

THESE

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
(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

École doctorale : SIMMEA - Sciences et ingénierie en matériaux, mécanique,
énergétique et aéronautique
Secteur de recherche : Génie électrique

Cotutelle : Université Djillali Liabès (Sidi Bel-Abbès, Algérie)

Présentée par :
Rabah Gouri

Optimisation électrique et géométrique d'un électrofiltre à barrière diélectrique en configuration fil-tube carré. Application aux particules submicroniques

Directeur(s) de Thèse :
Lucian Dascalescu, Amar Tilmatine, Noureddine Zouzou

Soutenue le 22 octobre 2012 devant le jury

Jury :

Président	Jean Paillol	Professeur- Université de Pau
Rapporteur	Jean Paillol	Professeur- Université de Pau
Rapporteur	Samir Flazi	Professeur - Université des sciences et de la technologie d'Oran
Membre	Lucian Dascalescu	Professeur - Université de Poitiers
Membre	Amar Tilmatine	Professeur - Université de Sidi Bel-Abbès
Membre	Noureddine Zouzou	Maître de Conférences - Université de Poitiers
Membre	Marius Dumitran	Maître de Conférences - Universitatea Politehnica din Bucuresti

Pour citer cette thèse :

Rabah Gouri. *Optimisation électrique et géométrique d'un électrofiltre à barrière diélectrique en configuration fil-tube carré. Application aux particules submicroniques* [En ligne]. Thèse Génie électrique . Poitiers : Université de Poitiers, 2012. 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)

et

DE L'UNIVERSITE DE SIDI BEL-ABBES

(Faculté des Sciences de l'Ingénieur)

École Doctorale : Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Énergétique et
Aéronautique

Spécialité : Génie électrique

Présentée par :

Rabah GOURI

OPTIMISATION ÉLECTRIQUE ET GÉOMÉTRIQUE D'UN ÉLECTROFILTRE À BARRIÈRE DIÉLECTRIQUE EN CONFIGURATION FIL-TUBE CARRÉ. APPLICATION AUX PARTICULES SUBMICRONIQUES

Directeurs de Thèse :

Lucian DASCALESCU, Nouredine ZOOUZOU (U. Poitiers)

Amar TILMATINE (U. Sidi Bel-Abbes)

Soutenue le 22/10/2012 devant la Commission d'Examen

JURY

Jean PAILLOL	Professeur à l'Université de Pau	Rapporteur
Samir FLAZI	Professeur à l'Université. S. T. d'Oran	Rapporteur
Marius DUMITRAN	Maître de Conférences à l'U. Politehnica de Bucarest	Examineur
Amar TILMATINE	Professeur à l'Université de Sidi Bel-Abbes	Examineur
Lucian DASCALESCU	Professeur à l'Université de Poitiers	Examineur
Nouredine ZOOUZOU	Maître de Conférences à l'Université de Poitiers	Examineur

Remerciements

Ce travail de thèse est l'aboutissement d'une dynamique de collaboration entre le laboratoire IRECOM de l'Université de Sidi bel Abbès et l'Institut Pprime de l'Université de Poitiers.

Je rends un vibrant hommage au fabuleux travail d'orientation, de suivi et d'appréciation accompli par mes directeurs de thèse.

Je voudrais saluer la sagesse et l'inestimable spectre de compétences du Professeur Lucian DASCALESCU et je suis très heureux qu'il ait accepté de diriger mes travaux.

Mes remerciements vont à Monsieur Noureddine ZOUZOU qui m'a donné le goût de la recherche lors de mon stage à l'Institut Pprime. J'ai beaucoup apprécié son soutien, ses discussions, ses avis éclairés et ses idées novatrices.

Au même titre, j'exprime ma profonde reconnaissance et mes sincères remerciements à monsieur le Professeur Amar TILMATINE, pour avoir cru en mes capacités pour mener à bien ce travail.

Je mesure la chance qui m'a été donnée d'être encadré par des personnes aussi impliquées, ouvertes et compétentes. Qu'ils trouvent ici le témoignage de toute ma gratitude.

J'adresse mes sincères remerciements à :

Monsieur Jean-Paul BONNET, directeur de l'Institut Pprime qui a bien voulu m'accueillir dans ce laboratoire.

Monsieur le Professeur Eric Moreau, chef d'équipe 'Électrofluidodynamique', pour m'avoir permis d'intégrer son équipe de recherche, ainsi que pour ses suggestions et encouragements tout au long de ce travail.

Messieurs les Professeurs Jean PAILLOL de l'Université de PAU et Samir FLAZI de l'USTO d'Oran pour l'honneur qu'ils me font en acceptant de rapporter ce travail.

Monsieur Marius DUMITRAN de l'Université Politehnica de Bucarest, pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de juger ce travail.

À tout le personnel technique et administratif des laboratoires IRECOM et APELEC de l'Université de Sidi bel Abbès et de l'Institut Pprime de l'Université de Poitiers qui de loin ou de près ont contribué à la réalisation de ce travail. Je n'oublierai pas de mentionner tous mes collègues chercheurs, avec lesquels ce fut toujours très agréable de travailler et surtout pour la bonne ambiance tout au long de mon séjour et les discussions scientifiques souvent intéressantes concernant des domaines de recherches variés.

À présent, j'adresse toute ma gratitude à ma famille, à mes parents, à mes frères, à mes sœurs et à ma femme Amira, pour leurs pensées et leurs affections qui me donnent la force de continuer même quand les difficultés me semblent insurmontables.

Je ne saurais terminer sans adresser mes plus vifs remerciements à toutes les personnes, qui par leur soutien ont contribué à la réalisation de ce travail, particulièrement mon ami Farid.

Tables des matières

Table des matières	v
Liste des figures	ix
Liste des tableaux	xiv
Introduction générale	1
I. Précipitation électrostatique	5
I.1 Particules en suspension dans l'air et techniques de traitement	5
I.2 Les électrofiltres	7
I.2.1 Principe de fonctionnement.....	7
I.2.2 Bilan des forces sur une particule.....	8
I.2.2.1 Force de Coulomb.....	8
I.2.2.2 Force de traînée.....	9
I.2.3 Mécanismes de charge des particules.....	10
I.2.3.1 Charge naturelle par attachement.....	10
I.2.3.2 Triboélectrisation.....	10
I.2.3.3 Charge par charge d'espace ionique.....	10
I.2.3.4 Autre modèles de charge.....	13
I.2.4 Vitesse de migration des particules chargées.....	14
I.2.5 Efficacité de collecte.....	16
I.2.6 Types d'électrofiltres.....	18
I.2.6.1 Les électrofiltres à un seul étage.....	18
I.2.6.2 Les électrofiltres à deux étages.....	18
I.2.6.3 Les électrofiltres humides.....	19
I.2.7 Modèles du fonctionnement d'un électrofiltre.....	20
I.2.7.1 Modèle laminaire	20
I.2.7.2 Modèle de Deutsch	21
I.2.7.3 Autres modèles	22
I.3 Les décharges électriques dans les gaz	23
I.3.1 Phénomènes dans les décharges hors équilibre à haute pression.....	23
I.3.1.1 Les avalanches.....	24
I.3.1.2 Les décharges par avalanches successives.....	24
I.3.1.3 Les ondes d'ionisation ou streamer.....	24
I.3.2 Décharge couronne volumique	26
I.3.2.1 Principe de fonctionnement.....	26
I.3.2.2 Configurations typiques.....	28
I.3.2.3 Régimes de décharge.....	28

I.4	Vent électrique et conséquences aérodynamiques	31
	I.4.1 Notion de vent électrique.....	31
	I.4.2 Vent électrique et phénomènes EHD dans les précipitateurs électrostatiques.....	32
	I.4.2.1 Introduction.....	32
	I.4.2.2 Phénomènes EHD avec une décharge couronne DC.....	34
	I.4.2.3 Étude numérique des phénomènes EHD en DC.....	37
	I.4.2.4 Phénomènes EHD avec une décharge DBD.....	39
	I.4.2.5 Phénomènes EHD et le cas plan / plan DBD.....	42
I.5	Synthèse du chapitre I	44
II.	Étude électrique de l'électrofiltre à DBD de configuration fil-tube carré	45
II.1	Moyens expérimentaux et techniques de mesure	45
	II.1.1 L'installation expérimentale et les outils de caractérisation.....	45
	II.1.1.1 Description des différents modules.....	45
	II.1.1.2 Les outils de caractérisation du module électrique.....	46
	II.1.2 Les techniques de mesure des grandeurs électriques.....	47
	II.1.2.1 Acquisition des formes d'ondes du courant et de la tension.....	47
	II.1.2.2 Calcul de la puissance électrique consommée.....	47
	II.1.2.3 Calcul de la densité d'énergie.....	48
II.2	Étude des caractéristiques électriques de l'électrofiltre Carré	48
	II.2.1 Électrofiltre de référence.....	48
	II.2.2 Résultats et discussions.....	49
	II.2.2.1 Formes d'ondes du courant et de la tension.....	49
	II.2.2.2 Formes d'ondes de la charge et courbes de charge-tension.....	53
	II.2.2.3 Puissance électrique.....	55
	II.2.2.4 Influence de la fréquence.....	56
	II.2.2.5 Influence de la tension.....	57
	II.2.2.6 Influence du débit.....	58
	II.2.2.7 Influence de la présence de particules.....	59
II.3	Synthèse du chapitre II	60
III.	Étude granulométrique de l'électrofiltre de référence	63
III.1	L'installation expérimentale et les outils de caractérisation	63
	III.1.1 Le dispositif expérimental de comptage de particules.....	63
	III.1.1.1 Principe de fonctionnement.....	63
	III.1.1.2 Description du système.....	65
	III.1.2 La fumée d'encens.....	65
	III.1.2.1 Propriétés et distribution granulométrique.....	65
	III.1.2.2 Système de génération de la fumée.....	67
	III.1.3 Protocole de Comptage des particules.....	67
	III.1.3.1 Protocole de mesure.....	67
	III.1.3.2 Courbe d'évolution de la combustion de l'encens.....	68

III.1.3.3	Efficacité de collecte et pénétration.....	68
III.1.3.4	Stabilité de l'électrofiltre.....	69
III.2	Différentes approches des performances des électrofiltres.....	70
III.2.1	Approche par efficacité par classe.....	70
III.2.2	Approche par efficacité globale.....	71
III.3	Analyse des performances de l'électrofiltre de référence.....	71
III.3.1	Effet du débit.....	71
III.3.2	Effet de la tension.....	72
III.3.3	Effet de la fréquence.....	72
III.3.4	Coût énergétique.....	75
III.4	Étude comparative entre la configuration fil-cylindre et la configuration de référence.....	76
III.4.1	Description de l'électrofiltre cylindrique.....	77
III.4.2	Formes d'ondes typiques du courant et de la tension.....	77
III.4.3	Courbes d'efficacités.....	78
III.4.4	Coût énergétique des deux électrofiltres.....	79
III.5	Synthèse du chapitre III.....	80
IV	Optimisation géométrique de l'électrofiltre de référence.....	83
IV.1	Influence des paramètres géométriques sur les performances de l'électrofiltre de référence....	83
IV.1.1	Diamètre du fil.....	84
IV.1.2	Longueur de la contre électrode.....	85
IV.1.3	Nombre de faces collectrices.....	87
IV.1.4	Section du tube.....	89
IV.1.5	Discretisation de la contre électrode.....	91
IV.1.6	Discussion.....	92
IV.2	Études comparative entre les configurations à Simple et Double barrière diélectrique.....	93
IV.2.1	Dispositif expérimental.....	93
IV.2.2	Caractéristiques électriques.....	94
IV.2.2.1	Formes d'ondes typiques du courant.....	94
IV.2.2.2	Courbes de Lissajous.....	94
IV.2.2.3	La puissance électrique consommée.....	95
IV.2.3	Courbes d'efficacités.....	96
IV.2.4	Coût énergétique des deux électrofiltres.....	98
IV.2.5	Discussion.....	99
IV.3	Synthèse du chapitre IV.....	100
V	Optimisation électrique de l'électrofiltre de référence.....	101
V.1	Comparaison entre les tensions de formes d'ondes carrée et sinusoïdale.....	101
V.1.1	Dispositif expérimental.....	102
V.1.2	Formes d'ondes typiques du courant de décharge.....	102
V.1.3	Puissance électrique.....	104

V.1.4 Efficacité de collecte.....	104
V.1.4.1 En fonction de l'amplitude du signal.....	104
V.1.4.2 En fonction de la fréquence du signal.....	105
V.2 Optimisation du signal carré.....	106
V.2.1 Le rapport cyclique.....	107
V.2.2 La présence d'un Offset.....	109
V.2.3 Le temps de montée.....	111
V.2.4 Le temps de descente.....	112
V.2.5 Le plateau de tension.....	114
V.3 Effets combinés de la forme d'onde de la tension et de la section du tube.....	116
V.4 Synthèse du chapitre V.....	117
Conclusion générale.....	119
Annexes.....	123
Référence bibliographie.....	129
Liste des publications et communications.....	141

Liste des figures

I.1	Exemples de dispositifs industriels de filtration de l'air.....	6
I.2	Principales étapes intervenant dans le fonctionnement d'un filtre électrostatique [CHA 95].....	7
I.3	Variations du facteur de correction de Cunningham (équation I.6) en fonction du diamètre des particules ($T = 150^{\circ}C, \lambda_g = 0,101 \mu m$).....	9
I.4	Lignes de champ en direction de la surface d'une particule isolante soumise à un champ électrique uniforme [HIN 99].....	12
I.5	Schéma explicatif du mouvement d'une particule chargée entre deux plaques parallèles.....	14
I.6	Variations du temps de relaxation en fonction du diamètre des particules ($T = 150^{\circ}C, \eta_g = 2,37 \cdot 10^{-5} kg/m \cdot s$, et $\rho_p = 2700 kg/m^3$).....	15
I.7	Variations de la charge des particules prédite par la relation de Cochet en fonction du diamètre des particules ($T = 150^{\circ}C, \lambda_g = 0,101 \mu m$ et $\epsilon_r \rightarrow \infty$, cas des particules conductrices).....	16
I.8	Variations de la vitesse de migration théorique w_{th} en fonction de la taille des particules ($T = 150^{\circ}C, \lambda_g = 0,101 \mu m, \eta_g = 2,37 \cdot 10^{-5} kg/m \cdot s$).....	16
I.9	Schéma simplifié d'un électrofiltre à un seul étage.....	18
I.10	Schéma simplifié d'un précipitateur électrostatique à deux étages.....	19
I.11	Schéma simplifié d'un précipitateur électrostatique humide.....	19
I.12	Illustration schématique du modèle laminaire.....	20
I.13	Modèle de Deutsch : schéma des couches laminaires et bilan massique de particules sur une longueur dx	21
I.14	Effets du coefficient de diffusivité turbulente (D_t) sur l'efficacité fractionnaire pour un précipitateur électrostatique [PAR 97].....	23
I.15	Schéma d'une décharge initiée par un mécanisme de streamer, d'après Raether [RAE 64].....	25
I.16	Configuration classique d'une DBD.....	26
I.17	Principe de fonctionnement d'une DBD.....	27
I.18	Différentes configurations de décharges contrôlées par barrières diélectriques.....	28
I.19	Décharges à barrière diélectrique obtenues à pression atmosphérique [HAS 04].....	29
I.20	Oscillogramme d'une décharge filamenteuse à 10 kHz [GHE 98].....	29
I.21	Décharge luminescente dans l'hélium à la pression atmosphérique.....	30
I.22	Décharge homogène de type Townsend dans l'Azote à la pression atmosphérique.....	31
I.23	Lignes de champ dans un précipitateur électrostatique de type DC, pour divers nombres EHD.....	34
I.24	Schéma du montage expérimental d'un électrofiltre à canal étroit de type transversal.....	35
I.25	Images (a), (b) et (c) et champs moyen de vitesse (d), (e) et (f) de l'écoulement correspondant dans l'électrofiltre à un débit de vitesse moyenne de 0,2 m / s. Le point en (d), (e) et (f) indique la position du fil. La longueur du vecteur est proportionnelle à la vitesse. (a), (d) : pas de tension appliquée ; (b), (e) : tension négative de 24kV, (c), (f) : tension positive de 30 kV [JER 01].....	35
I.26	Schéma du montage expérimental d'un électrofiltre à canal étroit de type longitudinal [NIE 09].....	36
I.27	Représentation des lignes de courant et du contour de la vitesse dans un électrofiltre de type longitudinal à canal étroit [NIE 09].....	36
I.28	Schéma de la vue à l'intérieur d'un électrofiltre avec une électrode "Spike" [POD 11].....	37
I.29	Trajectoires des particules de 0.4 μm de diamètre (a) et évolution de leur charge (courbe épaisse) et de la charge limite par champ [DUM 01].....	38
I.30	Résultats numériques (a) et expérimentale de l'effet de la concentration des particules sur l'écoulement du gaz à l'intérieur de l'électrofiltre.....	38
I.31	Champs moyens de vitesse de l'écoulement dans une configuration fil-plan DC (a) sans décharge, (b) Couronne positive et (c) couronne négative [ZOU 11].....	40

I.32	Champs moyens de vitesse de l'écoulement dans une configuration fil-plan DBD (a) sans décharge (b), avec décharge [ZOU 11]	40
I.33	Effet de la fréquence sur le Champs moyens de vitesse de l'écoulement dans une configuration fil-plan DBD [ZOU 11]	41
I.34	Champs moyens de vitesse de l'écoulement dans une configuration plan-plan DBD (a) sans décharge (b) avec décharge [ZOU 11]	42
I.35	Champs moyens de vitesse de l'écoulement dans une configuration plan-plan DBD (a) pendant les demi-cycles positifs et (b) les demi-cycles négatifs [ZOU 11]	42
I.36	Images brutes et Champs moyens de vitesse de l'écoulement. Conditions expérimentales : $V_{peak} = 24kV$, $f = 30Hz$, $vitesse = 1 m \cdot s^{-1}$, tension sinusoïdale [ZOU 11+].....	43
II.1	Schéma du dispositif expérimental utilisé pour la caractérisation électrique.....	46
II.2	Dispositif de mesure du courant et de la tension.....	49
II.3	Vue schématique de l'électrofiltre DBD de référence.....	50
II.4	Représentation schématique des différentes composantes du courant dans les cas d'une décharge Pointe-Plan alimentée par un signal sinusoïdal [VIN 02]	51
II.5	Formes d'ondes typiques de la tension et du courant de décharge dans la configuration fil-tube carré. Conditions expérimentales : Tension=18 kV, Fréquence= 100 Hz, débit = 10 L.mn ⁻¹ , sans particules.....	51
II.6	Formes d'ondes de la tension et du courant de décharge en fonction du temps à faible tension. Conditions expérimentales : Tension =7 kV, Fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn ⁻¹ , sans particules.....	51
II.7	Forme d'onde de la tension et du courant de décharge en fonction du temps pour deux niveaux de tension. Conditions expérimentales : Fréquence =1 kHz, débit = 10 L.mn ⁻¹ , sans particules.....	52
II.8	Formes d'ondes de la tension et du courant de décharge en fonction du temps. Conditions expérimentales : Tension = 22 kV, Fréquence = 1 kHz, débit = 10 L.mn ⁻¹ , sans particules.....	52
II.9	Différents régimes de décharge rencontrés en configuration fil-Tube carré en fonction de l'amplitude et de l'alternance du signal de tension avec U_1 , U_2 et U_3 , les tensions seuil entre deux régimes.....	53
II.10	Formes d'ondes typiques de la charge en fonction du temps. Conditions expérimentales : Tension =18 kV, Fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn ⁻¹ , sans particules.....	54
II.11	Caractéristique charge-tension de l'électrofiltre de référence. Conditions expérimentales : Tension = 18 kV, Fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn ⁻¹ , sans particules.....	54
II.12	Représentation de la capacité résultante selon l'état de la décharge.....	55
II.13	Évolution de la puissance moyenne consommée en fonction de la tension appliquée. Conditions expérimentales : Fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn ⁻¹ , sans particules.....	55
II.14	Évolution de la puissance moyenne consommée en fonction de la fréquence. Conditions expérimentales : Débit = 10 L.mn ⁻¹ , sans particules.....	56
II.15	Courbes de Lissajous obtenus pour plusieurs fréquences. Conditions expérimentales : Tension = 18kV, débit = 10 L.mn ⁻¹ , sans particules.....	57
II.16	Courbes de Lissajous obtenus pour plusieurs tensions. Conditions expérimentales : Fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn ⁻¹ , sans particules.....	57
II.17	Formes d'onde de la tension et du courant de décharge en fonction du temps pour deux valeurs de débit. Conditions expérimentales : Tension = 18 kV, fréquence = 1 kHz, sans particules.....	58
II.18	Effet du débit sur la charge. Conditions expérimentales : Tension = 18 kV, fréquence = 1 kHz, sans particules.....	58
II.19	Effet de la présence des particules sur l'évolution temporelle de la Formes d'onde du courant de décharge. Conditions expérimentales : Tension = 18 kV, fréquence = 1kHz, débit = 10 L.mn ⁻¹	59
II.20	Effet de la présence des particules sur l'évolution de la charge. Conditions expérimentales : Tension =18 kV, fréquence = 1kHz, débit = 10 L.mn ⁻¹	60
II.21	Effet de la présence des particules sur l'évolution de la puissance moyenne consommée en fonction de la tension appliquée. Conditions expérimentales : Fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn ⁻¹	60

III.1	Schéma global du dispositif expérimental utilisé pour la caractérisation de la précipitation électrostatique.....	64
III.2	Distribution granulométrique des particules d'encens. Conditions expérimentales : Débit = 10 L.mn ⁻¹ , Deux bâtons d'encens de vanille.....	66
III.3	Image typique prise au Microscope Électronique à Balayage des particules solides contenues dans la fumée d'encens [ZUK 99]0.....	66
III.4	Courbe d'évolution de la combustion de l'encens. Conditions expérimentales : débit = 10 L.mn ⁻¹	68
III.5	Schéma illustratif du protocole de mesure de l'efficacité de collecte (t_s est le temps nécessaire pour la stabilisation de la concentration au niveau du tube de dilution)	69
III.6	Courbe de stabilité de l'électrofiltre. Conditions expérimentales : Tension = 22 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn ⁻¹	69
III.7	Répartitions granulométriques des particules et rendements associés dans le cas de la fumée d'encens. Conditions expérimentales : Débit = 10 L.mn ⁻¹	70
III.8	Effet du débit sur l'évolution de l'efficacité de collection (a) et de la pénétration (b). Conditions expérimentales : Tension = 14 kV, fréquence = 100 Hz.....	71
III.9	Courbes de l'efficacité de collection (a) et de la pénétration (b) en fonction de la tension appliquée. Conditions expérimentales: Fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn ⁻¹	72
III.10	Courbes de l'efficacité de collecte (a) et de la pénétration (b) en fonction de la fréquence pour différentes tensions. Conditions expérimentales: débit = 10 L. mn ⁻¹	73
III.11	Schéma des différentes phases d'activité et de pause de la décharge sur une période T du signal de tension.....	74
III.12	Schématisation du mouvement oscillatoire des particules au sein de l'électrofiltre fil-tube carré en basse et haute fréquences.....	75
III.13	La puissance moyenne consommée en fonction de la fréquence pour différentes tensions. Conditions expérimentales: débit = 10 L.mn ⁻¹ , avec particules.....	75
III.14	Courbes de la pénétration en fonction de la puissance moyenne consommée pour différents niveaux de tension. Conditions expérimentales: Débit = 10 L.mn ⁻¹ , avec particules.....	76
III.15	Schéma de l'agglomération de plusieurs électrofiltres de forme cylindrique (a) et carré (b)	76
III.16	Vue schématique de l'électrofiltre DBD de forme cylindrique.....	77
III.17	Courbes de la tension et du courant de décharge en fonction du temps des deux électrofiltres. Conditions expérimentales: Tension = 18 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn ⁻¹	77
III.18	Courbes de Lissajous des configurations cylindrique et carrée. Conditions expérimentales : Tension = 18 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn ⁻¹	78
III.19	Comparaison de l'évolution de la pénétration dans les deux configurations. Conditions expérimentales : Débit = 10 L.mn ⁻¹	78
III.20	Comparaison de l'évolution de la puissance moyenne consommée dans les configurations cylindrique et carrée. Conditions expérimentales : Débit 10 L.mn ⁻¹	79
III.21	Comparaison de l'évolution de la pénétration en fonction de la puissance moyenne consommée dans les deux configurations. Conditions expérimentales : Débit = 10 L.mn ⁻¹	80
IV.1	Puissance moyenne consommée en fonction de la tension appliquée pour différents diamètres du fil. Conditions expérimentales : Fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn ⁻¹	84
IV.2	Effet du diamètre du fil sur les performances de l'électrofiltre de référence. Conditions expérimentales : Fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn ⁻¹	85
IV.3	Vue schématique de l'électrofiltre utilisé.....	85
IV.4	Effet de la largeur de la contre électrode sur la puissance moyenne consommée. Conditions expérimentales : Tension = 18 kV, débit = 10 L.mn ⁻¹	86
IV.5	Effet de la largeur de la contre électrode sur la pénétration. Conditions expérimentales : Tension = 18 kV, débit = 10 L.mn ⁻¹	86
IV.6	Effet de la longueur de la contre électrode sur les performances de l'électrofiltre. Condition expérimentale : Tension = 18 kV, débit = 10 L.mn ⁻¹	87
IV.7	Vues schématiques des électrofiltres utilisés.....	87
IV.8	Effet du nombre de face sur la puissance moyenne consommée en fonction de la tension.	88

