainant la génération de la décharge à la surface du diélectrique. Ce claquage provoque alors la diminution du courant capacitif et l'augmentation du courant de décharge qui atteint à son tour un maximum lorsque l'impulsion de tension est à son amplitude maximale. Ce courant de décharge diminue ensuite avec la tension. Ce même scénario se reproduit au cours de la chute de tension. En comparant la forme d'onde de I_{total} à celle de ces

composantes, nous pouvons donc associer son premier pic (à t = 5 ns) au courant capacitif, survient ensuite le claquage induisant le deuxième pic (à t = 12 ns) qui est lié à celui du courant de décharge. Dans cette étude, nous utilisons le courant total pour la caractérisation de la décharge car l'influence des courants capacitif et inductif sur l'énergie totale est nulle.

2.6.3 Choix du nombre d'impulsions de tension

L'acquisition des signaux électriques étant effectuée par l'oscilloscope, seuls les derniers signaux affichés sont enregistrés. Les essais préliminaires effectués sur l'actionneur plasma permettent de déterminer le nombre d'impulsions nécessaires d'une part pour générer une décharge stable et d'autre part augmenter la durée de vie de l'actionneur. La fréquence d'alimentation de l'actionneur est de 1 kHz en mode burst. La Figure I-20 montre les formes d'onde de courant de décharge en fonction du nombre d'impulsions. Les formes d'onde des courants mesurés révèlent avant tout que ces mesures sont reproductibles. Nous avons donc tracé l'amplitude maximale en fonction du nombre d'impulsions (Figure I-20-B). Celle-ci montre que la variation du pic de courant est d'environ 10 %. Cette légère variation est probablement due à la fréquence de répétition des impulsions qui modifie la température moyenne du volume de gaz ionisé. Cependant, cette variation est satisfaisante pour notre étude compte tenu de son faible impact sur le calcul d'énergie. Pour l'étude expérimentale, le nombre d'impulsion a donc été fixé à 1000 à 1 kHz i.e. durant une seconde, afin de prendre en compte l'effet rémanent des charges déposées à la surface du diélectrique.

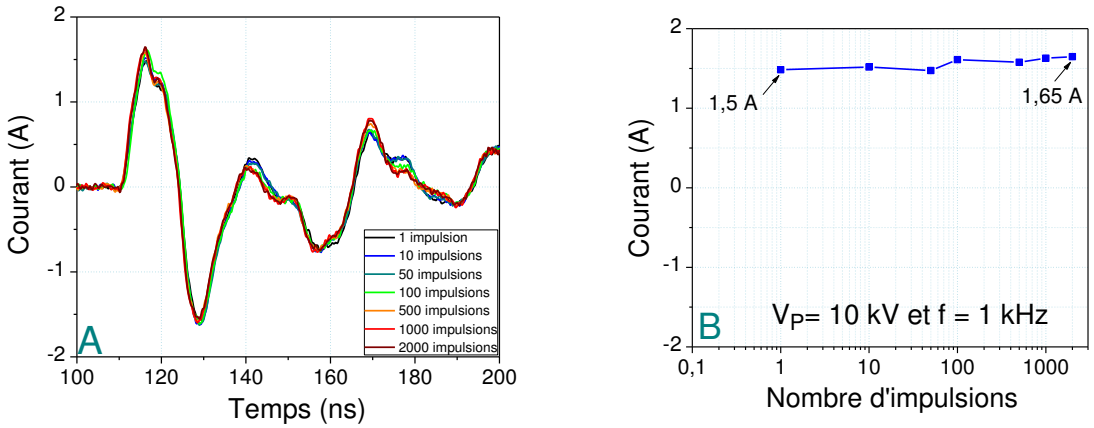


Figure I-20: Influence du nombre d'impulsions de tension sur les courants de la décharge : formes d'onde de courant (A) et variation de l'amplitude de courant (B)

2.7 Protocole expérimental

Les essais expérimentaux ont conduit à établir un protocole de mesure au cours de cette étude consacrée à la décharge SL-DBD. Tout d'abord la première étude réalisée, consiste à caractériser la nanoseconde DBD classique (NS-DBD) utilisée fréquemment dans ce domaine [62][37][63]. Cette étude servira donc de référence. L'étude de la décharge SL-DBD est principalement centrée sur le cas où la distance inter-électrode (Gap : G) est égale à 40 mm puis étendue aux autres gaps de 60 mm et 80 mm. Pour générer cette décharge, la haute tension négative DC est tout d'abord appliquée à l'électrode (3). Puis la tension pulsée est appliquée à l'électrode (1) durant 1 seconde (1000 impulsions à 1 kHz). Seuls les signaux de tension et courant correspondant à la 1000ème impulsion sont enregistrés par l'oscilloscope numérique. Lorsqu'on varie les amplitudes des tensions appliquées, on observe une pause d'environ 30 secondes afin de dissiper les charges rémanentes à la surface du diélectrique.

Les données de tensions et de courants sont post-traitées sous le logiciel OriginPro 2015 en calculant par exemple la puissance P(t), l'énergie E(t) pulsée ou totale par impulsion ainsi que la quantité de charge électrique Q(t) suivant les équations ci-après :

$$P(t) = \sum_j V_j(t) * i_j(t) \qquad \text{Eq I-6}$$

$$E(t) = \int P(t)\, dt \qquad \text{Eq I-7}$$

$$Q(t) = \int i(t)\, dt \qquad \text{Eq I-8}$$

Ces différents paramètres sont ramenés à unité de longueur d'électrode afin de faciliter la comparaison avec d'autres études. La puissance totale consommée par la décharge est calculée en sommant celle consommée par chacune des alimentations (pulsée et DC i.e j = 2). L'intégration de la puissance donne l'énergie qui est le paramètre critique de comparaison dans ce travail. En effet, l'énergie déposée dans la décharge est étroitement liée à l'efficacité de l'actionneur vis-à-vis du contrôle d'écoulement comme le rapportent plusieurs études. Enfin, le calcul de charge permettra d'évaluer la quantité de charges émises par l'alimentation pulsée et celle collectée par la DC.

2.8 Conclusion

Ce deuxième chapitre a permis de présenter les différentes décharges qui seront étudiées. Ces décharges qui sont soit de géométrie à 2 électrodes soit de géométrie à 3 électrodes. Les

dispositifs expérimentaux pour caractériser ces décharges ont également été présentés. Les dispositifs électriques décrivent les systèmes d'alimentation et de diagnostic qui ont été mis en place. Le dispositif optique est d'une part basé sur de l'imagerie par caméra iCCD qui permettra de visualiser le développement de la décharge à la surface du diélectrique et d'autre part, est un banc Schlieren qui servira à visualiser la topologie de l'onde pression générée par les différentes décharges. Le montage mécanique mis en place, décrit quant à lui, les systèmes de mesure quantitative du gradient de pression généré par ces décharges. Enfin une partie des essais préliminaires ont été présentées et celles-ci ont conduit à définir les protocoles expérimentaux.

Chapitre 3 :

Caractérisation électrique et optique de la décharge conventionnelle: NS-DBD

3 Caractérisation électrique et optique des décharges NS-DBD

3.1 Introduction

Cette section présente l'étude caractéristique de la décharge conventionnelle NS-DBD (constituée de 2 électrodes), établie dans l'air et dans les conditions normales de température et de pression. Elle repose sur des diagnostics électriques et optiques de la décharge afin de comparer ces caractéristiques aux travaux effectués par d'autres auteurs et de ressortir ceux qui serviront de références dans la suite de l'étude. Les diagnostics électriques proposent les mesures de tension, de courant, de puissance et d'énergie induite par cette décharge tandis que les mesures optiques permettent de visualiser la morphologie du plasma ainsi que son extension à la surface du diélectrique. Ce sera également l'occasion de corréler l'influence des consignes électriques sur l'intensité de cette décharge NS-DBD.

Ensuite nous nous intéresserons à l'influence de l'électrode (3) sur les caractéristiques de la décharge lorsqu'elle laissée flottante (F-DBD) ou mise à la masse (G-DBD). Les résultats seront comparés à ceux obtenus avec la NS-DBD au moyen de mesures électriques et optiques.

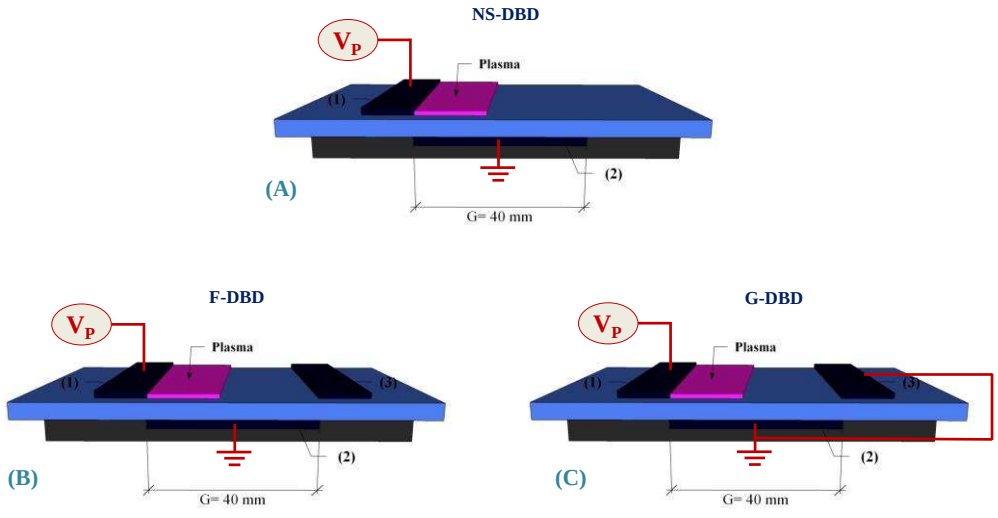


Figure I-21 : Différentes configurations d'actionneurs plasma utilisés

3.2 Étude de la nanoseconde DBD conventionnelle (NS-DBD) : cas de référence

3.2.1 Caractérisation électrique de la NS-DBD

La première étude expérimentale consiste à caractériser la décharge nanoseconde conventionnelle NS-DBD. L'actionneur utilisé est présenté par la Figure I-21-A. L'étude concerne l'influence de l'amplitude de la tension pulsée $V_P(t)$ appliquée à l'électrode (1) sur les caractéristiques électriques et morphologiques de la décharge.

3.2.1.1 Formes *d'onde de tension*

La Figure I-22-A montre les formes d'onde de tension mesurées. Ces signaux, quasiment de même forme, démontrent que la charge est bien adaptée à l'alimentation. Les temps de montée et de descente sont égaux à environ 15 ns. Ne présentant pas de plateau entre les phases de montée et de descente, elles ont des largeurs d'impulsions comprises entre 8 et 15 ns à 50 % d'amplitude. Par ailleurs, une partie de l'impulsion est réfléchie dans le circuit une fois la décharge allumée (i.e. une variation de la résistance du système du point de vue de l'alimentation pulsée). Ces impulsions réfléchies, induisent des pics de tension secondaires allant jusqu'à 7 kV d'amplitude (à t = 100 ns par exemple), correspondant à 30% de l'amplitude maximale. Cependant, ces pics n'affectent que faiblement la décharge et surtout ne modifie que peu l'énergie déposée.

3.2.1.2 *Formes d'onde de courant*

Les formes d'onde des courants mesurés par la sonde (1) au cours des décharges, sont affichées par la Figure I-22-B. Elles présentent deux pics (positif et négatif) qui apparaissent respectivement à la montée et à la descente de la tension comme démontré expérimentalement [40][43] et numériquement [46][55]. Ces courants résultent de la superposition du courant capacitif et du courant de décharge. Le courant capacitif est mesuré pour de faibles tensions V_P en s'assurant que la décharge ne soit pas amorcée. Il correspond au courant de charge et de décharge du condensateur formé par l'actionneur plasma, et induit un bilan énergétique nul. Ici il est mesuré pour $V_P = 4$ kV et on enregistre des pics de 0.35 A/cm et -0.45 A/cm. Lorsque la décharge est initiée (à partir de 7 kV_P), les deux composantes de courant (capacitif et décharge) se superposent et on constate l'apparition de deux petits pics sur le courant positif pour $V_P = 12$ kV par exemple. Le premier pic est lié à la composante capacitive et le second au courant de décharge. Pour de faibles tensions impulsionnelles (< 12 kV_P), l'amplitude de la composante capacitive est supérieure à celle de décharge, et inversement pour $V_P > 12$ kV. Malgré une amplitude de courant capacitif relativement importante, celui-ci n'a pas été supprimé par post-

traitement dans le calcul des différents paramètres électriques car son apport énergétique est globalement nul.

La Figure I-22-B révèle principalement que l'amplitude du courant total augmente avec V_P comme le révèlent les travaux de [43][10]. En effet, durant la montée de la tension, une première décharge a lieu et les particules ionisées sont accélérées de l'électrode (1) en direction de l'électrode (3). Le courant correspondant à ce déplacement de charges atteint son pic lorsque l'impulsion de tension atteint son amplitude maximale. Ainsi en variant l'amplitude de tension de 10 kV_P à 18 kV_P, on note une augmentation du courant de 0.85 A/cm à 2.25 A/cm. Durant la phase de descente de la tension, une seconde décharge a lieu et une partie des charges déposées à la surface du diélectrique est collectée par l'électrode (1). On mesure alors des pics de courant négatif de -0.60 A/cm à -1.8 A/cm.

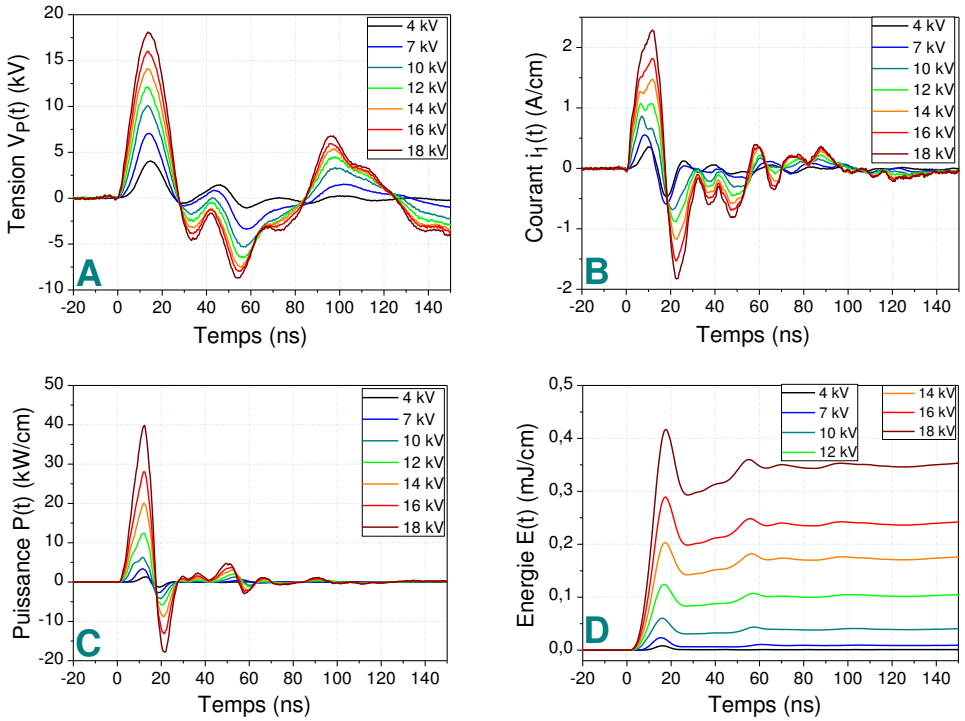


Figure I-22*: Forme d'onde de tension (A) courant (B), puissance (C) et énergie (D) induite par* la décharge NS-DBD

3.2.1.3 *Calcul de puissance et d'énergie*

Les signaux de tension et de courant ont permis de calculer les puissances instantanées consommées par la décharge en utilisant l'équation (1). Les formes d'onde affichées par la Figure I-22-C pour une variation de tension de 4 kV_P à 18 kV_P, montrent que l'actionneur consomme

quelques dizaines de kilowatts pendant une durée d'environ 20 ns. On observe des pics variant de 5 kW/cm à 40 kW/cm pour une variation de tension respectivement de 10 kV_P à 18 kV_P.

La Figure I-22-D quant à elle présente l'énergie dissipée par pulse en utilisant l'équation (2). De manière générale, on a une augmentation de l'énergie suivie d'une chute, ce qui montre que la majorité de l'énergie dissipée par la décharge a lieu à la montée de la tension. Cependant, les valeurs d'énergie considérées dans cette étude sont prises à t = 150 ns. Ceci permet de prendre en compte l'énergie réfléchie dans les câbles. On note une variation d'énergie de 0.01 mJ/cm à 0.35 mJ/cm pour une variation de tension de 7 à 18 kV_P. Ces énergies sont dissipées à une fréquence de 1 kHz et correspondent à une puissance moyenne consommée de 0.01 W à 0.35 W pour cette variation de tension pulsée.

3.2.2 Diagnostic optique de la NS-DBD par imagerie iCCD

En complément de la caractérisation électrique de la NS-DBD, le diagnostic par imagerie a été effectué en utilisant une caméra intensifiée EmiCCD. L'ouverture de la caméra (Δt) est réglée à 60 ns afin de photographier les photons émis par le plasma comme le montre la Figure I-23.

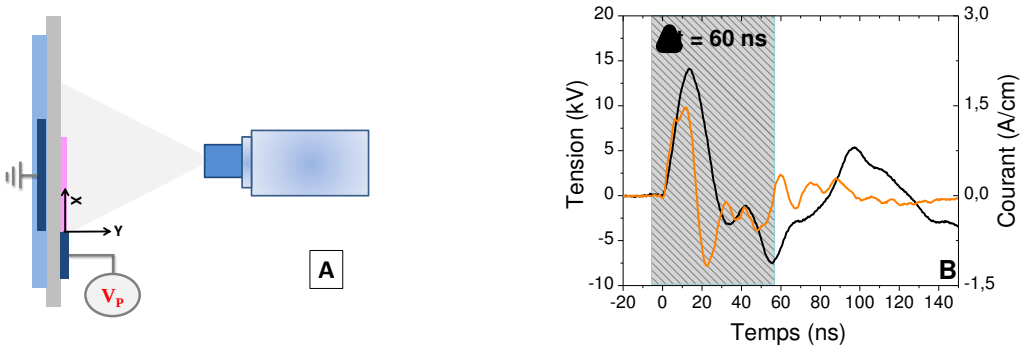


Figure I-23 : Montage expérimental (A) et période d'ouverture de la camera EmiCCD (B)

La Figure I-24 montre les images correspondant à une intégration des photons émis durant les phases de montée et de descente de tension. La trace de ces photons correspond à la distribution des charges à la surface du diélectrique durant la décharge comme l'a démontré Paniel et.al. [64] en couplant la mesure de charge et de l'imagerie.

Les images de la décharge présentées par la Figure I-24 montrent que sa morphologie est filamentaire. La décharge est composée de streamers uniformément répartis le long de l'électrode (1). Ce régime de décharge a été confirmé par Stépanyan et al. [11] en utilisant la même technologie de pulseur haute tension (FID). On observe également que le plasma s'étend à la surface du diélectrique au fur et à mesure que la tension V_P augmente.

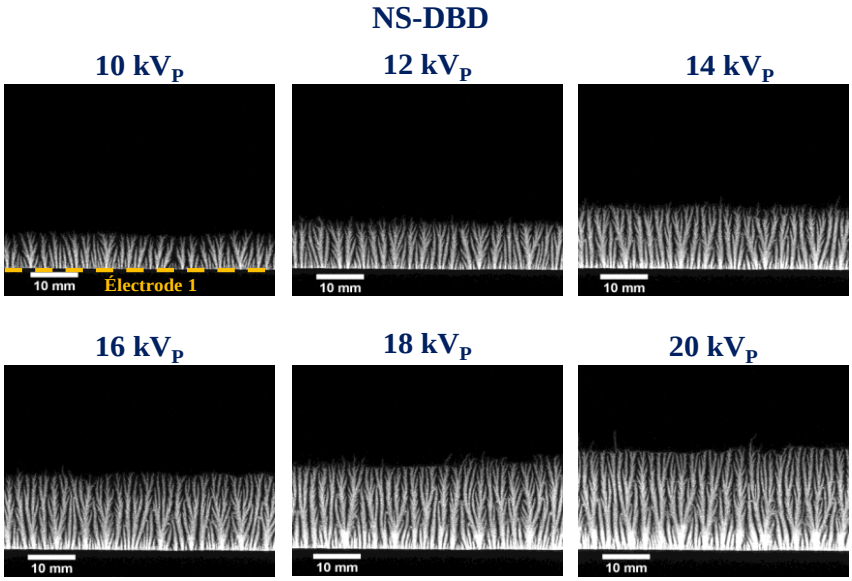


Figure I-24: Signature optique par imagerie iCCD de la décharge établie à la surface du diélectrique pour différentes tensions pulsées. La caméra est ouverte pendant 60 ns

3.2.2.1 Extension du plasma en fonction de la tension V_P

Si on relève la position moyenne des streamers, la Figure I-25 révèle que le plasma s'étend de façon linéaire avec la tension V_P, comme dans [65]. On assiste à une extension de 8 mm à 23 mm environ pour des impulsions de tension variant de 10 kV à 20 kV. Cette extension justifie en d'autres termes l'augmentation des amplitudes de courant observées précédemment en Figure I-22-B. De plus l'intensité lumineuse de la décharge n'est pas uniforme à la surface du diélectrique. On peut voir sur ces images iCCD la présence d'une zone plus lumineuse proche de l'électrode (1). Cette zone correspond à la superposition des deux décharges consécutives ayant lieu lors des phases de montée et de descente de l'impulsion de tension (voir section 3.2.1.2).

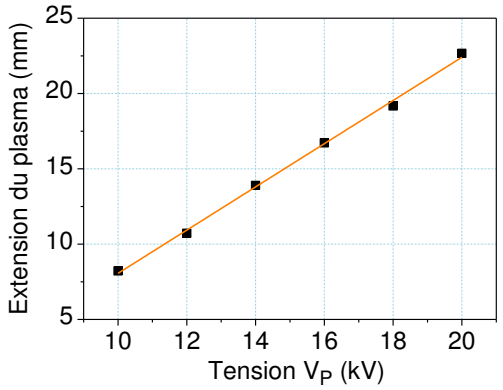


Figure I-25: Extension du plasma en fonction de la tension pulsée

3.2.2.2 *Analyse qualitative de l'intensité lumineuse des streamers se développant à* la surface du diélectrique

La Figure I-26-A propose une analyse qualitative de l'intensité des streamers de la décharge dans le plan parallèle à l'électrode (1) suivant la position x et pour V_P = 14 kV. Elle montre que leur intensité lumineuse décroit au fur et à mesure que l'on s'éloigne de cette électrode. On observe qu'à la position x = 2.5 mm par exemple, l'amplitude de l'intensité lumineuse est en moyenne de 0.7 u.a. (unité arbitraire), de 0.4 u.a. pour x = 8 mm et de 0.2 u.a. pour x = 12 mm. Une analyse similaire proposée par Nudnova et al. en 2010 [66] sur les décharges de surface a montré que les streamers sont plus lumineux à leur base, c'est-à-dire à leurs points de rattachement à l'électrode active. Ce comportement est clairement visible sur les décharges de volume [67], révélant ainsi que la majorité des charges sont déposées aux abords de l'électrode active (1), correspondant à la région à fort champ électrique [68].

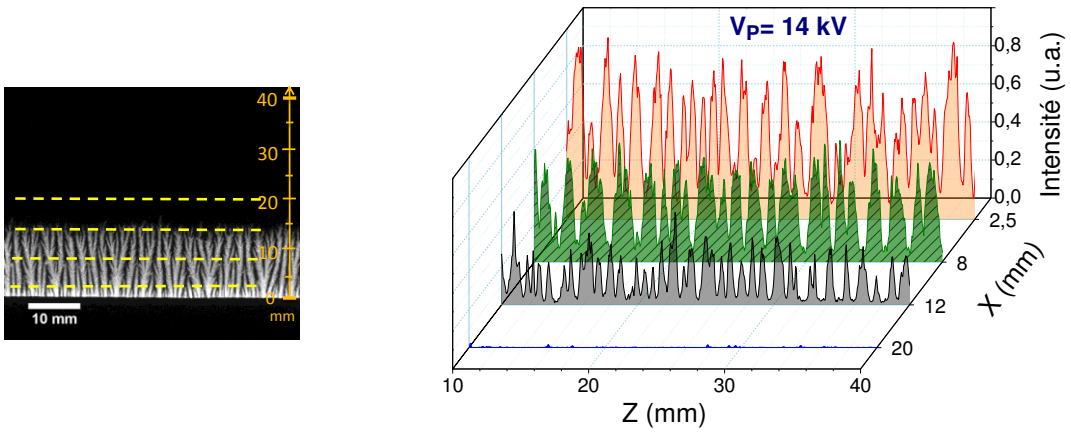


Figure I-26 : Profil de l'intensité lumineuse des streamers extraits à x = 2.5mm, 8 mm ,12 mm et 20 mm dans le plan xz

3.2.2.3 *Comparaison de l'intensité lumineuse des streamers en fonction de la* tension V_P

Par ailleurs, on peut constater sur la Figure I-24 que l'intensité lumineuse des streamers est fortement impactée par l'amplitude de tension. Cela se confirme par l'analyse des profils d'intensité proposée par la Figure I-27 où on voit que l'intensité augmente avec V_P. De plus ce diagramme apporte des informations supplémentaires sur la distribution spatiale des streamers notamment sur leur aspect et leur diamètre. En effet, on peut remarquer sur cette figure que la largeur des intensités lumineuses augmente avec V_P puisque la largeur des pics devient plus

importante. Ceci s'observe aisément lorsqu'on compare la largeur des streamers pour des tensions V_P de 10 kV et 20 kV (Figure I-27).

Cette morphologie est clairement visible sur les images présentées en Figure I-24 où on peut voir que pour de faibles tensions (V_P < 14 kV), les streamers sont majoritairement constitués d'un seul filament avec de petites ramifications. Par contre, pour $V_P \geq 14$ kV, le filament principal se subdivise en 2 ou 3 streamers secondaires, donnant ainsi lieu à une décharge beaucoup plus homogène visuellement. Ainsi, le diamètre des filaments augmente avec V_P comme observé par Van Veldhuizen et.al. [67] pour les décharges de volume et récemment confirmé par Stépanyan et al. [11] pour les décharges de surface. En effet, on peut y remarquer que la largeur des intensités lumineuses augmente avec V_P. Suivant une position z donnée, deux ou trois pics d'intensités, relevés à 10 kV par exemple, se substituent en un seul pic de largeur plus importante pour V_P = 20 kV. Cette distribution spatiale des streamers en fonction de la tension rejoint les travaux de Allegraud et al. [69], [70] qui avaient démontré que le nombre de streamer ainsi que leur extension étaient liés au courant de décharge (ou en d'autre terme à l'amplitude de la tension appliquée).

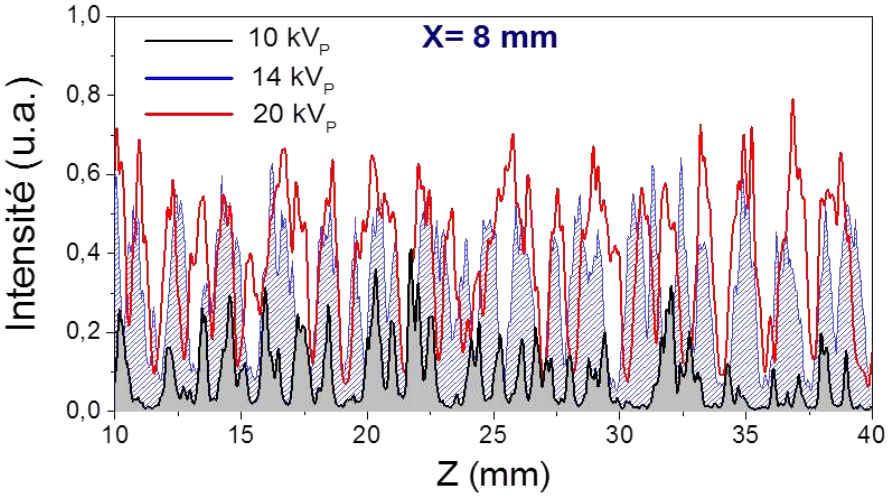


Figure I-27 : Profil de l'intensité lumineuse à x = 8 mm pour différentes tensions V_P

Lorsqu'on compare ce diagnostic par imagerie au diagnostic électrique, deux informations essentielles en sont tirées. La première est que l'augmentation de l'amplitude de la tension $V_P(t)$ appliquée et par conséquent du courant de décharge est directement liée à l'extension du plasma ainsi qu'à son intensité. Et la deuxième, du fait de la distribution spatiale de l'intensité lumineuse à la surface du diélectrique, montre qu'une grande partie de l'énergie est déposée aux abords de l'électrode active (1).

3.3 Comparaison de la NS-DBD, la F-DBD et la G-DBD

L'influence de l'électrode (3) sur la décharge dans les configurations F-DBD et G-DBD (voir Figure I-21) avec un gap inter-électrodes G = 40 mm et pour une tension pulsée V_P = 14 kV_P, est à présent étudiée. Cette étude propose donc une analyse comparative des caractéristiques électriques et optiques des différentes décharges NS-DBD, F-DBD et G-DBD. Son but est d'observer l'effet de « la seule présence » de l'électrode (3) sur la décharge lorsque le gap est supérieur ou égal à 40 mm, ou bien de vérifier si en la mettant à la masse, elle pourrait modifier la décharge.

3.3.1 Comparaison des courants

La Figure I-28 présente l'évolution temporelle des signaux de tension et de courant mesurés pour les configurations NS-DBD, FDBD et G-DBD pour une tension de 14 kV_P. En reprenant la NS-DBD, cette figure montre que le courant est légèrement en avance sur la tension. En utilisant la relation i(t) = C.dU/dt (où C est la capacité formée par l'actionneur DBD (voir la section 2.6.2)), nous avons pu vérifier que ce déphasage est étroitement lié au temps de montée de la tension. Par conséquent, ce premier pic correspond au courant capacitif comme nous l'avons précédemment expliqué dans la section 2.6.2. Puis, on assiste à une petite chute de courant due à la décharge. Cette chute de courant est plus significative pour la F-DBD et fortement prononcée pour la G-DBD. De plus on note un léger retard du courant lorsqu'on rajoute la 3ème électrode. En effet, la présence de la 3ème électrode vient modifier la capacité C de l'actionneur. Cependant, nous n'avons noté qu'une infime variation sur les pics de courant enregistrés. Pour la NS-DBD on observe un pic de 1.5 A/cm comparé à 1.42 A/cm et 1.50 A/cm pour la F-DBD et G-DBD, respectivement. Par contre, les pics négatifs sont de -1.20 A/cm pour la NS-DBD et de -1.30 A/cm pour les deux autres. Ce qui montre que l'ajout de l'électrode (3) à 40 mm de l'électrode (1), pour ces deux configurations, ne modifie pas l'amplitude des pics de courant de décharge mais modifie un peu la composante capacitive. Cette invariance de l'amplitude des différents courant montre que les configurations F-DBD et G-DBD où l'électrode (3) est placée à 40 mm de l'électrode (1), sont assimilables à celle de la NS-DBD.

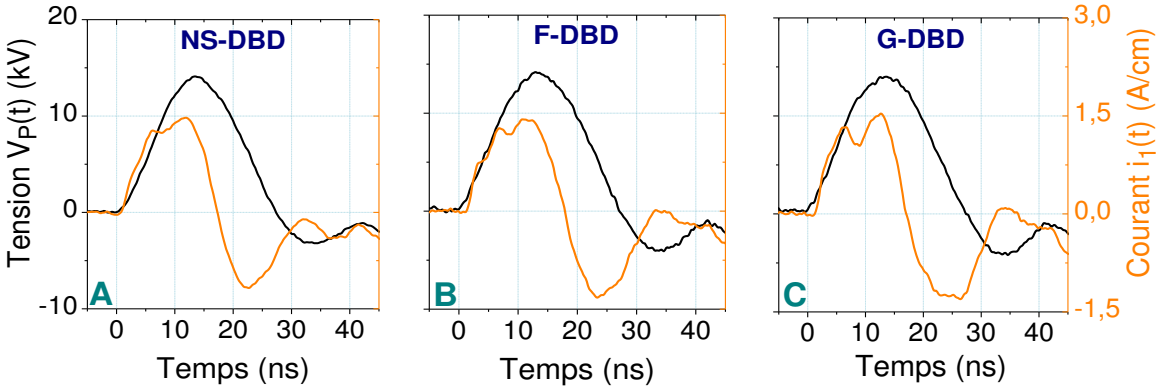


Figure I-28: Formes d'onde de tension et de courant de décharge pour la NS-DBD, F-DBD et G-DBD

Par ailleurs, la variation des courants i_3(t) mesurés sur l'électrode (3) lorsqu'elle est flottante (F-DBD), mise à la masse (G-DBD), pour une tension $V_P = 14$ kV (Figure I-29), confirment les observations précédentes. En effet, l'amplitude des courants i_3(t) est quasiment nulle pour la F-DBD. En revanche, pour la G-DBD, nous mesurons une variation du courant dont l'amplitude des pics s'atténue avec le temps la fréquence des pics est comparable à la réflexion du signal dans le circuit. Par conséquent, nous supposons que le courant mesuré à l'électrode (3) provenant de la décharge est également nul. Ces résultats, attestent donc par la faible amplitude des pics de courant i_3(t) mesuré à l'électrode (3), que les décharges générées par les configurations F-DBD et G-DBD sont équivalentes à celle d'une décharge NS-DBD.

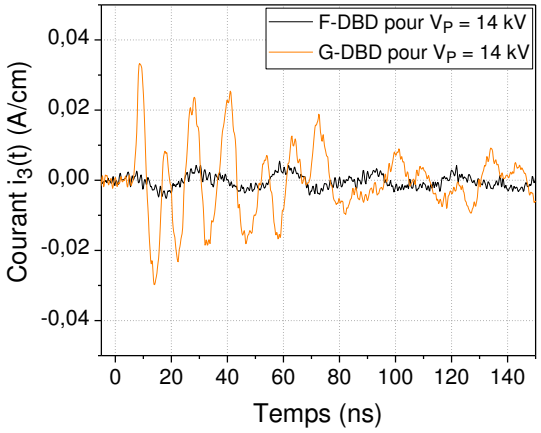


Figure I-29: Variation du courant i_3(t) mesuré sur l'électrode (3) pour les configurations F-DBD, G-DBD lorsque $V_P = 14$ kV et $f = 1$ kHz

3.3.2 Comparaison des énergies

Une comparaison des énergies dissipées par les différentes décharges F-DBD et G-DBD a été effectuée pour une variation de tension pulsée de 2 kV à 20 kV. Les résultats sont présentés dans la Figure I-30, et sont comparés à ceux de NS-DBD déjà étudiés au paragraphe 3.2.1.3. On remarque que, pour ces trois configurations (NS-DBD, F-DBD, G-DBD), la variation de l'énergie en fonction de V_P est quasi-similaire. Pour $V_P < 7$ kV, l'énergie dissipée est égale zéro, mais pour $V_P > 7$ kV, elle varie en suivant une loi de puissance de la forme $C\times(V-V_0)^2$ jusqu'à environ 0.45 mJ/cm pour $V_P = 20$ kV. Cette variation en puissance de l'énergie étant observée dans la plupart des travaux expérimentaux [40] [43]et numériques [41], [47], réalisés sur les décharges NS-DBD, révèle donc que les mesures effectuées dans cette parties sont cohérentes et par conséquent les configurations F-DBD et G-DBD sont assimilables à la NS-DBD.

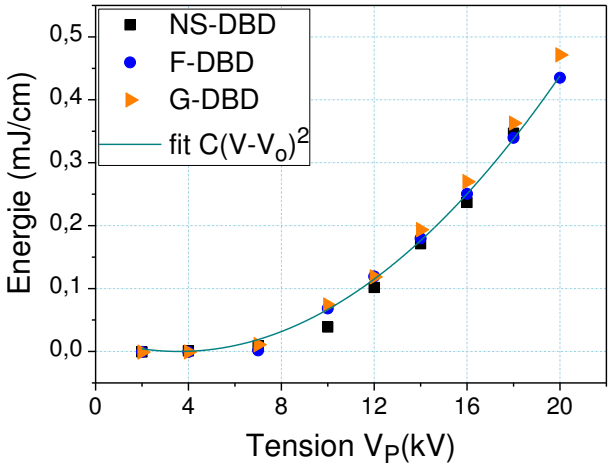


Figure I-30: Variation de l'énergie en fonction de la tension pour les différentes configurations

3.3.3 Comparaison des morphologies par iCCD

En parallèle, les images iCCD réalisées à titre comparatif attestent les résultats électriques car la morphologie et l'extension des décharges générées suivant la F-DBD et la G-DBD sont identiques à celle générée par la décharge conventionnelle NS-DBD (Figure I-31). Ces images confirment donc que la 3ème électrode ne joue aucun rôle dans ces deux configurations pour cette amplitude de tension pulsée de 14 kV où le plasma de type filamentaire s'étend à environ 15 mm du bord de l'électrode (1) pour une distance inter-électrode G = 40 mm. Par conséquent, pour des distance inter électrode plus grande (G = 60 mm et 80 mm), il est évident qu'en laissant

l'électrode (3) flottante ou reliée à la masse, ne modifiera pas les caractéristiques électriques et morphologiques de la décharge DBD de type nanoseconde pulsée.

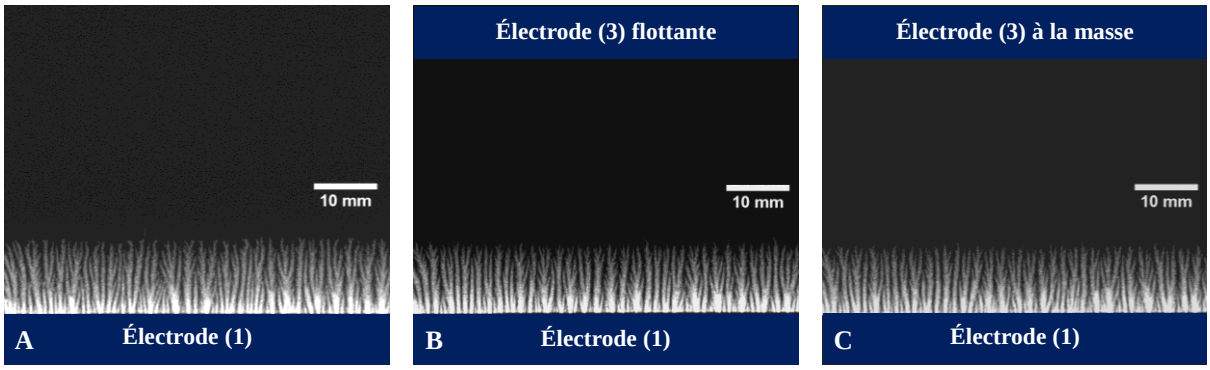


Figure I-31 : Comparaison des images iCCD (Δt = 60 ns) des décharges NS-DBD (A), F-DBD (B) et G-DBD (C), générées pour V_P= 14kV et f = 1 kHz

3.4 Conclusion

Ce chapitre présente les caractéristiques électriques et optiques des décharges nanosecondes pulsées dites conventionnelles NS-DBD établies suivant une configuration de DBD à 2 électrodes. Les diagnostics électriques ont permis d'observer les formes d'ondes des différents signaux de tension, de courant, de puissance et d'énergie ainsi que la variation de leurs amplitudes. Un des résultats montrait l'apparition d'un pic de courant à la montée et à la descente de la tension pulsée. L'augmentation de l'amplitude de ces courants avec la tension appliquée entraine celle de l'énergie totale dissipée par cette décharge NS-DBD. De plus, la variation de l'énergie s'est avérée croissante suivant une loi de puissance de la forme $C\times(V-V_0)^2$ (avec ici $C \approx 10$ pF et $V_0 \approx 0$) conformément à d'autres travaux.

Les caractéristiques de cette décharge NS-DBD ont ensuite été comparée à celles des configurations à 3 électrodes afin d'évaluer l'influence de cette troisième composante placée à 40 mm de la première. Pour ce faire nous avons tout d'abord laissé cette électrode (3) flottante (F-DBD) puis connecté à la masse (G-DBD). La comparaison de leurs caractéristiques électriques et optiques a révélé que cette troisième électrode ne collecte aucune charge et par conséquent, ne modifie pas les propriétés de la décharge lorsqu'elle est placée à cette distance de 40 mm de la première. Nous apercevons donc que le seul moyen d'influencer la décharge reste à élever le potentiel de l'électrode (3) afin d'attirer les charges pour pouvoir étendre davantage la décharge à la surface du diélectrique comme l'avaient expérimenté Song et al. [60] en 2011 pour une distance inter électrode de 25 mm.

Chapitre 4 :

Caractérisation électrique et optique de la décharge glissante : SL-DBD

4 Caractérisation électrique et optique de la décharge glissante: SL-DBD

4.1 Introduction

Dans ce chapitre nous nous proposons de caractériser la décharge nanoseconde dite glissante SL-DBD établie dans l'air à pression atmosphérique à la surface du diélectrique. L'actionneur ici diffère de celui de la NS-DBD en ceci qu'une troisième électrode (3) est placée à une distance de 40 mm de l'électrode (1) et reliée à une haute tension continue négative comme le montre la Figure I-32. Cette caractérisation consiste à effectuer des manipulations dont l'analyse des résultats permettrait non seulement de mieux connaître ce régime de décharge, mais aussi de ressortir ces spécificités lorsqu'on la compare à la décharge conventionnelle NS-DBD. Dans cette section, pour des raisons de reproductibilité, la décharge NS-DBD est en réalité générée par la configuration F-DBD où l'électrode (3) est laissée flottante car le chapitre précédent a démontré qu'elles sont similaires.

Elle repose sur deux aspects: la caractérisation électrique qui s'intéressera aux grandeurs électriques de la décharge telles que la tension, le courant, la puissance, l'énergie et la charge ainsi que la caractérisation optique qui, au moyen de l'imagerie iCCD, s'intéressera à sa morphologie. Une attention particulière sera accordée à l'évolution temporelle et spatiale des streamers à la surface du diélectrique. Nous finirons ce chapitre en observant l'impact de la variation de la distance inter-électrode ainsi que la géométrie des électrodes sur la morphologie de la décharge glissante.

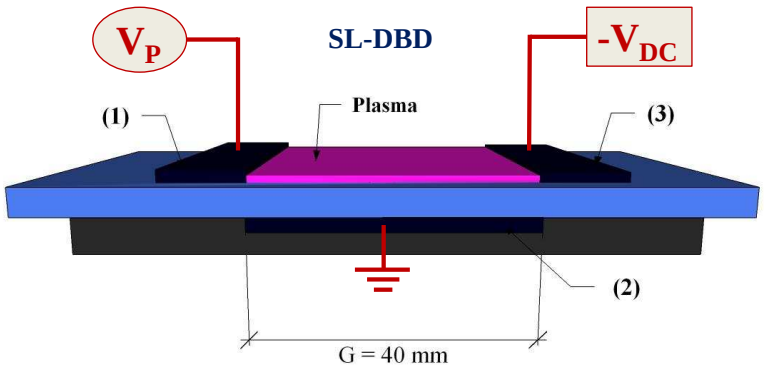


Figure I-32 : Description de l'actionneur SL-DBD permettant de générer la décharge de type glissante sur une distance inter-électrode G = 40 mm

4.2 Caractérisation électrique de la SL-DBD

4.2.1 Analyse des différents courants $i_1(t)$ et $i_3(t)$

Dans cette configuration (SL-DBD), deux mesures de courant $i_1(t)$ et $i_3(t)$ ont été effectuées sur les électrodes (1) et (3), respectivement afin d'évaluer la contribution des tensions pulsée et continue. La Figure I-33 présente la variation de ces deux courants lorsqu'on varie la tension continue V_{DC} en maintenant V_P constante et égale à 14 kV. Lorsque V_{DC} = 0 kV, on mesure: sur l'électrode (1) (Figure I-33-A), deux pics de courant, un positif de 1.4 A/cm et un négatif de -1.3 A/cm, et sur l'électrode (3) un faible courant d'amplitude négligeable (Figure I-35-B). Ces valeurs étant les même que celle de la NS-DBD dans les même conditions de mesure, On peut remarquer que si le potentiel de l'électrode (3) est nul, la configuration est effectivement équivalente à la NS-DBD conventionnelle où la décharge s'étend à quelque millimètres (voir section 3.2.2). Mais lorsque, l'amplitude de V_{DC} = -16 kV, on remarque une augmentation du courant qui traduit une influence du potentiel de l'électrode (3) sur la décharge établie à l'électrode (1). En effet, l'application de ce potentiel V_{DC}, permet d'attirer les charges déposées à la surface du diélectrique, qui écrantent généralement l'établissement de la décharge [71], [27]. Cette attraction est plus importante lorsqu'on augmente le potentiel V_{DC} de -16 kV à -20 kV (i.e. augmentation du champ électrique). De plus, une technique similaire a d'ailleurs été utilisée par Opaits et al.[72] en 2008, en superposant la tension pulsée à la V_{DC} dans l'optique d'évacuer les charges déposées à la surface du diélectrique.

Lorsque V_{DC} = -16 kV_{DC}, on constate également une augmentation de l'amplitude de $i_3(t)$ qui passe à 0.33 A/cm. Cette montée du courant à l'électrode (3) s'explique par le fait qu'au cours de cette décharge, elle a attiré et collecté une partie des charges générées par l'électrode (1). C'est donc une décharge glissante, une SL-DBD comme on l'appelle, puisque les charges s'étendent de l'électrode (1) à l'électrode (3).

En augmentant ainsi V_{DC}, on observe non seulement que l'amplitude des courants $i_1(t)$ et $i_3(t)$ augmente, mais aussi et surtout que le temps nécessaire pour générer la SL-DBD (temps au bout duquel $i_3(t)$ amorce une montée significative) se réduit. En effet pour V_{DC} = -20 kV_{DC} nous avons 2.1 A/cm à l'électrode (1), 0.6 A/cm à l'électrode (3) et un temps de génération de la SL-DBD de 30 ns contre respectivement 1.7 A/cm, 0.54 A/cm et 40 ns pour V_{DC} =-18 kV_{DC} et 1.6 A/cm, 0.33 A/cm et 50 ns pour V_{DC} =-16 kV_{DC}. Cette augmentation de l'amplitude des courants et cette réduction de temps montrent l'influence de la tension V_{DC} sur la décharge, du champ électrique sur la durée de vie et la vitesse de propagation des particules ionisées plus précisément (voir section 4.3.3).

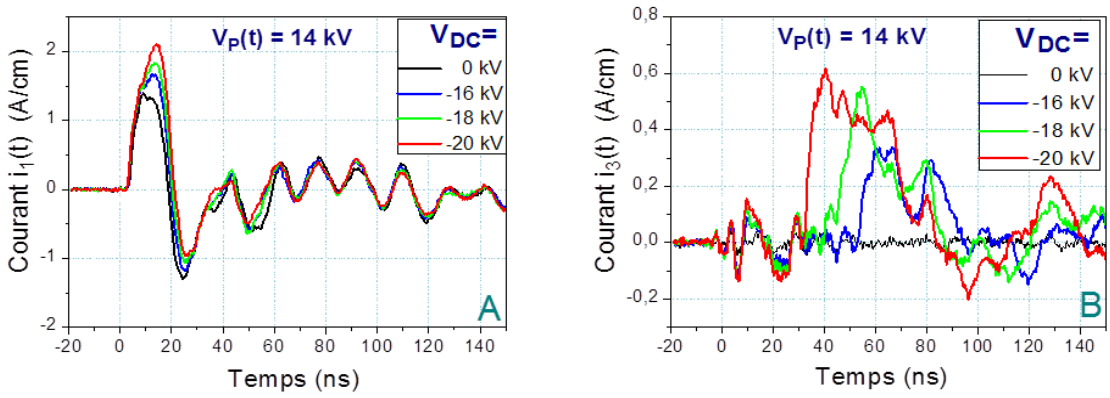


Figure I-33 : Formes d'onde des courants mesurés sur l'électrode (1) (A) et l'électrode (3) (B) pour différentes valeurs de V_{DC} tandis que V_P est fixée à 14 kV

4.2.2 Comparaison des charges

Il s'agit dans ce paragraphe d'évaluer l'influence de la tension V_{DC} sur le transfert des charges dans le cas où le régime glissant est établi. La charge Q_1 sur l'électrode (1) est calculée en intégrant le courant induit par la V_{DC} sur $i_1(t)$ suivant l'équation Eq I-9. Ce courant correspond à la différence entre le courant mesuré à une amplitude de V_{DC} donnée et celui mesuré à $V_{DC} = 0$. La charge Q_3 est quant à elle calculée en intégrant la totalité du courant $i_3(t)$ car à $V_{DC} = 0$ le courant $i_3(t)$ est supposé nul Eq I-10.

$$Q_1(t) = \int i_1(t) - i_{1_0}(t)\, d(t) \qquad \text{Eq I-9}$$

$$Q_3(t) = \int i_3(t)\, d(t) \qquad \text{Eq I-10}$$

La comparaison de ces charges pour différentes tensions V_{DC} et V_P illustrée par la Figure I-34-A. révèle que l'excédent de charge Q_1 émis à l'électrode (1) est totalement collecté par l'électrode (3). Par exemple pour V_{DC} = -20 kV, la quantité de charge Q_1 = 22 nC est approximativement égale à celle collectée par l'électrode (3). Ceci démontre que la décharge nanoseconde pulsée établie à l'électrode (1) agit comme un générateur d'ions tandis que l'électrode (3) les attire et les collecte. Par conséquent, le courant total mesuré sur l'électrode (1) est la résultante des composantes capacitives, de la décharge conventionnelle et de celle favorisée par la SL-DBD. On observe par ailleurs, que la quantité de charges transférées Q_1 et Q_3 augmente de façon linéaire avec V_{DC} d'après la Figure I-34-B. Ce graphe révèle également que ces quantités de charge deviennent significatives pour certaines tensions V_P et V_{DC} lorsque la différence de potentiel (DDP = V_P - (-V_{DC})) devient supérieure à 26 kV environ. Nous déduisons donc que la DDP joue

un rôle déterminant dans la génération de la décharge de type glissante et par conséquent, elle sera prise comme paramètre d'étude dans la suite de manuscrit.

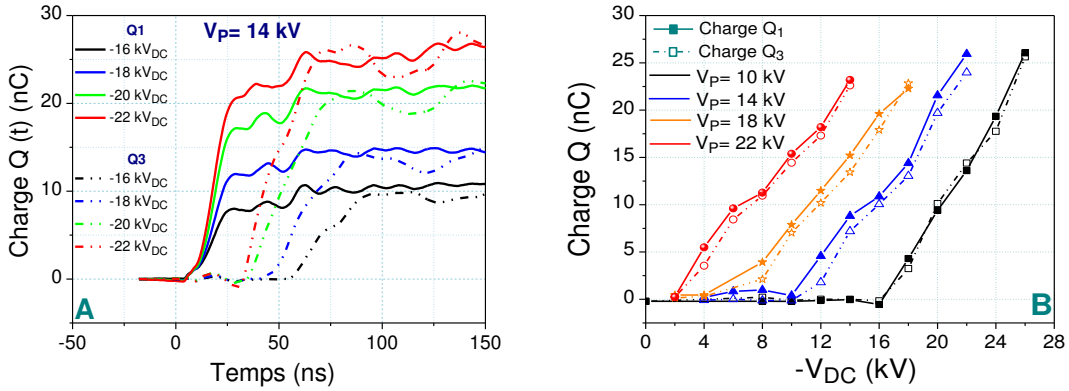


Figure I-34 : Comparaison des charges supplémentaires Q_1 produites à l'électrode (1) et celles collectées par l'électrode (3) Q_3, (A) évolution temporelle de Q(t) et (B) comparaison des moyennes pour différentes tensions V_P

4.2.3 Analyse de la puissance et de l'énergie totale dissipée

La puissance instantanée consommée par la décharge (P_{totale}) a été calculée en additionnant les puissances fournies par l'alimentation pulsée et continue suivant l'équation Eq I-6. Leurs courbes sont présentées par la Figure I-35 pour différentes valeurs de V_{DC} tandis que V_P = 14 kV. On y observe que, sans la composante DC (V_{DC} = 0 kV), le pic de puissance est égal à 17 kW/cm. Lorsque le régime glissant est établi, on remarque que les pics de puissance mesurés sur l'électrode (1) sont plus élevés que ceux mesurés sur l'électrode (3). L'établissement de ce régime entraine une augmentation du pic de puissance d'environ 75% pour V_{DC} = -20 kV. Cependant, la contribution de la composante continue reste importante dans le calcul d'énergie.

La Figure I-35-D présente les courbes de variation de l'énergie totale (E_{totale}) dissipée par la décharge pour différentes valeurs de V_{DC}. A V_{DC} = 0 kV, l'énergie mesurée est d'environ 0.18 mJ/cm, correspondant à celle observée pour la NS-DBD (cf Figure I-22). On observe que cette énergie augmente avec le potentiel V_{DC} de l'électrode (3) passant à 0.38 mJ/cm pour V_{DC} = -16 kV et à 0.70 mJ/cm pour V_{DC} = -20 kV, soit une augmentation respectivement d'environ 170% et 300%. Cette augmentation démontre qu'une grande partie de l'énergie est fournie par l'alimentation continue même si le pic maximal de puissance est dû à l'alimentation pulsée. En effet, le courant $i_3(t)$ a lieu durant une plus longue période (60 ns) comparé au courant $i_1(t)$ qui ne dure que 30 ns environ.

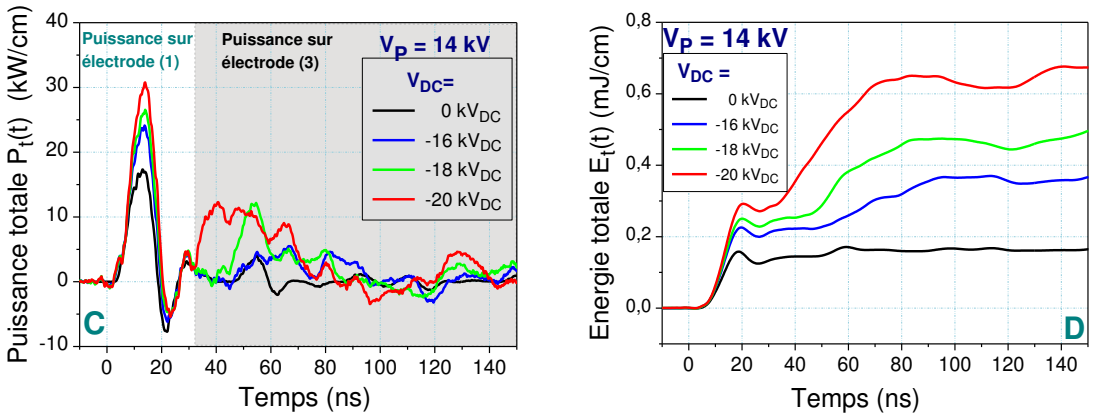


Figure I-35 : Formes d'onde de puissance instantanée (C) et d'énergie totale (D) pour différentes valeurs de V_{DC} et V_P fixée à 14 kV

4.2.3.1 *Influence de la DDP sur l'énergie totale*

En principe, l'augmentation de l'énergie n'est pas systématique lorsqu'on applique une tension négative à l'électrode (3). En effet, cette augmentation implique au préalable la présence du courant $i_3(t)$ et donc la génération de la décharge glissante à la surface du diélectrique. La Figure I-36-A trace la variation de l'énergie totale en fonction de la tension pulsée pour des tensions V_{DC} variant de 0 à -18 kV. Ces énergies sont comparées à celle dissipée par la NS-DBD. On observe sur cette figure que pour certaines valeurs de V_{DC}, l'énergie totale reste confondue à celle de la NS-DBD, puis on assiste à son augmentation. En relevant la valeur des potentiels V_P et V_{DC}, on remarque que l'énergie augmente par rapport à la NS-DBD lorsque la différence de potentiel est supérieure à 26 kV. Cela a été observé également par Sosa et al. [32], pour les décharges glissantes alimentées par une tension sinusoïdale. Lorsqu'on rapporte cette différence de potentiel par unité de gap, on obtient un champ électrique moyen de 6 kV/cm.

Pour bien identifier ce seuil de potentiel, la Figure I-36 trace la variation de l'énergie en fonction de la différence de potentiel [DDP= V_P - (-V_{DC})]. Elle compare l'énergie totale à celle calculée en prenant seulement en compte la composante pulsée (Eq I-7). Pour DDP $\leq$ 26 kV la valeur de l'énergie reste constante et égale à celle de la NS-DBD (par exemple l'énergie est égale à 0.07 mJ/cm, 0.16 mJ/cm ou 0.42 mJ/cm pour des tensions V_P égales à 10 kV_P, 14 kV_P et 20 kV_P respectivement). Mais pour DDP > 26 kV, ces énergies augmentent. En considérant la variation de l'énergie totale, la génération de la SL-DBD est clairement observable dès que la DDP est supérieure à 26 kV. On observe des augmentations de 300 %, 160 % et 50 % pour des tensions pulsées de 10 kV_P, 14 kV_P et 20 kV_P, respectivement. De plus, ces énergies tendent vers les mêmes valeurs pour une DDP donnée, pourvu que le régime glissant soit totalement établi.

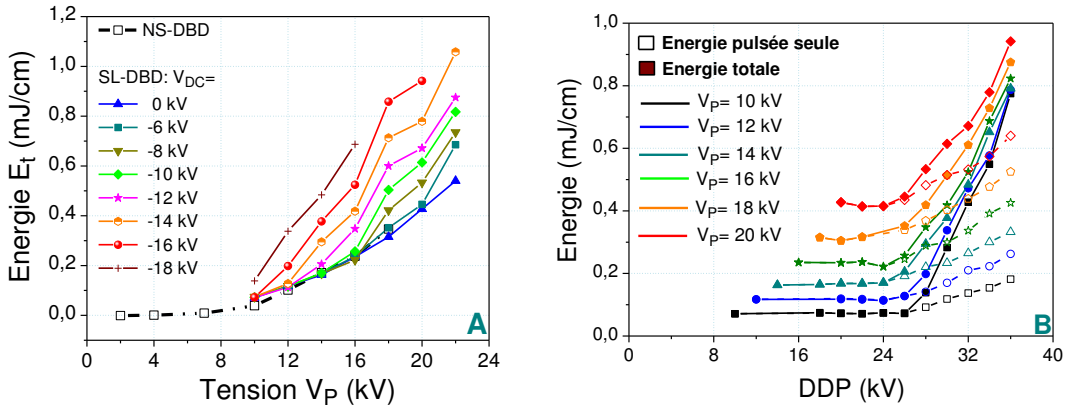


Figure I-36 : Variation de l'énergie totale en fonction de l'amplitude de tension pulsée V_P (A) et de la différence de potentiel (DDP) (B)

En somme, la génération de la décharge glissante SL-DBD est étroitement liée à la différence de potentiel (DDP) ou, plus précisément, au champ électrique moyen (DDP/cm) imposé entre les deux électrodes (1) et (3). Ce régime permet d'augmenter graduellement l'énergie dissipée par la décharge. En restant dans l'hypothèse où la quantité d'énergie dissipée est fortement corrélée à l'intensité de l'onde de pression [62][40] et à l'efficacité de l'actionneur vis-à-vis du contrôle d'écoulement, nous pouvons dire que la décharge glissante pourrait être plus efficace que la simple NS-DBD.

4.2.3.2 Influence de la fréquence *sur l'énergie totale*

La Figure I-37 présente la variation de l'énergie par pulse et de la puissance moyenne consommée par la SL-DBD en fonction de la DDP pour différentes fréquences. La fréquence est variée de 1 Hz à 10 kHz. Les énergies sont calculées par rapport à la dernière impulsion, sachant que la décharge est allumée pendant une seconde. La Figure I-37-A révèle essentiellement que l'énergie totale dissipée diminue lorsque la fréquence augmente, comme cela avait été observé par Aba N'Dong [10] dans ses travaux de thèse. Cette diminution est liée à celle des courants $i_1(t)$ et $i_3(t)$. En effet, à très haute fréquence, les charges rémanentes à la surface du diélectrique diminuent l'intensité de la décharge ayant lieu à la prochaine impulsion. Par conséquent, l'amplitude du courant $i_1(t)$ diminue et les charges transférées à l'électrode (3) diminuent. Lorsqu'on considère la puissance moyenne consommée par la SL-DBD (Figure I-37-B), on remarque qu'elle augmente avec la fréquence car le nombre d'impulsions générées par unité de temps augmente.

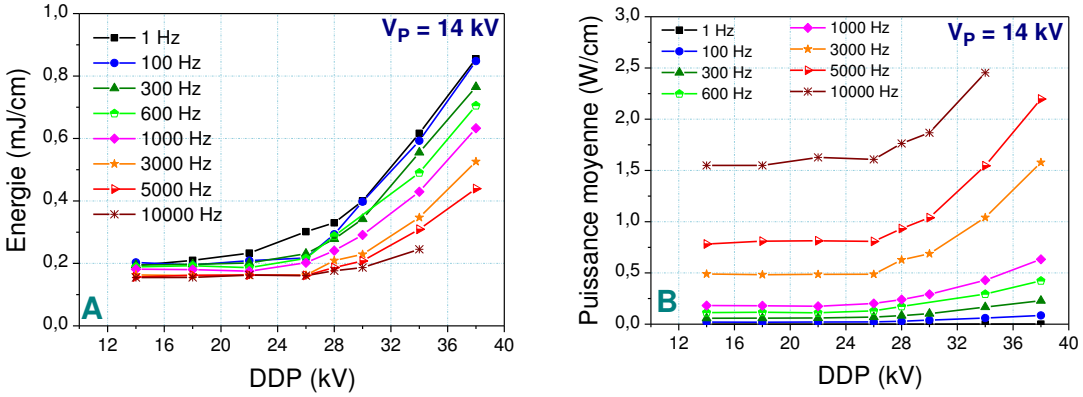


Figure I-37 : Variation de l'énergie totale (A) et de la puissance moyenne (B) en fonction de la DDP pour des plusieurs fréquences d'excitation

4.2.4 Influence de la DDP sur les courants $i_3(t)$

Nous avons vu à la section 4.2.3.1 que le paramètre électrique critique gouvernant la génération de la SL-DBD est la différence de potentiel entre les électrodes (1) et (3) (DDP). La Figure I-38 présente les courbes du courant $i_3(t)$ pour des DDP fixées à 32 kV à 36 kV et ce dans plusieurs configurations du couple tension pulsée (V_P) et continue (V_{DC}). Ces graphes indiquent que, dans chaque cas, la forme, l'amplitude, et le temps d'amorçage du courant sont quasi identiques. Par contre, le courant obtenu à 32 kV_{DDP}, a une amplitude beaucoup moins importante (environ 0.52 A/cm contre 1 A/cm) et un temps d'amorçage beaucoup plus long (40 ns contre 20 ns) que celui obtenu à 36 kV_{DDP}. Par conséquent, on retient que la quantité des charges collectées par l'électrode (3) ne dépend ni uniquement de V_P, ni de V_{DC} uniquement, mais des deux simultanément i.e. de leur différence (DDP). Cependant, l'amplitude de la tension pulsée (V_P) reste un paramètre important car c'est cette tension qui permet de générer des ions dans ce système. Par ailleurs, la reproductibilité de ces ondes de courant fait de cet actionneur un nouveau moyen de mesure en métrologie.

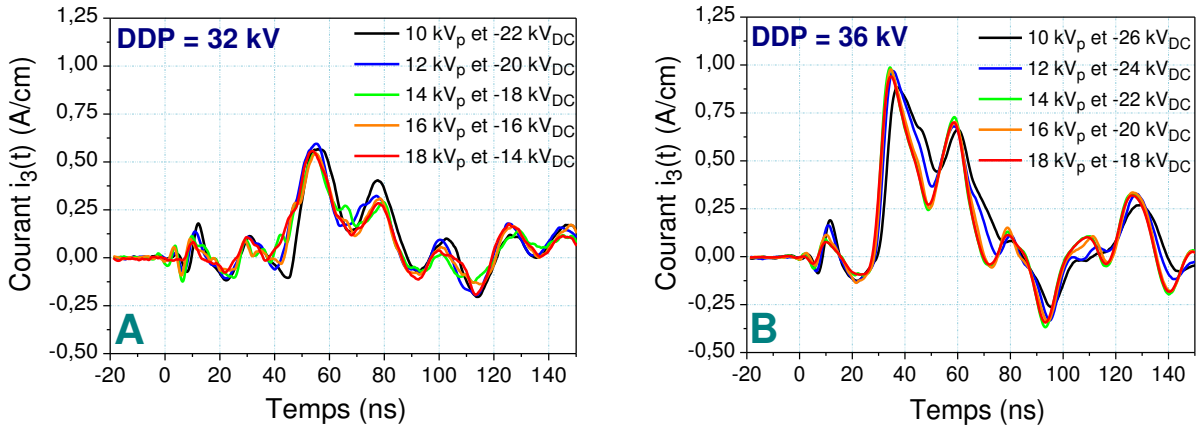


Figure I-38 : Formes d'onde de courant $i_3(t)$ pour des différences de potentielle (DDP) fixées à 32 kV et 36 kV

4.3 Diagnostic optique de la SL-DBD

La signature optique de la décharge SL-DBD a été observée au moyen des images iCCD. Dans un premier temps, ces images sont prises durant une période d'ouverture de la caméra égale à 100 ns, afin de visualiser totalement la décharge (voir Figure I-39). Cette période est ensuite réduite à 4 ns, permettant de visualiser le développement temporel des streamers à la surface du diélectrique.