	Condition expérimentale : Fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn ⁻¹	
IV.9	Effet du nombre de faces collectrices sur les performances de l'électrofiltre. Conditions expérimentales : Fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn ⁻¹	88
IV.10	Vues schématiques des électrofiltres utilisés.....	89
IV.11	Effet de section du tube sur la puissance moyenne consommée en fonction de la tension appliquée. Condition expérimentale : Fréquence = 100 Hz.....	89
IV.12	Évolution de la pénétration en fonction de la tension appliquée (a) et la puissance moyenne consommée pour les trois électrofiltres testés. Condition expérimentale : Fréquence 100 Hz.....	90
IV.13	Évolution de la pénétration en fonction de densité d'énergie pour les trois électrofiltres testés. Condition expérimentale : Fréquence = 100 Hz.....	90
IV.14	Vues schématiques de l'électrofiltre utilisé.....	91
VI.15	Effet de la discrétisation de la contre électrode sur la puissance moyenne consommée en fonction de la fréquence. Condition expérimentale : Tension = 22 kV, débit = 10 L.mn ⁻¹	91
VI.16	Effet de la discrétisation de la contre électrode sur les performances de l'électrofiltre de référence. Condition expérimentale : Tension 22 kV, débit 10 L.mn ⁻¹	92
IV.17	Vues schématiques des électrofiltres utilisés.....	94
IV.18	Courbe de tension et de courant de la décharge en fonction du temps. Conditions expérimentales : Fréquence = 100 Hz, débit = 5,1 L.mn ⁻¹	95
IV.19	Courbe de la tension et de la charge en fonction du temps. Conditions expérimentales : Fréquence = 100 Hz, débit = 5,1 L.mn ⁻¹	95
IV.20	Comparaison de la consommation de puissance entre les deux électrofiltres. Condition expérimentale : Débit = 5,1 L.mn ⁻¹	96
IV.21	Comparaison de l'évolution de la pénétration dans les deux électrofiltres. Condition expérimentale : Débit = 5,1 L.mn ⁻¹	97
IV.22	Évolution de la pénétration en fonction de la puissance moyenne consommée. Conditions expérimentales : Fréquence = 100 Hz, débit = 5,1 L.mn ⁻¹	98
V.1	Formes d'onde des signaux de tension.....	102
V.2	Évolution temporelle de la forme d'onde du courant et de la tension carrée. Conditions expérimentales : Tension = 12 kV, fréquence = 100 Hz ; débit = 10 L.mn ⁻¹	103
V.3	Évolution temporelle de la forme d'onde du courant et de la tension sinusoïdale. Conditions expérimentales : Fréquence = 100 Hz, débit 10 = L.mn ⁻¹	103
V.4	Évolution de la puissance électrique consommée en fonction de la tension (a) et de la fréquence (b) pour la tension carrée et sinusoïdale. Conditions expérimentales : débit = 10 L.mn ⁻¹	104
V.5	Évolution de la pénétration en fonction de la tension et de la puissance consommée à fréquence fixe. Conditions expérimentales : Fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn ⁻¹	105
V.6	Évolution de la pénétration en fonction de la fréquence et de la puissance consommée à tension fixe. Conditions expérimentales : Débit = 10 L.mn ⁻¹	106
V.7	Schéma de variation du rapport cyclique R _{cycl}	107
V.8	Formes de la tension et du courant de la décharge en fonction du temps. Conditions expérimentales : Tension = 12 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn ⁻¹	107
V.9	Formes de la tension et de la charge en fonction du temps. Condition expérimentale : Tension = 12 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn ⁻¹	108
V.10	Évolution de la pénétration en fonction de la puissance moyenne consommée. Conditions expérimentales : Tension = 12 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn ⁻¹	108
V.11	Schéma de variation de l'Offset V ₀	109
V.12	Formes de la tension et du courant de la décharge en fonction du temps. Conditions expérimentales : Tension = 12 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn ⁻¹	109
V.13	Formes de la tension et de la charge en fonction du temps. Condition expérimentale : Tension 12 kV, fréquence 100 Hz, débit = 10 L.mn ⁻¹	110
V.14	Évolution de la pénétration en fonction de la puissance moyenne consommée. Condition expérimentale : Tension = 12 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn ⁻¹	110
V.15	Schéma de variation du temps de montée (t _m)	111

V.16	Formes de la tension et du courant de la décharge pour deux signaux de tension avec différents temps de montée. Conditions expérimentales : Tension = 12 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn ⁻¹	111
V.17	Formes de la tension et de la charge pour deux signaux de tension avec différents temps de montée. Conditions expérimentales : Tension = 12 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn ⁻¹	112
V.18	Évolution de la pénétration en fonction de la puissance moyenne consommée. Conditions expérimentales : Tension = 12 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn ⁻¹	112
V.19	Schéma de la variation du temps de descente (t _d)	113
V.20	Formes de la tension et du courant de la décharge pour deux signaux de tension avec différents temps de descente. Conditions expérimentales : Tension = 12 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn ⁻¹	113
V.21	Formes de la tension et de la charge pour deux signaux de tension avec différents temps de descente. Conditions expérimentales : Tension = 12 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn ⁻¹ ...	113
V.22	Évolution de la pénétration en fonction de la puissance moyenne consommée. Condition expérimentale : Tension = 12 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn ⁻¹	114
V.23	Schéma de la variation du plateau de tension.....	114
V.24	Formes de la tension et du courant de la décharge pour deux signaux de tension avec différents plateaux. Conditions expérimentales : Tension = 12 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn ⁻¹ ...	115
V.25	Formes de la tension et de la charge pour deux signaux de tension avec différents plateaux. Conditions expérimentales : Tension = 12 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn ⁻¹	115
V.26	Évolution de la pénétration en fonction de la puissance moyenne consommée. Conditions expérimentales : Tension = 12 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn ⁻¹	116
V.27	Évolution de la pénétration en fonction de densité d'énergie pour trois tubes de sections distinctes. Condition expérimentale : Fréquence = 100 Hz.....	117

Liste des tableaux

Tableau I.1	Ordres de grandeur des caractéristiques d'un canal de décharge filamentaire [KOG 92, KUL 94]	29
Tableau I.2	Ordres de grandeur des caractéristiques du pic de courant de décharge filamentaire [KOG 92, KUL 94]	30
Tableau I.3	Ordres de grandeur des caractéristiques du pic de courant de décharge homogène de type Townsend [KOG 92, KUL 94]	31
Tableau I.4	Expression du nombre E_{hd} et du nombre de Reynolds selon la localisation dans le précipitateur [COM 03]	33
Tableau I.5	Évaluation des phénomènes EHD au sein d'un électrofiltre [CHA 94]	33
Tableau III.1	Principales caractéristiques du granulomètre Welas 1000	65
Tableau III.2	Caractéristiques du dispositif de dilution	65
Tableau IV.1	Classement des paramètres géométriques étudiés selon leurs effets sur les performances de l'électrofiltre de référence	93

Introduction générale

Problématique

Les gaz polluants et les particules solides sont les deux acteurs principaux responsables de la pollution atmosphérique. Ils représentent respectivement 90 et 10 % des masses globales de polluants rejetés dans l'atmosphère. Toutefois, la pollution atmosphérique a des origines multiples. Parmi les facteurs dont les actions contribuent au développement et à la croissance de la pollution, on retrouve entre autres le développement des industries, la multiplication des moyens de transports et des flux qui en résultent, l'activité des ménages et l'exploitation intensive des énergies fossiles.

Chaque individu respire environ 11500 litres d'air par jour. En milieu urbain, la pollution atmosphérique prend une dimension particulière du fait de la concentration des activités humaines et du nombre important de personnes exposées. Les particules ont un effet néfaste aussi bien sur la nature que sur l'homme. Leur taille est par ailleurs un paramètre important. Plus fines elles sont, plus longtemps elles restent en suspension dans l'air. Il en est de même de leur temps de séjour dans les poumons. En effet, lorsqu'elles ont un diamètre supérieur à $10\ \mu\text{m}$, elles peuvent être expulsées des voies respiratoires ; de 3 à $10\ \mu\text{m}$, elles se déposent au niveau de la trachée et des bronches ; à moins de $3\ \mu\text{m}$, elles atteignent les alvéoles pulmonaires et peuvent pénétrer dans le sang. Elles sont par ailleurs suspectées d'être à l'origine de toutes sortes de problèmes de santé : asthme, bronchites persistantes et cancer du poumon.

Parmi les moyens de filtration utilisés pour diminuer la quantité de produits libérés dans l'atmosphère, une place très importante revient aux précipitateurs (ou filtres, ou encore dépoussiéreurs) électrostatiques. Ces installations de filtration sont largement utilisées depuis le début du 20^{ème} siècle pour retenir les particules présentes dans les gaz résultants, par exemple, dans l'industrie métallurgique, l'industrie chimique ou celle de ciment ainsi que pour épurer les gaz produits par les centrales électriques brûlant du charbon.

Le principe de la précipitation électrostatique consiste à charger les particules présentes dans les fumées à l'aide d'une électrode active, afin de les attirer vers une contre-électrode de collecte, grâce à la force de Coulomb. Entre les deux électrodes, l'interaction entre le champ électrique, la dynamique du fluide et la dynamique des particules est à l'origine de phénomènes physiques très complexes. Ces systèmes sont généralement appelés électrofiltres.

État de l'art

Généralement les précipitateurs électrostatiques industriels utilisent une décharge volumique à pression atmosphérique. La plus répandue est la décharge couronne dont les avantages ne sont plus à démontrer. Néanmoins, les rares inconvénients de cette décharge obligent à s'intéresser à la Décharge à Barrière Diélectrique (DBD). Cette dernière est bien connue pour sa capacité à produire des plasmas hors-équilibre à pression atmosphérique. On peut générer de cette façon des atomes, des radicaux et des espèces excitées avec des électrons très énergétiques, le tout à des températures modérées [DEN 04, GHE 01]. En raison de la densité et de l'énergie des électrons dans la DBD, elle est utilisée pour de nombreuses applications en matière de dépollution [MFO 09, COR 03, DAN 05, BYE 06, SAT 06, GUA 06, COR 07, CHA 01, KAW 10]. En général, la DBD obtenue dans l'air à pression atmosphérique a un régime de décharge de type filamentaire. Sous certaines conditions expérimentales et dans des configurations données, elle peut revêtir une forme diffuse [NAU 05, ROT 05, RAH 05, ABD 03].

L'une des premières applications dans le domaine de la précipitation électrostatique était l'utilisation de la DBD dans un électrofiltre à deux étages. La DBD est utilisée comme pré-chargeur, et est séparée de l'étage de collecte [SAN 00, KUR 03]. Aussi, d'autres travaux ont démontré son efficacité pour l'élimination simultanée de particules et d'oxydes d'azote (NO_x) de l'air [KUB 99, KUR 03].

Récemment, l'efficacité de l'utilisation de la DBD dans un électrofiltre à un seul étage pour le piégeage des particules submicroniques a été étudiée dans différentes géométries asymétriques (fil-cylindre [DRA 09, DRA 09+] et fil-plan [ZOU 11]). Il a été démontré que les électrofiltres de type DBD peuvent avoir des rendements très appréciables malgré que le coût énergétique soit plus élevé que celui des électrofiltres de type DC négative.

Objectifs et structure de la thèse

Cette thèse initiée dans le cadre de la coopération entre le laboratoire APELEC de l'Université de Sidi Bel-Abbes et le l'Institut Pprime de l'Université de Poitiers, a pour objectif d'étudier la précipitation électrostatique en tant qu'outil de dépollution de l'air. Compte tenu des publications qui existaient sur le sujet, au début de ce travail, nous avons fait des choix spécifiques concernant les principaux points de l'étude : type de décharge, configuration des électrofiltres et type de fumée par exemple.

Dans le cadre de ces travaux, nous avons donc utilisé la décharge à barrière diélectrique dans un électrofiltre de géométrie carrée. L'un des objectifs de ce travail est de confirmer la capacité de la DBD à faire de la précipitation de particules submicroniques. Cet objectif comporte plusieurs défis. Pour commencer, la DBD n'est pas habituellement utilisée pour simultanément, charger et collecter les particules. À cela vient s'ajouter le défi de la taille des particules à traiter. En effet, plusieurs études ont montré que l'efficacité de collecte des électrofiltres de type DC est faible dans la gamme de tailles de particules comprises entre 0,1 et 1 μm . Or, la taille des particules d'encens que nous utilisons dans le cadre de cette étude

est comprise dans cette gamme. Les perspectives qui s'offrent à nous en cas de succès justifient ce choix. En effet, parvenir à relever l'efficacité de collecte dans cette gamme de taille serait une avancée en matière de précipitation électrostatique des particules submicroniques. La décharge obtenue dans l'électrofiltre fil-tube carré est de type "corona glow". Elle est du même type que celle obtenue dans le cas d'une configuration fil-Cylindre. Nous avons choisi la configuration carrée car elle est plus adaptée à l'implémentation en milieu industriel. La deuxième phase de l'analyse de la précipitation électrostatique a consisté à faire une optimisation géométrique de l'électrofiltre en analysant son efficacité de collecte. Au cours de nos expérimentations, les données granulométriques tels que le type de particule et la densité sont les mêmes. L'efficacité de collecte a été relevée en fonction des paramètres géométriques (le diamètre de l'électrode active, le nombre de faces collectrices, la section du tube, la longueur de la contre électrode et sa discrétisation). Les résultats obtenus ont permis d'évaluer le coût énergétique des électrofiltres, ce qui a mis en évidence l'influence de chaque paramètre sur les performances de l'électrofiltre. Le dernier volet de notre étude a été consacré à l'optimisation électrique des électrofiltres *DBD*. L'efficacité de collecte a été relevée en fonction des paramètres électriques (tension, fréquence, forme d'onde du signal). Ici, l'objectif est d'observer l'influence de la forme d'onde de la tension sur la précipitation.

D'un point de vue organisationnel, ce travail s'articule autour de cinq chapitres. Dans le premier chapitre, nous présentons la précipitation électrostatique comme un outil de dépollution de l'air, en prenant soin de rappeler les vecteurs de pollution et les techniques de dépollution de l'air, avant d'aborder dans le détail ce qu'englobe la précipitation électrostatique en passant en revue les processus intervenant en amont, pendant et en aval du phénomène. Le deuxième chapitre est consacré à la caractérisation électrique de l'électrofiltre de référence. Il est question d'étudier le comportement électrique de l'électrofiltre de géométrie carrée afin de mettre en relief ces spécificités qui nous seront utiles au cours de l'étude de leurs performances en matière de filtration. Le troisième chapitre aborde l'analyse de ces performances. Il s'agit de calculer l'efficacité de collecte de l'électrofiltre de référence par des mesures granulométriques. Ensuite nous évaluons son coût énergétique. Dans le quatrième chapitre nous réalisons une optimisation géométrique dans l'objectif d'analyser l'influence de plusieurs paramètres géométriques sur les performances de l'électrofiltre carré. Enfin, nous effectuons une optimisation électrique dans le cinquième chapitre, afin de mettre en évidence l'influence de la forme d'onde de la tension électrique sur la précipitation électrostatique.

Chapitre I

La précipitation électrostatique

Chapitre I

La précipitation électrostatique

La lutte contre la pollution atmosphérique a permis au fil des années le développement de diverses méthodes et techniques de traitement intervenant dans des domaines variés : préservation de la qualité de l'air, protection du sol et du sous-sol, réduction de l'effet de serre. Notre engagement s'inscrit dans le cadre de la préservation de la qualité de l'air d'un point de vue particulière. En effet, nos travaux ne portent que sur la dépollution de l'air des particules qu'il contient, l'aspect chimique (NO_x et COV) n'étant pas abordé. Cette thématique est toute nouvelle au sein du laboratoire IRECOM (Université de Sidi Bel Abbès). Nous avons donc souhaité que ce premier chapitre serve de support aux futurs chercheurs désireux de continuer ces travaux. Ceci justifie le fait qu'il soit relativement long.

I.1 Particules en suspension dans l'air et techniques de traitement

Les particules en suspension dans l'air, ou aérosols, sont constituées de substances solides et/ou liquides, présentant une vitesse de chute le plus souvent négligeable. La présence de particules en suspension dans l'air est principalement due à la pollution atmosphérique.

La pollution atmosphérique est due au fait que l'homme introduit, directement ou indirectement, dans l'atmosphère et les espaces clos, des substances ayant des conséquences préjudiciables de nature à mettre en danger la santé humaine, à nuire aux ressources biologiques et aux écosystèmes, à influencer sur les changements climatiques, à détériorer les biens matériels et à provoquer des nuisances olfactives excessives [CPE 01].

Les aérosols font partie des polluants primaires, qu'on définit comme étant des substances présentes dans l'atmosphère telles qu'elles ont été émises. La taille des particules est le paramètre le plus important pour caractériser le comportement des aérosols. Il existe presque toutes les formes et tailles de particules suivant leur nature et selon qu'elles proviennent d'agrégats de matière solide ou liquide en suspension dans l'air [HIN 99].

On distingue ainsi classiquement deux types de particules : les PM₁₀ (Particulate Matter) qui sont celles dont le diamètre moyen n'excèdent pas 10 µm et qui proviennent principalement des véhicules (en particulier de ceux équipés d'un moteur diesel) et les PM₂₅ dont le diamètre moyen est inférieur à 25 µm et qui sont majoritairement émises par des

sources fixes. Les particules les plus petites, de diamètre inférieur à 10 μm , sont susceptibles de pénétrer le plus profondément dans l'appareil broncho-pulmonaire [KAP 04, KEN 07, TAN 07].

Les particules ou poussières ne constituent pas un polluant ordinaire. Alors que pour toutes les autres substances, il suffit de mesurer le poids des émissions pour avoir une idée exacte sur la façon dont évolue la qualité de l'air, pour les particules le problème est plus complexe. En effet, leur toxicité n'est pas directement liée à leur poids. Au contraire, les particules les plus fines sont généralement considérées comme les plus dangereuses en raison de la difficulté à les piéger par des filtres, de leur capacité à pénétrer plus profondément dans l'appareil respiratoire et de leur plus long temps de suspension dans l'air.

De nombreuses techniques de filtration de l'air destinées à répondre au problème croissant de la pollution atmosphérique ont été mises au point, notamment pour le secteur industriel. On regroupe les dispositifs qui les utilisent en quatre catégories (figure I.1) :

- les filtres mécaniques,
- les filtres hydrauliques,
- les filtres à couche filtrante,
- les filtres électriques ou électrofiltres.

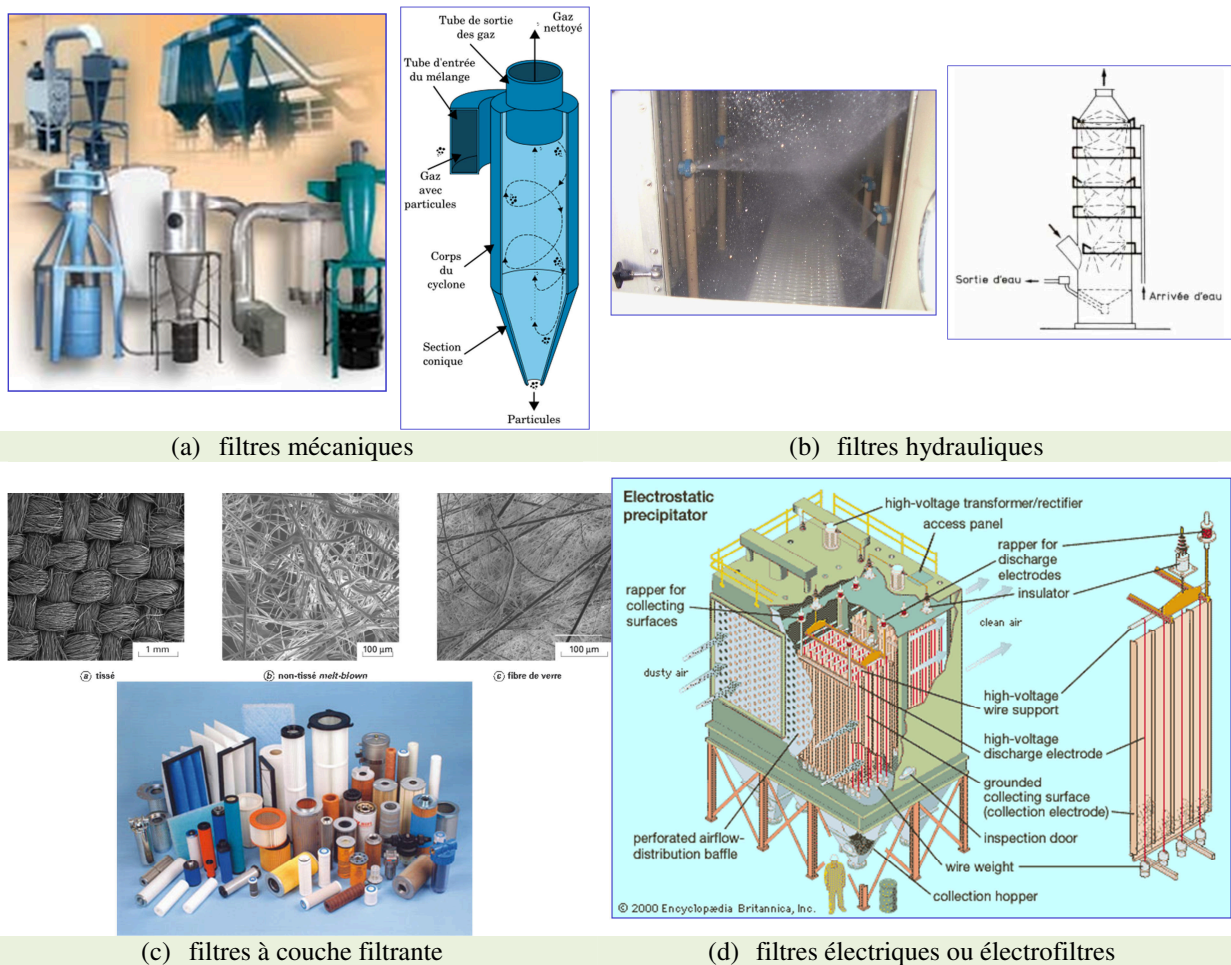


Figure I.1 : Exemples de dispositifs industriels de filtration de l'air [ZOU 12]

I.2 Les électrofiltres

I.2.1 Principe de fonctionnement

Le filtre électrostatique est un dispositif dans lequel les forces électrostatiques piègent les particules contenues dans un gaz. Il est constitué d'un ensemble d'électrodes actives et d'électrodes de collecte et peut être de géométrie plane ou cylindrique. La décharge générée au sein de ce dispositif, souvent maintenue à un fort potentiel négatif, produit des ions, par attachement des électrons libres aux molécules du gaz. Lors de collisions de ces ions avec des particules, ces dernières se chargent.

Afin d'expliquer le principe de fonctionnement d'un électrofiltre, prenons l'exemple d'un précipitateur électrostatique industriel de géométrie cylindrique (figure I.2). Il est constitué d'un cylindre métallique disposé verticalement (l'électrode de collecte) et d'un fil suspendu le long de l'axe central du cylindre (l'électrode active). L'électrode active est reliée à la haute tension continue tandis que l'électrode de collecte est reliée à la masse.

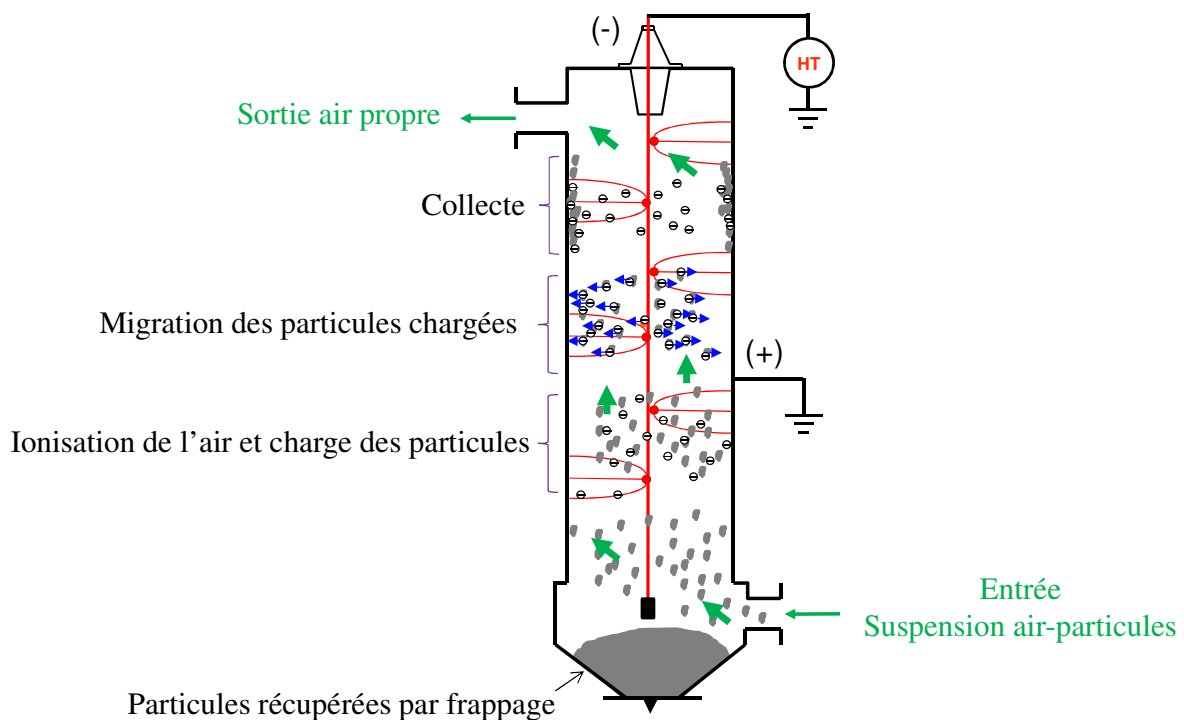


Figure I.2 : Principales étapes intervenant dans le fonctionnement d'un filtre électrostatique [CHA 95]

Lorsqu'on applique une tension au-delà d'un seuil (tension d'allumage de la décharge), une décharge couronne apparaît autour du fil. Elle apparaît soit sous la forme de spots lumineux (tension DC négative) répartis le long du fil et appelés "Tufts" ou sous la forme d'une «gaine lumineuse» (tension DC positive). Les phénomènes lumineux représentent localement les régions ionisées du gaz à partir desquelles des ions de même polarité que l'électrode active sont émis vers l'électrode de collecte. Ces ions traversent l'espace inter-électrodes sous l'action d'un champ électrique continu, en direction de

l'électrode de collecte. Lorsqu'on introduit des gaz pollués par la partie basse de l'électrofiltre, ils traversent l'espace inter-électrodes en montant. Les particules qu'ils contiennent captent au passage des ions et se chargent fortement ; elles sont alors soumises à la force de Coulomb (voir section I.2.2.1) qui les dirigent vers la surface interne de l'électrofiltre où elles se déposent.

Les gaz sortent donc dépollués par la partie haute de l'électrofiltre tandis que les particules piégées s'accumulent sur sa surface interne en formant une couche de poussières. Par un procédé mécanique qui consiste à frapper les parois de l'électrofiltre à l'aide d'un marteau, on fait tomber les poussières dans le fond de l'électrofiltre où un dispositif prévu à cet effet permet de les évacuer.

I.2.2 Bilan des forces sur une particule

Dans le cadre de notre étude, nous estimerons dans tous les cas que les particules étudiées sont rigides et sphériques. Le bilan des forces s'appliquant à une particule plongée dans un fluide est le suivant :

$$\sum \text{forces} = \text{Masse} \cdot \text{Accélération}$$

Les particules peuvent être soumises aux forces suivantes : la force de traînée (force moyenne + composantes stochastiques liées au mouvement brownien et à la turbulence), la forces centrifuges et gravitaires (négligées ici), la forces électrostatiques (forces image, force de Coulomb, force de dipôle) et les forces de Van der Waals à l'approche d'un substrat.

Dans la plupart des cas de résolution de la trajectoire des particules, seules les forces de Coulomb [KRI 02, BÖT 03] et la force de traînée sont prises en compte. En effet les forces gravitaires peuvent être considérées comme négligeables pour les particules submicroniques, étant donné les échelles de temps observées dans les électrofiltres (au plus quelques secondes de temps de séjour). De plus, les forces à courte portée (Van der Waals, force image, force de dipôle, voir Annexe 01) sont très faibles et influent très peu sur la trajectoire des particules dans l'espace inter électrodes, qui est infiniment plus grand que l'ordre de grandeur de la portée de ces forces [BOI 05].

Dans cette rubrique, nous n'évoquerons que les deux forces mises en jeu, à savoir, la force de Coulomb et la force de traînée.

I.2.2.1 Force de Coulomb

Une particule chargée est soumise à une force électrostatique dès qu'elle est relativement proche de surfaces chargées ou d'autres particules chargées. En présence d'un champ électrique \vec{E} , les particules ayant acquis une charge électrique q_p subissent la force de Coulomb \vec{F}_e proportionnelle à la charge, dont l'expression est :

$$\vec{F}_e = q_p \cdot \vec{E} \tag{I.1}$$

L'expression I.1 est l'équation de base de la force électrostatique agissant sur les particules en suspension dans les précipitateurs électrostatiques.