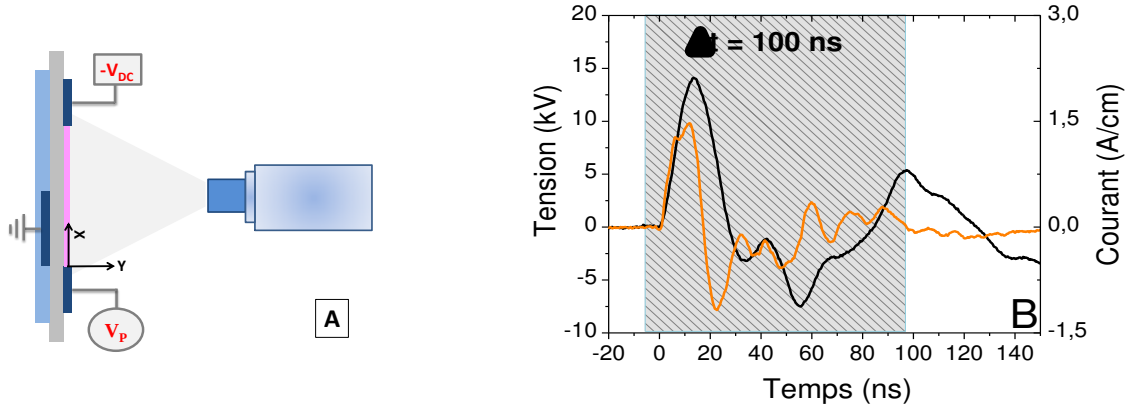


Figure I-39 : Montage expérimental (A) et période d'ouverture de la camera EmiCCD (B)

4.3.1 Images iCCD de la décharge SL-DBD

La Figure I-40 illustre les images iCCD de la SL-DBD pour des tensions V_{DC} variant de 0 kV à - 20 kV en maintenant V_P constante et égale à 14 kV. Sans la composante DC (0 kV_{DC}), le plasma s'étend sur 13 mm et présente la même morphologie que la décharge NS-DBD (voir Figure I-25). On observe la même extension lorsque l'amplitude de V_{DC} est inférieure à -12 kV. Dès que la composante $|V_{DC}| \geq 12$ kV, le plasma s'étend davantage et il recouvre tout l'espace inter-électrode. On obtient alors la décharge glissante. Comme la variation d'énergie l'a démontré à la section 4.2.3.1, ces images confirment que la décharge SL-DBD est établie pour une DDP $\geq$ 26 kV (14kV - (-12 kV)). Cependant à 26 kV_{DDP}, le régime glissant n'est pas totalement développé. Le plasma s'étend à une distance de 28 mm, montrant qu'on est en phase de transition du régime NS-DBD à la SL-DBD. En augmentant l'amplitude de $V_{DC} > -12$ kV, les streamers s'étendent davantage et atteignent l'électrode (3) à laquelle ils se connectent. Le mécanisme régissant cette connexion peut être interprété comme suit : à l'approche du streamer dont le potentiel est comparable à celui de l'électrode (1), le champ électrique entre le front du streamer et l'électrode (3) augmente. Ce front de streamer représente donc une anode virtuelle vis-à-vis de l'électrode (3). Par conséquent, une décharge couronne négative est générée à cette électrode (3) (pas clairement visible sur les images présentées ici mais que l'on peut visualiser en annexe). Puis celle-ci participe à la neutralisation des charges positives présentes dans le streamer, traduisant l'augmentation de l'intensité des streamers « attachés » à l'électrode (3). A ce mécanisme s'ajoute la faible fonction de sortie de l'électrode en aluminium (work function W_{Al} = 4.25 eV) [73][74] qui permet libérer des électrons . En effet, sous l'influence d'un fort champ électrique, des électrons sont arrachés à l'électrode (3) pour neutraliser les ions positifs du plasma justifiant ainsi l'amplitude élevée des courants $i_3(t)$ mesurés (Figure I-33-B).

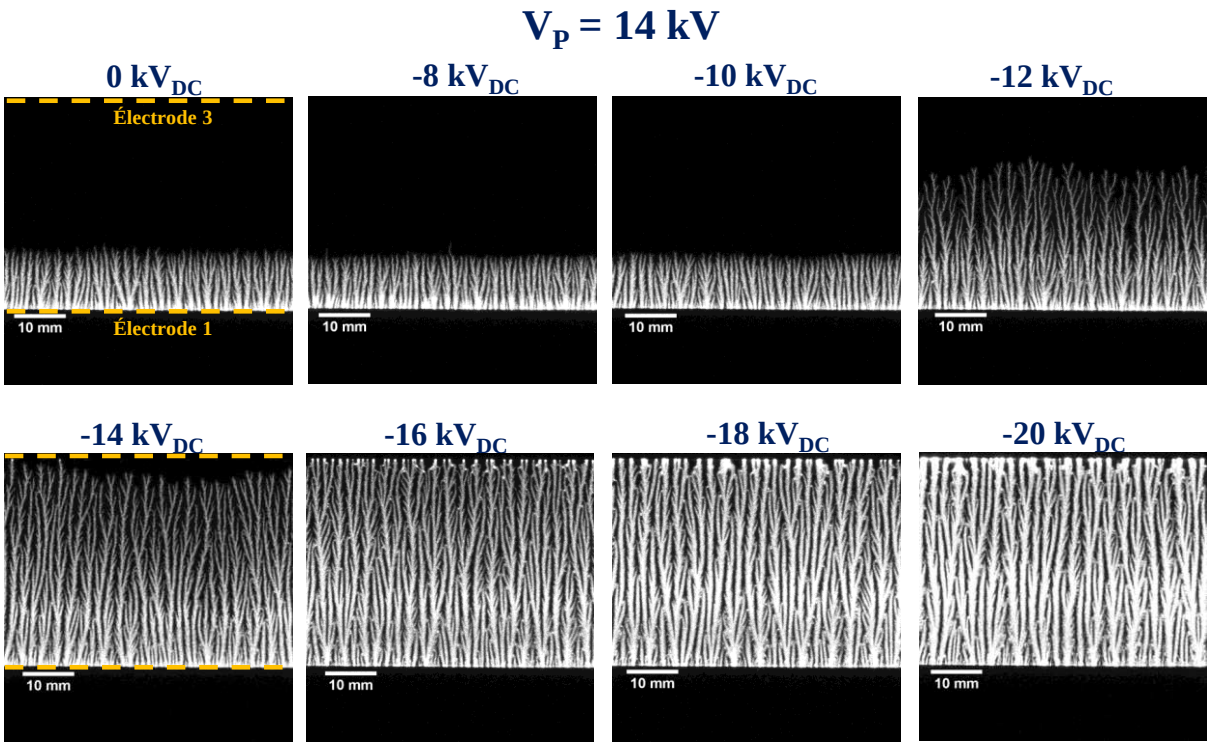


Figure I-40 : Signature optique par imagerie iCCD (Δt = 100 ns) de la décharge SL-DBD montrant différents régimes de décharge

4.3.2 Analyse qualitative de l'intensité lumineuse des streamers générés par la décharge

Les profils d'intensité suivant les positions x = 5, 20 et 35 mm, sont présentés par la Figure I-41. On y remarque de manière générale que l'intensité lumineuse des streamers augmente avec V_{DC}. Quand le régime glissant n'est pas totalement développé, elle diminue au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'électrode active. C'est le cas à -14 kV_{DC}, représenté par la Figure I-43-B où les pics d'intensité diminuent quand on passe de 5 à 20 mm, puis de 20 à 35 mm. Par contre, elle est relativement homogène quand la décharge glissante est totalement développée. C'est le cas à -20 kV_{DC} où la DDP entre les électrode (1) et (3) est 34 kV_{DDP}. Par ailleurs, ces profils montrent que le diamètre des streamers augmente avec la DDP ($\leq$ 2.2 mm à 5 mm des électrodes pour V_P= 14 kV et V_{DC} = -20 kV par exemple) ou plus précisément avec le champ électrique (i.e. décharge plus intense) [11][75], justifiant ainsi l'augmentation des amplitudes des courants $i_1(t)$ et $i_3(t)$ observés précédemment.

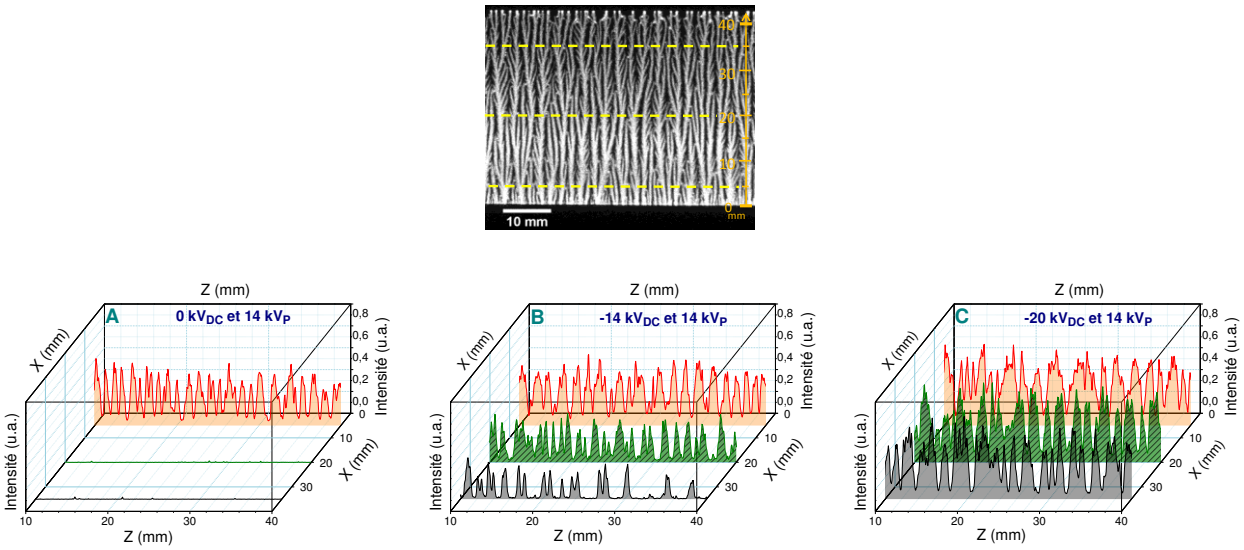


Figure I-41: Profils d'intensité lumineuse de la SL-DBD extraits à x= 5 mm, 20 mm et 35 mm dans le plan xz pour V_{DC}= 0 kV (A), -14 kV (B) et -20 kV (C) pour V_P fixée à 14 kV

4.3.3 Évolution temporelle et spatiale des streamers à la surface du diélectrique

En réduisant la période d'ouverture de la caméra à 4 ns et en balayant toute la période (25 images au total), l'évolution temporelle de la décharge a été reconstruite (Figure I-42). Chaque image correspond à une décharge et elles sont prises à une fréquence de 1 Hz. La bonne reproductibilité des mesures a permis de regrouper ces différentes images pour pouvoir visualiser la propagation des streamers à la surface du diélectrique.

Sans la composante DC, les images de la Figure I-42 (0 kV_{DC}) montrent que la décharge s'allume à partir de 6 ns. Puis les canaux ionisés se détachent de l'électrode (1) et se propagent jusqu'à 12 mm (26 ns) en direction de l'électrode (2) comme observé dans [40][11]. Cependant, quelques filaments moins intenses restent connectés à l'électrode, ce qui est en accord avec les travaux numérique d'Ebert et.al. [76] où les espèces ionisées sont concentrées au front du filament. Durant la phase de descente de l'impulsion de tension (à partir de t = 18 ns), une seconde décharge de nature corona est générée aux bornes de l'électrode (1). Elle s'étend à une distance de 4 mm environ puis s'éteint, justifiant ainsi la présence des deux pics de courant positif et négatif mesurés à la section 3.2.1.2.

Pour la phase de transition vers le régime glissant où une tension de -12 kV_{DC} est appliquée, les filaments se propagent comme dans le cas à 0 kV_{DC} jusqu'à 18 ns, mais à partir de 22 ns on assiste à un changement de régime de décharge. On peut observer qu'à cet instant, la taille des canaux ionisés devient plus importante que celle à 18 ns, montrant donc une intensification de la

décharge. De plus, le caractère transitoire de ce régime s'observe sur la propagation lente des canaux ionisés dont le front se trouve à 25 mm de l'électrode (1) pour t = 38 ns. Des images supplémentaires (non présentées dans ce document) ont montré que les canaux ionisés atteignent l'électrode (3) au bout de 110 ns de propagation. Par conséquent, sur les images de la Figure I-4 ou de la Figure I-42, pour -12 kV_{DC}, le front du streamer n'atteint pas l'électrode (3) à cause du temps d'exposition de 100 ns (Figure I-39) qui ne permet pas de visualiser l'a totalité de la décharge.

Quant au régime glissant, l'influence de la tension V_{DC} devient remarquable par l'augmentation de l'intensité et le diamètre des canaux ionisés. De plus leur vitesse de propagation est fortement impactée lorsqu'on compare la position du front des canaux ionisés. En effet, à t = 18 ns, le front des canaux se situe à environ 20 mm de l'électrode (1) pour V_{DC} = -16kV, alors que pour V_{DC} = -20 kV le front est à environ 30 mm.

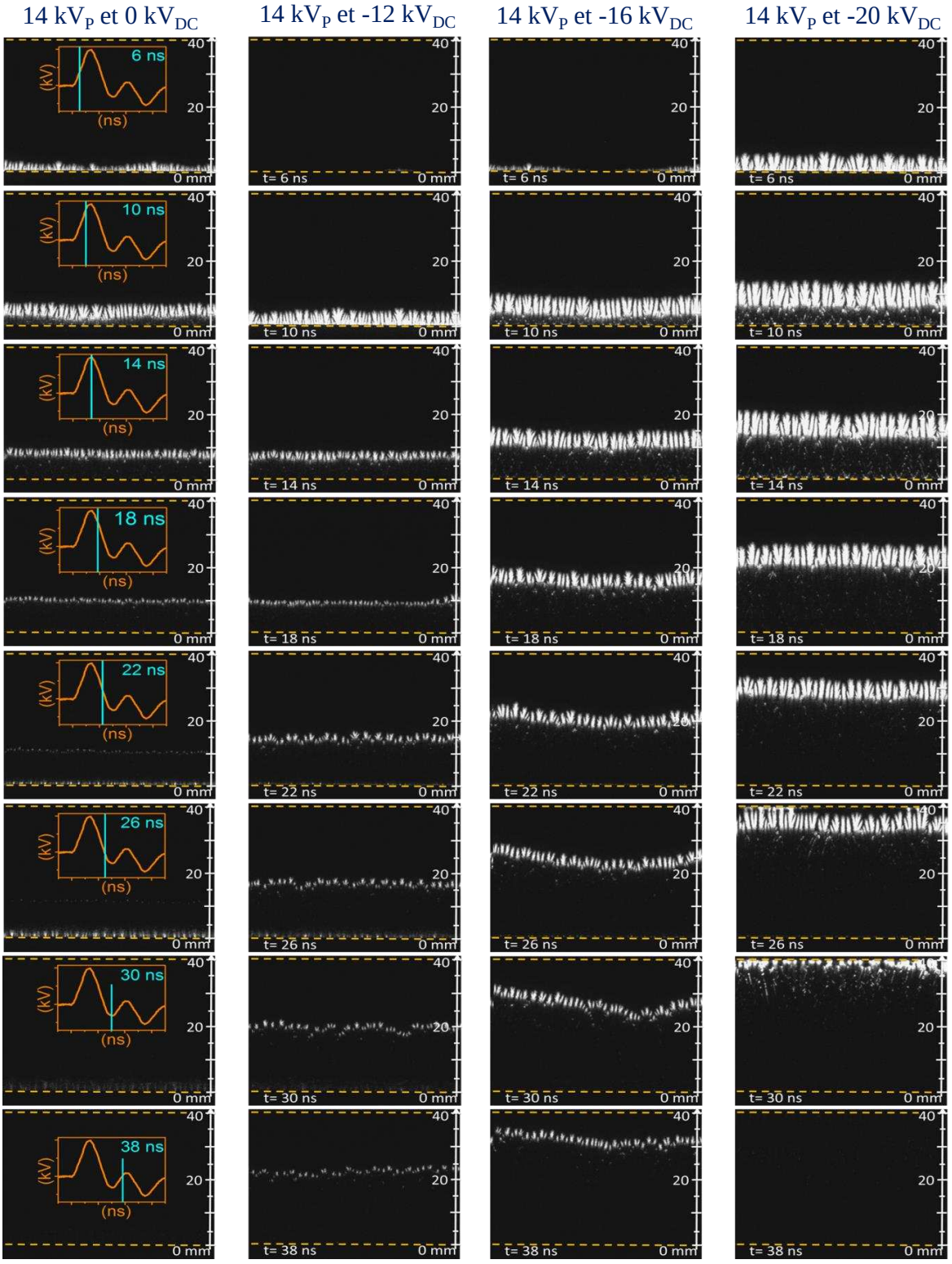


Figure I-42 : Evolution temporelle des streamers de la SL-DBD pour V_P = 14 kV$_P$ et V_{DC} = 0, -14, -16 et -20 kV$_{DC}$. La durée d'exposition de la caméra est Δt = 4 ns

Une analyse quantitative a donc été effectuée sur la variation de la vitesse de propagation de ces filaments. Les résultats sont présentés par la Figure I-43. On observe qu'en régime de type NS-DBD (V_{DC} < -12 kV, Figure I-43-A), la vitesse maximale relevée est d'environ 0.7 mm/ns. Cette vitesse est comprise entre celles trouvées par Benard et al. (0.33 mm/ns) et Starikovskii et al. (1 mm/ns). L'évolution de la vitesse de propagation au cours du temps montre une forte variation dès les premiers instants de la décharge (à partir de 6 ns) qui coïncide avec à la phase de montée de la tension et donc l'augmentation du champ électrique. La vitesse atteint son maximum à 12 ns, correspondant au pic de la tension pulsée. On assiste ensuite à la chute de la vitesse qui est due à la diminution du champ électrique durant la phase de descente de la tension aux bornes de l'électrode (1).

Lorsque la SL-DBD est générée (DDP >26 kV), la vitesse de propagation augmente avec la différence de potentiel comme présenté par la Figure I-43-A et B. On assiste à une augmentation de la vitesse à environ 1.5 mm/ns (à -34 kV_{DDP}). Ces valeurs montrent alors la propagation hypersonique des streamers durant leur développement (1500 km/s). Par ailleurs, la Figure I-43-B, révèle que pour des différences de potentiel comparables (DDP ≥ 28 kV), la vitesse de propagation des streamers est pratiquement la même. Ce résultat rejoint les travaux d'Allen en 1999 [68] et de Briels et.al. en 2008 [75], qui avaient montré que la vitesse de propagation des streamers dans l'air augmente avec le champ électrique dans le cadre des décharges volumiques. De plus, ils ont également démontré que ces vitesses (v) sont étroitement liées au diamètre (d) des streamers suivant la relation ($v = 0.5\ d^2$ [$mm^{-1}ns^{-1}$]). Suivant cette relation, le diamètre moyen des streamers est de 1.73 mm, pour le cas V_P = 14 kV et V_{DC} = -20 kV, où leur vitesse maximale est d'environ 1.5 mm/ns. Ce résultat confirme alors l'analyse effectuée en section 4.3.2 où nous avions montré que le diamètre et l'intensité des canaux ionisés augmentent avec la DDP et est inférieur ou égal à 2.2 mm.

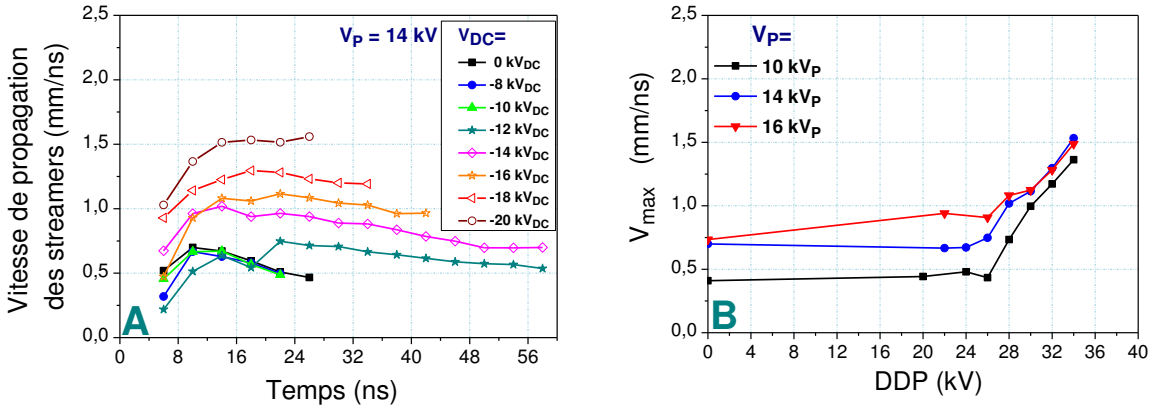


Figure I-43 : Vitesse de propagation des streamers pour différentes valeurs de V_{DC} et V_P fixée à 14 kV

4.4 Influence de la distance inter-électrode sur la décharge SL-DBD: G = 60 mm et 80 mm

L'étude menée précédemment sur une distance inter-électrode (gap) G = 40 mm a révélé qu'un champ électrique moyen supérieur à 6.5 kV/cm est nécessaire pour la génération de la SL-DBD. Cette section a pour but de vérifier si cette hypothèse peut être généralisée pour tous les gaps. Pour ce faire, nous avons étudié deux géométries où le gap est égal à 60 mm et 80 mm (Figure I-44). Ici l'électrode de masse (2) ne recouvre pas entièrement l'espace inter-électrode. Elle reste limitée à 40 mm de largeur et proche de l'électrode (1) tandis que l'électrode (3) est positionnée à 60 ou 80 mm, de l'électrode (1). Un espace inter-électrode libre de 20 ou 40 mm est donc laissé entre les bornes des électrodes (2) et (3) afin de pouvoir augmenter l'amplitude de V_{DC} jusqu'à -40 kV en évitant de générer un éventuel claquage au travers du diélectrique entre ces deux électrodes ((2) et (3)).

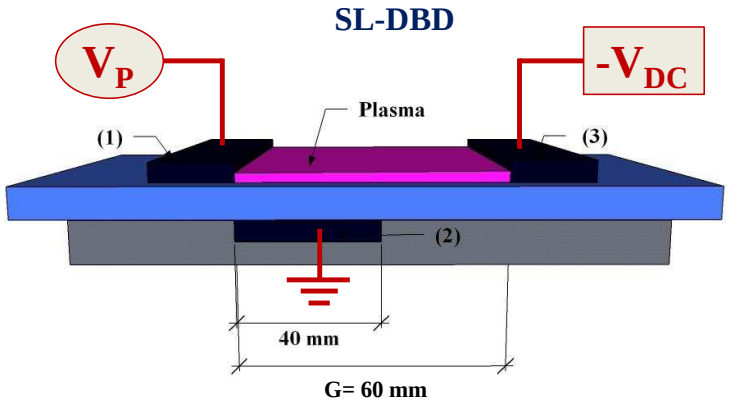


Figure I-44 : Description des actionneurs pour un gap de 60 mm

4.4.1 Comparaison des énergies

La décharge glissante a été générée sur les gaps G = 60 mm et G = 80 mm. Les mêmes caractérisations électriques qu'en section 4.2.1 ont été effectuées. Elles ne sont cependant pas détaillées dans cette partie car les formes d'ondes sont relativement les même. Nous proposons seulement une comparaison des énergies consommées en fonction du champ électrique moyen pour les 3 gaps (celle à 40 mm incluse) et pour différentes valeurs de la tension pulsée (Figure I-45). Sur cette figure, on remarque que la variation d'énergie en fonction de la DDP pour des gaps de 60 mm et 80 mm (G60 et G80) est semblable à celle observée pour le gap de 40 mm (G40). Ces variations attestent donc qu'un champ électrique minimal de 6.5 kV/cm est requis pour

établir la décharge glissante, quel que soit la distance inter-électrode, faisant ainsi de ce champ, le champ minimal nécessaire à la génération d'une décharge glissante.

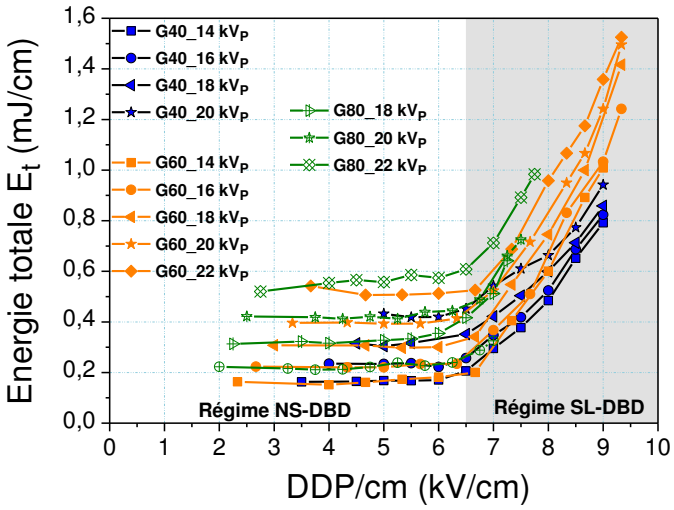


Figure I-45 : Comparaison de l'énergie totale en fonction de la DDP pour les gaps 40 mm (G40), 60 mm (G60) et 80 mm (G80)

On distingue un régime similaire à la NS-DBD où, nous le savons, la décharge s'étend sur quelques millimètres ; pour ce régime, les énergies mesurées sont constantes et pratiquement égales pour les 3 gaps. Et un régime SL-DBD, avec un plasma qui recouvre l'espace inter-électrode, où l'énergie augmente avec la DDP/cm. De plus, on remarque que, à ce régime, les pentes des courbes augmentent avec le gap, à cause des valeurs très élevées de V_{DC} appliquées. En effet, il faut par exemple appliquer une tension continue V_{DC} =-40 kV pour avoir une DDP = 7.75kV/cm. Or aux abords de l'électrode (3) le champ électrique devient de plus en plus intense avec l'augmentation de la tension V_{DC} entrainant une augmentation de la vitesse de propagation des streamers et donc, plus de charges collectées par cette électrode (3). Ceci est d'ailleurs remarquable sur la Figure I-46 où l'on peut le observer une augmentation de la vitesse de propagation des streamers pour la SL-DBD de gap G = 60 mm avec une DDP/cm = 7.3 kV/cm ou 8.6 kV/cm par exemple. De plus, on remarquera que la vitesse des streamers durant les 20 premières nanosecondes, est plus élevée que celle observée pour un gap de 40 mm (Figure I-43), à cause de l'amplitude de la tension V_P qui est ici de 20 kV.

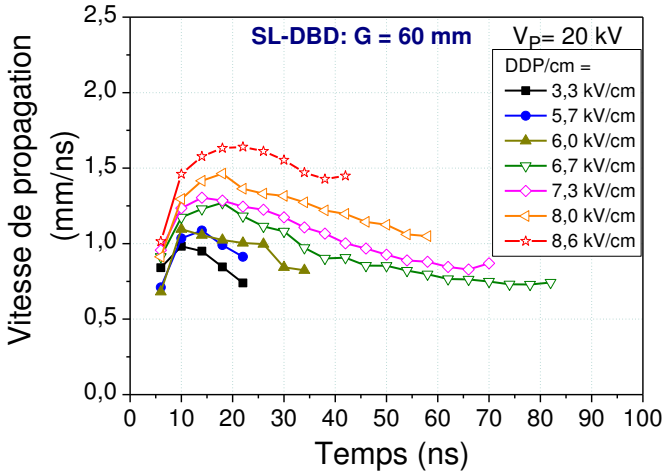


Figure I-46 : Variation de la vitesse de propagation des streamers générés par la décharge SL-DBD pour G = 60 mm, pour une DDP/cm donnée

4.4.2 Comparaison des images iCCD

Les images iCCD de la Figure I-47 montrent les décharges SL-DBDs établies à la surface du diélectrique pour des gaps de 40, 60 et 80 mm. Elles sont comparées à la décharge établie par la NS-DBD. La morphologie des décharges reste filamentaire, mais l'intensité des streamers varie à cause de la variation des amplitudes des tensions appliquées. L'impact de l'amplitude élevée de la tension continue se remarque sur les points de connexion des streamers qui s'agglomèrent et deviennent plus intenses lorsque le gap augmente. Par ailleurs, la décharge recouvre de façon homogène l'espace inter-électrode, cette caractéristique montre que le champ électrique est uniformément réparti entre les électrodes (1) et (2).

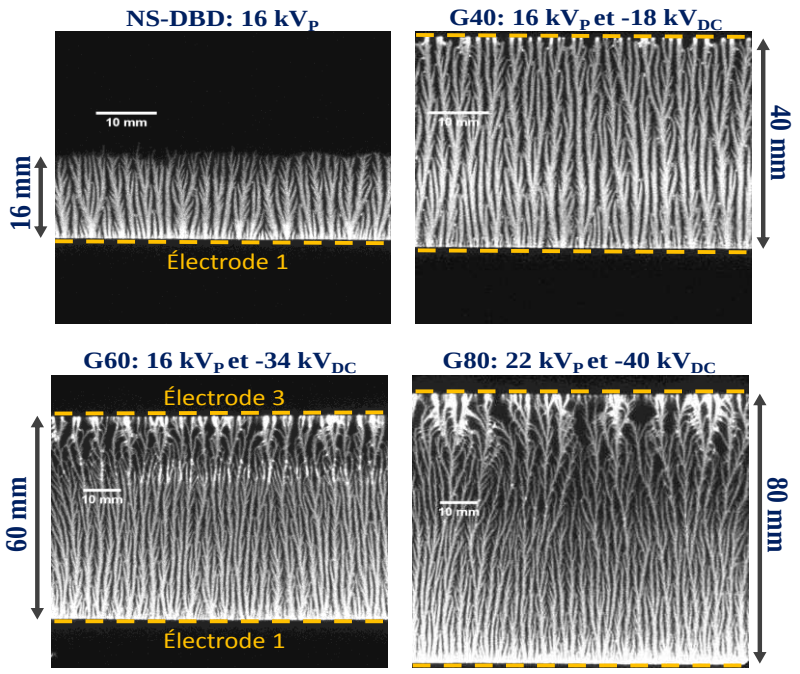


Figure I-47 : Comparaison des images iCCD de décharge pour les différents gaps

4.5 Influence de la géométrie des électrodes sur les caractéristiques optiques et électriques de la décharge

Dans cette partie, nous avons brièvement étudié l'influence de la géométrie de l'électrode (1) sur le courant de décharge, ainsi que sur la morphologie et la propagation de celle-ci à la surface du diélectrique. Pour ce faire, soit la géométrie de l'électrode (1) est filaire, en dents de scie, soit l'électrode de masse est rainurée. L'utilisation des électrodes en dents de scie ou rainurées vise à localiser les streamers à la surface du diélectrique. Ceci, dans le but de pouvoir contrôler localement un écoulement en manipulant par exemple les tourillons transversaux dans une couche de mélange.

- Electrode (1) filaire

Nous avons étudié l'influence de la forme de l'électrode (1) sur la décharge pour une tension V_P = 16 kV et V_{DC} = 0, -10 et -16 kV. Pour ce faire, nous avons utilisé comme électrode (1) un fil de tungstène de 13 µm de diamètre (SL-DBD-Fil, Figure I-48-A). Les images iCCD de la décharge sont présentées par la Figure I-48. Elles montrent que le régime glissant s'établit à partir de la DDP = 26 kV, comme le cas de où l'électrode (1) est plane, même s'il semble que les filaments soient plus fins que ceux observés en figure I-42 pour une même DDP. L'autre

différence concernant cette géométrie de décharge SL-DBD-Fil est l'extension du plasma de l'autre côté de de l'électrode filaire (1) (c'est-à-dire dans la direction contraire à celle de l'électrode (1) vers la (3)). Suivant cette géométrie, on constate que la décharge s'étend sur 46 mm. De plus, on observe que la décharge est plus intense autour du fil. Ceci est dû au fait que le champ électrique est plus fort car le rayon de courbure de l'électrode (1), 6.5 µm, est plus faible que celui de la bande d'aluminium qui peut être estimé à environ 35 µm.

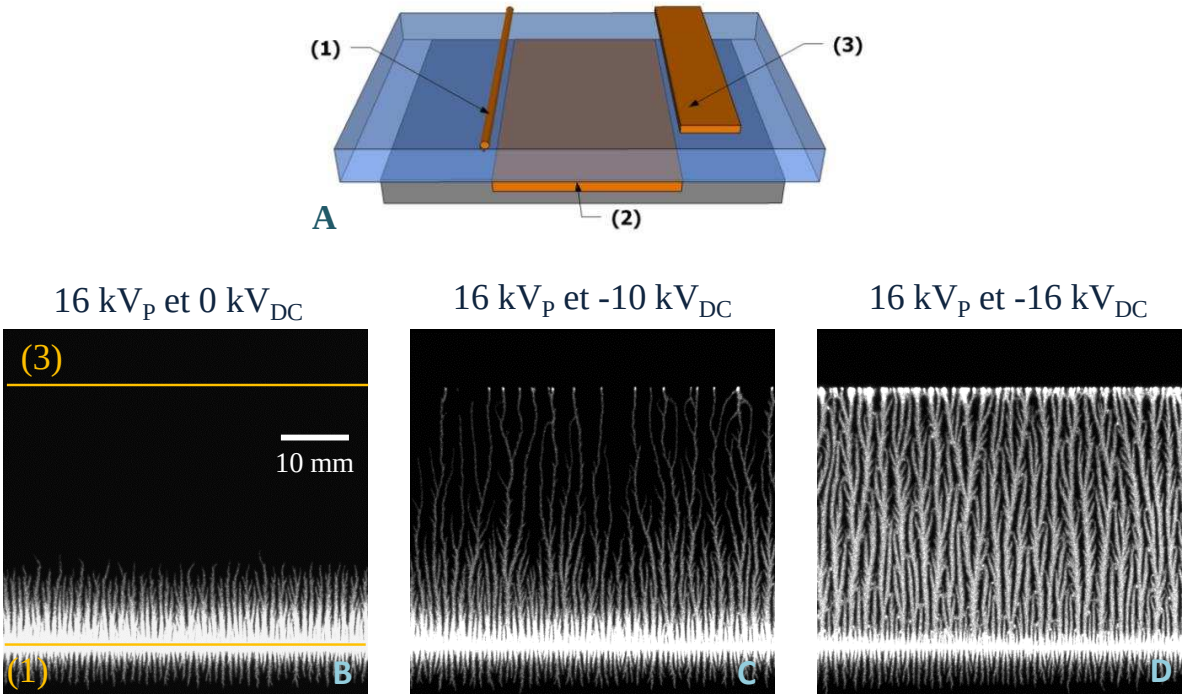


Figure I-48 : Décharge générée par une configuration à électrode (1) en fil de 13 µm de diamètre (A), pour V_P = 16 kV et V_{DC} = 0 kV (B), V_{DC} = -16 kV (C), V_{DC} = -20 kV (D)

❖ L'électrode (1) en dents de scie

En utilisant une électrode en dents de scie comme électrode (1) (SL-DBD-Scie, Figure I-49-A), la morphologie de la décharge est également impactée. Les dimensions de cette électrode sont de 120 x 20 mm². La distance entre deux pointes successives est de 20 mm et celle entre la pointe et le creux est de 10 mm. La morphologie de la décharge montre qu'elle prend naissance au niveau des pointes et se propage en direction de l'électrode (3) (Figure I-49). En régime NS-DBD (Figure I-49-B), la décharge se propage en forme de « buisson » autour de la pointe de l'électrode. Cette distribution spatiale est associée à la distribution radiale du champ électrique autour de la pointe. En régime SL-DDB (Figure I-49-C, D), on observe les mêmes caractéristiques où le plasma s'étend à partir de DDP = 26 kV_{DDP}. Lorsque la DDP = 32 kV

(Figure I-49-D), on remarque que les streamers, bien qu'ils prennent naissance à la pointe de l'électrode s'étendent de façon à recouvrir toute la surface. Chaque extension est stoppée par la décharge qui a lieu au niveau de la pointe voisine. Ceci laisse entrevoir une frontière où deux streamers successives ne se touchent pas à cause du contre-champ électrique qu'ils créent.

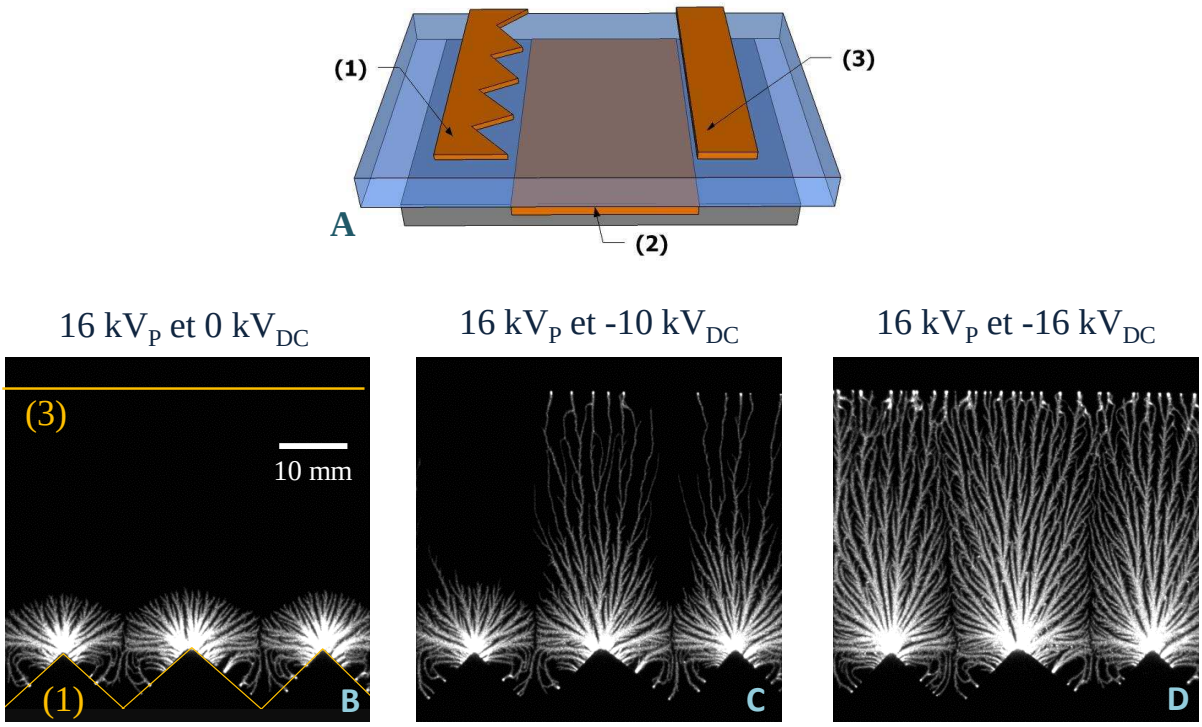


Figure I-49 : Décharge générée par une configuration à électrode (1) en dents de scie (A), pour V_P = 16 kV et V_{DC} = 0 kV (B), V_{DC} = -16 kV (C), V_{DC} = -20 kV (D)

❖ Electrode de masse rainurée

La décharge est maintenant générée avec une configuration pour laquelle l'électrode de masse (2) est rainurée c'est-à-dire subdivisée en bandes de 1.5 mm de largeur et espacées de 20 mm (SL-DBD-Rainuré, Figure I-50-A), tout en conservant les électrodes (1) et (3) planes. Pour ce faire, des canaux de profondeur 1 mm et de largeur égale à 1.5 mm sont creusés dans le diélectrique de 3 mm d'épaisseur et remplis d'une peinture conductrice. Cette configuration permet de localiser les streamers à la surface du diélectrique au niveau de l'emplacement de l'électrode de masse (Figure I-50-B). L'énergie totale est donc concentrée dans ces quelques filaments générés. Cette morphologie est comparable aux décharges de type arc qui sont plus énergétiques. Cette nouvelle géométrie serait plus utile pour des applications nécessitant une interaction locale du plasma telle que la manipulation des tourbillons transversaux présents dans une couche de mélange.

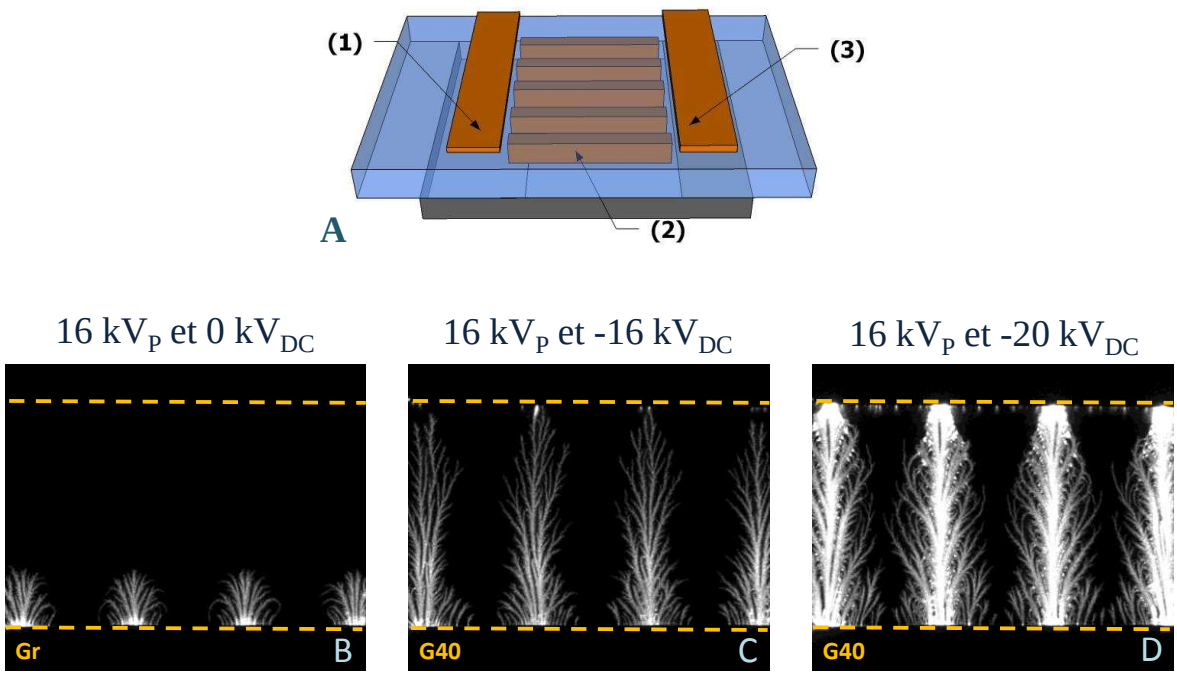


Figure I-50 : Décharge générée par une configuration à électrode de masse rainurée (A), pour V_P = 16 kV et V_{DC} = 0 kV (B), V_{DC} = -16 kV (C), V_{DC} = -20 kV (D)

❖ Comparaison des énergies

La Figure I-51 présente la variation de l'énergie dissipée par les différentes configurations de décharges glissantes où l'électrode (1) est plane, filaire, ou en dents de scie de 10 mm et 20 mm d'intervalle. Les résultats montrent que l'énergie dissipée par la décharge à électrode filaire (Fil-DBD) est plus importante que la décharge à électrode plane. Cela est certainement dû à la décharge qui s'étend de part et d'autre du fil. A cela s'ajoute l'effet du faible rayon de courbure du fil qui permet d'intensifier le champ électrique et donc le courant de la décharge.

Les configurations en dents de scie quant à elles dissipent moins d'énergie par rapport à celle à électrode plane. Cette différence est également due à la morphologie de la décharge qui prend naissance au niveau des pointes de l'électrode uniquement. Le nombre de streamers étant limités par le nombre de pointes, le courant de décharge est plus faible, et l'énergie aussi. . En effet, l'augmentation du nombre de pointes en diminuant l'intervalle entre les pics de 20 mm à 10 mm pour la même longueur entraine une augmentation du nombre de streamers, et donc de l'énergie.

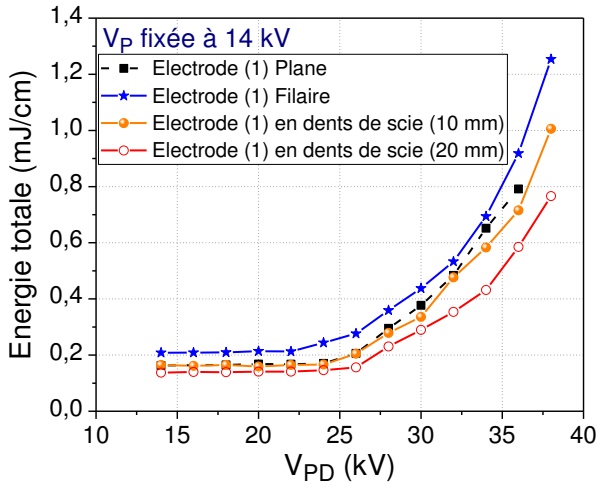


Figure I-51 : Comparaison de l'énergie pour les configurations où l'électrode (1) est plane, en dents de scie, ou en fil

4.6 Conclusion

Cette étude expérimentale a été effectuée dans le but de caractériser la SL-DBD nanoseconde. C'est un plasma de surface généré dans l'air par des décharges impulsionnelles de quelques dizaines de nanosecondes pouvant s'étendre sur une large surface, grâce à une contre électrode active reliée à une tension continue négative. Les observations faites par analyse comparative de ses caractéristiques électriques et optiques avec celles de la décharge nanoseconde conventionnelle (NS-DBD), se révèlent intéressantes.

L'analyse des mesures électriques révèle que l'énergie dissipée par cette décharge augmente considérablement par rapport à celle de la NS-DBD dont l'évolution en fonction de la tension pulsée est observée suivant une loi puissance de la forme $C\times(V-V_0)^2$ jusqu'à une valeur maximale de 0.45 mJ/cm environ pour $V_P = 20$ kV. Cette augmentation de l'énergie, due à la tension continue négative appliquée à la contre électrode active et pouvant atteindre 300%, n'est possible que lorsque la décharge glissante est générée. La génération de la décharge glissante ne dépend ni de la tension pulsée, ni de la tension continue mais plutôt de la différence de potentiel et du champ électrique moyen entre les électrodes actives (1) et (3).

Les visualisations par imagerie iCCD des différentes décharges ont confirmé qu'un champ électrique minimum de 6.5 kV/cm est nécessaire pour générer la SL-DBD. Les images intensifiées des décharges NS-DBD et SL-DBD ont également révélé la nature filamentaire des

canaux ionisés dont l'intensité lumineuse des streamers augmente avec le champ électrique régnant à la surface du diélectrique.

La bonne reproductibilité des différentes grandeurs électriques ainsi que leur sensibilité vis-à-vis des décharges montre que la décharge glissante établie sur une large surface (SL-DBD) pourrait être d'un grand intérêt en métrologie des fluides en tant que capteur. Ceci sera développé dans la deuxième partie du manuscrit. Elles pourraient être également très utiles dans les domaines de traitement de surface ou de dépollution, étant donné l'étendue de surface qu'elles peuvent couvrir. Et en ce qui concerne le contrôle d'écoulement, ces décharges pourraient être plus efficaces si l'on se réfère uniquement à la quantité d'énergie déposée qui porte à croire que la topologie et l'intensité de l'onde de pression générée par ces décharges pulsées seraient impactées. Le chapitre suivant propose donc de caractériser le lien entre l'énergie déposée et l'intensité de l'onde de pression générée par les différentes décharges.

Chapitre 5 :

Caractérisation optique et mécanique de l'onde de pression générée par les décharges NS-DBD et SL-DBD

5 Caractérisation optique et mécanique de l'onde de pression générée par les décharges NS-DBD et SL-DBD

5.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à la caractérisation optique et mécanique de l'onde de pression générée par les décharges NS-DBD et SL-DBD. Les images présentées et analysées ici ont été obtenues grâce au banc Schlieren illustré par la Figure I-16. Elles permettent de visualiser la topologie de l'onde de pression se développant au-dessus de la décharge. Afin de quantifier leur intensité ainsi que leur distribution spatiale à la surface de l'actionneur, un dispositif de mesure de pression, décrit à la section 2.5 (Figure I-17), permet de réaliser des mesures locales du gradient de pression généré par la décharge.

5.2 Topologie de l'onde de pression générée par la NS-DBD

5.2.1 Propagation de l'onde de pression

La Figure I-52 montre la topologie de l'onde de pression générée par la NS-DBD lorsqu'une impulsion de 14 kV_P est appliquée à l'électrode (1). Cette onde est constituée d'une partie semi-circulaire et d'une partie plate lorsque la visualisation est 2D. Cette topologie observée également dans la littérature est l'image d'une succession d'ondes hémisphériques générées par chaque streamer [38], [40], [41]. La partie semi-circulaire dont le centre se situe au bord de l'électrode (1), est liée à l'onde générée à la base des streamers, lors de leur initiation, au moment où la majorité de l'énergie est dissipée. La partie plate est causée par une association d'ondes hémisphériques moins intenses générées par la tête des streamers durant leur propagation à la surface du diélectrique. On peut également observer sur ces images une trace lumineuse correspondant à la signature thermique du gaz chaud en proche paroi, provoquée par la variation de température due à l'extension du plasma à la surface du diélectrique. D'après Correale et al. [77], cette dernière favoriserait le contrôle d'écoulement en introduisant des instabilités.

Lorsqu'on calcule la vitesse de propagation de l'onde en faisant le rapport entre la distance correspondant à son front et le temps séparant la mesure et l'initiation de la décharge, on obtient une vitesse d'environ 347 m/s, montrant ainsi le caractère sonique de l'onde de pression loin de la

paroi [38], [53]. Par contre, en très proche paroi correspondant aux premiers instants de propagation (< 5 µs), cette vitesse est supersonique.

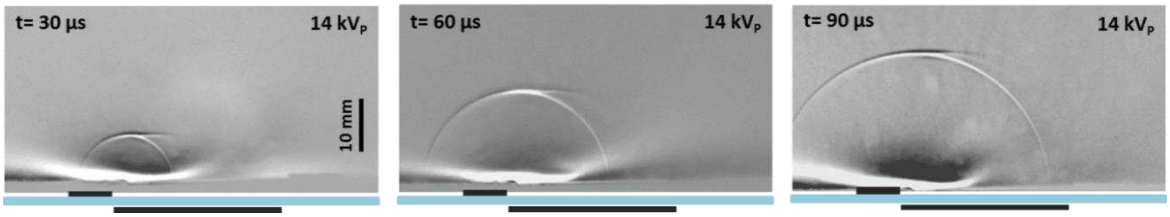


Figure I-52: Topologie et évolution temporelle de l'onde de pression générée par la NS-DBD ; V_P= 14 kV

5.2.2 Signal électrique du gradient de pression mesuré par le capteur piézoélectrique

La forme d'onde du signal électrique généré par le capteur positionné à x = 2 mm et y = 20 mm est affichée par la Figure I-53-A. Á cette position on mesure la pression maximale située au niveau du front de l'onde. Lorsque la décharge est initiée (t = 0 µs), on observe durant 5 µs une saturation du capteur, qui est due aux perturbations électromagnétiques. Mais après quelques microsecondes, il revient à son état normal et on mesure une pression relative de 0 Pa correspondant à la pression atmosphérique (en fait, le capteur mesure la pression différentielle par rapport à la pression atmosphérique). A partir de 56.9 µs, une variation brusque du signal est observée correspondant à l'arrivée de l'onde au niveau du capteur. La vitesse de propagation calculée est égale à 350 m/s (calculée comme étant le rapport entre la position du capteur de pression et le temps correspondant à l'arrivée de l'onde). Cette vitesse de propagation presque étant égale à celle estimer des images schlieren, montre donc que ce premier pic correspond bien à l'arrivée de l'onde à la hauteur du capteur. Le signal de pression de la Figure I-53-A est constitué d'un pic de surpression suivi d'une dépression suivis d'oscillations causées très certainement par les phénomènes de résonance du matériau piézoélectrique. La Figure I-53-B présente un zoom sur les premiers pics du signal qui nous donne un gradient de pression de magnitude égale à 450 Pa.

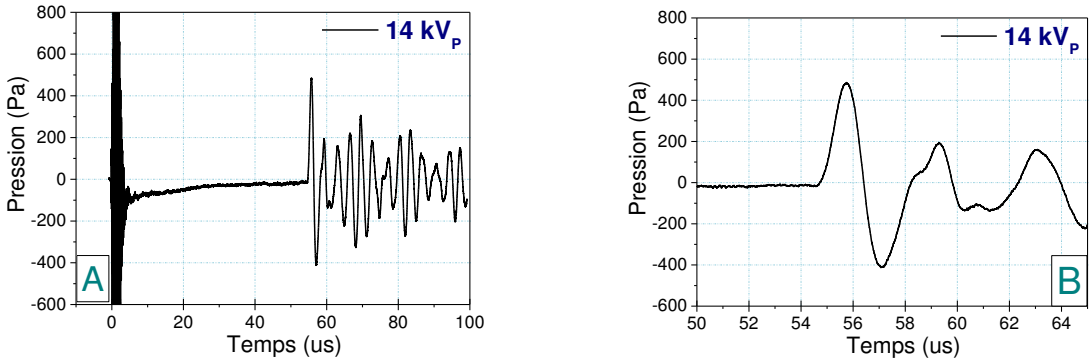


Figure I-53 : Signal temporel de la réponse du capteur de pression piézoélectrique (A), zoom sur les premiers pics (B). Le capteur est placé à x = 2 mm et y = 20 mm au-dessus de l'actionneur

5.2.3 Influence de l'amplitude de la tension sur la signature de l'onde de pression

5.2.3.1 Analyse qualitative

Lorsqu'on varie l'amplitude de la tension pulsée (V_P) aux bornes de l'actionneur, la Figure I-54 montre que l'intensité lumineuse de l'onde augmente. En effet, il a été démontré que le gradient de pression est plus élevé au niveau du front et sur la face avant de l'onde qui correspond aux régions à fort champ électrique [46], [49]. Aux bornes de l'électrode (1), le champ électrique étant plus élevé indique une zone de décharge plus intense. Cette zone correspond à la base des streamers qui concentrent la majorité de l'énergie dissipée. Ainsi le champ électrique augmentant avec la tension V_P, entrainant une augmentation de l'énergie dissipée et donc de l'intensité de l'onde de pression.

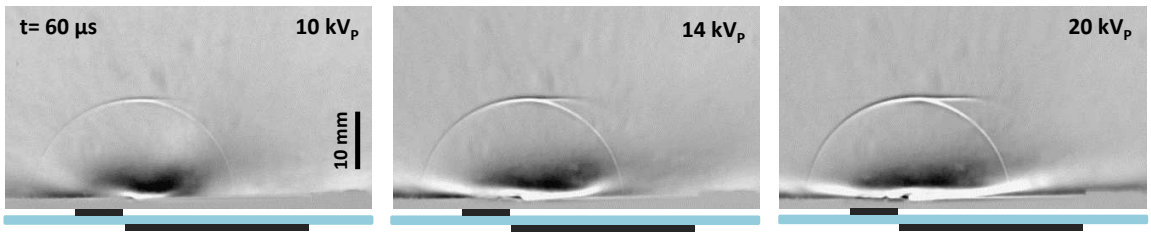


Figure I-54 : Influence de la tension V_P *sur la topologie de l'onde de pression (t = 60 µs)*

5.2.3.2 Analyse quantitative

La Figure I-55 montre la variation de la surpression en fonction de la tension (A) et de l'énergie (B). Le capteur piézoélectrique étant toujours positionné à x = 2 mm et y = 20 mm. On observe que la pression augmente linéairement avec la tension et l'énergie. Nous obtenons ici une

efficacité (i.e. la pente de la courbe) d'environ 2500 Pa par mJ/cm. A titre comparatif, Roupassov et al. [38] ont mesuré une efficacité en conversion électromécanique d'environ 4500 Pa par mJ/cm. Cette valeur est deux fois supérieure à la nôtre. La différence obtenue est probablement due à la technique de mesure, qui se fait à travers un matériau solide dans [47] ; les auteurs ne mesurent donc pas directement l'onde de pression dans l'air, mais la réaction de l'onde de pression dans à la surface du diélectrique. De plus, en comparant ces valeurs à celles de Zhao et al.[53], qui ont utilisé le même capteur et la même technique de mesure, on relève une efficacité entre 1500 et 3000 Pa par mJ/cm. Les simulations numériques réalisée à ce sujet révèlent quant à elles, une efficacité de l'ordre de 1100 Pa par mJ/cm [46] et de 1400 Pa par mJ/cm [47]. Les différences entre les résultats sont probablement dues aux caractéristiques de la tension appliquée dont (temps de montée et de descente ainsi que largeur d'impulsion) qui diffèrent d'une étude à une autre.

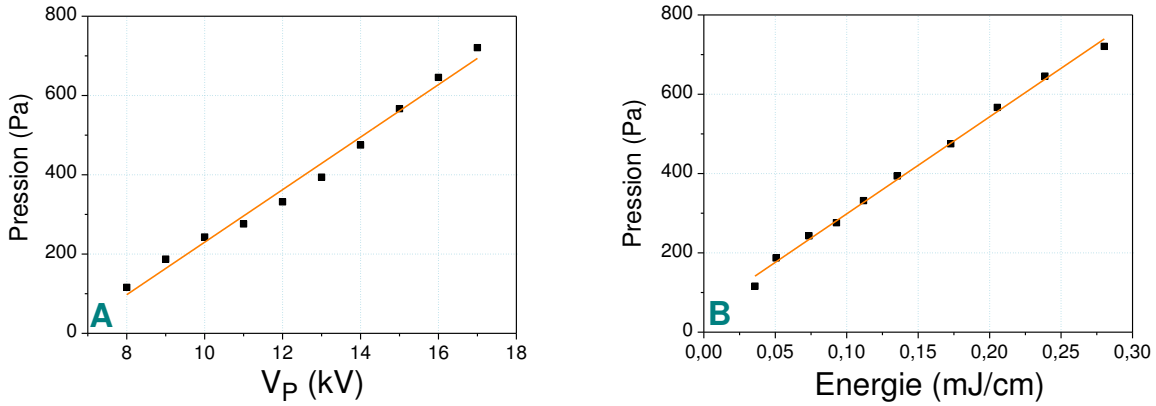


Figure I-55 : Variation du gradient de pression de l'onde en fonction de la tension V_P (A) et de l'énergie (B)

5.2.4 Variation du gradient de pression suivant les directions x et y

Lorsqu'on mesure les gradients de pression suivant les axes x et y, la Figure I-56 confirme que la pression maximale est localisée dans les 5 premiers millimètres devant l'électrode (1). En effet, on y observe que le gradient de pression augmente lorsqu'on se rapproche de l'électrode (1) (x < 5 mm). Il atteint son maximum à ce niveau, qui correspond au point de connexion des streamers à l'électrode. On s'attendait à avoir le maximum à x = 0 mm, mais on observe un décalage du maximum à quelques millimètres de l'électrode. Un tel décalage est certainement dû au fait qu'à quelques mm de l'électrode, on cumule la surpression de l'onde « circulaire » et de l'onde « plane ». Ensuite l'intensité de l'onde diminue au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'électrode (x > 5 mm) car la vitesse des streamers diminue. De plus, cette figure montre que le

gradient de pression est égal à environ 90 Pa à x = -15 mm pour y = 100 mm lorsqu'il est de 15 Pa pour y = 20 mm. Cette différence est simplement due à l'expansion de l'onde lorsqu'elle s'éloigne de la paroi.

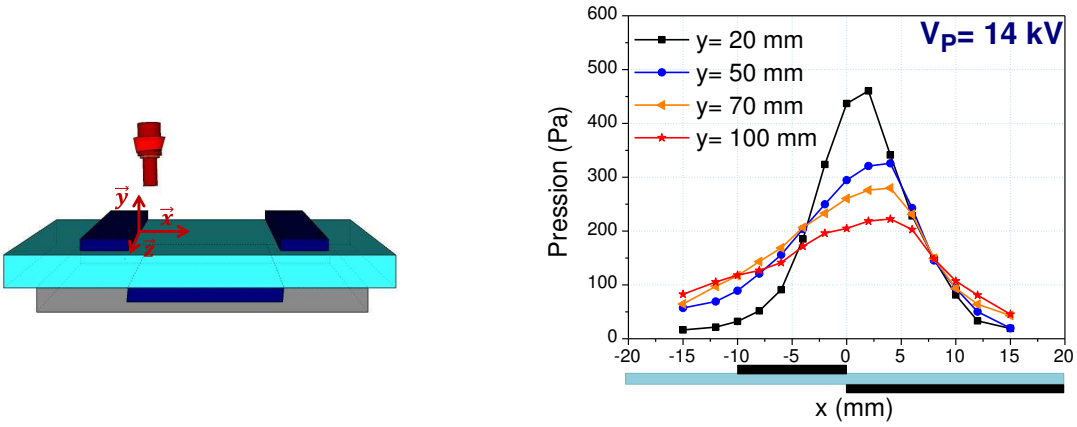


Figure I-56 : Intensité de l'onde de pression suivant les directions x

En augmentant la distance entre la sonde et l'actionneur de y = 20 mm à 170 mm, la Figure I-57 montre que le gradient de pression diminue. Pour des amplitudes de tension de 12 à 18 kV, nous remarquons que la pression s'atténue proportionnellement à $\left(\frac{1}{\sqrt{y}}\right)$. Cette atténuation est en accord avec la loi de propagation des ondes cylindriques prédite par Landau en 1989 [54] ou plus récemment confirmée expérimentalement par Qin et al. [78]. Suivant ces profils de variation, on déduit que le gradient de pression est plus intense aux abords de la surface du diélectrique.

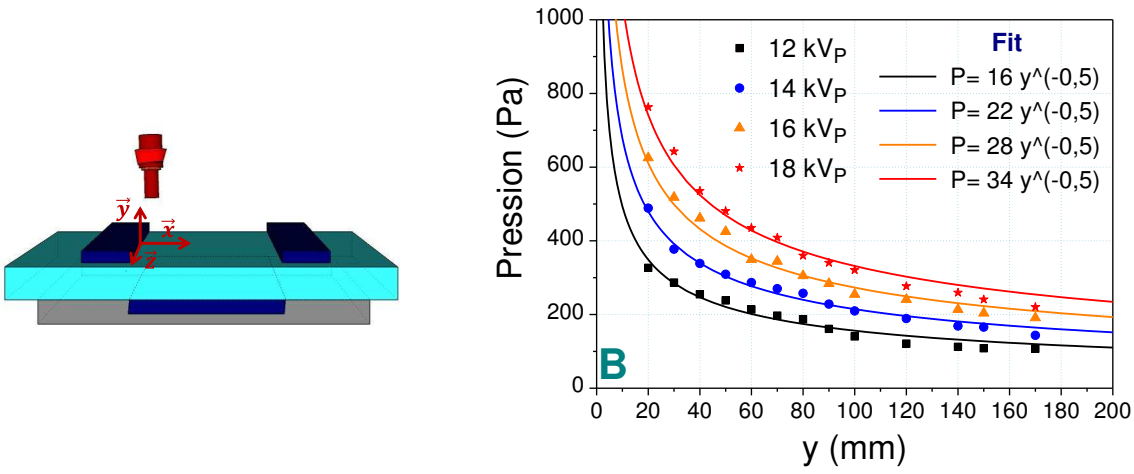


Figure I-57: Intensité de l'onde de pression suivant les directions y

5.2.5 Estimation des grandeurs thermodynamiques du gaz en proche paroi

Se basant sur cette relation montrant l'atténuation de la pression p de l'onde en fonction de la distance, nous avons estimé la température T et la densité ρ de l'air à la surface du diélectrique ainsi que la vitesse de propagation v de l'onde en utilisant les équations Eq I-11 à Eq I-14 [54].

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma}{\gamma+1} M_1^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \qquad \text{Eq I-11}$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2}{p_1} \frac{(\gamma+1)p_1 + (\gamma-1)p_2}{(\gamma-1)p_1 + (\gamma+1)p_2} \qquad \text{Eq I-12}$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{v_2}{v_1} = \frac{(\gamma+1)M_1^2}{(\gamma+1)M_1^2 + 2} \qquad \text{Eq I-13}$$

$$M = \frac{v}{c} \quad \text{et} \quad \gamma = \frac{C_p}{C_v} \qquad \text{Eq I-14}$$

L'indice « 1 » détermine les conditions initiales du gaz au niveau du front de l'onde tandis que l'indice « 2 » détermine celles après l'onde. M est le nombre de Mach correspondant au rapport de la vitesse de l'onde v par rapport à celle du son c, γ quant à lui représente le rapport des chaleurs spécifique massique C_p et volumique C_v.

Les résultats des calculs en utilisant la loi de variation du gradient de pression sont affichés par la Figure I-58. En prenant T_2 égale à la température de l'air ambiant (295 K), la Figure I-58-A révèle qu'au départ (y < 5 µm) la température est très élevée (> 400 K) mais décroit très rapidement après quelques micromètres, ce qui est en accord avec les travaux de Xu et al. [50].

La température dans la région très proche de l'actionneur (y < 0.05 µm) a été estimé à 1000 K par des travaux numériques dans [39], [50], [79]. En analysant les autres paramètres thermodynamiques, on remarque que les variations de densité de l'air (Figure I-59-B) et de la vitesse de propagation de l'onde (Figure I-59-C) ont les mêmes profils de variation que celle de la température. Cependant, pour pouvoir mesurer expérimentalement ces différents paramètres dans les régions où leurs valeurs sont plus élevées (< 0.01 mm i.e. 20 ns après la décharge), il faudrait visualiser les régions en très proche paroi de l'actionneur. Ce qui apparait impossible aujourd'hui à cause de la limite des techniques optiques utilisées.

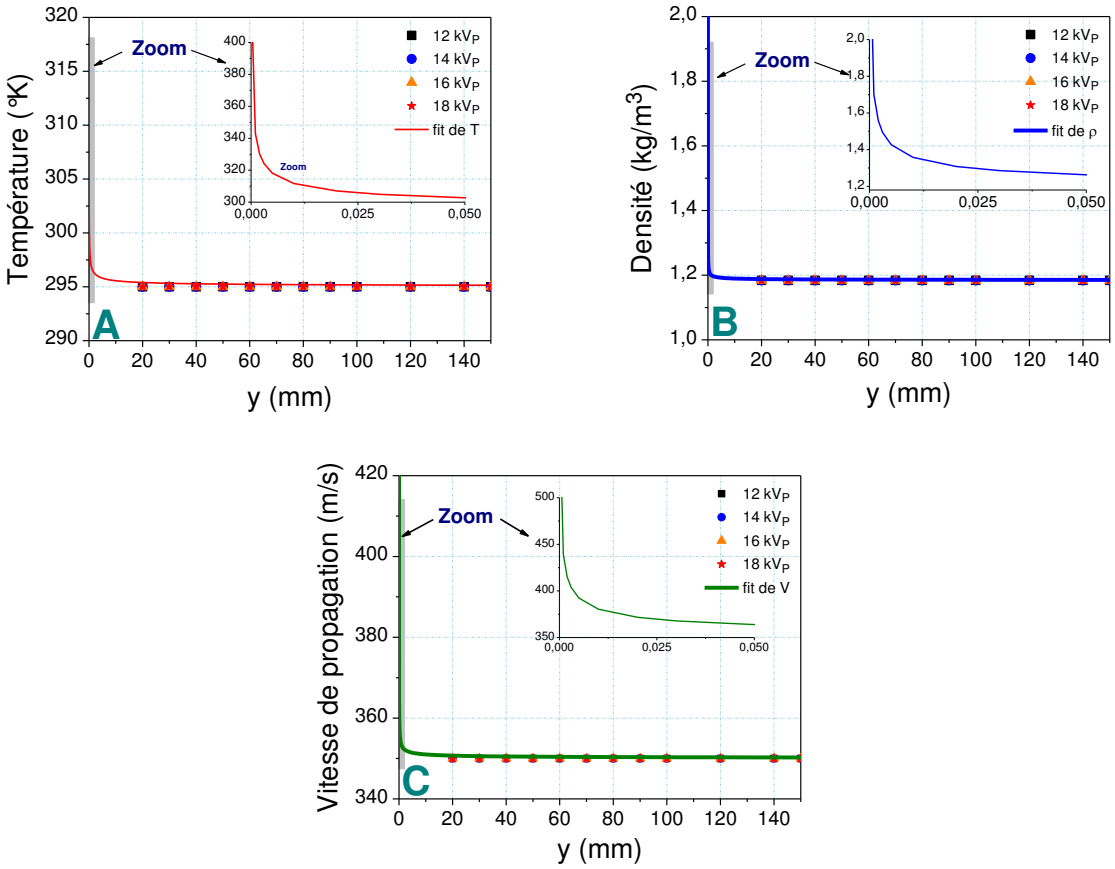


Figure I-58 : Variation de la température (A), de la densité (B) et de la vitesse de propagation de l'onde (C) en fonction de la distance y

5.3 Topologie et intensité de l'onde de pression générée par la SL-DBD: cas du gap 40 mm

5.3.1 Analyse qualitative

Nous allons à présent caractériser l'onde générée par l'actionneur SL-DBD de 40 mm de gap (Figure I-32). Les images Schlieren proposées en Figure I-59 comparent la topologie des ondes initiées par la SL-DBD à celle générée par la NS-DBD pour V_P = 14 kV. Sans la composante continue (V_{DC} = 0 kV), la topologie de l'onde de pression est identique à celle de la NS-DBD. Mais lorsque le régime glissant est initié (DDP/cm > 6.5 kV/cm), la topologie de l'onde est fortement impactée et on observe deux ondes hémisphériques centrées aux bornes des deux électrodes actives comme dans les références [38], [56] où une géométrie à deux électrodes actives est utilisée. Ces deux ondes sont reliées par une onde plane couvrant toute l'espace inter-

électrode. Ce résultat démontre que l'extension de l'onde plate est étroitement liée à celle du plasma à la surface du diélectrique. Le mécanisme à l'origine de la formation de la seconde onde circulaire reste identique à celui mis en jeu à l'électrode (1) bien que les deux alimentations soient de nature différente. Comme nous l'avions observé précédemment, un courant pulsé d'amplitude élevée est également mesuré aux bornes de l'électrode (3) pendant une durée de quelques nanosecondes. Ceci traduit la sortie d'électrons fournis par l'alimentation DC qui vient annuler la charge positive due aux streamers. Cette génération de charges négatives à l'échelle de la nanoseconde traduit une décharge impulsionnelle qui est à l'origine de la formation de la seconde onde hémisphérique.

Pour V_P = 14 kV et V_{DC} = -14 kV (DDP/cm = 7 kV/cm), la Figure I-59 montre que l'onde de pression hémisphérique au-dessus de l'électrode (3) est moins intense que celle qui se développe à l'électrode (1). Cependant, l'intensité de cette deuxième onde peut être élevée en augmentant l'amplitude la tension $V_{DC,}$ (i.e. en augmentant l'amplitude du courant i_3). En effet, on peut voir pour V_{DC} = -20 kV (DDP/cm = 8.5 kV/cm) que l'intensité de la deuxième onde est plus élevée, preuve qu'elle est impactée par l'amplitude de la tension V_{DC} appliquée.

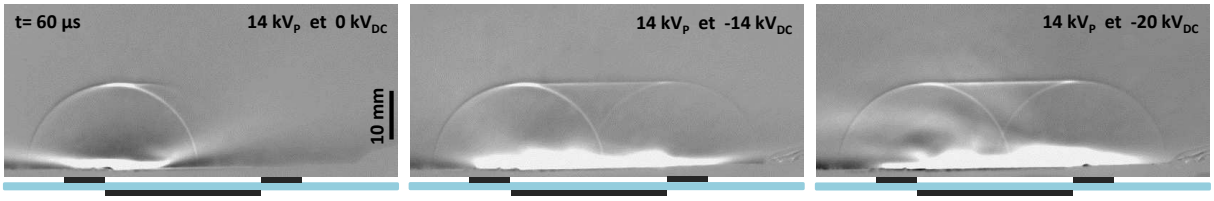


Figure I-59 : Topologie de l'onde de pression générée par la décharge SL-DBD (t = 60 µs)

5.3.2 Analyse quantitative

La Figure I-60 présente la variation du gradient de pression mesuré suivant l'axe x. La sonde est positionnée à une hauteur de 50 mm dans le but de minimiser l'influence du champ électrique émis par l'électrode (3) sur le capteur de pression. Sans la composante DC, la variation de pression est identique à celle de la NS-DBD (Figure I-56). Mais lorsque la SL-DBD est initiée, ce graphe montre que l'intensité de la seconde onde de pression augmente avec V_{DC}. Pour V_{DC} variant de -14 kV à -20 kV, on mesure une augmentation de pression de 190 à 350 Pa, respectivement. De plus, le gradient de pression de l'onde plane est impacté par l'intensité de la décharge. Lorsque V_{DC} = 0 kV, le gradient de l'onde plane est relativement faible et sa région d'interaction est limitée à 20 mm environ, alors que pour la SL-DBD, un gradient de pression élevé est mesuré dans l'espace inter-électrode. Par exemple, lorsque V_{DC} = -20 kV, on mesure un gradient d'environ 350 Pa. La SL-DBD permet en effet d'établir un gradient de pression élevé pouvant couvrir toute l'espace inter électrode, ici, sur une longueur de 40 mm.

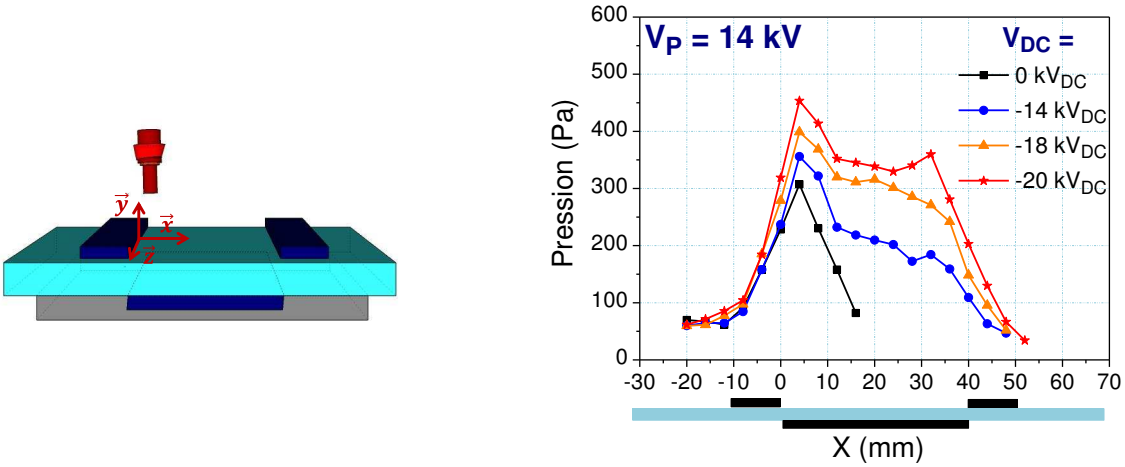


Figure I-60 : Variation de l'intensité de l'onde de pression générée par la SL-DBD suivant l'axe x pour y = 50 mm

Les mesures localisées du gradient de pression suivant 3 positions de x (à 2 mm des bornes de l'électrode (1), au centre du gap (20 mm) et aux bornes de l'électrode (3) (40 mm)) sont présentées par la Figure I-61. Ce graphe montre que l'initiation du régime glissant modifie légèrement la pression mesurée au niveau de l'électrode (1). En effet, on observe une légère chute de pression avec V_{DC} qui est due à l'étalement de la décharge de l'électrode (1) vers la (3). Au centre de l'espace inter-électrode (x = 20 mm), on mesure une hausse de pression significative à partir d'une DDP > 24 kV due à l'extension du plasma à la surface du diélectrique. Le gradient de cette onde plane augmente avec V_{DC} et peut même avoir la même intensité que celle de l'onde circulaire de l'électrode (1). Le gradient de l'onde hémisphérique de l'électrode (3), quant à lui, augmente à partir de 24 kV_{DDP}, Cependant, on mesure des pressions plus faibles que les précédentes. En somme, ces mesures montrent que la pression au centre et aux bornes de l'électrode (3) augmente linéairement avec la tension continue DC, alors que la pression à l'électrode (1) n'est que faiblement impactée par cette tension.

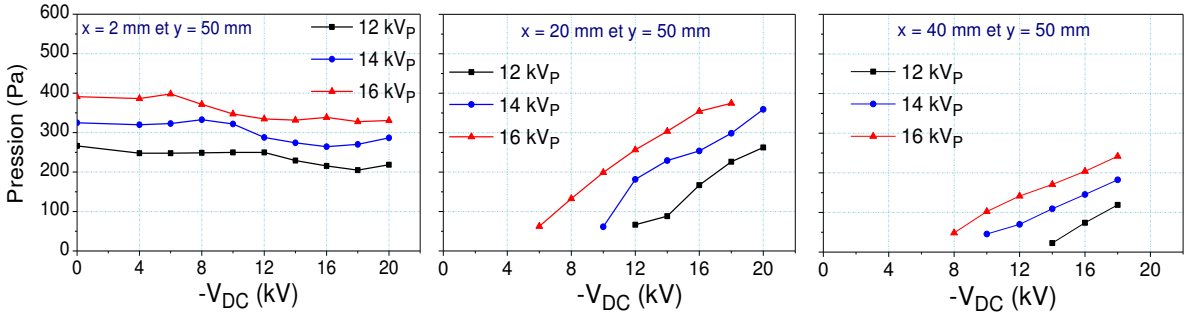


Figure I-61 : Courbes d'intensité de l'onde de pression à différentes positions de x en fonction de V_{DC}

5.4 Influence de la fréquence sur la signature thermique de la décharge

La fréquence, comme montré en section 4.2.3.2, est un paramètre permettant d'augmenter la puissance moyenne dissipée. L'utilisation de ces actionneurs pour des applications en mécanique des fluides préconise d'ailleurs d'augmenter la fréquence afin d'accroître l'énergie. Cette augmentation entraine une augmentation de la trace thermique à la surface du diélectrique. Sur la Figure I-62, on voit que la trace thermique inexistante à f = 1 Hz, est clairement visible à f = 1000 Hz. Cela est dû au fait que la chaleur est rapidement dissipée par convection pour de faible fréquence, mais pour des fréquences élevées, cette convection ne suffit plus. On assiste alors à une accumulation de la chaleur dans le volume d'air proche de la paroi d'une impulsion à l'autre. Une étude similaire réalisée par Correale et al. a montré que l'aire de cette trace thermique augmente progressivement avec le nombre d'impulsion pour une fréquence f= 10 kHz [77].

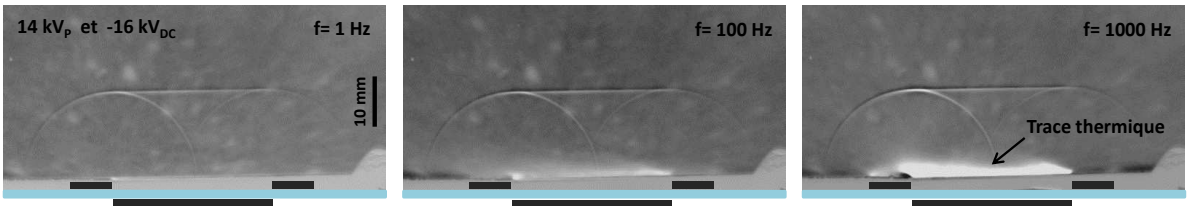


Figure I-62: Influence de la fréquence sur la trace thermique à la paroi

5.5 Influence du gap sur la topologie de l'onde

Les images Schlieren montrent que la topologie de l'onde est la même pour les décharges SL-DBDs établies sur des gaps G = 40, 60 ou 80 mm (Figure I-63). Nous avons toujours deux ondes circulaires reliées par une onde plate. Ces résultats confirment également que la longueur de l'onde plate est égale à la distance inter électrode, et donc étroitement liée à l'extension du plasma à la surface du diélectrique.

Par ailleurs, lorsqu'on compare les gaps 40 mm et 80 mm, l'intensité des ondes hémisphériques et planes de la première est plus élevée que celle obtenue avec un gap de 80 mm. Cette différence est probablement due au champ électrique moyen régnant à la surface du diélectrique. Cependant, les expériences quantitatives pour confirmer ce dernier point n'ont pas été effectuées à cause du risque de générer un arc électrique entre l'électrode (3) et le bord du capteur de pression pour des valeurs de V_{DC} très élevées.

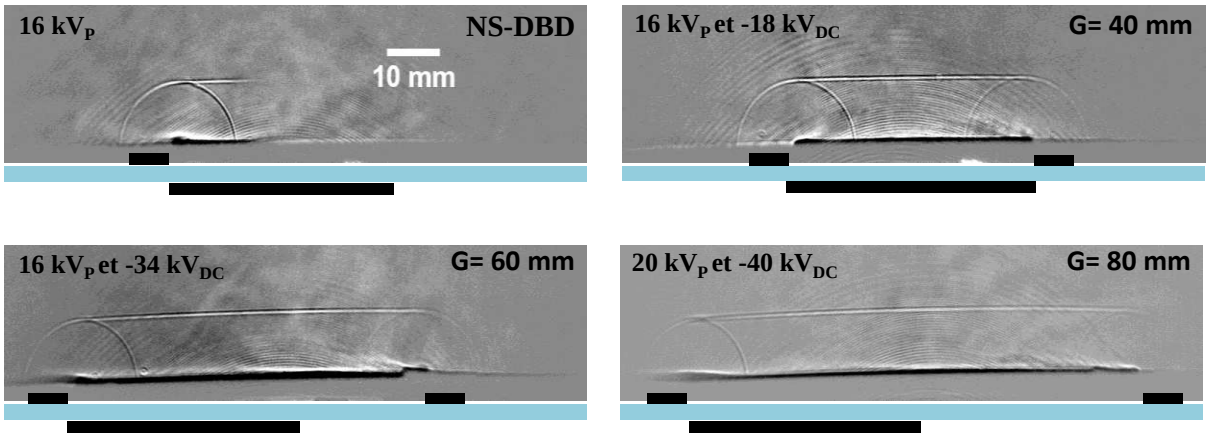


Figure I-63 : Comparaison des ondes de pression générée par la NS-DBD et la SL-DBD ayant un espace inter-électrode G= 40, 60 et 80 mm

5.6 Influence de la géométrie de l'électrode (1) sur la morphologie et le gradient de pression généré par l'onde

La Figure I-64 présente une vue transversale de l'onde de pression générée par les configurations étudiées précédemment dans la section 4.5 où l'électrode (1) est filaire (SL-DBD-Fil) ou en dents de scie (SL-DBD-Scie), et celle où l'électrode (2) est rainurée (SL-DBD-Rainurée). Les images Schlieren présentées dans cette figure sont effectuées avec un autre montage optique dont le champ de visualisation est de 5 cm de diamètre.

La comparaison de la morphologie de l'onde de pression générée par ces 4 configurations révèle une information essentielle : chaque streamer produit individuellement une onde de pression hémisphérique. En effet, pour la configuration où l'électrode (1) est plane (SL-DBD classique), la Figure I-64-A-2 montre l'apparition de plusieurs ondes de pression successives qui se propagent à la même vitesse au-dessus de l'actionneur. Cette morphologie est également observé dans les références [40], [41], [53]. C'est l'intégration spatiale de ces ondes (vue de côté), qui donne une seule onde hémisphérique, que nous avions observé précédemment dans la section 5.2.1 (Figure I-52). Lorsqu'on compare la morphologie des ondes générées par la SL-DBD (Figure I-64-A2) et celle produite par la SL-DBD-Fil (Figure I-64 B-2) en terme de densité ou de nombre, on observe que la décharge SL-DBD-Fil produit plus d'ondes hémisphériques que la SL-DBD classique. Chaque streamer produit ainsi individuellement une onde de pression car la comparaison de la morphologie de ces décharges par imagerie iCCD, avaient révélé que la SL-DBD-Fil (Figure I-48) produit plus de filaments que la SL-DBD classique (Figure I-40). De plus, concernant les configurations SL-DBD-Rainurée et SL-DBD-Scie où les streamers sont localisés à la surface du diélectrique, les images Schlieren révèlent que les ondes de pression hémisphériques sont

centrées au niveau des rainures pour le premier (Figure I-64 C-2) et au niveau des pointes de l'électrode en dents de scie pour le deuxième (Figure I-64 D-2). De plus, on peut observer sur la Figure I-64 D-2 la trace d'une onde plane au niveau du front de l'onde circulaire indiquant que l'étalement des streamers dans l'espace inter-électrode (Figure I-49) produit des ondes de pressions locales de faible intensité qui forment cette onde plane.

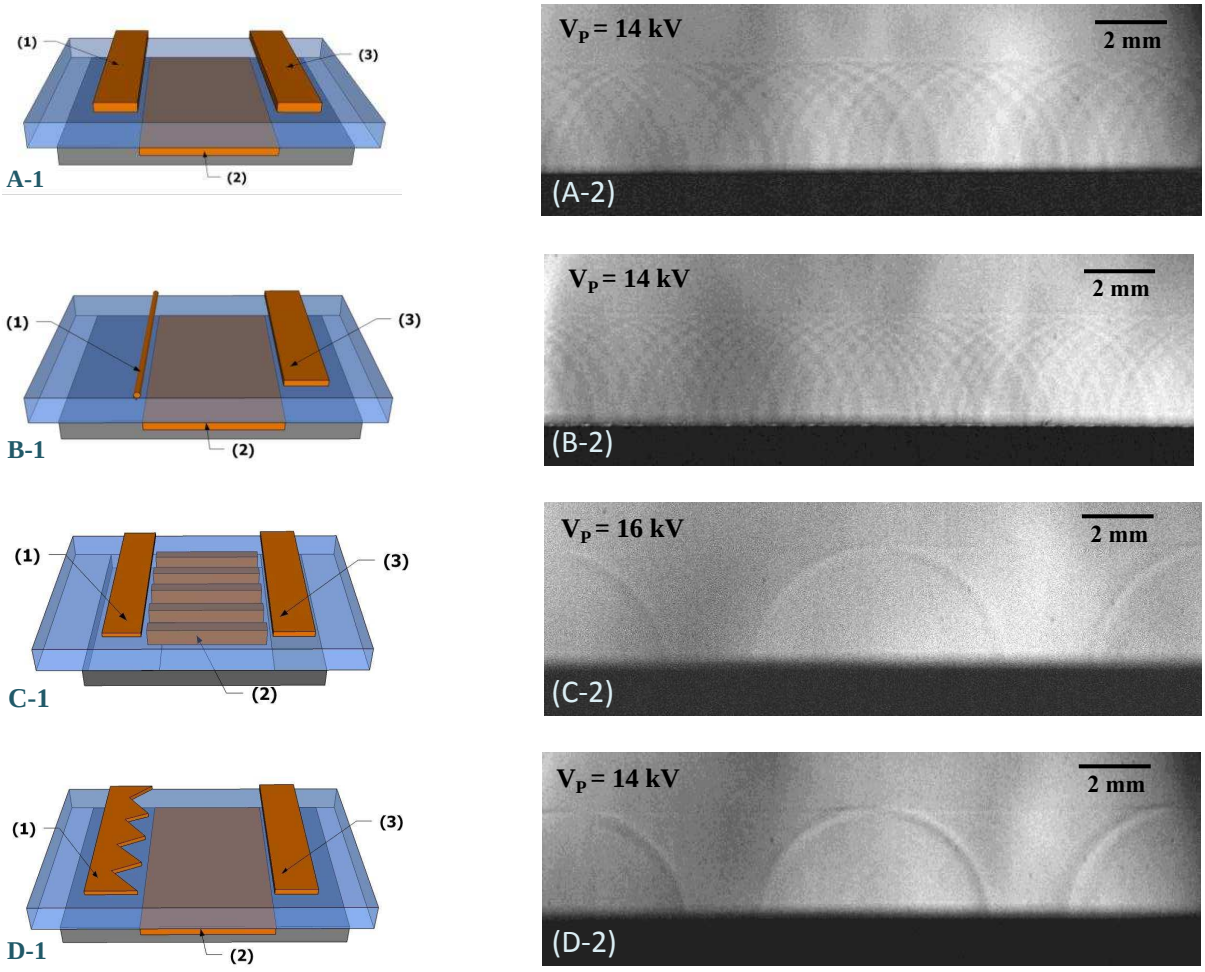


Figure I-64: Image Schlieren montrant une vue de profil des ondes de pressions générée par les décharges SL-DBD classique (A) SL-DBD-Fil (B), SL-DBD-Rainurée (C) et SL-DBD-Scie (D)

L'influence de la forme de l'électrode (1) sur la distribution du gradient de pression est présentée par la Figure I-65. Le capteur positionné à x = 2 mm et y = 50 mm se déplace suivant l'envergure de l'électrode (1) (axe z). Lorsque l'électrode (1) est filaire, on mesure un gradient de pression pratiquement de même magnitude le long de l'électrode. Mais lorsque l'électrode est en dents de scie, l'onde de pression présente des gradients plus intenses au niveau des pointes de l'électrode et plus faibles dans les creux. La chute de pression au niveau des creux est beaucoup plus

importante avec la SL-DBD-SCIE-2 dont la distance pointe-creux est de 10 mm et celle inter-pointe est de 20 mm. Nous déduisons donc que la distribution du gradient de pression est image de la forme de l'électrode (1).

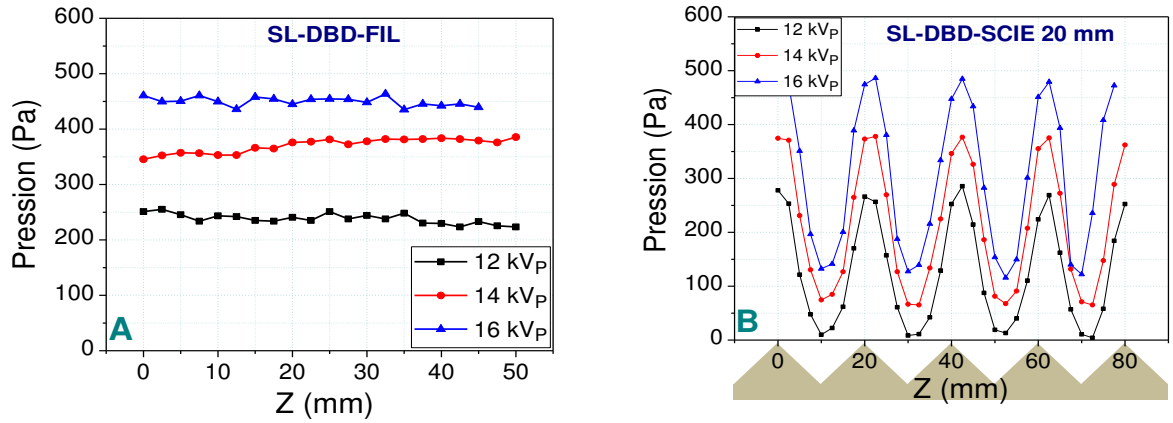


Figure I-65*: Variation du gradient de pression suivant l'axe z pour des décharges SL-DBDs dont l'électrode (1)* est filaire (SL-DBD-Fil) (A) en dents de scie (SL-DBD-Scie) de 20 cm (B)

La Figure I-66 présente la comparaison des gradients de pression mesurés au-dessus de l'électrode (1) dans les cas où celle-ci est plane, filaire ou en dents de Scie-1 (distance pointe-creux et inter-pointe égales à 10 mm). Le capteur piézoélectrique est placé à x = 2 mm et y = 50 mm par rapport à 'électrode (1) et dans le cas où celle-ci est en dents de scie, ces distances sont prises par rapport à la pointe. Cette figure révèle que l'amplitude du gradient de pression est la même pour une tension donnée dans tous ces cas sauf que dans certains, l'onde est localisée à la surface du diélectrique.

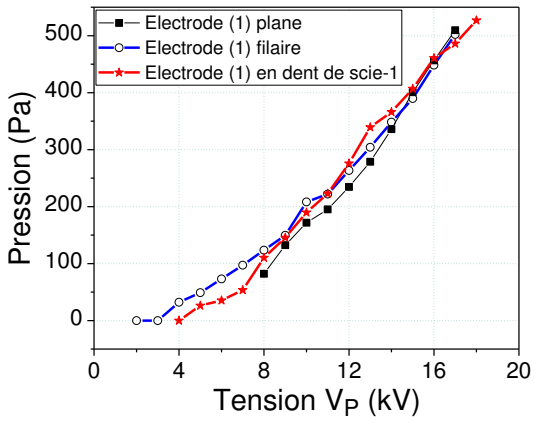


Figure I-66: Comparaison des gradients de pression générés par les décharges SL-DBD avec l'électrode (1) plane, en fil ou en dents de scie ; le capteur piézoélectrique est placé à x = 2 mm et y = 50 mm

5.7 Conclusion

Ce chapitre 5 a présenté les résultats concernant la caractérisation mécanique du gradient de pression généré par les décharges pulsées NS-DBD et SL-DBD. La caractérisation de la NS-DBD a tout d'abord montré que l'onde de pression est constituée d'une partie circulaire (vue de côté) dont le centre se situe près de l'électrode (1), ainsi que d'une partie plate qui est associée au développement de la décharge à la surface du diélectrique. Ces premiers résultats sont en adéquations avec ceux observés dans la littérature en ce qui concerne la topologie de l'onde ainsi qu'à sa propagation sonique dans l'air en s'éloignant de l'actionneur. De plus la mesure du gradient de pression par un capteur de pression piézoélectrique a montré qu'un gradient entre 100 et 700 Pa est mesurée lorsqu'on applique respectivement une tension pulsée de 8 à 17 kV. La variation de ce gradient a permis de déterminer une efficacité de conversion électromécanique de ces décharges d'environ 2500 Pa par mJ/cm d'énergie dissipée.

La caractérisation de la décharge SL-DBD de 40 mm a quant à elle révélé qu'une fois le régime glissant établi, il apparait une deuxième onde circulaire qui est centrée aux bornes de l'électrode (3). L'intensité de cette dernière est relativement faible par rapport à celle produite à l'électrode (1). De plus, il apparait que l'onde de pression plane s'étend davantage et relie les deux ondes circulaires à leur sommet. De plus, l'extension de la décharge sur des distance des 60 et 80 mm ont permis d'étendre également la longueur de l'onde plane et montre qu'il est possible de générer un gradient de pression sur une large surface.

Enfin, la modification de la géométrie des électrodes a révélé une information importante. En effet, suivant la forme de l'électrode (1) ou (3), il est apparu que la topologie de l'onde de pression (vue transversale) est impactée et on en déduit que chaque streamer produit individuellement une onde de pression qui se propage dans l'air. Cette manière de localiser spatialement l'onde pression pourrait être d'un grand intérêt pour les applications de contrôle d'écoulement.

Conclusion de la partie I

Une étude expérimentale a été réalisée dans le but de caractériser électriquement, optiquement et mécaniquement une nouvelle décharge de surface nommée décharge pulsée glissante. Cette nouvelle géométrie d'actionneur permet d'augmenter la surface du plasma pour une amélioration de l'interaction entre celui-ci et le fluide. La décharge glissante SL-DBD est générée grâce à un actionneur constitué de 3 électrodes. Une haute tension pulsée positive est appliquée à une des deux électrodes actives tandis qu'une haute tension continue négative est appliquée à la contre-électrode active. Cette dernière électrode permet d'attirer les charges positives crées par la décharge pulsée. Durant cette étude, les avantages de la SL-DBD ont été révélés en la comparant à la décharge conventionnelle NS-DBD établie sur une géométrie d'actionneur à 2 électrodes.

L'étude électrique a montré que l'ajout d'une troisième électrode alimentée par une tension continue (SL-DBD), permet d'augmenter l'énergie totale d'environ 300% par rapport à la NS-DBD. Cette augmentation est d'une part due à celle des courants mesurés non seulement sur l'électrode (1) mais aussi sur l'électrode (3). En effet, sous l'effet du champ électrique, les charges générées aux bornes de l'électrode (1) sont accélérées et collectées par l'électrode (3), et ceci lorsqu'une différence de potentiel minimale de 6.5 kV/cm est appliquée entre les deux électrodes actives. De plus, cette différence de potentiel a été démontrée comme étant le potentiel de transition du régime conventionnelle vers le régime glissant, et ce, quel que soit la distance entre les deux électrodes actives (40, 60, 80 mm).

Ce seuil de potentiel a également été confirmé par les images iCCD des différentes décharges étudiées. Ces images ont révélé que la présence de la troisième suivant les configurations où elle est laissée flottante (F-DBD) ou mise à la masse (G-DBD) ne modifie en rien les caractéristiques de ces décharges par rapport à la NS-DBD. On observe cependant une extension du plasma couvrant tout l'espace inter-électrode de 40 mm lorsque la DDP est supérieure à 6.5 kV/cm. De plus, le plasma généré étant de nature filamentaire, on observe que chaque filament de streamer connecte les deux électrodes actives.

La seconde partie de cette étude a été consacrée à la caractérisation de l'onde de pression provoquée par la NS-DBD et la SL-DBD. Ces ondes de pression résultent d'un processus de chauffage ultra rapide de l'air, se propagent en s'éloignant de l'actionneur. Les résultats obtenus sont en adéquation avec la littérature notamment pour la NS-DBD où la topologie de l'onde est constituée de deux parties : une région hémisphérique et une région plane. Le régime glissant quant à lui permet de modifier cette topologie en y ajoutant notamment une seconde onde hémisphérique centrée au bord de l'électrode (3). La modification la plus importante est que ces deux ondes hémisphériques sont reliées à leur front par l'onde plane. L'extension de cette dernière est directement corrélée à celle du plasma à la surface du diélectrique. De plus, les

mesures quantitatives réalisées par un capteur de pression ont montré la distribution spatiale et la variation des gradients de pression induits par les différentes décharges. L'intensité de ce gradient est de quelques centaines de Pascal, avec une efficacité de l'ordre de 2500 Pa par mJ/cm consommée. La décharge SL-DBD permet d'induire un gradient de pression couvrant tout l'espace inter-électrode, contrairement à la décharge NS-DBD où la région d'interaction de l'onde est limitée à quelques millimètres. Basée sur cette distance, inter-électrode de 40 mm, les essais complémentaires ont montré que l'électrode (3) génère également une onde de pression circulaire mais aussi une extension de l'onde plane couvrant une distance inter-électrode de 80 mm.

Partie II

SL-DBD et décharge couronne DC comme capteur de vitesse

Plan des chapitres

6. Revue bibliographique
7. Différentes géométries de décharge, montage expérimental et caractéristiques de l'écoulement
8. Influence de l'écoulement sur les décharges de surface de type nanosecondes pulsées SL-DBD et continue DC
9. Utilisation des décharges de surface SL-DBD et couronne en tant que capteur de vitesse et de frottement pariétal

Introduction de la partie II

Le but de cette deuxième partie est de caractériser la SL-DBD en condition d'écoulement afin d'évaluer ses capacités en termes de capteur de vitesse et de frottement pariétal pour un écoulement turbulent. Cette caractérisation s'appuie sur une analyse de l'influence de la vitesse d'un écoulement sur les aspects électriques de cette décharge. Nous avons vu au chapitre précédent que celle-ci, de par la reproductibilité de ses caractéristiques électriques et de sa géométrie à 3 électrodes, et parce qu'elle s'établit à la surface d'une paroi lisse en induisant une interface fluide/plasma plus large (i.e. une surface interaction entre le fluide et la décharge plus large), pourrait se révéler une solution innovante en métrologie des fluides pour la mesure de vitesse et de frottement pariétal.

L'étude que nous avons mise en place se décrit suivant 4 chapitres et a pour objectif d'évaluer la possibilité d'utiliser une décharge de surface comme :

- capteur TOR (Tout Ou Rien) qui aurait pour but de renseigner sur la présence ou non d'un écoulement,
- capteur de vitesse qui aurait pour finalité de relier les grandeurs électriques aux grandeurs fluidiques à la paroi telle que la vitesse ou le frottement pariétal.

Le premier chapitre est une revue bibliographie portant sur les différentes techniques de mesure de vitesse ou de frottement pariétal et sur l'influence d'un écoulement sur les décharges électriques. Son but est de mettre en perspective le travail effectué dans cette recherche.

Afin de mettre en exergue les particularités de la SL-DBD, nous avons trouvé judicieux de comparer les résultats de ses essais en présence d'un écoulement à ceux obtenus avec des décharges couronnes DC, car celles-ci sont connues comme étant très sensibles aux paramètres environnementaux. Dans une veine d'essai et intégrées à une maquette aérodynamique, nous les avons tour à tour soumises à un écoulement. L'intérêt de cette démarche réside dans l'étude de corrélation entre les profils de vitesse fournis par la LDV en l'absence et en présence d'un écoulement, et les paramètres électriques fournis par les décharges.

Le choix de la géométrie des différentes décharges, les dispositifs expérimentaux, les calculs des paramètres de l'écoulement par la technique LDV et le protocole élaboré pour cette série d'essais font l'objet du deuxième chapitre.

Le troisième chapitre présente les résultats obtenus avec la SL-BDB en condition d'écoulement. Il commence par examiner l'influence de l'écoulement sur les paramètres électriques de celle-ci, afin de s'assurer de sa sensibilité et donc de la possibilité de son utilisation comme capteur fluidique. Il se termine par une analyse comparative avec les décharges de types DC également étudiées en condition d'écoulement.

Partie II

Les études présentées dans le troisième chapitre avaient pour but de trouver une relation entre les grandeurs électriques des décharges et la vitesse moyenne de l'écoulement à l'infini. Or, à la surface de la plaque plane, à cause des contraintes de cisaillement fluide/paroi, se développe une couche limite qui impose une vitesse d'écoulement de plus en plus faible lorsqu'on se rapproche de la paroi. Il était donc nécessaire d'associer la variation des courants de décharge aux variations de la vitesse pariétale ou de frottement ainsi qu'au coefficient de frottement mesurés au niveau de la décharge. C'est l'objet du quatrième chapitre.

Chapitre 6 :

Revue bibliographique

6 Revue bibliographique

6.1 Introduction

Cette seconde revue bibliographique présente une synthèse des travaux qui concernent l'influence d'un écoulement sur les caractéristiques des décharges électriques. Avant de présenter ces différents travaux, nous nous intéresserons aux techniques généralement utilisées en métrologie des fluides pour la mesure de vitesse ou de frottement, en détaillant les avantages et inconvénients de chacune. Nous ferons ensuite l'état de l'art des travaux qui traitent de l'influence d'un écoulement sur des décharges de type volumique et surfacique. Une attention particulière sera accordée à l'influence de l'écoulement sur les grandeurs macroscopiques des décharges telles que les caractéristiques électriques et optiques. Pour finir, les quelques travaux utilisant des décharges afin d'évaluer une quantité locale relevant de la mécanique des fluides sont présentés. Cette partie bibliographique servira de base afin d'établir la configuration d'étude sélectionnée pour le reste de nos travaux.

6.2 Les différentes techniques de mesure de vitesse ou de frottement pariétal

Différentes techniques sont utilisées pour mesurer la vitesse d'un fluide à la paroi (vitesse pariétale) ou le frottement. Elles renseignent soit sur la vitesse d'un écoulement, soit sur le frottement pariétal (Wall Shear Stress : WSS en anglais) et permettent de déterminer spatialement et/ou temporellement le comportement du fluide à la surface d'une paroi. On les classifie en deux catégories : les méthodes directes et indirectes (Figure II-67). Des synthèses bibliographiques à propos de ces techniques sont d'ailleurs proposées dans les références [80]–[82].

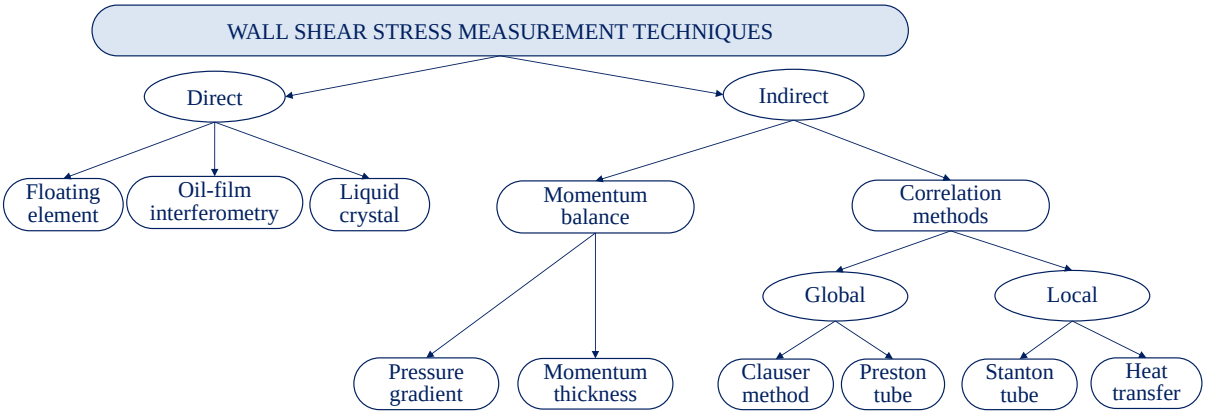


Figure II-67: Classification des différentes techniques de mesure du frottement pariétal d'après les références [80] et [82]

6.2.1 Les méthodes directes

On utilise généralement les capteurs à base d'éléments flottant (floating-elements) qui constituent une partie de la paroi. Le principe de fonctionnement de ce capteur consiste en la mesure de la force nécessaire pour maintenir ces éléments dans leur position initiale lorsqu'ils sont soumis à une force de frottement. D'autres techniques comme le oil-film interferometry et le liquid crystal sont également utilisées. Elles donnent une estimation par visualisation de la répartition spatiale du frottement pariétal. Des détails supplémentaires concernant ces techniques peuvent être obtenus dans les documents [80]–[83]. Ces techniques posent en général des problèmes de calibration. Par conséquent, les mesures qu'on obtient ne donnent qu'une estimation de la variation de la vitesse ou du frottement à la paroi. De plus la présence de la partie mobile ou l'introduction de liquide contraignent les mesures à ne renseigner que sur l'état moyen de l'écoulement à la paroi.

6.2.2 Les méthodes indirectes

Les méthodes indirectes sont les plus répandues. Elles sont basées sur la mesure d'un ou de plusieurs paramètres de l'écoulement, l'intensité de la force de frottement étant déterminée par calcul. On distingue les méthodes impliquant la connaissance du bilan des quantités de mouvement (Momentum Balance) et celles par corrélations.

6.2.2.1 Méthodes des bilans des quantités de mouvement

Elles se basent sur la mesure des quantités moyennes du fluide telles que le gradient de pression ou l'épaisseur de quantité de mouvement. Pour le premier, le frottement pariétal « τ_P » induit sur

une surface « s » par un écoulement dans un canal de section « A » peut être calculé grâce au gradient de pression « ΔP », (Eq II-15).

$$A.\Delta P = \int_s \tau_P \, ds \qquad \text{Eq II-15}$$

Une autre technique se base sur la variation de l'épaisseur de quantité de mouvement « θ ». Celle-ci permet également d'estimer le frottement pariétal en utilisant l'équation intégrale de Von Karman (Eq II-16) où « H » représente le facteur de forme et « U_∞ » la vitesse moyenne du fluide.

$$\frac{\tau_P}{\rho U_\infty^2} = \frac{d\theta}{dx} + (H+2)\frac{\theta}{U_\infty}\frac{dU_\infty}{dx} \qquad \text{Eq II-16}$$

Cependant, ces deux techniques permettant d'évaluer le comportement du fluide à la paroi présentent quelques inconvénients. La première s'appuie sur l'hypothèse que la chute de pression sur une section donnée est compensée par le frottement pariétal. La mesure est donc fiable si le canal est suffisamment long afin de mesurer efficacement cette chute de pression. La seconde méthode quant à elle néglige l'influence de la turbulence de l'écoulement car elle est basée sur la variation de la quantité de mouvement et elle est utilisée essentiellement pour les écoulements bidimensionnels.

6.2.2.2 Méthodes par corrélation

Les méthodes par corrélation reposent sur la mesure d'un paramètre global ou local du fluide. Les méthodes globales telles que le « Clauser plot » par exemple stipulent que la connaissance d'une grandeur globale du fluide telle que la vitesse à l'infini U_∞ est suffisante pour déterminer le frottement pariétal [83], [84]. Par contre, les méthodes locales reposent sur la mesure des paramètres de l'écoulement en proche paroi. Dans ces conditions, le capteur est soumis à une variation locale des paramètres du fluide et par conséquent, on détermine le frottement pariétal local.

La vitesse à la paroi est un des paramètres souvent mesurés pour déterminer le frottement pariétal. En effet, la dissipation de l'énergie turbulente à la paroi relie la vitesse u_P au frottement pariétal τ_p (Eq II-17) avec ρ la masse volumique du fluide. Il est donc courant de déterminer le frottement pariétal en utilisant la vitesse pariétale. Plusieurs méthodes sont souvent utilisées pour la mesure de vitesse. On distingue les méthodes thermiques, optiques, électromagnétiques et électriques.

$$u_p = \sqrt{\tau_p / \rho} \qquad \text{Eq II-17}$$

6.2.2.2.1 Méthodes thermiques

Le principe de fonctionnement des capteurs thermiques est basé sur la convection forcée induite par l'écoulement sur ces derniers lorsqu'ils sont élevés à une température donnée. La vitesse est ensuite déterminée par la corrélation avec la puissance électrique nécessaire à maintenir constante la température du fil ou du film-chaud qui est l'élément principal de ce capteur. Cette relation repose généralement sur la loi de King [85]. L'utilisation de ces capteurs est généralement limitée au régime subsonique car en régime supersonique, ils nécessitent une compensation fréquentielle qui induit malheureusement un faible rapport signal sur bruit. En plus, ces capteurs thermiques doivent être calibrés régulièrement car leur sensibilité dérive au cours du temps. Par ailleurs, les mesures de vitesse s'appuyant sur les méthodes thermiques sont généralement omnidirectionnelles et donc ne peuvent renseigner sur la direction de l'écoulement, limitant ainsi leur utilisation à certains types de mesure de vitesse.

6.2.2.2.2 Méthodes optiques

Ces méthodes, reposant sur des techniques comme la PIV (Particles Image Velocimetry) et la LDV (Laser Doppler Velocimetry), sont actuellement les plus utilisées pour les mesures de vitesse en métrologie des fluides. Cependant, elles s'appuient sur des techniques de corrélation nécessitant la présence de marqueurs (particules d'ensemencement de type fumée) dans l'écoulement. La mesure est effectuée en déterminant le déplacement effectué par les particules dans un plan ou un volume donné. Pour que la mesure soit précise, ces particules doivent être capables de suivre fidèlement les lignes de l'écoulement. Ceci oblige à utiliser des particules de taille micrométrique ou nanométrique ou ayant des densités volumiques proches de celles du fluide. Pour certaines applications, la présence de ces particules peut être indésirable car elles sont considérées comme des impuretés polluant le fluide. Par conséquent, ces techniques sont associées seulement à certaines catégories d'écoulement.

6.2.2.2.3 Méthodes électromagnétiques

Les méthodes électromagnétiques quant à elles sont généralement utilisées dans les liquides pour mesurer la vitesse ou le débit de l'écoulement dans une conduite. Elles se basent sur le principe d'induction de Faraday. Le liquide, souvent conducteur, s'écoulant dans un conduit, est soumis à un champ magnétique. Par induction, une différence de potentiel est créée au sein du liquide et sa mesure permet de déduire la vitesse du fluide. Bien qu'elle soit non intrusive, cette technique n'est pas appliquée dans tous les domaines de la mécanique des fluides car elle ne peut être utilisée que pour des liquides conducteurs ($> 0{,}05\ \mu S.cm^{-1}$).

6.2.2.2.4 Méthodes électriques

Les méthodes électriques sont également utilisées dans les liquides. Celles-ci s'appuient sur les propriétés d'électro-diffusion des ions présents dans l'écoulement. Le principe de fonctionnement se base sur la mesure du temps de parcours de ces ions pour atteindre une électrode placée dans l'écoulement. Les ions proviennent généralement de réactions chimiques par introduction des électrolytes dans le liquide limitant ainsi leur utilisation aux écoulements de liquides.

Dans les gaz, les décharges électriques pourraient être utilisées comme capteurs de vitesse. Mais pour l'instant, cette technique est encore en phase de recherche [86]–[90]. Pourtant, elle pourrait être avantageuse car elle permet d'avoir une large bande passante et elle est plus sensible que les technologies thermiques pour la mesure de vitesse. Par contre, en plus de la vitesse du fluide, cette technique est également sensible à d'autres grandeurs thermodynamiques tels que la pression, la température et le taux d'humidité du gaz. Il faudrait donc être capable aussi de tenir compte de ces grandeurs d'influence.

6.3 A propos de l'influence de l'écoulement sur les décharges électriques

Depuis quelques années, les décharges électriques sont beaucoup utilisées dans un contexte de manipulation d'écoulement. Dans ce cadre, il est légitime de s'intéresser à l'influence d'un écoulement sur le comportement de ces décharges afin d'établir si leur fonctionnement est affecté par la présence d'un écoulement local. On trouve un certain nombre de publications relatives à ces aspects, l'immense majorité de ces articles s'intéressant aux effets macroscopiques de l'écoulement sur la décharge. Nous verrons que ces études montrent une certaine dépendance des caractéristiques électriques et optiques vis-à-vis des conditions d'écoulement, que ce soit pour le cas de décharge volumique ou de décharge surfacique. Les résultats obtenus dans ces études semblent ouvrir une voie pour l'utilisation de décharge électrique en tant que système de mesure en mécanique des fluides.

6.3.1 Influence de l'écoulement sur les caractéristiques des décharges volumiques

6.3.1.1 *Influence de l'écoulement sur les décharges volumiques DC*

F. Lindvall fut en 1935 [91] le premier à caractériser l'influence de l'écoulement sur les caractéristiques de la décharge volumique de type DC. Il a montré qu'en condition d'écoulement, une chute de tension a lieu aux bornes de la micro-décharge de type glow générée en configuration pointe-pointe (Figure II-68-A). Il est démontré que cette chute de tension augmente avec la vitesse de l'écoulement, ceci pour une plage de mesure de 0 à 70 m/s (Figure II-68-B).

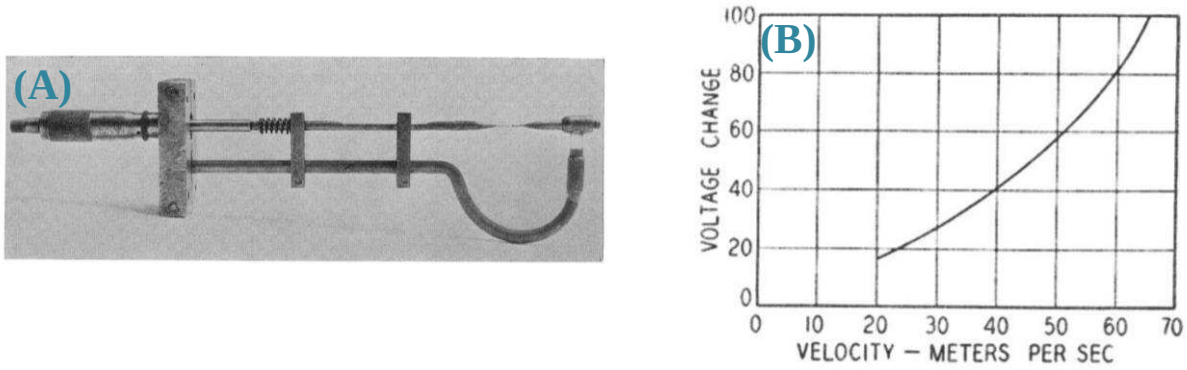


Figure II-68: Image de la configuration de décharge volumique de type pointe-pointe utilisée par Lindvall (A) et de la courbe de variation de la chute de tension (en V) aux bornes de la décharge DC en fonction de la vitesse de l'écoulement (B) [91]

En 1947, W. Fucks [88] pour une configuration pointe-pointe et R. Mettler en 1949 [86] pour une configuration plan-plan, ont poursuivi les travaux de Lindvall. Ils ont montré que la variation du courant de décharge ou de la densité de charge constitue le paramètre principal qui est à l'origine de la chute de tension aux bornes de l'électrode. Ils développèrent ensuite une théorie sur l'influence de l'écoulement sur les charges électriques durant la décharge. Mettler [86] démontra qu'au lieu de suivre les lignes du champ électrique, la trajectoire des ions durant leur dérive d'une électrode à l'autre, est impactée par l'écoulement (Figure II-69). Les ions subissent une force d'entrainement qui, pour une vitesse suffisante, entraine leur dérive au-delà de l'espace inter-électrode. Ainsi la quantité de charges collectées à la cathode diminue avec la vitesse de l'écoulement. Par conséquent, la tension aux bornes des électrodes augmente afin de maintenir ce courant de décharge constant. Cette théorie sur la convection des charges a d'ailleurs été confortée par Wener en 1953 [92] et par Barto en 1976 [93]. Les travaux de ce dernier ont confirmé l'influence de l'écoulement sur la convection des charges présentes dans l'espace inter-électrode par imagerie, suivant une configuration en pointe-plan [93].

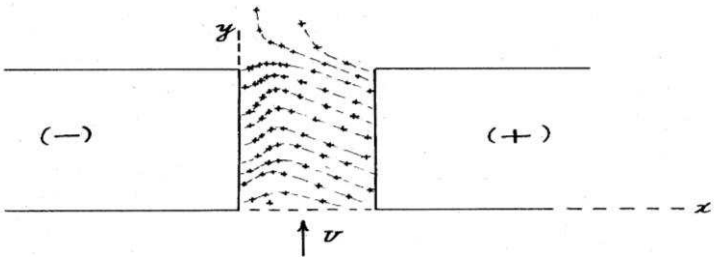


Figure II-69: Illustration de la trajectoire théorique des ions sous l'influence de l'écoulement proposé par Mettler [86]

Bien que ces décharges volumiques de type DC aient démontré leur sensibilité vis-à-vis de la vitesse de l'écoulement, elles présentent quelques limites. En effet, l'augmentation de la tension aux bornes des électrodes entraine souvent des passages à l'arc causant l'endommagement des électrodes de la décharge utilisée. De plus, Lindvall [91] et Mettler [86] ont révélé une mauvaise reproductibilité des mesures à cause de l'instabilité des décharges DC de type volumique. Les recherches concernant les décharges électriques de type DC ont ainsi été délaissées au profit de celles utilisant les décharges de type AC dont les régimes de décharge sont plus stables, reproductibles, et nettement moins sensibles aux variables environnementales (pression, température, humidité par exemple).

6.3.1.2 *Influence de l'écoulement sur les décharges volumiques AC*

En 1954, T. Vrebalovich [87] a effectué une étude comparative concernant l'influence de l'écoulement sur la décharge volumique de type DC et sur celle de type AC. Il a montré que la décharge de type DC reste la plus sensible pour les écoulements de faible vitesse (< 10 m/s) tandis que les décharges de type AC sont plus sensibles à l'écoulement sur les régimes subsoniques à fortes vitesses, voire en conditions supersoniques. De plus, l'usure des électrodes est moins importante pour les décharges de type AC. Il a par ailleurs révélé que la décharge volumique AC est sensible à l'écoulement sur une bande passante de 700 kHz tandis que pour les décharges DC, cette bande passante est limitée à 50 kHz. Vrebalovich a ensuite démontré que les variations électriques induites par l'écoulement sur la décharge placée à différentes positions au niveau de la couche limite suivant l'axe « y », sont comparables à la variation de la vitesse de l'écoulement à la paroi (Figure II-70). Ces résultats l'amènent donc à qualifier cette décharge « d'anémomètre à décharge glow » comme les auteurs [91], [86] avant lui. Cela dit, bien que les résultats sont intéressants et précurseurs, on peut noter qu'aucun anémomètre de ce type n'est utilisé en pratique.

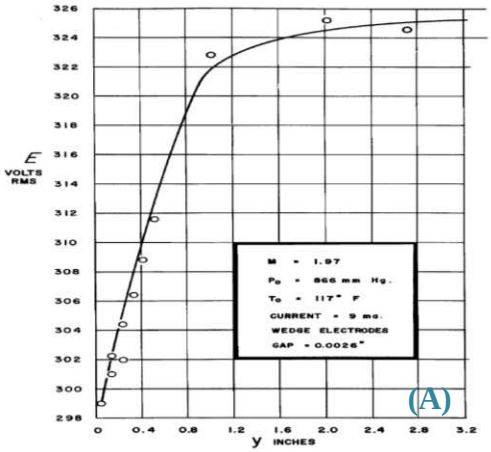


Figure II-70: Estimation de l'épaisseur d'une couche limite à l'aide d'une décharge plasma à M = 1.97.

6.3.1.3 Influence de *l'écoulement sur les décharges volumiques de type NRP*

L'utilisation de décharge de type NRP pour le contrôle d'écoulement ou l'amélioration de procédés industriels est beaucoup plus récent. Il en résulte un faible nombre d'études s'intéressant à l'influence d'un écoulement sur ces décharges pulsées. On trouve cependant quelques références éparses à ce propos. On peut noter notamment les travaux de Pai et al. en 2010 [94] qui ont montré que la vitesse de l'écoulement influence la physique de la décharge de type NRP en configuration pointe-pointe dans le cadre d'applications en lien avec la combustion. Ces travaux ont montré qu'en condition d'écoulement (U = 1.6 m/s), les tensions seuils liées au changement de régimes de la décharge sont impactées. Par exemple, il est démontré que l'écoulement favorise ou retarde la transition du régime de la décharge couronne vers le régime diffus ou d'arc [94]. Des travaux similaires récemment effectués par Heitz et al. [95] ont révélé que la morphologie de la décharge établie suivant une configuration pointe-cylindre est impactée par la vitesse de l'écoulement (Figure II-71). Dans ces travaux, on observe qu'en absence d'écoulement, la décharge de nature filamentaire devient diffuse lorsqu'on augmente la vitesse à 1.42 m/s. Ces deux études démontrent que les propriétés physiques de la décharge sont impactées par la présence d'un écoulement, y compris lorsque celui-ci présente de faibles vitesses moyennes. Comparativement aux décharges de type DC ou AC, il semblerait que la sensibilité des décharges de type NRP à la présence d'un écoulement soit plus élevée. Cette information laisse à penser que ces décharges seraient plus adaptées pour une utilisation en tant que système de mesure d'un écoulement local.

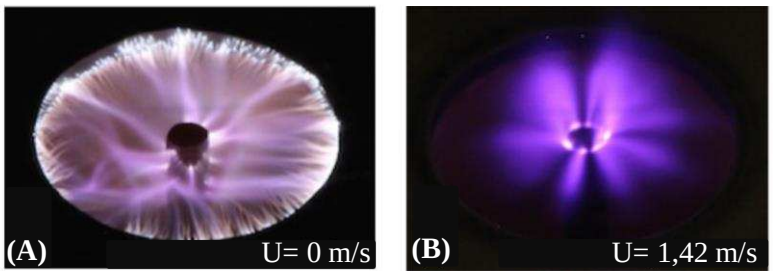


Figure II-71: Morphologie de la décharge NRP générée par une décharge en configuration pointe-cylindre avec V_P = 12.46 kV et f = 30 kHz, dans des conditions où l'écoulement est radial au cylindre avec U = 0 m/s (A) et U = 1.42 m/s (B) [95]

6.3.2 Influence de l'écoulement sur les décharges surfaciques

Compte-tenu de l'utilisation récurrente des décharges électriques de surface dans un contexte de contrôle d'écoulement par actionneur plasma, l'influence de l'écoulement sur ces décharges de surface a été particulièrement étudiée. L'objectif principal de ces travaux était le plus souvent de vérifier que la décharge électrique de surface n'est que peu affectée par l'écoulement, ou du moins que le système de décharge reste efficace, même en présence d'un écoulement.

6.3.2.1 *Influence de l'écoulement sur les décharges surfaciques de type DC*

Labergue en 2005 [7] a étudié l'influence de l'écoulement sur une décharge de surface DC en configuration fil-fil. Il a observé que le courant moyen varie avec la vitesse de l'écoulement et qu'il est sensible à la direction du flux d'air par rapport à la décharge. En effet, ces travaux ont montré que pour une décharge dans laquelle les ions se déplacent dans le sens de l'écoulement, le courant moyen augmente avec la vitesse (Figure II-72-A), et inversement lorsque les ions vont dans le sens contraire (Figure II-72-B). Selon Labergue, ces résultats seraient justifiés par l'influence de la vitesse de l'écoulement sur la vitesse de convection des charges qui est amplifiée ou atténuée suivant l'orientation de la décharge.

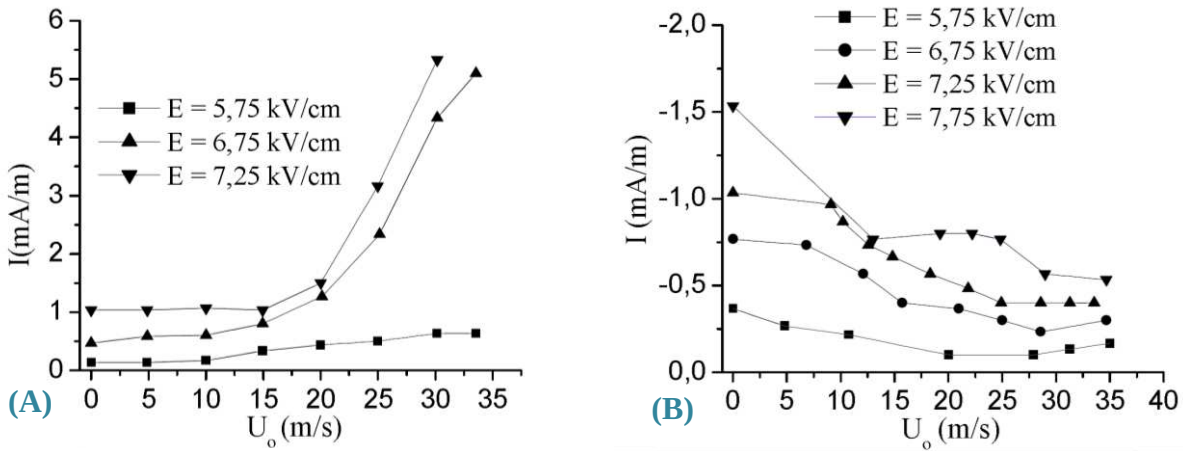


Figure II-72: Influence de la vitesse de l'écoulement sur le courant moyen de décharge en fonction de la direction colinéaire (gauche) ou opposée (droite) du plasma par rapport à l'écoulement [18]

6.3.2.2 *Influence de l'écoulement sur les* décharges surfaciques de type AC

Afin de vérifier les conditions d'allumage de décharges de surface de type AC, Pavon [96], [97] a montré en 2007 qu'en condition d'écoulement ($M < 0.7$), l'écoulement agit sur chaque micro-décharge entrainant ainsi un changement global du régime de décharge. Un résultat similaire a été observé par Kriegseis [98] qui avait étudié la variation des caractéristiques électriques de la

décharge DBD en condition d'écoulement afin de contrôler et maintenir constante la puissance électrique dissipée par l'actionneur.

6.3.2.3 *Influence de l'écoulement sur les décharges surfaciques de type NRP*

Peu de travaux ont été effectués sur l'impact d'un écoulement sur les décharges de surface de type NRP. Nous citerons néanmoins Pang et al. [99] qui ont étudié l'influence de la vitesse de l'écoulement sur les caractéristiques optiques de la décharge de surface de type NRP établie suivant une configuration plan-plan pour des applications de contrôle d'écoulement (Figure II-73). Ces travaux ont montré que l'intensité de la décharge diminue lorsqu'on augmente la vitesse pour une fréquence d'impulsion de 500 Hz. Ce phénomène s'inverse lorsque f = 2.5 Hz où l'intensité de la décharge augmente. Les auteurs justifient ces résultats par des transitions de régime comme ceux proposés par Pai et al. [94]. Cependant, le rôle de la fréquence sur le comportement de la décharge n'est pas explicité. De plus, aucune information concernant la variation des paramètres de tension sur l'évolution du courant de décharge n'est reportée. L'influence des paramètres géométriques sur le comportement de la décharge n'a pas été non plus démontrée. Or, pour les autres types de décharges, ces paramètres électriques et géométriques jouent un rôle important.

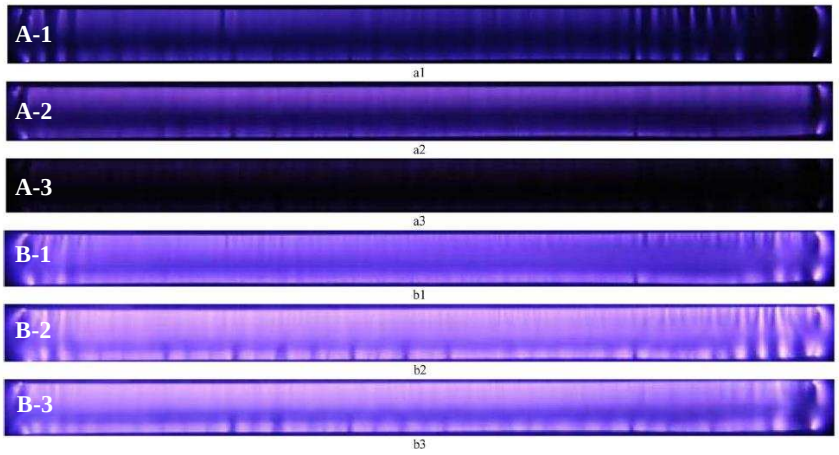


Figure II-73 : Influence de la vitesse de l'écoulement sur la morphologie de la décharge de surface NRP de type plan-plan pour une fréquence de 500 Hz (A) et 2.5 kHz (B). Les vitesses de l'écoulement sont U= 0 m/s (1), U= 15 m/s (2) et 40 m/s (3),[99]

6.4 Utilisation des décharges électriques comme système de mesure fluidique

6.4.1 Principe théorique de fonctionnement

La partie précédente a montré que les paramètres électriques des décharges électriques peuvent être modifiés lorsque celles-ci sont placées dans un écoulement. Dès 1949 (R. Mettler [86]), il était pressenti que la trajectoire des ions dérivant sous l'effet du champ électrique pouvait être modifiée en présence d'un écoulement de vitesse suffisante. Cette modification de la dérive des espèces ionisées influe directement sur le courant de décharge, qui est un paramètre sensible à l'écoulement car celui-ci traduit directement l'état de la décharge sous l'influence de l'écoulement [88], [93], [7], [100]. Nous nous sommes donc intéressés aux différentes théories développées dans ces études pour démontrer l'influence de l'écoulement sur les charges électriques et donc sur le courant. Rappelons que le courant total mesuré (I_{Total}) est égal à la somme des courants de migration (I_M), de diffusion (I_D) et de convection (I_C) :

$$\overrightarrow{I_{Total}} = \overrightarrow{I_M} + \overrightarrow{I_D} + \overrightarrow{I_C} = \rho\mu\vec{E} + D\vec{\nabla}\rho + \rho\vec{U} \qquad \text{Eq II-18}$$

L'influence de l'écoulement sur le courant total invoque généralement l'impact de celui-ci sur la convection des charges électriques de densité ρ durant leur dérive sous l'effet du champ électrique E. En effet, la vitesse de déplacement induite par l'écoulement sur ces charges peut être assimilée à celle d'une particule neutre se situant à proximité. Le déplacement de ces ions est donc régi par la somme de leur vitesse de dérive du fait du champ électrique et celle de l'écoulement ($\mu E \pm U$). Cette relation a été confirmée par Labergue [7], qui a montré expérimentalement que lorsque l'écoulement évolue dans le même sens que les ions, la vitesse de transport des ions serait ($\mu E + U$) ; par conséquent le courant I_{Total} augmente. Mais dans le cas contraire, on assiste à une différence des vitesses ($\mu_p E - U$) et le courant diminue. Dans ces travaux, le courant de diffusion I_D est négligé car la variation de la quantité de charges par diffusion est très faible. Le paramètre D représente le coefficient de diffusion.

6.4.2 Quelques exemples de capteur plasma

L'utilisation de décharge plasma en tant que capteur de vitesse d'un écoulement laminaire ou turbulent est relativement ancienne, puisque dès 1935, en étudiant l'influence d'un écoulement sur les modifications de tension imposées aux bornes d'une décharge volumique, Lindvall [91] a pu mettre en place le précurseur d'un anémomètre plasma sur la base d'une décharge DC (voir Figure II-68). Laissé dans l'oubli pendant 70 ans, ce n'est que récemment (2006) qu'une équipe de recherche de l'université de Notre Dame aux USA a déposé un brevet sur l'utilisation de

décharges électriques en tant que capteur de vitesse (Brevet US 7275013 [89]). Contrairement à Lindvall, ces capteurs de vitesse (encore au stade de développement) sont basés sur des décharges volumiques de type AC. Quelques informations sur le fonctionnement du capteur sont répertoriées dans les références [90], [101], [102]. Le capteur a été notamment validé sur des mesures de vitesse dans le sillage d'un cylindre. Les variations des paramètres électriques aux bornes de la décharge volumique AC, en configuration plan-plan, permettent d'accéder aux vitesses moyennes du sillage (Figure II-74). La comparaison avec un système usuel tel qu'un fil chaud permet de valider en partie ce nouveau système de mesure par plasma. En partie seulement car comme le montre la Figure II-74**,** des difficultés de mesure sont observées dès lors que de forts gradients de vitesse se développent.