I.2.2.2 Force de traînée

La force de traînée est donnée par la relation suivante [PAR 97] :

$$\vec{F}_f = C_f(Re_p) \cdot S_p \cdot \frac{\rho_g}{2} \cdot |\vec{U}_g - \vec{w}| \cdot (\vec{U}_g - \vec{w}) \quad (I.2)$$

Dans la relation I.2, $C_f(Re_p)$ est le coefficient de traînée, S_p représente la section droite de la particule (la section de particule interceptée par le fluide), ρ_g est la densité du gaz porteur et $(\vec{U}_g - \vec{w})$ est la vitesse relative de la particule par rapport au gaz (\vec{U}_g étant la vitesse de l'écoulement et \vec{w} la vitesse de de la particule). Le coefficient de traînée dépend du nombre de Reynolds de la particule Re_p , qui représente le rapport entre les forces d'inertie et les effets visqueux [RIE 97] :

$$Re_p = \frac{d_p \cdot |\vec{U}_g - \vec{w}|}{\nu_g} \quad (I.3)$$

où ν_g est la viscosité cinématique du gaz et d_p le diamètre de la particule. Si $Re_p \ll 1$, condition remplie dans le cas des électrofiltres [PAR 97, WHI 63], lorsque les particules ont un diamètre inférieur à 20 μm , le coefficient de traînée a l'expression suivante [PAR 97] :

$$C_f = \frac{24}{Re_p} \quad (I.4)$$

Dans cette situation, la force de frottement entre une particule sphérique et le gaz est donnée par la relation de Stokes [PAR 97] :

$$\vec{F}_f = -3 \cdot \pi \cdot \eta_g \cdot d_p \cdot (\vec{U}_g - \vec{w}) \cdot \frac{1}{Cu(d_p, \lambda_g)} \quad (I.5)$$

où η_g est la viscosité dynamique du gaz. Si la dimension de la particule est comparable au libre parcours moyen λ_g des molécules du gaz, les particules vont se déplacer dans un milieu discontinu. Dans ce cas, l'expression I.5 doit être corrigée par le facteur de Cunningham [PAR 97] :

$$Cu = 1 + 1,246 \frac{2 \cdot \lambda_g}{d_p} + 0,42 \frac{2 \cdot \lambda_g}{d_p} \exp\left(-0,87 \frac{d_p}{2 \cdot \lambda_g}\right) \quad (I.6)$$

La figure I.3 montre la variation du facteur de Cunningham en fonction du diamètre des particules dans le cas de l'air ($T = 150^\circ C, \lambda_g = 0,101 \mu m$).

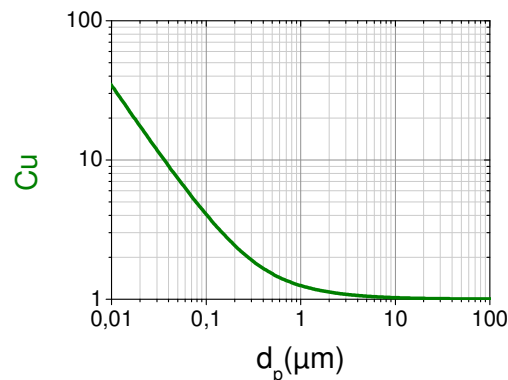


Figure I.3 : Variations du facteur de correction de Cunningham (équation I.6) en fonction du diamètre des particules ($T = 150^\circ C, \lambda_g = 0,101 \mu m$)

I.2.3 Mécanismes de charge des particules

Les divers mécanismes de charge des particules et leur charge de saturation sont des phénomènes largement étudiés et de nombreux auteurs aboutissent à des solutions relativement réalistes pour des particules sphériques.

Dans cette section, nous allons présenter les principaux mécanismes de charge des particules en accordant un intérêt particulier au mécanisme de charge par charge d'espace ionique.

I.2.3.1 Charge naturelle par attachement

Dans l'atmosphère terrestre, il existe des ions positifs et négatifs générés sans interruption par l'action des radiations cosmiques et des gaz radioactifs émanant du sol. Comme présenté par Hinds [HIN 99], l'air contient environ 1000 ions/cm³ avec en première approximation un nombre égal d'ions positifs et négatifs. Les particules d'aérosol qui sont initialement neutres, peuvent acquérir une charge par collision (due à leur mouvement thermique aléatoire) avec des ions. Mais, les particules chargées vont avoir tendance à perdre leur charge lentement en attirant des ions de signe opposé.

I.2.3.2 Triboélectrisation

La triboélectrisation regroupe deux causes d'électrisation : le frottement et le contact [ART 11, TOU 03]. Dans la charge par frottement, c'est-à-dire quand deux particules différentes frottent l'une contre l'autre, il y a un transfert de charges (majoritairement des électrons) à partir de la surface d'une particule vers celle de l'autre. Ce processus utilise la différence de structure électronique des deux surfaces en fonction desquelles une des particules devient positivement chargée et l'autre négativement chargée. Ce phénomène fait que dans les nuages de particules entraînées par un flux d'air, une forte proportion des particules est chargée par contact avec les parois ou par collisions.

La charge par contact se produit pendant la séparation de particules sèches et non conductrices de surfaces solides [HIN 99, STE 02]. Dans ce processus, quand une particule touche une surface, des charges sont transférées, si bien que la particule acquiert une charge nette positive ou négative quand elle se sépare de la surface. La polarité de la particule chargée et le nombre de charges sur celle-ci dépendent des matériaux et de leurs positions relatives dans les séries triboélectriques. Le frottement augmente le nombre de charges acquises. Parce qu'il requiert des surfaces sèches, le phénomène de charge par contact devient inefficace en conditions d'humidité relative plus grande que 65% environ.

I.2.3.3 Charge par charge d'espace ionique

Nous présentons dans cette section la phénoménologie de la charge des particules dans un champ électrique affecté par une charge d'espace ionique. Les mécanismes de charge sont

expliqués et nous présentons, d'une manière critique, les modèles théoriques de charge les plus souvent utilisés dans l'étude de la précipitation électrostatique.

La principale cause de mise en mouvement des particules dans les filtres électrostatiques est la force de Coulomb. Une augmentation de la charge des particules est donc nécessaire afin de produire leur migration vers les électrodes collectrices du précipitateur. Cela peut être provoqué par une forte densité d'ions due à une décharge dans l'espace inter-électrodes. Ce mécanisme de décharge sera décrit par la suite dans la section I.3. Le processus de charge dépend alors de plusieurs facteurs parmi lesquels les plus importants sont la densité de charge ionique, l'intensité du champ électrique local, ainsi que la taille des particules. De nombreuses études [HIN 99, PAR 97, TOC 97] ont montré que le procédé de charge peut être principalement attribué aux mécanismes suivants :

- la charge par champ
- la charge par diffusion
- la charge mixte

Quel que soit le mécanisme, la charge électrique acquise par une particule est le résultat des interactions entre celle-ci et les ions résultant de la décharge. Les deux premiers mécanismes de charge interviennent ensemble et leur importance relative est déterminée principalement par les dimensions des particules et l'intensité du champ électrique.

A. La charge par champ

Comme l'indique son nom, dans ce mécanisme de charge les ions sont apportés à la surface de la particule grâce à la force électrostatique causée par un champ électrique extérieur. Cette force est équilibrée par la force de répulsion créée par la charge répartie à la surface de la particule. En effet, une particule présente dans un gaz provoque une distorsion locale du champ électrique, les lignes de champ aboutissent à la surface de celle-ci. Cette distorsion du champ dépend de la nature de la particule : lorsque la particule est conductrice, la distorsion du champ est maximale. Pour une particule isolante (non conductrice), la distorsion du champ dépend de sa permittivité. Ainsi, l'intensité du champ électrique augmente à la surface de la particule.

Dans ce cas, les ions présents dans le gaz et se déplaçant le long des lignes de champ, peuvent atteindre la surface de la particule. Chaque ion qui atteint la surface de la particule modifie la distribution locale du champ électrique. Cependant, tant que le champ électrique créé par la charge de la particule est inférieur au champ maximum qui existe à la surface de la particule lorsqu'elle n'est pas chargée, les ions continuent à atteindre la surface de celle-ci. Lorsque la charge acquise est suffisante, les lignes de champ contournent la particule ; on dit que la particule a acquis la charge de saturation par champ notée q_{ps} (figure I.4).

Rohmann a développé une première théorie concernant la charge par champ en 1923 [ROH 23], complétée par Pauthenier en 1932 [PAU 32, PAU32+]. Ces auteurs montrent que les ions arrivent à la surface d'une particule tant que la charge de celle-ci n'est pas suffisante pour les repousser. Pauthenier a montré qu'en raison du phénomène de répulsion

électrostatique, seule une partie réduite de la surface des particules est atteinte par les ions. Continuant dans le même sens, d'autres auteurs ont apporté leurs contributions [BRO 70, BRO 73, LIU 77]. Pour les grosses particules ($d_p \geq 2 \mu\text{m}$), c'est le mécanisme de charge par champ qui est dominant. Pour les petites particules ($d_p \leq 0,2 \mu\text{m}$), la diffusion thermique devient dominante et la charge par diffusion devient importante [PAU 32+, MIZ 81, MAC 78, LAW 96].

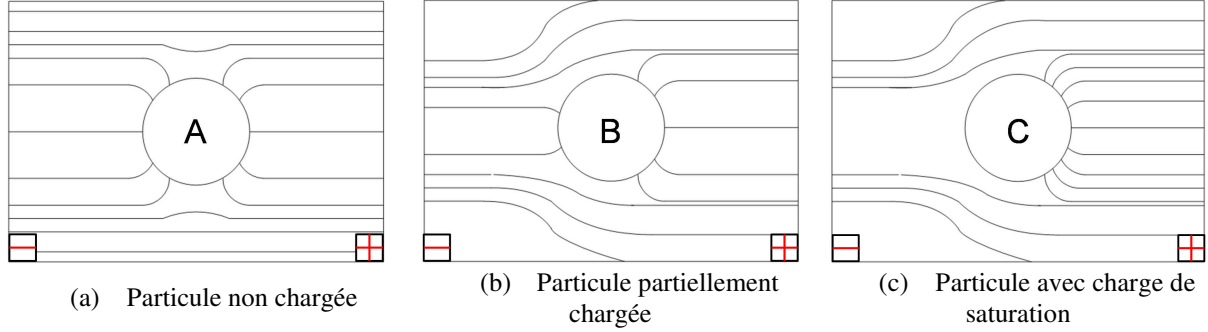


Figure I.4 : Lignes de champ en direction de la surface d'une particule isolante soumise à un champ électrique uniforme [HIN 99, CRO 87]

La charge d'une particule sphérique est donnée par l'équation de la charge par champ de Pauthenier [PAU 32+] :

$$q_p(t) = q_{ps} \frac{t}{t+\tau} \quad (\text{I.7})$$

avec,

$$q_{ps} = \pi \epsilon_0 \frac{3\epsilon_r}{\epsilon_r+2} d_p^2 E \quad (\text{I.8})$$

et,

$$\tau = 4 \frac{\epsilon_0}{\rho_i \mu_i} = 4 \frac{\epsilon_0}{e \cdot n_i \mu_i} = 4 \frac{\epsilon_0 \cdot E}{J} \quad (\text{I.9})$$

ou q_{ps} est la charge de saturation (C), t le temps de charge (s), la constante de temps de charge par champ (s), ϵ_0 la permittivité du vide ($\approx 8.85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$), ϵ_r la permittivité relative de la matière constituant la particule, d_p le diamètre de la particule (m), E le champ électrique (V/m), J la densité de courant (A/m^2), ρ_i la densité de charges (C/m^3), μ_i la mobilité ionique ($\text{m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$), e la charge électronique ($\approx 1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$) et n_i la concentration des ions dans l'espace (m^{-3}). Pour une particule conductrice ($\epsilon_r \rightarrow \infty$), l'équation I.9 devient : $q_{ps} = 3\pi\epsilon_0 d_p^2 E$.

B. La charge par diffusion

La charge par diffusion est due à l'énergie cinétique des ions qui bombardent la particule indépendamment du champ électrique. Ce processus de charge par diffusion a été imaginé pour expliquer la charge des particules lorsque le champ électrique appliqué est faible (ou même nul) et lorsque la taille des particules est suffisamment petite (quelques libres parcours moyens). Il est alors nécessaire de prendre en compte le phénomène de diffusion des ions dans le processus de charge [PAR 97, WHI 63]. Ce mécanisme met en jeu la probabilité de collision entre les particules et les ions animés d'un mouvement aléatoire d'agitation

thermique. Dans une zone où le champ électrique appliqué est nul, les ions ont une répartition uniforme autour des particules. Dans ces conditions, tous les éléments de surface d'une particule ont la même probabilité de choc avec les ions et la particule peut accumuler une certaine charge électrique. L'expression de la charge par diffusion $q_p(t)$ d'une particule donnée par White [WHI 51] est :

$$q_p(t) = q^* \ln(1 + t/\tau^*) \quad (\text{I.10})$$

avec,

$$q^* = \frac{2\pi\epsilon_0 d_p kT}{e} \quad (\text{I.11})$$

et,

$$\tau^* = \frac{8\epsilon_0 kT}{d_p C_i n_i e^2} = 8\epsilon_0 \left(\frac{m_i kT}{3}\right)^{1/2} \left(\frac{\mu_i E}{d_p J e}\right) \quad (\text{I.12})$$

Où q^* est la constante de charge (C), τ^* la constante de temps de charge par diffusion (s), k la constante de Boltzmann ($\approx 1,38 \times 10^{-23}$ J/K), T la température (K), e la charge électronique ($\approx 1,6 \times 10^{-19}$ C), C_i la vitesse thermique de l'ion (m/s), n_i la concentration des ions dans l'espace (m^{-3}), m_i la masse d'un ion (kg) et μ_i la mobilité d'un ion ($m^2/V \cdot s$).

C. La charge mixte

Les deux mécanismes précédents opèrent simultanément pour les particules dont la taille est comprise entre 0,5 et 1 μm . La charge totale acquise par une particule à l'issue du processus n'est cependant pas la somme des charges apportées par chacun des deux mécanismes. Plusieurs travaux ont été réalisés sur la charge mixte, en particulier par Lawless et Altman qui ont modifié des modèles préexistants et ont abouti à des relations assez simples qui prennent en compte les interactions des deux mécanismes de charge [LAW 94].

I.2.3.4 Autre modèles de charge :

Dans la littérature, d'autres modèles de charge des particules ont été élaborés. Ils sont basés sur le nombre de Knudsen, généralement noté K_n , qui est un nombre adimensionnel permettant de déterminer le régime d'écoulement en termes de continuité du milieu et non en termes de turbulence d'un fluide. On le définit comme étant le rapport du libre parcours moyen λ et du rayon de la particule r_p [BRO 01] :

$$K_n = \frac{\lambda}{r_p} \quad (\text{I.13})$$

En fonction du nombre de Knudsen K_n , on distingue trois régimes d'écoulement : Régime de molécule libre ($K_n \gg 10$), régime de transition ($0,1 \leq K_n \leq 10$) et régime continu ($K_n \leq 0,1$). Nous avons détaillé les divers modèles des processus de charge par diffusion et par champ pour chaque régime dans le cas d'une particule sphérique dans l'annexe 02.

Il en ressort que pour les grosses particules plongées dans un fort champ électrique, la charge par effet de champ est prépondérante, alors que pour les petites particules plongées

dans un champ faible la charge par diffusion est majoritaire [YOO 00]. Les deux mécanismes de charge interviennent ensemble pour fournir aux particules, une charge globale dont l'importance relative est principalement déterminée par leurs dimensions et l'intensité du champ électrique.

Les particules présentes à l'intérieur d'un électrofiltre, une fois chargées par ces différents mécanismes, subissent la force de Coulomb lorsqu'elles sont soumises à un champ électrique. Cette force électrostatique est responsable de leur mouvement vers les électrodes collectrices. C'est ce processus appelé "la migration" que nous étudierons à présent.

I.2.4 Vitesse de migration des particules chargées

Soit une particule solide sphérique de diamètre d_p , de charge électrique q_p et de vitesse \vec{w} se trouvant dans un écoulement de gaz laminaire de vitesse \vec{U}_g , soumise à un champ électrique supposé uniforme et constant \vec{E} (figure I.5). Son mouvement à l'intérieur du précipitateur est régi par la relation fondamentale de la dynamique :

$$m_p \cdot \frac{d\vec{w}}{dt} = \vec{F}_e + \vec{F}_f \quad (\text{I.14})$$

où m_p représente la masse de la particule, \vec{F}_e et \vec{F}_f respectivement la force électrique et la force de traînée (voir section I.2.2).

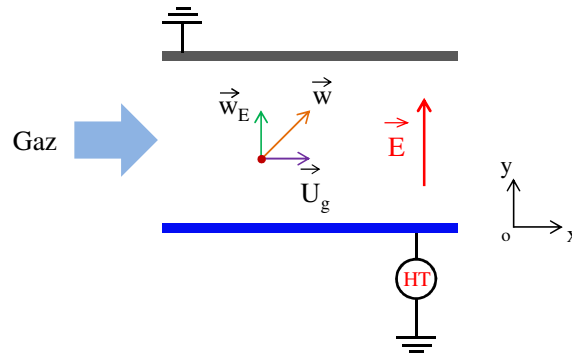


Figure I.5 : Schéma explicatif du mouvement d'une particule chargée entre deux plaques parallèles

En remplaçant dans la relation I.14 l'expression de chaque force, la migration de la particule vers l'électrode de collecte suivant l'axe (Oy) est caractérisée par la solution de l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dw_E}{dt} + \frac{3\pi\eta_g d_p}{m_p \cdot Cu} \cdot w_E - \frac{q_p}{m_p} \cdot E = 0 \quad (\text{I.15})$$

Où w_E est la composante de la vitesse d'une particule dans la direction normale aux plaques, qu'on appelle "vitesse effective de migration". Si on considère qu'au moment initial $t = 0$, la vitesse w_E de la particule est nulle, la solution de l'équation I.15 donne l'évolution suivante au cours du temps :

$$w_E(t) = w_{th} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) \right] \quad (\text{I.16})$$

Où w_{th} est appelée vitesse théorique de migration [PAR 97, OGL 78, WHI 63] et a pour expression :

$$w_{th} = \frac{q_p \cdot E}{3 \cdot \pi \cdot \eta_g \cdot d_p} \cdot Cu \quad (I.17)$$

Dans la relation I.16, τ_p est le temps de relaxation de la particule considérée, qui dépend de la masse et de la taille de la particule, ainsi que de la viscosité dynamique du gaz porteur :

$$\tau_p = \frac{m_p}{3 \cdot \pi \cdot \eta_g \cdot d_p} \cdot Cu = \frac{\rho_p \cdot d_p^2}{18 \cdot \eta_g} \cdot Cu \quad (I.18)$$

où ρ_p est la masse volumique des particules. Le temps τ_p caractérise le comportement transitoire de la particule jusqu'au moment où elle se déplace à la vitesse constante w_{th} . On remarque que le temps de relaxation est indépendant des conditions électriques à l'intérieur du filtre. La figure I.6 montre les variations de τ_p en fonction du diamètre des particules. Il faut noter que pour les fines particules ($d_p \leq 1 \mu m$), ce temps est très faible ($\tau_p \leq 10 \mu s$).

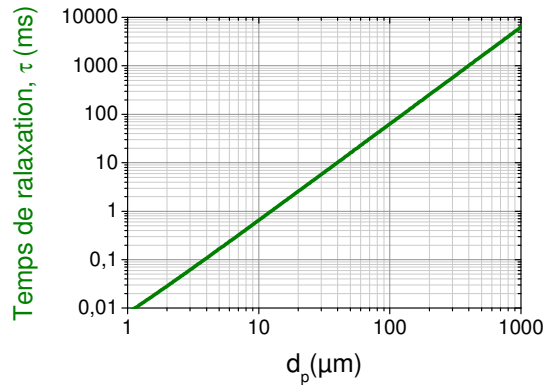


Figure I.6 : Variations du temps de relaxation en fonction du diamètre des particules ($T = 150^\circ C, \eta_g = 2,37 \cdot 10^{-5} \text{ kg/m} \cdot \text{s}$, et $\rho_p = 2700 \text{ kg/m}^3$)

La vitesse de migration théorique (relation I.17) représente, dans cette approche, la valeur stationnaire de la vitesse des particules dans la direction du champ électrique (perpendiculaire aux plaques collectrices) ; elle caractérise le processus de migration des particules à l'intérieur de l'électrofiltre. L'ensemble des modèles analytiques est basé sur ce concept.

Une étude de la vitesse théorique de migration nécessite la connaissance de la charge électrique des particules en fonction de leur taille. Pour montrer la variation de w_{th} en fonction de la taille des particules, on utilise généralement une relation simple de calcul de la charge, établie par Cochet [COC 61]. Cette relation donne la charge limite par champ d'une particule qui se trouve dans un champ électrique d'intensité E . Elle offre une bonne corrélation avec les résultats expérimentaux pour $d_p > 0,3 \mu m$ [COC 61] :

$$q_p^S = \left[\left(1 + \frac{2 \cdot \lambda_g}{d_p} \right)^2 + \left(\frac{2}{1 + 2 \cdot \lambda_g / d_p} \right) \cdot \left(\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \right) \right] \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot d_p^2 \cdot E \quad (I.19)$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide et ϵ_r est la permittivité relative des particules.

La figure I.7 montre les variations de la charge limite en fonction du diamètre des particules en considérant deux valeurs de l'intensité du champ électrique E .

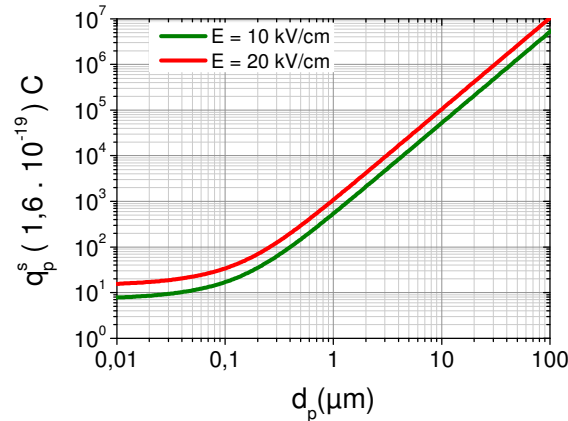


Figure I.7 : Variations de la charge des particules prédite par la relation de Cochet en fonction du diamètre des particules ($T = 150^\circ\text{C}$, $\lambda_g = 0,101 \mu\text{m}$ et $\epsilon_r \rightarrow \infty$, cas des particules conductrices)

En utilisant les résultats de la figure I.7 sur la charge électrique des particules, on peut évaluer les valeurs de la vitesse théorique w_{th} (figure I.8). La variation de la vitesse w_{th} en fonction du diamètre des particules passe par une valeur minimale pour $d_p \cong 0,25 \mu\text{m}$.

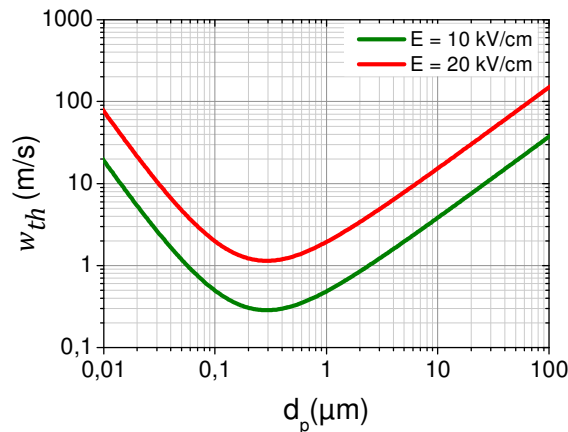


Figure I.8 : Variations de la vitesse de migration théorique w_{th} en fonction de la taille des particules ($T = 150^\circ\text{C}$, $\lambda_g = 0,101 \mu\text{m}$, $\eta_g = 2,37 \cdot 10^{-5} \text{ kg/m} \cdot \text{s}$)

Une faible vitesse de migration diminue le transport des particules vers les plaques collectrices et par conséquent l'efficacité de collecte. Ainsi donc, la vitesse de migration des particules étant à son plus bas niveau pour les tailles de particules comprises entre 0,1 et 1 μm , il en est de même en ce qui concerne l'efficacité de collecte.

I.2.5 Efficacité de collecte

À l'instar de tout dispositif électrique, nous avons besoin d'estimer le rendement d'un électrofiltre afin d'évaluer son efficacité. Pour exprimer l'efficacité d'un filtre vis à vis d'un aérosol donné, nous considérons trois quantités : la quantité d'aérosols en amont du filtre

(q_{am}), la quantité d'aérosols en aval du filtre (q_{av}) et la quantité d'aérosols retenue par le filtre ($q_{am} - q_{av}$). À partir de ces trois quantités, nous pouvons exprimer trois rapports :

- Le rendement η_E qui est le rapport de la quantité d'aérosols retenue par le filtre sur la quantité d'aérosols en amont :

$$\eta_E(\%) = \frac{q_{am} - q_{av}}{q_{am}} \cdot 100 \quad (I.20)$$

- La perméance P_E qui est le rapport de la quantité d'aérosols en aval sur la quantité d'aérosols en amont :

$$P_E(\%) = \frac{q_{av}}{q_{am}} \cdot 100 \quad (I.21)$$

- Le coefficient d'épuration C_E qui est le rapport de la quantité d'aérosols en amont sur la quantité d'aérosols en aval :

$$C_E(\%) = \frac{q_{am}}{q_{av}} \cdot 100 \quad (I.22)$$

Il existe différentes méthodes de mesure de l'efficacité d'un filtre ; chaque méthode est caractérisée par un aérosol d'essai et par le procédé de mesure des quantités d'aérosols. L'association européenne des constructeurs de matériel aéronautique (EUROVENT), puis l'organisation internationale de normalisation (ISO) ont normalisé quelques-unes des méthodes de mesure. Nous distinguons trois grandes familles de méthodes de mesures. Les deux premières comprennent les filtres dits filtres de ventilation générale, avec une famille pour les filtres dits à moyenne efficacité et une autre pour les filtres dits à haute efficacité ; les filtres de la troisième famille dits à très haute efficacité captent les particules submicroniques.

L'efficacité de collecte globale η_t de tout système de traitement de gaz, en dépit de son type peut être déterminée grâce à la formule ci-après :

$$\eta_t = 1 - \frac{n_s}{n_e} \quad (I.23)$$

où n_e et n_s représentent respectivement, la concentration globale de particules à l'entrée et à la sortie du filtre. L'efficacité de collecte peut également être déterminée à partir du nombre et de la masse de particules.