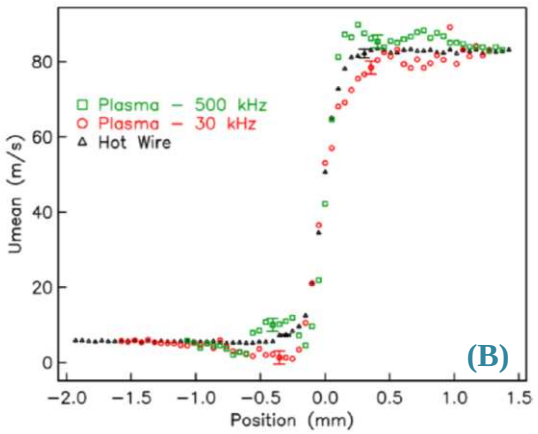


Figure II-74 : Mesure de la vitesse d'un écoulement derrière un cylindre par anémomètre plasma à U = 80 m/s [90]

L'influence d'un écoulement sur une décharge NRP de surface reste particulièrement méconnue. On peut cependant relever l'étude menée par Kim et Kim en 2011 [100], étude qui concerne l'influence d'un écoulement d'hélium sur une décharge de surface. Les résultats indiquent que le courant moyen augmente avec la vitesse (Figure II-75), l'augmentation du courant étant en lien avec la fréquence d'excitation de la tension AC. La sensibilité de la décharge en fonction de la vitesse du gaz d'hélium est d'autant plus forte que la fréquence d'alimentation est élevée.

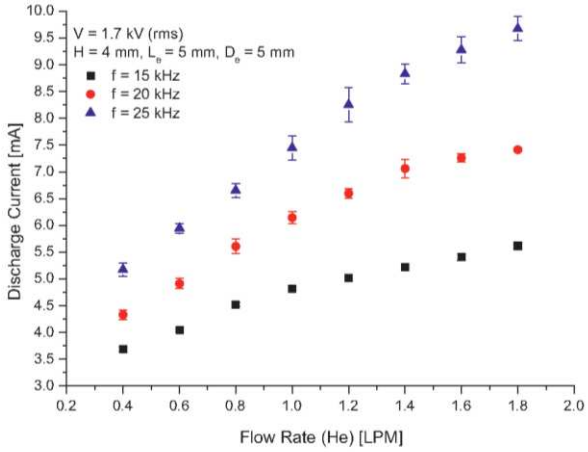


Figure II-75: Variation du courant de décharge en fonction du débit d'hélium dans un canal proposé par Kim et Kim [100] en suivant une configuration où les deux électrodes planes sont encapsulées dans un diélectrique

6.5 Conclusion

Cette synthèse bibliographique s'est intéressée à l'influence d'un écoulement gazeux sur les caractéristiques des décharges électriques. Elle montre que les décharges de type volumique sont les plus étudiées en fonction des conditions d'écoulement. On trouve un certain nombre de travaux relatifs à l'influence d'un écoulement sur une décharge de type surfacique, mais ces travaux se limitent à vérifier l'opérabilité de la décharge, ainsi qu'à calculer les modifications en terme de consommation électrique. Toujours est-il que l'ensemble de ces travaux montrent clairement que la présence d'un écoulement peut modifier les caractéristiques électriques de la décharge. L'explication la plus souvent avancée est en lien avec une modification de la trajectoire des espèces ionisées ou avec une transition du régime de décharge.

L'influence d'un écoulement étant nette, quelques groupes de recherche ont cherché à mettre en place un système de mesure quantitatif de la vitesse d'un fluide à partir notamment de décharge volumique. Les avancées dans ce domaine restent limitées du fait d'un nombre restreint d'études. En particulier, l'étude bibliographique sur les décharges de surface en tant que capteur montre que ce sujet reste inexploré pour les décharges de surface AC et est totalement vierge concernant l'utilisation de décharges de type NRP, qui pourtant semblent particulièrement sensibles aux conditions d'écoulement.

La présente étude bibliographique pose les bases pour la définition d'un nouveau type de capteur de paroi. Puisqu'il semble que l'écoulement influence tout particulièrement la vitesse de dérive des espèces ionisées, la géométrie proposée dans la suite de nos travaux incorpore une troisième

électrode en regard de l'électrode de haute tension pulsée, de façon à pouvoir « collecter » ces charges, et établir un lien entre le courant mesuré et la vitesse locale du fluide au niveau de la région d'interaction entre le fluide et le plasma. Il s'agit donc de définir un nouveau type de capteur venant compléter les méthodes traditionnelles de mesure de vitesse en mécanique des fluides et permettant une mesure locale en proche paroi.

Chapitre 7 :

Différentes géométries de décharge, montage expérimental et caractéristiques de l'écoulement

7 Différentes géométries de décharge, montage expérimental et caractéristiques de l'écoulement

7.1 Introduction

Ce chapitre présente les différentes décharges électriques qui ont été développées au sein de l'équipe de recherche ainsi que leur caractérisation en condition d'écoulement. L'objectif est de déterminer leur sensibilité aux conditions d'écoulement, avec des possibilités d'utilisation en tant que capteur. L'étude s'appuie sur les décharges électriques établies à la surface de la paroi. Deux types de configurations ont été étudiées : une première permettant de générer une décharge glissante SL-DBD de type nanoseconde pulsée et une deuxième basée sur une décharge couronne DC. Pour chacune de ces configurations, nous exposerons les critères qui régissent le choix de leur géométrie.

Nous décrirons ensuite les différents montages mis en place pour caractériser l'influence de l'écoulement sur les différentes décharges. Tout d'abord, nous présenterons les différents systèmes électriques qui nous ont permis de générer le plasma à la surface de la paroi, puis le montage aérodynamique permettant d'étudier ces décharges en condition d'écoulement dans une veine d'essai de soufflerie. Nous nous focaliserons ensuite sur l'état de l'écoulement généré dans la veine d'essai afin de déterminer ses propriétés et ses grandeurs caractéristiques. Ces grandeurs qui seront déduites des profils de vitesse mesurés par la technique « LDV » vont préalablement nous renseigner sur la variation de la vitesse à la paroi et du coefficient de frottement pariétal.

Pour terminer ce chapitre, nous présenterons les différents protocoles expérimentaux que nous avons mis en place pour caractériser les différentes décharges en fonction de la vitesse de l'écoulement.

7.2 Présentation des configurations de décharge utilisées

7.2.1 Description des décharges et présentation des choix régissant leur géométrie

Deux types de décharge de surface sont expérimentés dans cette étude. La première est une SL-DBD, étudiée précédemment dans la partie I (Figure II-76-A). L'autre est une décharge couronne

DC établie à la surface du diélectrique (Figure II-76-B). Dans ces deux configurations, le diélectrique est une plaque de PMMA de 3 mm d'épaisseur.

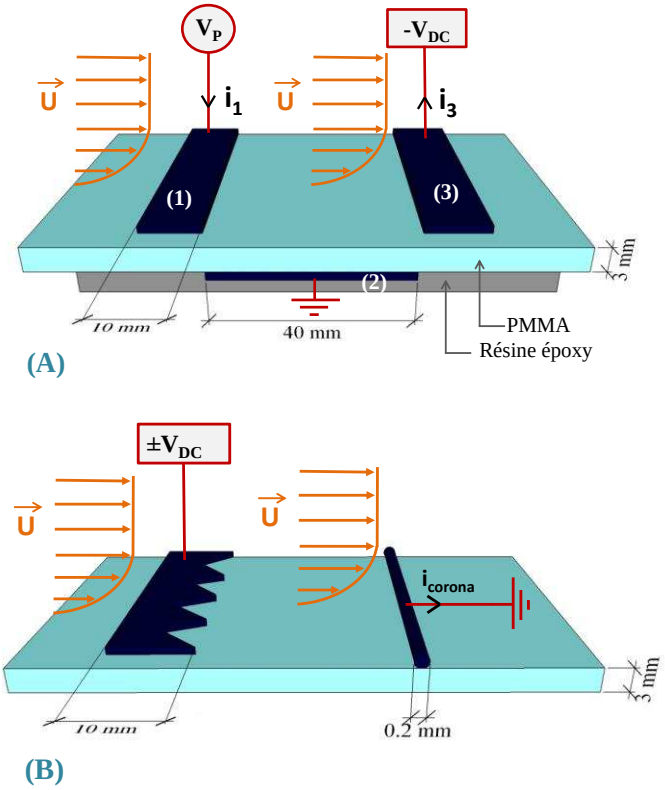


Figure II-76 : Schéma descriptif des configurations de décharge glissante SL-DBD (A) et de décharge couronne (B)

Le choix de ces géométries de décharge est justifié par la présence d'une électrode en aval de la décharge et qui sert d'électrode de « collecte » (nous utiliserons le terme « collecte » par abus de langage car nous sommes bien conscients que les ions positifs ne sont pas collectés par l'électrode mais sont « neutralisés » par les électrons fournis par l'électrode). Cette dernière représente ici l'électrode (3) pour la configuration SL-DBD et l'électrode (2) pour la décharge couronne. En effet, l'électrode placée en aval collecte les charges dont la quantité et le temps d'arrivée sont, a priori, fonction de la vitesse de l'écoulement. Ce principe a d'ailleurs été utilisé par Asano et al. [103], [104] où ils avaient pu mesurer la vitesse de dérive des ions émis par une première électrode et collectés par une seconde électrode placée en aval. Ainsi lorsqu'on varie la vitesse de l'écoulement, la quantité de charge collectée augmente et leur temps d'arrivée diminue. De façon générale, cette configuration est adaptée aux décharges volumiques [86], [105]–[107] car les charges dérivent d'une électrode vers une autre. Or, pour les décharges à barrière diélectrique (DBD), cette propriété n'est plus vérifiée à cause de la présence du diélectrique. Par conséquent, la géométrie à 3 électrodes (SL-DBD) devient une configuration innovante pour être

utilisée en tant que capteur de vitesse. En ce qui concerne la configuration à décharge couronne utilisée dans cette étude, les 2 électrodes suffisent car l'électrode de collecte qui est aussi l'électrode de masse, est déjà placée en aval de l'électrode qui est supposée produire des ions. Pour ces deux configurations de décharge (Figure II-76), la longueur des électrodes est égale à 150 mm. La distance inter-électrode est choisie égale à 40 mm afin de maximiser l'interaction entre le fluide et la décharge.

7.2.2 Description des différents montages électriques

La première décharge étudiée s'appuie sur la configuration SL-DBD (Figure II-76A). Le montage électrique permettant de la générer reste identique à celui présenté dans la partie I où l'électrode (1) est connectée à la haute tension pulsée (V_P), l'électrode (2) à la masse et l'électrode (3) à la haute tension négative DC. Suivant cette géométrie à 3 électrodes, deux types de décharges glissantes sont étudiés. La première, nommée SL-DBD-1, est générée en appliquant une tension $V_{P1}(t)$ ayant une faible largeur d'impulsion de 15 ns (Full Width Half Maximum : FWHM = 15 ns) et un temps de montée d'environ 10 ns. La Figure II-77A montre la forme d'onde de cette tension générée par l'alimentation FID FPG 40 30NK (comme dans la partie I). La deuxième décharge glissante (SL-DBD-2) est générée en appliquant à l'électrode (1) une tension pulsée $V_{P2}(t)$ de largeur d'impulsion FWHM $\geq$ 250 ns (Figure II-77B) et de temps de montée et descente égal à 50 ns. Les caractéristiques de la SL-DBD-2 sont comparées à celles de la SL-DBD-1 dans le but d'étudier l'influence du temps de montée et de la largeur de l'impulsion de la tension pulsée sur la sensibilité de la décharge envers l'écoulement. La tension $V_{P2}(t)$ générée par l'alimentation DEI ARMEXEL PVX 4110, a pour particularité de pouvoir maintenir une différence de potentiel continue sur une durée ajustable aux bornes des électrodes.

La seconde configuration permet de générer une décharge de type couronne à la surface du diélectrique. La Figure II-76-B illustre une des configurations étudiées (deux autres configurations seront étudiées, mais elles seront présentées ultérieurement). Elle est constituée de deux électrodes. L'une, en aluminium (environ 70 µm d'épaisseur), est en forme de dents de scie de 10 mm d'intervalle et l'autre est un fil de tungstène de 200 µm de diamètre. L'espace entre ces deux électrodes reste égal à 40 mm. Le choix de la forme de ces électrodes est gouverné par le fait que la génération de la décharge couronne nécessite une augmentation du champ électrique au niveau d'une des deux électrodes. Pour cela, une dissymétrie entre la géométrie des électrodes est nécessaire [12]. Pour générer la décharge couronne, une tension DC continue positive ou négative est appliquée à l'électrode en dents de scie tandis que la seconde est reliée à la masse (Figure II-77-C). La tension est fournie par l'alimentation SPELLMAN SL150, la même source de tension DC utilisée pour alimenter l'électrode (3) de la SL-DBD.

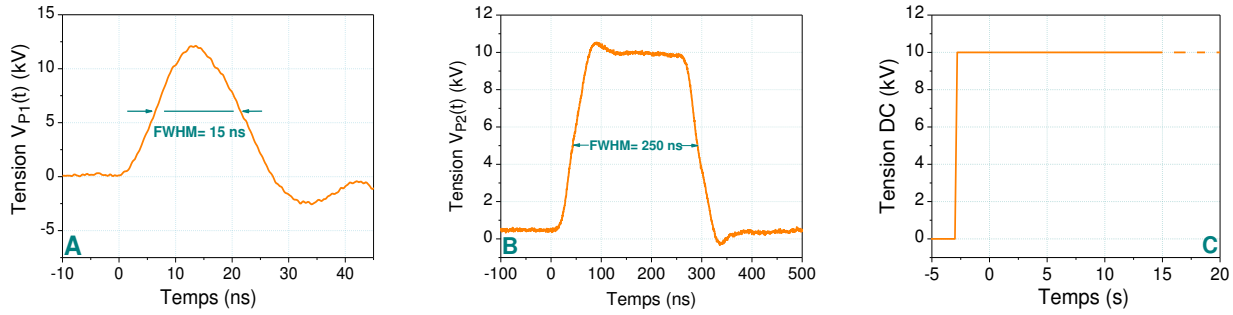


Figure II-77: Formes d'ondes des tensions pulsées à faible FWHM (A), à large FWHM (B) et de la tension continue (C)

7.3 Présentation de la maquette aérodynamique et de l'écoulement généré dans la veine d'essai

Cette section présente le montage aérodynamique utilisé afin de caractériser l'influence de l'écoulement sur les décharges de surface. Cette maquette aérodynamique permet d'installer les décharges dans la veine d'essai sans impacter les caractéristiques de l'écoulement qui est généré dans la veine d'essai. Cette section présentera aussi l'évolution des paramètres caractéristiques de la couche limite qui s'établit à la paroi de la maquette, lorsqu'on varie sa vitesse. Une attention particulière sera accordée à la variation de la vitesse à la paroi (vitesse pariétale) et à celle du coefficient de frottement à la paroi.

7.3.1 Présentation de la maquette aérodynamique

La maquette aérodynamique est composée de deux parties. La première, réalisée en POM (Poly-Oxy-Methylene) de couleur noire est constituée d'un convergent (Figure II-78) de longueur 300 mm avec un ratio de 12 :1 qui permet de guider la couche limite à l'entrée de la veine d'essai afin d'éviter un décollement. Elle est ensuite suivie d'un plateau de longueur 250 mm sur lequel est placé à 150 mm un turbulateur en Zigzag de 350 µm d'épaisseur et de 60 mm d'intervalle qui permet de forcer l'écoulement vers un régime turbulent. De plus, l'interaction fluide-plasma est plus importante pour un écoulement turbulent que laminaire car le premier induit un gradient de cisaillement plus élevé. En effet, en régime turbulent, un gradient de vitesse élevé est généré au voisinage de la paroi, ce qui se traduit par un apport énergétique de l'écoulement externe vers la paroi, améliorant ainsi l'influence de l'écoulement sur le comportement de la décharge. Pour cette raison, nous avons choisi de réaliser cette étude en condition d'écoulement turbulent. L'état de l'écoulement et ses paramètres principaux seront détaillés dans la section suivante 0.

La deuxième partie de la maquette est constituée d'une plaque plane de longueur 700 mm et de 3 mm d'épaisseur. Elle constitue un prolongement du plateau décrit précédemment et sert également de barrière diélectrique pour l'établissement de la décharge. La décharge plasma est positionnée à 100 mm du début de la plaque plane (200 mm par rapport au turbulateur ou 350 mm du début du plateau).

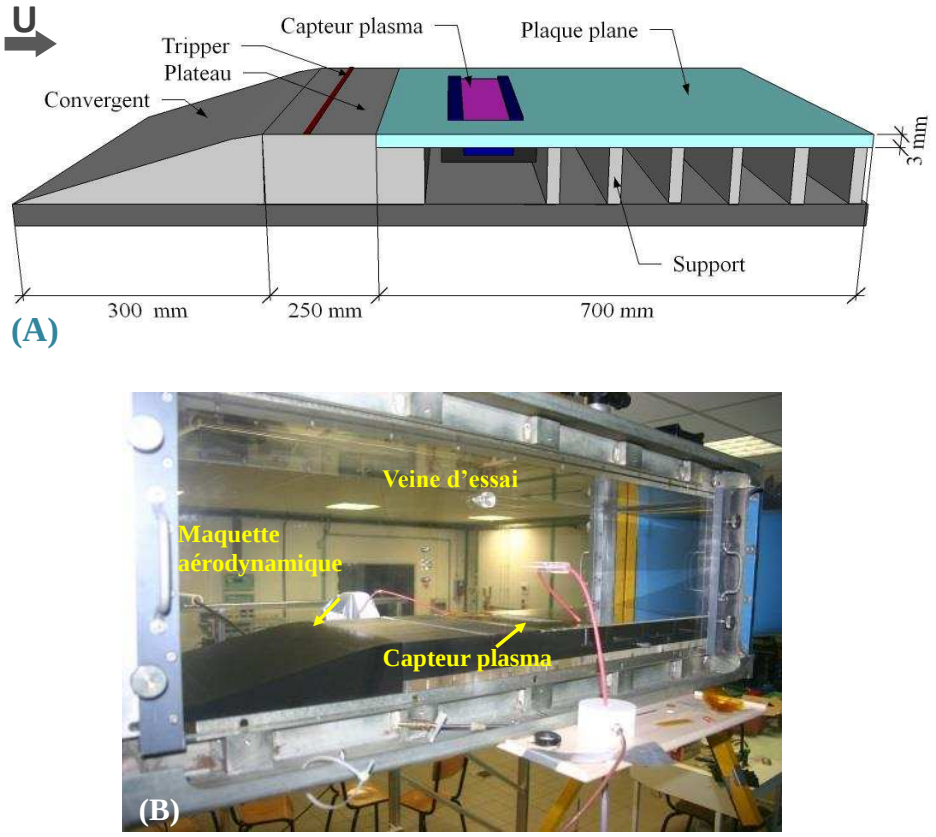


Figure II-78: Description de la maquette aérodynamique (A) et image de la veine d'essai (B)

7.3.2 Caractéristiques de l'écoulement

L'écoulement est généré grâce à un moteur de puissance 6 kW. Celui-ci est commandé en pourcentage de vitesse qui atteint son maximum à U = 50 m/s. La veine d'essai est de dimension 1000×300×300 mm^3 (longueur×largeur ×hauteur) (Figure II-78-B). Ses parois sont en PMMA transparent d'épaisseur 30 mm, permettant ainsi d'effectuer des mesures de vitesse qui sont basées sur des techniques optiques. Dans cette étude, les mesures de vitesse sont obtenues par LDV (Laser Doppler Velocimetry). Avant de présenter les caractéristiques du profil de

l'écoulement établi dans la veine d'essai à la paroi de la plaque plane, nous décrirons tout d'abord le système optique LDV et son principe de fonctionnement.

7.3.2.1 Présentation du système de mesure des profils de vitesse par LDV

La LDV (Laser Doppler Velocimetry) est une technique en métrologie des fluides permettant de mesurer la vitesse de déplacement d'un fluide. Cette technique est basée sur l'effet doppler et les propriétés optiques du laser pour mesurer la vitesse local de l'écoulement. Le système est composé d'une source lumineuse (laser continue), de cellules de Bragg, de lentilles de focalisation, d'un photo-détecteur et d'un système d'acquisition et de traitement des données. Le principe de mesure de vitesse par cette technique est illustré par la Figure II-79. Un rayon lumineux de longueur d'onde connue est tout d'abord divisé en deux faisceaux puis ceux-ci se recroisent finalement pour former un réseau de franges qui sert de volume de mesure. Lorsque les particules microscopiques, qui sont préalablement ensemencées dans l'écoulement, traversent ce réseau de franges, elles réfléchissent la lumière du laser. Cette réflexion est ensuite détectée par le photo-détecteur et le système de post-traitement des données permet d'estimer la vitesse de déplacement des particules par corrélation.

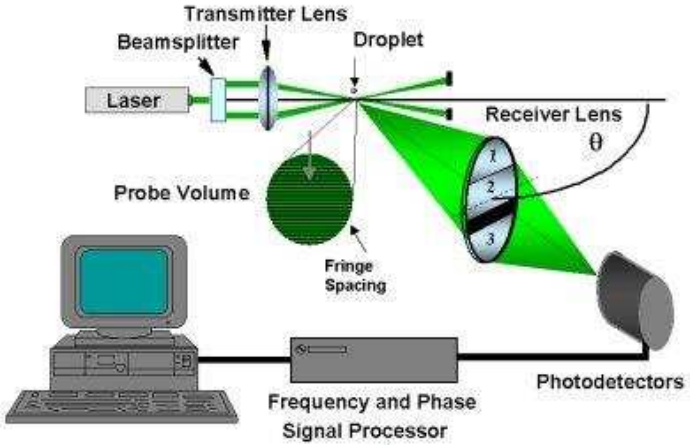


Figure II-79: Description du principe de fonctionnement de la LDV

La Figure II-80 présente le montage expérimental utilisé. Le laser continu argon-ion de 10 W (Spectra Physics) génère deux paires de faisceaux de longueur d'onde de 488 nm (bleu) et 514.5 nm (vert). Il permet de mesurer simultanément la vitesse du fluide suivant les deux directions « x » et « y » (les deux composantes de vitesses « u » et « v », respectivement). Le réseau de franges de volume égal à 70 µm formé par ces deux faisceaux, défile à une fréquence de 40 MHz environ, ce qui permet de mesurer des vitesses dans les directions opposées « -u » et « -v ». Le système d'acquisition, doté du logiciel BSA Flow pour la LDV, permet de définir la plage de mesure, et le nombre de points d'une part et d'identifier la fréquence d'échantillonnage d'autre

part. La mesure de la vitesse moyenne est effectuée en prenant 200000 mesures instantanées afin d'assurer leur convergence sachant que loin de la paroi, 100000 points de mesures instantanées sont suffisants.

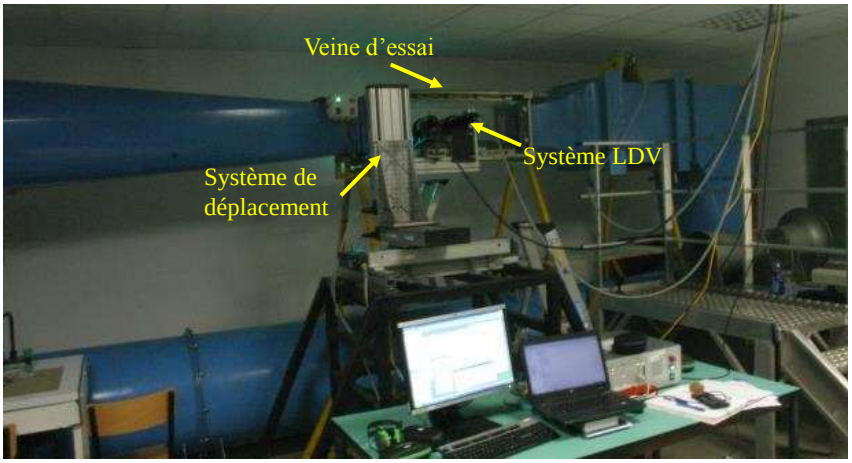


Figure II-80 : Image du système LDV

Les particules ensemencées dans l'écoulement sont obtenues par atomisation d'une huile cosmétique isolante (Shell Ondina 917) grâce à un générateur (ETM2010 TOPAS Atomizer). La taille maximale des particules est de 900 nm et un diamètre moyen de 300 à 400 nm. En se basant sur les travaux de A. Debien [18], l'influence du plasma sur la charge ou la précipitation de différents types de particules ayant des tailles et des diamètres différents, a montré que ces effets sont négligeables et que la fidélité des mesures de vitesse est valide pour les particules d'Ondina de cette taille.

Afin de mesurer la vitesse du fluide dans la veine d'essai, le système optique est piloté par un système de déplacement micrométrique automatisé suivant 3 axes (x, y, z). Un déplacement minimum de 50 µm effectuable par ce système nous a permis de définir un maillage raffiné avec un pas de 100 µm à la paroi. Dans cette étude, les profils de vitesse « u » et « v » sont acquis mais seules les vitesses « U » sont présentées dans ce manuscrit.

7.3.2.2 Les profils d'*écoulement* et leurs caractéristiques en fonction de la vitesse

Les profils de vitesse de l'écoulement sont mesurés à la paroi de la plaque plane (au centre de la décharge : x = 20 mm du bord de l'électrode (1)), afin de déterminer les caractéristiques de la couche limite. Ces profils mesurés suivant l'axe « y » avec un maillage raffiné en proche paroi (Δy = 100 µm), révèlent que l'écoulement est turbulent lorsqu'on compare ces caractéristiques au profil théorique de couche limite laminaire de Blasius [108] ou turbulente [109] (Figure II-81-A) ($U^* = U/U_\infty$ correspond à la vitesse adimensionnée pour U_∞ = 10 m/s et « δ » l'épaisseur de la couche limite à 99% de la vitesse U_∞).

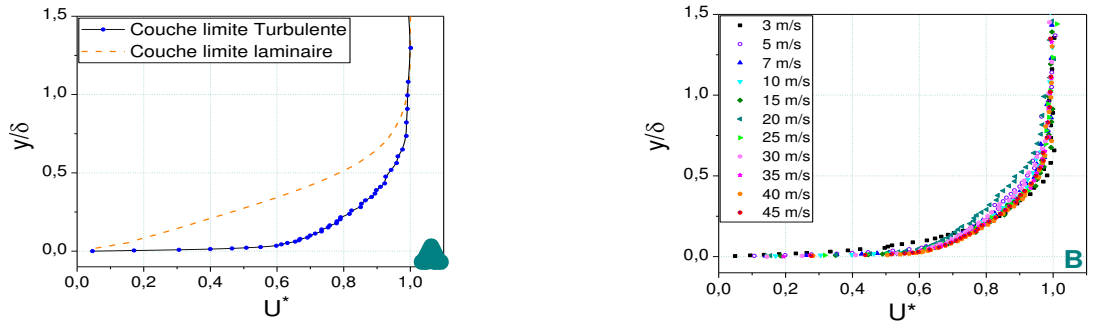


Figure II-81: Comparaison de la couche limite turbulente mesurée à une couche limite laminaire (A), influence de la vitesse sur le profil de la couche limite (B)

Les grandeurs caractéristiques des profils de la couche limite en fonction de la vitesse de l'écoulement, qui varie de 3 m/s à 45 m/s, sont répertoriées dans le Tableau 2. La variation de l'épaisseur de couche limite δ en fonction de la vitesse moyenne à l'infini de l'écoulement est présentée par la Figure II-82-A. Elle montre que l'épaisseur de la couche limite est à peu près constante lorsque la vitesse varie de 5 m/s à 45 m/s. Ce résultat est important dans cette étude car il confirme que les profils de l'écoulement au voisinage de la décharge sont identiques et seules les vitesses varient, comme nous pouvons l'observer sur les profils de vitesse présentés par la Figure II-81-B.

Tableau 2: Évolution des paramètres de la couche limite au-dessus de la plaque plane

U_∞ [m/s]	δ [mm]	δ^*[mm]	θ [mm]	H	U_p [m/s]	C_f	Re_τ	Re_δ
5	21.91	2.96	2.04	1.45	0.27	5.67E-03	3.8E+02	7.1E+03
10	23.12	2.86	1.99	1.44	0.39	2.82E-03	5.7E+02	1.5E+04
20	17.14	2.69	1.85	1.45	0.59	1.51E-03	6.7E+02	2.3E+04
30	20.40	2.46	1.74	1.41	0.82	1.29E-03	1.1E+03	4.2E+04
40	22.21	2.35	1.69	1.39	0.99	1.10E-03	1.4E+03	5.9E+04
45	21.19	2.30	1.65	1.39	1.10	1.08E-03	1.5E+03	6.4E+04

La variation du facteur de forme H, quant à elle, est comprise entre 1.39 et 1.45 lorsqu'on varie la vitesse de 5 m/s à 45 m/s (Figure II-82-B). Ce facteur H, rapport entre l'épaisseur de déplacement δ^* et l'épaisseur de quantité de mouvement θ (Eq II-19 à Eq II-21), confirme que le régime de l'écoulement est turbulent. En effet, suivant le nature de la couche limite, si le facteur de forme $H > 2.4$, la couche limite est laminaire mais si $H < 1.4$, nous sommes alors en présence d'un régime turbulent [109]. C'est le cas dans cette étude puisque le facteur de forme est d'environ 1.4. La comparaison des nombres de Reynolds basés sur l'épaisseur de couche limite Re_δ (Eq II-22), confirme également que nous avons une couche limite totalement turbulente car $Re_\delta > 3000$.

$$H = \frac{\delta^*(x)}{\theta(x)} \qquad \text{Eq II-19}$$

$$\delta^*(x) = \int_0^{\infty} (1 - \frac{U(x,y)}{U_\infty}) dy \qquad \text{Eq II-20}$$

$$\theta(x) = \int_0^{\infty} \frac{U(x,y)}{U_\infty} (1 - \frac{U(x,y)}{U_\infty}) dy \qquad \text{Eq II-21}$$

$$Re_\tau = \frac{u_\tau \delta}{\nu} \quad \text{et} \quad Re_\delta = \frac{U_\infty \delta}{\nu} \qquad \text{Eq II-22}$$

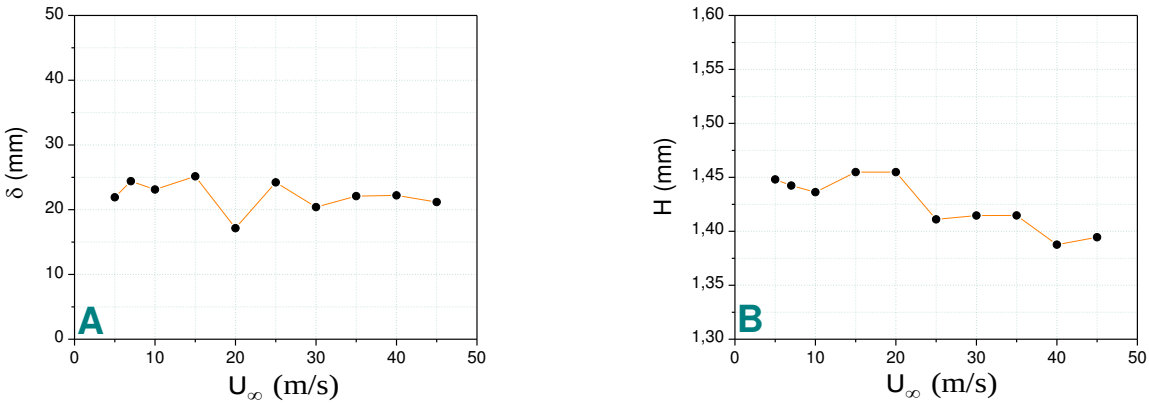


Figure II-82: Variation de l'épaisseur de la couche limite (A) et du facteur de forme (B) en fonction de la vitesse moyenne à l'infini de l'écoulement

Cette rapide description permet de montrer que l'écoulement établi au-dessus de la décharge est turbulent et que certaines grandeurs caractéristiques sont constantes lorsqu'on varie la vitesse. Rappelons-le, l'objectif de cette étude est d'utiliser la décharge de surface pour mesurer la vitesse ou le frottement à la paroi. Pour cela, il est important de connaitre la variation de la vitesse pariétale ainsi que celle du frottement pariétal lorsqu'on varie la vitesse moyenne à l'infini de 5 m/s à 45 m/s.

7.3.2.3 Variation de la vitesse pariétale et du coefficient de frottement

Cette section présente la variation de grandeurs telles que la vitesse pariétale u_P et le coefficient de frottement pariétal C_f en fonction de la vitesse de l'écoulement. En régime turbulent, au voisinage de la paroi, les contraintes cinématiques visqueuses prédominent sur les contraintes de Reynolds [82], [109]. Ces contraintes visqueuses, ou encore taux de cisaillement τ_P, peuvent être calculées directement suivant l'équation Eq II-23 où μ représente la viscosité dynamique du fluide. On définit ainsi la vitesse pariétale u_P qui est un paramètre important (Eq II-24), car

l'ensemble des lois régissant les caractéristiques d'une couche limite turbulente sont basées sur ce dernier.

$$\tau_P = \mu \frac{\partial U}{\partial y}\Big|_{y=0} \qquad \text{Eq II-23}$$

$$u_P = \sqrt{\frac{\tau_P}{\rho}} \qquad \text{Eq II-24}$$

La Figure II-83-A montre la variation de la vitesse pariétale calculée suivant les mesures LDV effectuées. Cette vitesse « u_P » varie quasi-linéairement de 0.27 m/s à 1.10 m/s environ pour une variation de vitesse moyenne à l'infini de 5 m/s à 45 m/s respectivement.

Le coefficient de frottement C_f quant à lui varie de façon asymptotique en fonction de la vitesse. La comparaison de ces mesures aux calculs théoriques du coefficient de frottement (Eq II-25 et Eq II-26, [109]) montre une bonne concordance (Figure II-83-B).

$$C_f = 2(\frac{u_\tau}{U_\infty})^2 \qquad \text{Eq II-25}$$

$$C_{f_{th}} = \frac{0.37}{[log\frac{U_\infty x}{\nu}]^{2.584}} \qquad \text{Eq II-26}$$

Pour rappel, le coefficient C_f quantifie l'interface entre le fluide et la surface ou la trainée induite par l'écoulement sur un corps aérodynamique par exemple. En réalité, l'estimation de sa valeur est encore au cœur des recherches scientifiques car il peut dépendre du nombre de Reynolds, de la rugosité de la paroi ou des deux simultanément. En régime d'écoulement sur paroi lisse, le coefficient de frottement peut être estimé théoriquement grâce à l'équation Eq II-26. En analysant la Figure II-83-B qui compare la variation du C_f expérimental à la courbe théorique pour un x donné, on observe relativement une bonne concordance entre nos mesures et la théorie.

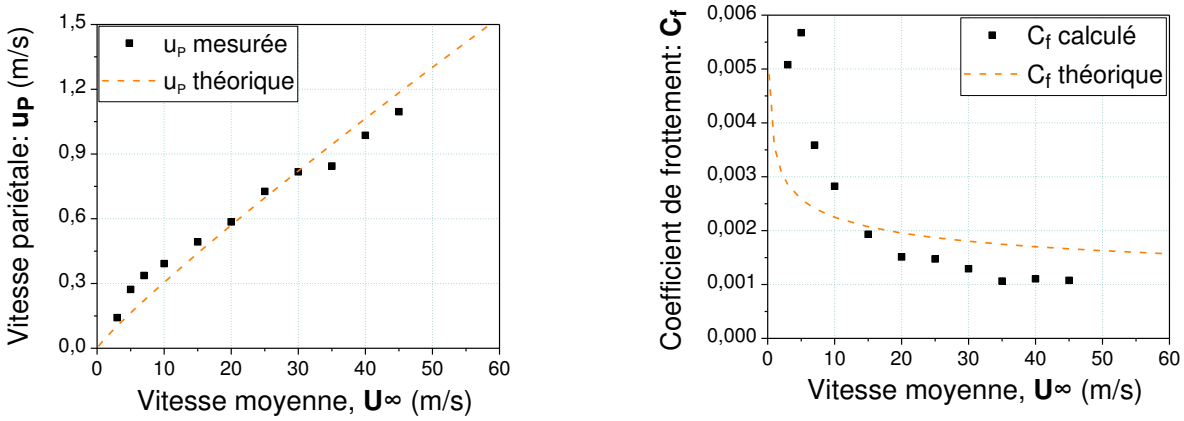


Figure II-83: Variation de la vitesse pariétale (A) ou du coefficient de frottement (B) en fonction de la vitesse moyenne à l'infini

Dans cette étude, il sera question d'évaluer la sensibilité des décharges électriques de surface par rapport à la vitesse pariétale ainsi qu'au coefficient de frottement. Ceci sous-entend que la décharge doit pouvoir non seulement être en mesure de renseigner sur la variation linéaire de la vitesse pariétale mais aussi sur le coefficient de frottement qui varie non-linéairement par rapport à la vitesse. Cela constitue réellement un « challenge ».

7.4 Le protocole expérimental mis en place

Le principe de fonctionnement des capteurs de vitesse pariétale présentés précédemment (section 7.2.1) repose sur l'influence de l'écoulement sur la décharge à la surface de la paroi. Afin de pouvoir caractériser cette influence, nous avons mis en place des diagnostics électriques qui s'appuient sur la mesure de la tension et du courant de décharge. Concernant le capteur à décharge glissante (SL-DBD), les mesures de tension et de courant sont effectuées au niveau de l'électrode (1) ($V_P(t)$ et $i_1(t)$) ainsi qu'à l'électrode (3) (V_{DC} et $i_3(t)$) (pour rappel, les protocoles de mesures restent identiques à celles décrites dans la partie I section 2.3). Pour la décharge couronne, nous nous sommes intéressés au courant moyen « I_{Corona} » qui est mesuré à l'électrode de masse (voir Figure II-76-B). L'analyse des résultats concernera principalement le courant de collecte censé être particulièrement sensible aux conditions d'écoulement local. Ces mesures seront ensuite confortées dans certains cas par des images iCCDs de la décharge. Le montage optique mis en place est identique à celui proposé dans la partie I (voir section 2.3).

7.5 Conclusion

Ce chapitre a présenté les différents dispositifs expérimentaux. Il décrit tout d'abord les configurations de décharges de type nanosecondes glissantes et de type couronne DC qui seront étudiées et explique les raisons qui gouvernent le choix de leur géométrie. Les dispositifs électriques ont quant eux présenté les caractéristiques des tensions appliquées qui permettront de générer les décharges glissantes à faible ou à forte FWHM et de la décharge continue DC. Ensuite la présentation de la maquette aérodynamique a permis de connaitre ses caractéristiques et ses dimensions mais aussi d'expliquer la disposition des décharges sur la plaque plane. Les profils de l'écoulement établi dans la veine d'essai sont aussi présentés et ont révélé que le caractère turbulent de l'écoulement. Une attention particulière a été accordée aux grandeurs fluidiques à la paroi telles que la vitesse pariétale et le coefficient de frottement qui seront au centre de cette étude. Ce chapitre propose enfin le protocole expérimental qui est adopté dans cette étude.

Chapitre 8 :

Influence de l'écoulement sur les décharges de surface de type nanosecondes pulsées et continues DC

8 Influence de l'écoulement sur les décharges de surface de type nanosecondes pulsées SL-DBD et continue DC

8.1 Introduction

Cette section présente la caractérisation de la décharge glissante SL-DBD en condition d'écoulement à vitesse variée. Dans l'hypothèse où l'influence de l'écoulement sur les grandeurs électriques de la décharge s'avérait, leur sensibilité vis-à-vis de la vitesse de l'écoulement serait étudiée. Le rôle des paramètres électriques permettant de générer la décharge, tels que les amplitudes des tensions ainsi que la fréquence, sur la sensibilité de la décharge, sera au cœur de cette étude. Nous nous intéresserons également à l'influence de la forme d'onde de la tension pulsée sur le comportement de la décharge en condition d'écoulement en utilisant des impulsions à large FWHM (> 250 ns) que nous appellerons SL-DBD-2. Nous présenterons également les études relatives aux décharges de surface de type DC qui d'après les travaux de Labergue [7], sont très sensibles à la vitesse de l'écoulement.

Suivant les résultats obtenus, il sera alors question d'évaluer la capacité de ces décharges à être utilisées comme « capteurs de vitesse », et, le cas échéant, définir leurs propriétés.

8.2 Études des décharges de type nanosecondes pulsées à faible FWHM: NS-DBD-1 et SL-DBD-1 en condition d'écoulement

8.2.1 Influence de l'écoulement sur la décharge conventionnelle NS-DBD-1

La première étude expérimentale consiste à caractériser la décharge conventionnelle NS-DBD-1 à 2 électrodes en condition variable d'écoulement. L'écoulement évolue de l'électrode (1) vers l'électrode (2), donc dans le même sens que la propagation des streamers de la décharge. Les variations des courants instantanés mesurés à l'électrode (1) sont présentées par la Figure II-84 pour une tension pulsée V_{P1} = 12 kV et une fréquence « f » fixée à 1 kHz.

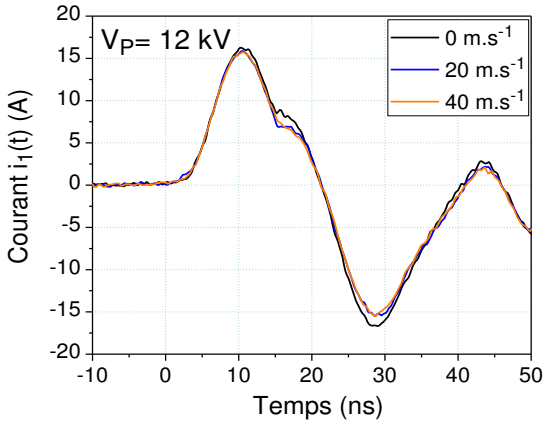


Figure II-84 : Courbes montrant les formes d'ondes de courant de décharge $i_1(t)$ sous l'influence de l'écoulement pour la NS-DBD-1

On remarque, sur cette Figure II-84, que l'écoulement n'a pas d'influence significative sur le courant de décharge lorsqu'on varie la vitesse à l'infini de 0 m/s à 40 m/s. On constate qu'en présence d'écoulement, le courant diminue légèrement à certains instants de la décharge (t = 17 ns et 28 ns) mais aucune modification selon la vitesse n'est observée. Une telle invariance peut paraitre surprenante, mais elle montre que les streamers de la NS-DBD ne sont pas affectés par l'écoulement, ce qui peut se concevoir du fait de la dynamique de streamers par rapport à celle du fluide. Par conséquent, le seul moyen de mettre en évidence l'influence de l'écoulement sur la décharge est de placer une électrode « collectrice » en aval de la décharge. Ce premier résultat est très important dans notre étude car il justifie le choix que nous avons fait à propos de la géométrie des capteurs SL-DBD.

8.2.2 Influence de l'écoulement sur la décharge glissante SL-DBD-1

8.2.2.1 Variation des courants instantanés

Intéressons-nous maintenant à l'influence de l'écoulement sur les caractéristiques de la SL-DBD-1 dont la configuration présente une troisième électrode qui peut servir d'électrode de collecte. Toutes choses restant égales par ailleurs (i.e. V_{P1} = 12 kV à 1 kHz), on applique une tension continue négative V_{DC} = -18 kV. La DDP de 30 kV étant suffisante à la génération d'une décharge glissante, le plasma est généré à la surface du diélectrique et se propage, nous le savons, de l'électrode (1) vers l'électrode (3). Les courants instantanés $i_1(t)$ et $i_3(t)$ sont alors simultanément et respectivement mesurés sur les électrodes (1) et (3). La Figure II-85 montre les variations de ces deux courants en fonction du temps pour U = 0 m/s, 20 m/s et 40 m/s, avec un écoulement évoluant dans le sens de la décharge.

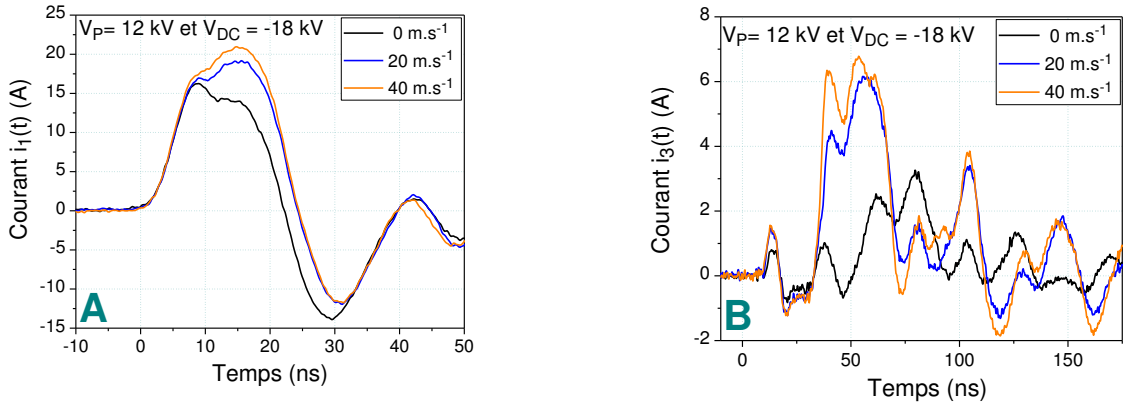


Figure II-85: Courbes montrant les formes d'ondes des courants $i_1(t)$ (A) et $i_3(t)$ (B) générés par la SL-DBD-1 sous l'influence de l'écoulement pour U = 0 m/s, 20m/s et 40 m/s

La variation du courant $i_1(t)$ révèle deux informations essentielles. La première est relative à l'augmentation de son amplitude en fonction de la vitesse de l'écoulement à l'infini (Figure II-85-A). On observe une amplitude du courant de décharge de 14 A pour $U_\infty = 0$ m/s, qui passe à 19 A pour $U_\infty = 20$ m/s, puis à 22 A pour $U_\infty = 40$ m/s. Cette augmentation traduit l'effet de l'écoulement sur la dynamique de la décharge. L'augmentation du courant $i_1(t)$ entraine aussi l'augmentation du courant $i_3(t)$ car l'électrode (3) est alors supposée « collecter » plus de charges électriques, en conformité avec les résultats observés dans la section 4.2 de la partie I où nous avons montré que la quantité de charges émises à l'électrode (1) (Q_1) est égale à la charge collectée à l'électrode (3) (Q_3).

La seconde information révèle que la largeur d'impulsion du courant $i_1(t)$ (FWHM) augmente également en présence de l'écoulement. On a une FWHM de 16 ns pour $U_\infty = 0$ m/s, contre FWHM = 19 ns pour $U_\infty = 20$ m/s et 40 m/s. Ces résultats montrent que des charges supplémentaires seraient émises par la décharge au niveau de l'électrode (1), et sur une plus longue période. Cela favorise alors le développement de la décharge ainsi que la vitesse de propagation des canaux ionisés à la surface du diélectrique. En effet, lorsqu'on observe les formes d'onde du courant $i_3(t)$ mesuré à l'électrode (3) (Figure II-85-B), on constate qu'elles atteignent leur amplitude maximale à des temps plus courts lorsque la vitesse de l'écoulement augmente. On y voit par exemple que pour $U_\infty = 0$ m/s, le pic de courant $i_3(t)$ ($I_{3max} = 3$ A) est mesuré à t = 80 ns tandis qu'il est mesuré à t = 57 ns pour $U_\infty = 20$ m/s ($I_{3max} = 6$ A) et un peu plus tôt à t = 53 ns pour $U_\infty = 40$ m/s ($I_{3max} = 6.7$ A). Les différences entre ces temps de pic semblent montrer que l'écoulement influe sur la convection des charges qui, pourrait-on dire, « sont accélérées » comme l'avaient révélé les références [7], [86], [93].

Cela dit, et pour être plus précis, nous parlons depuis le début de modification de la vitesse de convection des charges. C'est en effet le phénomène qu'ont utilisé différents auteurs pour expliquer les variations du courant de décharge lorsque celle-ci est soumise à un écoulement. Afin de mieux comprendre la nature de ce mécanisme de convection, et quelles sont les charges qui y sont impliquées, nous nous sommes intéressés à la théorie décrite par l'équation Eq II-18 (section 6.4.1) qui dit que le courant total I_{total} est la somme des courants de migration I_M, de diffusion I_D et de convection I_C. Les expressions analytiques de chaque composante du courant total montrent que le courant de convection est étroitement lié à la vitesse de l'écoulement (Eq II-27) :

$$I_M = \rho\mu\vec{E}\ ; \qquad I_D = D\vec{\nabla}\rho; \qquad I_C = \rho\vec{U} \qquad \text{Eq II-27}$$

Il s'avère que la vitesse de l'écoulement à la paroi u_P est très faible (de l'ordre de 1 m/s pour une vitesse de l'écoulement à l'infini U_∞ = 40 m/s) par rapport à la vitesse de migration des électrons et des ions sous l'effet du champ électrique. De plus, l'étude de caractérisation de la décharge SL-DBD menée dans la partie I (section 4.3.3) a révélé une vitesse de propagation des streamers variant entre 0.5×10^6m/s et 1.5×10^6m/s. Il est donc difficile d'imaginer qu'un écoulement de l'ordre du m/s puisse affecter des streamers dont la vitesse est de l'ordre de 10^6 m/s. Par contre, on peut concevoir que l'écoulement agit sur la vitesse de dérive des ions entre les deux électrodes. Mais ce qui est mesuré dans les 150 ns qui suivent l'établissement de la décharge ne peut pas être dû aux ions, puisque des ions ne peuvent pas dériver à cette vitesse. Par conséquent, à ce stade, nous savons que l'écoulement agit sur $i_3(t)$, mais nous ne savons pas par quel mécanisme. Nous verrons cela un peu plus tard dans le manuscrit.

Pour conclure, la suite du travail s'appuiera essentiellement sur le courant $i_3(t)$. Afin de prendre en compte non seulement la variation de l'amplitude et de la largeur d'impulsion de ce courant, mais aussi l'influence de l'écoulement pendant toute la durée de la décharge, nous n'examinerons que les variations du courant moyen « I_{DC} » mesurés sur l'alimentation DC, donc à l'électrode (3).

8.2.2.2 Variation des courants moyens « I_{DC} » en fonction de la vitesse de *l'écoulement*

La Figure II-86 présente les variations du courant moyen « I_{DC} » de l'électrode (3) en fonction de la vitesse à l'infini de l'écoulement. On y remarque que le courant I_{DC} augmente avec la vitesse quelle que soit la DDP sauf pour le cas DDP = 26 kV. Dans ce cas, le régime glissant n'étant pas encore initié, la décharge est assimilable à la décharge conventionnelle NS-DBD, et « I_{DC} » reste alors constant et égal à zéro. Pour les cas où DDP > 26 kV, et donc pour lesquels le régime glissant est établi, nous observons une influence de l'écoulement sur le courant I_{DC}. Cependant,

les valeurs de « I_{DC} » à U = 0 m/s (que l'on va appeler I_0) augmentent avec la DDP. Pour s'affranchir de cela, on peut estimer la variation de courant induite par l'écoulement (ΔI) en soustrayant le courant « I_0 » (voir Figure II-86-B) :

$$\Delta I = I_{DC} - I_0 \qquad \text{Eq II-28}$$

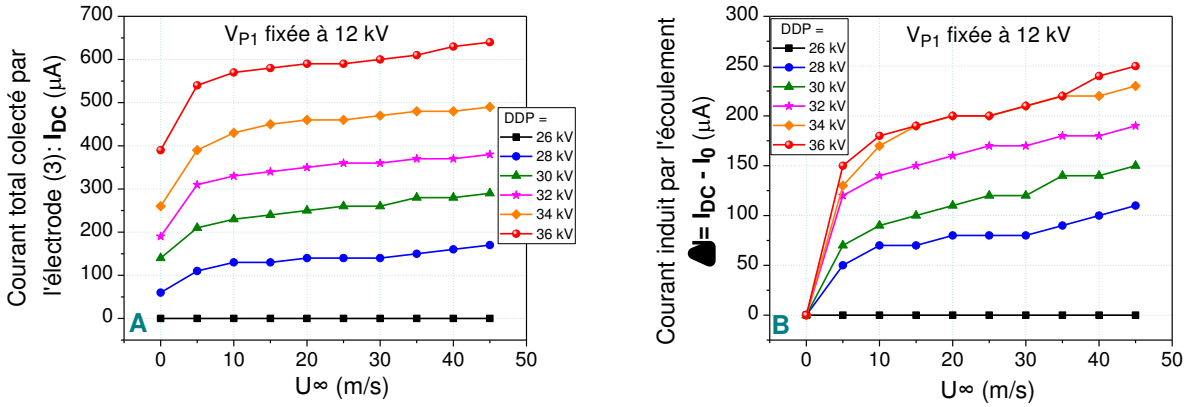


Figure II-86: Variation du courant collecté par l'électrode (3) « I_{DC} » (A), et du courant induit « ΔI » (B) en fonction de la vitesse de l'écoulement à l'infini, pour la SL-DBD-1

Sur cette Figure II-86-B, on observe plus nettement deux phases de variation de l'amplitude du courant I_{DC} en fonction de la vitesse de l'écoulement à l'infini : une première phase d'augmentation rapide pour des vitesses d'écoulement inférieures à 5m/s et une deuxième phase d'augmentation beaucoup plus lente et à peu près linéaire. Ces deux phases cumulées induisent, à la vitesse de 45m/s, une augmentation importante d'environ 110 µA pour une DDP = 28 kV et 250 µA pour une DDP = 36 kV par exemple, soient respectivement 200% et 60% du courant nominal I_0.

En résumé, la physique et les caractéristiques de la décharge SL-DBD-1 sont significativement impactées par l'écoulement. Les variations de son courant I_{DC} apportent deux observations essentielles à notre étude.

- Il semble que la SL-DBD-1 peut être utilisée comme un capteur de vitesse TOR, permettant de détecter la présence ou non d'un écoulement, puisqu'on observe une variation rapide de son courant dès qu'il y a présence d'un écoulement, même à basse vitesse (U < 5 m/s). Ainsi, la décharge SL-DBD-1 peut être intéressante en contrôle d'écoulement pour renseigner sur le fait que l'écoulement est collé à la paroi, ou décollé de celle-ci.
- Lorsque U ≥ 5 m/s, le courant ΔI augmente de façon « linéaire » avec la vitesse ; une variation qui se trouve en adéquation avec l'influence de l'écoulement sur le transport des

charges par convection (Eq II-27), bien qu'il semble que ce ne soit pas le phénomène physique à l'origine de l'augmentation de ΔI.

L'objectif étant de dimensionner un capteur qui permettrait de renseigner sur la vitesse à la paroi de cas réels, nous nous sommes concentrés sur la partie linéaire pour laquelle U ≥ 5 m/s.

8.2.3 Étude de la sensibilité de la décharge SL-DBD-1 par rapport à la vitesse de l'écoulement

8.2.3.1 Variation de la sensibilité de la SL-DBD-1 en fonction de la DDP

En analysant la Figure II-86-B, on remarque que la pente de variation du courant « ΔI » varie avec la différence de potentiel appliqué. Le calcul de cette pente permet donc de déterminer la sensibilité « S » de la décharge par rapport à la vitesse de l'écoulement. Cette sensibilité (i.e. la pente) est calculée pour une plage de fonctionnement de $U_\infty \geq 5$ m/s comme :

$$S = \left.\frac{\Delta I}{\Delta U_\infty}\right|_{U \geq 5\ m/s} \qquad \text{Eq II-29}$$

Dans la relation précédente, le fait de calculer la sensibilité « S » par rapport à la différence vitesse à l'infini sous-entend que celle-ci est largement sous-estimée car la vitesse à la paroi est nettement inférieure à celle à l'infini (voir section 7.3.2.3). Nous reviendrons plus tard sur ce calcul dans le chapitre 0.

La Figure II-87 présente la variation de la sensibilité « S_1 » de la SL-DBD-1 en fonction de la tension. Elle montre qu'il faut une DDP minimale de 28 kV/cm et une valeur de V_{P1} supérieure ou égale à 10 kV ; en effet, au-dessus de ces deux seuils, la sensibilité est comprise entre 0.5 et 2 µA/m.s^{-1} , sans qu'il n'y ait de comportement monotone, ni en fonction de DDP, ni en fonction de V_{P1}. De plus, la valeur de S est relativement faible. Nous allons chercher à l'augmenter.

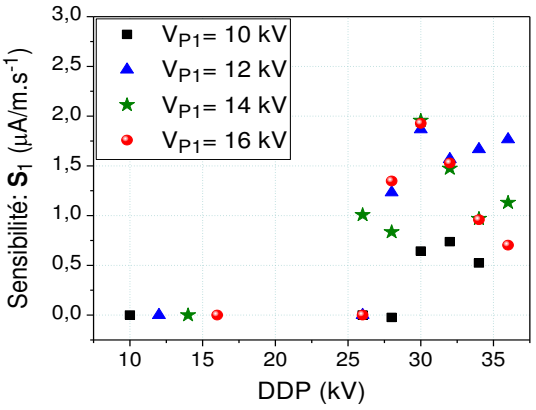


Figure II-87: Comparaison de la sensibilité « S_1 » de la décharge SL-DBD-1 en fonction de la tension

8.2.3.2 Variation de la sensibilité de la SL-DBD-1 en fonction de la fréquence

Nous avons également expérimenté l'influence de la fréquence des impulsions de tension sur la sensibilité de la décharge SL-DBD-1. Les résultats présentés par la Figure II-88 montrent que la sensibilité augmente fortement avec la fréquence. Un résultat similaire avait été prédit par Vrebalovich [87] et démontré plus tard par Matlis et al. [90], [101], [102] en utilisant une fréquence de 300 Hz environ mais pour des décharges volumiques de type AC. Cette variation est liée à la quantité de charges produite à l'électrode (1) qui augmente avec le nombre d'impulsions par unité de temps. Par conséquent, le courant I_{DC} augmente et la sensibilité aussi. On met ainsi en évidence qu'il suffit d'augmenter la fréquence des impulsions de tension pour augmenter la réponse d'un capteur plasma basé sur une décharge de type SL-DBD-1.

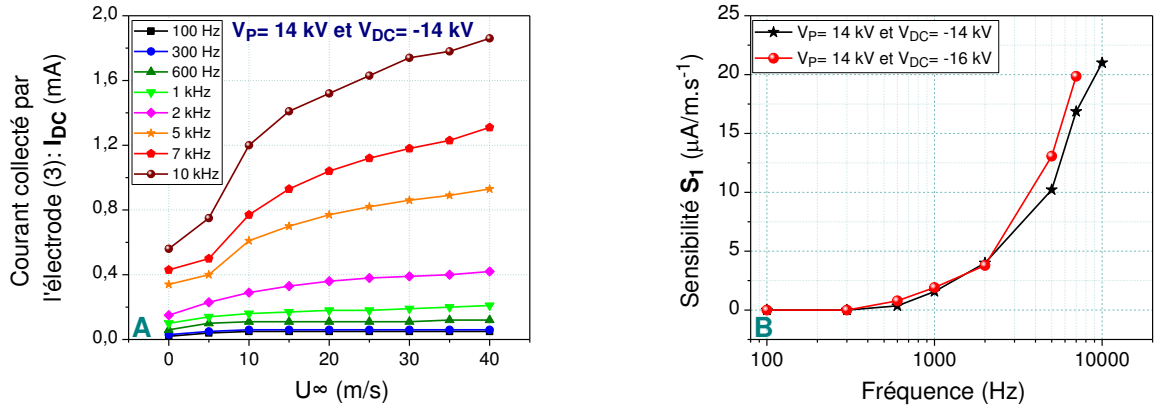


Figure II-88: Variation de la sensibilité « S_1 » de la décharge SL-DBD-1 en fonction de la fréquence

8.2.4 Influence de la vitesse de l'écoulement sur la tension aux bornes de l'électrode (3) pour un courant I_{DC} donné

L'influence de la vitesse de l'écoulement peut être également quantifiée par la chute de tension aux bornes des électrodes comme les références [91], [86], [87] l'ont notifié. Nous avons effectué une autre expérience en mesurant cette fois-ci la tension à l'électrode (3), tension nécessaire pour générer un courant I_{DC} donné constant. En effet, sans écoulement et pour des tensions V_P et V_{DC} données, un courant I_0 est mesuré aux bornes de l'électrode (3). Mais lorsqu'on fait varier la vitesse de l'écoulement, au lieu de laisser augmenter le courant $I_{DC,}$ comme ce fut le cas précédemment, nous avons varié l'amplitude de la tension V_{DC} afin de maintenir le courant $I_{DC} = I_0$. La différence entre la tension V_{DC} à U = 0 m/s et celle à U ≠ 0 m/s représente donc la chute de tension induite par l'écoulement.

La Figure II-89 présente la variation de la tension V_{DC} à l'électrode (3) pour V_P = 14 kV. La fréquence, quant à elle, est fixée à 2 kHz dans le but d'avoir une large plage de variation du courant. On remarque une courbe de variation similaire à celle observée précédemment pour le courant I_{DC} (voir section 8.2.2.2). Ici, la tension V_{DC} diminue avec la vitesse de l'écoulement lorsqu'on maintient constant le courant I_{DC}. On assiste également à cette forte variation de V_{DC} entre 0 et 5 m/s qui s'atténue lorsque U > 5 m/s. La sensibilité, est d'environ 36 V/m.s^{-1} pour I_{DC} = 220 µA et de 45 V/m.s^{-1} pour I_{DC} = 500 µA.

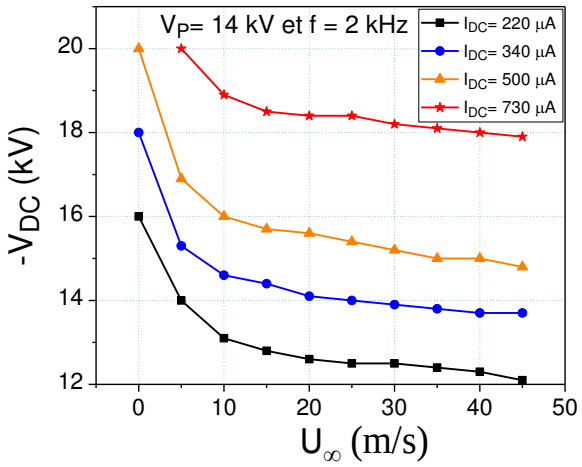


Figure II-89: Variation de la tension V_{DC} aux bornes de la décharge en fonction de la vitesse de l'écoulement pour un courant donné.

8.2.5 Influence de l'écoulement sur la morphologie de la décharge SL-DBD-1

Afin de visualiser la manière dont l'écoulement affecte la décharge, des mesures optiques par imagerie ont été effectuées en utilisant une caméra Nikon D1 dotée d'un objectif SIGMA 180 mm, avec un temps de pose de 2 s et une ouverture de 4 mm (Figure II-90). Le temps d'ouverture de la caméra est choisi égal à 2 s afin d'intégrer temporellement l'influence de l'écoulement sur les canaux ionisés. Les images révèlent que l'intensité lumineuse de la décharge augmente avec la vitesse de l'écoulement, comme l'avait remarqué Pang et al. [99] dans ses travaux concernant l'influence de l'écoulement sur une décharge de surface de type nanoseconde pulsée, à une fréquence de 2.5 kHz. Cette remarque est d'autant plus pertinente si l'on compare la morphologie de la décharge pour U = 0 m/s et celle pour U = 45 m/s. Il ressort de ces comparaisons que l'intensité de la décharge aux bornes des électrodes pour U = 0 m/s est plus faible que celle pour U = 45 m/s.

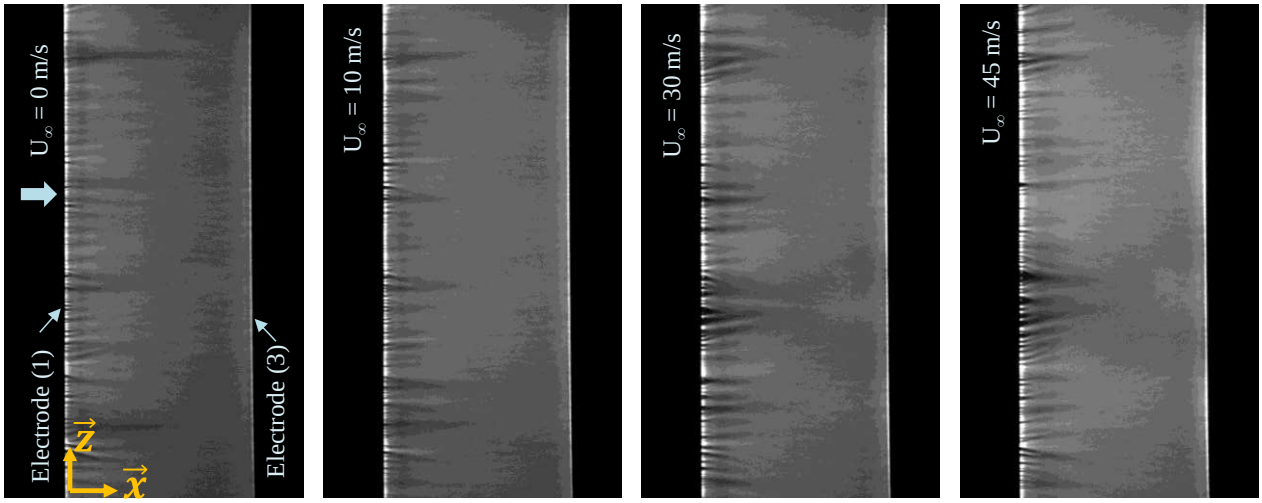


Figure II-90: Images montrant la morphologie de la décharge SL-DBD-1 établie en condition d'écoulement pour U_∞ = 0 m/s, 20 m/s, 30 m/s, 45 m/s avec une tension V_{P1} = 14 kV, V_{DC} = 16 kV et f = 2 kHz

La Figure II-91 présente la variation de l'intensité lumineuse des différentes décharges établies en condition d'écoulement à différentes positions en x (distance par rapport au bord de l'électrode (1)) : x = 5 mm, x = 20 mm et x = 35 mm. Ces graphes montrent qu'à x = 5 mm (bord de l'électrode (1)), la décharge n'est pas homogène le long de l'électrode. De plus, on observe que l'intensité lumineuse de la décharge est moins homogène le long de l'électrode (1) lorsque U = 45 m/s. Pour les positions x = 20 mm (milieu de la décharge) et x = 35 mm (Figure II-91-B et C), l'intensité lumineuse de la décharge augmente avec la vitesse de l'écoulement. Dans ces cas également, la morphologie de la décharge n'est pas totalement uniforme. On distingue des zones à faibles et à fortes intensités qui pourraient être liées à des variations locales du frottement pariétal qui influeraient sur la morphologie de la décharge. Bien qu'il eût été préférable d'effectuer des visualisations à l'aide d'une caméra iCCD, ce qui n'a pas pu être fait faute de disponibilité, ces résultats permettent malgré tout d'apporter une justification aux variations des courants $i_1(t)$, $i_3(t)$ et I_{DC} que nous avons observées précédemment.

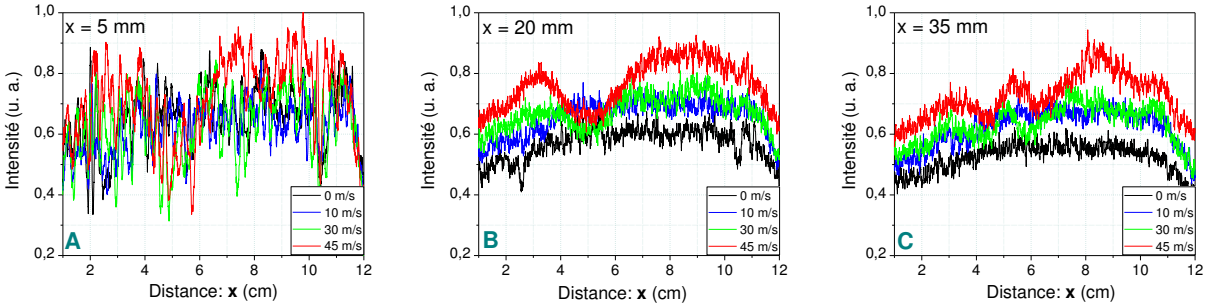


Figure II-91 : Variation de l'intensité lumineuse de la décharge SL-DBD-1 en condition d'écoulement pour U = 0 m/s, 20 m/s, 30 m/s, 45 m/s. Ces profils d'intensités sont extraits à des positions x = 5 mm (A), x = 5 mm (B) et x = 5 mm (C)

8.2.6 Influence de la direction de l'écoulement par rapport à l'orientation du plasma sur la décharge SL-DBD-1 : capteur multidirectionnel ?

Nous avons étudié l'influence de la direction de l'écoulement par rapport à l'orientation de la décharge. Cette étude est motivée par le fait que l'orientation de l'écoulement par rapport à la décharge de surface joue un rôle sur ses caractéristiques électriques dans le cas de décharges DC [17] [30] et AC [18] [19]. Par conséquent, cette mesure permet de vérifier si la décharge peut renseigner sur la direction de l'écoulement, ce qui permettrait en plus d'avoir un capteur multidirectionnel. Dans ce but, trois orientations de la décharge ont été étudiées (Figure II-92) :

- condition colinéaire où la décharge est orientée dans la même direction que l'écoulement (Figure II-92-A). Cette condition constitue le cas de référence étudié précédemment,
- condition contraire où la décharge est orientée dans le sens contraire à la direction de l'écoulement (Figure II-92-B),
- condition perpendiculaire où la décharge est générée dans le sens perpendiculaire à la direction de l'écoulement (Figure II-92-C).

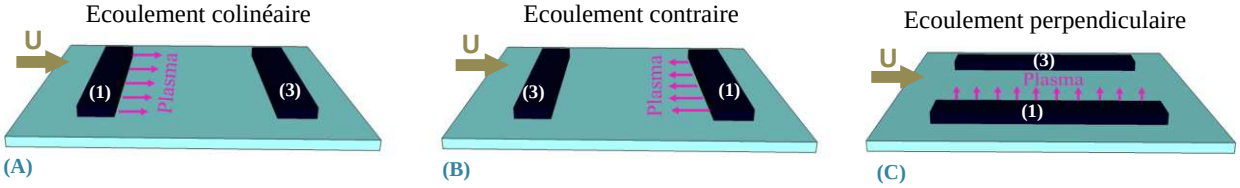


Figure II-92 : Orientation de l'écoulement par rapport à la direction du plasma : colinéaire (A), contraire (B) et perpendiculaire (C)

La Figure II-93 présente les résultats de l'étude dans laquelle la variation du courant I_{DC} est tracée pour les trois orientations : colinéaire, contraire et perpendiculaire. Trois décharges différentes ont été utilisées. Pour la première (V_P = 14 kV, V_{DC} = 14 kV et f = 2 kHz), les variations du courant I_{DC} restent de manière générale similaires à celles observées dans les sections précédentes, quelle que soit l'orientation de la décharge par rapport à celui de l'écoulement. Cependant, on peut remarquer que l'amplitude du courant I_{DC} en condition colinéaire est légèrement supérieure à celle observée en condition contraire, tandis que l'amplitude du courant I_{DC} en condition perpendiculaire est comprise entre les deux amplitudes précédentes. Cette remarque est encore plus vraie pour la deuxième et la troisième décharge pour lesquelles la fréquence est fixée à 5 kHz, ceci afin d'augmenter la sensibilité de la décharge (voir la section 8.2.3.2). Dans ces deux derniers cas, on observe clairement une différence entre les amplitudes du courant I_{DC} mesurées dans les conditions colinéaire, contraire et perpendiculaire. Le courant le plus fort est obtenu lorsque l'écoulement est dans le sens de la décharge, alors que le courant le plus faible est mesuré lorsque l'écoulement s'oppose aux déplacements des charges électriques et des streamers.

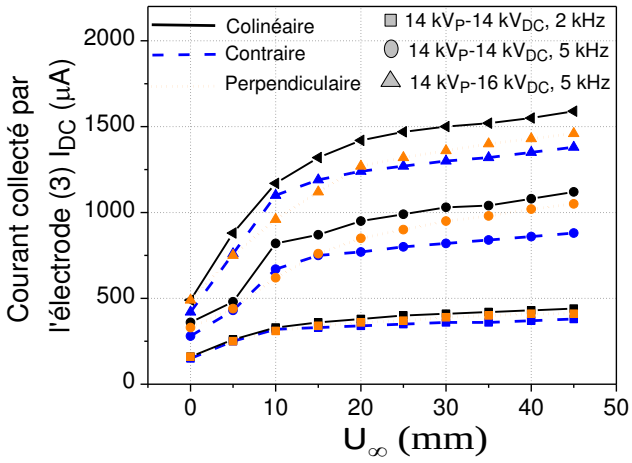


Figure II-93 : Variation du courant collecté par l'électrode (3) en condition colinéaire, contraire et perpendiculaire

Ces résultats montrent donc que la décharge SL-DBD-1 peut renseigner sur l'orientation de la décharge, à condition d'avoir une fréquence des impulsions de tension suffisante.

Une autre information se trouve révélée par ce graphe à propos du mécanisme gouvernant l'influence de l'écoulement sur la décharge. En effet, d'après la littérature, il semble que la convection des charges électriques dans l'espace inter-électrode constitue le mécanisme principal régissant les caractéristiques de la décharge en condition d'écoulement [7], [86], [88]. De plus,

les travaux de Labergue [7] concernant l'orientation de la décharge de surface de type DC vis-à-vis de l'écoulement avaient révélé que le courant augmente en condition colinéaire et diminue en condition contraire car celui-ci obéit à la relation $I = \rho(\mu E \pm U)$, le signe « ± » traduisant les conditions colinéaires ou contraires (voir la section 6.4). Or dans notre étude, nous observons une augmentation du courant dans les deux conditions (colinéaire et contraire). Cette augmentation signifie qu'un autre mécanisme est mis en jeu dans l'influence de l'écoulement sur les caractéristiques de la décharge nanoseconde pulsée de type glissante. Pour distinguer ce nouveau mécanisme, nous nous sommes intéressés aux courants de migration I_M et de diffusion I_D qui font partie du courant total mesuré.

Le courant de migration, étant défini comme le déplacement d'une densité de charge ρ sous l'influence du champ électrique E, se trouve également lié à la mobilité des charges μ (Eq II-30) :

$$I_M = \rho\mu\vec{E} \qquad \text{avec} \qquad \mu = \frac{e_0 D_a}{kT} \qquad \text{Eq II-30}$$

Le paramètre μ, quant à lui, dépend de la température T du gaz et du coefficient de diffusion ambipolaire D_a, avec K la constante de Boltzmann et e_0 la charge élémentaire. Par conséquent, la mobilité des charges pourrait varier avec la température. Or les décharges nanosecondes pulsées étant connues pour leur caractère thermique, il faut supposer que la température moyenne du volume de gaz ionisé est élevée (entre 310 K et 473 K d'après Starikovskii et al. [39]). L'influence de l'écoulement sur la décharge ferait donc intervenir le mécanisme de convection forcée du flux thermique hors du volume de décharge (pour information, la température de l'écoulement est d'environ 295 K). De plus, nous supposons que la génération de la décharge sur une large surface améliore l'échange thermique entre le fluide et le plasma. Nous en déduisons donc que la convection thermique serait alors responsable de la variation du courant I_{DC} lorsque la vitesse de l'écoulement augmente. En effet, d'après l'équation (Eq II-30), lorsque la température T diminue, la mobilité μ des espèces augmente entrainant alors l'augmentation du courant I_M (i.e. de I_{DC}). Nous avons par ailleurs observé un résultat similaire sur l'étude des décharges DBD pulsées en condition d'altitude durant mon stage de Master au sein du laboratoire [110], au cours duquel nous avons démontré expérimentalement que la variation de la température du gaz entraine celle de l'énergie car la densité du gaz (air) varie. De plus, Pai et al.[94] avaient travaillé sur l'influence de la température du gaz sur une décharge NRP de type volumique pour en conclure qu'une variation de température a un impact sur la tension seuil de passage d'un régime de décharge à un autre.

En résumé, nous pouvons conclure qu'en plus de la variation du courant de convection I_C (liée à la convection des charges déposées à la surface et/ou à une modification de la dynamique des streamers), la variation du courant de migration I_M est très certainement le mécanisme

prépondérant, du fait de la diminution de la température de la décharge sous l'effet d'un écoulement plus froid.

8.3 Étude des décharges glissantes de type nanosecondes pulsées à forte FWHM: SL-DBD-2 en condition d'écoulement

Les sections précédentes ont apporté quelques réponses sur le rôle des amplitudes des tensions et sur celui de la fréquence des impulsions dans l'étude de l'influence de la vitesse de l'écoulement sur la sensibilité de la décharge de type glissante SL-DBD. Nous nous sommes également intéressés à la largeur de l'impulsion et au temps de montée comme facteur agissant sur la sensibilité du capteur SL-DBD. Pour ce faire, une impulsion de tension $V_{P2}(t)$ de temps de montée égal à 50 ns et de FWHM ≥ 250 ns générée par l'alimentation DEI (Figure II-77-B) est utilisée à la place de celle générée par la FID. Nous présenterons tout d'abord la caractérisation de la SL-DBD-2 en condition d'écoulement lorsque la FWHM $V_{P2}(t)$ est égale à 300 ns.

8.3.1 Influence de la vitesse de l'écoulement sur les courants $i_1(t)$ et $i_3(t)$ pour une largeur d'impulsion de $V_{P2}(t)$ égale à 300 ns

L'application à l'électrode (1) d'une tension pulsée $V_{P2}(t)$ de FWHM = 300 ns, en condition colinéaire d'écoulement, permet de générer une décharge à la surface du diélectrique qui est également influencée par la vitesse de l'écoulement. La Figure II-94 présente la forme d'onde des courants $i_1(t)$ et $i_3(t)$ mesurés aux électrodes (1) et (3). Lorsque U = 0 m/s, pour une tension V_P = 10 kV, sans la composante DC, l'amplitude du courant $i_1(t)$ est d'environ 2 A. En régime glissant (V_{DC} = -22 kV), le pic de courant augmente à 4.5 A. Cependant, en condition d'écoulement, cette figure indique que l'amplitude de $i_1(t)$ varie légèrement tandis que sa largeur d'impulsion est fortement impactée. En comparaison avec la SL-DBD-1 (Figure II-95), pour laquelle nous avions observé un comportement similaire, la SL-DBD-2, quant à elle, voit la largeur des courants $i_1(t)$ continuer d'augmenter avec la vitesse. En effet, la FWHM de $i_1(t)$ varie de 90 ns pour U = 0 m/s à 108 ns pour U = 20 m/s, puis à 133 ns pour U = 40 m/s. En ce qui concerne le courant $i_3(t)$, on observe que son amplitude et sa largeur d'impulsion augmentent également avec la vitesse de l'écoulement. Cette similarité entre les variations des courants $i_1(t)$ et $i_3(t)$ des différentes décharges SL-DBD-1 et SL-DBD-2 atteste que les mécanismes régissant l'influence de la vitesse de l'écoulement sur leurs caractéristiques électriques sont comparables.

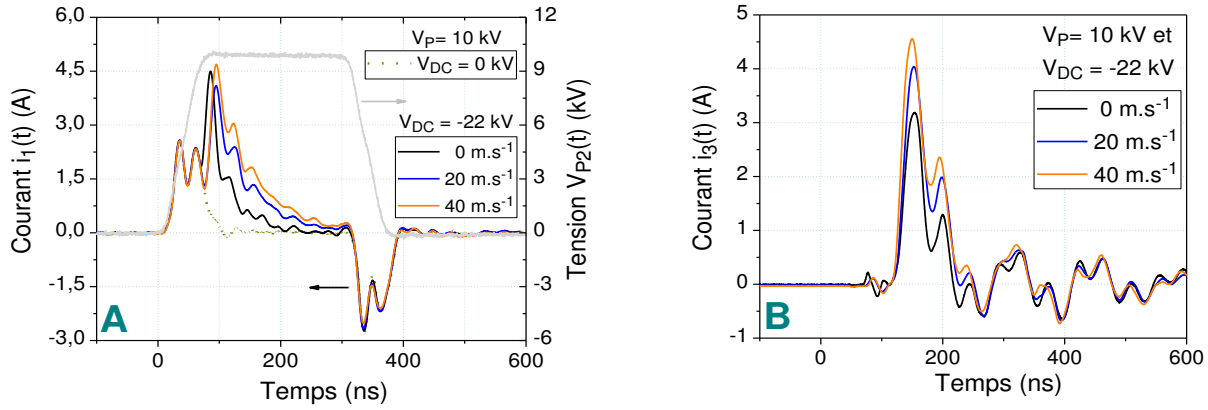


Figure II-94: Formes d'onde des courants i_1(t) (A) et i_3(t) (B) générés par la décharge SL-DBD-2 à f = 2 kHz pour une tension V_{P2} = 10 kV et V_{DC} = 0 kV (NS-DBD) puis V_{DC} = -22 kV (SL-DBDB-2) lorsque la vitesse de l'écoulement est égale à 0 m/s, 20 m/s et 40 m/s

Les expériences qui avaient été effectuées pour la SL-DBD-1, l'ont été également pour la SL-DBD-2, en mesurant le courant moyen I_{DC} pour une DDP donnée lorsqu'on varie la vitesse à l'infini de l'écoulement (Figure II-95). Les résultats montrent que la variation du courant I_{DC} est similaire à celle observée pour la SL-DBD-1 (Figure II-86, section 8.2.2.2). Cependant, pour la SL-DBD-2, la décharge devient plus sensible lorsque U devient supérieure à 30 m/s, et ceci quelle que soit la DDP. De plus, on peut voir que l'écoulement favorise le passage du régime conventionnel au régime glissant, car pour DDP = 24 kV, un courant I_{DC} est mesuré à partir de 20 m/s.

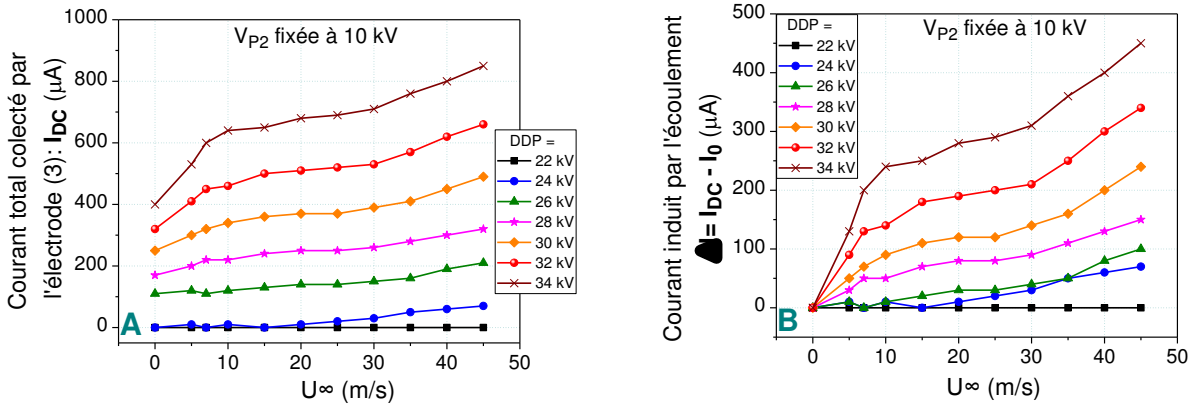


Figure II-95: Variation du courant collecté par l'électrode (3) (I_{DC}: A) et (ΔI : B) en fonction de la vitesse de l'écoulement à l'infini, pour la SL-DBD-2 pour V_{P2} = 10 kV et f =2 kHz : influence de la différence de potentiel (DDP)

8.3.2 Variation de la sensibilité de la décharge en fonction de la tension et de la fréquence des impulsions

La Figure II-96 présente la variation de la sensibilité « S_2 » (pour $U \geq 5$ m/s) de cette seconde décharge glissante SL-DBD-2 par rapport à la vitesse de l'écoulement en fonction de la différence de potentiel (DDP) et de la fréquence. Elle révèle que la sensibilité « S_2 » de la SL-DBD-2 augmente avec la DDP, quelle que soit l'amplitude de la tension V_{P2}, sans atteindre un extremum. Le comportement est donc monotone, ce qui diffère des résultats obtenus avec la SL-DBD-1. De plus, ce graphe indique que la sensibilité augmente elle aussi avec l'amplitude de la tension V_{P2} appliquée à l'électrode (1). On peut par conséquent affirmer que l'utilisation de l'alimentation pulsée DEI avec FWHM = 300 ns, permet d'avoir des résultats plus convaincants que ceux obtenus précédemment avec l'alimentation FID.

Par contre, lorsqu'on compare les sensibilités « S_1 » et « S_2 » pour les décharges SL-DBD-1 et SL-DBD-2 (ici avec DDP = 30 kV) en fonction de la fréquence (Figure II-96-B), on remarque qu'elles sont presque similaires. Ce résultat illustre donc que l'application d'une tension pulsée avec un temps de montée de 50 ns (SL-DBD-2) ou de 10 ns (SL-DBD-1) n'a pratiquement aucune influence sur la sensibilité de la décharge glissante pour une DDP = 30 kV.

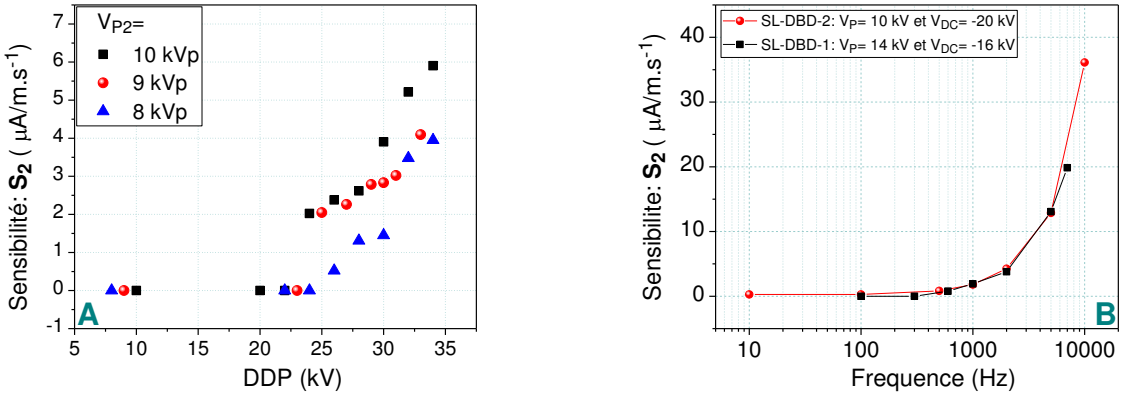


Figure II-96: Comparaison de la sensibilité de la décharge SL-DBD-2 en fonction de la différence de potentiel (DDP) pour différentes tensions V_{P2} à une fréquence de 2 kHz (A) et comparaison de la sensibilité de la SL-DBD-2 à celle de la SL-DBD-1 en fonction de la fréquence (B)

8.3.3 Variation de la largeur d'impulsion FWHM

On va désormais étudier l'influence de la largeur de l'impulsion de tension $V_{P2}(t)$, de 250 ns à 500 ns. La Figure II-97 montre que celle-ci n'a pas d'effet. Ce comportement est dû à l'établissement du régime glissant qui conditionne le temps d'amorçage du courant $i_3(t)$. En effet,

d'après la Figure II-85, dans le cas où FWHM = 300 ns, le courant $i_3(t)$ apparait à partir de t = 100 ns environ, par rapport au début de la décharge (t = 0), soit bien avant le deuxième pic de courant $i_1(t)$ (i.e. deuxième décharge mesurée durant la phase de descente de la tension, à partir de t = 300 ns). Par conséquent, l'amplitude du courant $i_3(t)$, ainsi que I_{DC}, dépendent uniquement de la première décharge qui a lieu à la montée de la tension. De plus, les travaux de Benard et al. [40] puis de Aba'a N'dong et al. [10] qui ont caractérisé électriquement la décharge NS-DBD avec la même alimentation, ont montré que la largeur d'impulsion n'impacte pas l'amplitude du premier pic de courant ayant lieu à la montée de la tension, mais plutôt celle du deuxième pic de courant ayant lieu à la descente de la tension. Par conséquent, dans notre étude, l'amplitude du courant $i_3(t)$ ne peut être impactée par la largeur d'impulsion car le courant $i_1(t)$ mesuré à la montée de la tension reste le même.

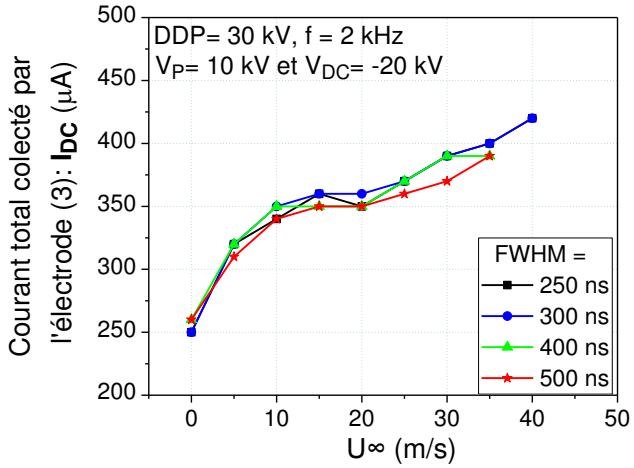


Figure II-97: Variation du courant collecté par l'électrode (3) (I_{total}) en fonction de la vitesse de l'écoulement à l'infini, pour la SL-DBD-2 : influence de la largeur d'impulsion FWHM

8.4 Influence de l'écoulement sur les décharges de type DC continue

Cette section s'intéresse à l'influence de la vitesse de l'écoulement sur les caractéristiques d'une décharge de surface de type DC. Cette décharge a la particularité d'être instable (passage à l'arc) en fonction de nombreux paramètres géométriques et environnementaux. Nous nous sommes tout d'abord intéressés à la géométrie des électrodes, de façon à favoriser la génération d'une décharge stable. Le choix s'est porté sur les configurations où une des électrodes est soit plane (70 µm d'épaisseur), soit filaire (200 µm de diamètre), ou encore avec un bord en dents de scie, la distance entre deux pointes étant ici égale à 10 mm (Figure II-98). Ce choix est principalement justifié par la dissymétrie nécessaire entre la géométrie des électrodes, de manière à intensifier le champ électrique local au bord de l'électrode ayant le faible rayon de courbure. En effet, dans le

cas d'une décharge couronne DC, on suppose que l'électrode de plus faible rayon de courbure est l'électrode qui « produit » les ions, quel que soit leur signe, alors que ceux-ci sont « collectés » par l'autre électrode.

Pour cette raison, la première géométrie est composée d'une électrode en dent de scie, supposée être celle qui produit les ions, tandis que l'électrode plane devrait les collecter. De plus, la forme en dents de scie permet d'amplifier davantage le champ électrique au niveau des pointes. Dans les deuxième et troisième configurations, le fil ayant un diamètre de 200 µm, on suppose qu'il constitue l'électrode collectrice.

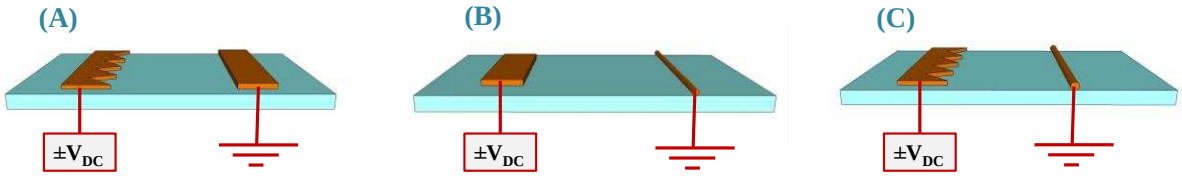


Figure II-98: Géométrie des actionneurs à décharge couronne en configuration Scie-Plan (A), Plan-Fil (B), Scie-Fil (C)

Dans cette étude, la distance inter-électrode est maintenue à 40 mm et la longueur des électrodes est de 150 mm. L'application d'une haute tension DC de polarité négative ou positive à l'une des deux électrodes, la seconde étant reliée à la masse, permet alors de générer une décharge à la surface de la plaque plane d'épaisseur 3 mm. Cette décharge est une couronne (ou corona). Suivant la polarité et l'amplitude de la tension DC, la stabilité de la décharge n'étant pas systématiquement assurée, elle entraine une mauvaise reproductibilité du courant de décharge « I_{corona} » mesuré sur l'électrode de masse avec un ampèremètre. Pour cela, dans un premier temps, une série d'expériences de caractérisation des différentes configurations de décharge a été effectuée dans l'air ambiant, afin de déterminer la géométrie la plus reproductible en termes de résultat.

Ensuite, l'influence de la vitesse de l'écoulement sur les caractéristiques électriques des décharges qui répondent à ce critère de stabilité et de reproductibilité, sera présentée. Nous nous intéresserons au rôle de l'amplitude et de la polarité de la tension DC sur la sensibilité de cette décharge.

8.4.1 Caractéristiques électriques de référence et choix de l'actionneur d'étude

La Figure II-99 présente les caractéristiques courant-tension des décharges générées suivant les trois configurations présentées ci-avant (Figure II-98). Les mesures sont effectuées quatre fois pour chaque polarité de la tension. Elles révèlent que le courant de décharge I_{corona} est beaucoup plus reproductible en configuration Scie-Fil qu'avec les deux autres configurations. Ceci

s'explique par le fait que c'est cette configuration qui présente la plus forte dissymétrie d'électrodes. En effet, les pointes de l'électrode en dent de scie favorisent l'ionisation du fait d'un champ électrique intense, et elles permettent de stabiliser la décharge car celle-ci est localisée au niveau des pointes. Au contraire, avec une électrode plane, la décharge « se balade » le long de celle de haute tension. De plus, l'utilisation d'un fil de fort diamètre (200 µm) est plus pertinente que celle d'une électrode plane de 70 µm d'épaisseur. Cela parait logique, mais encore fallait-il le vérifier, tellement les décharges couronnes DC à pression atmosphériques sont « capricieuses ».

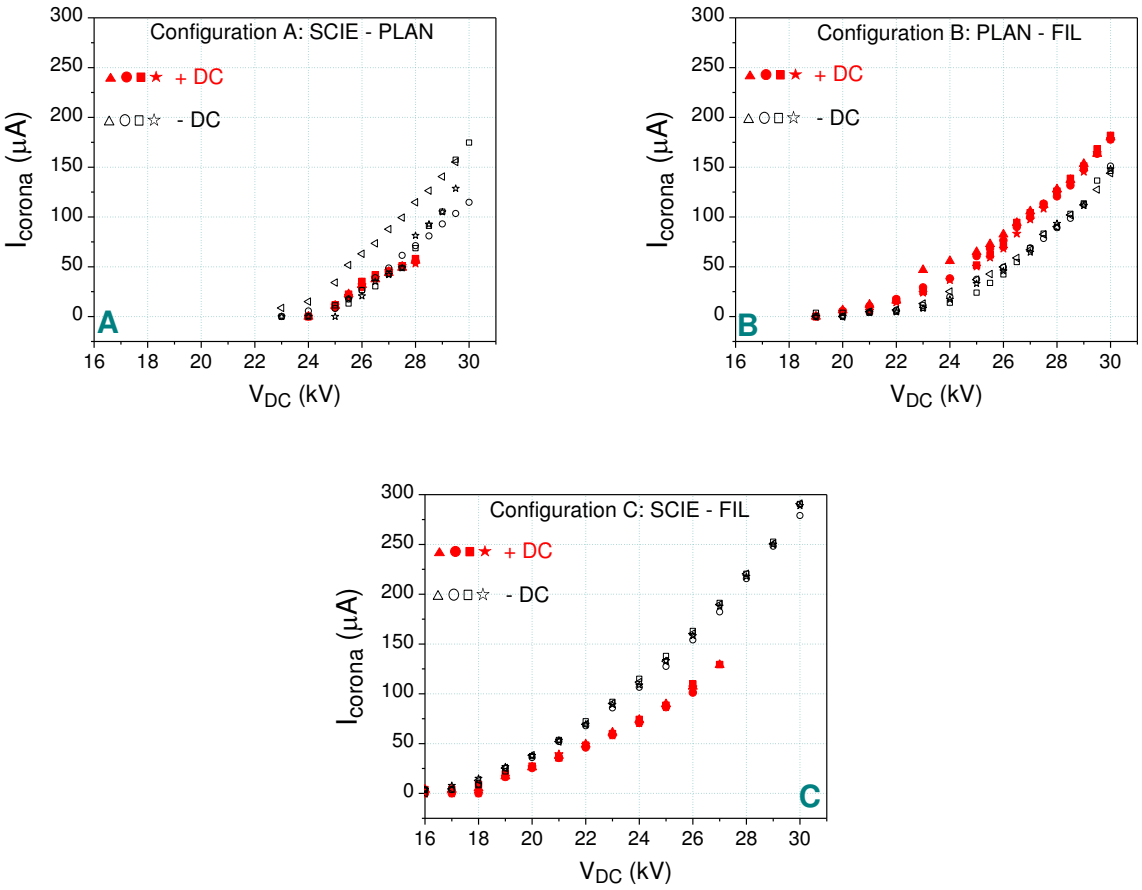


Figure II-99: Caractéristique de référence montrant la variation du courant de décharge (I_{corona}) en fonction de la tension DC

8.4.2 Influence de l'écoulement sur la décharge couronne positive ou négative en condition colinéaire

Nous venons de montrer que la décharge de surface DC s'appuyant sur une configuration de type Scie-Fil est la plus adéquate pour être étudiée en condition d'un écoulement. Cette section propose d'étudier l'influence de la vitesse de l'écoulement sur les caractéristiques électriques et

optiques de cette décharge couronne DC générée à la surface du diélectrique. L'étude consistera à évaluer le rôle de la tension DC et de sa polarité sur la sensibilité de la décharge vis-à-vis de la vitesse de l'écoulement.

La Figure II-100 présente la variation du courant de décharge I_{corona} en fonction de la vitesse de l'écoulement. Ici, l'écoulement évolue dans le sens de l'électrode en dents de scie vers l'électrode filaire (nous qualifions cette configuration de colinéaire). Des études similaires ont été réalisées dans la littérature où il a déjà été démontré que les décharges DC sont sensibles à l'écoulement pour différentes configurations [7], [111], [112], [13].

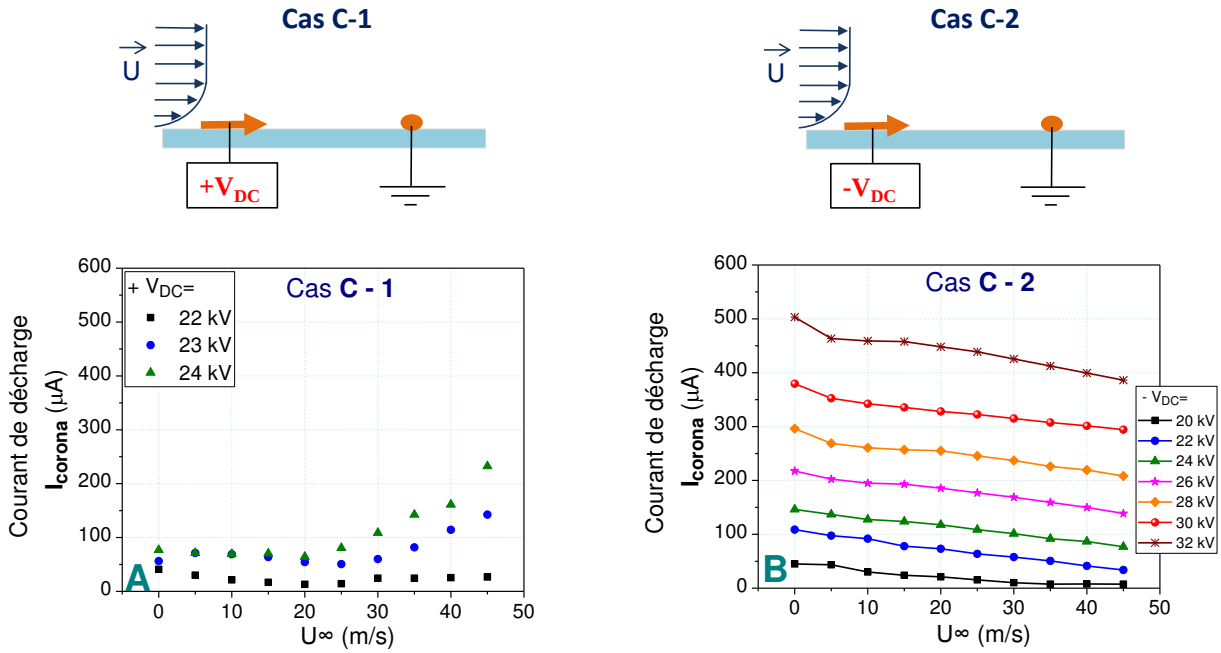


Figure II-100: Variation du courant de décharge (I_{corona}) en fonction de la vitesse de l'écoulement à l'infini : cas d'une tension positive (A), cas d'une tension négative (B). La géométrie de l'électrode en dents de scie est symbolisée par « la flèche » tandis que le fil est représenté par « le rond »

8.4.2.1 Tension DC positive

Lorsque l'électrode en dent de scie est connectée à la haute tension positive, le courant de décharge I_{corona} (positif) diminue légèrement jusqu'à $U_\infty = 30$ m/s puis augmente linéairement avec la vitesse lorsque celle-ci est supérieure à 30 m/s, pour $V_{DC} = 23$ kV et 24 kV. Par contre, pour $V_{DC} = 22$ kV, ce n'est plus le cas (Figure II-100-A). Par conséquent, on ne commentera pas ce cas. Revenons donc aux deux cas pour lesquels on observe une variation significative du courant. Il est difficile d'expliquer la diminution du courant lorsque $U_\infty < 20$ m/s, même s'il est vrai que la vitesse pariétale u_p est 0.55 m/s pour $U_\infty = 20$ m/s (voir section 7.3.2.3).

L'augmentation de l'amplitude du courant, qui débute entre 20-30 m/s, peut être attribuée à l'effet convectif de l'écoulement sur les ions positifs produits au niveau de l'électrode en dents de scie. On assiste alors à une sommation des forces régissant le transport de ces charges ; les courants s'ajoutent et $I_{corona} = I_M + I_C$. Cette hypothèse est d'ailleurs soutenue par les images iCCD qui montrent la morphologie de la décharge établie sous l'influence de l'écoulement (Figure II-101). Ces images sont prises avec la caméra iCCD avec un temps d'exposition de 500 µs à une fréquence de 4 Hz (voir le principe de mesure dans la partie I section 2.3).

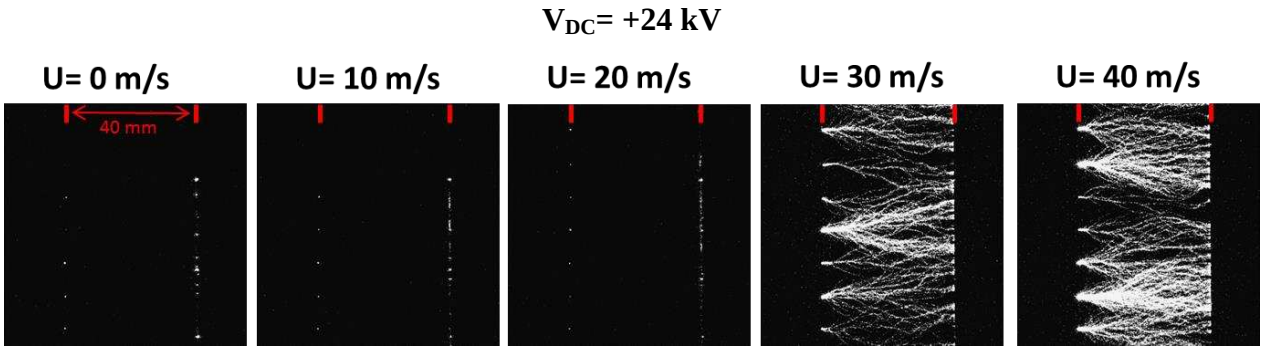


Figure II-101: Images iCCD montrant la morphologie de la décharge de surface DC en fonction de la vitesse pour une tension DC positive de +24 kV

Lorsqu'on varie la vitesse de l'écoulement, les images de la décharge révèlent que pour $U_\infty \leq 20$ m/s, on génère une décharge couronne faible, visible grâce à la présence de quelques spots lumineux à la pointe de la dent de scie et le long de l'électrode filaire. Dès que U_∞ atteint 30 m/s, on assiste à un changement de régime de décharge ; on visualise alors des streamers qui se propagent dans tout l'espace inter-électrode, de la pointe de la dent de scie vers l'électrode filaire. On obtient une décharge filamentaire (régime streamer), comme l'avait déjà observé Moreau et al. [111]. De plus, l'intensité des streamers augmente avec la vitesse de l'écoulement. Cette évolution de la morphologie de la décharge reflète la variation de courant observée et traduit l'influence de la vitesse de l'écoulement sur la convection des charges d'espace entrainant le changement de régime. Ce résultat est par ailleurs comparable à celui observé dans le cadre de la SL-DBD-2 où l'écoulement favorisait le passage du régime conventionnel NS-DBD au régime glissant pour une DDP = 24 kV lorsque la vitesse devient supérieure à 25 m/s (Figure II-95).

Ce caractère transitionnel de la morphologie de la décharge de type DC peut être pris en compte dans cette étude de dimensionnement de capteur de vitesse. En effet, nous pourrions nous baser sur ce critère optique de la décharge pour renseigner sur la présence ou non d'un écoulement en supposant que si le passage du régime couronne au régime filamentaire sur une distance de 40 mm peut être favorisé à partir d'une vitesse de 30 m/s, un dimensionnement adéquat de la

distance inter-électrode (< 40 mm) pourrait abaisser cette limite de vitesse de 30 m/s à une vitesse plus faible. Dans ce cas, cette décharge pourrait amplement être considérée comme un capteur de vitesse de type TOR, basé sur une détection optique de la transition de son régime, cette transition n'étant que peu visible sur les mesures de courant.

8.4.2.2 Tension DC négative

Pour une tension DC négative, la Figure II-100-B révèle que l'amplitude du courant de décharge I_{corona} (négatif) diminue linéairement avec la vitesse, et ce, quelle que soit la tension. On y voit également qu'à tension élevée, on assiste à une forte variation du courant dès la mise en écoulement (U_∞ = 5 m/s). Cette brusque variation est similaire aux cas étudiés précédemment (SL-DBD-1 et SL-DBD-2). Lorsque la vitesse à l'infini de l'écoulement devient supérieure à 5 m/s, la Figure II-100-B montre que le courant de décharge diminue quasi-linéairement avec la vitesse. Cette évolution linéaire a également été observée par Zhou et al. [13] dans leurs travaux en utilisant une géométrie de décharge particulière. Par contre, d'autres travaux [7], [12] avaient démontré une non-linéarité du courant de décharge par rapport à la vitesse de l'écoulement ; ceci indique que les résultats observés dans notre étude sont liés à la géométrie des électrodes utilisées.

La diminution du courant « I_{corona} » observée sur la Figure II-100-B n'était pas attendue. En effet, on pensait que dans cette configuration, on aurait une décharge couronne négative, avec une migration d'ions négatifs de l'électrode en dent de scie vers le fil. Il est clair que ce n'est pas le cas, sinon, le courant augmenterait. On assiste donc très certainement à une décharge composée très majoritairement d'ions positifs, se déplaçant du fil vers l'électrode en dent de scie.

Les images iCCDs de la décharge attestent cette hypothèse car on peut voir que l'intensité lumineuse ainsi que le nombre de « spots » lumineux diminuent avec la vitesse de l'écoulement (Figure II-102). On observe en effet des spots lumineux aux pointes de l'électrode en dent de scie et une décharge couronne autour du fil. Cependant, au fur et à mesure que la vitesse augmente, ces deux phénomènes sont inhibés et semblent s'éteindre (par exemple pour U_∞ = 40 m/s, on n'observe qu'un seul spot lumineux au lieu de sept à U_∞ = 0 m/s), justifiant la diminution du courant en fonction de la vitesse observée précédemment dans la Figure II-100-B.

Cela dit, bien que les résultats ne soient pas ceux qui étaient attendus, on peut tout de même penser que cette configuration de décharge peut être utilisée comme capteur de vitesse, puisqu'elle présente une variation linéaire de son courant en fonction de la vitesse de l'écoulement.

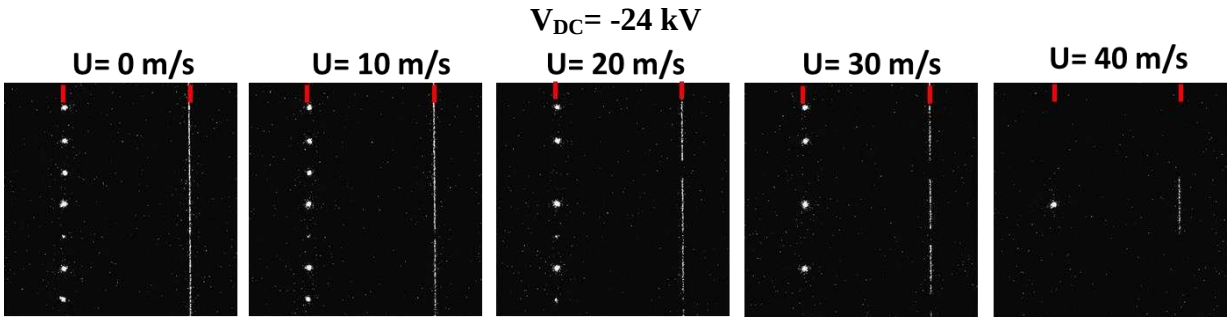


Figure II-102: Images iCCD montrant la morphologie de la décharge de surface DC en fonction de la vitesse pour une tension DC négative de -24 kV

8.4.3 Influence de l'écoulement sur la décharge couronne positive et négative en condition contra-linéaire

Dans cette section, nous allons étudier la décharge lorsque l'écoulement évolue de l'électrode filaire vers celle en dents de scie. La Figure II-103 présente les variations du courant I_{corona} en fonction de la vitesse à l'infini lorsque l'électrode en dents de scie est connectée à la haute tension DC positive et négative. On y remarque que les variations de courant suivant la polarité de la tension DC sont contraires à celles observées précédemment en condition colinéaire (Figure II-100-B). En effet, dans le cas C-3, on se retrouve dans les mêmes conditions que dans le cas C-2. En l'absence d'écoulement, on génère alors une décharge majoritairement composée d'ions positifs, mais qui se déplacent désormais de la plaque vers le fil. Par conséquent, lorsque la vitesse de l'écoulement augmente, la convection s'oppose à la migration, les ions sont « ralentis » et le courant diminue.

De même, les observations faites pour le cas C- 4 (Figure II-103-B) sont semblables à celles vérifiées auparavant avec le cas C- 1 (Figure II-100-A) ; on assiste à une décharge positive du fil vers la plaque et à partir d'une trentaine de m/s, la vitesse des ions augmente.

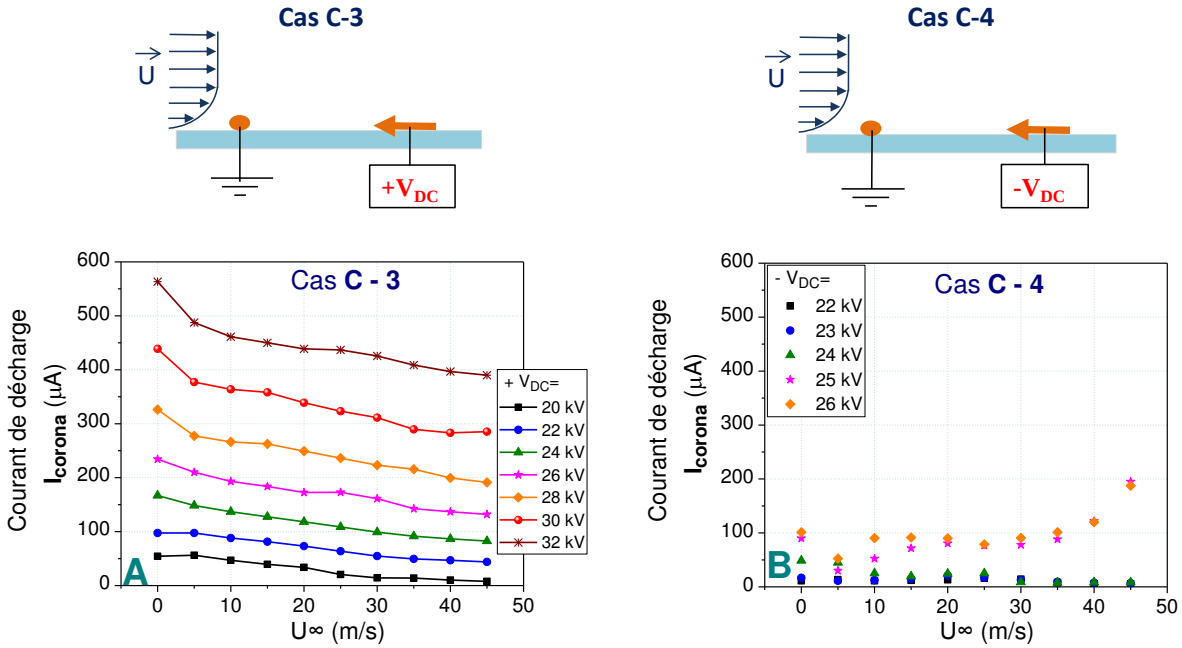


Figure II-103: Influence de l'orientation de la décharge vis-à-vis de l'écoulement, cas d'une tension positive (gauche), cas d'une tension négative (droite)

8.4.4 Variation de la sensibilité de la décharge DC

Les décharges de surface C-1 et C-3 présentent une variation linéaire du courant I_{corona} vis-à-vis de la vitesse de l'écoulement, on peut estimer leur sensibilité, dans le cas où $U_\infty \geq 5$ m/s. Les résultats obtenus sont illustrés par la Figure II-104. Ce graphe montre que la sensibilité augmente avec l'amplitude de la tension V_{DC} appliquée. De plus, cette figure révèle que la décharge en polarité positive est plus sensible que celle en polarité négative.

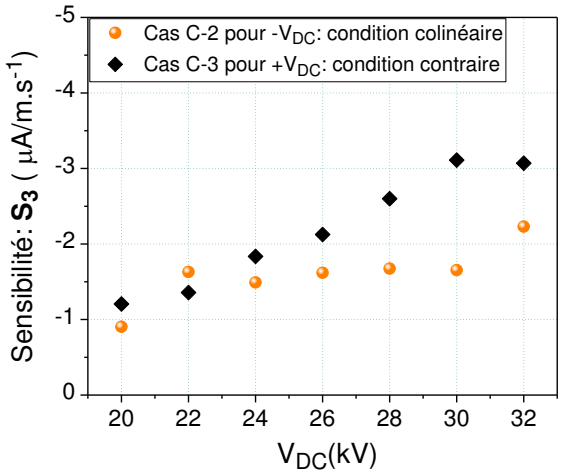


Figure II-104: Comparaison de la sensibilité de la décharge en fonction de la tension V_{DC}

8.5 Conclusion

Ce chapitre a étudié l'influence d'un écoulement sur les décharges de surface de type nanosecondes pulsées glissantes (SL-DBD-1 et SL-DBD-2) et sur celles de type couronne DC. Tout d'abord, nous avons montré que la décharge SL-DBD-1 est sensible à l'écoulement et que le courant mesuré varie avec la vitesse. Cette variation résulte non seulement de l'influence de l'écoulement sur les charges déposées à la surface du diélectrique (convection électrique), mais aussi et surtout de l'influence de l'écoulement sur le flux thermique généré par la décharge (convection thermique). Les résultats obtenus concernant la variation du courant ont d'ailleurs révélé trois types de comportements vis-à-vis de la vitesse de l'écoulement qui confèrent à cette décharge la capacité d'être utilisée comme :

- capteur TOR pouvant renseigner sur la présence ou non d'un écoulement car nous avons observé une variation brusque du courant dès la mise en écoulement (U_∞ < 5 m/s),
- capteur de vitesse car le courant mesuré varie linéairement avec la vitesse de l'écoulement,
- capteur bidirectionnel car l'amplitude du courant mesuré dépend de la direction de l'écoulement par rapport à l'orientation de la décharge.

De plus, il a été démontré que la sensibilité de cette décharge SL-DBD-1 dépend de la différence de potentiel appliquée et qu'elle peut être maximisée de façon très significative en augmentant la fréquence des impulsions (jusqu'à 20 µA/m.s^{-1} à 10 kHz).

La comparaison des décharges SL-DBD-1 et SL-DBD-2, afin de caractériser l'influence du temps de montée ou de la largeur d'impulsion sur leur sensibilité envers l'écoulement, a révélé que la sensibilité de la décharge glissante de type pulsée n'est dépendante ni du temps de montée ni de la largeur d'impulsion (FWHM) dès lors que la fréquence d'impulsion est élevée. Cependant, les résultats sont un peu plus cohérents avec la décharge alimentée avec le pulseur DEI (forme d'onde de tension beaucoup plus « propre »).

Nous nous sommes ensuite intéressés aux décharges de surface DC. Il a été montré que suivant la polarité de la tension appliquée et l'orientation de l'écoulement, il est également possible d'obtenir une relation linéaire entre le courant de décharge et la vitesse de l'écoulement. L'analyse des images iCCD de la décharge a apporté des arguments supplémentaires qui confirment que l'écoulement affecte la morphologie de la décharge. De ce fait, nous avons conclu qu'il était possible d'utiliser ces décharges de surface DC en tant que :

- capteur TOR basé sur une détection optique par imagerie de la transition du régime couronne vers le régime filamentaire car la brusque variation du courant est très faible,
- capteur de vitesse car dans certaines conditions, on observe une réponse linéaire du courant en fonction de la vitesse,
- capteur bidirectionnel car une variation croissante ou décroissante du courant est observée selon qu'on soit en condition colinéaire ou contraire pour une polarité de tension donnée.

Chapitre 9 :

Utilisation des décharges de surface SL-DBD et couronne en tant que capteur de vitesse et de frottement pariétal

9 Utilisation des décharges de surface SL-DBD et couronne en tant que capteur de vitesse et de frottement pariétal

9.1 Introduction

Nous venons de voir que les décharges surfaciques de type nanosecondes glissantes SL-DBD et de type couronne DC sont sensibles à la vitesse de l'écoulement de telle sorte qu'une réponse quasi linéaire permet de relier le courant I_{DC} ou I_{corona} mesuré à la vitesse. Or la vitesse à l'infini U_∞ ne représente pas la vitesse réelle de l'écoulement lorsqu'on se rapproche de la paroi (vitesse pariétale u_P ou vitesse de frottement). La section 7.3.2.3 avait d'ailleurs établi en utilisant la technique LDV que la vitesse pariétale u_P varie de 0 m/s à 1.10 m/s, lorsque celle de l'écoulement à l'infini passe respectivement de 0 m/s à 45 m/s (Figure II-83). Cet écart entre ces vitesses nous avait donc permis de rappeler dans les sections précédentes que les valeurs de sensibilité des différences décharges étaient donc une estimation car elles sont dimensionnées par rapport à la vitesse à l'infini.

Ce chapitre vise à déterminer la variation des courants I_{DC} et I_{corona} en fonction de la vitesse pariétale u_P. Ce sera aussi l'occasion de corréler cette variation de courant au coefficient de frottement C_f, qui est étroitement lié à la vitesse pariétale. Pour y parvenir, nous tracerons la variation de courant I_{DC} pour les décharges SL-DBD-1 et SL-DBD-2 et I_{corona} pour les décharges DC couronne en fonction de la vitesse pariétale, puis du coefficient de frottement C_f. La variation de la sensibilité réelle S de ces décharges vis-à-vis de u_P et du C_f, sera également présentée. Enfin nous exposerons quelles sont les limites de ces décharges.

9.2 Utilisation en tant que capteur de vitesse pariétale

La Figure II-105 présente la variation du courant I_{DC} ou I_{corona} relatives aux décharges de surfaces nanosecondes pulsées glissantes (SL-DBD-1, SL-DBD-2) et à la couronne DC en fonction de la vitesse pariétale u_P. Ces graphes confirment de façon générale une relation linéaire entre les différents courants et la vitesse pariétale, mais aussi une variation rapide observée lorsqu'on passe d'une condition sans écoulement à une condition avec écoulement. Nous pouvons donc

confirmer leur utilisation soit en tant que capteur qualitatif de type TOR, soit en tant que capteur quantitatif de vitesse.

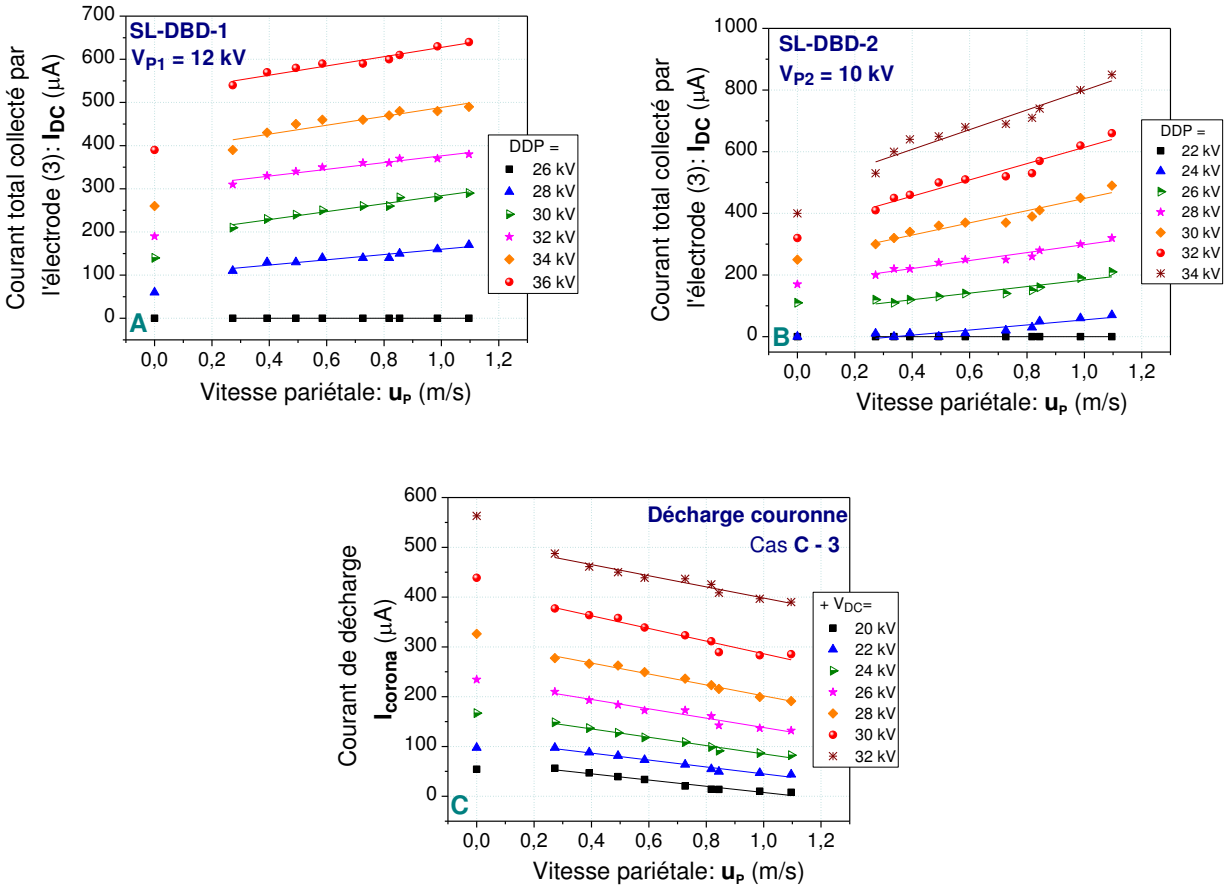


Figure II-105: Variation des courants (I_{DC} et I_{corona}) en fonction de la vitesse pariétale pour les décharges SL-DBD-1 (f = 1 kHz) (A), SL-DBD-2 (f = 2 kHz) (B) et couronne DC(C)

9.2.1 Capteur de vitesse qualitatif de type TOR

Ces décharges de surfaces SL-DBD-1, SL-DBD-2 et couronne DC peuvent être utilisées en tant que capteurs de vitesse TOR. En effet, nous pouvons observer sur les graphes de la Figure II-105, une variation brusque entre le courant mesuré à 0 m/s et celui mesuré à $u_P = 0.27$ m/s (i.e. U_∞ = 5 m/s). Cette soudaine variation indique que la décharge pourrait renseigner sur la présence d'un écoulement dès que sa vitesse en proche paroi u_P est supérieure à 0.27 m/s, car le courant mesuré est alors nettement supérieur (ou inférieur) à celui mesuré en condition sans écoulement. Ces graphes révèlent également que pour une différence de potentiel donnée, la variation brusque

du courant (i.e. la différence du courant ΔI) minimale pour laquelle la décharge peut détecter la présence d'un écoulement n'est pas la même. Ces courants minimaux sont montrés par la Figure II-106. Selon ce graphe, à titre d'exemple, on peut calibrer le capteur en « ON » lorsque la variation du courant mesuré est supérieur au ΔI minimal et en OFF pour un courant inférieur, pour une DDP donnée. Cependant, on constatera que ce caractère ON/OFF serait plus significatif pour de fortes valeurs de ΔI, ce qui ferait des décharges SL-DBD-1 et SL-DBD-2, les décharges les plus adaptées pour cette utilisation.

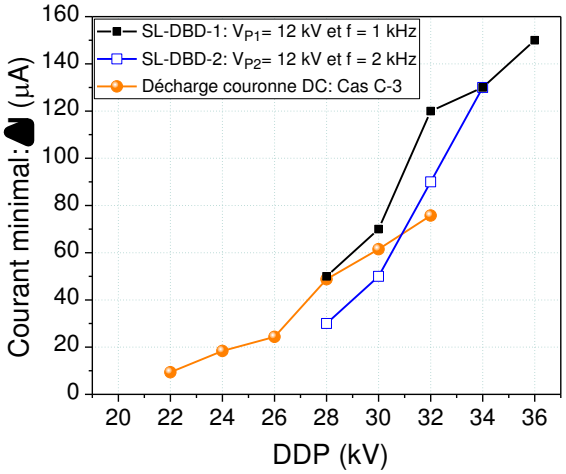


Figure II-106 : Variation de l'amplitude du courant minimal ΔI au-delà duquel on peut considérer qu'il y a un écoulement et en dessous duquel on suppose que l'écoulement est inexistant pour une différence de potentiel donnée pour les décharges pulsée SL-DBD-1 (12 kV$_P$ et 1 kHz), SL-DBD-2 (10 kV$_P$ et 2 kHz), et décharge couronne (cas C-3) à titre d'exemple

9.2.2 Capteur de vitesse pariétale : anémomètre quantitatif

Reprenons la Figure II-105 ; elle révèle une réponse « linéaire » de la variation du courant par rapport à la vitesse pariétale ou vitesse de frottement pour les décharges SL-DBD-1 et SL-DBD-2 ainsi que pour la décharge couronne. Nous pouvons donc proposer une loi de calibration qui obéit à la relation Eq II-31.

$$I_{mesuré} = S' \times u_P + I_i \qquad \text{Eq II-31}$$

Pour les décharges glissantes, on assiste à une augmentation du courant I_{DC} en fonction de la vitesse u_P à partir de 0.27 m/s (U_∞= 5 m/s). Le calcul de la sensibilité réelle S'_1 est effectué suivant l'équation Eq II-29, mais cette fois-ci par rapport à la variation de la vitesse pariétale (Δu_P) au lieu de la variation de la vitesse à l'infini (ΔU_∞). On obtient par exemple des valeurs S'_1 de 61 µA/m.s^{-1} et 107 µA/m.s^{-1} pour la décharge SL-DBD-1 (f = 1 kHz) pour des DDP

respectives de 28 kV et 36 kV. De manière générale, on observe une sensibilité S' qui est égale à environ 60 fois la sensibilité S calculée précédemment dans la section 8.2.3 pour la SL-DBD-1, en 8.3.2 pour SL-DBD-2 et en 8.4.2 pour la décharge couronne. La comparaison de la sensibilité de ces décharges est proposée par la Figure II-107. En prenant comme référence la décharge couronne comme capteur, ce graphe montre que pour la même différence de potentiel, les capteurs à décharge glissante sont moins sensibles à la vitesse pariétale lorsque la fréquence des impulsions est inférieure ou égale à 1 kHz environ. Mais lorsqu'on augmente cette fréquence, les capteurs à décharge glissante (SL-DBD-1 et SL-DBD-2) proposent une meilleure sensibilité, qui avoisine 2000 µA/m.s^{-1}. La comparaison des capteurs SL-DBD-1 et SL-DBD2 quant à elle, montre que la décharge à faible largeur d'impulsion (FWHM = 15 ns, SL-DBD-1) a la même sensibilité que celle à forte FWHM de 300 ns (SL-DBD-2) pour la même V_{PD} = 30 kV. On en déduit que la différence de potentiel entre les deux électrodes joue un rôle crucial sur les caractéristiques du capteur à décharge glissante.

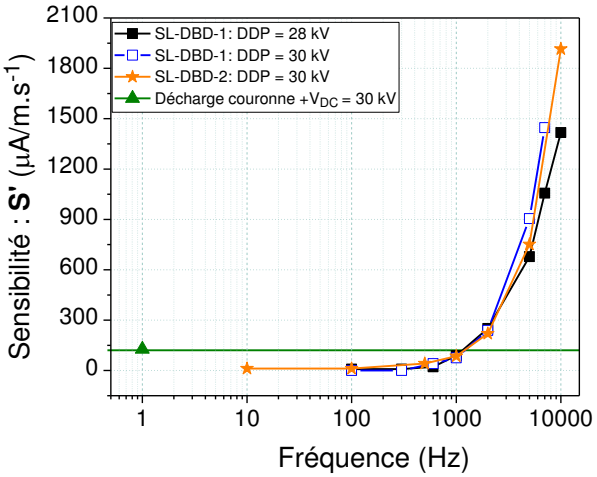


Figure II-107 : Comparaison de la sensibilité réelle « S' » des capteurs SL-DBD-1, SL-DBD-2 et couronne DC

9.3 Utilisation en tant que capteur de frottement pariétal

Pour quantifier le frottement pariétal induit par l'écoulement sur une paroi, il est souvent d'usage d'introduire le coefficient de frottement C_f qui est défini par l'équation Eq II-25. Á ce coefficient, on peut associer directement le taux de cisaillement τ_p ou la vitesse pariétale u_P. La section ci-dessus a montré que les décharges de surface SL-DBD-1, SL-DBD2 et couronne DC peuvent être utilisées en tant que capteur de vitesse pariétale. Il est alors possible d'associer la variation des courants de décharge à celle de C_f (Figure II-108). Selon ce graphe, quel que soit le capteur, on observe une relation reliant le courant au coefficient de frottement de la forme :

$$I = A\ log\ (C_f) + B \qquad \text{Eq II-32}$$

$$I = 2A\ log\ (2\frac{u_P}{U_\infty}) + B \qquad \text{Eq II-33}$$

avec A le coefficient relatif à la sensibilité et B une constante.