En raison de la distribution granulométrique très diversifiée des particules, il peut être intéressant d'exprimer l'efficacité de collecte par classes de taille de particules. Chaque classe correspondant à un diamètre moyen d_p , cette efficacité appelée efficacité fractionnaire, est définie par la relation suivante pour la classe i de taille de particules :

$$\eta_f^i = 1 - \frac{m_s(d_p^i)}{m_e(d_p^i)} = 1 - \frac{c_s(d_p^i)}{c_e(d_p^i)} \quad (I.24)$$

où $m_e(d_p^i)$ et $m_s(d_p^i)$ sont les masses de particules de la classe i à l'entrée et à la sortie du précipitateur. L'efficacité fractionnaire peut également être exprimée en termes de concentrations, dans l'expression I.24, $c_e(d_p^i)$ et $c_s(d_p^i)$ étant les concentrations moyennes des particules de la classe i à l'entrée et à la sortie du filtre. Lorsque l'efficacité de collecte est proche de l'unité, les performances d'un précipitateur peuvent être mieux caractérisées par la "pénétration (Pn_t)" qui s'exprime comme suit :

$$Pn_t = 1 - \eta_t = \frac{n_s}{n_e} \quad (I.25)$$

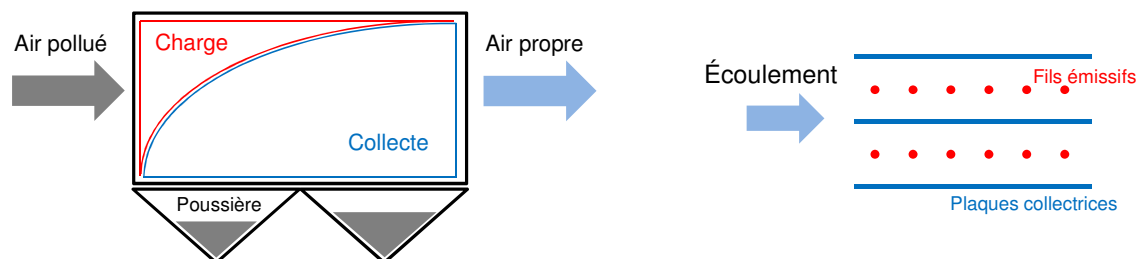
Ainsi, l'utilisation de la pénétration pour représenter les performances d'un électrofiltre permet de mieux suivre leurs variations lorsque les dites performances culminent à plus de 99 %. Ceci étant, les performances d'un électrofiltre dépendent de sa typologie. On distingue différents types de filtres électrostatiques selon l'application à laquelle ils sont destinés. En effet, ils sont classés comme étant de type cylindrique ou de type plan (forme des électrodes de collecte), de type vertical ou horizontal (direction de l'effluent gazeux), de type à un seul étage ou à deux étages (géométrie des électrodes) et de type sec ou humide (avec ou sans utilisation de liquide).

I.2.6 Types d'électrofiltres

I.2.6.1 Les électrofiltres à un seul étage

Ce sont les plus utilisés dans les applications industrielles pour les avantages qu'ils présentent, à savoir entre autres, une simplicité de conception et une robustesse en fonctionnement. Dans cette architecture, la charge et le piégeage des particules sont réalisés simultanément sur toute la longueur du filtre (Figure I.9 (a)).

Parmi les électrofiltres à un seul étage, la géométrie plane est la plus répandue. Dans cette configuration, les électrodes de dépôt sont des plaques parallèles et équidistantes et le gaz est ionisé à partir d'électrodes ionisantes situées dans les plans verticaux à mi-distance entre les plaques (figure I.9 (b)). En général, les électrodes de collecte sont périodiquement secouées, ce qui permet de décoller les agrégats et de les recueillir dans une trémie située dans la partie inférieure du filtre.



(a) Principe d'un électrofiltre à un seul étage

(b) Électrofiltre de type fil-plaque (vue de dessus)

Figure I.9 : Schéma simplifié d'un électrofiltre à un seul étage

Dans la configuration cylindrique, l'électrode ionisante est tendue le long de l'axe central du cylindre disposé verticalement (figure I.1). Classiquement, le dépôt de particules sur la face intérieure du cylindre est nettoyé grâce à un film liquide qui détache les agglomérats et les emporte sous l'effet de la gravité afin de les déposer dans la trémie.

I.2.6.2 Les électrofiltres à deux étages

Ces électrofiltres séparent les aspects charge et collecte des particules (figure I.10 (a)). Le premier étage constitue le module d'ionisation composé d'électrodes en forme de tube ou

de fil. Le second étage, ou le module de collecte, est constitué d'une alternance de plaques, les unes sont portées à un fort potentiel et les autres sont reliées à la terre (figure I.10 (b)).

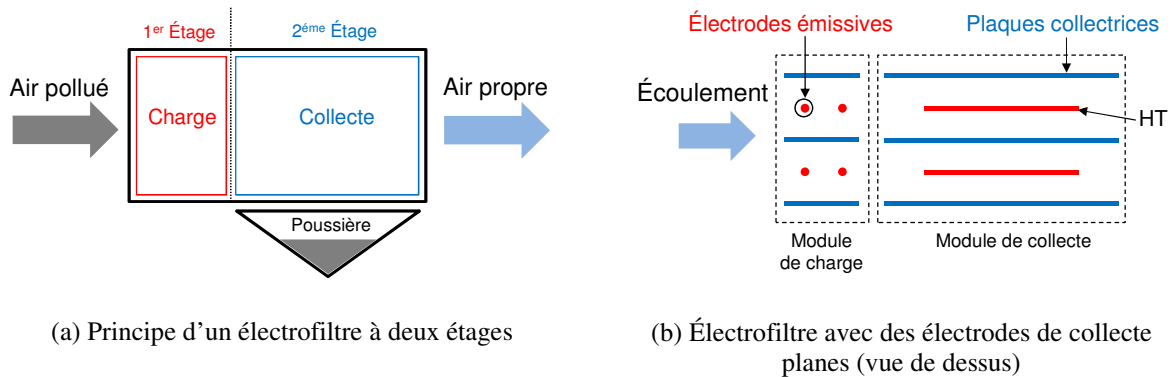


Figure I.10 : Schéma simplifié d'un précipitateur électrostatique à deux étages

Le système de frappe des poussières ne peut être utilisé pour cette architecture, car il provoquerait le ré-envol des poussières non chargées. Le lavage des électrodes est donc adopté. Ces systèmes sont dédiés à l'épuration de l'air ambiant, de fumées faiblement chargées, de brume ou de particules adhésives. Les électrofiltres à un étage suppriment mieux le phénomène de ré-entraînement tandis que dans les électrofiltres à deux étages, la surface de l'électrode de collecte peut être augmentée en réduisant l'espace inter-électrodes. On peut également réduire la taille de l'électrofiltre dans sa globalité.

I.2.6.3 Les électrofiltres humides

Pour les précipitateurs électrostatiques classiques, il existe une valeur de la résistivité des particules au-delà de laquelle les performances de séparation sont notablement dégradées [MAS 84, MAS 77]. Une alternative à ce problème consiste alors à utiliser des électrofiltres dits humides. Comparativement aux électrofiltres classiques, ils utilisent un film d'eau pour nettoyer le dépôt sur les surfaces des électrodes de collecte (figure I.11).

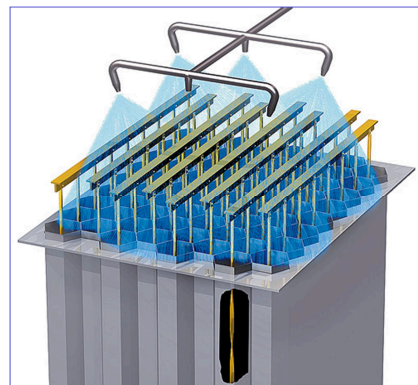


Figure I.11 : Schéma simplifié d'un précipitateur électrostatique humide [ZOU 12]

Les électrofiltres humides présentent des inconvénients imputables à la présence d'eau en leur sein, mais également des avantages tels que l'amélioration du rendement de filtration,

la suppression du phénomène de réentraînement des particules collectées et l'affranchissement des performances de séparation vis-à-vis de la résistivité des particules.

En résumé, l'efficacité de collecte d'un électrofiltre dépend de sa typologie et peut être prédite par divers modèles analytiques allant du plus simple (écoulement laminaire) au plus complexe (écoulement turbulent).

I.2.7 Modèles du fonctionnement d'un électrofiltre

I.2.7.1 Modèle laminaire

C'est le modèle analytique le plus simple du fonctionnement d'un électrofiltre. Il considère un écoulement laminaire du gaz avec un profil de vitesse de Poiseuille, entre deux plaques parallèles portées à des potentiels électriques différents. On admet que les particules en suspension dans le gaz ont toutes la même charge électrique. Elles se déplacent dans la direction axiale avec la vitesse moyenne de l'écoulement et subissent l'action du champ électrique uniforme. Les trajectoires sont donc des lignes droites déterminées par les vitesses U_g et w_{th} (figure I.12) [PAR 97, WHI 63].

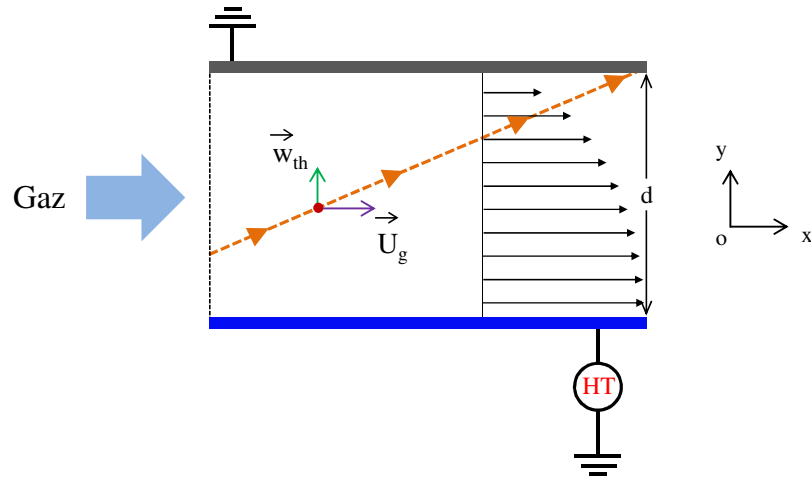


Figure I.12 : Illustration schématique du modèle laminaire

Une particule chargée qui entre dans la zone du champ, à une distance d de la plaque collectrice, sera collectée au bout d'un temps $t = d/w_{th}$. Pendant ce temps, la particule se déplaçant dans la direction d'écoulement du gaz aura parcouru une distance :

$$L_D = \bar{U}_g \cdot \frac{d}{w_{th}} \quad (I.26)$$

où \bar{U}_g est la vitesse moyenne du gaz. Donc toutes les particules de même taille, identiquement chargées, seront collectées à une distance égale ou inférieure à L_D . L'efficacité fractionnaire η_f de collection peut être alors calculée par la relation suivante :

$$\eta_f(d_p) = \min \left[\frac{w_{th}(d_p, E, q_p) \cdot L}{\bar{U}_g \cdot d}, 1 \right] \quad (I.27)$$

Ce schéma est très éloigné de la réalité. Tout d'abord, les conditions électriques réelles peuvent être très différentes de ce schéma de particules chargées instantanément se déplaçant

dans une zone de champ électrique uniforme. Cependant, l'hypothèse la plus forte est celle d'un écoulement laminaire du gaz. Malgré tout, dans le cas de certains précipitateurs à double étage, ce modèle peut constituer le point de départ de l'étude sur la collection des particules.

I.2.7.2 Modèle de Deutsch

Dans les précipitateurs électrostatiques industriels, l'écoulement du gaz est toujours turbulent. Le mouvement des particules est essentiellement déterminé par la présence simultanée des tourbillons et des forces électriques qui s'exercent sur elles. Ainsi, les trajectoires des particules sont très compliquées et ne peuvent pas, en général, être déterminées par des expressions analytiques. Deutsch [DEU 22], suite à une analyse théorique, a établi une dépendance entre l'efficacité de collecte et les dimensions du précipitateur. Dans son modèle, il distingue deux zones dans le filtre électrostatique :

- le cœur du précipitateur, où la concentration des particules est considérée comme uniforme dans la section transversale. La vitesse moyenne d'écoulement est supposée constante.
- les couches limites d'épaisseur δ situées au voisinage des plaques collectrices, où l'écoulement du gaz est considéré comme uniforme (figure I.13).

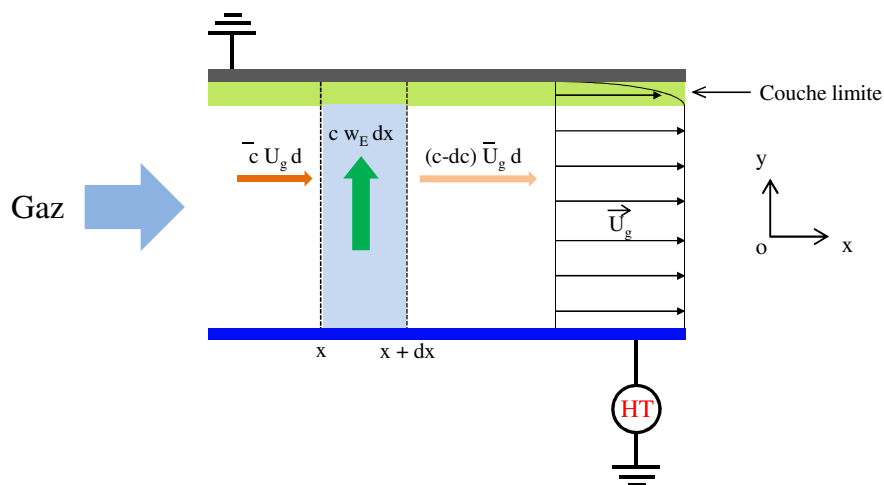


Figure I.13 : Modèle de Deutsch : schéma des couches laminaires et bilan massique de particules sur une longueur dx

Considérer une concentration de particules comme uniforme dans toute la section transversale du filtre revient à supposer qu'il existe un mélange parfait de suspension gaz-particules. Ceci revient en fait à considérer une turbulence infinie dans le cœur du précipitateur. Une particule ne peut être collectée que si elle se trouve dans la couche laminaire située près de chaque paroi, là où les forces de Coulomb dominent les forces visqueuses. Dans cette zone, le champ électrique est supposé uniforme et la vitesse des particules dans la direction perpendiculaire aux plaques est supposée constante et de valeur calculée en utilisant l'expression I.17.

Considérons deux sections transversales situées à une distance dx l'une de l'autre, dans la direction d'écoulement du gaz (figure I.13). Dans le volume $(dx \cdot h \cdot d)$, où h représente la hauteur des plaques, on distingue :

- $(c \cdot \overline{U}_g \cdot h \cdot d)$: le flux des particules qui entrent par la section située à l'abscisse x ,
- $(c - dc) \cdot \overline{U}_g \cdot h \cdot d$: le flux des particules non collectées sortant par la section située à l'abscisse $x + dx$,
- $(c \cdot w_E \cdot h \cdot dx)$: le flux de particules captées sur la longueur dx .

Par un bilan massique, on trouve :

$$c \cdot \overline{U}_g \cdot h \cdot d = (c - dc) \cdot \overline{U}_g \cdot h \cdot d + c \cdot w_E \cdot h \cdot d \cdot dx \quad (I.28)$$

en intégrant sur toute la longueur L du filtre, on obtient la relation entre la concentration des particules à l'entrée et celle à la sortie du précipitateur :

$$c_s(d_p) = c_e(d_p) \cdot \exp \left[-\frac{w_E(d_p) \cdot L}{d \cdot \overline{U}_g} \right] \quad (I.29)$$

ce qui conduit à la formule de Deutsch-Anderson [OGL 78] :

$$\eta_f(d_p) = 1 - \exp \left[-\frac{w_E(d_p) \cdot L}{d \cdot \overline{U}_g} \right] = 1 - \exp \left[-w_E(d_p) \cdot \frac{S}{D_g} \right] \quad (I.30)$$

où S est la surface totale des électrodes collectrices et D_g est le débit volumique du gaz.

Le modèle de Deutsch ignore tous les phénomènes qui peuvent diminuer le rendement de collecte, comme le ré-entraînement des particules collectées par le flux gazeux et l'influence de la charge d'espace des particules sur la décharge, entre autres.

I.2.7.3 Autres modèles

L'efficacité globale de filtration peut être calculée à partir de l'équation de diffusion des particules :

$$D_{p,y} \frac{\partial^2 C_p}{\partial y^2} + D_{p,x} \frac{\partial^2 C_p}{\partial x^2} + v_e \frac{\partial C_p}{\partial y} - v_m \frac{\partial C_p}{\partial x} = 0 \quad (I.31)$$

où x est dans le sens de l'écoulement, sens longitudinal, y perpendiculaire à la paroi de l'électrofiltre, sens transversal, $D_{p,i}$ coefficient de dispersion dans la direction considérée et C_p est la concentration des particules (m^{-3}).

Les différents modèles d'efficacités théoriques (Annexe 03) sont des solutions analytiques plus au moins simplifiées de l'équation de diffusion des particules [BOI 05]. Par exemple, La figure I.14 présente l'effet du coefficient de diffusion turbulente D_t sur l'efficacité fractionnaire pour un précipitateur électrostatique. Ainsi, la théorie de Deutsch correspond à $D_t = \infty$ tandis que le cas laminaire correspond à $D_t = 0$. Lorsque $0 < D_t < \infty$, cela correspond au modèle de Leonard, Mitchner et Self [LEO 80.].

À l'inverse de Deutsch, où la répartition des particules est considérée uniforme dans chaque section transversale, ce qui est contestable, le modèle de Leonard *et al.* consiste à résoudre dans la géométrie donnée l'équation de conservation pour les particules de concentration C_p [WHI 63]. Il propose une relation permettant de prédire l'efficacité de collecte à partir des vitesses de migration et du coefficient de diffusion turbulente. En pratique, quand la valeur D_t est finie, pour l'efficacité fractionnaire on a : $(\eta_f)_{Leonard} > (\eta_f)_{Deutsch}$.

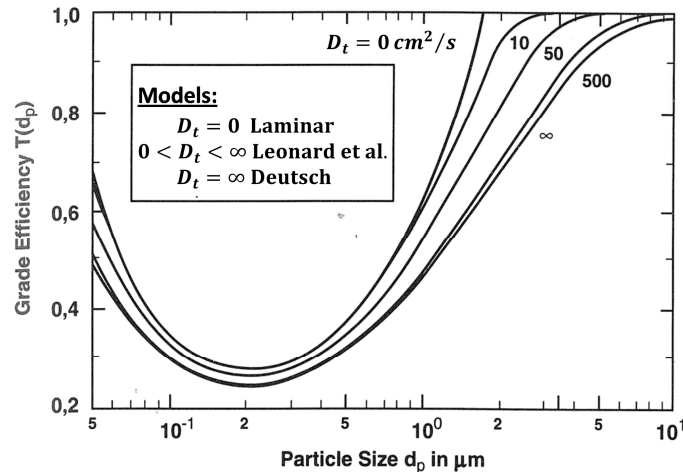


Figure I.14 : Effets du coefficient de diffusivité turbulente (D_t) sur l'efficacité fractionnaire pour un précipitateur électrostatique [PAR 97]

Compte tenu des différences entre le modèle Laminaire et le modèle de Deutsch qui ne correspondent ni l'un ni l'autre à la réalité, compte tenu de la complexité des équations, les modèles de diffusivité finie ne sont pas recommandés pour la modélisation de cas pratiques (la simulation de l'efficacité de collecte à partir d'une équation analytique du type I.30 contient des contradictions lorsque le caractère local du champ électrique est considéré). Pour les numériciens, certains de ces modèles constituent de bons outils de prédiction de l'efficacité de collecte. Cependant dans la pratique, de nombreux phénomènes peuvent considérablement la détériorer : la résistivité apparente des particules traitées [CHA 95, TAC 88], le phénomène de ré-entraînement [MAS 84, YAM 98, IEJ 98], le phénomène de back corona [MAS 77, MAS 77+, MAS 78, MAS 81, MAS 81+], la taille des particules [CHA 95] et l'extinction de la décharge par la charge d'espace [MAS 87, MAS 78+, MIZ 00].

I.3 Les décharges électriques dans les gaz

Si on établit une tension suffisante entre deux électrodes placées dans un gaz, ce dernier peut s'ioniser et laisser passer un courant : c'est ce que l'on appelle une décharge électrique. Les manifestations et caractéristiques des décharges dépendent de nombreux paramètres comme la nature du champ électrique (continu, alternatif), la nature et la pression du gaz ou encore des distances caractéristiques (distance inter-électrodes) [PAS 89]. Au XIXe siècle, les expériences sur les décharges électriques dans les gaz raréfiés ont conduit à la découverte de l'électron et des rayons X. Dans ce cas, on parle aussi fréquemment d'arc électrique. La section suivante est fortement inspirée des travaux de synthèse de Hassouni *et al.* [HAS 04].

I.3.1 Phénomènes dans les décharges hors équilibre à haute pression

Depuis les années 1930, les groupes de Loeb aux États-Unis [LOE 65] et Raether en Allemagne [RAE 64] ont entrepris un important travail expérimental pour expliquer la formation et analyser les caractéristiques des décharges formées sous haute pression. Il était tout naturel que les premiers travaux conduits sur les décharges sous haute pression se situent

dans la continuité des travaux de Townsend et concernent plus particulièrement des systèmes capacitifs à électrodes parallèles. Trois types de phénomènes et mécanismes liés à la formation des décharges à haute pression ont été mis en évidence par ces travaux expérimentaux :

- les avalanches,
- les décharges par avalanches successives,
- les ondes d'ionisation ou streamer.

I.3.1.1 Les avalanches

Ce phénomène avait déjà été mis en évidence dans les décharges à basse pression par Townsend. Il s'agit de phénomènes couplés de dérive et de développement d'un électron germe dans un champ Laplacien. Le développement a lieu grâce à l'ionisation par impact d'électrons et à la diffusion radiale du nuage électronique en cours de formation. Au cours de son développement, une avalanche est caractérisée par sa taille géométrique, c'est-à-dire son diamètre en tête d'avalanche et le nombre d'ions qu'elle contient. Ces deux paramètres sont en fait couplés et ne dépendent pour un gaz donné que du temps écoulé depuis la naissance de l'électron germe à l'origine de l'avalanche et du champ électrique réduit E/N où E est le champ électrique et N le nombre d'électrons par unité de volume dans le gaz.

Quel que soit le mécanisme de claquage à l'origine de la formation d'une décharge sous haute pression, c'est toujours l'initiation et le développement d'une avalanche qui constitue l'étape première du mécanisme.

I.3.1.2 Les décharges par avalanches successives

Ce mécanisme stipule que le claquage à haute pression peut avoir lieu grâce à l'établissement d'un champ électrique intense provenant d'une charge d'espace importante qui se construit à l'issue du passage de plusieurs avalanches successives. La grande différence de mobilité entre les électrons et les ions est implicitement exploitée ici. Il faut noter que ce mécanisme d'avalanches successives ne peut s'appliquer que dans le cas d'un champ Laplacien relativement important dans tout l'espace inter-électrodes.

I.3.1.3 Les ondes d'ionisation ou streamer

À partir des observations sur les décharges couronnes fortement asymétriques se développant avant l'apparition de l'étincelle, il a été possible de proposer un autre mécanisme de claquage dans les décharges à haute pression. Le scénario de claquage stipule que la décharge commence d'abord par la formation d'une avalanche. La différence de mobilité entre les électrons et les ions va induire une charge d'espace qui grandit au fur et à mesure du développement de l'avalanche. Lorsque le nombre d'électrons devient de l'ordre de 10^8 à 10^9 cm^{-3} , le champ positif de la charge d'espace associée devient plus important que le champ Laplacien et gouverne alors la dynamique de la décharge [LOE 65].

On obtient une onde d'ionisation qui se propage sous l'effet de son propre champ de charge d'espace. C'est cette onde d'ionisation qu'on appelle streamer. Comme la propagation d'un streamer ne dépend que de son propre champ de charge d'espace, elle peut à priori avoir lieu en direction de la cathode ou en direction de l'anode. Ceci permet de distinguer deux types de streamers : les streamers anodiques et les streamers cathodiques.

Le scénario de propagation d'un streamer (figure I.15) stipule que si un photon émis par la décharge crée un électron entre le streamer et la cathode, il donne lieu à une petite avalanche qui se dirige vers la zone de charge d'espace positive en tête de streamer. Le champ dans cette région est si intense que l'avalanche se développe de manière conséquente au voisinage du streamer avant de le rejoindre et contribuer à sa propagation.

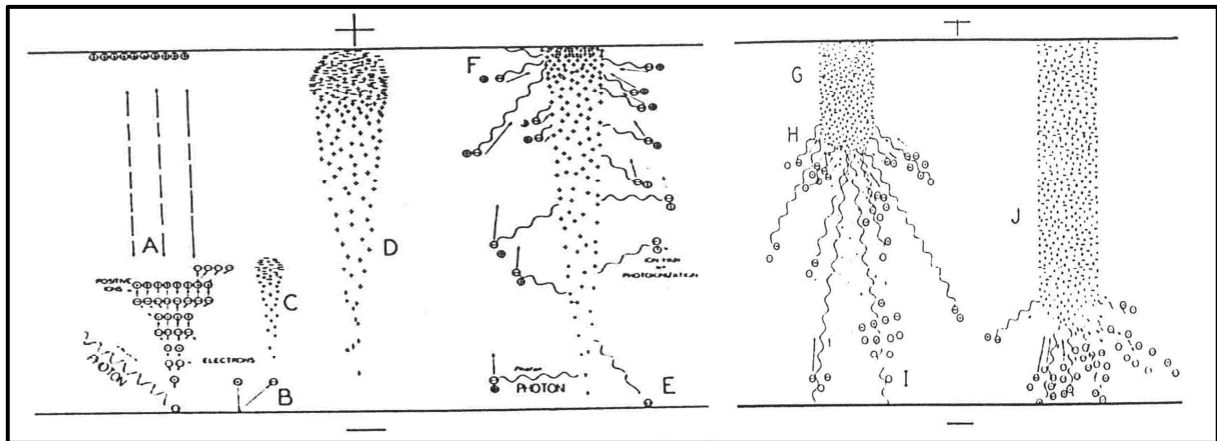


Figure I.15 : Schéma d'une décharge initiée par un mécanisme de streamer, d'après Raether [RAE 64]

Ce type de scénario permet d'expliquer simultanément la rapidité de la propagation, la ramification et l'apport d'électrons directement en tête de streamer dans le cas des streamers cathodiques. De par leur principe de fonctionnement, à haute pression ou à grande distance inter-électrodes (fort $p \times d$), les décharges sont généralement constituées de micro-décharges qui n'ionisent pas uniformément le volume du gaz et durent très peu de temps. À l'origine de chaque micro-décharge, il y a un électron, qui crée une avalanche électronique suffisante pour que les ions forment une charge d'espace qui localise le champ électrique, induisant un streamer anodique dont la propagation est liée aux électrons d'un streamer cathodique, dont le développement est lié aux photons émis par la micro-décharge. Ces photons créent des électrons par photo-ionisation ou photo-émission dans la zone de champ fort, c'est-à-dire entre la zone de charge d'espace (tête de streamer) et la cathode. Ces électrons font à leur tour des avalanches dites secondaires dont les électrons neutralisent la charge d'espace positive due à l'avalanche primaire et laissent derrière eux une nouvelle charge d'espace positive plus près de la cathode. Lorsque le streamer atteint la cathode, les électrodes se trouvent en contact électrostatique à travers la micro-décharge générée par le streamer et située derrière celui-ci. Comme le corps de la micro-décharge est «ambipolaire», l'essentiel de la variation du potentiel entre la cathode et l'anode se situe dans une zone de dimension réduite au point de contact entre la micro-décharge et la cathode. Le champ électrique à cet endroit devient très intense et induit une ionisation très importante et l'extraction d'un important flux d'électrons de la cathode. Ce flux d'électrons est à l'origine d'une nouvelle onde d'ionisation qui se

propage de la cathode vers l'anode afin d'équilibrer le potentiel entre les deux électrodes. Cette onde souvent désignée par le terme anglais « return stroke » transforme la micro-décharge en une décharge lumineuse transitoire anormale.

Dans cette décharge ont lieu des phénomènes d'ionisation qui conduisent à une augmentation de la densité d'électrons et un échauffement du gaz. Il en résulte une diminution du champ réduit E/N qui amplifie le phénomène d'ionisation, ce qui conduit à la formation d'un arc électrique. Parmi les méthodes les plus communément utilisées pour éviter le passage à l'étincelle, l'une consiste à disposer une barrière diélectrique entre les deux électrodes. C'est à ce moyen d'inhibition de l'arc que nous avons eu recours dans le cadre de notre travail.

Dans la section suivante nous aborderons les systèmes de décharges. Nous ne nous intéresserons qu'à la configuration bien connue de la décharge à barrière diélectrique volumique.

I.3.2 Décharge à barrière diélectrique volumique

Un problème récurrent des décharges à tension continue dans l'air, à la pression atmosphérique, est la formation d'importantes charges d'espace qui peuvent conduire à des arcs. S'ils sont suffisamment énergétiques, ces arcs peuvent devenir dangereux pour le matériel. Pour limiter l'apparition de tels phénomènes, une solution simple consiste à disposer entre les deux électrodes au moins un matériau diélectrique. La figure I.16 montre une configuration type qui permet de générer cette décharge, que l'on appelle Décharge à Barrière Diélectrique (DBD).

La présence du diélectrique permet de limiter l'énergie qui passe dans chaque canal de décharge et ainsi d'éviter le passage à l'arc ; en contrepartie, cela impose l'utilisation d'une excitation électrique alternative.

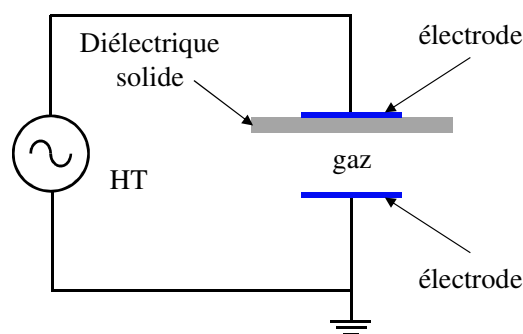


Figure I.16 : Configuration classique d'une DBD

I.3.2.1 Principe de fonctionnement

En appliquant une tension suffisamment élevée entre les électrodes, le claquage du gaz conduit à la formation d'un canal conducteur (micro-décharge, figure I.17(a)). Cette micro-décharge peut être représentée par le schéma équivalent de la figure I.17(d). Le diélectrique en vis-à-vis de la décharge se comporte comme l'isolant d'un condensateur C_{ds} , dont les

armatures sont d'un côté la décharge et de l'autre l'électrode. Par la suite, nous noterons V_a la tension appliquée sur la cellule de décharge, V_g la tension aux bornes du gaz et enfin V_{ds} la tension aux bornes du diélectrique.

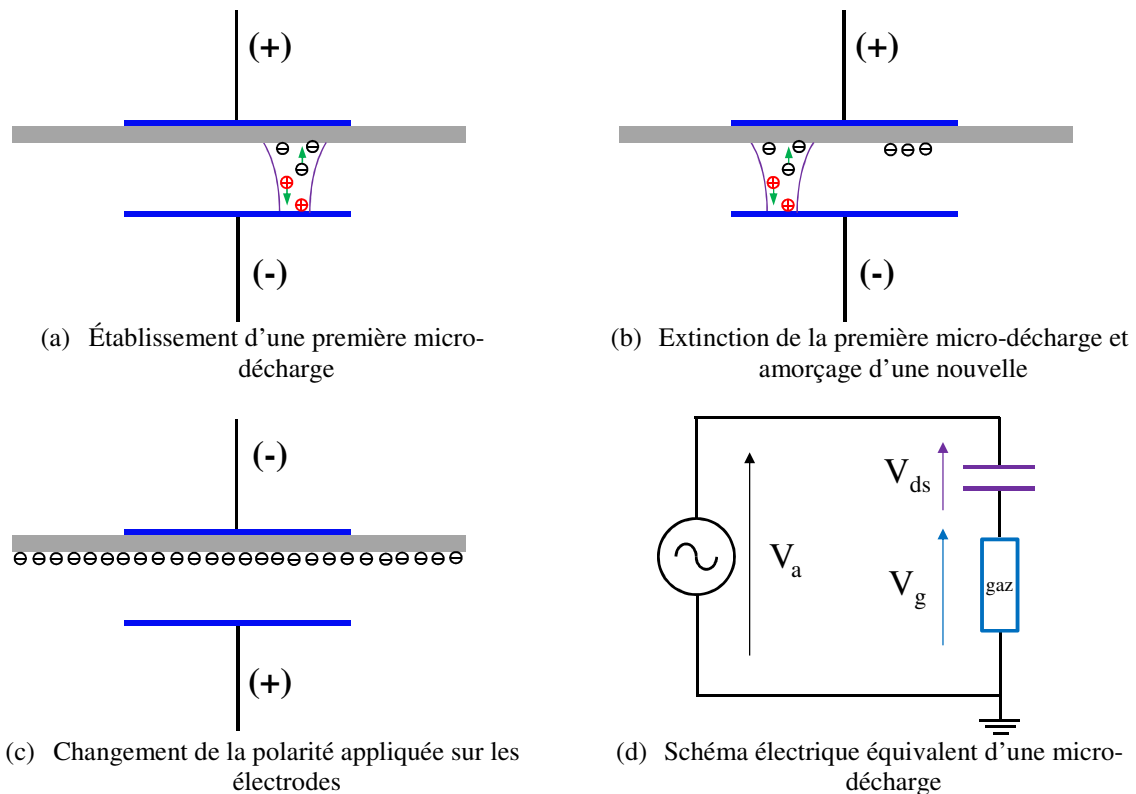


Figure I.17 : Principe de fonctionnement d'une DBD

Le passage du courant induit une accumulation de charges sur la surface du diélectrique en vis-à-vis du canal de décharge, qui se traduit par une augmentation de la tension V_{ds} . Si l'augmentation de cette tension au fur et à mesure du développement de la décharge est plus rapide que l'augmentation de la tension V_a , elle cause une chute de la tension V_g appliquée sur le gaz, ce qui conduit à l'extinction de la décharge. Ainsi, la micro-décharge est bloquée bien avant d'avoir atteint un degré d'ionisation suffisant pour transiter en régime d'arc. Tant que la tension appliquée augmente, des micro-décharges s'initient à de nouvelles positions car la présence de charges résiduelles sur le diélectrique diminue le champ électrique appliqué sur le gaz aux positions où des micro-décharges se sont déjà développées (figure I.17(b)). Au changement de polarité (figure I.17(c)), les charges précédemment déposées à la surface du diélectrique permettent un claquage du gaz sous un champ plus faible que lors de la première alternance : $V_g = V_a - V_{ds}$ (avec V_a et V_{ds} de signes contraires lors du changement de polarité).

La fonction essentielle du diélectrique est de limiter la charge déposée sur les électrodes et par conséquent le courant transitant dans le canal afin que la décharge ne devienne pas un arc comme cela peut arriver entre deux électrodes métalliques à la pression atmosphérique. De plus, l'utilisation du diélectrique tend à favoriser une répartition uniforme des micro-décharges sur toute sa surface [KOG 03].

I.3.2.2 Configurations typiques

Outre la configuration classique présentée en figure I.16, il existe d'autres configurations de DBD couramment utilisées. En effet, le terme DBD regroupe toutes les configurations de cellule de décharge pour lesquelles un courant transite entre deux électrodes métalliques séparées par un gaz et par au moins une couche d'un matériau isolant. Suivant l'application visée, deux couches isolantes peuvent y être disposées. Les configurations coplanaires et cylindriques typiques d'électrodes sont données en figure I.18.

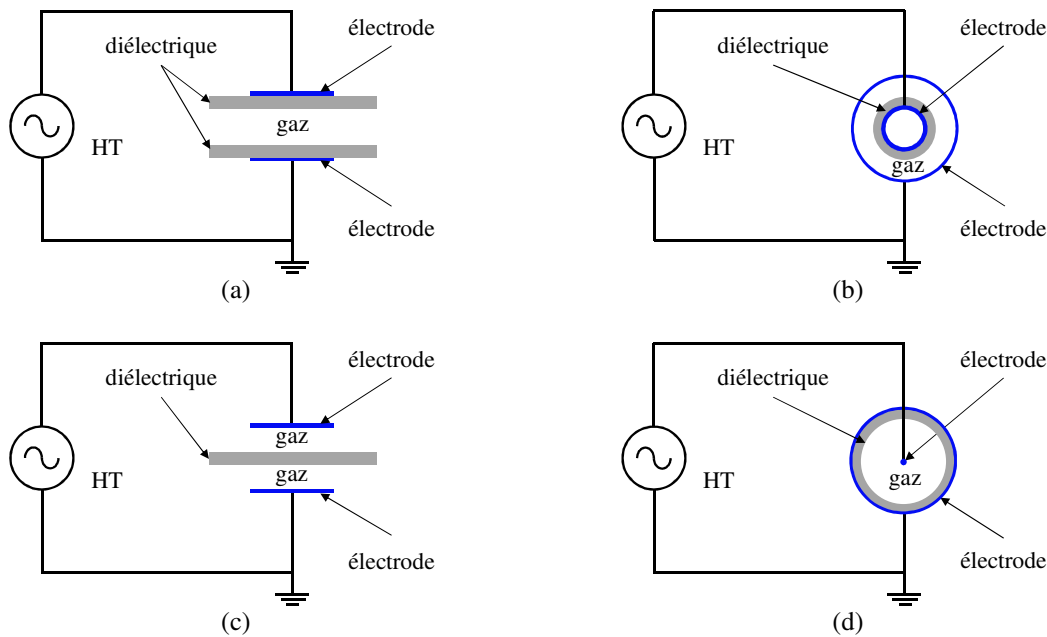


Figure I.18 : Différentes configurations de décharges contrôlées par barrières diélectriques

Les configurations coplanaires sont plutôt utilisées pour les applications de traitement de surfaces tandis que les cylindriques sont plus adaptées aux traitements de gaz. L'arrangement plan-plan de la figure I.18(a) présente l'avantage d'éviter tout contact entre le plasma et les électrodes métalliques, conditions parfois utiles de l'usage de plasma corrosif par exemple. La configuration figure I.18(c) permet l'obtention simultanée d'une décharge de part et d'autre du diélectrique, propriété intéressante lorsque la barrière diélectrique constitue le matériau à traiter. Dans ce cas, le matériau est traité sur les deux faces simultanément. Les diélectriques couramment utilisés sont le verre, le quartz, la céramique et caoutchouc silicone.

I.3.2.3 Régimes de décharge

Les régimes de décharge observés dans le cas des DBD volumiques à pression atmosphérique sont principalement le régime filamentaire de type streamer et le régime homogène.

Régime filamentaire : une décharge filamentaire est par définition composée d'une multitude de filaments, initiés par un claquage de type streamer. Il est caractérisé par la création d'une multitude de streamers se développant indépendamment les uns des autres et conduisant à la formation de micro-décharges dont les caractéristiques sont données dans le tableau I.1.

Tableau I.1 : Ordres de grandeur des caractéristiques d'un canal de décharge filamentaire [KOG 92, KUL 94]

Durée	1 – 10 (ns)
Vitesse de propagation	10^8 (cm.s ⁻¹)
Rayon d'un filament	100 – 200 μm
Densité de courant	100 – 1000 (A.cm ⁻²)
Densité électronique	10^{14} – 10^{15} (cm ⁻³)
Énergie électronique moyenne	1 – 10 (eV)

La figure I.19 présente une photographie de la vue de dessous et de côté de l'espace inter-diélectriques dans le cas d'une décharge de nature filamentaire et fortement non-homogène.

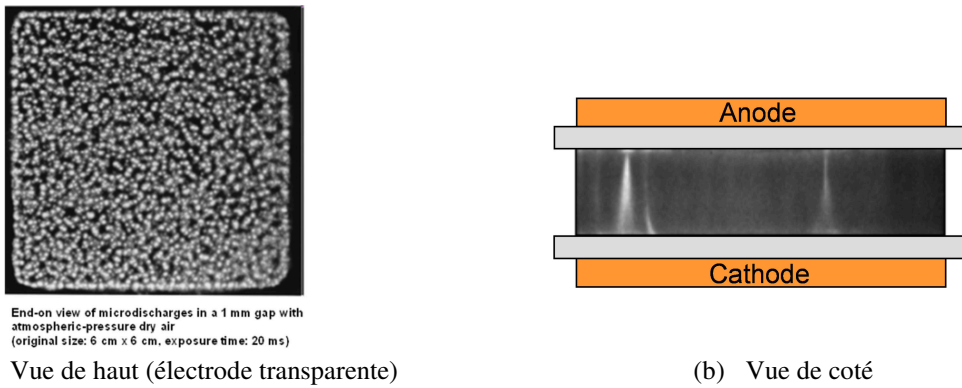


Figure I.19 : Décharges à barrière diélectrique obtenues à pression atmosphérique [HAS 04]

Chaque micro-décharge induit une impulsion de courant d'une durée moyenne de quelques dizaines de nanosecondes visibles sur l'oscillogramme du courant. Comme le montre la figure I.20, lorsque ces micro-décharges se développent indépendamment, l'oscillogramme du courant est constitué d'une multitude d'impulsions.

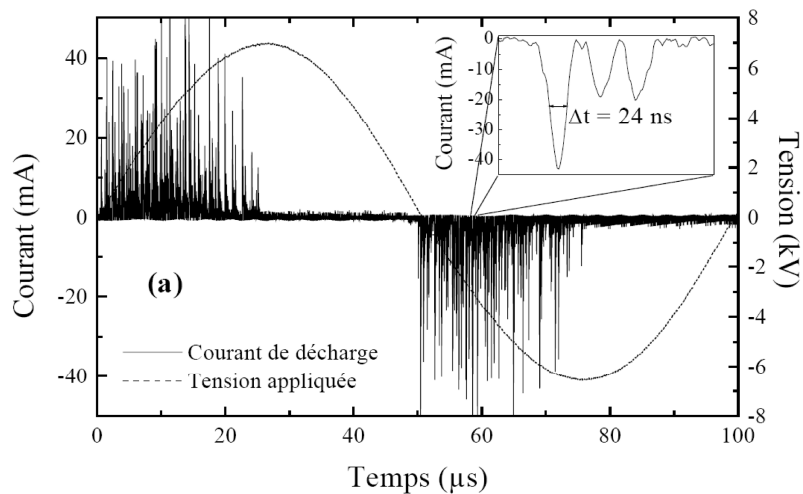


Figure I.20 : Oscillogramme d'une décharge filamentaire à 10 kHz [GHE 98]

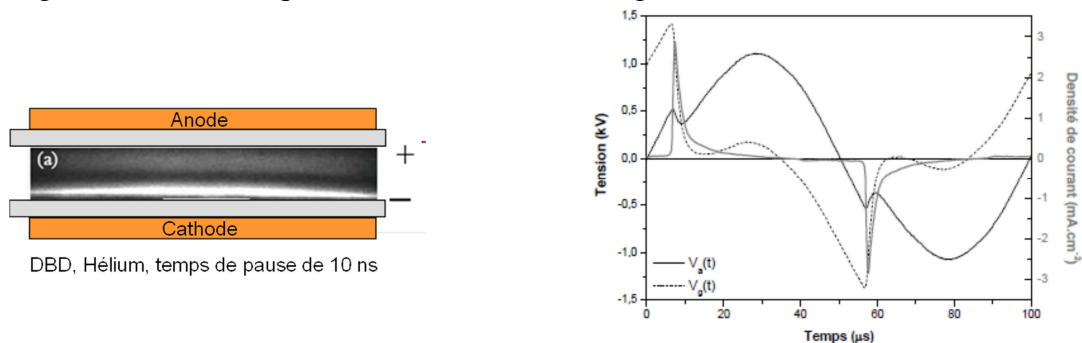
Régime homogène : bien que le régime de décharge d'une DBD à la pression atmosphérique soit normalement de type filamentaire, il est possible sous certaines conditions d'obtenir une décharge homogène de grand rayon.

DBD homogène de type Glow : dès 1969, R. Bartnikas observait dans une DBD dans l'hélium un régime différent du régime filamentaire classique [BAR 69]. Plus récemment, Okazaki *et al.* Montrèrent l'existence d'un régime homogène à la pression atmosphérique, qu'ils appelèrent « luminescent » [KAN 88, KAN 89, YOK 90]. Elle est caractérisée par un seul pic de courant par demi-période dont les caractéristiques sont données dans le tableau I.2. Ceci suggère un développement unique de la décharge dans tout l'espace inter-électrodes.

Tableau I.2 : Ordres de grandeur des caractéristiques du pic de courant de décharge filamentaire [KOG 92, KUL 94]

Durée du pulse	$< \frac{1}{4}$ de période
Densité de courant	10-100 ($mA.cm^{-2}$)
Densité électronique	10^{10} - 10^{11} (cm^{-3})
Énergie moyenne électronique	$\sim eV$
Densité ionique	$\sim 10^{11}$ (cm^{-3})
Densité des métastables	$\sim 10^{11}$ (cm^{-3})

La figure I.21 (a) présente une photographie de la vue de côté de l'espace inter-diélectrique dans le cas d'une décharge DBD homogène de type Glow. La caractéristique tension - courant d'une décharge luminescente, comme celle obtenue dans l'hélium, (Figure 21 (b)) permet de mettre en évidence qu'une fois la décharge amorcée, la tension appliquée sur le gaz diminue alors que le courant continue à augmenter.



(a) Photographie rapide de l'espace inter-électrodes [MAS 98]

(b) Caractéristiques électriques. Conditions expérimentales ($f = 10$ kHz, $V_a = 2,4 kV_{cc}$) [NAU 05]

Figure I.21 : Décharge luminescente dans l'hélium à la pression atmosphérique

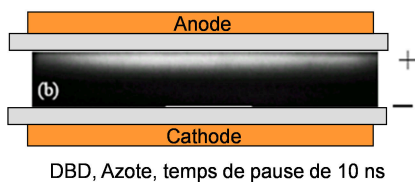
DBD homogène de type Townsend : peu de temps après les travaux d'Okazaki, des travaux similaires furent réalisés par Roth *et al.* [ROT 92, LIU 92] ainsi que par Massines *et al.* [MES 92, MAS 92] montrant l'existence d'un régime homogène à la pression atmosphérique, qu'ils appelèrent « Townsend DBD » [MAS 08]. La décharge de Townsend est aussi caractérisée

par un seul pic par demi-période. Dans ce cas, le pic de courant est plus étendu et dont les caractéristiques sont données dans le tableau I.3.

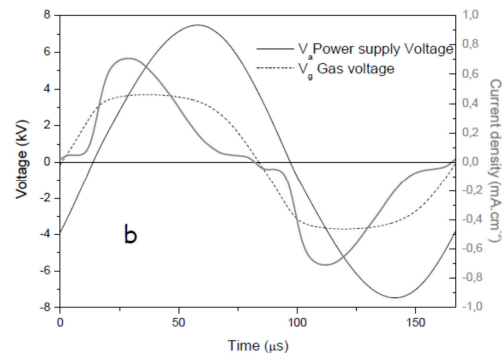
Tableau I.3 : Ordres de grandeur des caractéristiques du pic de courant de décharge homogène de type Townsend [KOG 92, KUL 94]

Durée du pulse	$\sim \frac{1}{4}$ de période
Densité de courant	$0,1-10 (mA.cm^{-2})$
Densité électronique	$10^7-10^8 (cm^{-3})$
Énergie moyenne électronique	$< 1 eV$
Densité ionique	$\sim 10^{10} (cm^{-3})$
Densité des métastables	$\sim 10^{13} (cm^{-3})$

La figure I.22 (a) présente une photographie de la vue de côté de l'espace inter-diélectrique dans le cas d'une décharge DBD homogène de type Townsend. La Figure 22 (b) présente la caractéristique tension - courant de la décharge homogène de type Townsend observée dans l'azote. À noter que pendant la croissance du courant et de la tension aux bornes du gaz reste sensiblement constant.



(a) Photographie rapide de l'espace inter-électrodes [MAS 98]



(b) Caractéristiques électriques. Conditions expérimentales [NAU 05]

Figure I.22 : Décharge homogène de type Townsend dans l'Azote à la pression atmosphérique

La décharge, qu'elle soit homogène ou filamentaire, est le siège de nombreux phénomènes parmi lesquels l'un des plus étudiés au sein de l'institut Pprime de l'Université de Poitiers est la production de vent électrique.

I.4 Vent électrique et conséquences aérodynamiques

I.4.1 Notion de vent électrique

Le vent électrique résulte d'un transfert de quantité de mouvement entre les particules chargées et les particules neutres du gaz, les particules chargées étant mises en mouvement par les forces de Coulomb (champ électrique). Cette définition fournie par Faraday en 1838, complète celle donnée par Tiberius Cavallo en 1777. En 1961, Robinson [ROB 61] a établi

pour la première fois une relation liant la vitesse du vent électrique au courant moyen de décharge, dans des champs électriques unidimensionnels. Son expression est :

$$v = A \cdot \sqrt{\frac{I}{\rho \cdot \mu}} \quad (\text{I.32})$$

avec, v la vitesse du vent en $m \cdot s^{-1}$, I le courant moyen de décharge, A la constante dépendant principalement de la géométrie des électrodes, ρ la masse volumique du gaz et μ la mobilité moyenne des ions.

Cette expression montre que la vitesse du vent électrique varie avec la racine carrée du courant moyen de décharge. Il est par ailleurs important de différencier la vitesse v du gaz, donnée par cette relation expérimentale, de la vitesse v_i des ions contenus dans le gaz, qui s'exprime : $v_i = \mu \cdot E$ (E est le champ électrique). En effet, la vitesse du vent électrique dans l'air est de l'ordre de quelques m/s (sans écoulement extérieur), tandis que la vitesse des ions elle, peut varier de plusieurs milliers de m/s dans la zone d'ionisation à quelques dizaines de m/s dans la zone de dérive.

Selon la théorie, c'est une force appelée force ElectroHydroDynamique (EHD) qui est à l'origine du vent électrique. Elle est considérée comme étant égale à la perte de quantité de mouvement des particules chargées dans un volume donné. L'expression finale de la force EHD totale par unité de volume est :

$$f_{EHD} = e(n_p - n_e - n_n)E - [\nabla(n_p kT_p) + \nabla(n_e kT_e) + \nabla(n_n kT_n)] \quad (\text{I.33})$$

où E est le champ électrique et n_p, n_e, n_n sont les densités des particules chargées.

Selon cette équation, on voit clairement que la force EHD est non nulle uniquement dans les zones non neutres. En effet, dans les zones neutres où le plasma est électriquement neutre, il y a autant d'espèces négatives que positives, les gradients sont nuls, donc la force EHD est nulle. Par contre, dans une région non neutre, il existe une force volumique qui va mettre le fluide en mouvement. C'est souvent le cas dans les régions unipolaires comme par exemple, la zone de dérive des ions dans une décharge couronne créant ainsi le vent électrique.

I.4.2 Vent électrique et phénomènes EHD dans les précipitateurs électrostatiques

I.4.2.1 Introduction

Afin de parvenir à collecter les particules microniques et submicroniques, de nombreuses études ont été menées pour améliorer les performances des précipitateurs électrostatiques dans ces gammes de tailles de particules. Les mouvements et la précipitation des particules au sein d'un précipitateur électrostatique dépendent principalement du champ électrique, de la charge d'espace, de la vitesse d'écoulement du gaz, des paramètres physiques des particules, de la géométrie des électrodes et des phénomènes EHD, facteurs qui interagissent mutuellement. Ceci entraîne l'apparition de structures dans le volume entre les électrodes excitées et les électrodes de collecte [YAB 78, YAM 81, MIZ 01, MIZ 03, MIZ 03+, MIZ 05, POD 06]. Cependant, il n'a pas encore été clairement établi si ces phénomènes EHD améliorent ou au contraire détériorent le processus de collecte des particules fines.

La vitesse de l'écoulement secondaire et le mouvement qu'il engendre ainsi que la précipitation électrostatique des particules ont été étudiés grâce à divers techniques lasers et de visualisation [JSM98] telles que l'Anémométrie Laser Doppler (LDA en anglais) [MAS 78++, LAW 81, RIE 93, HAL 96] et l'holographie double pulse [SCH 96]. Récemment, la Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV en anglais) a été introduite pour la mesure instantanée du champ de vitesse de l'écoulement, incluant la turbulence, dans une large section transversale de l'écoulement [WES 97].

Yamamoto et Velkoff ont en 1981, observé des écoulements EHD dans un précipitateur électrostatique et ont alors défini un nombre EHD pour évaluer leurs effets [YAM 81]. Par la suite en 2003, un nouveau standard international recommandé par le comité scientifique du journal IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation a été adopté [COM 03]. Il définit alors un nouveau nombre E_{hd} égal au carré du nombre EHD proposé par Velkoff et appelé E_{hd} de conduction de Rayleigh.

Le nombre E_{hd} représente le rapport des forces électriques sur les forces visqueuses. Un nombre E_{hd} élevé signifie que les forces électriques sont plus importantes que les forces visqueuses. À l'inverse, un nombre E_{hd} faible signifie que les forces électriques sont moins importantes que les forces visqueuses. Le nombre E_{hd} est adimensionnel à l'instar du nombre de Reynolds. Ces deux nombres peuvent être calculés dans le canal ou près du fil. Ils sont définis par les expressions résumées dans le tableau I.4 [COM 03].

Tableau I.4 : Expression du nombre E_{hd} et du nombre de Reynolds selon la localisation dans le précipitateur [COM 03]

Nombre E_{hd} dans le canal	$E_{hd_{canal}} = \frac{I_0 h^3}{\rho_f \cdot v_f^2 \cdot \mu_i \cdot A}$	I_0 est le courant actif moyen, h la hauteur du canal, d le diamètre du fil, ρ_f la masse volumique de l'air, v_f la viscosité cinématique de l'air, μ_i la mobilité des ions, A l'aire de l'électrode, U_0 vitesse moyenne de l'écoulement principal, ν viscosité cinématique de l'air $(\nu = 1,57 \times 10^{-5} m^2/s)$.
Nombre E_{hd} près du fil	$E_{hd_{fil}} = \frac{I_0 d^3}{\rho_f \cdot v_f^2 \cdot \mu_i \cdot A}$	
Nombre de Reynolds Re dans le canal	$Re_{canal} = \frac{U_0 \cdot h}{\nu}$	
Nombre de Reynolds Re près du fil	$Re_{fil} = \frac{U_0 \cdot d}{\nu}$	

Le tableau I.5 résume les résultats des travaux originaux conduits par Chang and Watsonen 1994, sur l'analyse adimensionnelle de l'écoulement laminaire du modèle modifié de Velkoff. D_b est le nombre de Debye.