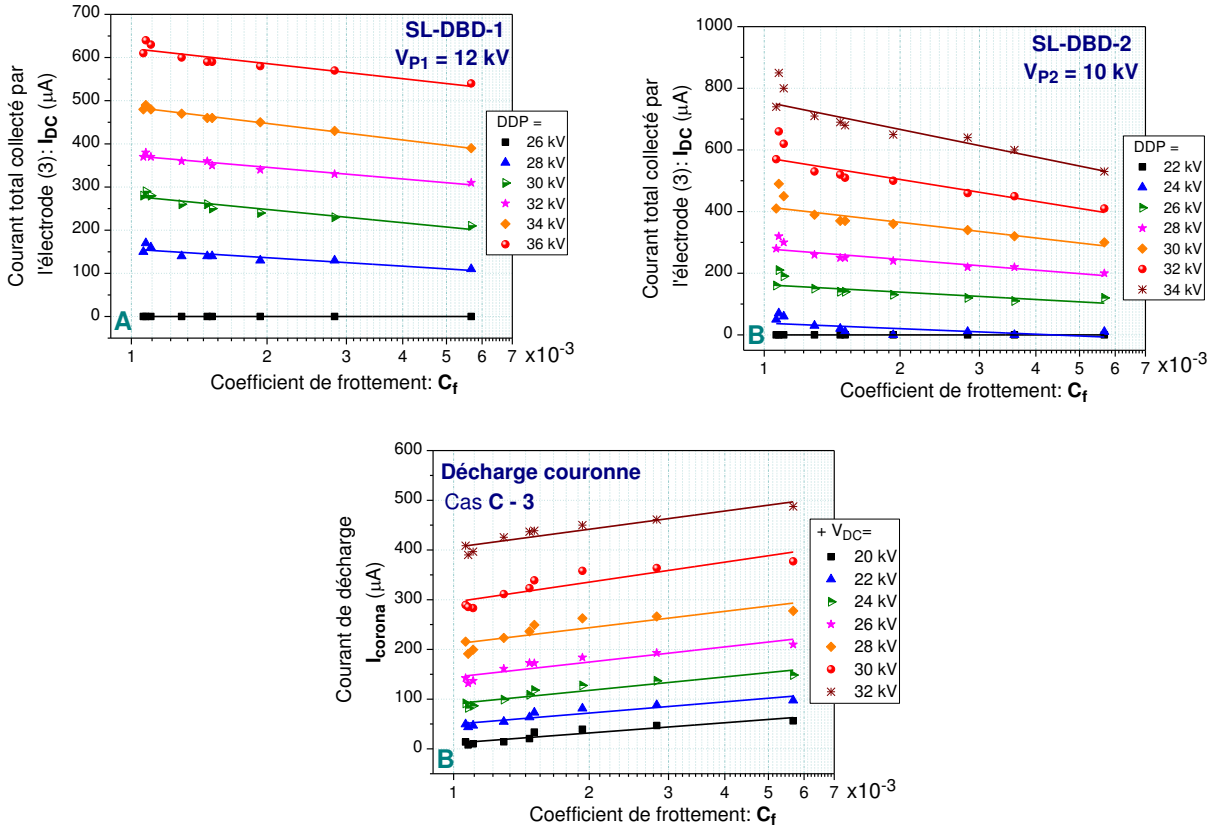


Figure II-108 : Variation des courants (I_{DC} et I_{corona}) en fonction du coefficient de frottement pour les décharges SL-DBD-1 (f = 1 kHz) (A), SL-DBD-2 (f = 2 kHz) (B) et couronne (C)

On peut déduire la sensibilité de ces capteurs au coefficient de frottement de celle envers la vitesse pariétale par simple calcul théorique (Eq II-33). Dans ce cas, l'augmentation de la sensibilité en fonction de la fréquence reste valable. Par ailleurs, ce graphe révèle que ces capteurs sont plus adaptés aux fortes variations du coefficient de frottement car, à forte vitesse, la Figure II-83-B avait révélé que le coefficient de frottement variait peu.

9.4 Reproductibilité et hystérésis de mesure

La Figure II-109 présente les mesures de reproductibilité et d'hystérésis du capteur SL-DBD-1 par rapport à la vitesse pariétale. Il nous a paru important de présenter ces résultats car, durant les expériences, nous avons obtenu quelques résultats qui n'étaient pas cohérents avec ceux obtenus une semaine, voire un mois plus tôt. Cette incohérence se traduit par une reproductibilité de mesure qui n'est pas totalement assurée. La Figure II-109-A présente la variation du courant I_{DC} mesuré durant 3 expériences ; on peut observer qu'elle n'est pas toujours la même. Dans notre cas, nous associons cette non-reproductibilité à la variation des conditions atmosphériques, notamment au taux d'humidité dans l'air ambiant.

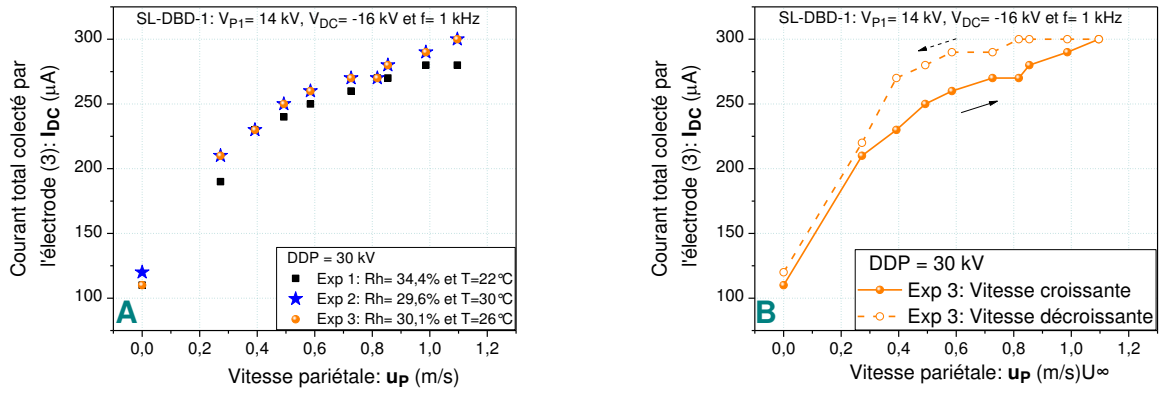


Figure II-109 : Courbes de reproductibilité (A) et d'hystérésis (B) liées à la mesure pour le capteur SL-DBD-1 en fonction de la vitesse de frottement

La Figure II-109 révèle également un phénomène d'hystérésis lorsqu'on augmente puis diminue la vitesse de l'écoulement. D'après les travaux de Pai [27] et Heitz [95], ce phénomène serait dû à la transition d'un régime de décharge à un autre, laquelle serait influencée par l'écoulement. En effet, nous avions précédemment observé que l'écoulement favorisait le passage du régime conventionnel au régime glissant lorsque DDP = 26 kV (voir Figure II-95) ; ceci montre que l'écoulement permet d'abaisser la tension seuil (DDP) nécessaire à l'établissement de la décharge glissante lorsqu'on augmente la vitesse. On peut donc en déduire qu'en augmentant la vitesse, la transition de régime a lieu plus tôt tandis qu'en la diminuant la vitesse, la transition inverse a lieu tardivement. Raison pour laquelle on mesure un courant plus élevé lorsqu'on diminue la vitesse.

9.5 Conclusion

Les trois types de décharges étudiées (SL-DBD-1, SL-DBD-2 et couronne DC) sont sensibles à l'écoulement, bien que la vitesse à la paroi soit faible. Les variations obtenues nous ont d'ailleurs permis de vérifier que ces décharges pouvaient être utilisées comme capteur de type TOR, pouvant renseigner sur la présence ou non d'un écoulement. De plus, elles peuvent être utilisées comme des capteurs de vitesse et de frottement pariétal car la corrélation des courants de décharges à ces grandeurs fluidiques, permet de déduire une relation analytique qui servirait de loi de calibration. La comparaison des sensibilités de ces différents capteurs vis-à-vis de l'écoulement a révélé que les décharges de type nanosecondes pulsées SL-DBD sont meilleures que la décharge couronne dans certaines conditions (en plus du fait qu'elles sont beaucoup plus stables et reproductibles dans le temps). Lorsque la fréquence des impulsions est supérieure à 1 kHz, les capteurs SL-DBDs proposent une sensibilité supérieure à celle des capteurs à décharge couronne. De plus, cette sensibilité augmente de manière « exponentielle » avec la fréquence.

Les résultats obtenus sont intéressants dans l'optique d'une utilisation des décharges électriques en tant que capteurs de vitesse et de frottement pariétal. Mais ils nécessiteraient une amélioration afin d'assurer une reproductibilité totale et d'annuler l'effet d'hystérésis qu'ils génèrent. Cette amélioration pourrait être effective en modifiant la géométrie du capteur (i.e. capteur micrométrique) ou bien en adaptant de manière automatisée sa calibration en fonction du taux d'humidité par exemple.

Conclusion de la partie II

Nous nous proposions dans cette partie de caractériser la décharge glissante de type nanoseconde pulsée SL-DBD et la décharge couronne DC en condition d'écoulement dans l'optique de dimensionner un capteur de vitesse ou de frottement pariétal. Au terme de nos manipulations et après analyse des résultats, ces décharges se révèlent être un capteur innovant pour la mesure de grandeurs fluidiques à la paroi d'une surface plane.

Les études expérimentales ont démontré la sensibilité de ces décharges envers l'écoulement en expliquant les mécanismes de convection des charges et de convection thermique mis en jeu. Elles ont en outre permis de distinguer les paramètres électriques (i.e. la forme d'onde, l'amplitude et la fréquence de la tension pulsée, ainsi que l'amplitude de la tension DC) qui gouvernent cette sensibilité vis-à-vis de la vitesse de l'écoulement. Cela dit, il est clair que ces travaux ne constituent qu'une étape préliminaire, car les phénomènes physiques impliqués n'ont pas tous été clarifiés. A titre d'exemple, l'effet de l'écoulement sur les streamers est encore totalement inconnu.

Nous avons par la suite pu établir des lois permettant de corréler les grandeurs électriques de la décharge à celles de la vitesse pariétale ou du frottement pariétal, nous appuyant sur les différentes capacités de ces décharges à être utilisées comme capteurs. Les conclusions principales sont les suivantes :

- les mesures de courants ont montré qu'un « saut » de courant permet de distinguer nettement la présence d'écoulement à travers la décharge de type glissant SL-DBD. Elle peut donc être utilisée comme capteur TOR capable de détecter la présence d'un écoulement. Cette capacité peut être également attribuée aux décharges couronnes DC mais en se basant cette fois-ci sur une mesure optique qui renseignera sur la transition du régime couronne vers le régime filamentaire,
- la forte corrélation linéaire entre la variation de la vitesse pariétale de l'écoulement et le courant de décharge montre que ces décharges de surface peuvent également être utilisées comme anémomètre de vitesse pariétale d'un écoulement mais aussi comme capteur de frottement pariétal,
- l'étude de l'influence de la direction de l'écoulement vis-à-vis de l'orientation de la décharge a montré qu'à vitesse d'écoulement égale, l'amplitude ou la variation du courant diffère selon que nous soyons en conditions colinéaires, contraires ou perpendiculaires. Cette sensibilité des décharges SL-DBD et couronne DC leur confère la capacité de capteur bidirectionnel.

En somme, cette étude montrant l'influence de l'écoulement sur les décharges de surface a répondu aux défis concernant leur utilisation en tant que capteur de vitesse ou de frottement pariétal, de par leur sensibilité notable vis-à-vis de l'écoulement. Par conséquent, et bien que les phénomènes physiques ne sont encore totalement clairs, les décharges électriques établies

à la surface d'une paroi constituent un outil supplémentaire qui vient compléter les méthodes traditionnelles de mesure de vitesse en mécanique des fluides et permettent une mesure locale en proche paroi.

Partie III :

Actionneurs NS-DBD et SL-DBD pour le contrôle d'écoulement

Plan des chapitres

10. Revue bibliographique à propos du contrôle d'écoulement
11. Contrôle de couche limite décollée
12. Contrôle d'une couche limite collée

Introduction de la partie III

Les décharges de surface de type nanosecondes pulsées (NS-DBD) sont depuis peu étudiées pour leur application en contrôle actif d'écoulements. Les mécanismes de contrôle de ces décharges semblent très différents de ceux rencontrés usuellement lorsque des décharges AC-DBD sont utilisées. Au-delà de simplement présenter un nouveau challenge scientifique lié à la compréhension des interactions entre le fluide et le plasma, il s'avère que l'efficacité du contrôle provoqué par les décharges NS-DBDs dépend de certaines conditions aérodynamiques, ce qui aujourd'hui, remet en cause le potentiel de ces décharges pour des applications réelles. Selon la littérature, l'origine des effets du contrôle proviendrait du gradient de pression et/ou du gradient thermique. Mais en l'état actuel des connaissances, il est difficile de distinguer clairement quel gradient agit comme mécanisme principal.

Depuis quelques années, notre équipe de recherche s'intéresse à l'utilisation de ces décharges pulsées en tant qu'actionneur. Elle tente de comprendre tout d'abord le mécanisme principal qui est à l'origine du contrôle car la connaissance de celui-ci permettrait de mieux adapter et d'optimiser les performances de ces actionneurs en contrôle d'écoulement.

L'objectif de cette troisième partie est donc d'étudier ces décharges pulsées, de type conventionnel (à 2 électrodes) ou de type glissant (à 3 électrodes), en tant qu'actionneurs afin de déterminer le mécanisme principal du contrôle. Pour ce faire, deux grandes familles d'écoulements ont été sélectionnées, ces écoulements étant couramment rencontrés dans le domaine de l'aéronautique. En premier lieu, il s'agit d'établir les capacités des NS-DBDs pour le contrôle d'une couche limite séparée. Le cas de séparation d'écoulement par présence d'un gradient de pression adverse et le cas d'une séparation liée à un « accident » géométrique seront tous les deux traités. Dans un second temps, l'influence de ces décharges sur un écoulement de couche limite développée (collée) sur plaque plane sera déterminée. Pour présenter les résultats de ces travaux réalisés à la fin de la thèse et qui nécessiteraient d'être plus approfondis, cette troisième partie est subdivisée en trois chapitres.

Le premier chapitre propose une revue bibliographique sur le contrôle des écoulements en général et sur le contrôle actif par décharges nanosecondes pulsées en particulier. Il s'intéressera aux différents mécanismes reportés dans la littérature comme étant à l'origine du forçage d'un écoulement d'air.

Le deuxième chapitre quant à lui présente sommairement les expériences concernant le contrôle d'un écoulement séparé sur un profil d'aile NACA 0015 (séparation par gradient de pression adverse) et sur une marche descendante (séparation par accident géométrique). Il permettra de confirmer ou d'infirmer certaines hypothèses avancées dans la littérature comme source de contrôle.

Partie III

Le troisième chapitre propose l'étude de l'influence des décharges nanosecondes pulsées NS-DBD et SL-DBD sur une couche limite laminaire ou turbulente établie à la paroi d'une plaque plane.

Chapitre 10 :

Revue bibliographique à propos du contrôle d'écoulement

10 Revue bibliographique à propos du contrôle d'écoulement

10.1 Introduction

Cette revue bibliographique propose une synthèse des travaux concernant le contrôle d'écoulement par décharges nanosecondes pulsées. Elle présente tout d'abord les notions générales sur le contrôle d'écoulement et elle détaille plus particulièrement les différents mécanismes de contrôle liés aux décharges à barrière diélectrique de type nanoseconde pulsée. Dans ce contexte, nous présenterons les différents scénarios mis en avant dans les travaux qui traitent de ce sujet. Pour finir, nous exposerons, suivant la littérature, le rôle que joue la position de l'actionneur, ainsi que celui du régime de l'écoulement dans ce contexte de contrôle actif d'écoulement par les DBDs nanosecondes pulsées.

10.2 Quelques notions générales

10.2.1 Le contrôle d'écoulement

Le contrôle d'écoulement est défini comme un mécanisme visant à manipuler de manière voulue un écoulement autour d'un objet aérodynamique. Cette manipulation consiste à modifier les caractéristiques naturelles d'un écoulement ou son évolution pour l'amener vers un état désiré autour de cet objet. Ceci vise à modifier les propriétés aérodynamiques de cet objet telles que la portance et la trainée dans le but d'améliorer son efficacité énergétique.

10.2.2 La portance et la trainée

Elles définissent les efforts aérodynamiques subis par un objet dans un écoulement. En effet, lorsqu'un corps est en mouvement dans un fluide ou inversement, celui-ci subit des forces de pression normales à sa paroi et des forces de frottement qui lui sont tangentes. Ainsi la résistance aérodynamique qui s'oppose à l'avancement de cet objet est définie par la force de trainée tandis que la force de sustentation de celui-ci est dénommée force de portance. Le contrôle de l'écoulement sur les véhicules aériens consistera par exemple à augmenter la portance lors des phases de décollage, ou bien à la diminuer (c'est-à-dire augmenter la trainée) lors des phases d'atterrissage. Ce contrôle est souvent possible par manipulation de la couche limite.

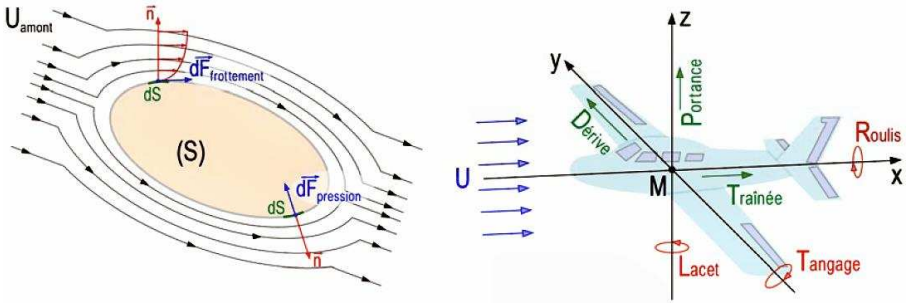


Figure III-110 : Schémas représentant les efforts aérodynamiques à la surface d'un objet aérodynamique [113]

10.2.3La couche limite

Elle a été caractérisée pour la première fois en 1904 par L. Prandtl [114]. Sa théorie, constituant aujourd'hui un concept fondamental en mécanique des fluides, stipule que du fait de la condition d'adhérence à la paroi, et du gradient de viscosité du fluide, il existe une mince couche de fluide adjacente à la paroi dont la vitesse augmente progressivement de zéro à la paroi à 99% de la vitesse de l'écoulement (Figure III-111).

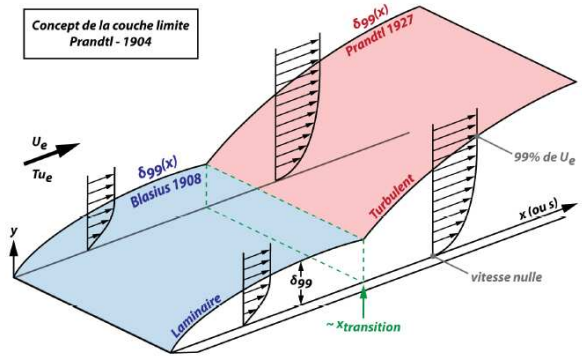


Figure III-111: Schéma montrant l'évolution de la couche limite sur une plaque plane [115]

Afin de caractériser cette couche limite (CL), différents paramètres ont été développés. Parmi eux, on distingue l'épaisseur de couche limite δ, l'épaisseur de déplacement δ*, l'épaisseur de quantité de mouvement θ et le facteur de forme H. Pour rappel, les équations gouvernant ces différents paramètres ont été préalablement établies dans la partie II, section 7.3 (Equations Eq II-19 à Eq II-22). De plus, Osborne Reynolds a démontré que l'évolution et la nature de cette couche limite dépendent de la vitesse de l'écoulement à l'infini U_∞, de la viscosité cinématique ν et surtout de la longueur caractéristique du corps L. Il en a déduit un paramètre adimensionnel (le nombre de Reynolds, Eq III-34) qui permet de caractériser simplement une couche limite et de déterminer sa nature.

$$R_e = \frac{U_\infty L}{\nu} \qquad \text{Eq III-34}$$

Ce nombre exprime le rapport entre les forces d'inertie et celles de viscosité ou de frottement pour une configuration donnée. Il est défini quelle que soit la géométrie de l'objet aérodynamique (profil d'aile, cylindre, marche descendante ou ascendante, plaque plane), et ce nombre de Reynolds indique si un écoulement est dans un régime laminaire ou turbulent.

10.2.3.1 Couche limite laminaire

D'après P. Chassaing [109], le régime laminaire « présente un degré de régularité macroscopique élevé. L'écoulement se fait en effet par « glissement » de lames fluides les unes sur les autres ». En 1908, Blasius fut le premier à caractériser une couche limite laminaire établie sur une plaque plane [108]. Il déduit de l'équation de Navier-Stokes les grandeurs caractéristiques de la CL telles que le δ_{99}, δ^* et θ qui peuvent être déterminées (Eq III-35 à Eq III-37).

$$\delta_{99}(x) = \frac{5.0x}{\sqrt{Re_x}} \qquad \text{Eq III-35}$$

$$\delta^*(x) = \frac{1.721x}{\sqrt{Re_x}} \qquad \text{Eq III-36}$$

$$\theta(x) = \frac{0.664x}{\sqrt{Re_x}} \qquad \text{Eq III-37}$$

Généralement, la désignation de la CL laminaire s'effectue grâce au nombre de Reynolds. En effet, il est établi que pour un $Re < 2000$, la CL est laminaire. Cette conclusion peut également être faite si le facteur de forme $H \geq 2.4$.

10.2.3.2 Couche limite turbulente

Il s'agit du régime d'écoulement le plus répandu dans la nature. Contrairement au régime laminaire, le régime turbulent désigne un écoulement dans lequel les mouvements tridimensionnels sont désordonnés. Il présente un désordre macroscopique dans le champ de l'écoulement qui complexifie sa modélisation. Cependant des solutions empiriques ont été développées afin de caractériser ce type de CL. On distingue la loi de puissance et la loi d'autosimilarité par échelle de longueur.

La loi de puissance, développée par Prandtl en 1927 selon laquelle la vitesse longitudinale varie en puissance en fonction de la position en y (Eq III-38) où l'exposant n est une fonction du nombre de Reynolds, compris entre 7 et 8 [109].

$$\frac{U(x,y)}{U_\infty} = \left(\frac{y}{\delta(x)}\right)^{\frac{1}{n}} \qquad \text{Eq III-38}$$

La loi d'autosimilarité par échelle de longueur qui découpe le comportement de la CL turbulente en trois régions (Figure III-112). L'échelle de longueur l_v est caractéristique de la région sous influence des transferts par agitation moléculaire (Eq III-39). On introduit également deux variables adimensionnelles notées η et y^+.

$$l_v = \frac{\nu}{u_\tau} \; ; \qquad \eta = \frac{y}{\delta} \quad \text{et} \quad y^+ = \frac{y}{l_v} \qquad \text{Eq III-39}$$

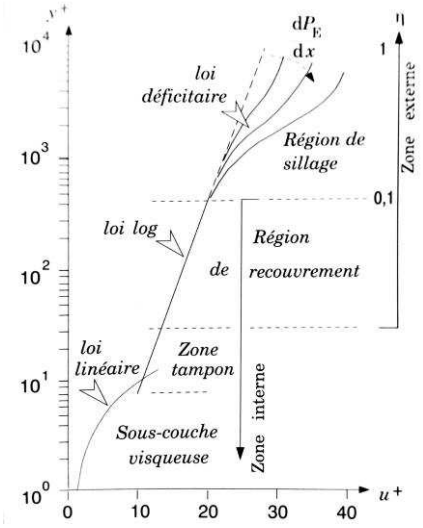


Figure III-112 : Répartition des différentes régions d'une CL turbulente à grand nombre de Reynolds [109]

On distingue la sous-couche visqueuse ($y^+ \leq 7$) où la vitesse évolue linéairement à cause de la dominance des forces de viscosité (Eq III-40) ; la région interne ($30 \leq y^+ \leq 300$) où un profil logarithmique est observé (Eq III-41) ; enfin la région externe ($300 \leq y^+$) où on obtient une loi de vitesse déficitaire (Eq III-42).

$$\overline{U} = u_\tau y^+ \qquad \text{Eq III-40}$$

$$u^+ = \frac{1}{\chi}\ln(y^+) + C \quad \text{avec} \quad u^+ = \frac{\overline{U}}{u_\tau} \qquad \text{Eq III-41}$$

$$\frac{\overline{U_\infty} - \overline{U}}{u_\tau} = -\frac{1}{\chi}\ln(\eta) + b \qquad \text{Eq III-42}$$

Bien que les relations empiriques précédentes aient été établies, il est aisé de démontrer qu'un régime est turbulent lorsque le facteur de forme H est inférieur à 1.4. Mais il est laminaire si $H \geq 2.4$ et entre ces deux valeurs, on assiste à un régime transitoire [108].

10.2.3.3 Transition de la couche limite

Lorsqu'un écoulement se développe le long d'une plaque plane, par exemple, l'évolution de la couche limite peut être caractérisée suivant trois régimes : laminaire, transitoire et turbulent (voir Figure III-113). En effet, durant le développement de l'écoulement, une CL préalablement laminaire s'épaissit ($\delta \propto \sqrt{x}$) et amplifie les instabilités qui sont, soit naturellement présentes, soit introduites au sein de celui-ci. Lorsque ces perturbations atteignent des amplitudes suffisantes (de l'ordre de 1 à 2% de U_∞), la CL entre dans un régime dit transitoire puis évolue vers le régime turbulent. Dans le cadre d'un écoulement sur une plaque plane, cette transition est obtenue pour un nombre de Reynolds $Re_x \approx 3\times10^5$ [116]. Cette transition peut également être observée lorsque le facteur de forme H varie de 2,4 à 1.4 [109].

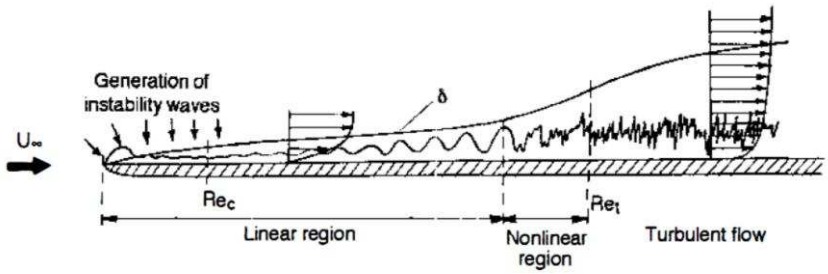


Figure III-113 : Illustration du processus de transition d'une couche limite sur une plaque plane [116]

10.2.3.4 Couche limite décollée

Le décollement de la couche limite se produit lorsque les contraintes de frottement pariétal s'annulent. Le fluide se détache alors de la paroi et le profil de la couche limite se trouve modifié et laisse apparaître des zones de recirculation. On rencontre généralement deux cas de figure :

- le décollement de pression qui intervient lorsque la CL se développe en présence d'un gradient de pression adverse. On assiste alors à un écoulement de vitesse négative qui remonte le long de la paroi dans le sens contraire de l'écoulement à l'infini (Figure III-114-A). Sur un profil d'aile par exemple, suivant la position du point de séparation, on distinguera un écoulement décollé en bord de fuite, sur l'extrados et en bord d'attaque. Par ailleurs, une CL laminaire est plus sensible au gradient de pression adverse qu'une CL turbulente. Pour cette raison, en condition de contrôle, on favorise souvent la transition de la CL de régime laminaire vers le régime turbulent afin de retarder la séparation de l'écoulement, ceci au prix d'une augmentation notable de la trainée induite.
- le décollement inertiel qui est généré lorsque le fluide n'arrive plus à suivre les parois de l'objet aérodynamique dues à la présence d'une singularité ou d'une discontinuité

de ces parois. Ce type de décollement est observé lorsqu'on assiste à un élargissement brusque d'un canal comme dans le cadre de la marche descendante (Figure III-114-B). Suivant cette configuration, l'écoulement est décollé au point de singularité et une zone de recirculation apparaît en aval sur la paroi inférieure. En condition de contrôle, il est souvent question de manipuler l'écoulement afin de réduire cette zone de recirculation et de contrôler le point de recollement en aval.

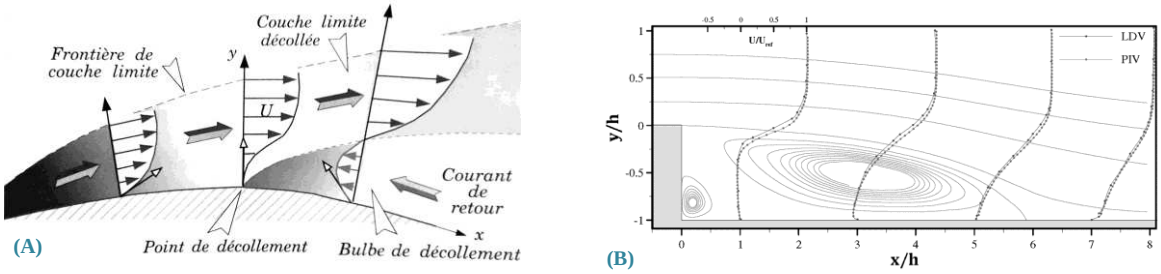


Figure III-114 : Illustration d'un écoulement décollé grâce à un gradient de pression adverse (A) [108] et grâce à la présence d'une discontinuité géométrique (B) [117]

10.3 Les mécanismes de contrôle

Les interactions entre un fluide et des actionneurs passifs ou actifs placés sur une maquette aérodynamique peuvent amplifier ou atténuer les instabilités naturellement présentes dans un écoulement et ainsi retarder ou précipiter la transition de l'écoulement d'un état à un autre. La Figure III-115 propose une synthèse des différents états possibles d'un écoulement, lesquels régissent son comportement autour d'un objet aérodynamique. Selon Gad-el-Hak [118], le contrôle d'écoulement se veut donc d'amener de manière forcée l'écoulement d'un état à un autre en se basant sur certains mécanismes en dynamique des fluides auxquels sont sensibles les écoulements.

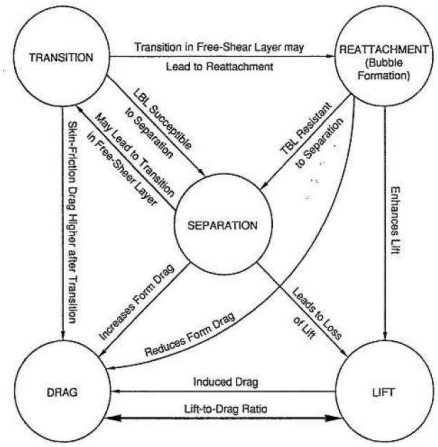


Figure III-115 : Quelques états possibles d'un écoulement et processus régissant leur transition, proposés par Gad-el-Hak [118]

10.4 Les différentes stratégies de contrôle passif et actif

Les actionneurs de contrôle agissent souvent de manière continue ou instationnaire sur l'écoulement. Ainsi, suivant leur nature, on distingue plusieurs stratégies qui se déclinent en contrôle dit passif ou actif (Figure III-116). Ces différentes stratégies sont détaillées dans la référence [118].

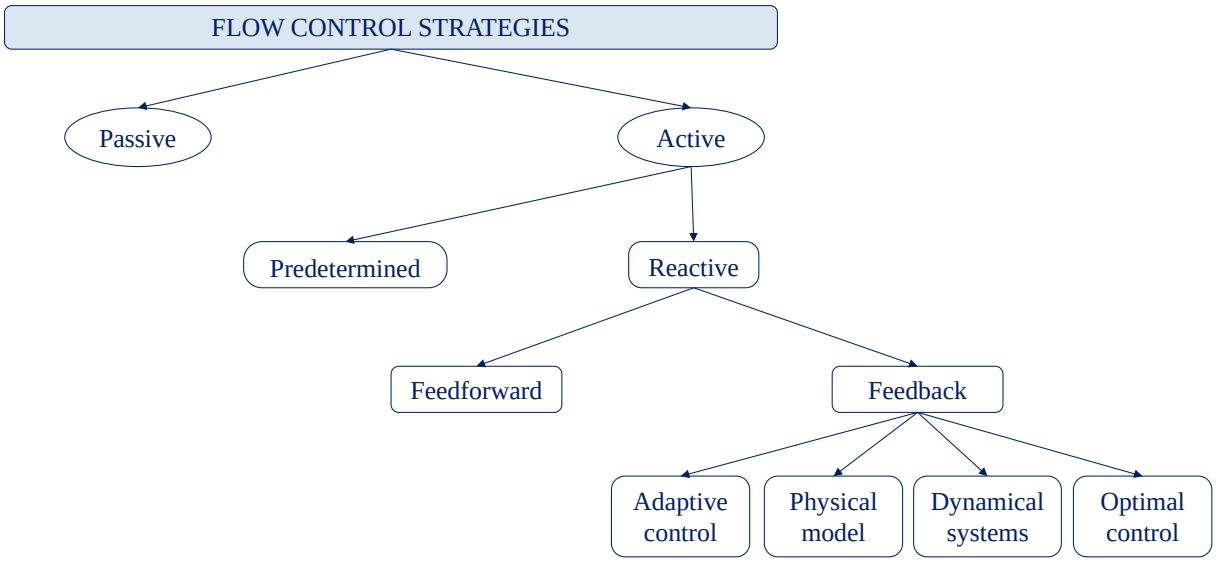


Figure III-116 : Classification des différentes stratégies de contrôle proposé par Gad-el-Hak [118]

Le contrôle passif désigne les stratégies impliquant les actionneurs qui ne nécessitent pas d'apport d'énergie externe pour interagir avec l'écoulement. Ce sont généralement des parties mécaniques directement fixées sur la maquette telles que les générateurs de tourbillons, les winglets et les riblets. Ces dispositifs de contrôle ont l'avantage d'être robustes mais présentent des inconvénients qui diminuent leur efficacité du point de vue énergétique. En effet, la permanence de leurs actions même durant les phases non souhaitées, entraine la détérioration de leur performance aérodynamique.

Le contrôle actif, quant à lui, possède l'avantage d'être uniquement sollicité dans les conditions où la modification de l'écoulement est nécessaire. Ainsi, pour mettre en œuvre cette stratégie, un apport d'énergie externe est souvent nécessaire. Ces actionneurs (fluidiques, pièces amovibles, thermomécaniques, électromécaniques) interagissent avec la couche limite par transfert de quantité de mouvement. On distingue généralement deux modes d'utilisation, le contrôle en boucle ouverte (contrôle prédéterminé) et celui en boucle fermée (contrôle réactif). Ce dernier, plus complexe, nécessite une connaissance préalable de l'état de l'écoulement dans le but de choisir les paramètres de contrôle appropriés. La stratégie de contrôle adoptée dans notre étude s'appuie sur la méthode en boucle ouverte au moyen d'actionneur plasma, un système classé dans la famille des systèmes actifs.

10.5 Le contrôle actif par décharge nano-pulsée

De manière générale, l'application des décharges électriques pour le contrôle d'écoulement a commencé il y a quelques dizaines d'années. En 1968 Ketchman et Velkoff [119] ont publié les premiers travaux concernant l'influence d'un champ électrique sur la transition de la couche limite. A partir des années 90, les recherches se sont axées sur les actionneurs plasmas de type DC ou AC dont le mécanisme de contrôle se base sur le vent électrique ou sur la force électrofluidodynamique produite par ces derniers [120], [121], [12], [19]. Cependant, il s'avère que l'efficacité du contrôle au moyen du vent électrique diminue lorsque la vitesse de l'écoulement augmente. Macheret et al. [122] ont montré que, selon un modèle théorique, le contrôle via ce mécanisme serait limité à des vitesses d'écoulement jusqu'à seulement 72 m/s. Pour surmonter cette limitation théorique, une seconde décharge de type nanoseconde a été récemment développée pour ses propriétés de conversion électrothermique. Cependant, ses mécanismes de contrôle sont aujourd'hui toujours peu clairs et il semblerait que son utilisation ne soit démontrée que pour certaines conditions d'écoulement comme il en sera discuté dans les sections suivantes.

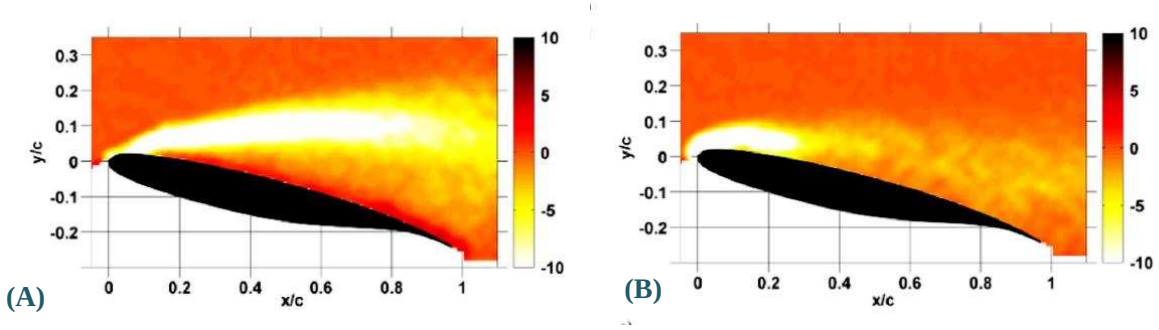
10.5.1 Mécanisme de contrôle par gradient de pression

Dans le domaine de la manipulation d'un écoulement par décharge électrique, les décharges pulsées ont tout d'abord été utilisées pour le contrôle d'ondes de choc générées par les objets aérodynamiques en condition d'écoulement supersonique. Bletzinger et al. [42] ont proposé une synthèse bibliographique à ce sujet. Ce contrôle s'est montré efficace grâce à la contre onde de choc produite par la décharge pulsée. Récemment, certains auteurs ont utilisé cette décharge en configuration DBD pour recoller un écoulement décollé sur l'extrados d'un profil d'aile NACA.

Roupassov et al. en 2009 [38] ont ainsi été les premiers à obtenir un résultat concluant sur le contrôle d'un écoulement décollé en bord d'attaque d'un profil NACA 0015 de 50 cm de corde pour une vitesse de 10 à 30 m/s et sur un profil de 9 cm pour une vitesse allant jusqu'à 110 m/s. Ils ont montré notamment que la décharge NS-DBD était capable de réduire la zone de recirculation et de modifier ainsi les coefficients de portance et de trainée sur le profil. Les conditions de ces essais restent discutables notamment du fait d'un taux de blocage excessif et de conditions d'écoulement peu détaillées. D'autres auteurs [37], [63], [123]–[125] ont également observé le même type de résultats pour des régimes d'écoulement plus lent et ils soulignent l'importance du gradient de pression dans le mécanisme de contrôle. Ces gradients seraient des générateurs d'instabilités dans l'écoulement, pouvant aboutir à la formation de structures cohérentes pilotées par la décharge. A titre d'exemple, dans Little et al. [37], la décharge permet de recoller un écoulement massivement décollé et de réduire sa vorticité sur un profil de 25 cm de corde (Figure III-117). Des résultats concluants ont été par ailleurs observés sur une CL détachée en utilisant seulement une excitation acoustique [126]. Ces

résultats ont poussé certains auteurs à qualifier le gradient de pression de « source d'excitation acoustique » et à le désigner comme le mécanisme principal à l'origine du contrôle.

Figure III-117 : Champs de vorticité normalisés « Ω^* » pour un écoulement non contrôlé (A) et contrôlé (B) grâce à une NS-DBD placée en bord d'attaque (2.4% de corde) d'un profil d'aile pour $U_\infty = 45$ m/s, $Re = 0.75\times10^6$ et $\alpha = 14°$, proposés par Little et al. [37]



10.5.2 Mécanisme de contrôle par gradient thermique

Un second argument a été avancé par une équipe de chercheurs de l'université de Delft sur le contrôle par décharges NS-DBD. Ils ont démontré que les instabilités générées dans l'écoulement sont plutôt liées à la présence d'un gradient thermique à la paroi [77], [127], [128]. En effet, ce gradient étant la signature thermique du plasma à la paroi (Figure III-118-A), il modifie la densité de l'air, provoquant ainsi le développement d'instabilités similaires à celles de type Tollmien-Schlichting (Figure III-118-B). Récemment, Hai et al. [129] ont également observé la présence de ces instabilités sur une couche limite décollée par imagerie Schlieren et ils mettent en avant la non-implication de l'onde de pression sur la CL par des modifications de la configuration de l'actionneur. Par conséquent, ils associent l'apparition de structures cohérentes au gradient thermique à la paroi. De plus Starikovskii et al. [39] avaient estimé le gradient de température du gaz en proche paroi entre 90°C et 140°C, et, à 1 µs après la décharge, pour une énergie électrique dissipée de respectivement 0.35 mJ/cm et 1.29 mJ/cm. Ces résultats montrent ainsi que la thèse d'une influence de chaleur produite à la paroi pourrait être le mécanisme dominant qui gouverne le contrôle actif de l'écoulement.

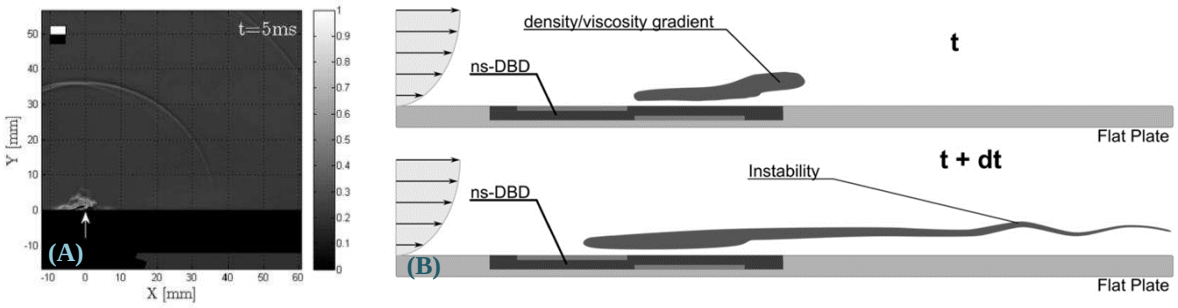


Figure III-118 : Image Schlieren montrant l'onde de pression et le gradient thermique à la paroi (A) et une simulation décrivant la formation d'instabilités induites par ce gradient (B) et proposées par Correale et al. [77]

10.6 Influence des caractéristiques géométriques et électriques de l'actionneur sur l'efficacité du contrôle

Bien que les études précédentes aient souligné la capacité de ces décharges NS-DBD à manipuler l'écoulement au moyen de différents mécanismes, il demeure complexe, pour l'instant, d'expliquer clairement l'influence de la position ou de l'orientation de l'actionneur sur l'efficacité du contrôle. En effet, l'actionneur, en configuration DBD, est souvent placé en bord d'attaque et de telle sorte que l'orientation de la décharge soit dans la direction de l'écoulement afin de maximiser les transferts de quantité de mouvement. Dans ce type de configuration, la décharge NS-DBD est incapable de manipuler efficacement l'écoulement tandis qu'en condition contre-courant ou contra-linéaire, l'efficacité s'avère plus marquée [37], [38]. Une étude comparative a été effectuée à ce sujet par Sekimoto et al. [130] confirmant cette différence liée à l'orientation de la décharge. Les paramètres électriques gouvernant les caractéristiques et la physique de la décharge affectent également l'efficacité du contrôle. La variation des consignes électriques a pour objectif d'augmenter la part d'énergie convertissable en puissance mécanique par la décharge. Pour cela, l'amplitude, la forme ou la fréquence des impulsions de tension sont souvent au centre des recherches qui visent à trouver les consignes optimales [37], [38], [123], [131]. Cependant une attention toute particulière est accordée à la fréquence des impulsions car cette dernière affecterait les structures cohérentes présentent naturellement dans l'écoulement. Ces fréquences f sont souvent choisies de façon proportionnelle au nombre de Strouhal propre (S_t) de l'écoulement où D représente la distance caractéristique (Eq III-43), afin de manipuler spécifiquement les structures cohérentes présentes dans l'écoulement.

$$S_t = \frac{fD}{U} \qquad \text{Eq III-43}$$

10.7 Conclusion

Ce chapitre bibliographique a brièvement présenté l'état de l'art des travaux concernant le contrôle d'écoulement par décharges nanosecondes pulsées. Il a permis de distinguer les différents mécanismes de contrôle mis en avant par les chercheurs de cette thématique. Ces mécanismes reposent sur des phénomènes d'instabilités dont le développement est affecté soit par la présence du gradient de pression généré par ces décharges soit par celle du gradient thermique provoqué par celles-ci. Les inconnues sur l'utilisation de ces décharges restent nombreuses. Ainsi, par exemple, il est toujours aujourd'hui difficile d'expliquer clairement l'impact de la position de l'actionneur : sachant que la topologie de l'onde de pression est hémisphérique, celle-ci devrait avoir une influence similaire, que la décharge soit en condition co-courant ou en condition contraire à l'écoulement. Bien souvent, le peu de détails relatifs aux conditions d'écoulement en amont de la décharge font que le régime d'écoulement ne peut être clairement identifié. Il semblerait cependant que les études pour lesquelles

l'actionneur NS-DBD s'est montré efficace ne concernent que des écoulements dont la transition est laissée se développer naturellement.

En somme, de nombreux points restent à élucider et la suite de nos travaux s'attachera à établir les capacités de ces décharges pour différentes situations de couche limite, aussi bien en termes d'état (décollée ou collée) qu'en termes de régime (transition naturelle ou forcée). Il est attendu que nos résultats apportent quelques éléments de réponses à cette thématique.

Chapitre 11 :

Contrôle de couche limite décollée

11 Contrôle de couche limite décollée

11.1 Introduction

Nous venons de présenter les travaux concernant l'utilisation des décharges NS-DBD pour le contrôle d'écoulement en détaillant les deux mécanismes qui sont connus comme pouvant être à l'origine du contrôle. Nous avons donc voulu déterminer lequel de ces mécanismes est réellement à l'origine du contrôle. Pour ce faire, les différents actionneurs développés, notamment la décharge glissante SL-DBD, ont été utilisés pour contrôler une couche limite séparée suivant deux configurations :

- la couche limite est séparée sur un profil NACA 0015 grâce au développement d'un gradient de pression adverse lorsque le profil est mis en incidence,
- la couche limite est séparée sur une marche descendante à cause de la singularité de sa géométrie.

Les résultats qui seront sommairement présentés ici, ont tout d'abord pour but d'évaluer l'efficacité du contrôle pour ces deux types d'état de couche limite. A partir de ces résultats, nous tenterons de confirmer ou d'infirmer les différents arguments de contrôle présentés dans la revue bibliographique. En complément, certains des essais seront réalisés pour des régimes de couche limite initialement laminaire ou turbulente. L'objectif sera alors de statuer sur l'efficacité de ces décharges pour des régimes turbulents tels que ceux rencontrés dans les problématiques industrielles. Enfin, ces campagnes d'essais seront surtout l'occasion d'évaluer l'efficacité de la décharge glissante SL-DBD par rapport à la décharge conventionnelle NS-DBD en tant qu'actionneur plasma, en espérant que la SL-DBD pourra être efficace dans des cas où la NS-DBD ne l'est pas.

11.2 Contrôle d'un écoulement séparé sur un profil NACA 0015

11.2.1 L'actionneur et sa position

L'actionneur plasma en configuration à 3 électrodes est placé à 0.01% du bord d'attaque de la maquette NACA. Cette configuration est utilisée pour générer, dans un premier temps, la décharge conventionnelle NS-DBD lorsque l'électrode (3) est flottante (F-DBD), et dans un second temps, la décharge glissante lorsque l'électrode (3) est connectée à la tension V_{DC}. Pour apposer directement l'actionneur sur la maquette, un diélectrique constitué de 3 feuilles de Kapton (polyimide : $\varepsilon_r = 3.4$ à 1 kHz) de 180 µm d'épaisseur est utilisé à la place du PMMA de 3 mm (voir Figure III-119). La longueur des électrodes est de 800 mm. La largeur des électrodes (1) et (3) est de 10 mm tandis que celle de l'électrode (3) est limitée à 20 mm,

ceci afin de réduire la contrainte électrique induite par la composante continue (i.e. éviter un claquage au travers du diélectrique entre les électrodes (3) et (2)). L'espace entre les deux électrodes actives (1) et (3) est, par contre, maintenue à 40 mm. Durant les expériences, nous étions contraints d'utiliser la tension impulsionnelle à forte FWHM de 300 ns générée par la DEI (voir section 7.2, partie II) à la place de celle à faible FWHM (15 ns). En effet, cette dernière induit des perturbations électromagnétiques de forte intensité sur les différents appareils de mesure, notamment sur le système de synchronisation utilisé lors des mesures PIV (Particles Image Veloimetry) à cause de son temps de montée plus faible. L'amplitude de la tension appliquée est fixée à 8 kV et sa fréquence est de 2 kHz. Lorsque l'électrode (2) est mise à la masse, et que le potentiel de l'électrode (3) est nul, on génère une décharge conventionnelle pulsée (i.e. NS-DBD) où le plasma s'étend à environ 10 mm de l'électrode (1). L'énergie déposée est quant à elle d'environ 0.2 mJ/cm. Mais lorsque la tension V_{DC} appliquée à l'électrode (3) devient suffisante (tension telle que la DDP > 26 kV), on génère une décharge glissante (i.e. SL-DBD) qui s'étend davantage et recouvre l'espace entre les électrodes (1) et (3). L'énergie totale augmente à environ 0.3 mJ/cm pour une différence de potentiel de 30 kV.

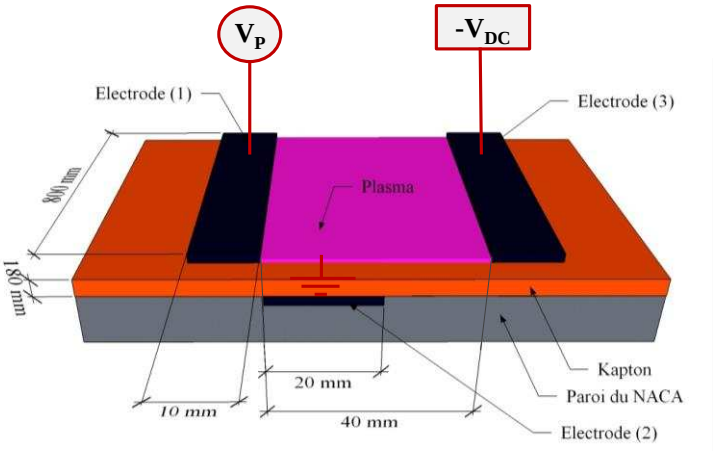


Figure III-119 : Illustration de l'actionneur SL-DBD ayant un diélectrique en Kapton

Dans cette étude, l'écoulement non contrôlé est appelé « baseline » (cas de référence, en anglais). En condition de contrôle où les actionneurs NS-DBD et SL-DBD sont utilisés, deux manipulations différentes sont effectuées. La première consiste à positionner l'actionneur en condition colinéaire de telle sorte que la direction du plasma soit la même que celle de l'écoulement (Figure III-120-B). Dans la seconde, l'actionneur est positionné en condition contraire (Figure III-120-C). La position et la zone de décharge restent les mêmes dans les deux cas. La modification de l'orientation de la propagation de la décharge plasma vis-à-vis de l'écoulement extérieur a pour objectif de déterminer le rôle du gradient de pression. En effet, celui-ci étant peu sensible à l'orientation de la décharge et sa propagation étant peu dépendante de l'écoulement extérieur (du moins aux régimes de vitesse étudiés), les deux configurations géométriques devraient conduire à des résultats proches en termes de réponse de l'écoulement.

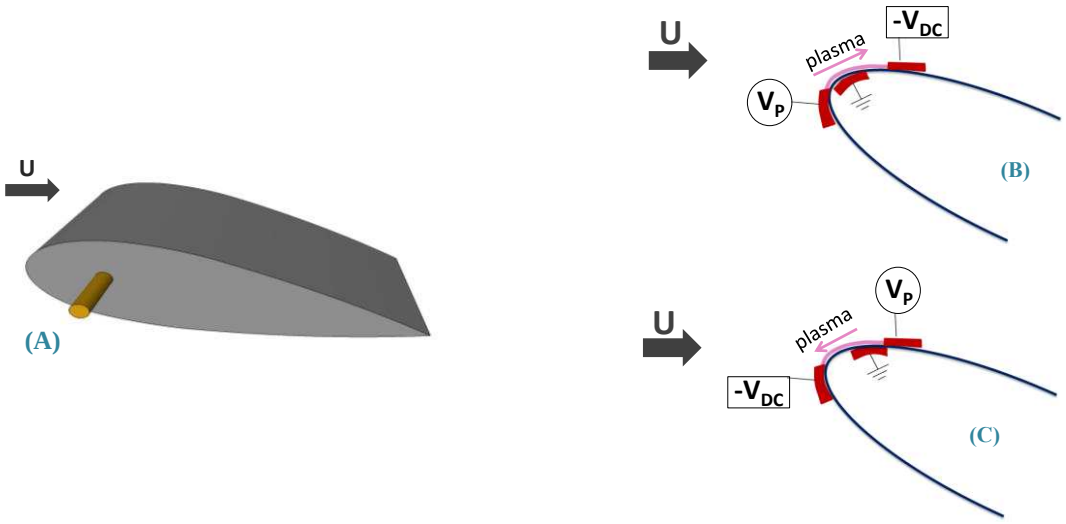


Figure III-120 : Illustration de la maquette du profil d'aile NACA 0015 et des différentes configurations de décharges utilisées en condition colinéaire ou co-courant (B) et en condition contraire ou contre-courant (C)

11.2.2 Présentation de la soufflerie

Les expériences ont été effectuées dans la soufflerie subsonique « Béton » de l'ISAE-ENSMA (Figure III-121-A). La veine d'essai a une section de dimensions 6×2.4×2.6 m^3 correspondant à sa longueur×largeur×hauteur. La vitesse maximale de l'écoulement établi à pression atmosphérique peut atteindre 60 m/s avec un taux de turbulence de l'ordre de 0.5%.

La maquette d'aile de type NACA0015 est placée horizontalement entre deux plaques aérodynamiques (Figure III-121-B). Ces dernières sont placées dans la veine d'essai afin de développer une nouvelle couche limite qui est plus fine aux abords de la maquette. La maquette possède une largeur de 1.2 m et une corde de 0.5 m. Dans cette étude, nous faisons varier l'angle d'incidence de la maquette entre $\alpha = 11°$ et $\alpha = 16.5°$ au moyen d'un système de rotation mécanique. La vitesse de l'écoulement, quant à elle, est choisie égale à 15 m/s, ce qui correspond à un nombre de Reynolds $Re_c = 4.8\times10^5$. Dans cette condition, le décollement de l'écoulement sur l'extrados du profil NACA s'effectue progressivement jusqu'à 15.5° puis devient massif à partir de 16°. Les essais ont été réalisés en régime laminaire et en régime turbulent. Ce dernier régime est initié grâce à un turbulateur positionné au bord d'attaque de la maquette.

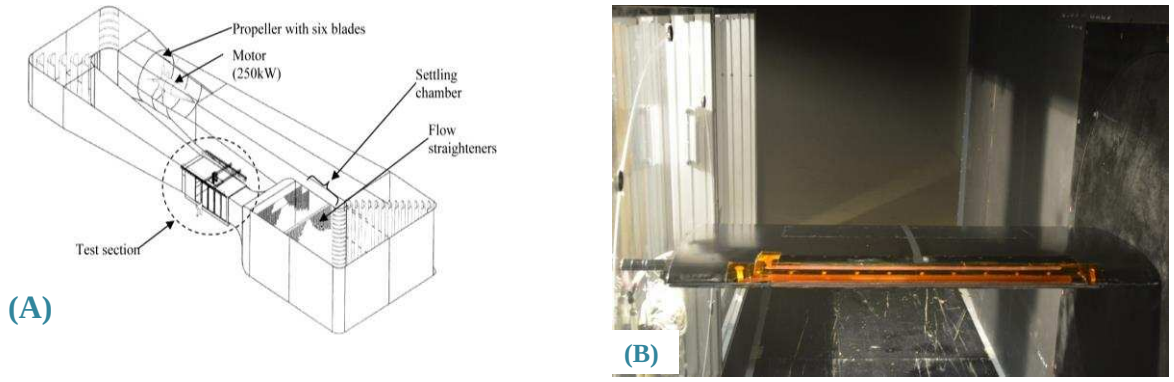


Figure III-121 : Description de la soufflerie Béton (A), et photographie de la maquette NACA 0015 dans la veine d'essai (B)

11.2.3 Présentation du système de mesure par PIV

Les mesures par la technique PIV (Particle Imagery Velocimetry) sont effectuées afin de caractériser l'évolution de l'écoulement sur l'extrados de la maquette. Le système PIV est composé d'un laser (Nd-Yag, 2x190 mJ, 532 nm, $\Delta t = 6.5$ ns) placé au-dessus de la veine d'essai. Ce dernier génère une nappe laser dans le plan médian du NACA. Une caméra de résolution 4920 pixels × 3280 pixels de modèle Lavision LX 16M, est synchronisée au laser grâce au contrôleur (Lavision HighSpeed Controler). La caméra couvre ainsi un champ de visualisation de 800 × 800 mm². Ce système permet d'acquérir 1000 doublets d'images à une fréquence de 4 Hz. La durée entre chaque doublet d'images est de 80 µs ou 40 µs, lorsque les vitesses sont respectivement égales à 15 m/s ou 30 m/s. Le post-traitement est effectué avec le logiciel Davis 8.0 avec une fenêtre de corrélation multi-passes de 64 × 64 à 32 × 32 pixels² avec 50% de recouvrement. Le champ de vecteur est ensuite post-traité afin de remplacer les mauvais vecteurs de vitesse en utilisant un schéma d'interpolation basé sur les vecteurs adjacents.

11.3 Contrôle de l'écoulement en régime laminaire

11.3.1 Actionneur en condition colinéaire

Pour cette première expérimentation en condition dite colinéaire, la vitesse de l'écoulement est fixée à 15 m/s ($Re_c = 4.8\times10^5$). L'écoulement a été caractérisé pour une variation d'angle d'incidence de 14° à 16°, correspondant à une séparation à mi-corde, qui remonte progressivement jusqu'au bord d'attaque du profil, lorsque l'angle d'incidence augmente (Figure III-122-Baseline). Lorsque la décharge NS-DBD est initiée, la Figure III-122 révèle une faible réduction de la zone de recirculation pour $\alpha < 16°$. Mais pour $\alpha = 16°$, le point de séparation a été retardé et se situe désormais à 30% de la corde (lorsqu'on se base sur les vitesses longitudinales $\bar{u}$). La décharge glissante a également été utilisée dans cette

configuration. Les résultats montrent que son effet est similaire à celui de la NS-DBD. Cette similarité est due à la raison suivante : les positions de la NS-DBD et de la SL-DBD sont relativement les mêmes en particulier lorsque l'incidence est grande et que le point de séparation moyen est situé au bord d'attaque du profil dans la zone d'influence de la décharge NS-DBD et de la SL-DBD. Nous avons néanmoins observé une meilleure influence de la SL-DBD sur l'énergie cinétique turbulente de l'écoulement. L'efficacité de la SL-DBD serait potentiellement plus élevée que celle de la NS-DBD si le point de séparation se trouvait entre les deux électrodes actives dans la région de décharge glissante. Pour cette raison, il aurait été appréciable de générer la décharge sur une plus large surface, mais nous étions limités par la puissance des alimentations électriques.

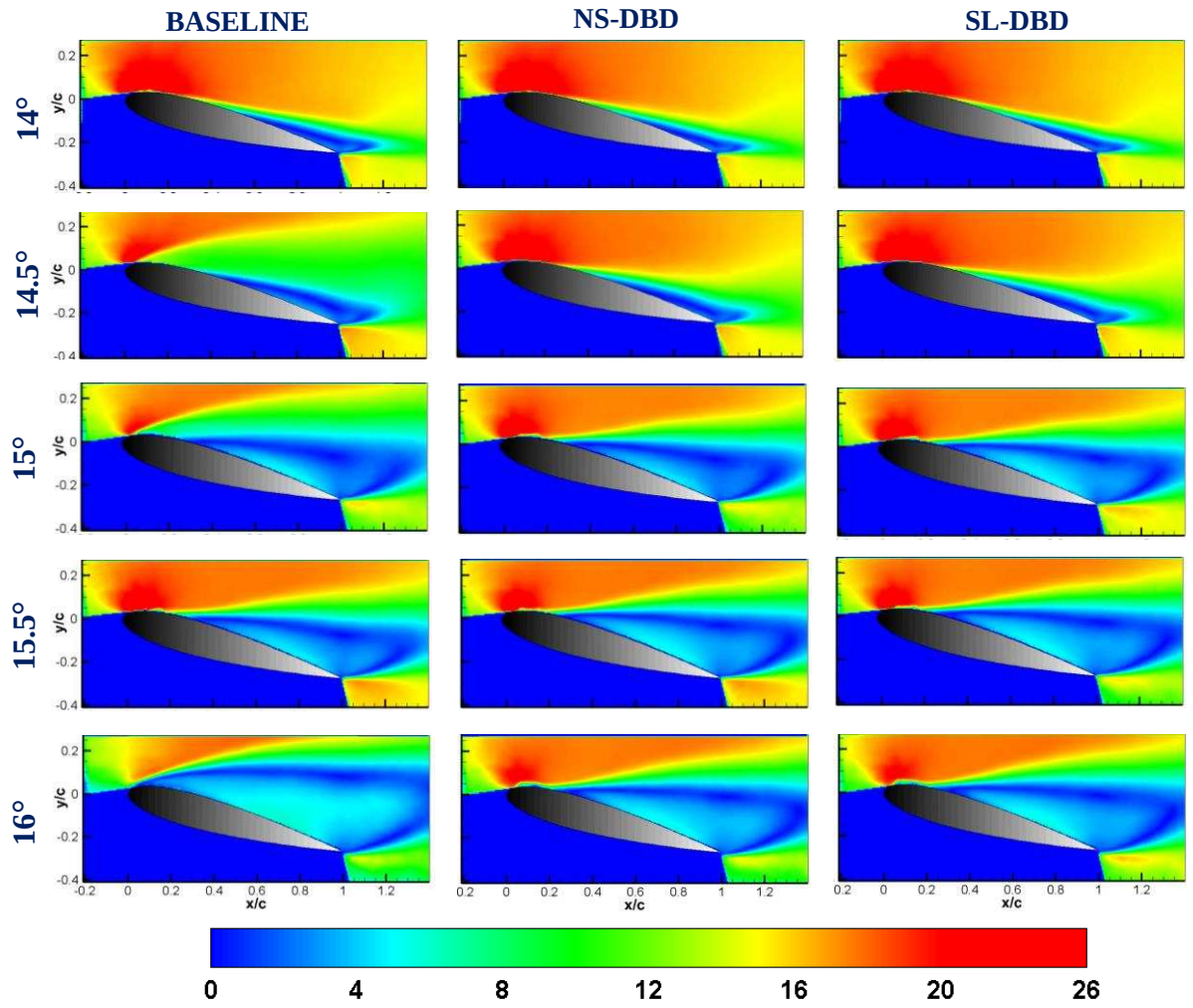


Figure III-122 : Champs de la norme de vitesse moyenne montrant la topologie de l'écoulement non contrôlé (Baseline) et contrôlé par les décharges NS-DBD ou SL-DBD autour du profil NACA 0015 en condition colinéaire

11.3.2 Actionneur en condition contraire

Lorsque l'actionneur est positionné en condition contraire, la Figure III-123 présente les champs moyens de la norme de vitesse pour les cas sans contrôle (baseline) et avec contrôle,

lorsque les décharges NS-DBD ou SL-DBD sont allumées. Cette figure montre que, lorsque l'angle d'incidence est de 14.5°, les forçages provoqués par les décharges NS-DBD et SL-DBD sont inefficaces. Pour $\alpha < 15.5°$, la couche limite n'est pas influencée par la décharge. Mais pour $\alpha = 15.5°$, on remarque que la décharge NS-DBD n'a aucun effet tandis que la SL-DBD permet d'augmenter légèrement la zone de recirculation. En d'autres termes, elle provoque la séparation de la couche limite. Pour $\alpha \geq 16°$, l'écoulement est massivement décollé. L'influence des décharges NS-DBD et SL-DBD est alors remarquable mais indépendante du type de décharge utilisé. Ces décharges arrivent à recoller l'écoulement et on assiste à une réduction nette de la zone de recirculation. Le point de séparation est, quant à lui, repoussé à environ 80% de la corde. On observe alors que, en condition contraire, les contrôles actifs proposés par la NS-DBD et la SL-DBD sont nettement meilleurs qu'en condition colinéaire.

La Figure III-123 montre également que, lorsque les angles d'incidence sont faibles ($\alpha \leq 15.5$), angles pour lesquels la séparation de l'écoulement est due essentiellement à la présence d'un gradient de pression adverse, les décharges NS-DBD et SL-DBD sont pratiquement inefficaces. Celles-ci deviennent efficaces lorsque $\alpha \geq 16°$, ce qui correspond à un décollement massif de l'écoulement avec un point de séparation moyen situé à proximité de la région de décharge.