Tableau I.5 : Évaluation des phénomènes EHD au sein d'un électrofiltre [CHA 94]

$E_{hd} \geq Re^2$	L'écoulement EHD domine l'écoulement laminaire
$[E_{hd}/Re^2]_{fil} > 1$	L'écoulement EHD domine près du fil
$[E_{hd}/Re^2]_{canal} > 1$	L'écoulement EHD domine dans le canal
$E_{hd} \geq Re_c^2$	Maximum de l'écoulement EHD au-dessus du nombre de Reynolds critique
$E_{hd}/D_b^2 \geq Re_c^2$	La charge d'espace génère l'écoulement turbulent

Plus récemment, des études expérimentales et théoriques ont été menées par Chang *et al.* [CHA 06] afin de visualiser et de comprendre les turbulences induites par les phénomènes EHD dans une configuration fil-plan sous excitation DC. L'expérience effectuée montre que la génération des turbulences EHD dépend du nombre EHD et du nombre de Reynolds (figure I.23 (a)). Chun *et al.* [CHU 07] ont confirmé ce résultat par la simulation numérique (figure I.23 (b)).

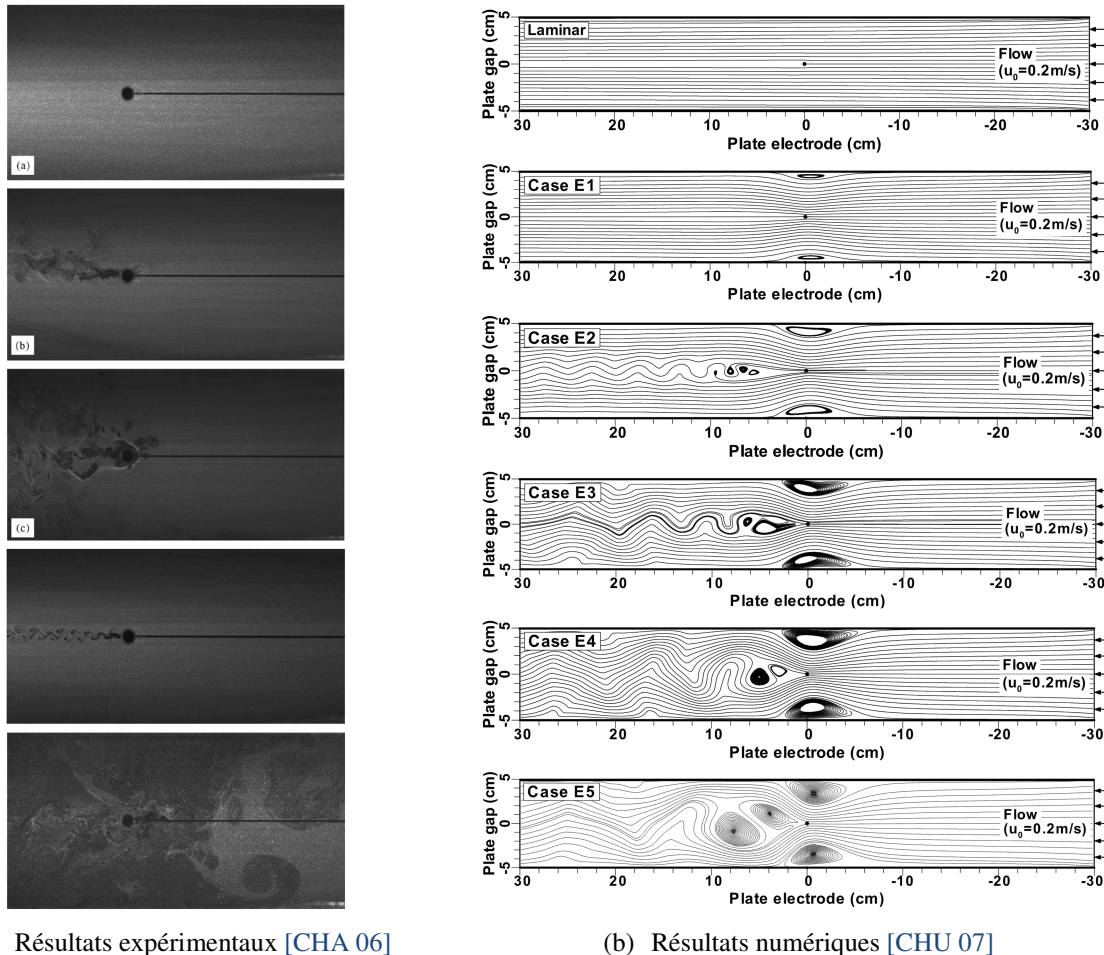


Figure I.23 : Lignes de champ dans un précipitateur électrostatique de type DC, pour divers nombres EHD

I.4.2.2 Phénomènes EHD avec une décharge couronne DC

A. Configurations « fil/plan » de type transversal

L'équipe de Mizeraczyk a également mené plusieurs travaux sur la caractérisation par PIV des phénomènes EHD dans des Précipitateurs ElectroStatiques à l'échelle laboratoire ou PES-lab [MIZ 01, MIZ 02, POD 04, POD 06, POD 08]. Ces mini-précipitateurs sont certes de plus petite dimension comparés aux installations industrielles, mais les résultats qu'on y obtient peuvent être extrapolés aux précipitateurs industriels car les similitudes géométriques et électriques sont préservées [MIL 92]. La grande majorité de ces travaux a été réalisée sur des PES-lab de type fil-plan alimentés par une tension continue (figure I.24).

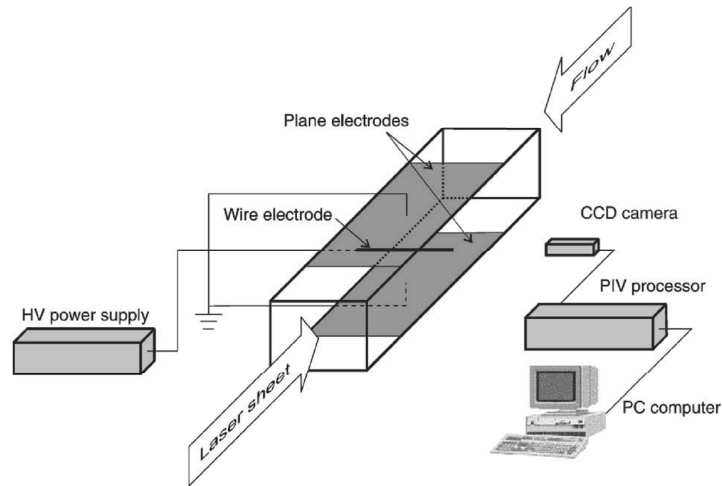


Figure I.24 : Schéma du montage expérimental d'un électrofiltre à canal étroit de type transversal

Les résultats montrent que la méthode PIV est bien adaptée pour étudier le champ de vitesse dans les électrofiltres, en particulier les caractéristiques des écoulements secondaires qui augmentent la turbulence de l'écoulement. Par exemple, la figure I.25 montre que l'étude par PIV à proximité de la région de l'électrode de collecte, fait ressortir l'importance des écoulements secondaires, dont la vitesse est de plusieurs dizaines de cm / s [MIZ 01]. Cela signifie que les flux secondaires peuvent avoir un grand impact sur les mouvements et la précipitation des particules fines, principalement ceux de la gamme submicronique.

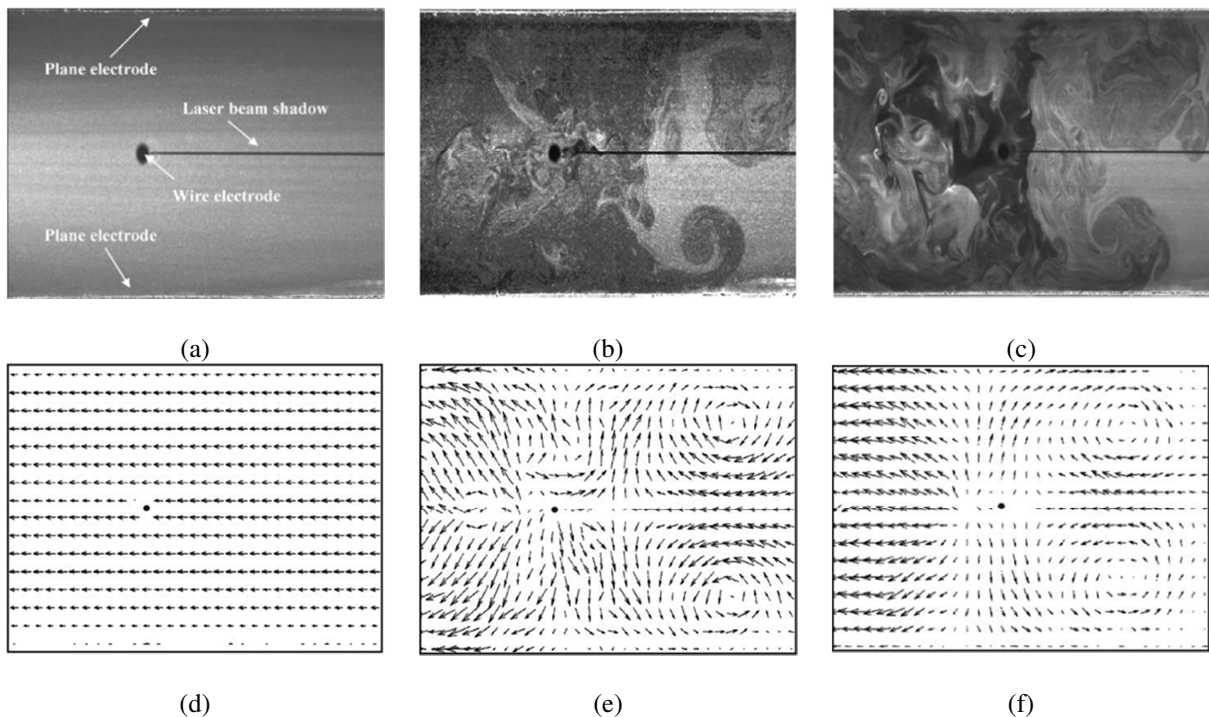


Figure I.25 : Images (a), (b) et (c) et champs moyen de vitesse (d), (e) et (f) de l'écoulement correspondant dans l'électrofiltre à un débit de vitesse moyenne de 0,2 m / s. Le point en (d), (e) et (f) indique la position du fil. La longueur du vecteur est proportionnelle à la vitesse. (a), (d) : pas de tension appliquée ; (b), (e) : tension négative de 24kV, (c), (f) : tension positive de 30 kV [MIZ 01]

B. Configurations « fil/plan » de type longitudinal

Typiquement, dans les PES-lab, l'écoulement du gaz se fait principalement dans le plan perpendiculaire à l'électrode de décharge (tige ou fil), cependant quelques études ont été menées dans des configurations où l'électrode de décharge était disposée parallèlement à l'écoulement (figure 1.26). Les expériences menées par Niewulis *et al.* [NIE 07, NIE 09] ont montré que suite à l'application d'une tension sur l'électrode de décharge, on assiste à l'apparition d'un écoulement secondaire causé par les forces EHD.

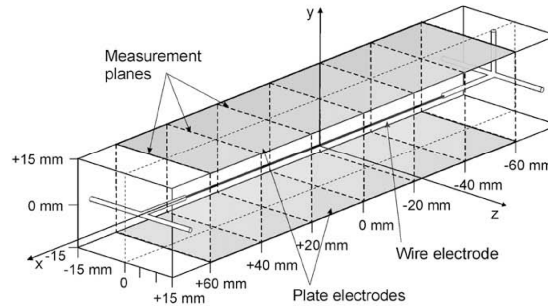


Figure I.26 : Schéma du montage expérimental d'un électrofiltre à canal étroit de type longitudinal [NIE 09]

La figure I.27 montre que l'écoulement à l'intérieur de l'électrofiltre a la forme de quatre vortex se déplaçant le long de l'écoulement. Ces structures apparaissent progressivement dans le canal et atteignent leur taille maximale à une distance équivalente à la moitié de la longueur du canal, puis disparaissent à nouveau de manière progressive. Cela suggère que dans les électrofiltres avec le fil-plan longitudinale, l'écoulement le long du PES est plus lisse que dans les électrofiltres avec fil-plan transversale, qui est beaucoup plus complexe.

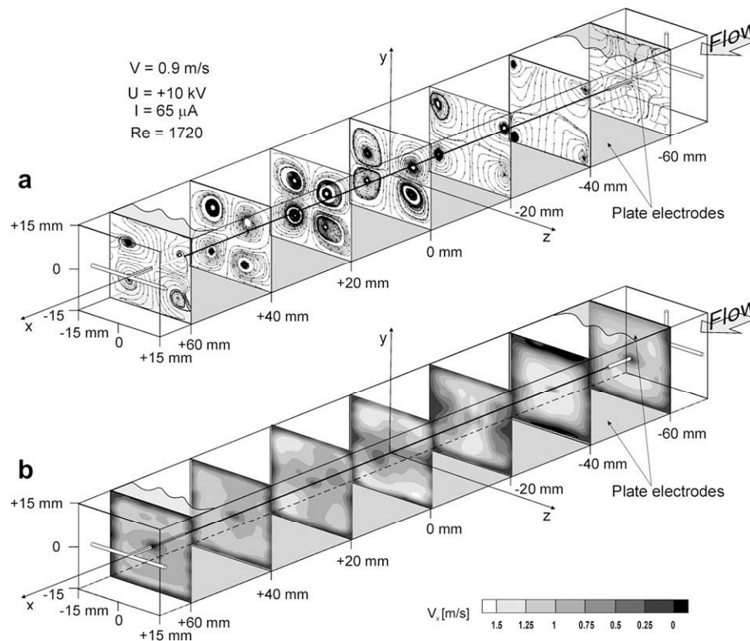


Figure I.27 : Représentation des lignes de courant et du contour de la vitesse dans un électrofiltre de type longitudinal à canal étroit [NIE 09]

C. Configuration Spike-plan

Dans les installations industrielles, les précipitateur de type Spike-plan (tige avec pointe-plan) sont très utilisés. Cette configuration a été l'objet d'une étude effectuée par Podliński *et al.* [POD 11]. La figure I.28 présente les résultats obtenus dans la partie centrale de l'électrofiltre (la zone d'étude est dans le milieu de l'électrofiltre). En fait, trois phénomènes différents sont présentés dans cette figure. Le premier est l'image de la décharge obtenue dans le volume compris entre les pointes de la tige et les électrodes de collecte, le deuxième est le champ de vitesse de l'écoulement mesurée par la méthode PIV dans des plans fixes le long de la zone d'étude et placé perpendiculairement aux électrodes planes. Enfin, le troisième phénomène de la figure I.28 est le dépôt de des particules sur l'électrode inférieure collecte. Ce résultat met en relief l'étroite corrélation entre les écoulements EHD et les zones dépôts de particules sur les électrodes de collecte.

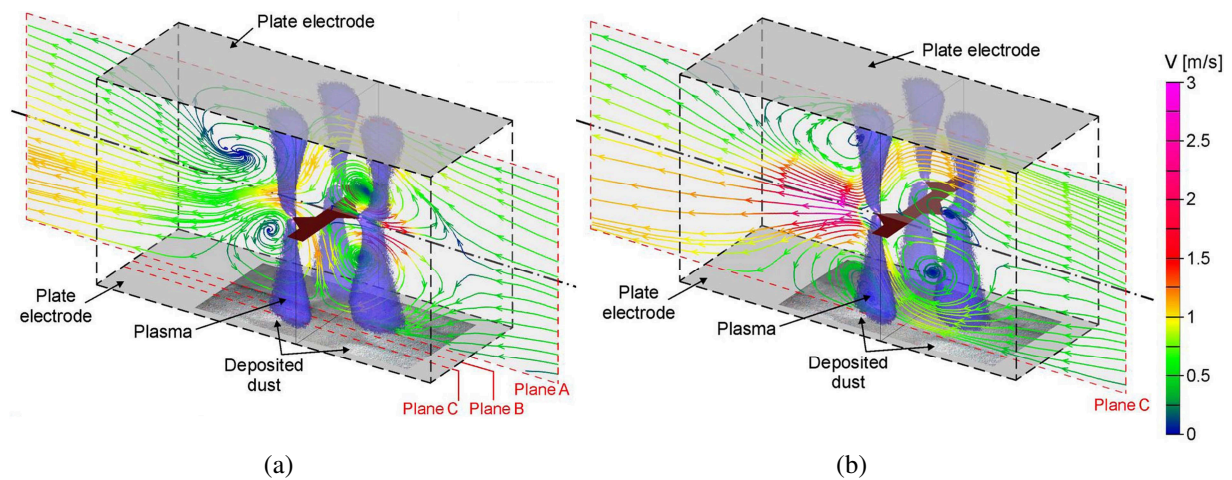


Figure I.28 : Schéma de la vue à l'intérieur d'un électrofiltre avec une électrode "Spike" [POD 11]

I.4.2.3 Étude numérique des phénomènes EHD en DC

La simulation numérique est un choix naturel pour étudier l'effet des différents facteurs sur l'efficacité des électrofiltres. Yamamoto *et al.* [YAM 80, YAM 81] ont été clairement les leaders dans ce domaine. Même si leurs modèles de la décharge couronne étaient assez simpliste.

Dumitran *et al.* [DUM 01.] ont travaillé sur la modélisation de la captation des fines particules dans les dépoussiéreurs électrostatiques. Dans leur modèle, ils étudient le processus de collection en utilisant la théorie de Leonard *et al.* dans un filtre où le champ électrique est uniforme. Les résultats obtenus montrent que la turbulence est principalement générée par la force de Coulomb s'exerçant à la fois sur les ions et les particules. Aussi, il prédit l'existence de rouleaux longitudinaux dont la vitesse typique est comparable à la vitesse moyenne du gaz (figure I.29). La simulation numérique des trajectoires des particules à l'intérieur d'une cellule convective montre l'importance de ce mouvement secondaire du gaz sur les processus de charge et de collection. Ce résultat a été confirmé expérimentalement par Myzeraczyk *et al.* en utilisant des techniques de mesure optique (Voir section I.4.2.2).

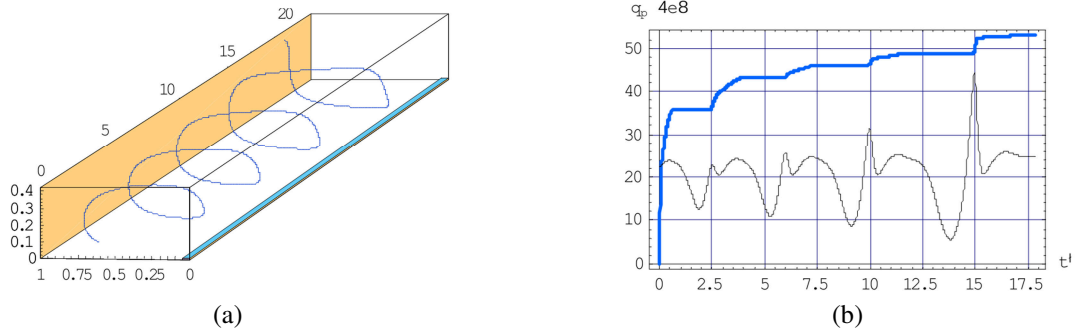


Figure I.29 : Trajectoires des particules de $0.4 \mu\text{m}$ de diamètre (a) et évolution de leur charge (courbe épaisse) et de la charge limite par champ [DUM 01]

Adamiak et Castle développent depuis quelques années un modèle numérique qui prend en compte les phénomènes EHD dans les électrofiltres et qui est axé sur la prévision précise de transport de charge [ZHA 06]. Par exemple, ce modèle a été utilisé pour simuler un électrofiltre de configuration fil-plan avec des particules de forme sphérique de diamètre de $0,3 \mu\text{m}$ [ADA 09]. Les résultats obtenus montrent l'effet de la concentration des particules sur l'écoulement du gaz (figure I.30 (a)), sur le modèle de distribution des particules et sur les caractéristiques courant-tension de l'électrofiltre.

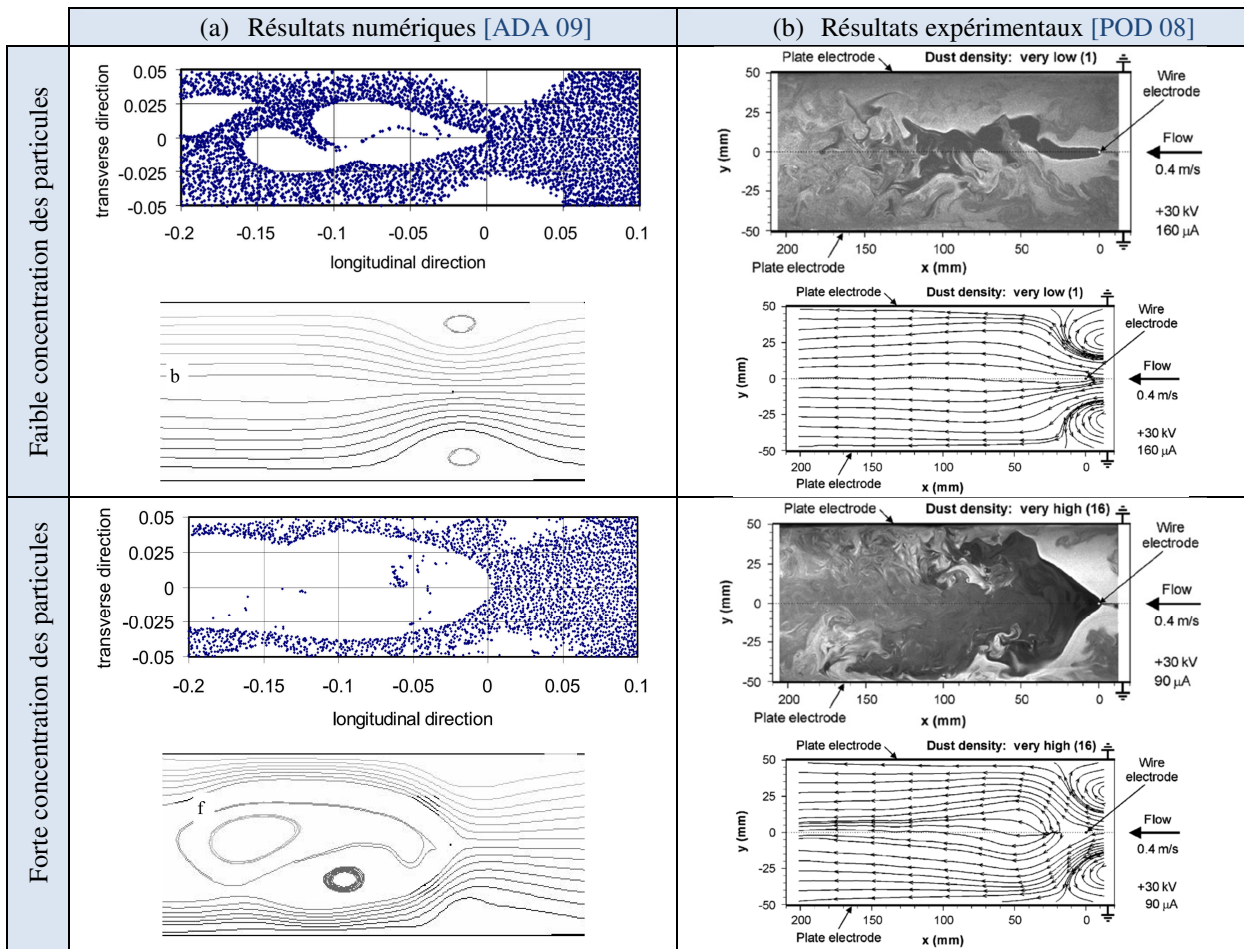


Figure I.30 : Résultats numériques (a) et expérimentaux (b) de l'effet de la concentration des particules sur l'écoulement du gaz à l'intérieur de l'électrofiltre

L'augmentation de la concentration des particules affecte de manière significative le modèle d'écoulement qui devient de plus en plus non-uniforme et présente une agitation de plus en plus forte. Aussi, la charge d'espace augmente avec l'augmentation de la concentration des particules ce qui conduit à une réduction du courant de la décharge. Les résultats obtenus dans cette étude sont en bon accord qualitatif avec les études expérimentales (figure I.30 (b)) faite par Atten *et al.* [POD 08].

I.4.2.4 Phénomènes EHD avec une décharge DBD

L'équipe Electro-Fluido-Dynamique de l'institut Pprime de l'Université de Poitiers (France) s'intéresse depuis plusieurs années à l'étude des phénomènes EHD et de leurs applications (Control des écoulements d'air et des liquides, la précipitation électrostatique...etc). Dans ce cadre, Zouzou *et al.* [DRA 09, DRA 09+, ZOU 11, GOU 11] ont étudié l'utilisation de la DBD pour la précipitation des particules ultra fine dans différentes configurations géométriques (Fil-Cylindre, Plan-Plan ... etc) et la caractérisation des phénomènes EHD à l'intérieur des électrofiltres DBD à l'aide de moyens métrologiques optiques.

A. Comparaison DBD/DC dans une configuration fil/plan

Une étude comparative des turbulences EHD générées par une DBD et une décharge DC négative et positive a été effectuée par Zouzou *et al.* [ZOU 11] dans le cas d'une configuration fil-plan (figure I.31). Sans décharge (Figure I.31 (a)), les profils de vitesse de l'écoulement (selon l'axe y) sont similaires tout au long de l'axe x. Leur forme est celle d'un écoulement laminaire typique. Lorsque la décharge est amorcée (Figure I.31 (b) et (c)), les champs de vitesse de l'écoulement changent de façon significative de ceux observés sans décharge. Les résultats des mesures PIV montrent une forte interaction entre l'écoulement primaire et le vent ionique. Près du fil, les forces électriques font déplacer les particules de la partie centrale du canal vers les électrodes planes. Dans la région de dérive, la vitesse dépend de l'équilibre entre les forces électrique et les forces visqueuses.

Les structures d'écoulement dans la région de dérive sont affectées par l'excitation électrique. Dans le cas de l'électrofiltre fil-plan DC négative, les particules sont accélérées et déviées vers les électrodes de collecte dans la première partie de la région de décharge. En aval, les particules semblent suivre le flux primaire. Dans le cas de l'électrofiltre fil-plan DC positive, les particules sont d'abord fortement accélérées avant une décélération. Toutefois, la déviation des particules vers les électrodes de collecte est toujours visible. Comme il a été rapporté dans le passé [CHA 95, PAR 97], la décharge DC couronne négative génère des spots actifs discrets appelées 'tufts' le long du fil, tandis que la DC couronne positive donne une gaine lumineuse plus uniforme autour du fil. Ceci est supposé indiquer une différence dans la distribution spatiale relative des décharges couronnes positives ou négatives. En effet, la vitesse du vent ionique observée est élevée dans le cas de la couronne positive. Toutefois, cela n'a aucun effet sur l'efficacité de collecte qui est semblable dans les deux cas (à puissance équivalente). Ceci tend à démontrer que le vent ionique n'a pas d'influence significative sur le processus de collecte.

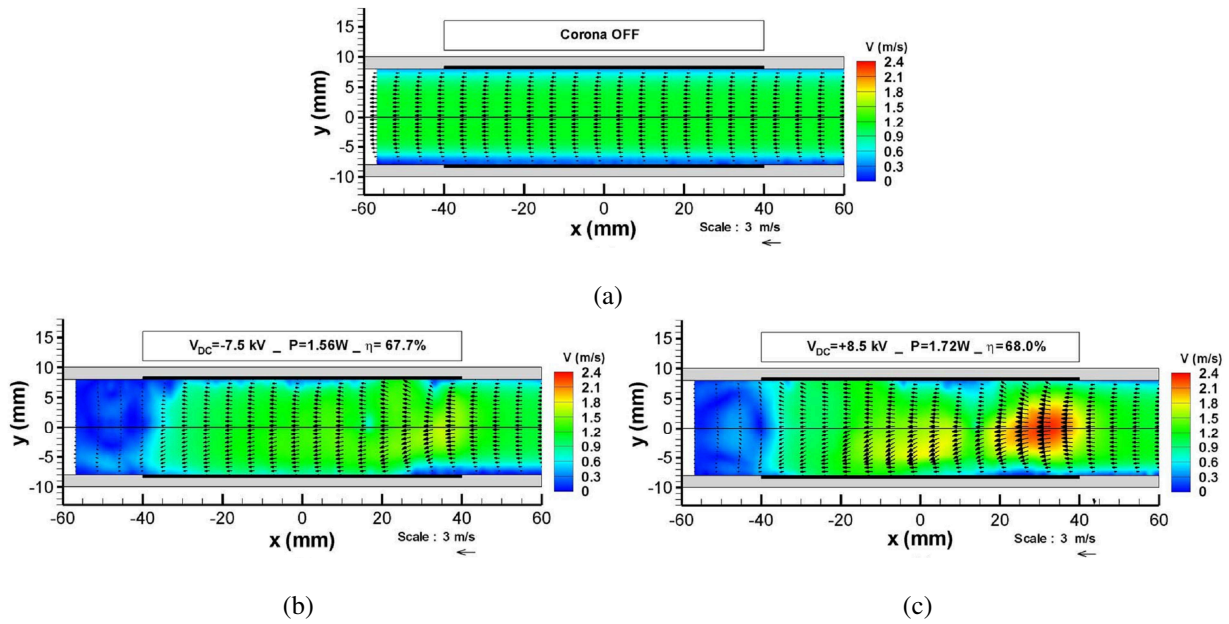


Figure I.31 : Champs moyens de vitesse de l'écoulement dans une configuration fil-plan DC (a) sans décharge, (b) Couronne positive et (c) couronne négative [ZOU 11]

Les champs de vitesse dans le cas d'un électrofiltre fil-plan de type DBD sont illustrés dans la figure I.32. La tension appliquée et la fréquence sont choisies afin d'obtenir une consommation d'énergie électrique et une efficacité de collecte similaire à celles des électrofiltres fil-plan de type DC.

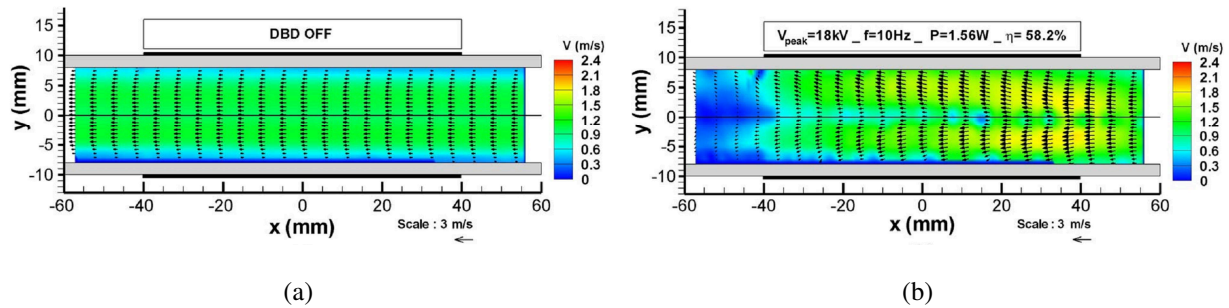


Figure I.32 : Champs moyens de vitesse de l'écoulement dans une configuration fil-plan DBD (a) sans décharge (b), avec décharge [ZOU 11]

Dans le cas de l'électrofiltre DBD (figure I.32), les trajectoires des particules moyennes dans le temps sont dérivées vers les plaques diélectriques avec une forte augmentation de l'amplitude de la vitesse moyenne. On peut observer que le précipitateur fil-plan DBD ne présente pas un écoulement à mi-chemin entre l'électrofiltre fil-plan de type DC positive et négative. Cela est dû à la nature intermittente de la décharge et aux oscillations des particules en raison de la charge bipolaire durant une période complète. Même avec la même puissance électrique et la même efficacité de collecte, les turbulences EHD ne dépendent pas seulement de la construction de l'électrofiltre, mais aussi de la répartition temporelle (cas de DBD) et spatiale (cas DC) de la décharge.

Pendant les demi-cycles positifs ou négatifs, les processus de charge et de dérive des particules dans la configuration fil-plan DBD sont proches de ce qui se passe dans les électrofiltres en DC positive ou négative, respectivement. Dans ces cas, les particules sont principalement chargées avec la même polarité que l'électrode active, et puis ils dérivent vers les électrodes de collecte en raison des forces électriques et du vent ionique.

B. Effet de la fréquence dans une configuration fil/plan DBD

L'effet de la fréquence sur l'écoulement EHD et leurs effets sur les performances des électrofiltres a été récemment étudié [ZOU 11]. Il a été démontré que selon la fréquence, les champs de vitesse des particules dans l'électrofiltre fil-plan DBD sont considérablement modifiés, comme illustré dans la figure I.33. Avec une fréquence croissante, les particules sont plus accélérées dans la région de dérive, avec un retour prononcé des particules vers la zone de décharge. Évidemment, l'écoulement présente un caractère tridimensionnel, ce qui conduit à l'existence de l'écoulement vers l'arrière à proximité de la sortie de l'électrofiltre.

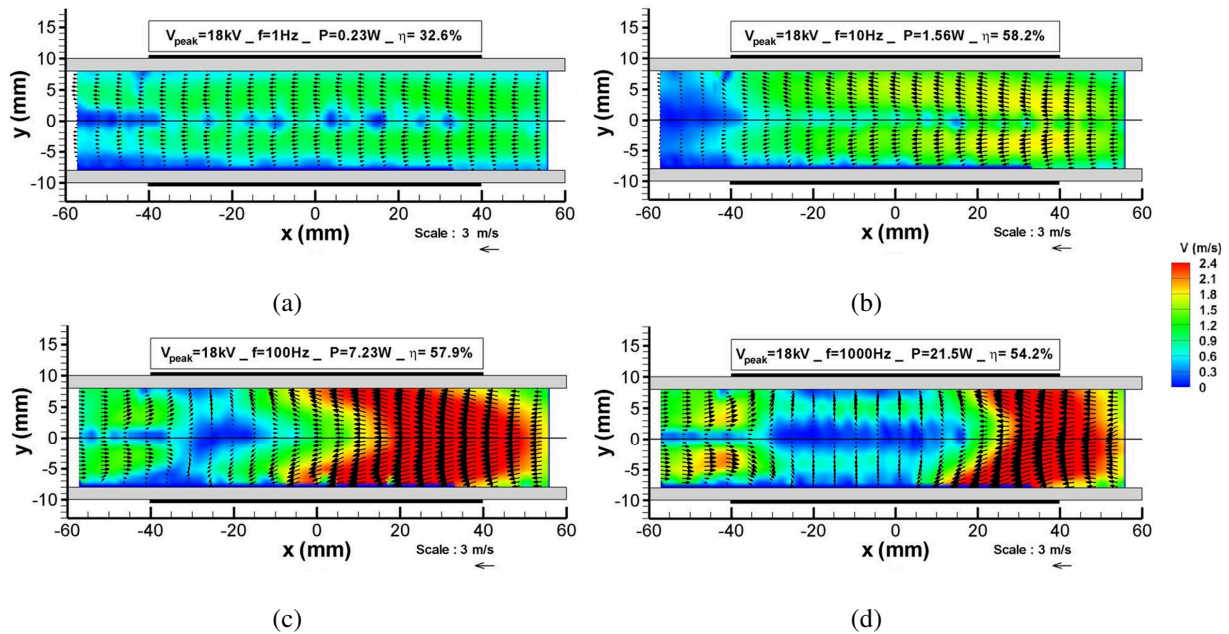


Figure I.33 : Effet de la fréquence sur le Champs moyens de vitesse de l'écoulement dans une configuration fil-plan DBD [ZOU 11]

Jolibois et Moreau [JOL 09] ont montré que l'amplitude du vent ionique augmente avec la puissance électrique quelle que soit la tension appliquée, la fréquence et la forme d'onde de la tension. Dans le cas de l'électrofiltre fil-plan DBD, la puissance électrique augmente avec la fréquence, ce qui entraîne la génération d'un vent ionique plus fort. En plus, l'écoulement produit est complètement différent. Cependant l'efficacité de collecte est presque la même. Par conséquent, un fort vent ionique qui se développe à grande échelle n'est pas le principal facteur contrôlant l'amélioration de la précipitation électrostatique dans un tel système.

I.4.2.5 Phénomènes EHD et le cas plan/plan DBD

A. Champs moyens

Dans cette section nous présentons l'étude d'un électrofiltre DBD de configuration plan-plan par PIV (figure I.34). Rappelons que la décharge dans un électrofiltre plan-plan DBD fonctionne en mode filamentaire [ZOU 11]. Lorsque la DBD est enclenchée, le champ de vitesse moyen de l'écoulement change légèrement de celui observé sans décharge. On observe l'accélération des particules dans la couche limite, qui devient plus mince, et la décélération dans le canal central. Dans ce cas, l'écoulement présente un caractère 2D en raison de la conservation du débit. Dans une telle configuration et à cause de la symétrie des électrodes, il n'y a pas de vent ionique entre les électrodes.

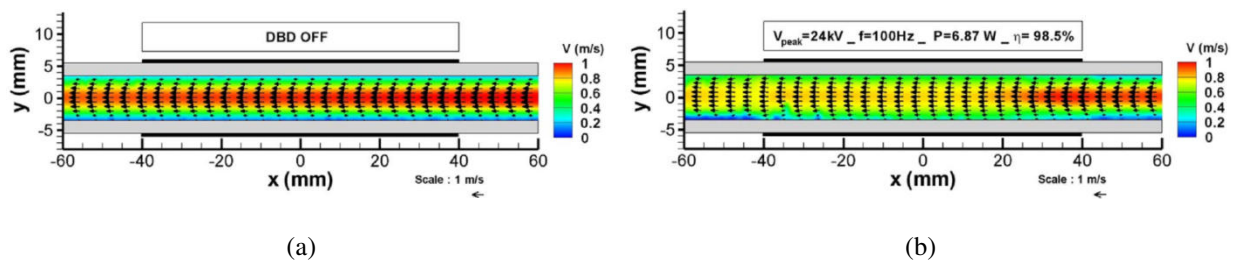


Figure I.34 : Champs moyens de vitesse de l'écoulement dans une configuration plan-plan DBD (a) sans décharge (b) avec décharge [ZOU 11]

B. Champs instantanés

La figure I.35 montre les champs de vitesse instantanés typiques lors d'une acquisition PIV dans le cas d'un électrofiltre Plan-Plan de type DBD. Dans la zone de décharge, les particules dérivent vers l'électrode inférieure lors des demi-cycles positifs de la tension (figure I.35 (a)) et vers l'électrode supérieure pendant les demi-cycles négatifs de la tension (figure I.35 (b)). À l'inverse du cas des configurations fil-plan DBD et DC, les processus de charge et de dérive des particules sont complètement différents dans la configuration plan-plan DBD. Dans ce cas, l'espace inter-électrode est traversé par des streamers (environ 100 μm de diamètre) qui composent la décharge filamentaire. La grande mobilité des électrons aboutit à un excès d'ions positifs dans l'intervalle de décharge ce qui conduit à une charge positive nette des particules submicroniques [SAN 00, JID 05]. La polarité de la tension appliquée au gaz change alternativement, mais le signe de la charge de la particule reste inchangé, ce qui induit à des oscillations des particules comme le montre la figure I.35.

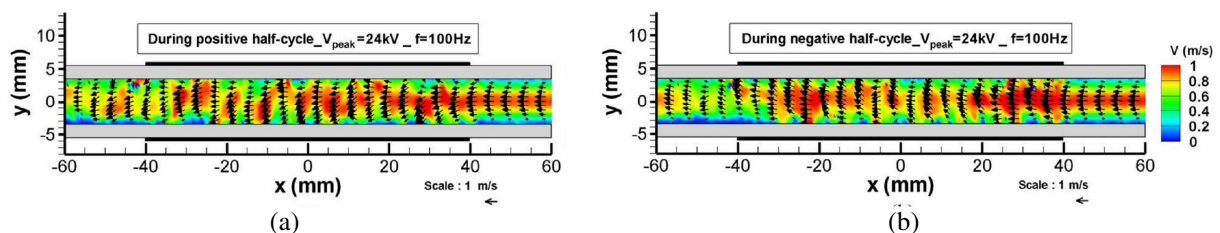


Figure I.35 : Champs moyens de vitesse de l'écoulement dans une configuration plan-plan DBD (a) pendant les demi-cycles positifs et (b) les demi-cycles négatifs [ZOU 11]

C. Scenario de la charge et de la collecte des particules

La charge des particules et les processus de dérive sont complètement différents dans le cas de l'électrofiltre plan-plan DBD. Dans ce cas, la décharge fonctionne en mode filamentaire. En outre, plusieurs phénomènes peuvent être observés liés à la propagation des filaments à travers l'espace inter-électrodes et leur interaction avec les particules submicroniques. Lors de la propagation du filament, les particules disparaissent soudainement au même emplacement du filament durant les deux demi-cycles positifs et négatifs (figure I.36). Ceci peut être expliqué par un mécanisme rapide de charge par diffusion basé sur la charge par des électrons, par conséquent les particules chargées peuvent être collectées sur les parois lors de la première étape juste après la formation du plasma [CHA 10].

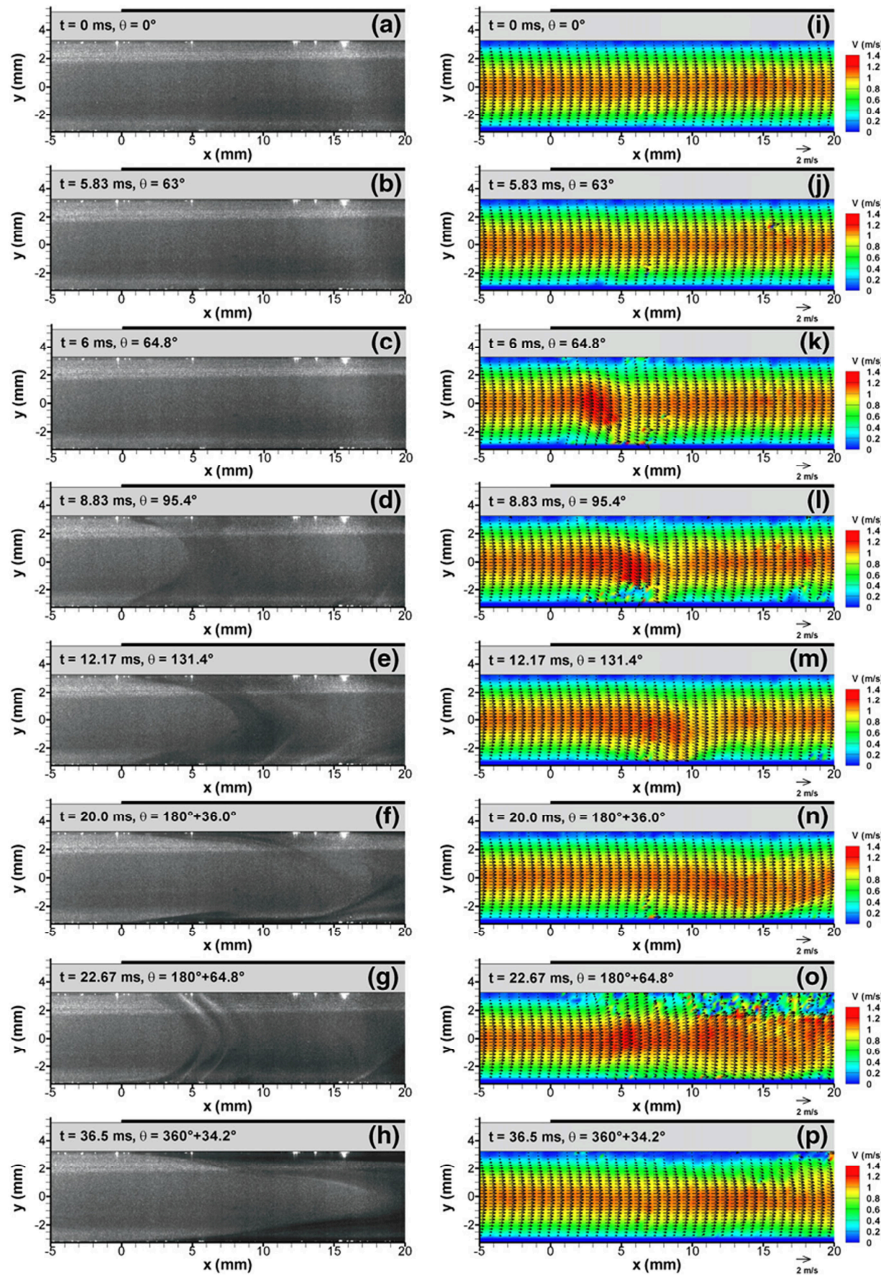


Figure I.36 : Images brutes et Champs moyens de vitesse de l'écoulement. Conditions expérimentales : $V_{peak} = 24kV$, $f = 30Hz$, $vitesse = 1 m \cdot s^{-1}$, tension sinusoïdale [ZOU 11+]

En outre, la décharge induit une augmentation rapide de la concentration des particules à proximité des couches limites. Puis, la zone à concentration de particules élevée s'étend rapidement. Plusieurs raisons peuvent être à l'origine de ce phénomène rapide et intense. L'un d'eux est probablement lié à une propagation d'une onde de pression se produisant autour de filaments, ce qui est en accord avec des études récentes [ODI 05].

Après la propagation des filaments à travers l'intervalle inter-électrode, les particules se déplacent globalement dans la direction du champ électrique, ce qui signifie que la charge nette des particules est positive [SAN 00, JID 05]. Par exemple, les champs de vitesse des particules sont déviées vers l'électrode de terre quand une tension positive est appliquée (figure I.36 (k), figure I.36 (l) et figure I.36 (m)). Cependant, une certaine quantité d'entre eux peut migrer dans la direction opposée pendant la première phase de la propagation du filament et loin de sa position (figure I.36 (o)). Ces particules ne sont pas nécessairement chargées négativement, parce que la propagation des ondes de pression peut également affecter les particules non chargées.

I.5 Synthèse du chapitre I

La pollution de l'air par les émissions industrielles ou par les moyens de transports représente une nuisance pour les citoyens mais aussi une source de dégradation de l'environnement à l'échelle de la planète. On distingue plusieurs vecteurs de la pollution atmosphérique au nombre desquels les aérosols liquides ou solides occupent une place de choix. Leur degré de toxicité est directement lié à leurs tailles.

Parmi les techniques de traitement des particules en suspension dans l'air existantes, la précipitation électrostatique se révèle être la plus prometteuse en matière de captation des plus fines particules. Généralement les précipitateurs électrostatiques industriels utilisent une décharge volumique à pression atmosphérique. La plus répandue est la couronne volumique dont les avantages ne sont plus à démontrer. Néanmoins, les rares inconvénients de cette décharge obligent à s'intéresser à la décharge à barrière diélectrique. Notre étude portera donc sur la mise au point d'un électrofiltre plasma par décharge à barrière diélectrique de configuration carrée. Ce choix répond à un souci d'implémentation industrielle.

Après ce premier chapitre d'introduction de la précipitation électrostatique, nous aborderons à présent le deuxième chapitre consacré à la caractérisation électrique de la décharge à barrière diélectrique mise en œuvre au sein de l'électrofiltre testé dans le cadre de cette étude.

Chapitre II

Étude électrique de l'électrofiltre à DBD de configuration fil-tube carré

Chapitre II

Étude électrique de l'électrofiltre à DBD de configuration fil-tube carré

Afin d'étudier la précipitation électrostatique dans le cas d'une DBD, nous avons mis au point un électrofiltre de géométrie carrée, l'objectif étant de mettre en évidence ses caractéristiques, d'un point de vue électrique et granulométrique. Ce chapitre est organisé en deux parties. La première partie de ce chapitre est dédiée à la présentation des moyens expérimentaux. Pour cela, nous commencerons par décrire l'installation expérimentale, puis les différentes techniques de caractérisation. La seconde partie est consacrée à l'étude du comportement électrique de l'électrofiltre plasma.

II.1 Moyens expérimentaux et techniques de mesure

II.1.1 L'installation expérimentale et les outils de caractérisation

Dans cette section nous détaillons l'installation expérimentale dans sa globalité, ce qui nous amène à décrire les divers modules qui la constituent. Le schéma global du dispositif de caractérisation électrique que nous avons utilisé est illustré sur la figure II.1. Il comporte trois principaux modules, à savoir : le module électrofiltre, le module d'alimentation en air comprimé et le module d'alimentation électrique. Chacun de ces modules fait l'objet d'une description détaillée.

II.1.1.1 Description des différents modules

A. Le module électrofiltre

Ce module comporte l'électrofiltre à tester. Il est relié aux autres modules par des connections électriques et pneumatiques. Nous y reviendrons plus en détail par la suite.

B. Le module d'alimentation en air comprimé

Il est constitué d'un dispositif de circulation et de régulation de gaz, relié au réseau d'alimentation en air comprimé. Le taux d'humidité de l'air fourni par le réseau est indépendant des conditions extérieures. Néanmoins, nous utilisons un dessiccateur à base de

grains de silice ($\text{Si}(\text{OH})_4$) pour maintenir un taux d'humidité relative inférieur à 5 %. La régulation et la mesure de la pression et du débit sont assurées par des détendeurs et des débitmètres reliés entre eux par des tuyaux pneumatiques ($\varphi_{\text{int}} = 4 \text{ mm}$). Dans le cadre de ce chapitre, nous analysons l'influence de la présence des particules sur les caractéristiques électriques de l'électrofiltre. Pour cela, nous intégrons un générateur de particules dans le module d'alimentation en air comprimé (Voir dispositif expérimentale du chapitre III).

C. Le module d'alimentation et de mesures électriques

Il comporte les alimentations électriques, les organes de visualisation et d'acquisition de signaux et la cellule de mesure du courant. Une description détaillée de ces différents organes est faite dans la section suivante.

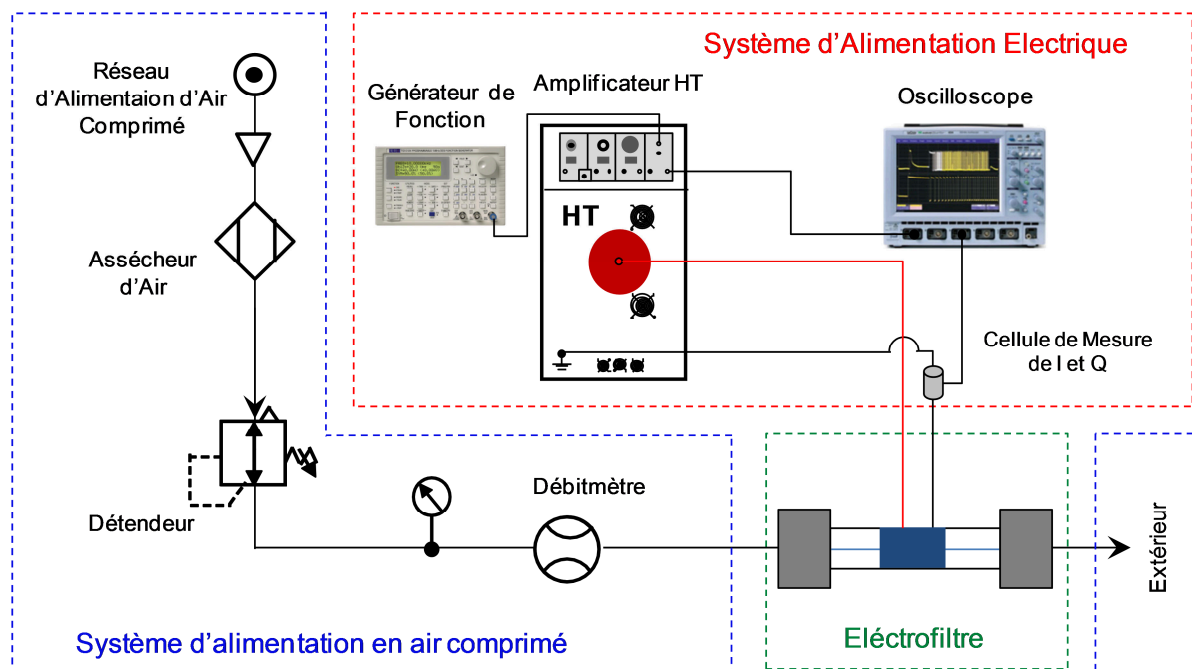


Figure II.1 : Schéma du dispositif expérimental utilisé pour la caractérisation électrique

II.1.1.2 Les outils de caractérisation du module électrique

A. Alimentation électrique

Lors de cette étude, nous avons utilisé une alimentation alternative ; c'est un amplificateur haute tension de la marque TREK (Model PD06035, $\pm 30 \text{ kV}$, $\pm 20 \text{ mA DC}$, $\pm 40 \text{ mA AC}$, Slew rate $520 \text{ V}/\mu\text{s}$), Les signaux de commande de l'amplificateur haute tension sont délivrés par un générateur basse fréquence de la marque TTI (TG1010).

B. Les organes de visualisation et d'acquisition

L'oscilloscope de marque LECROY utilisé pour la visualisation et l'enregistrement des signaux amplifiés, de la série 424, a une bande passante de 200 MHz . Ces signaux, en provenance de l'amplificateur, passent préalablement par une sonde de tension (interne à l'amplificateur) dont le facteur est de $1 : 3000$. Pour le besoin de l'étude d'optimisation

électrique (Voir chapitre V), nous avons utilisé un générateur de fonction programmable de la marque Tektronic (AFG 3022B).

C. La cellule de mesures électriques

La cellule de mesures électriques est une enceinte «Faradisée» comportant une résistance shunt de $100\ \Omega$ pour visualiser le courant, ou un condensateur de $33\ \text{nF}$ pour mesurer la charge transférée. Un éclateur à gaz de type A80 – C90X est mis en parallèle à chacun de ses composants pour protéger l'oscilloscope en cas de surtension. Le condensateur doit être choisi de telle sorte que sa valeur ne soit ni trop faible (la mesure risque d'être intrusive car la capacité s'apparenterait à la capacité parasite des câbles et autres composants), ni trop grande (risque de filtrage des signaux mesurés) [GIR09].

II.1.2 Les techniques de mesure des grandeurs électriques

II.1.2.1 Acquisition des formes d'ondes du courant et de la tension

Les formes d'ondes de courant, de tension et de charge sont enregistrées sur 2 périodes et un total de 250000 points. Les formes d'onde de tension sont enregistrées sur la voie 1 de l'oscilloscope tandis que celles du courant (ou de charge) sont acquises sur la voie 2.