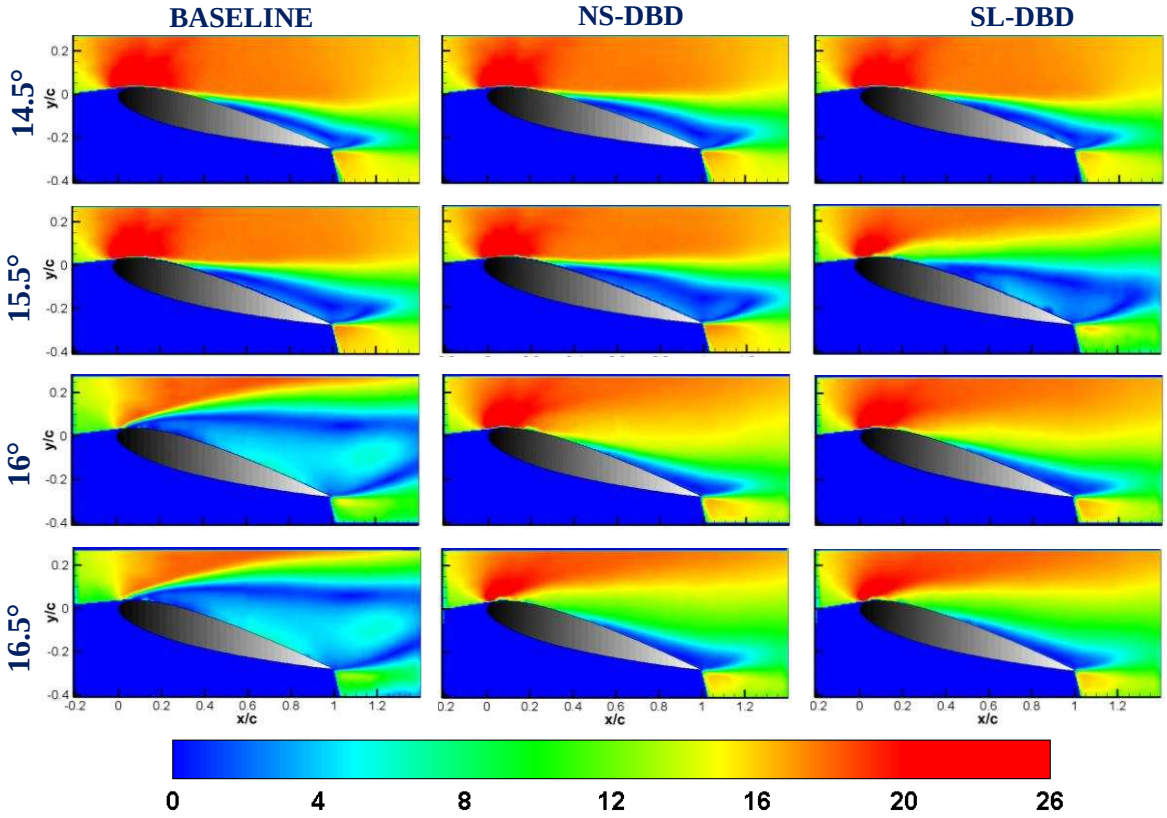


Figure III-123 : Champs de la norme de vitesse moyenne montrant la topologie de l'écoulement non contrôlé (Baseline) et contrôlé par les décharges NS-DBD ou SL-DBD autour du profil NACA 0015 en condition contraire

11.3.3 Conclusion sur l'utilisation des NS-DDBs sur une couche limite séparée par gradient de pression adverse en régime laminaire

Les résultats obtenus en régime d'écoulement laminaire indiquent que la condition première pour que l'effet de l'actionneur soit significatif est que le point de séparation se trouve à proximité de la décharge. Ainsi, seuls les cas d'écoulement autour d'un profil à forte incidence ont montré un effet notable. Ces effets sont d'autant plus marqués pour une décharge se propageant dans la direction opposée à celle de l'écoulement principal. Ces résultats vont dans le même sens que ceux observés par Little et al. [37], lesquels ont montré que la décharge nanoseconde pulsée est nettement plus efficace en condition contraire qu'en condition colinéaire. Ils expliquent cette différence d'efficacité par la topologie de l'onde de pression générée. En effet, la partie faisant face au plasma étant plus intense que la face arrière, elle induit par conséquent un forçage plus significatif en condition contraire qu'en colinéaire. Il faut noter que nous avons également expérimenté en régime turbulent le contrôle de ce même profil NACA 0015. Ce régime a été établi en plaçant un turbulateur mécanique en zigzag au bord d'attaque de la maquette. Les résultats obtenus par PIV ont montré une efficacité quasi absente du forçage. Même s'il nous semble prématuré de conclure sur la seule base de ces essais, il apparait que le contrôle est ici limité au régime laminaire.

11.4 Contrôle de séparation sur une marche descendante

Afin de couvrir un champ large de situations d'écoulements tels que ceux rencontrés dans l'industrie, les essais de contrôle ont été poursuivis dans le cas d'une séparation par la présence d'un brusque changement de géométrie. Cette seconde étude se situe dans le prolongement de celle effectuée par P. Sujar [117] durant sa thèse. La configuration géométrique de marche descendante et les conditions d'essais sont similaires à celles de [7] mais ici, les actionneurs utilisés sont basés sur les décharges de type nanoseconde pulsées : conventionnelles NS-DBD et glissantes SL-DBD à la place des décharges AC-DBD. Notons que les études seront conduites sur un écoulement de régime turbulent, ce qui permettra d'évaluer leur efficacité dans ces conditions.

Dans l'idée d'aider à identifier le mécanisme à l'origine du contrôle des NS-DBDs tout en conservant un second objectif lié à une comparaison des décharges NS et SL-DBDs, différentes configurations ont été retenues. L'électrode 'émettrice' reliée à la haute tension impulsionnelle est progressivement déplacée le long de la paroi verticale de la marche afin de renforcer progressivement la décharge SL-DBD dans la région de séparation. Le positionnement des électrodes permet également de privilégier un mécanisme de contrôle par rapport à l'autre montage expérimental.

11.4.1 Présentation des dispositifs expérimentaux

La maquette du montage expérimental est décrite par la Figure III-124. Cette maquette est une adaptation du montage proposé dans la Partie II. Ici, la plaque plane a été remplacée par une marche descendante en PMMA de 3 mm d'épaisseur. La hauteur de la marche est h = 30 mm. Ses parois servent également de diélectrique pour l'actionneur plasma dans certaines configurations (cas 1 au cas 3 de la Figure III-124) et, dans le cas 4, elles servent de support sur lequel est placé l'actionneur dont le diélectrique est en Kapton. La longueur des électrodes est de 250 mm et leur largeur, quant à elle, est adaptée suivant les configurations. Par défaut, elle est de 10 mm, sauf pour les cas 2 et 3 où celle de l'électrode (1) est réduite à 3 mm et celle de l'électrode (2) est de 40 mm.

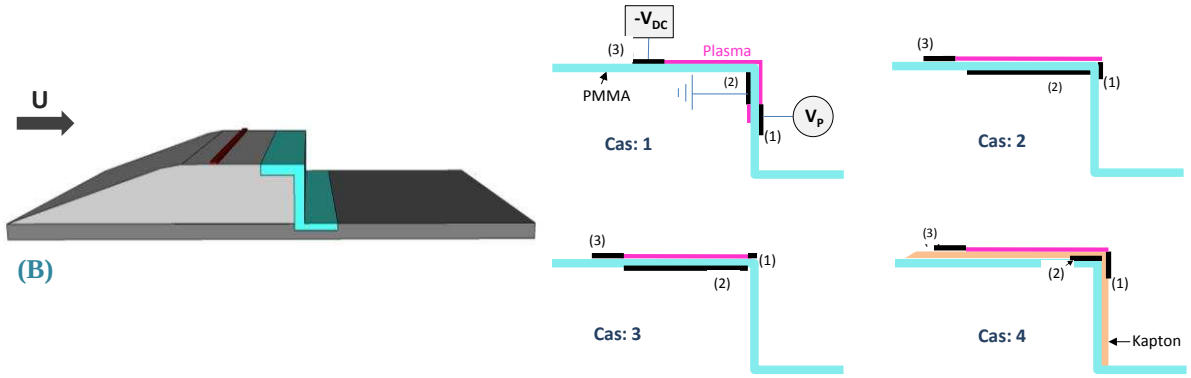


Figure III-124 : Présentation des différentes configurations d'actionneurs plasmas disposés sur la marche descendante

Les quatre configurations d'actionneurs sont étudiées, soit en mode NS-DBD, soit en régime SL-DBD. Pour la première configuration (cas 1), l'actionneur est disposé de manière à générer un plasma en contre écoulement. En mode NS-DBD, l'extension de plasma est limitée à 10 mm en dessous de la marche. Cependant, en configuration SL-DBD, le plasma arrive à contourner le bord de la marche pour s'étendre sur 30 mm supplémentaires. Dans ces conditions, l'influence du gradient de pression devrait être limitée pour la NS-DBD. La configuration (cas 2), quant à elle, permet de générer la décharge sur la partie plate de la marche en positionnant l'électrode (1) à l'angle de cette dernière. Elle a ainsi pour but de favoriser l'influence du gradient de pression sur l'écoulement à son point de séparation et de définir une comparaison directe entre les deux types de décharges. Cette configuration est similaire à celle de la configuration (cas 3), à la différence près qu'ici, l'électrode (1) de 3 mm de large est placée au-dessus de la partie plane afin d'interagir avec l'écoulement avant la séparation. La dernière configuration (cas 4) utilise une barrière diélectrique fine de 240 µm d'épaisseur composée de quatre couches de Kapton. La position des électrodes est comparable à celle de la configuration (cas 2). Mais elle a pour but d'augmenter la quantité d'énergie transférée à l'écoulement grâce à la faible épaisseur du diélectrique car, suivant la littérature,

l'énergie dissipée par les décharges nanosecondes pulsées est plus importante pour des diélectriques de faible épaisseur [43], [44].

L'expérience effectuée consiste à manipuler l'écoulement au-dessus de la marche afin de modifier son point de recollement X_R en aval. La Figure III- 125 présente un champ de vitesse montrant le point de recollement de l'écoulement en aval de la marche. La vitesse de l'écoulement est de 10 m/s et les grandeurs caractéristiques de la CL indiquent une épaisseur d'environ 23 mm et un facteur H de 1.4 ; l'écoulement est par conséquent en régime turbulent.

L'influence des décharges NS-DBD et SL-DBD au point de séparation de l'écoulement a été étudiée en variant les amplitudes de tension ainsi que la fréquence des impulsions. L'efficacité du contrôle est évaluée par la variation du point de recollement, une minimisation de la position de recollement étant recherchée. Ce point est déterminé grâce à une série de 55 capteurs de pression placés entre x/h = 1 et x/h = 9 avec un pas de 0.15h. Le point de recollement correspond à la position du capteur qui enregistre le pic maximal de pression fluctuante. Ce pic est déterminé de manière automatique grâce à l'enregistrement des signaux de pression par une carte d'acquisition PXI-6259 installée sur un système PXI (2.16 GHz dual core).

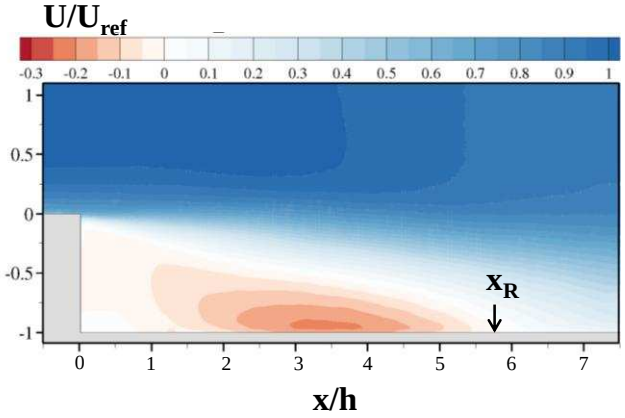


Figure III- 125 : Champ PIV montrant l'écoulement sur une marche descendante ; expérience effectuée au sein du laboratoire par P. Sujar Garrido [117]

11.4.2 Résultats

La Figure III-126 présente la variation du point de recollement en fonction de la fréquence des impulsions lorsque les décharges NS-DBD et SL-DBD sont initiées pour la configuration (cas 1). On y voit que, pour une vitesse d'écoulement U_∞ = 10 m/s, les décharges n'ont pas d'influence sur le point de recollement. Les variations que nous pouvons observer sur cette figure sont incluses dans l'incertitude de mesure qui est de 0.3h. L'absence de résultats significatifs pouvait être attendue dans cette configuration particulièrement défavorable à la NS-DBD. De manière plus surprenante, aucune des configurations testées n'a amené une

solution satisfaisante en termes de contrôle du point de recollement. Même l'augmentation de l'énergie déposée par l'intermédiaire d'un changement de diélectrique n'a pas été concluante. Le dénominateur commun de ces essais est d'être systématiquement dans un régime initialement pleinement turbulent. L'absence d'influence des décharges NS-DBD en régime turbulent a également été récemment observée par une équipe de recherche de l'Université d'Arizona sur une configuration de couche de mélange [132], [133]. Le rapprochement entre leur étude et la nôtre est possible du fait que les physiques sous-jacentes à ces deux configurations d'écoulement sont similaires. Lehmann et al. [132] par exemple, avaient démontré un manque d'efficacité du contrôle d'un écoulement turbulent sur une configuration de marche descendante (h =8.3 mm) et sur une couche de mélange par les décharges pulsées pour des vitesses de 6.1 m/s et 11.9 m/s. Récemment, Singh et Little [133] ont continué les expériences concernant le contrôle de la couche de mélange (U_1 = 3.3 m/s et U_2 = 11.8 m/s et un ratio de 0.28) et ont, encore une fois, abouti à la même conclusion. Par ailleurs, une étude réalisée par Correale et al. [134] sur une marche descendante d'une hauteur de 10 mm a démontré une efficacité du contrôle pour un régime d'écoulement laminaire de 5 m/s (H = 2.8). Une réduction linéaire du point de séparation est obtenue lorsque la fréquence des impulsions varie de 20 à 150 Hz pour une tension d'amplitude de 10 kV. La large influence de la décharge dans cette étude laisse penser à un mécanisme de contrôle simplement lié à une transition forcée par la décharge NS-DBD. Nos résultats, tout comme la littérature, laissent à penser que les décharges NS-DBD ne se montrent efficaces uniquement pour un écoulement initialement en régime laminaire.

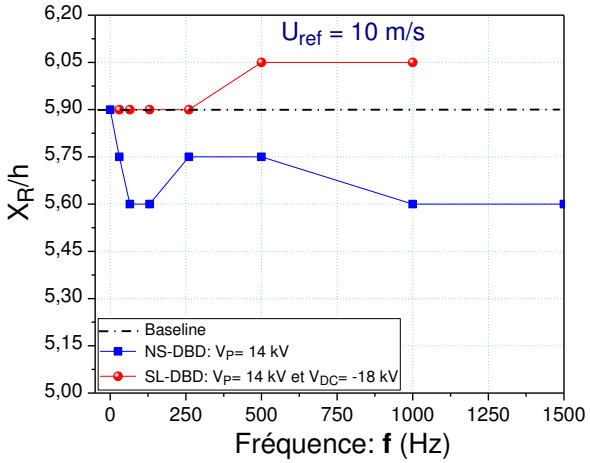


Figure III-126 : Variation du point de recollement X_R en fonction de la fréquence

11.5 Conclusion

Cette étude a permis de caractériser l'influence de la décharge sur un écoulement décollé, sur l'extrados d'un profil NACA 0015, à cause d'un gradient de pression adverse et sur une marche descendante à cause de la discontinuité de la paroi. Les résultats du contrôle sur le NACA ont montré que les décharges NS-DBD et SL-DBD ont les mêmes effets sur l'écoulement. Lorsque l'écoulement évolue dans la même direction que la décharge (co-courant), son efficacité est faible voire inexistante à faible incidence. Mais lorsqu'on se trouve en contre écoulement, on observe une efficacité plus importante entrainant une large réduction du sillage à la condition d'avoir une décharge située dans la région du point de séparation moyen. L'hypothèse d'un contrôle basée sur un dépôt de chaleur localisé est mise à mal par les résultats très différents relevés selon l'orientation de la décharge. Cependant, nos résultats ne nous ont pas permis de distinguer formellement qui du gradient de pression ou du gradient thermique régit principalement l'efficacité du contrôle. En revanche, tous les essais réalisés en condition d'écoulement turbulent montrent clairement une absence d'effet de la décharge pour une couche limite séparée par un gradient de pression adverse. Ce constat a été étendu au cas d'une séparation du fait d'un changement brutal de géométrie pour lequel les décharges NS-DBD se sont montrées inopérantes dans nos conditions d'essais.

La comparaison de ces résultats laissent donc entrevoir que ces décharges sont plus efficaces en régime laminaire qu'en régime turbulent. De ce fait, nous pourrions formuler l'hypothèse selon laquelle la décharge de type nanoseconde pulsée manipulerait l'écoulement en favorisant la transition de la couche limite. La vérification de cette hypothèse fera l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 12 :

Contrôle d’une couche limite collée

12 Contrôle d'une couche limite collée

12.1 Introduction

Ce chapitre s'intéresse à l'étude de l'influence des décharges pulsées NS-DBD et SL-DBD sur une couche limite établie sur une plaque plane. Il a pour objectif de caractériser leurs effets sur les caractéristiques de l'écoulement dans le but de savoir si ces décharges favorisent la transition de la couche limite du régime laminaire vers le régime turbulent. Ce sera également l'occasion de distinguer l'influence d'une décharge glissante si elle existe. Pour ce faire, des mesures de couche limite par « LDV » sont effectuées à la paroi d'une plaque plane en l'absence puis en présence des décharges NS-DBD et SL-DBD.

12.2 Présentation de l'actionneur plasma et du montage expérimental

La Figure III-127 présente la géométrie de l'actionneur plasma à décharge nanoseconde pulsée de type glissante (SL-DBD) utilisée. Elle présente les mêmes caractéristiques que celle étudiée dans la partie I. Cependant, nous rappelons que la décharge s'établit sur une distance inter-électrode G = 40 mm et sur une longueur de 150 mm. Ici, le diélectrique, faisant également office de support, est constitué d'une plaque plane de PMMA d'une épaisseur de 3 mm, d'une longueur de 700 mm et d'une largeur de 500 mm. Comme précédemment, la décharge est générée en appliquant à l'électrode (1) une tension pulsée d'une largeur d'impulsion égale à 15 ns (fournie par l'alimentation FID) tandis que l'électrode (2) est à la masse. Dans ces conditions, on génère la décharge conventionnelle NS-DBD. Mais lorsqu'on applique une tension continue de polarité négative à l'électrode (3), la décharge s'étend davantage et recouvre la totalité de l'espace inter-électrode. On génère alors une décharge dite glissante ou sliding (SL-DBD).

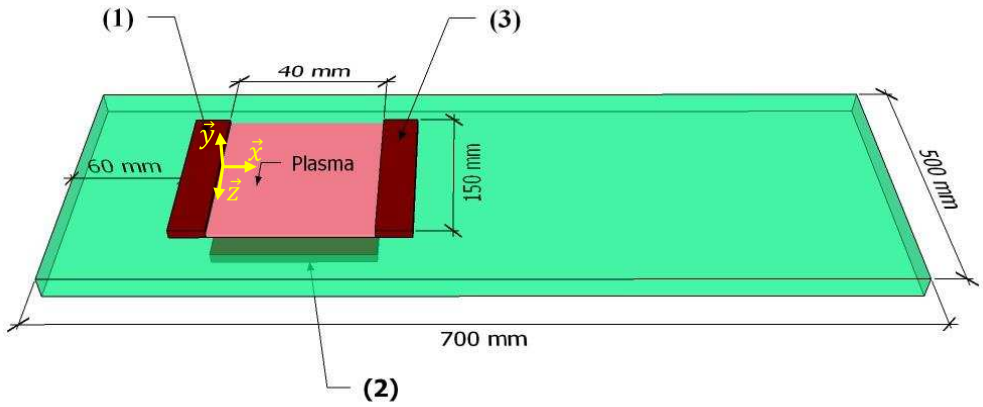


Figure III-127 : Illustration de l'actionneur SL-DBD sur la plaque plane

Il s'agit ici d'étudier l'influence des deux décharges (NS-DBD et SL-DBD) sur une couche limite. Pour ce faire, la plaque plane est placée dans la veine d'essai d'une soufflerie de type Göttingen. Les particularités de ce montage sont illustrées par la Figure III-128. En effet, la plaque plane fait office de paroi supérieure de la veine d'essai. Celle-ci a été renforcée à intervalle de 120 mm, par des barres de PMMA de dimensions 500×50×15 mm^3 (longueur×largeur×épaisseur). Ce renforcement est nécessaire afin de réduire la déflexion de la plaque sous l'effet de la dépression induite par l'écoulement dans la veine d'essai à recirculation fermée. L'actionneur est placé à environ 60 mm du bord de la plaque afin d'interagir sur une couche limite en cours de développement (i.e. de faible épaisseur), mais suffisamment loin des bords métalliques de la veine d'essai pour éviter une éventuelle décharge entre ces bords et l'électrode active (1).

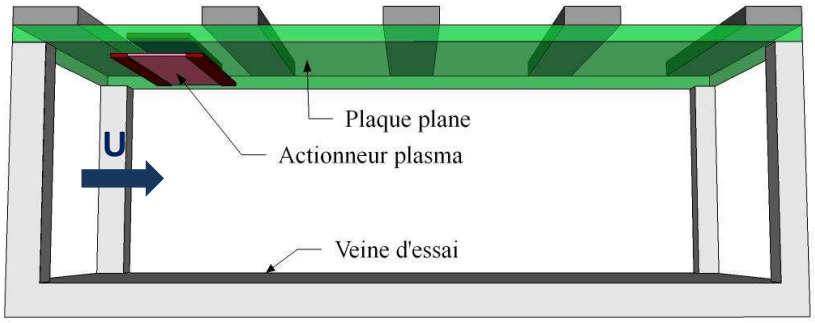


Figure III-128 : Illustration de l'actionneur SL-DBD disposé dans la veine d'essai

La veine d'essai de la soufflerie possède un volume de 700×500×500 mm^3 (longueur×largeur×hauteur) et tout comme la région d'essai, les trois autres parois sont également en PMMA mais d'une épaisseur de 12 mm. La vitesse de l'écoulement dans celle-ci peut atteindre 100 m/s. Cependant, dans cette étude de manipulation de la couche limite,

compte tenu de l'épaisseur de la plaque plane étudiée, seules les vitesses d'écoulement de 5 m/s et 20 m/s sont générées. La première vitesse (U_∞ = 5 m/s), permet d'établir une couche limite laminaire tandis que la seconde (U_∞ = 20 m/s) permet de générer un régime turbulent. L'écoulement est dirigé de façon colinéaire à la décharge qui s'établit de l'électrode (1) vers l'électrode (3).

12.3 Présentation du système de mesure LDV

Les diagnostics effectués dans la première partie de cette étude sont principalement fluidiques avec des mesures de vitesse dans la région de couche limite à l'aide d'un système LDV (Laser Doppler Velocimetry) (Figure III-129). Les caractéristiques du fonctionnement de ce système sont identiques à celles présentées dans la section 7.3 de la partie II, à ceci près qu'ici, seule la composante de vitesse instantanée u suivant l'axe x est mesurée. En effet, selon le principe de fonctionnement de la LDV, une mesure est effectuée si et seulement si les composantes u et v sont acquises simultanément. Dans le cas contraire, la mesure est annulée et, par conséquent, le temps d'acquisition augmente. Pour réduire ce temps, on choisit habituellement l'acquisition d'une seule composante qui, dans cette étude, sera u.

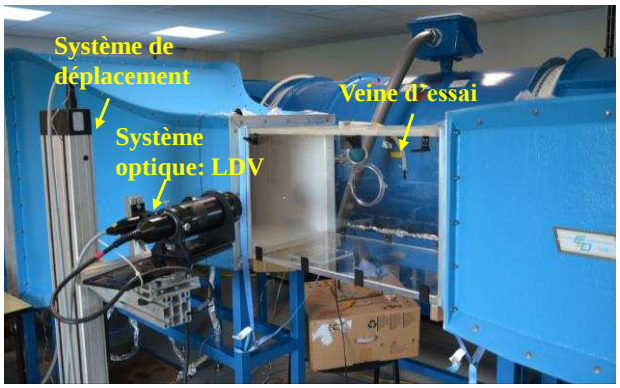


Figure III-129 : Image de la veine d'essai et du système de mesure de vitesse LDV

12.4 Résultats

12.4.1 Profils de la couche limite avec et sans l'actionneur plasma en régime laminaire (U_∞ = 5 m/s)

L'évolution de la couche limite (CL) le long de la paroi suivant l'axe y à différentes positions de x, a été caractérisée par la technique LDV. Les grandeurs relatives au développement de la couche limite, pour une vitesse d'écoulement à l'infini de 5 m/s, sont répertoriées dans le Tableau 3. Ce dernier montre que l'épaisseur de la couche limite δ est comprise entre 6 mm et 8 mm. De plus, la variation du facteur de forme H calculé suivant l'équation (Eq II-19),

démontre que l'écoulement se trouve dans un régime laminaire car sa valeur est, en moyenne, supérieure à 2.4.

Tableau 3: Quelques grandeurs caractéristiques de la couche limite se développant le long de la plaque plane *suivant l'axe « x »*

X (mm)	U_∞ [m/s]	δ [mm]	δ* [mm]	θ [mm]	H	u_τ	Re_δ
2	4.93	7.23	2.42	0.93	2.61	0.15	2.27E+03
5	4.90	7.33	2.57	0.94	2.72	0.12	2.29E+03
10	4.94	6.67	2.44	0.91	2.68	0.13	2.10E+03
20	4.95	6.79	2.12	0.90	2.35	0.19	2.14E+03
40	4.94	6.18	1.99	0.84	2.36	0.17	1.95E+03
100	5.02	6.13	2.31	0.90	2.57	0.14	1.96E+03
150	4.99	7.45	2.47	0.96	2.56	0.14	2.37E+03
220	5.05	7.86	2.60	0.99	2.61	0.12	2.53E+03

La Figure III-130 présente le profil de CL extrait à x = 20 mm (i.e. milieu de l'actionneur) en présence de l'actionneur (les électrodes sont présentes mais la décharge est éteinte). Celui-ci est comparé au profil extrait préalablement sans avoir positionné l'actionneur sur la plaque plane. Les variations de la vitesse U adimensionnée par celle à l'infini U_∞ (U étant la moyenne temporelle des vitesses instantanées u), montrent que la présence des électrodes de 70 µm d'épaisseur, qui constituent l'actionneur, ont peu d'influence sur le régime de la CL car on obtient δ = 7.26 et H = 2.69, ce qui indique que l'écoulement est toujours laminaire. Par ailleurs, durant les expériences concernant l'impact des décharges NS-DBD et SL-DDBD sur la CL, un profil de CL est systématiquement mesuré sans la décharge, pour chaque série, et il servira de cas de référence (baseline).

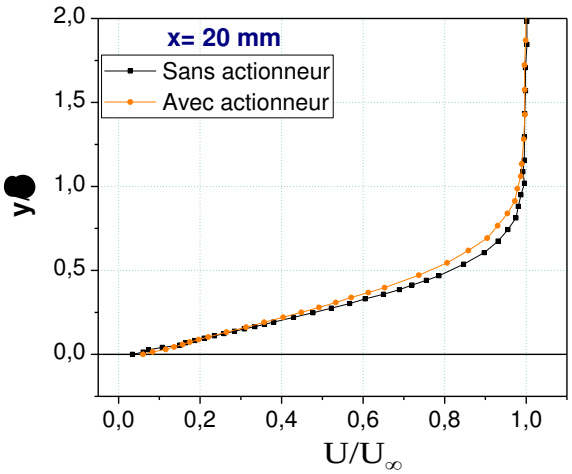


Figure III-130 : Comparaison des profils de couche limite avec et sans l'actionneur en place pour U_∞= 5 m/s

12.4.2 Effet des décharges NS-DBD et SL-DBD sur une couche limite laminaire (U_∞ = 5 m/s)

12.4.2.1 Influence de la tension

Cette section présente l'étude proprement dite de l'influence des décharges NS-DBD et SL-DBD sur une couche limite laminaire établie pour U_∞ = 5 m/s à la surface de la plaque plane. Sans décharge, les propriétés de l'écoulement restent identiques à celles présentées ci-dessus à x = 20 mm et z = 0 mm (baseline, Figure III-131). Lorsque la décharge NS-DBD est initiée pour une tension pulsée $V_P(t)$ de 14 kV puis pour 16 kV, à la fréquence de 1 kHz (pour des énergies respectives de 0.18 mJ/cm et 0.22 mJ/cm), le profil de la CL semble peu modifié (Figure III-131-A). Cependant, l'analyse de la CL en proche paroi a révélé que le niveau zéro (de référence) de la plaque n'est plus le même. L'estimation de ce déplacement en y, Δy, est d'environ 0.32 mm. Lorsque la décharge SL-DBD est initiée sur la distance de 40 mm en appliquant, à 1 kHz, une tension V_P = 14 kV et V_{DC} = -20 kV (0.8 mJ/cm) (Figure III-131-B), on observe que ce déplacement Δy est maintenant de 1.7 mm (i.e. 5 fois le Δy mesuré avec la NS-DBD). De plus le même déplacement est mesuré pour une tension V_P = 16 kV et V_{DC} = -18 kV (0.81 mJ/cm pour la même DDP de 34 kV). Nous reviendrons plus tard sur la caractérisation de cette déflexion de la paroi dans la section 12.4.4.

La Figure III-131 indique que le profil de la CL est peu modifié mais il existe cependant une influence de la décharge. Afin de détailler cette influence, on considérera dans la suite du manuscrit que le déplacement de la paroi de 3 mm d'épaisseur n'a que peu d'influence sur le débit dans la section d'essai. La réduction de la section de passage du flux d'air impose une augmentation de la vitesse dans la dite section. Du fait des contributions visqueuses en proche paroi, l'accélération du flux a lieu principalement dans la région centrale de la veine. Ainsi, on note ici une variation de la vitesse de l'écoulement au centre de la veine inférieure à 3%. Afin de caractériser l'influence de la décharge sur la CL, nous avons choisi de retracer ces profils par rapport à zéro (Figure III-132).

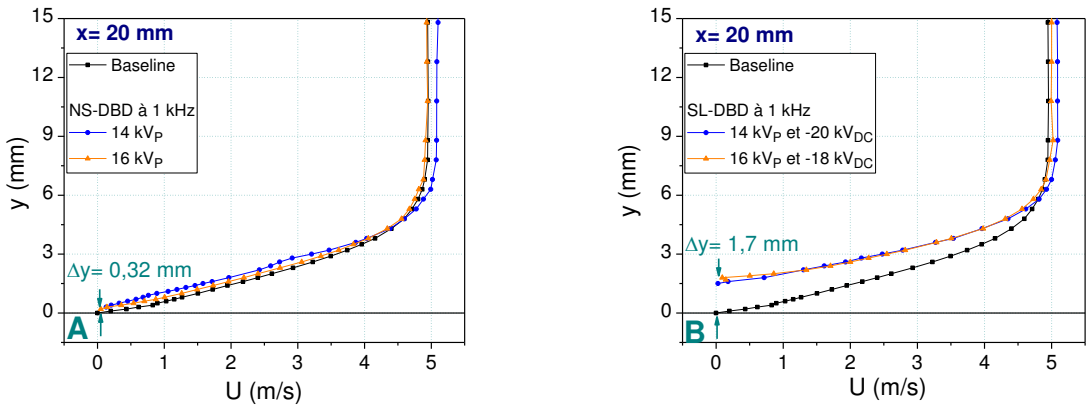


Figure III-131 : Influence de la décharge NS-DBD (A) et de la SL-DBD (B) sur les profils d'écoulement

Après la prise en considération du déplacement Δy, on constate que la décharge NS-DBD ne modifie pas la CL car le facteur de forme est pratiquement le même que celui du baseline (H = 2.69). Par contre, pour la décharge glissante SL-DBD, une modification de la couche limite est observée. On assiste à des variations de l'épaisseur de la couche limite δ et du facteur H de forme lesquels passent respectivement de δ = 7.26 mm, H = 2.69 en l'absence de décharge à δ = 5.81 mm, H = 2.29 en présence de la SL-DBD pour V_P = 14 kV et V_{DC}= 20 kV et f =1 kHz. Ces variations montrent qu'une influence de la décharge sur la CL est possible et la réduction du facteur de forme suggère que l'on serait en présence d'un début de transition de la CL.

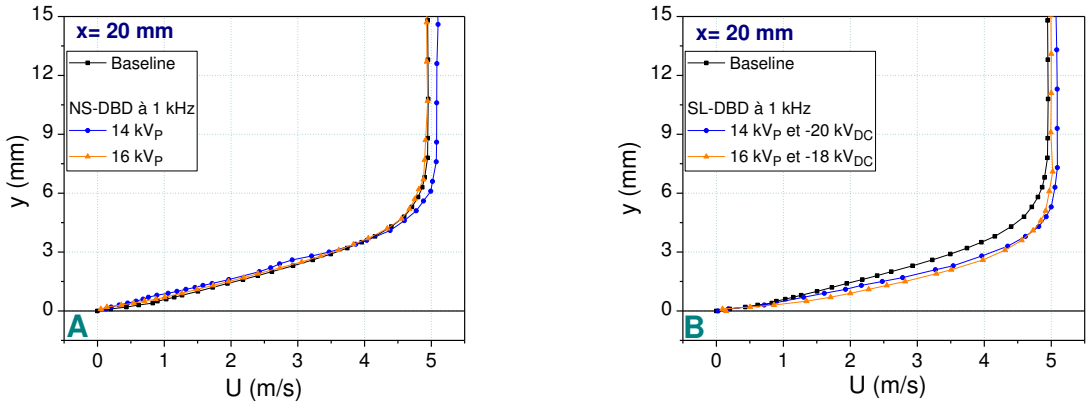


Figure III-132 : Influence de la décharge NS-DBD (A) et de la SL-DBD (B) sur la couche limite laminaire

12.4.2.2 Influence de la fréquence des impulsions

La Figure III-133, présente les profils de CL mesurés en l'absence et en présence des décharges NS-DBD et SL-DBD en variant la fréquence des impulsions de tension. Ce graphe montre que l'élévation de la fréquence depuis 100 Hz jusqu'à 5 kHz n'influence pas la CL lorsque la NS-DBD est utilisée. Cependant, pour la SL-DBD, on observe que les modifications de la CL semblent fortement corrélées à la fréquence utilisée.

Afin de détailler cette influence de la fréquence, la variation de l'épaisseur de la couche limite δ, et celle du facteur de forme H sont présentées sur la Figure III-134. Ce graphe confirme que la décharge NS-DBD n'a pratiquement aucun effet sur la CL lorsqu'on varie la fréquence de 100 Hz à 5 kHz. En revanche, la SL-DBD montre des résultats encourageants puisque δ varie de 6.79 mm à 4.73 mm lorsque la fréquence varie de 100 Hz à 2000 Hz. De plus, le facteur de forme H varie de 2.37 à 2.20 pour une variation de 100 Hz à 2 kHz. Ces grandeurs montrent que la couche limite est encore laminaire mais la diminution du facteur de forme, de 2. 69 en absence de décharge à 2.20 en présence de la SL-DBD à 2 kHz, confirme que nous sommes dans une phase de transition. Il aurait été intéressant d'augmenter davantage la fréquence dans l'optique d'établir un régime turbulent mais nous nous sommes trouvés confrontés à une forte

augmentation des perturbations électromagnétiques qui influencent le fonctionnement du banc de mesure de vitesse « LDV » lorsque cette fréquence était augmentée.

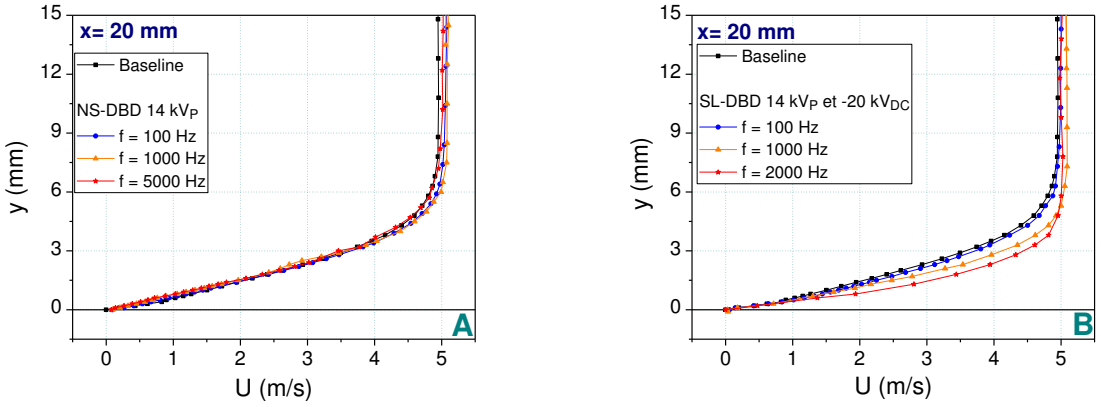


Figure III-133 : Influence de la fréquence des impulsions de tension V_P appliquées aux décharges NS-DBD (A) et SL-DBD (B) sur la couche limite laminaire (profils ne prenant pas en considération le déplacement pariétal)

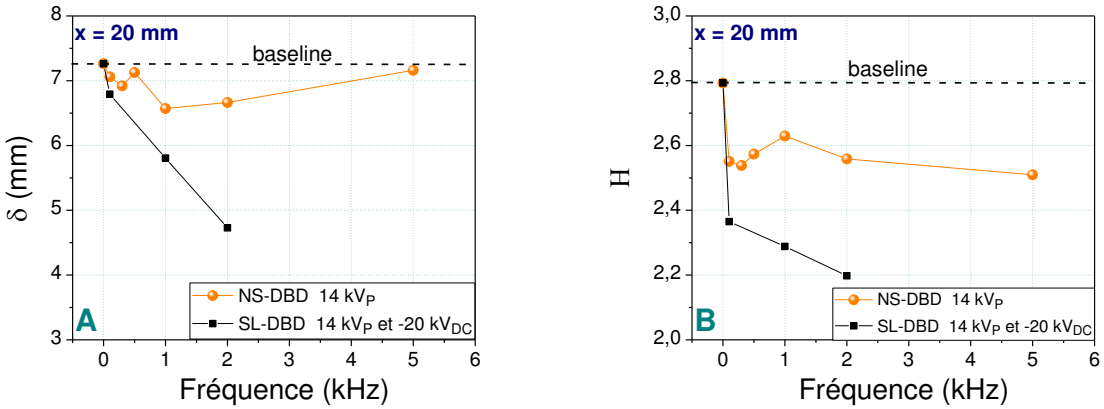


Figure III-134: Variation de l'épaisseur de couche limite δ (A) et du facteur de forme H (B) en fonction de la fréquence des impulsions de tension $V_P(t)$ pour la NS-DBD et la SL-DBD

12.4.3 Effet des décharges NS-DBD et SL-DBD sur une couche limite turbulente (U_∞ = 20 m/s)

L'étude de l'influence des décharges NS-DBD et SL-DBD sur une couche limite turbulente pour U_∞ = 20 m/s a également été effectuée (voir Figure III- 135). Les résultats montrent que la NS-DBD ou la NS-DBD n'ont que très peu d'effet sur la CL turbulente.. Par exemple, pour la NS-DBD, on observe un facteur de forme de 1.40 en présence de la décharge sachant qu'il est de 1.41 en l'absence de celle-ci. Les décharges NS-DBD semblent donc incapables d'influer sur une couche limite turbulente, ce qui est en accord avec l'absence d'effet de ces décharges dans l'étude du contrôle de séparation sur la marche descendante pour lequel la

couche limite amont était en régime de turbulence développée. Ces résultats confortent de ce fait l'hypothèse selon laquelle la décharge nanoseconde pulsée provoquerait une transition de la couche limite laminaire vers un régime turbulent. Cette hypothèse, avancée dans plusieurs travaux concernant le contrôle d'écoulement à base de décharges nanosecondes pulsées [77], [133], [129], semble être confirmée ici.

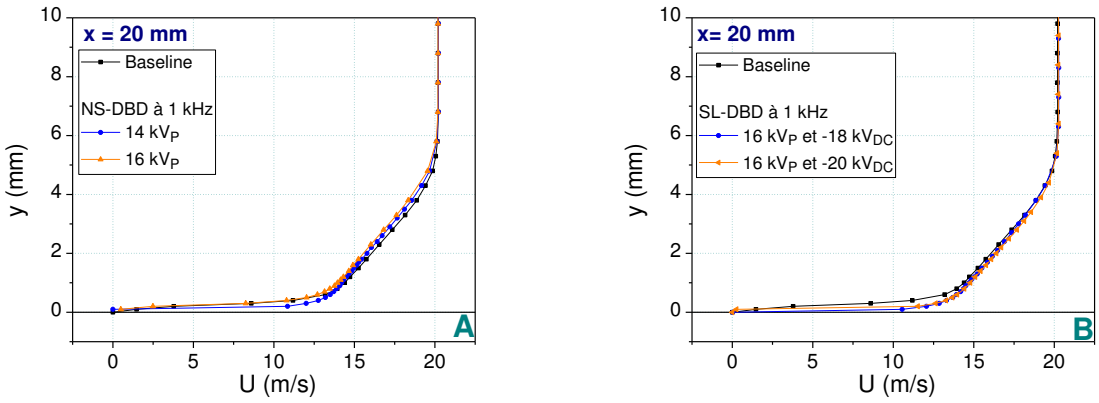


Figure III- 135 : Influence de la décharge NS-DBD (A) et SL-DBD (B) sur la couche limite turbulente

12.4.4 Caractérisation de la déflexion Δy de la plaque due à la décharge – Mesures par LDV

Nous venons de voir que la décharge de type nanoseconde pulsée peu influencer une CL laminaire mais nous avons surtout constaté le fort déplacement de la paroi de la veine d'essai, notamment lorsque la SL-DBD est allumée. En effet, peut-on considérer que c'est l'onde de pression générée à la paroi qui permet à elle seule de déformer une plaque de plexiglas de 3 mm d'épaisseur, de surcroit renforcée par des barres de 15 mm d'épaisseur ? Si c'est le cas, c'est un résultat surprenant, et de fait intéressant.

Cette section a donc pour objectif de mettre en évidence le mécanisme à l'origine du déplacement de la paroi. Pour ce faire, nous nous sommes intéressés à la déflexion de la plaque plane que nous avons observée dans la section 12.4.2.

La Figure III-131 a démontré qu'une déflexion Δy = 1.7 mm de la plaque plane est observée lorsque la décharge SL-DBD est générée pour 14 kV_P, -20 kV_{DC} et f = 1 kHz. L'augmentation de la fréquence permet d'augmenter l'amplitude de cette déflexion comme l'indique la Figure III-136. Selon ce graphique, pour une tension donnée, la déflexion Δy varie de 0.32 mm à 1 kHz à 0.7 mm à 5 kHz pour la NS-DBD tandis qu'elle passe de 1.7 mm à environ 3 mm respectivement pour une variation de fréquence de 1 kHz à 2 kHz pour la SL-DBD. Cette différence d'influence entre les deux décharges montre une fois encore que la décharge glissante a plus d'influence sur la CL et/ou la paroi que la décharge conventionnelle.

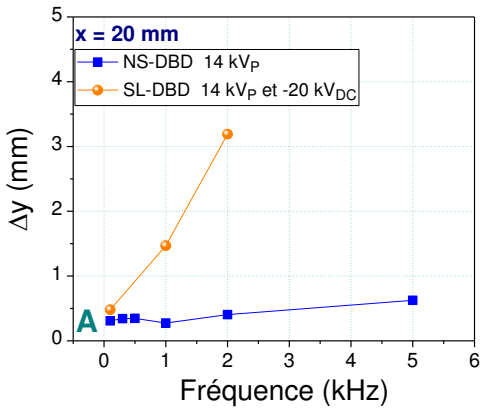


Figure III-136 : Variation du déplacement Δy en fonction de la fréquence

12.4.4.1 Mesure de la déflexion *Δ*y de la plaque due à la décharge – Mesures par comparateur de niveau

Afin de connaitre la cause de cette déflexion de la plaque lorsque la décharge est initiée, une étude complémentaire est réalisée en positionnant un comparateur de niveau au-dessus de la veine d'essai (au milieu de l'électrode de masse (2)). Les résultats obtenus sont présentés par la Figure III-137 et montrent la variation du Δy durant la décharge (15 min) puis après l'extinction de cette dernière (essais en absence et en présence d'écoulement dans la veine). En présence d'écoulement (U_∞ = 5 m/s), dès l'initiation de la décharge SL-DBD (16 kV_P et -18 kV_{DC} à 2 kHz par exemple), l'augmentation du Δy est progressive et atteint une valeur de 1.3 mm. Ce caractère progressif suggère que la plaque ne se déforme pas sous l'effet de l'onde de pression, sinon la déformation serait constante ; on peut donc penser qu'elle se déforme sous une contrainte thermique, phénomène lent par excellence. D'ailleurs, l'influence de la température pourrait justifier les différences entre les Δy observées lorsque les décharges NS-DBD ou SL-DBD sont générées puisqu'on a une surface de décharge plus importante avec la SL-DBD et une énergie totale déposée également en forte augmentation (0.2 mJ/cm pour la NS-DBD contre 0.8 mJ/cm pour la SL-DBD). De plus, les paramètres de tension et de fréquence jouent également un rôle sur le degré de déflexion. A U_∞ = 5 m/s, la déflexion est de 0.32 mm lorsque la décharge glissante est générée à 1 kHz (V_P = 16 kV et V_{DC} = -18 kV) et elle est augmentée jusqu'à 1.10 mm lorsque la fréquence passe à 2 kHz. Les valeurs de Δy trouvées via cette technique de mesure sont inférieures à celles mesurées avec la LDV car ici, la décharge n'est allumée que pendant 15 min tandis qu'elle reste allumée entre 25 et 30 min durant les mesures par LDV. De plus, pour les expériences par LDV, la succession des mesures entraine une accumulation du flux thermique, justifiant les valeurs élevées de Δy indiquées précédemment par la Figure III-136.

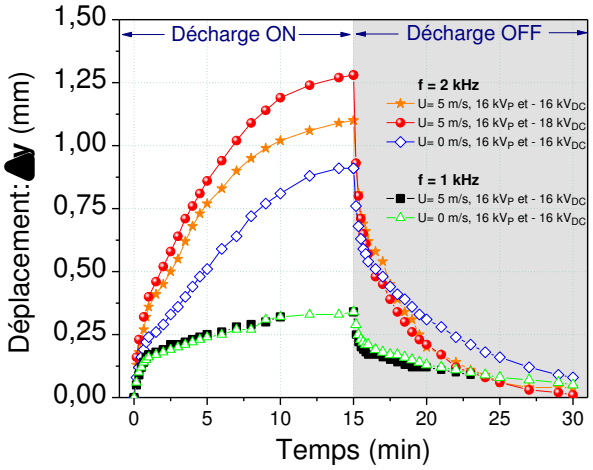


Figure III-137: Variation du déplacement Δy induit par les décharges NS-DBD et SL-DBD sur la plaque plane. La mesure est effectuée grâce à un comparateur de niveau placé au-dessus de la veine d'essai

Cette Figure III-137 souligne également qu'en condition d'écoulement (U_∞ = 5 m/s), la déflexion Δy induite par la décharge est supérieure à celle induite en l'absence d'écoulement pour f = 2 kHz, bien que l'écoulement permette de transporter le flux thermique par convection forcée. On note une différence de déflexion de 0.3 mm. Ceci se justifie par l'effet de la dépression générée dans la veine d'essai en condition d'écoulement car elle accélère la flexion de la plaque dilatée. De plus, lorsque la décharge est éteinte, on assiste à un refroidissement de la plaque entrainant un retour à son état initial. Selon la Figure III-137, ce retour est d'ailleurs plus rapide en condition d'écoulement, grâce à la convection forcée, qu'en l'absence d'écoulement. Une information supplémentaire ressort de cette Figure III-137. On remarque une forte variation de Δy dès l'initiation ou l'arrêt de la décharge. Ce comportement laisse entrevoir une possible contribution du gradient de pression dans le phénomène de déflexion, accentuée par le fait que la plaque chaude se déforme plus facilement. En effet, la forte dynamique de ce gradient de pression présente des temps caractéristiques de l'ordre de la microseconde. Le brusque changement de déflexion à l'allumage et à l'extinction de la décharge suppose la contribution d'un phénomène rapide tel que celui lié au gradient de pression.

12.4.4.2 Variation de la température à la paroi de la plaque plane

Afin de confirmer l'influence du gradient thermique dans la déflexion de la plaque, des mesures de température ont été effectuées avec un thermocouple placé à la surface du diélectrique après extinction de la décharge glissante SL-DBD (en l'absence d'écoulement). Les valeurs de températures mesurées sont présentées par la Figure III-138. On constate que leurs variations sont semblables à celles du Δy obtenues précédemment (Figure III-137) lorsque la décharge est éteinte. On mesure par exemple une température de 46°C une minute

après l'extinction de la décharge pour 16 kV_P et -16 kV_{DC} et f = 2 kHz. Cette valeur est comparable à celle mesurée par Correale [128] qui a obtenu une température de 60°C à f = 1.5 kHz pour une décharge NS-DBD générée pendant 5 minutes. Cependant, les mesures effectuées à la paroi de la plaque plane ne sont pas vraiment représentatives de la température moyenne de la décharge car d'après les travaux de Starikovskii et al. [39], le gradient de température mesuré par spectroscopie d'émission est compris entre 70°C et 140°C, voire 200°C (mesures effectuées 1 µs après la décharge). Leurs résultats prouvent donc, qu'à la paroi, la température élevée du gaz serait à l'origine de modifications structurelles du matériau diélectrique sous un gradient thermique, modifications qui favorisent une déflexion de la plaque, certainement sous l'effet de l'onde de pression.

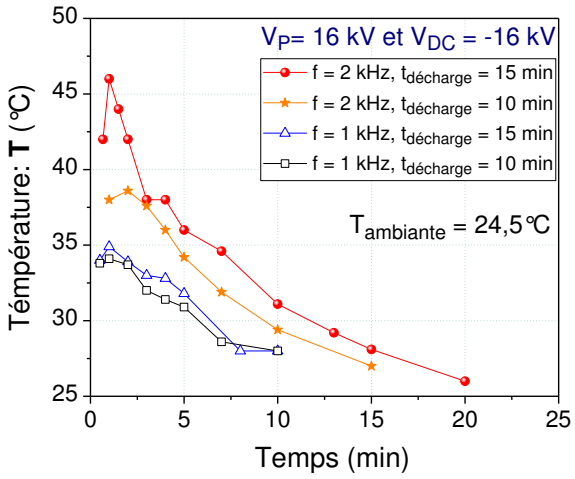


Figure III-138 : Variation de la température à la surface du diélectrique après l'initiation de la décharge pendant 10 min ou 15 min, mesures effectuées avec un thermocouple de type K

Le dépôt d'énergie de la décharge semble être converti pour une bonne partie en chaleur. La contribution du gradient thermique dans le mécanisme de contrôle d'une couche limite collée ne peut malheureusement être clairement identifiée par nos essais. En revanche, son rôle mérite plus d'attention. Par exemple, l'hypothèse de la perte d'efficacité observée en régime turbulent pourrait provenir de la capacité de ce régime à favoriser naturellement les transferts thermiques par agitation turbulente, réduisant ainsi l'influence du dépôt de chaleur provoqué par la décharge NS-DBD.

12.5 Conclusion

Cette étude a été réalisée dans le but de caractériser l'influence des décharges NS-DBD et SL-DBD afin d'apporter des éléments de réponse concernant la capacité de ces décharges à modifier des écoulements laminaires et turbulents dans une configuration de couche limite collée pour laquelle de faibles modifications peuvent induire de larges changements dans

l'écoulement de proche paroi. Les résultats ont montré que le profil de la couche limite laminaire est plus impacté par la décharge SL-DBD que par la NS-DBD. Cependant, dès que le régime devient turbulent, l'efficacité de ces décharges est plus que réduite. Il apparait alors que la décharge SL-DBD peut provoquer une transition de la couche limite laminaire.

Nous avons également constaté une forte déflexion de la plaque plane lors des mesures par LDV. L'observation fortuite de cette déflexion (pour la première fois dans une telle étude) a été possible à cause de l'épaisseur de la plaque plane d'une part mais aussi de la décharge glissante qui s'étend sur une large surface et maximise cette déflexion. Des études complémentaires effectuées pour connaitre l'origine de cette déflexion ont montré que celle-ci est provoquée par le gradient thermique induit par la décharge et ensuite transmis au matériau. Le large effet sur le matériau diélectrique laisse à penser que le rôle du gradient thermique imposé par la décharge est significatif. Cependant les essais réalisés ne peuvent conduire à des conclusions définitives.

Conclusion de la partie III

Cette troisième partie a permis d'évaluer l'impact des décharges de surface de type nanosecondes pulsées sur un écoulement. Elle s'appuie essentiellement sur les DBD conventionnelles : les NS-DBD dont la décharge se limite à quelques millimètres, et sur les DBDs de type glissante (SL-DBD) dont la décharge s'étend davantage (sur 40 mm dans cette étude). Il est attendu que cette extension qui amplifie l'interaction entre la décharge et le fluide puisse conduire à une amélioration significative des capacités de contrôle des décharges nanosecondes pulsées.

Les premières études concernant l'influence de ces décharges sur un écoulement de couche limite décollé sur l'extrados d'un profil NACA 0015 à cause d'un gradient de pression adverse, conduisent aux conclusions suivantes:

- seuls les cas de séparations massives présentent une réponse positive de l'écoulement,
- le contrôle du recollement du fluide est plus efficace lorsque l'actionneur est positionné en contre-courant plutôt qu'en co-courant,
- l'efficacité de la décharge de type glissante SL-DBD est équivalente à celle de la décharge conventionnelle NS-DBD,
- la décharge n'influence que le cas d'un écoulement naturel laminaire. Dès lors que la couche limite amont est transitionnée, la décharge ne présente plus d'effets notables.

Une seconde expérience a ensuite été effectuée pour contrôler cette fois-ci une couche limite séparée sur une marche descendante à cause d'une discontinuité de la paroi. Ces essais, tous réalisés en condition de couche limite turbulente, ont révélé une absence de contrôle quel que soit le type de décharge utilisé. Ces résultats nous ont donc permis de conclure que :

- la décharge nanoseconde pulsée telle qu'utilisée dans notre étude est inopérante face à une couche limite en régime pleinement turbulent. Il reste cependant possible que la quantité d'énergie déposée par notre actionneur et son système électrique soit insuffisante.

Afin de mieux comprendre l'influence de ces décharges sur une couche limite, une étude classique de contrôle d'écoulement a été entreprise, en caractérisant l'influence de ces décharges sur une couche limite laminaire ou turbulente établie sur une plaque plane. Les résultats ont tout d'abord confirmé que la décharge favorise la transition de la couche limite laminaire mais qu'elle se caractérise aussi par une absence d'effet pour une couche limite déjà turbulente. Ils ont en outre révélé une forte déflexion de la plaque plane pouvant atteindre 3 mm. L'implication du gradient thermique dans le phénomène de déflexion a été démontrée par des mesures par comparateur de niveau. Il semble donc que le phénomène est le suivant : la montée en température rend le PMMA plus « souple », et celui-ci se déforme alors sous

l'effet de l'onde de pression. Bien évidemment, les résultats de ces mesures effectuées en toute fin de thèse restent à confirmer.

Les études réalisées permettent de conclure que seuls des écoulements en régime laminaire peuvent être fortement modifiés en utilisant une décharge de type nanoseconde pulsée comme celle utilisée dans notre étude. Dès lors que la couche limite est turbulente, l'actionneur n'est plus en mesure de modifier l'écoulement, ceci aussi bien pour une couche limite collée que décollée par un gradient de pression adverse ou un changement brutal de géométrie. Ces résultats, certes décevants au regard des promesses annoncées, pourraient cependant être améliorés en profitant des phénomènes d'instabilités naturelles susceptibles d'amplifier des perturbations de faible amplitude. Ce type de phénomène de 'résonnance' n'est possible que pour un parfait accord entre la fréquence de l'actionneur et la fréquence la plus instable de l'écoulement, accord qui n'a pas été réalisé dans le cadre de nos travaux mais qui pourrait faire l'objet d'autres études à l'avenir.

Conclusion générale

Les décharges électriques font l'objet de recherches expérimentales et numériques depuis quelques années afin de comprendre et d'évaluer leur interaction avec le gaz environnant. Leurs différentes applications en mécanique des fluides sont particulièrement d'actualité car les actionneurs plasmas sont considérés comme de potentielles alternatives à certaines technologies utilisées dans le monde industriel.

Les travaux expérimentaux réalisés dans cette thèse avaient d'une part pour objectif de développer et de caractériser une nouvelle décharge à barrière diélectriques (DBD) de type nanoseconde pulsée glissante et, d'autre part d'évaluer sa capacité à être utilisée soit comme instrument de mesure en métrologie des fluides, soit en tant qu'actionneur électromécanique en contrôle d'écoulement.

Nous nous sommes consacrés d'abord, dans la première partie, à deux configurations de décharges de surface pulsées ainsi qu'à leur caractérisation. La première concerne une décharge conventionnelle pulsée (NS-DBD) qui est établie avec une géométrie à deux électrodes. Il s'agit de la géométrie la plus étudiée dans le domaine. La décharge est générée en appliquant une haute tension positive pulsée à l'électrode (1) tandis que la seconde (2) est mise à la masse. Dans ce cas, la décharge de surface générée ne s'étend que sur quelques millimètres. Par contre, lorsqu'on ajoute une contre électrode (3) reliée à une haute tension négative continue DC, cette dernière permet d'attirer les charges grâce au champ électrique créé et, par conséquent, la décharge s'étend de l'électrode (1) vers l'électrode (3). On génère ainsi une décharge dite glissante ou « sliding » (SL-DBD) qui constitue la seconde configuration étudiée. La caractérisation et la comparaison de ces deux configurations de décharge (NS-DBD et SL-DBD) ont été effectuées au moyen de diagnostics électriques, optiques et mécaniques.

- Les diagnostics électriques ont révélé qu'il faut une différence de potentiel supérieure à 26 kV entre les électrodes (1) et (3) si elles sont espacées de 4 cm (i.e. un champ électrique moyen de 6.5 kV/cm) pour générer la décharge de type glissante. L'extension de la décharge (SL-DBD) entraine une augmentation de l'énergie totale d'environ 300% par rapport à celle de la NS-DBD. Cette augmentation se justifie par la contribution énergétique des tensions, pulsée et continue, impliquées dans cette configuration à trois électrodes.
- Les diagnostics optiques par imagerie iCCD, tout en permettant de visualiser la morphologie de ces décharges qui se trouve être filamentaire, ont confirmé ce seuil de potentiel minimal de 6.5 kV/cm nécessaire à l'établissement du régime glissant. De plus, en se basant sur ce critère, il a été possible d'étendre davantage la décharge, sur des distances de 60 et 80 mm, faisant donc du champ électrique moyen le paramètre clé dans la génération de la décharge glissante.

- Enfin, les diagnostics mécaniques ont permis de caractériser qualitativement et quantitativement l'onde de pression générée par ces deux décharges. Il en résulte que la topologie de l'onde de pression, observée par la technique Schlieren, est modifiée selon que la décharge soit de type conventionnelle ou glissante. En effet, la SL-DBD permet de générer une deuxième onde circulaire à l'électrode (3), en plus de celle générée à l'électrode (1). Elle permet en outre d'étendre l'onde plate, car comme démontrée une nouvelle fois dans ces travaux, celle-ci est étroitement liée à l'extension de la décharge à la surface du diélectrique. Les mesures quantitatives du gradient de pression ont, quant à elles, révélé une efficacité de conversion électromécanique de ces décharges de l'ordre de 2500 Pa par unité d'énergie (mJ/cm) consommée. Enfin, nous avons vu que, suivant la géométrie des électrodes, il était possible de localiser les streamers à la surface du diélectrique et, de ce fait, de localiser intentionnellement l'onde de pression.

En somme, cette étude de caractérisation a démontré qu'il était possible d'étendre davantage la décharge nanoseconde pulsée à la surface du diélectrique et de pouvoir modifier la topologie de l'onde de pression. Ces caractéristiques spécifiques aux décharges glissantes SL-DBD nous ont poussés à tester cette décharge en situation de contrôle d'écoulement.

La décharge glissante SL-DBD a d'abord été étudiée en condition d'écoulement afin d'estimer sa capacité à être utilisée comme capteur en métrologie des fluides ; c'était l'objet de la seconde partie de ce manuscrit. Nous y avons évalué l'influence de la vitesse d'un écoulement de régime turbulent sur les caractéristiques de la décharge SL-DBD. Les résultats ont démontré une sensibilité de cette décharge vis-à-vis de l'écoulement. Cette sensibilité provient surtout de l'influence de la vitesse de l'écoulement sur le flux thermique généré par la décharge, qui entraine une diminution de la température du volume de gaz ionisé. La conséquence des conditions locales est que le courant total mesuré augmente avec la vitesse de l'écoulement. Deux utilisations de la SL-DBD ont été révélées possibles grâce à cette variation du courant :

- La première consiste à l'utiliser comme un capteur Tout Ou Rien (TOR) qui serait en mesure de détecter la présence d'un écoulement car une forte variation du courant a été observée dès qu'un écoulement est présent, même à très basse vitesse. Cette première fonction de la décharge SL-DBD serait d'un grand intérêt en mécanique des fluides et plus particulièrement en contrôle d'écoulement car elle peut renseigner sur l'état d'un écoulement décollé ou collé.
- La seconde consiste à l'utiliser comme anémomètre ou capteur de vitesse pariétale. En effet, une variation presque linéaire du courant a été observée lorsque la vitesse de l'écoulement à la paroi (u_P) varie de 0.27 à 1.10 m/s et lorsque celle à l'infini (U_∞) varie respectivement de 5 à 45 m/s.

L'évaluation de la sensibilité de cette décharge en tant qu'anémomètre fluidique a montré qu'elle est dépendante de la différence de potentiel appliquée mais surtout de la fréquence des impulsions de tension. On observe, par exemple, une sensibilité vis-à-vis de la vitesse pariétale d'environ 100 µA/m.s-1 à 1 kHz pour une DDP de 30 kV tandis qu'elle est d'environ 2000 µA/m.s-1 lorsque la fréquence passe à 10 kHz. En revanche, il a été démontré que cette sensibilité n'est dépendante ni du temps de montée ni de la largeur de l'impulsion de tension. L'étude d'une décharge de surface de type DC a également donné des résultats satisfaisants avec une sensibilité d'environ 140 µA/m.s-1. Il s'est avéré que cette décharge peut servir en tant qu'anémomètre de vitesse pariétale quelle que soit la polarité de la tension, à condition d'orienter convenablement la décharge vis-à-vis de la direction de l'écoulement. Cette décharge peut alors être qualifiée de capteur bidimensionnel pouvant renseigner, au vu de ses caractéristiques en courant, sur la direction de l'écoulement. Cette fonction de capteur bidirectionnel peut également être attribuée à la décharge glissante sous réserve d'augmenter la fréquence des impulsions.

La troisième partie du manuscrit a été consacrée à l'étude des décharges conventionnelle NS-DBD et glissante SL-DBD en tant qu'actionneur électromécanique pour le contrôle d'écoulement. L'efficacité de ces actionneurs a été évaluée suivant deux types de couche limite, selon qu'elle est décollée ou collée, ceci pour différents régimes (laminaire et turbulent). Il s'agissait en effet d'identifier le potentiel de ces décharges pour modifier des grandeurs fluidiques moyennées en espace et en temps et de comprendre quel mécanisme, entre le gradient de pression et/ou gradient thermique, se trouve à l'origine du contrôle.

Il ressort des essais de contrôle d'une couche limite décollée que :

- L'efficacité des deux décharges n'est significative que pour un décollement massif, lorsque l'on s'intéresse à une séparation induite par un gradient de pression défavorable. Dans cette situation, l'efficacité de la SL-DBD est comparable à celle de la NS-DBD. En effet, la surface d'interaction de la décharge étendue n'est probablement pas suffisante (elle représente 4% de la corde comparée à 1.5% pour la NS-DBD). Lors de nos essais, la décharge (NS ou SL-DBD) était placée au bord d'attaque du profil. Ce positionnement requière un point de séparation localisé dans la région de décharge afin d'en optimiser l'efficacité. Les conditions d'essais et la séparation progressive depuis le bord de fuite vers le bord d'attaque implique que seuls les cas de séparation massive présente un point de séparation pleinement en interaction avec la décharge.
- L'influence de la décharge sur un écoulement séparé est plus significative lorsque l'actionneur est positionné en contre-écoulement plutôt qu'en co-écoulement (cas de séparation massive de l'écoulement).
- L'efficacité des décharges est restreinte aux couches limites dont le régime est laminaire. Dès lors que l'écoulement est transitionné vers un régime pleinement turbulent, tous les essais de contrôle ont échoué, que ce soit pour une séparation par

gradient de pression (NACA 0015) ou par changement brusque de géométrie (marche descendante).

Le cas de la manipulation d'une couche limite collée en régime laminaire a également été exploré en utilisant les deux décharges. Ces essais dans une configuration très favorable à une manipulation par perturbations de faible amplitude ont permis d'identifier que :

- En régime laminaire, la décharge SL-DBD provoque la transition de la couche limite, tandis que l'effet de la NS-DBD est moins marqué.
- En régime turbulent, les deux décharges restent inopérantes dans les conditions de fonctionnement utilisées. En effet, au regard des paramètres électriques retenus, il est possible que la quantité d'énergie transférée à l'écoulement soit insuffisante.

Lors des essais de manipulation d'une couche limite laminaire collée, une forte déflexion (jusqu'à 3 mm) de la plaque de support de la décharge a été observée. Par l'intermédiaire de mesures complémentaires, il a été démontré que cette déflexion est liée la montée en température due par la décharge, qui provoque ainsi une modification des propriétés mécaniques de la plaque plane. Ces modifications se traduisent par une déformation de la plaque sous l'effet du gradient de pression généré à la paroi.

Eu égard aux résultats présentés dans ce manuscrit, et même s'il reste des essais à faire pour valider pleinement la méthode, nous pouvons conclure que la décharge nanoseconde pulsé, établie sur une large surface (SL-DBD), peut servir de capteur de vitesse pariétale. Cette fonction fait d'elle un outil supplémentaire en métrologie des fluides pour la mesure des grandeurs caractéristiques du fluide à la paroi. La question de l'intrusivité de la décharge sur l'écoulement à mesurer n'a pas été analysée dans le détail, mais l'absence d'influence lorsque le régime d'écoulement est pleinement turbulent laisse penser que la SL-DBD pourrait être utilisée comme capteur fluidique pour des écoulements de type turbulent, sans être pour autant intrusive.

Perspectives

Au regard des différentes études menées et des résultats obtenus, il s'avère qu'une amélioration de ces décharges est nécessaire concernant leur application en tant que capteur de vitesse ou en tant qu'actionneur en contrôle d'écoulement.

En tant que capteur, il serait idéal d'optimiser les paramètres électriques et géométriques de la décharge afin d'augmenter sa sensibilité vis-à-vis de l'écoulement. L'application des impulsions en mode burst ou en modulation de fréquence pourrait être une piste. De plus, afin de pouvoir étendre l'utilisation de ce capteur au régime laminaire et de réduire l'influence de la décharge sur l'écoulement afin de limiter l'intrusivité de la mesure, une réduction de l'énergie déposée semble indispensable. Cette réduction serait possible en diminuant

l'amplitude des tensions appliquées. En effet, dans la configuration actuelle de la décharge glissante établie sur une distance de 40 mm, l'utilisation d'un matériau diélectrique partiellement conducteur, comme l'ont utilisé Opaits et al. [135], pourrait favoriser l'établissement du régime glissant en appliquant une faible différence de potentiel (< 26 kV). D'autre part, on pourrait envisager de diminuer la distance inter-électrode, afin de réduire les amplitudes de tension à appliquer. Cette solution est d'autant plus déterminante lorsqu'une géométrie micrométrique est utilisée pour générer la décharge, car, d'après les travaux concernant les micro-décharges pulsées, la densité de charges produites se trouve augmentée [3], [136]. Par ailleurs, des études complémentaires telles que l'estimation du temps de réponse et de la bande passante de ce capteur à décharge de surface est indispensable pour finaliser son développement.

Outre une application de ces décharges en tant que capteur de vitesse, il a été démontré qu'elles sont sensibles à d'autres paramètres thermodynamiques tels que l'humidité et la température. Il résulte donc que des études complémentaires sont nécessaires afin d'évaluer l'influence de ces paramètres sur la sensibilité de la décharge par rapport à la vitesse, afin d'adapter à chaque situation la loi de calibration de ce capteur. De plus, dans la mesure où la décharge est particulièrement sensible aux paramètres thermodynamiques, il serait également envisageable d'évaluer ces capacités en tant que capteur d'humidité, de température ou de pression.

Concernant l'application de ces décharges glissantes en tant qu'actionneurs, il découle de ces études qu'une compréhension approfondie de certains mécanismes à l'origine du contrôle est nécessaire, comme notamment la compréhension de l'interaction électrothermique entre la décharge et l'écoulement. Pour cela et pour compléter cette étude, il serait intéressant d'évaluer la température du volume de gaz ionisé par la NS-DBD et la SL-DBD par spectroscopie ou par caméra thermique en condition d'écoulement. Comme précédemment, une optimisation électrique et optique de ces décharges est envisageable dans le but d'augmenter l'énergie déposée. Par exemple, il est certain qu'une décharge glissante établie sur 50% ou 100% de corde serait plus efficace que celle établie sur uniquement 4%. Ceci sous-entend qu'il faut étendre davantage la décharge glissante ou bien en associer plusieurs en configuration multi-SL-DBD. Par ailleurs, nous avons vu dans ce manuscrit que la géométrie des électrodes influence la morphologie de la décharge générée. La géométrie permettant de localiser les streamers à la surface du diélectrique (DBD rainurée) serait particulièrement utile en contrôle de structures transverses d'un écoulement sur une marche descendante ou une couche de mélange par exemple.

Enfin, les travaux réalisés dans cette thèse ont contribué au développement de nouveaux types d'actionneurs et de capteurs. L'étape naturelle qui suit est d'implémenter ces décharges nanosecondes sur une expérimentation nécessitant un système de contrôle actif et un monitoring de l'état de l'écoulement. Toutes les conditions et connaissances minimums nécessaires à une telle expérience sont désormais acquises au sein de l'Institut PPRIME. Une

prochaine étape est donc la mise en place d'une expérience d'optimisation des paramètres électriques en boucle rétro-active pour laquelle l'état de l'écoulement moyen serait déterminé par une décharge SL-DBD positionnée en bord de fuite d'un profil et l'écoulement contrôlé par une seconde décharge SL-DBD placée au bord d'attaque. J'aurais souhaité réaliser cette expérience, mais la durée d'une thèse est limitée.

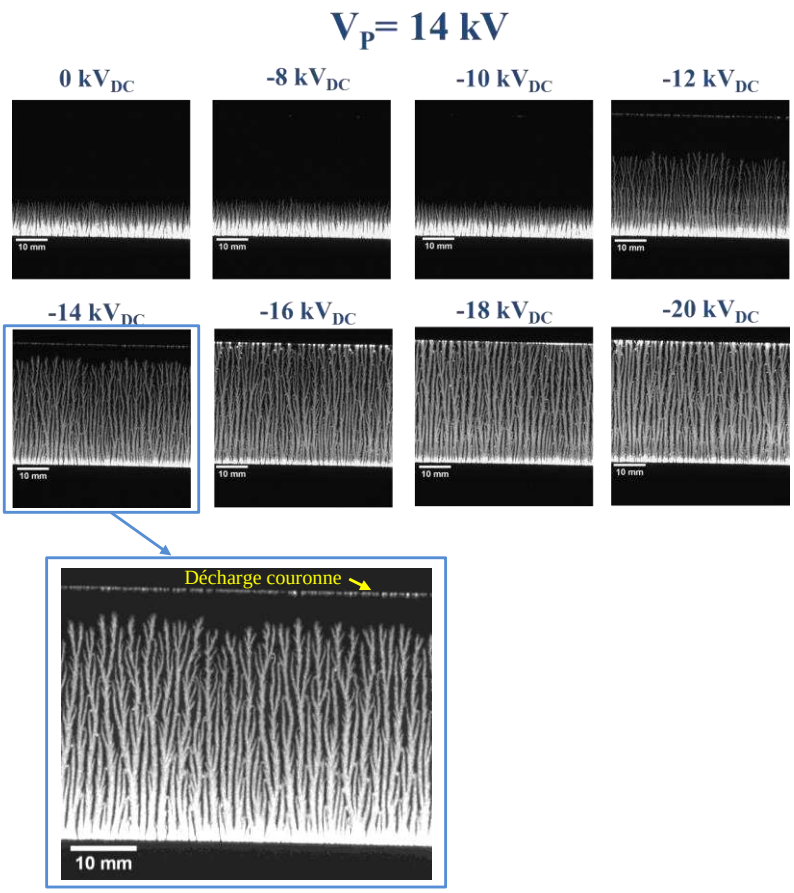
Annexe

❖ Mise en évidence de la décharge couronne aux bornes de l'électrode (3)

La figure ci-après présente les images iCCD de la décharge SL-DBD établie cette fois ci à la surface d'un diélectrique en verre borosilicate (ε_r= 4.1) et sa géométrie est similaire à celle de la Figure I-32 où le gap est fixé à 40 mm. Ce nouvel actionneur permet de confirmer certaines informations et de mettre en évidence celles qui étaient moins perceptibles avec la configuration en PMMA qui a été présentée en Figure I-40 (section 4.3).

Les images iCCD de la décharge établie sur du verre ont révélé également que la décharge est filamentaire, et elles confirment cette différence de potentiel critique de 6.5kV/cm au-delà de laquelle on génère une décharge glissante qui recouvre tout l'espace inter-électrode.

Pour V_{DC}= -12 kV ou -14 kV, où la décharge glissante n'est pas totalement établie (figure ci-après), on remarque la présence d'une décharge couronne aux bornes de l'électrode (3). Cette décharge couronne (non visible sur les images iCCD de la décharge sur le PMMA Figure I-40) est générée à cause de l'augmentation du champ électrique entre l'électrode (3) et le front du streamer.



Images iCCD de la décharge SL-DBD établie sur du verre avec un gap de 40 mm pour différentes valeurs de V_{DC} et V_P = 14 kV.

Table des figures

Figure I-1: Classification des plasmas naturels (A) [2] et artificiels (B) [3] en fonction de la densité de charges et de la température *14*

Figure I-2: Figures de Lichtenberg obtenues avec une électrode en pointe et une plaque isolante couverte de poussière de souffre *15*

Figure I-3: Images iCCD de la décharge établie à la surface d'un diélectrique montrant les régimes couronne (A), diffus (B), filamentaire (C) et transitoire vers l'arc (C) [11] *17*

Figure I-4: Configuration de décharges volumiques de type pointe-plan (A), plan-plan (B) et fil-cylindre (C) *18*

Figure I-5: Configuration de décharges surfaciques de type pointe-plan (A), plan-plan (B) et fil-fil (C) *18*

Figure I-6: Configuration de DBD de type plan-plan volumique (A), plan-plan surfacique (B) et plan-plan surfacique avec encapsulation (C) *19*

Figure I-7 : Caractéristiques électriques d'une décharge de type AC (B) [18] *20*

Figure I-8: Champ PIV montrant la topologie du vent électrique généré par une AC-DBD surfacique (A) [23], variation des composantes de vitesse u et v par rapport au signaux de tension et de courant [22] *21*

Figure I-9: Illustration des actionneurs permettant de générer une décharge sliding (A) et (B) provenant des références [30] et [33] respectivement *22*

Figure I-10:Forme d'onde de courant et de tension pour une impulsion de tension de faible FWHM (A) [43] et de forte FWHM (B) [10] *23*

Figure I-11: Variation de l'énergie électrique dissipée par la décharge en fonction de la tension proposée par Dawson et al. (A) [43] et comparaison des résultats expérimentaux [40] et numériques, proposée par Takashima et al. (B) [41] *24*

Figure I-12: Topologie de l'onde de pression générée par la décharge nanoseconde à barrière diélectrique ; vue de profil (A) et vue de face (B) [41], influence de la largeur d'impulsion (C) [40] *25*

Figure I-13 : Descriptif général de l'actionneur plasma à deux électrodes NS-DBD (A), à trois électrodes SL-DBD (B), et image de l'actionneur SL-DBD pour une distance inter-électrode de 40 mm (C) *31*

Figure I-14 : Illustration d'une partie du dispositif expérimental *32*

Figure I-15 : Dispositif expérimental montrant le champ observé par la caméra EmiCCD *34*

Figure I-16 : Description du banc de Schlieren utilisé *35*

Figure I-17 : Description du dispositif de mesure de pression montrant les axes et plans de mesure *36*

Figure I-18 : Étalonnage des sondes de tension (A) et sondes de courant (B) *37*

Figure I-19: Comparaison des différents courants: courant total, courant capacitif et courant de décharge *38*

Figure I-20: Influence du nombre d'impulsions de tension sur les courants de la décharge : formes d'onde de courant (A) et variation de l'amplitude de courant (B) *39*

Figure I-21 : Différentes configurations d'actionneurs plasma utilisés *44*

Figure I-22: Forme d'onde de tension (A) courant (B), puissance (C) et énergie (D) induite par la décharge NS-DBD *46*

Figure I-23 : Montage expérimental (A) et période d'ouverture de la camera EmiCCD (B) *47*

Figure I-24: Signature optique par imagerie iCCD de la décharge établie à la surface du diélectrique pour différentes tensions pulsées. La caméra est ouverte pendant 60 ns *48*

Figure I-25: Extension du plasma en fonction de la tension pulsée *48*

Figure I-26 : Profil de l'intensité lumineuse des streamers extraits à x = 2.5mm, 8 mm ,12 mm et 20 mm dans le plan xz *49*

Figure I-27 : Profil de l'intensité lumineuse à x = 8 mm pour différentes tensions V_P *50*

Figure I-28: Formes d'onde de tension et de courant de décharge pour la NS-DBD, F-DBD et G-DBD *52*

Figure I-29: Variation du courant $i_3(t)$ mesuré sur l'électrode (3) pour les configurations F-DBD, G-DBD lorsque V_P = 14 kV et f = 1 kHz *52*

Figure I-30: Variation de l'énergie en fonction de la tension pour les différentes configurations *53*

Figure I-31 : Comparaison des images iCCD (Δt = 60 ns) des décharges NS-DBD (A), F-DBD (B) et G-DBD (C), générées pour V_P= 14kV et f = 1 kHz *54*

Figure I-32 : Description de l'actionneur SL-DBD permettant de générer la décharge de type glissante sur une distance inter-électrode G = 40 mm *56*

Figure I-33 : Formes d'onde des courants mesurés sur l'électrode (1) (A) et l'électrode (3) (B) pour différentes valeurs de V_{DC} tandis que V_P est fixée à 14 kV *58*

Figure I-34 : Comparaison des charges supplémentaires Q_1 produites à l'électrode (1) et celles collectées par l'électrode (3) Q_3, (A) évolution temporelle de Q(t) et (B) comparaison des moyennes pour différentes tensions V_P *59*

Figure I-35 : Formes d'onde de puissance instantanée (C) et d'énergie totale (D) pour différentes valeurs de V_{DC} et V_P fixée à 14 kV *60*

Figure I-36 : Variation de l'énergie totale en fonction de l'amplitude de tension pulsée V_P (A) et de la différence de potentiel (DDP) (B) *61*

Figure I-37 : Variation de l'énergie totale (A) et de la puissance moyenne (B) en fonction de la DDP pour des plusieurs fréquences d'excitation *62*

Figure I-38 : Formes d'onde de courant $i_3(t)$ pour des différences de potentielle (DDP) *63*

Figure I-39 : Montage expérimental (A) et période d'ouverture de la camera EmiCCD (B) *63*

Figure I-40 : Signature optique par imagerie iCCD (Δt = 100 ns) de la décharge SL-DBD montrant différents régimes de décharge *65*

Figure I-41: Profils d'intensité lumineuse de la SL-DBD extraits à x= 5 mm, 20 mm et 35 mm dans le plan xz pour V_{DC}= 0 kV (A), -14 kV (B) et -20 kV (C) pour V_P fixée à 14 kV *66*

Figure I-42 : Evolution temporelle des streamers de la SL-DBD pour V_P = 14 kV_P et V_{DC} = 0, -14, -16 et -20 kV_{DC}. La durée d'exposition de la caméra est Δt = 4 ns *68*

Figure I-43 : Vitesse de propagation des streamers pour différentes valeurs de V_{DC} et V_P fixée à 14 kV *69*

Figure I-44 : Description des actionneurs pour un gap de 60 mm *70*

Figure I-45 : Comparaison de l'énergie totale en fonction de la DDP pour les gaps 40 mm (G40), 60 mm (G60) et 80 mm (G80) *71*

Figure I-46 : Variation de la vitesse de propagation des streamers générés par la décharge SL-DBD pour G = 60 mm, pour une DDP/cm donnée 72

Figure I-47 : Comparaison des images iCCD de décharge pour les différents gaps 73

Figure I-48 : Décharge générée par une configuration à électrode (1) en fil de 13 µm de diamètre (A), pour V_P = 16 kV et V_{DC} = 0 kV (B), V_{DC} = -16 kV (C), V_{DC} = -20 kV (D) 74

Figure I-49 : Décharge générée par une configuration à électrode (1) en dents de scie (A), pour V_P = 16 kV et V_{DC} = 0 kV (B), V_{DC} = -16 kV (C), V_{DC} = -20 kV (D) 75

Figure I-50 : Décharge générée par une configuration à électrode de masse rainurée (A), pour V_P = 16 kV et V_{DC} = 0 kV (B), V_{DC} = -16 kV (C), V_{DC} = -20 kV (D) 76

Figure I-51 : Comparaison de l'énergie pour les configurations où l'électrode (1) est plane, en dents de scie, ou en fil 77

Figure I-52: Topologie et évolution temporelle de l'onde de pression générée par la NS-DBD ; V_P= 14 kV 81

Figure I-53 : Signal temporel de la réponse du capteur de pression piézoélectrique (A), zoom sur les premiers pics (B). Le capteur est placé à x = 2 mm et y = 20 mm au-dessus de l'actionneur 82

Figure I-54 : Influence de la tension V_P sur la topologie de l'onde de pression (t = 60 µs) 82

Figure I-55 : Variation du gradient de pression de l'onde en fonction de la tension V_P (A) et de l'énergie (B) . 83

Figure I-56 : Intensité de l'onde de pression suivant les directions x 84

Figure I-57: Intensité de l'onde de pression suivant les directions y 84

Figure I-58 : Variation de la température (A), de la densité (B) et de la vitesse de propagation de l'onde (C) en fonction de la distance y 86

Figure I-59 : Topologie de l'onde de pression générée par la décharge SL-DBD (t = 60 µs) 87

Figure I-60 : Variation de l'intensité de l'onde de pression générée par la SL-DBD suivant l'axe x pour y = 50 mm 88

Figure I-61 : Courbes d'intensité de l'onde de pression à différentes positions de x en fonction de V_{DC} 88

Figure I-62: Influence de la fréquence sur la trace thermique à la paroi 89

Figure I-63 : Comparaison des ondes de pression générée par la NS-DBD et la SL-DBD ayant un espace inter-électrode G= 40, 60 et 80 mm 90

Figure I-64: Image Schlieren montrant une vue de profil des ondes de pressions générée par les décharges SL-DBD classique (A) SL-DBD-Fil (B), SL-DBD-Rainurée (C) et SL-DBD-Scie (D) 91

Figure I-65: Variation du gradient de pression suivant l'axe z pour des décharges SL-DBDs dont l'électrode (1) est filaire (SL-DBD-Fil) (A) en dents de scie (SL-DBD-Scie) de 20 cm (B) 92

Figure I-66: Comparaison des gradients de pression générés par les décharges SL-DBD avec l'électrode (1) plane, en fil ou en dents de scie ; le capteur piézoélectrique est placé à x = 2 mm et y = 50 mm 92

Figure II-67: Classification des différentes techniques de mesure du frottement pariétal d'après les références [80] et [82] 103

Figure II-68: Image de la configuration de décharge volumique de type pointe-pointe utilisée par Lindvall (A) et de la courbe de variation de la chute de tension (en V) aux bornes de la décharge DC en fonction de la vitesse de l'écoulement (B) [91] 107

Figure II-69: Illustration de la trajectoire théorique des ions sous l'influence de l'écoulement proposé par Mettler [86] *107*

Figure II-70: Estimation de l'épaisseur d'une couche limite à l'aide d'une décharge plasma à M = 1.97. ..... *108*

Figure II-71: Morphologie de la décharge NRP générée par une décharge en configuration pointe-cylindre avec V_P = 12.46 kV et f = 30 kHz, dans des conditions où l'écoulement est radial au cylindre avec U = 0 m/s (A) et U = 1.42 m/s (B) [95] *109*

Figure II-72: Influence de la vitesse de l'écoulement sur le courant moyen de décharge en fonction de la direction colinéaire (gauche) ou opposée (droite) du plasma par rapport à l'écoulement [18] *110*

Figure II-73 : Influence de la vitesse de l'écoulement sur la morphologie de la décharge de surface NRP de type plan-plan pour une fréquence de 500 Hz (A) et 2.5 kHz (B). Les vitesses de l'écoulement sont U= 0 m/s (1), U= 15 m/s (2) et 40 m/s (3),[99] *111*

Figure II-74 : Mesure de la vitesse d'un écoulement derrière un cylindre par anémomètre plasma à U = 80 m/s [90] *113*

Figure II-75: Variation du courant de décharge en fonction du débit d'hélium dans un canal proposé par Kim et Kim [100] en suivant une configuration où les deux électrodes planes sont encapsulées dans un diélectrique *114*

Figure II-76 : Schéma descriptif des configurations de décharge glissante SL-DBD (A) et de décharge couronne (B) *119*

Figure II-77: Formes d'ondes des tensions pulsées à faible FWHM (A), à large FWHM (B) et de la tension continue (C) *121*

Figure II-78: Description de la maquette aérodynamique (A) et image de la veine d'essai (B) *122*

Figure II-79: Description du principe de fonctionnement de la LDV *123*

Figure II-80 : Image du système LDV *124*

Figure II-81: Comparaison de la couche limite turbulente mesurée à une couche limite laminaire (A), influence de la vitesse sur le profil de la couche limite (B) *125*

Figure II-82: Variation de l'épaisseur de la couche limite (A) et du facteur de forme (B) en fonction de la vitesse moyenne à l'infini de l'écoulement *126*

Figure II-83: Variation de la vitesse pariétale (A) ou du coefficient de frottement (B) en fonction de la vitesse moyenne à l'infini *128*

Figure II-84 : Courbes montrant les formes d'ondes de courant de décharge $i_1(t)$ sous l'influence de l'écoulement pour la NS-DBD-1 ..... *133*

Figure II-85: Courbes montrant les formes d'ondes des courants $i_1(t)$ (A) et $i_3(t)$ (B) générés par la SL-DBD-1 sous l'influence de l'écoulement pour U = 0 m/s, 20m/s et 40 m/s *134*

Figure II-86: Variation du courant collecté par l'électrode (3) « I_{DC} » (A), et du courant induit « ΔI » (B) en fonction de la vitesse de l'écoulement à l'infini, pour la SL-DBD-1 ..... *136*

Figure II-87: Comparaison de la sensibilité « S_1 » de la décharge SL-DBD-1 en fonction de la tension *137*

Figure II-88: Variation de la sensibilité « S_1 » de la décharge SL-DBD-1 en fonction de la fréquence *138*

Figure II-89: Variation de la tension V_{DC} aux bornes de la décharge en fonction de la vitesse de l'écoulement pour un courant donné. *139*

Figure II-90: Images montrant la morphologie de la décharge SL-DBD-1 établie en condition d'écoulement pour U_∞ = 0 m/s, 20 m/s, 30 m/s, 45 m/s avec une tension V_{P1} = 14 kV, V_{DC} = 16 kV et f = 2 kHz.....140

Figure II-91 : Variation de l'intensité lumineuse de la décharge SL-DBD-1 en condition d'écoulement pour U = 0 m/s, 20 m/s, 30 m/s, 45 m/s. Ces profils d'intensités sont extraits à des positions x = 5 mm (A), x = 5 mm (B) et x = 5 mm (C) 141

Figure II-92 : Orientation de l'écoulement par rapport à la direction du plasma : colinéaire (A), contraire (B) et perpendiculaire (C).....141

Figure II-93 : Variation du courant collecté par l'électrode (3) en condition colinéaire, contraire et perpendiculaire 142

Figure II-94: Formes d'onde des courants $i_1(t)$ (A) et $i_3(t)$ (B) générés par la décharge SL-DBD-2 à f = 2 kHz pour une tension V_{P2} = 10 kV et V_{DC} = 0 kV (NS-DBD) puis V_{DC} = -22 kV (SL-DBDB-2) lorsque la vitesse de l'écoulement est égale à 0 m/s, 20 m/s et 40 m/s.....145

Figure II-95: Variation du courant collecté par l'électrode (3) (I_{DC}: A) et (ΔI : B) en fonction de la vitesse de l'écoulement à l'infini, pour la SL-DBD-2 pour V_{P2} = 10 kV et f =2 kHz : influence de la différence de potentiel (DDP).....145

Figure II-96: Comparaison de la sensibilité de la décharge SL-DBD-2 en fonction de la différence de potentiel (DDP) pour différentes tensions V_{P2} à une fréquence de 2 kHz (A) et comparaison de la sensibilité de la SL-DBD-2 à celle de la SL-DBD-1 en fonction de la fréquence (B).....146

Figure II-97: Variation du courant collecté par l'électrode (3) (I_{total}) en fonction de la vitesse de l'écoulement à l'infini, pour la SL-DBD-2 : influence de la largeur d'impulsion FWHM 147

Figure II-98: Géométrie des actionneurs à décharge couronne en configuration Scie-Plan (A), Plan-Fil (B), Scie-Fil (C).....148

Figure II-99: Caractéristique de référence montrant la variation du courant de décharge (I_{corona}) en fonction de la tension DC.....149

Figure II-100: Variation du courant de décharge (I_{corona}) en fonction de la vitesse de l'écoulement à l'infini : cas d'une tension positive (A), cas d'une tension négative (B). La géométrie de l'électrode en dents de scie est symbolisée par « la flèche » tandis que le fil est représenté par « le rond ».....150

Figure II-101: Images iCCD montrant la morphologie de la décharge de surface DC en fonction de la vitesse pour une tension DC positive de +24 kV.....151

Figure II-102: Images iCCD montrant la morphologie de la décharge de surface DC en fonction de la vitesse pour une tension DC négative de -24 kV.....153

Figure II-103: Influence de l'orientation de la décharge vis-à-vis de l'écoulement, cas d'une tension positive (gauche), cas d'une tension négative (droite).....154

Figure II-104: Comparaison de la sensibilité de la décharge en fonction de la tension V_{DC}.....155

Figure II-105: Variation des courants (I_{DC} et I_{corona}) en fonction de la vitesse pariétale pour les décharges SL-DBD-1 (f = 1 kHz) (A), SL-DBD-2 (f = 2 kHz) (B) et couronne DC(C).....159

Figure II-106 : Variation de l'amplitude du courant minimal ΔI au-delà duquel on peut considérer qu'il y a un écoulement et en dessous duquel on suppose que l'écoulement est inexistant pour une différence de potentiel donnée pour les décharges pulsée SL-DBD-1 (12 kV_P et 1 kHz), SL-DBD-2 (10 kV_P et 2 kHz), et décharge couronne (cas C-3) à titre d'exemple.....160

Figure II-107 : Comparaison de la sensibilité réelle « S' » des capteurs SL-DBD-1, SL-DBD-2 et couronne DC 161

Figure II-108 : Variation des courants (I_{DC} et I_{corona}) en fonction du coefficient de frottement pour les décharges SL-DBD-1 (f = 1 kHz) (A), SL-DBD-2 (f = 2 kHz) (B) et couronne (C) 162

Figure II-109 : Courbes de reproductibilité (A) et d'hystérésis (B) liées à la mesure pour le capteur SL-DBD-1 en fonction de la vitesse de frottement 163

Figure III-110 : Schémas représentant les efforts aérodynamiques à la surface d'un objet aérodynamique [113] 173

Figure III-111: Schéma montrant l'évolution de la couche limite sur une plaque plane [115] 173

Figure III-112 : Répartition des différentes régions d'une CL turbulente à grand nombre de Reynolds [109] 175

Figure III-113 : Illustration du processus de transition d'une couche limite sur une plaque plane [116] 176

Figure III-114 : Illustration d'un écoulement décollé grâce à un gradient de pression adverse (A) [108] et grâce à la présence d'une discontinuité géométrique (B) [117] 177

Figure III-115 : Quelques états possibles d'un écoulement et processus régissant leur transition, proposés par Gad-el-Hak [118] 177

Figure III-116 : Classification des différentes stratégies de contrôle proposé par Gad-el-Hak [118] 178

Figure III-117 : Champs de vorticité normalisés « Ω^* » pour un écoulement non contrôlé (A) et contrôlé (B) grâce à une NS-DBD placée en bord d'attaque (2.4% de corde) d'un profil d'aile pour U_∞ = 45 m/s, Re = 0.75×10^6 et $\alpha = 14°$, proposés par Little et al. [37] 180

Figure III-118 : Image Schlieren montrant l'onde de pression et le gradient thermique à la paroi (A) et une simulation décrivant la formation d'instabilités induites par ce gradient (B) et proposées par Correale et al. [77] 180

Figure III-119 : Illustration de l'actionneur SL-DBD ayant un diélectrique en Kapton 185

Figure III-120 : Illustration de la maquette du profil d'aile NACA 0015 et des différentes configurations de décharges utilisées en condition colinéaire ou co-courant (B) et en condition contraire ou contre-courant (C) 186

Figure III-121 : Description de la soufflerie Béton (A), et photographie de la maquette NACA 0015 dans la veine d'essai (B) 187

Figure III-122 : Champs de la norme de vitesse moyenne montrant la topologie de l'écoulement non contrôlé (Baseline) et contrôlé par les décharges NS-DBD ou SL-DBD autour du profil NACA 0015 en condition colinéaire 188

Figure III-123 : Champs de la norme de vitesse moyenne montrant la topologie de l'écoulement non contrôlé (Baseline) et contrôlé par les décharges NS-DBD ou SL-DBD autour du profil NACA 0015 en condition contraire 189

Figure III-124 : Présentation des différentes configurations d'actionneurs plasmas disposés sur la marche descendante 191

Figure III- 125 : Champ PIV montrant l'écoulement sur une marche descendante ; expérience effectuée au sein du laboratoire par P. Sujar Garrido [117] 192

Figure III-126 : Variation du point de recollement X_R en fonction de la fréquence 193

Figure III-127 : Illustration de l'actionneur SL-DBD sur la plaque plane.....197

Figure III-128 : Illustration de l'actionneur SL-DBD disposé dans la veine d'essai 197

Figure III-129 : Image de la veine d'essai et du système de mesure de vitesse LDV 198

Figure III-130 : Comparaison des profils de couche limite avec et sans l'actionneur en place pour U_∞= 5 m/s 199

Figure III-131 : Influence de la décharge NS-DBD (A) et de la SL-DBD (B) sur les profils d'écoulement 200

Figure III-132 : Influence de la décharge NS-DBD (A) et de la SL-DBD (B) sur la couche limite laminaire 201

Figure III-133 : Influence de la fréquence des impulsions de tension V_P appliquées aux décharges NS-DBD (A) et SL-DBD (B) sur la couche limite laminaire (profils ne prenant pas en considération le déplacement pariétal).....202

Figure III-134: Variation de l'épaisseur de couche limite δ (A) et du facteur de forme H (B) en fonction de la fréquence des impulsions de tension $V_P(t)$ pour la NS-DBD et la SL-DBD.....202

Figure III- 135 : Influence de la décharge NS-DBD (A) et SL-DBD (B) sur la couche limite turbulente 203

Figure III-136 : Variation du déplacement Δy en fonction de la fréquence 204

Figure III-137: Variation du déplacement Δy induit par les décharges NS-DBD et SL-DBD sur la plaque plane. La mesure est effectuée grâce à un comparateur de niveau placé au-dessus de la veine d'essai 205

Figure III-138 : Variation de la température à la surface du diélectrique après l'initiation de la décharge pendant 10 min ou 15 min, mesures effectuées avec un thermocouple de type K.....206

Références bibliographiques

[1] I. Langmuir, « Oscillations in Ionized Gases », Proc. Natl. Acad. Sci., vol. 14, nº 8, p. 627‑637, août 1928.

[2] J. R. Hollahan and A. T. Bell, Techniques and applications of plasma chemistry. Wiley, 1974.

[3] D. Pai, Etude des plasmas générés par impulsions électriques nanosecondes répétitives dans l'air préchauffé à pression atmosphérique. Ecole Centrale de Paris, 2008.

[4] J. S. E. Townsend, Electricity in Gases. 1915.

[5] L. B. Loeb and A. F. Kip, « Electrical Discharges in Air at Atmospheric Pressure The Nature of the Positive and Negative Point-to-Plane Coronas and the Mechanism of Spark Propagation », J. Appl. Phys., vol. 10, nº 3, p. 142‑160, mars 1939.

[6] H. J. White, « A Study of the Initial Stages of Spark Discharges in Gases », Phys. Rev., vol. 46, nº 2, p. 99‑106, juillet 1934.

[7] A. Labergue, « Etude de décharges électriques dans l'air pour le développement d'actionneurs plasmas – Application au contrôle de décollements d'écoulements », phd thesis, Université de Poitiers, 2005.

[8] R. Bartnikas, « Note on discharges in helium under a.c. conditions », J. Phys. Appl. Phys., vol. 1, nº 5, p. 659, 1968.

[9] C. Liu and J. R. Roth, « Plasma-related characteristics of a steady-state glow discharge at atmospheric pressure », in , 1993 IEEE International Conference on Plasma Science, 1993. IEEE Conference Record - Abstracts, 1993.

[10] A. Aba'a Ndong, « Décharges à barrière diélectrique pulsées de volume et de surface appliquées à la précipitation électrostatique et à la régénération de surface », thèse de doctorat Poitiers, 2014.

[11] S. A. Stepanyan, A. Y. Starikovskiy, N. A. Popov, and S. M. Starikovskaia, « A nanosecond surface dielectric barrier discharge in air at high pressures and different polarities of applied pulses: transition to filamentary mode », Plasma Sources Sci. Technol., vol. 23, nº 4, p. 045003, 2014.

[12] E. Moreau, « Airflow control by non-thermal plasma actuators », J. Phys. Appl. Phys., vol. 40, nº 3, p. 605, 2007.

[13] Z. Zhou, J. D. Jones, A. M. Leung, W. Nie, and X. Wang, « A high-linearity DC planar Ionic anemometer », Flow Meas. Instrum., vol. 45, p. 118‑125, oct. 2015.

[14] U. Kogelschatz, B. Eliasson, and W. Egli, « Dielectric-Barrier Discharges. Principle and Applications », J. Phys. IV, vol. 07, nº C4, p. C4‑47‑C4‑66, oct. 1997.

[15] F. Massines, A. Rabehi, P. Decomps, R. B. Gadri, P. Ségur, and C. Mayoux, « Experimental and theoretical study of a glow discharge at atmospheric pressure controlled by dielectric barrier », J. Appl. Phys., vol. 83, nº 6, p. 2950, 1998.

[16] J. Roth, D. Sherman, and S. Wilkinson, « Boundary layer flow control with a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma », 1998.

[17] T. C. Corke, M. L. Post, and D. M. Orlov, « Single dielectric barrier discharge plasma enhanced aerodynamics: physics, modeling and applications », Exp. Fluids, vol. 46, nº 1, p. 1‑26, janv. 2009.

[18] A. Debien, « Étude électromécanique et optimisation d'actionneurs plasmas à décharge à barrière diélectrique – Application au contrôle de décollement sur un profil d'aile de type NACA0015 », Thèse de doctorat, Poitiers, 2013.

[19] T. C. Corke, C. L. Enloe, and S. P. Wilkinson, « Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators for Flow Control* », Annu. Rev. Fluid Mech., vol. 42, nº 1, p. 505‑529, janv. 2010.

[20] J.-J. Wang, K.-S. Choi, L.-H. Feng, T. N. Jukes, and R. D. Whalley, « Recent developments in DBD plasma flow control », Prog. Aerosp. Sci., vol. 62, p. 52‑78, oct. 2013.

[21] N. Benard and E. Moreau, « Electrical and mechanical characteristics of surface AC dielectric barrier discharge plasma actuators applied to airflow control », Exp. Fluids, vol. 55, nº 11, p. 1 ‑43, nov. 2014.

[22] M. Forte, J. Jolibois, J. Pons, E. Moreau, G. Touchard, and M. Cazalens, « Optimization of a dielectric barrier discharge actuator by stationary and non-stationary measurements of the induced flow velocity: application to airflow control », Exp. Fluids, vol. 43, nº 6, p. 917 ‑928, nov. 2007.

[23] N. Benard, M. Caron, and E. Moreau, « Evaluation of the time-resolved EHD force produced by a plasma actuator by particle image velocimetry - a parametric study », J. Phys. Conf. Ser., vol. 646, p. 012055, oct. 2015.

[24] C. L. Enloe, G. I. Font, T. E. McLaughlin, and D. M. Orlov, « Surface Potential and Longitudinal Electric Field Measurements in the Aerodynamic Plasma Actuator », AIAA J., vol. 46, nº 11, p. 2730 ‑2740, 2008.

[25] S. Celestin, G. Canes-Boussard, O. Guaitella, A. Bourdon, and A. Rousseau, « Influence of the charges deposition on the spatio-temporal self-organization of streamers in a DBD », J. Phys. Appl. Phys., vol. 41, nº 20, p. 205214, oct. 2008.

[26] A. Cristofolini, C. A. Borghi, and G. Neretti, « Charge distribution on the surface of a dielectric barrier discharge actuator for the fluid-dynamic control », J. Appl. Phys., vol. 113, nº 14, p. 143307, 2013.

[27] D. Hong, H. Rabat, Y.-K. Pu, and A. Leroy, « Measurement of the surface charging of a plasma actuator using surface DBD », J. Electrost., vol. 71, nº 3, p. 547 ‑550, juin 2013.

[28] N. Benard and E. Moreau, « Role of the electric waveform supplying a dielectric barrier discharge plasma actuator », Appl. Phys. Lett., vol. 100, nº 19, p. 193503, 2012.

[29] D. Opaits, S. Zaidi, M. Shneider, R. Miles, A. Likhanskii, and S. Macheret, « Improving Thrust by Suppressing Charge Build-Up in Pulsed DBD Plasma Actuators », in 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition, American Institute of Aeronautics and Astronautics.

[30] C. Louste, G. Artana, E. Moreau, and G. Touchard, « Sliding discharge in air at atmospheric pressure: electrical properties », J. Electrost., vol. 63, nº 6 ‑10, p. 615 ‑620, juin 2005.

[31] K. K. Trusov, « Pulsed submicrosecond multichannel sliding discharges of opposite polarities: Filling of the discharge gap with spark channels », Plasma Phys. Rep., vol. 38, nº 5, p. 382 ‑391, mai 2012.

[32] R. Sosa, H. Kelly, D. Grondona, A. Márquez, V. Lago, and G. Artana, « Electrical and plasma characteristics of a quasi-steady sliding discharge », J. Phys. Appl. Phys., vol. 41, nº 3, p. 035202, févr. 2008.

[33] E. Moreau, R. Sosa, and G. Artana, « Electric wind produced by surface plasma actuators: a new dielectric barrier discharge based on a three-electrode geometry », J. Phys. Appl. Phys., vol. 41, nº 11, p. 115204, 2008.

[34] G. N. Tsikrikas, A. A. Serafetinides, and A. D. Papayannis, « Development of a sliding discharge pumped HF laser », Opt. Commun., vol. 132, nº 3, p. 295 ‑301, décembre 1996.

[35] P. A. Polivanov, O. I. Vishnyakov, A. A. Sidorenko, and A. A. Maslov, « Comparison of flows induced by a dielectric barrier discharge and a sliding discharge », J. Appl. Mech. Tech. Phys., vol. 54, nº 3, p. 359 ‑366, juill. 2013.

[36] S. D. Seney, R. E. Huffman, W. Bailey, D. Liu, M. F. Reeder, and J. Stults, « Improving Performance of a Sliding Dielectric Barrier Discharge Actuator Using Multiple Potentials », AIAA J., vol. 0, nº 0, p. 1 ‑4, 0.

[37] J. Little, K. Takashima, M. Nishihara, I. Adamovich, and M. Samimy, « Separation Control with Nanosecond-Pulse-Driven Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators », AIAA J., vol. 50, nº 2, p. 350 ‑365, févr. 2012.

[38] D. V. Roupassov, A. A. Nikipelov, M. M. Nudnova, and A. Y. Starikovskii, « Flow Separation Control by Plasma Actuator with Nanosecond Pulsed-Periodic Discharge », AIAA J., vol. 47, nº 1, p. 168 ‑185, janv. 2009.

[39] A. Y. Starikovskii, A. A. Nikipelov, M. M. Nudnova, and D. V. Roupassov, « SDBD plasma actuator with nanosecond pulse-periodic discharge », Plasma Sources Sci. Technol., vol. 18, nº 3, p. 034015, août 2009.

[40] N. Benard, N. Zouzou, A. Claverie, J. Sotton, and E. Moreau, « Optical visualization and electrical characterization of fast-rising pulsed dielectric barrier discharge for airflow control applications », J. Appl. Phys., vol. 111, nº 3, p. 033303, 2012.

[41] K. Takashima, Z. Yin, and I. V. Adamovich, « Measurements and kinetic modeling of energy coupling in volume and surface nanosecond pulse discharges », Plasma Sources Sci. Technol., vol. 22, nº 1, p. 015013, févr. 2013.

[42] P. Bletzinger, B. N. Ganguly, D. V. Wie, and A. Garscadden, « Plasmas in high speed aerodynamics », J. Phys. Appl. Phys., vol. 38, nº 4, p. R33‑R57, févr. 2005.

[43] R. Dawson and J. Little, « Characterization of nanosecond pulse driven dielectric barrier discharge plasma actuators for aerodynamic flow control », J. Appl. Phys., vol. 113, nº 10, p. 103302, mars 2013.

[44] A. C. A. Ndong, N. Zouzou, N. Benard, and E. Moreau, « Geometrical optimization of a surface DBD powered by a nanosecond pulsed high voltage », J. Electrost., vol. 71, nº 3, p. 246‑253, juin 2013.

[45] R. A. Dawson and J. Little, « Effects of pulse polarity on nanosecond pulse driven dielectric barrier discharge plasma actuators », J. Appl. Phys., vol. 115, nº 4, p. 043306, janv. 2014.

[46] T. Unfer and J. P. Boeuf, « Modelling of a nanosecond surface discharge actuator », J. Phys. Appl. Phys., vol. 42, nº 19, p. 194017, 2009.

[47] J. G. Zheng, Z. J. Zhao, J. Li, Y. D. Cui, and B. C. Khoo, « Numerical simulation of nanosecond pulsed dielectric barrier discharge actuator in a quiescent flow », Phys. Fluids, vol. 26, nº 3, p. 036102, mars 2014.

[48] P. Peschke, S. Goekce, P. Leyland, and P. Ott, « Investigation of nanosecond pulse dielectric barrier discharges in still air and in transonic flow by optical methods », J. Phys. Appl. Phys., vol. 49, nº 2, p. 025204, janv. 2016.

[49] N. L. Aleksandrov, S. V. Kindysheva, M. M. Nudnova, and A. Y. Starikovskiy, « Mechanism of ultra-fast heating in a non-equilibrium weakly ionized air discharge plasma in high electric fields », J. Phys. Appl. Phys., vol. 43, nº 25, p. 255201, juin 2010.

[50] D. Xu, « Thermal and hydrodynamic effects of nanosecond discharges in air and application to plasma-assisted combustion », Thèse de doctorat, Ecole centrale de Paris, 2013.

[51] R. A. Freeman and J. D. Craggs, « Shock waves from spark discharges », J. Phys. Appl. Phys., vol. 2, nº 3, p. 421‑427, mars 1969.

[52] J. Pons, H. Rabat, A. Leroy, et D. Hong, « Experimental Study of a Surface DBD Actuator Supplied by an Atypical Nanosecond Rising High-Voltage Pulse », IEEE Trans. Plasma Sci., vol. 42, nº 6, p. 1661‑1668, juin 2014.

[53] Z. Zhao, J.-M. Li, J. Zheng, Y. D. Cui, and B. C. Khoo, « Study of Shock and Induced Flow Dynamics by Nanosecond Dielectric-Barrier-Discharge Plasma Actuators », AIAA J., vol. 53, nº 5, p. 1336‑1348, mai 2015.

[54] L. D. Landau, E. M. Lifshitŝ, and S. Medvedev, Physique théorique. [Tome 6], [Tome 6],. Moscou; [Paris: Éd. Mir ; Ellipses, 2011.

[55] Y. Zhu, Y. Wu, W. Cui, Y. Li, and M. Jia, « Modelling of plasma aerodynamic actuation driven by nanosecond SDBD discharge », J. Phys. Appl. Phys., vol. 46, nº 35, p. 355205, 2013.

[56] B. Arad, Y. Gazit, and A. Ludmirsky, « A sliding discharge device for producing cylindrical shock waves », J. Phys. Appl. Phys., vol. 20, nº 3, p. 360, 1987.

[57] I. A. Znamenskaya, D. F. Latfullin, A. E. Lutsky, I. V. Mursenkova, and N. N. Sysoev, « Development of gas-dynamic perturbations propagating from a distributed sliding surface discharge », Tech. Phys., vol. 52, nº 5, p. 546‑554, mai 2007.

[58] I. A. Znamenskaya, D. F. Latfullin, A. E. Lutskiĭ, and I. V. Mursenkova, « Energy deposition in boundary gas layer during initiation of nanosecond sliding surface discharge », Tech. Phys. Lett., vol. 36, nº 9, p. 795‑797, oct. 2010.

[59] I. A. Znamenskaya, I. E. Ivanov, I. A. Kryukov, I. V. Mursenkova, and M. Y. Timokhin, « Shock-wave structure formation by nanosecond discharge in helium », Tech. Phys. Lett., vol. 40, nº 6, p. 533‑536, juill. 2014.

[60] H. Song, Y. Li, Q. Zhang, M. Jia, and Y. Wu, « Experimental Investigation on the Characteristics of Sliding Discharge Plasma Aerodynamic Actuation », Plasma Sci. Technol., vol. 13, nº 5, p. 608‑611, oct. 2011.

[61] H. Song, Q. Zhang, Y. Li, M. Jia, Y. Wu, and H. Liang, « Plasma Sheet Actuator Driven by Repetitive Nanosecond Pulses with a Negative DC Component », Plasma Sci. Technol., vol. 14, nº 4, p. 327‑332, avr. 2012.

[62] D. Roupassov, A. Nikipelov, M. Nudnova, and A. Starikovskii, « Flow Separation Control by Plasma Actuator With Nanosecond Pulse Periodic Discharge », 2008.

[63] K. Kato, C. Breitsamter, and S. Obi, « Flow separation control over a Gö 387 airfoil by nanosecond pulse-periodic discharge », Exp. Fluids, vol. 55, nº 8, août 2014.

[64] E. Paniel, H. Rabat, and D. Hong, « Relative Residual Charge Distribution and the Corresponding Discharge Image of a Surface DBD », IEEE Trans. Plasma Sci., vol. 42, nº 10, p. 2696‑2697, oct. 2014.

[65] N. L. Aleksandrov, S. V. Kindysheva, M. M. Nudnova, et A. Y. Starikovskiy, « Mechanism of ultra-fast heating in a non-equilibrium weakly ionized air discharge plasma in high electric fields », J. Phys. Appl. Phys., vol. 43, nº 25, p. 255201, juin 2010.

[66] M. M. Nudnova, N. L. Aleksandrov, and A. Y. Starikovskii, « Influence of the voltage polarity on the properties of a nanosecond surface barrier discharge in atmospheric-pressure air », Plasma Phys. Rep., vol. 36, nº 1, p. 90‑98, févr. 2010.

[67] E. M. van Veldhuizen and W. R. Rutgers, « Pulsed positive corona streamer propagation and branching », J. Phys. Appl. Phys., vol. 35, nº 17, p. 2169, 2002.

[68] N. L. Allen and P. N. Mikropoulos, « Dynamics of streamer propagation in air », J. Phys. Appl. Phys., vol. 32, nº 8, p. 913, 1999.

[69] K. Allegraud, O. Guaitella, et A. Rousseau, « Spatio-temporal breakdown in surface DBDs: evidence of collective effect », J. Phys. Appl. Phys., vol. 40, nº 24, p. 7698‑7706, déc. 2007.

[70] K. Allegraud, Décharge à barrière diélectrique de surface : physique et procédé. Thèse de doctorat, Ecole polytechnique, 2008.

[71] D. F. Opaits, M. N. Shneider, R. B. Miles, A. V. Likhanskii, and S. O. Macheret, « Surface charge in dielectric barrier discharge plasma actuators », Phys. Plasmas 1994-Present, vol. 15, nº 7, p. 073505, juill. 2008.

[72] D. F. Opaits et al., « Experimental investigation of dielectric barrier discharge plasma actuators driven by repetitive high-voltage nanosecond pulses with dc or low frequency sinusoidal bias », J. Appl. Phys., vol. 104, nº 4, p. 043304, août 2008.

[73] I. P. Raĭzer, Gas discharge physics. Berlin ; New York: Springer-Verlag, 1991.

[74] H. L. Skriver and N. M. Rosengaard, « Surface energy and work function of elemental metals », Phys. Rev. B, vol. 46, nº 11, p. 7157‑7168, sept. 1992.

[75] T. M. P. Briels, J. Kos, G. J. J. Winands, E. M. van Veldhuizen, and U. Ebert, « Positive and negative streamers in ambient air: measuring diameter, velocity and dissipated energy », J. Phys. Appl. Phys., vol. 41, nº 23, p. 234004, déc. 2008.

[76] U. Ebert et al., « Multiple scales in streamer discharges, with an emphasis on moving boundary approximations », Nonlinearity, vol. 24, nº 1, p. C1, 2011.

[77] G. Correale, T. Michelis, D. Ragni, M. Kotsonis, and F. Scarano, « Nanosecond-pulsed plasma actuation in quiescent air and laminar boundary layer », J. Phys. Appl. Phys., vol. 47, nº 10, p. 105201, mars 2014.

[78] Q. Qin and K. Attenborough, « Characteristics and application of laser-generated acoustic shock waves in air », Appl. Acoust., vol. 65, nº 4, p. 325‑340, avr. 2004.

[79] I. Ivanov, I. Kryukov, D. Orlov, and I. Znamenskaya, « Investigations of shock wave interaction with nanosecond surface discharge », Exp. Fluids, vol. 48, nº 4, p. 607‑613, août 2009.

[80] L. Löfdahl and M. Gad-el-Hak, « MEMS-based pressure and shear stress sensors for turbulent flows », Meas. Sci. Technol., vol. 10, nº 8, p. 665‑686, août 1999.

[81] J. W. Naughton and M. Sheplak, « Modern developments in shear-stress measurement », Prog. Aerosp. Sci., vol. 38, nº 6‑7, p. 515‑570, août 2002.

[82] J. Klewicki, W. Saric, I. Marusic, and J. Eaton, « Wall-Bounded Flows », in Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics, P. C. T. Dr, P. A. L. Y. Dr, et P. J. F. F. Dr, Éd. Springer Berlin Heidelberg, 2007, p. 871‑907.

[83] J. H. Haritonidis, « The Measurement of Wall Shear Stress », in Advances in Fluid Mechanics Measurements, vol. 45, M. Gad-el-Hak, Éd. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1989, p. 229‑261.

[84] T. Wei, R. Schmidt, and P. McMurtry, « Comment on the Clauser chart method for determining the friction velocity », Exp. Fluids, vol. 38, nº 5, p. 695‑699, mai 2005.

[85] L. V. King, « LVII. On the precision measurement of air velocity by means of the linear hot-wire anemometer », Philos. Mag. Ser. 6, vol. 29, nº 172, p. 556‑577, avr. 1915.

[86] R. F. Mettler, « The anemometric application of an electrical glow discharge in transverse air streams », phd, California Institute of Technology, 1949.

[87] T. Vrebalovich, « The development of direct and alternating current glow discharge anemometers for the study of turbulence phenomena in supersonic flow », These, 1954.

[88] W. Fucks, « Investigation of the Operating Properties of the Leakage Current Anemometer », Untersuchungen und Mitteilungen; No. 1203, 01-oct-1947. [En ligne]. Disponible sur: http://digital.library.unt.edu/ark:/67531/metadc64850/m1/1/. [Consulté le: 17-août-2016].

[89] E. Matlis, T. Corke, and S. Gogineni, « Plasma anemometer and method for using same », US7275013 B1, 25-sept-2007.

[90] C. Marshall, E. Matlis, T. Corke, and S. Gogineni, « AC plasma anemometer—characteristics and design », Meas. Sci. Technol., vol. 26, nº 8, p. 085902, août 2015.

[91] F. C. Lindvall, « A glow discharge anemometer », Electr. Eng., vol. 53, nº 7, p. 1068‑1073, juill. 1934.

[92] F. D. Werner, Applications of the corona discharge for measurements of density and velocity transients in air flow. 1953.

[93] J. L. Barto, « gas dynamic effect on electric discarge in air ». 1976.

[94] D. Z. Pai, D. A. Lacoste, and C. O. Laux, « Transitions between corona, glow, and spark regimes of nanosecond repetitively pulsed discharges in air at atmospheric pressure », J. Appl. Phys., vol. 107, nº 9, p. 093303, 2010.

[95] S. A. Heitz, J. P. Moeck, T. Schuller, D. Veynante, and D. A. Lacoste, « Influence of air flow parameters on nanosecond repetitively pulsed discharges in a pin-annular electrode configuration », J. Phys. Appl. Phys., vol. 49, nº 15, p. 155205, avr. 2016.

[96] S. Pavon, J.-L. Dorier, C. Hollenstein, P. Ott, and P. Leyland, « Effects of high-speed airflows on a surface dielectric barrier discharge », J. Phys. Appl. Phys., vol. 40, nº 6, p. 1733‑1741, mars 2007.

[97] S. Pavón, « Interaction between a surface dielectric barrier discharge and transonic airflows », 2008.

[98] J. Kriegseis, « Performance Characterization and Quantification of Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators », Ph.D. Thesis, Technische Universität, Darmstadt, 2011.

[99] L. Pang, Q. Zhang, B. Ren, and K. He, « Effects of High-Speed Airflows on a Unipolar Repetitive Nanosecond Surface Discharge », IEEE Trans. Plasma Sci., vol. 39, nº 11, p. 2922 ‑2923, nov. 2011.

[100] T. H. Kim and S. J. Kim, « Development of a helium flow sensor based on dielectric barrier discharge at atmospheric pressure », Sens. Actuators Phys., vol. 167, nº 2, p. 297 ‑303, juin 2011.

[101] E. H. Matlis, T. C. Corket, and S. P. Gogineni, « A.C. Plasma Anemometer for Hypersonic Mach Number Experiments », 2005, p. 245 ‑256.

[102] E. Matlis, T. Corke, J. camerson, S. Morris, and P. Fay, « High-Bandwidth Plasma Sensor Suite for High-Speed High-Enthalpy Measurements », AIAA 2008-0243, 2008.

[103] K. Asano, Y. Higashiyama, K. Yatsuzuka, and K. Urayama, « Ion-flow anemometer using a high-voltage pulse », J. Electrost., vol. 32, nº 1, p. 91 ‑107, janv. 1994.

[104] K. Asano, T. Ajima, and Y. Higashiyama, « The measurement of ion mobility by using an axisymmetric ion-flow anemometer », 1995, vol. 2, p. 1206 ‑1210.

[105] J. Barat, « A High-Resolution Ionic Anemometer for Boundary-Layer Measurements », J. Appl. Meteorol., vol. 21, nº 10, p. 1480 ‑1488, oct. 1982.

[106] K. Janka, « Ion deflection air flow meter with constant deflection », Rev. Sci. Instrum., vol. 55, nº 6, p. 976, 1984.

[107] E. N. Evlanov, B. V. Zubkov, D. F. Nenarokov, V. M. Linkin, M. A. Zavjalov, and P. M. Tyuryukanov, « Gas-Discharge Anemometer for the Investigation of Flow Dynamics in Rarefied Gas Media », Cosm. Res., vol. 39, nº 5, p. 453 ‑458, 2001.

[108] P. Chassaing, Mécanique des fluides. Toulouse: Cépadués Editions, 2010.

[109] P. Chassaing and R. Crampagne, Turbulence en mécanique des fluides: Analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur. 2000.

[110] N. Benard, K. D. Bayoda, A. C. Aba'a Ndong, and E. Moreau, « A Nanosecond Surface Dielectric Barrier Discharge Operating Under Altitude Conditions for Aeronautics Applications », IEEE Trans. Plasma Sci., p. 1 ‑11, 2016.

[111] E. Moreau, L. Léger, and G. Touchard, « Effect of a DC surface-corona discharge on a flat plate boundary layer for air flow velocity up to 25m/s », J. Electrost., vol. 64, nº 3 ‑4, p. 215 ‑225, mars 2006.

[112] H. Ait Said, H. Nouri, and Y. Zebboudj, « Effect of air flow on corona discharge in wire-to-plate electrostatic precipitator », J. Electrost., vol. 73, p. 19 ‑25, févr. 2015.

[113] P. Audier, « Etude d'une décharge à barrière diélectrique surfacique. Application au contrôle d'écoulement autour d'un profil d'aile de type NACA 0012 », Thèse de doctorat, 2012.

[114] L. Prandtl, « Motion of fluids with very little viscosity », mars 1928.

[115] R. Joussot, « Étude, caractérisation et amélioration d'un actionneur plasma - Application au contrôle de la transition d'une couche limite de Blasius ». These Universite d'Orléans, 2010.

[116] Y. S. Kachanov, « Physical Mechanisms of Laminar-Boundary-Layer Transition », Annu. Rev. Fluid Mech., vol. 26, nº 1, p. 411 ‑482, janv. 1994.

[117] P. Sujar Garrido, « Active control of the turbulent flow downstream of a backward facing step with dielectric barrier discharge plasma actuators », Thèse de doctorat, Université de Poitiers. UFR des sciences fondamentales et appliquées, France, 2014.

[118] M. Gad-el-Hak, Flow control: passive, active, and reactive flow management, 1. publ., digitally printed first paperback version. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2006.

[119] J. Ketcham and H. R. Velkoff, « Effect of an electrostatic field on boundary- layer transition. », AIAA J., vol. 6, nº 7, p. 1381 ‑1383, juill. 1968.

[120] J. R. Roth, M. Laroussi, and C. Liu, « Experimental Generation Of A Steady-state Glow Discharge At Atmospheric Pressure », in , 1992 IEEE International Conference on Plasma Science,1992. IEEE Conference Record - Abstracts, 1992, p. 170 ‑171.

[121] J. R. Roth, D. M. Sherman, and S. P. Wilkinson, « Electrohydrodynamic Flow Control with a Glow-Discharge Surface Plasma », AIAA J., vol. 38, nº 7, p. 1166 ‑1172, juill. 2000.

[122] S. O. Macheret, M. N. Shneider, and R. B. Miles, « Scramjet Inlet Control by Off-Body Energy Addition: A Virtual Cowl », AIAA J., vol. 42, nº 11, p. 2294 ‑2302, nov. 2004.

[123] D. Opaits, D. Roupassov, S. Starikovskaia, A. Starikovskii, I. Zavialov, and S. Saddoughi, « Plasma Control of Boundary Layer Using Low-Temperature Non-equilibrium Plasma of Gas Discharge », 2005.

[124] H. Du et al., « The study of flow separation control by a nanosecond pulse discharge actuator », Exp. Therm. Fluid Sci., vol. 74, p. 110 ‑121, juin 2016.

[125] T. Ashcraft, K. Decker, and J. C. Little, « Control of Boundary Layer Separation and the Wake of an Airfoil using ns-DBD Plasma Actuators », 2016.

[126] S. L. Yang and G. R. Spedding, « Separation Control by External Acoustic Excitation at Low Reynolds Numbers », AIAA J., vol. 51, nº 6, p. 1506 ‑1515, juin 2013.

[127] G. Correale, I. Popov, A. Rakitin, A. Starikovskii, S. Hulshoff, and L. Veldhuis, « Flow Separation Control on Airfoil With Pulsed Nanosecond Discharge Actuator », 2011.

[128] G. Correale, « Dielectric barrier Discharge Plasma Actuator Characterization and Application | TU Delft Repositories », 2016. http://repository.tudelft.nl/islandora/object/uuid:e172757c-2120-437e-a9c5-3f8e35e764ce?collection=research..

[129] H. Du et al., « The study of flow separation control by a nanosecond pulse discharge actuator », Exp. Therm. Fluid Sci., vol. 74, p. 110 ‑121, juin 2016.

[130] S. Sekimoto, T. Sulaiman, M. Anyoji, T. Nonomura, and K. Fujii, « Experimental Study of a Nano-second Pulse Plasma Actuator for Low Reynolds Number Flow Control », 2014.

[131] A. Esfahani, A. Singhal, C. J. Clifford, and M. Samimy, « Flow Separation Control over a Boeing Vertol VR-7 using NS-DBD Plasma Actuators », 2016.

[132] R. Lehmann, D. Akins, et J. C. Little, « Effects of Ns-DBD Plasma Actuators on Turbulent Shear Layers », 2014.

[133] A. Singh and J. C. Little, « Active Control of a Turbulent Mixing Layer using Pulsed Laser and Pulsed Plasma », 2016.

[134] G. Correale, T. Michelis, and M. Kotsonis, « NS-DBD plasma actuation on a backward facing step », 2014.

[135] D. Opaits, A. Likhanskii, S. Zaidi, M. Shneider, S. Macheret, and R. Miles, « Suppression of Dielectric Barrier Discharge Charge Build up Using a Partially Conducting Thin Film », 2009.

[136] D. Rusterholtz, « Nanosecond Repetitively Pulsed Discharges in Atmospheric Pressure Air », phd thesis, Ecole Centrale Paris, 2012.

Liste des publications

Articles de journal

1. **K. Bayoda, N. Benard and E. Moreau**, "Elongating the area of plasma/fluid interaction of surface nanosecond pulsed discharges", J. of Electrostatics, Vol. 74, pp 79-84, 2015, http://dx.doi.org/10.1016/j.elstat.2014.12.004.
2. **K. Bayoda, N. Benard, E. Moreau**, "Nanosecond pulsed sliding dielectric barrier discharge plasma actuator for airflow control: Electrical, Optical and mechanical characteristics" J. Appl. Phys. D/ Appl. Phys. 118 (2015) 063301, DOI: 10.1063/1.4927844.
3. **N. Benard; K. Bayoda; A. Aba'a Ndong; E. Moreau**, "Nanosecond Dielectric Barrier Discharge Operating Under Altitude Conditions for Aeronautics Applications" IEEE Transactions on Plasma Science Vol. 44, Issue: 5, May 2016 DOI: 10.1109/TPS.2016.2540160.

Conférences

1. **Bayoda Kossi, Benard Nicolas, Sotton Julien, Pai David, Claverie Alain, Ndong Aba'a Arthur, Moreau Eric** "Actionneur plasma à DBD nanosecondes en conditions variables de pression et de température – Application au contrôle des écoulements et à la combustion", 11ème *Journées du Réseau Plasmas Froids du CNRS, RPF'2013,* 14-17 Octobre, La Rochelle, France, 2013.
2. **N. Benard, P. Sujar-Garrido, K.D. Bayoda, J.P. Bonnet, and E. Moreau**: "Pulsed dielectric barrier discharge for manipulation of turbulent flow downstream a backward-facing-step" 52nd Aerospace Sciences Meeting AIAA 2014-1127, National Harbor, Maryland, USA, January 2014, DOI: 10.2514/6.2014-1127.
3. **N. Benard, K. Bayoda, and E. Moreau** "Influence of environmental parameters on surface plasma discharges used as flow control actuator" 49th International Symposium of Applied Aerodynamics 3AF, Lille, Mars 2014-référence FP36-2014-Benard.
4. **K.D. Bayoda, N. Benard, E. Moreau**, "Recent developments in nanosecond pulsed sliding discharge for airflow control", 20th international conference on gas discharges and their applications GD 2014, Orleans, France, 7-10 Juillet 2014
5. **K. Bayoda, N. Benard and E. Moreau**, "Electrical and optical characterization of a surface nanosecond pulsed sliding discharge", 9th Conference of the French Society of Electrostatics (SFE), Toulouse, France, August 2014.
6. **K. Bayoda, N. Benard, E. Moreau**, "Electrical and mechanical characteristics of nanosecond pulsed sliding dielectric barrier discharges with different electrode gaps", Conference of Electrostatics 2015, Southampton, UK, April 2015
7. **K. Bayoda, N. Benard, E. Moreau**, "Single Nanosecond Dielectric Barrier Discharge and Pulsed Sliding Discharge Applied to Separation Control Along a NACA 0015 Airfoil" 46th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference (AIAA 2015-2344), Dallas, Juillet 2015.

8. **Kossi D. Bayoda, Nicolas Benard, Eric Moreau**, "Étude de la Décharge pulsée glissante en tant que capteur de vitesse pariétale" 10th Conférence de la Société *Française d'Electrostatique (SFE)* Poitiers, Août 2016.

Valorisations locales

1. **K. Bayoda, N. Benard, E. Moreau**, "Etude d'une décharge glissante de type nanoseconde a barrière diélectrique pour le control d'écoulement" 2ème Journée des doctorants (JDD) Institut Pprime 2015
2. **K. Bayoda, N. Benard, E. Moreau**, "Investigations of a surface nanosecond sliding discharge operating as a surface airflow sensor" 3ème Journée des doctorants (JDD) Institut Pprime 2016.

Titre : PROPRIETES ELECTRIQUES, OPTIQUES ET MECANIQUES D'UNE DECHARGE DE SURFACE A BARRIERE DIELECTRIQUE NANOSECONDE PULSEE ─APPLICATION A LA MESURE DE VITESSE PARIETALE ET AU CONTROLE DES ECOULEMENTS AERODYNAMIQUES

Mots clés : Décharge nanoseconde pulsée, NS-DBD, Décharge glissante, SL-DBD, Capteur de vitesse pariétale par plasma, Capteur de frottement pariétal par plasma, contrôle d'écoulement par plasma.

Résumé : Cette thèse a pour but d'étudier une nouvelle décharge nanoseconde pulsée à barrière diélectrique basée sur 3 électrodes (SL-DBD pour « SLiding DBD » en anglais), de la comparer à la décharge nanoseconde conventionnelle utilisant 2 électrodes (NS-DBD), et d'évaluer sa capacité à être utilisée soit comme capteur de vitesse pariétale, soit comme actionneur électromécanique pour le contrôle d'écoulement.

Dans la première partie, les propriétés électriques des deux décharges sont caractérisées, permettant ainsi d'identifier le paramètre électrique clé qui permet de passer d'un régime de décharge à un autre. Des visualisations par caméra intensifiée ont confirmé cette transition lorsque le champ électrique moyen devient supérieur à 6.5 kV/cm. Des diagnostics mécaniques (Schlieren et mesures de pression) ont permis de caractériser précisément l'onde de pression générée par les deux décharges.

Ensuite, l'influence d'un écoulement sur le comportement électrique de la SL-DBD a été étudiée, mettant en évidence que le courant « collecté » par l'électrode (3) était à peu près proportionnel à la vitesse de l'écoulement en proche paroi. Même s'il reste encore de nombreux points à vérifier, ce résultat encourageant permet d'envisager l'utilisation de la SL-DBD comme capteur de vitesse et/ou de frottement pariétal.

Enfin, la troisième partie est consacrée à l'effet de la SL-DBD sur des écoulements aérodynamiques, dans le but de les manipuler. Plusieurs configurations ont été étudiées (profil d'aile, marche descendante, plaque plane) et les résultats ont permis de montrer la complexité des phénomènes physiques à l'origine du contrôle, sans pour autant pouvoir totalement les expliquer.

Title: ELECTRICAL, OPTICAL AND MECHANICAL PROPERTIES OF A SURFACE NANOSECOND PULSED DIELECTRIC BARRIER DISCHARGE ─APPLICATION TO FRICTION VELOCITY MEASUREMENT AND TO THE AERODYNAMICS FLOW CONTROL

Keywords: Nanosecond pulsed discharge, NS-DBD, Sliding discharge, SL-DBD, Friction velocity sensor by plasma, Shear stress sensor by plasma,

Abstract: This thesis aims to study new design of nanosecond pulsed dielectric barrier discharge in 3 electrodes configuration: the sliding discharge (SL-DBD), to compare it to the conventional nanosecond DBD in 2 electrodes geometry (NS-DBD) and to show also its capacity to be used as a friction velocity or wall shear stress sensor and to be used as electromechanical actuator for flow control.

In its first part, the electrical properties of these two discharges are characterized and point out the key parameter governing the transition of one regime to another. The visualizations with an intensified camera confirm this transition when the mean electric field increases over 6.5 kV/cm. Therefore they extend further and cover the inter-electrode gap. Mechanical diagnostics (Schlieren and pressure measurements) characterize the pressure wave generated by these discharges.

In the second part, the electrical characterization of the SL-DBD under flow conditions shows that the courant « collected » by the third electrode is almost proportional to the wall flow velocity. However, even if other studies needed to be performed, these encouraging results reveal the ability of the SL-DBD to be used as a friction velocity or a wall shear stress sensor.

Finally, the third part is addressed to the effect of the SL-DBD on aerodynamics flows in order to manipulate them. Several configurations are studied (airfoil, backward facing step, flat plate) and the results have shown the complexity of the physicals phenomena governing the control authority, without being able to fully explain them.