La sonde utilisée pour mesurer le courant (ou la charge) a un facteur de $1 : 10$. Elle divise la tension aux bornes de la résistance shunt (ou le condensateur de mesure) par 10 à l'entrée de la voie de l'oscilloscope qui la multiplie à nouveau par 10 pour l'affichage à l'écran. Le dispositif d'acquisition des formes d'ondes est représenté dans la figure II.2. C'est également à partir de ce dispositif qu'on relève la puissance consommée par la décharge. De cette grandeur, on déduit la densité d'énergie.

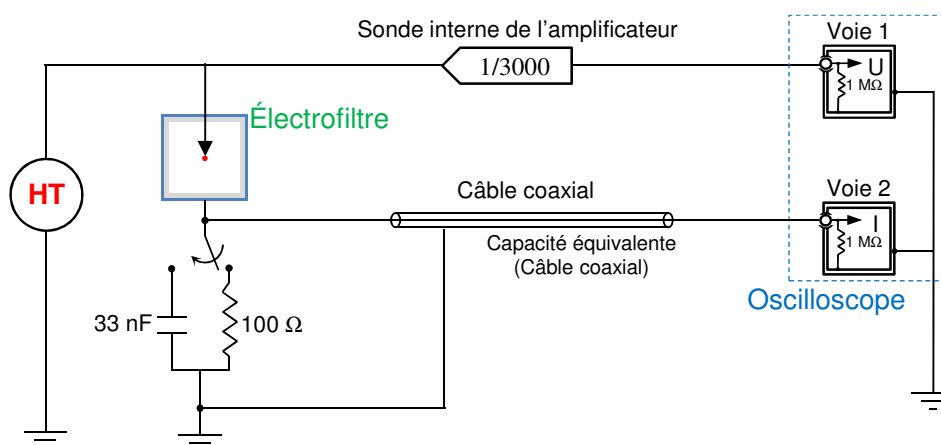


Figure II.2 : Dispositif de mesure du courant et de la tension

II.1.2.2 Calcul de la puissance électrique consommée

Il existe deux façons de calculer la puissance consommée par la décharge. La première est la méthode du produit instantané décrite ci-dessous tandis que la deuxième est la méthode

de Lissajous qui permet de déterminer la puissance consommée à partir de la caractéristique charge-tension du circuit. Des études récentes ont montré que ces deux méthodes donnent des résultats concordants [GIR09].

Dans le cadre de cette étude, la méthode du produit instantané est adoptée. La puissance est calculée en faisant le produit de la tension appliquée par le courant. Il s'agit d'une valeur moyenne donnée par la relation ci-après :

$$P = \frac{1}{nT} \int_0^{nT} u(t) \cdot i(t) \cdot dt \quad (\text{II.1})$$

avec,

P : puissance moyenne consommée par la décharge (W)

T : période du signal (s)

$u(t)$: tension appliquée (V)

$i(t)$: courant (A)

n : nombre de périodes entières du signal.

Le calcul de la puissance consiste à enregistrer 1 fois 10 périodes du courant et de la tension avec une acquisition mémoire de 250000 points/voie. Après avoir multiplié chaque entité par les coefficients adéquats, on réalise le produit. On effectue la moyenne statistique du résultat obtenu, ce qui nous donne la valeur de la puissance moyenne.

II.1.2.3 Calcul de la densité d'énergie

C'est une entité plus parlante que la puissance lorsque la notion de quantité de matière traitée est introduite, étant donné qu'elle rend plus fidèlement compte de la consommation énergétique. Elle s'exprime :

$$E_j = \frac{P}{D} \quad (\text{II.2})$$

Avec,

E_j : la densité d'énergie (J/ L)

P : la puissance électrique (W)

D : le débit (L/ s).

II.2 Étude des caractéristiques électriques de l'électrofiltre Carré

Dans cette section nous nous intéresserons à l'étude du comportement électrique de l'électrofiltre qui a consisté à mesurer les paramètres électriques de la décharge : le courant de décharge, la charge transférée et la puissance électrique consommée. Les résultats présentés décrivent l'influence de différents paramètres sur le comportement de la décharge.

II.2.1 Electrofiltre de référence

Nous utilisons un électrofiltre DBD, de géométrie fil-carré. Son schéma est représenté dans la figure II.3, puis une description détaillée de ses éléments constitutifs est fournie.

L'électrofiltre fil-tube carré est constitué d'un tube diélectrique en verre borosilicaté (longueur 300 mm, épaisseur 2 mm, 25 mm de côté) et de deux électrodes métalliques. L'une des électrodes est reliée à la haute tension tandis que l'autre est mise à la masse. L'électrode active est un fil en acier inoxydable (diamètre 0,2 mm) tendu dans l'axe central du tube diélectrique. Quant à l'électrode de masse, c'est une bande en aluminium (épaisseur 80 µm, longueur active 80 mm) collée sur la surface extérieure du tube (figure II.3).

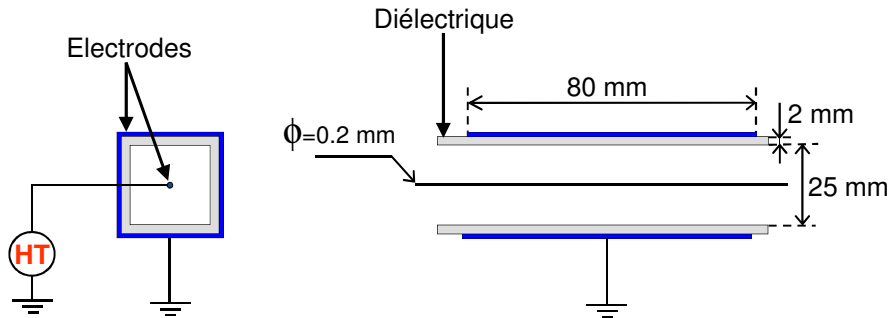


Figure II.3 : Vue schématique de l'électrofiltre DBD de référence

Le volume actif de l'électrofiltre est délimité par la longueur des électrodes (80 mm) et la section du canal ($\approx 625 \text{ mm}^2$), c'est le volume dans lequel a lieu la décharge. Le temps de transit associé qui est le temps mis par le gaz pour traverser le volume actif, varie entre 0,04 et 0,6 s pour des vitesses d'écoulement allant de 0,13 à 2 m/s. Ces différents paramètres sont induits par des débits compris entre 1,6 et 20 L.mn⁻¹.

II.2.2 Résultats et discussions

L'acquisition des signaux associés aux grandeurs électriques étudiées nous a permis d'obtenir les différentes formes d'onde correspondantes. Ainsi nous avons pu relever les formes d'ondes typiques de la tension appliquée, du courant et de la charge transférée, puis tracer la caractéristique charge-tension.

II.2.2.1 Formes d'ondes du courant et de la tension

Le courant total mesuré dans les configurations fil-tube carré, fil-cylindre et pointe-plan, possède trois composantes distinctes (figure II.4) : le courant capacitif, le courant pseudo-continu (ou pseudo-synchrone) et le courant impulsionnel. Le courant capacitif est dû à la capacité C constituée par l'air et le diélectrique. Son expression est :

$$I_{capa} = C \cdot \frac{dV}{dt} \quad (\text{II.3})$$

Ce courant présente un déphasage de $\pi/2$ par rapport à la tension appliquée.

Le courant pseudo-continu présente également un déphasage avec le signal de tension. Dans une décharge alternative, il est dû à l'arrivée d'espèces chargées contre l'électrode lorsque le champ électrique est élevé.

Le courant impulsionnel apparaît aussi bien au cours de l'alternance positive que de l'alternance négative, mais les phénomènes qui en sont à l'origine diffèrent.

En effet, pendant l'alternance négative il apparaît sous la forme d'impulsions dites de Trichel tandis que pendant l'alternance positive, il n'apparaît que lorsqu'une valeur seuil de la tension est atteinte (streamers). Pendant l'alternance négative, il se manifeste sous la forme d'impulsions dont l'amplitude et la fréquence d'apparition dépendent de la tension appliquée.

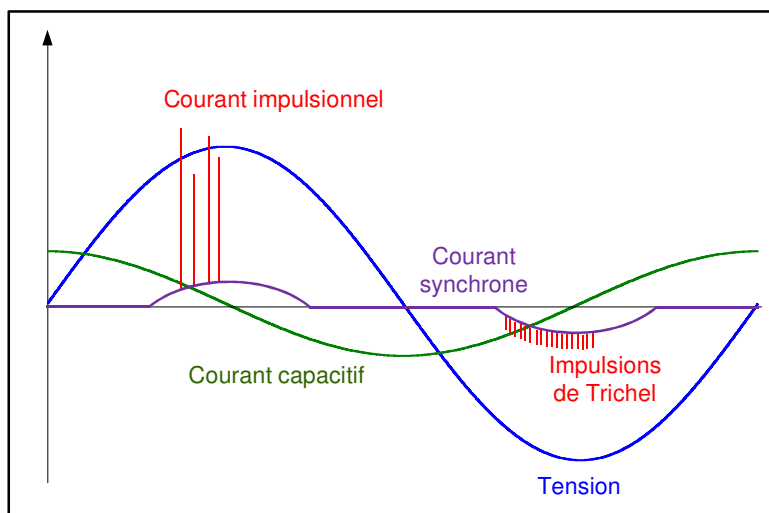


Figure II.4 : Représentation schématique des différentes composantes du courant dans le cas d'une décharge Pointe-Plan alimentée par un signal sinusoïdal [VIN 02]

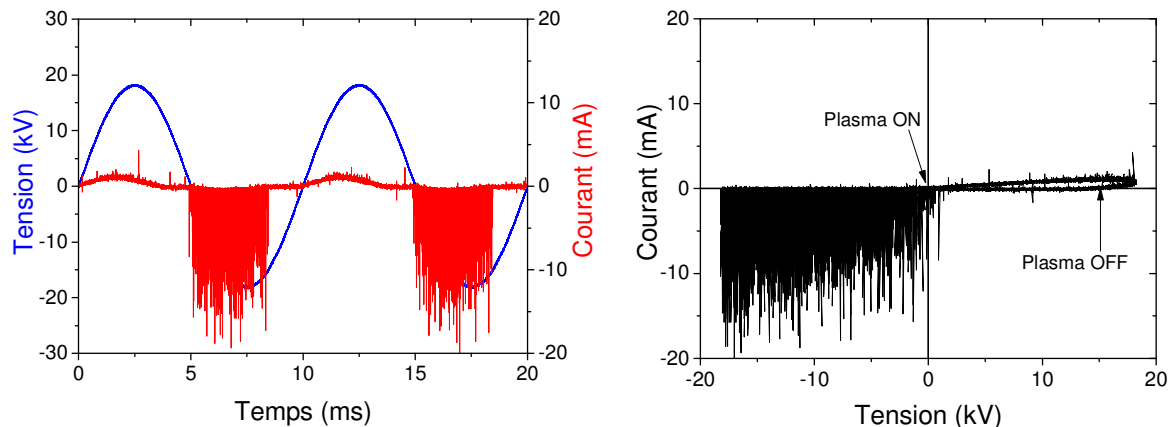
Ainsi, le courant de décharge est égal au courant total mesuré moins le courant de "déplacement". Dans les résultats que nous présenterons dans ce travail, le courant de décharge est assimilé au courant total mesuré car les composantes capacitive et selfique du courant (de l'ordre de 0,1 mA) sont négligeables.

La figure II.5 montre un exemple typique de l'évolution de la tension et du courant de décharge en fonction du temps et la caractéristique courant-tension en configuration fil-tube carré.

Les formes d'ondes du courant et de la tension dans la configuration fil-tube carré représentées dans la figure II.5(a) montrent que le courant de décharge s'annule bien avant que la tension repasse par zéro ; ceci traduit une extinction de la décharge pendant le laps de temps précédent le renversement de la polarité. En effet, pendant l'alternance positive, les charges qui se déposent sur la surface interne du diélectrique ne se relaxent pas aussitôt ; elles induisent un champ électrique qui écranterait le champ électrique extérieur dans l'espace inter-électrodes, ce qui éteint la décharge.

Par contre, lorsque l'alternance devient négative, les charges déposées pendant l'alternance précédente subsistent toujours et induisent un champ électrique qui ne s'oppose plus au champ électrique extérieur mais le renforce. De nouvelles décharges s'initient à des tensions bien inférieures à la tension d'amorçage de la décharge. On parle d'effet mémoire de la décharge d'une alternance à l'autre. La courbe courant-tension permet de bien identifier les

tensions d'amorçage et d'extinction de la décharge dans la configuration fil-tube carré (figure II.5(b)).



(a) Forme d'onde de la tension et du courant de la décharge en fonction du temps

(b) Caractéristique courant-tension

Figure II.5 : Formes d'ondes typiques de la tension et du courant de décharge dans la configuration fil-tube carré. Conditions expérimentales : Tension=18 kV, Fréquence= 100 Hz, débit = 10 L.mn⁻¹, sans particules

Par ailleurs la forme d'onde du courant présente un pic de faible amplitude et de longue durée (4 mA ; 0,35 ms) sur l'alternance positive tandis que sur l'alternance négative en plus d'un pic similaire, il y a de nombreux pulses très rapprochés. Les pics de courant en question représentent le courant pseudo-continu et les pulses, les impulsions de Trichel. Ces impulsions apparaissent nettement pour de faibles tensions appliquées et les phénomènes qui en sont responsables sont localisés près de l'électrode de champ fort. A titre d'exemple, la forme d'onde du courant relevée à faible tension montre l'apparition des impulsions de Trichel bien avant l'établissement d'un courant pseudo-continu significatif (figure II.6).

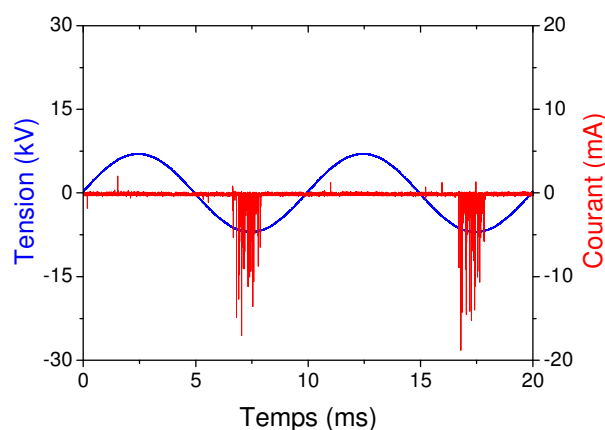


Figure II.6 : Formes d'ondes de la tension et du courant de décharge en fonction du temps à faible tension. Conditions expérimentales : Tension =7 kV, Fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn⁻¹, sans particules

Pendant l'alternance positive, l'augmentation de la tension appliquée sur l'électrode active conduit dans un premier temps à l'établissement du courant pseudo-continu : c'est le

régime "corona glow positif". La tension appliquée n'est pas suffisamment élevée pour donner naissance aux impulsions positives, seule la composante pseudo-continue du courant est établie. Si cette augmentation se poursuit, elle entraîne l'apparition d'impulsions positives. Ceci indique le développement de streamers.

Sur la figure II.7 obtenue à 18 et 21 kV, dans les deux cas, il n'y a pas de streamers alors que lorsque la tension atteint 22 kV (figure II.8) des streamers apparaissent. Ces figures montrent également l'effet de la fréquence que nous traitons un peu plus loin.

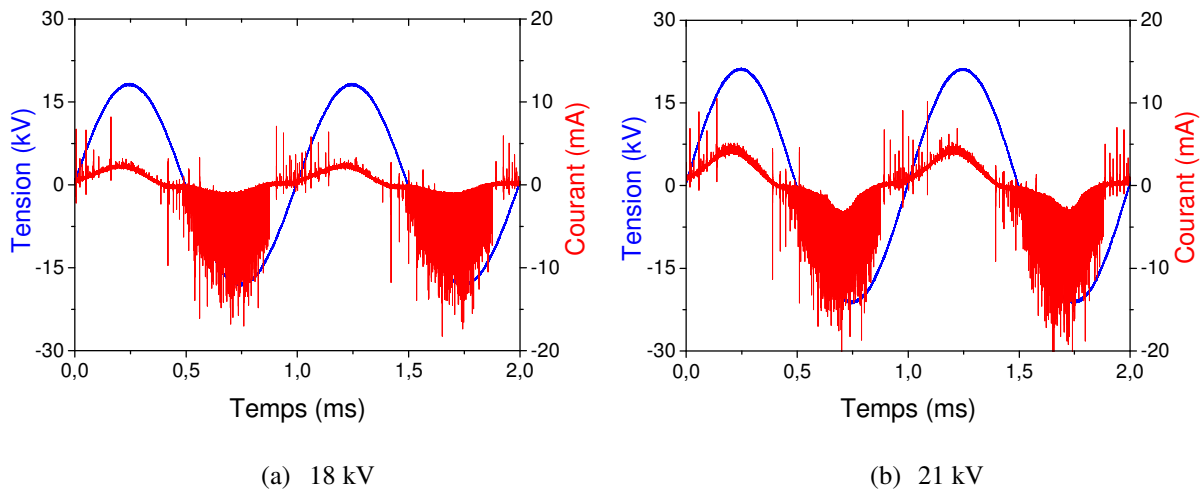


Figure II.7 : Forme d'onde de la tension et du courant de décharge en fonction du temps pour deux niveaux de tension. Conditions expérimentales : Fréquence = 1 kHz, débit = 10 L.mn⁻¹, sans particules

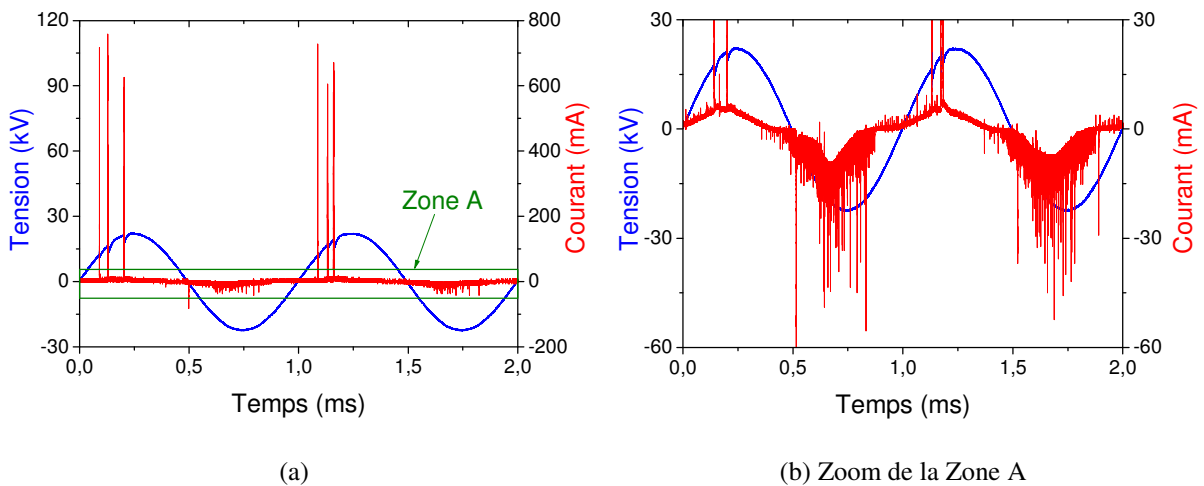


Figure II.8 : Formes d'ondes de la tension et du courant de décharge en fonction du temps. Conditions expérimentales : Tension = 22 kV, Fréquence = 1 kHz, débit = 10 L.mn⁻¹, sans particules

La figure II.9 regroupe les différents régimes de décharge rencontrés en configuration fil-tube carré. Ce comportement est équivalent à celui observé en configuration Pointe-Plan DBD par Petit et al. [PET 02] ou en configuration fil-cylindre DBD par Dramane [DRA 09]. La succession desdits régimes est fonction de l'amplitude et de l'alternance (positive ou négative) du signal de tension.

Pendant l’alternance négative, l’augmentation de la tension appliquée au-delà d’un seuil, conduit à l’apparition d’un courant pseudo-continu en plus des impulsions de Trichel qui s’amenuisent peu à peu : ce régime est appelé corona glow négatif [PET 02]. Au cours de cette étude, nous nous sommes employés à maintenir la décharge dans un régime sans streamer ($U < U_3$) en ce qui concerne la configuration fil-tube carré, sauf dans le cadre de l’étude de l’effet de la double barrière diélectrique où la décharge est de nature filamentaire (Voir chapitre III).

Tension	0	U_1	U_2	U_3
Alternance Positive	Pas de décharge		Glow positive	Streamers et Glow positive
Alternance Négative	Pas de décharge	Impulsions de Trichel		Impulsions de Trichel et Glow négative

Figure II.9 : Différents régimes de décharge rencontrés en configuration fil-Tube carré en fonction de l’amplitude et de l’alternance du signal de tension avec U_1 , U_2 et U_3 , les tensions seuil entre deux régimes

II.2.2.2 Formes d’ondes de la charge et courbes de charge-tension

Nous avons relevé les formes d’ondes de la charge puis tracé les courbes de charge-tension (ou courbes de Lissajous) associées, pour l’électrofiltre de référence. L’évolution temporelle de la charge montrée dans la figure II.10 est périodique et présente un déphasage en retard par rapport à la tension. Elle peut être décomposée en deux étapes :

- **au cours de l’alternance positive**, la charge transférée augmente avec la tension puis se stabilise après que la tension soit passée par son maximum. Elle reste relativement stable jusqu’à peu après le changement de polarité de la tension ;
- **durant l’alternance négative**, elle évolue jusqu’à ce que la tension atteigne son minimum puis elle redevient stable et le reste jusqu’à peu après le changement de polarité de la tension et le cycle recommence.

Cette décomposition de l’évolution de la charge plutôt simplifiée, traduit des phénomènes plus complexes. En effet la décharge est intermittente : elle respecte des périodes de fonctionnement et de pause successives, identifiables grâce aux tensions d’amorçage et d’extinction de la décharge.

Lorsque la décharge est active, la charge transférée augmente puis atteint une valeur maximale, la décharge s’éteint alors selon le mécanisme d’écrantage du champ électrique extérieur par le champ électrique induit décrit plus tôt. Pendant l’arrêt de la décharge, il n’y a plus de production de charges, la courbe de charge retrouve alors le niveau des charges Q

susceptibles d’être générées par la capacité équivalente C du système en absence de décharge, lorsque cette capacité est soumise à un potentiel V.

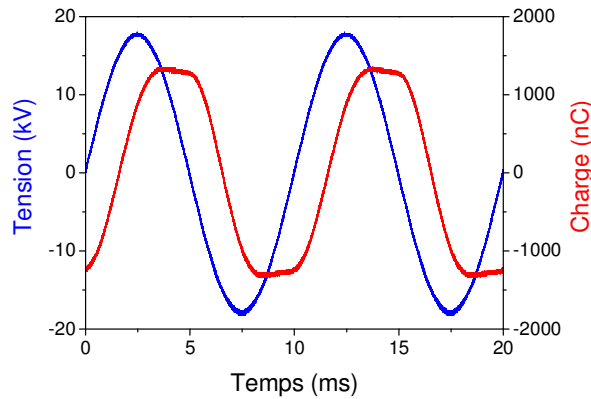


Figure II.10 : Formes d’ondes typiques de la charge en fonction du temps. Conditions expérimentales : Tension = 18 kV, Fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn⁻¹, sans particules

On retrouve également cette décomposition sur la caractéristique charge-tension dans la figure II.11. Les périodes d’activité et de pause qui y sont représentées permettent de remonter à la capacité du système grâce à la pente du segment les délimitant. Ainsi, la pente représentée par les étapes 1 → 2 et 3 → 4 correspond à la capacité totale du système avec :

$$\frac{1}{C_{total}} = \frac{1}{C_d} + \frac{1}{C_{gOff}} \quad (II.4)$$

C_d et C_{gOff} étant respectivement la capacité du diélectrique et la capacité du gaz dans l’espace inter électrodes.

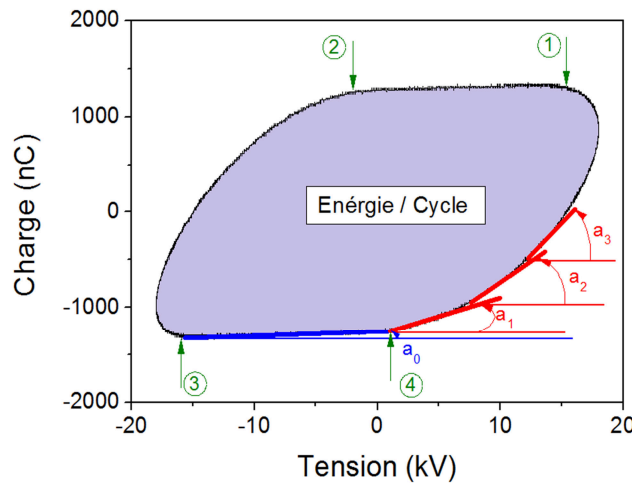


Figure II.11 : Caractéristique charge-tension de l’électrofiltre de référence. Conditions expérimentales : Tension = 18 kV, Fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn⁻¹, sans particules

Pendant les étapes 2 → 3 et 4 → 1 la décharge est en activité et la pente correspond à la capacité résultante du système pendant le fonctionnement de la décharge. En configuration fil-tube carré, la capacité résultante est équivalente à la capacité du diélectrique en série avec la capacité de l’air dans l’espace inter-électrodes calculée en fonction de l’expansion de la couronne autour du fil (figure II.12).

En réalité, dans la configuration fil-tube carré où la décharge est localisée autour d'un fil sans nécessairement donner lieu à des filaments de court-circuit. L'extension de la décharge dans le gap d'air dépend de la tension, entraînant de ce fait une capacité de gaz variable et par conséquent une capacité totale variable, d'où cette pente adoucie et la forme arrondie lors de l'arrêt de la décharge (étape 3). On peut donc penser qu'en configuration fil-tube carré, la décharge s'estompe progressivement avec la diminution de la tension appliquée, ce qui expliquerait d'ailleurs la poursuite de la dynamique de la charge légèrement après le passage de la tension par le maximum (figure II.11).

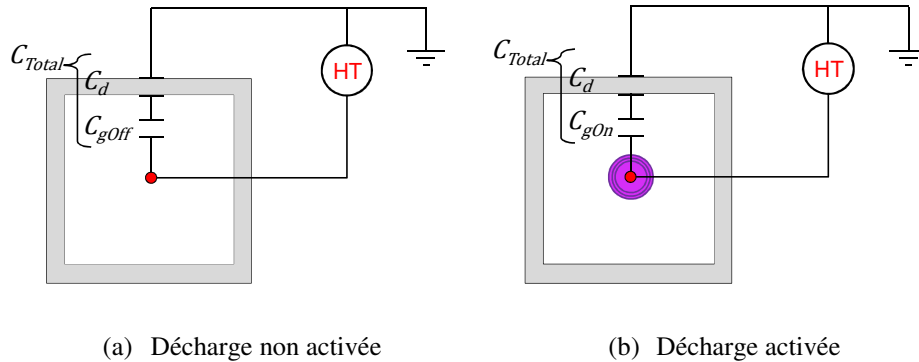


Figure II.12 : Représentation de la capacité résultante selon l'état de la décharge

II.2.2.3 Puissance électrique

Les courbes de la puissance électrique consommée en fonction de la tension (figure II.13) montrent que la puissance augmente avec la tension dans la configuration fil-tube carré. L'évolution en loi de puissance est typique des décharges couronnes (DBD ou DC) de surface ou de volume. Dans la littérature, plusieurs interprétations de la loi qui régit l'évolution de la puissance sont disponibles [ENL 04, PON 05, ROT 06].

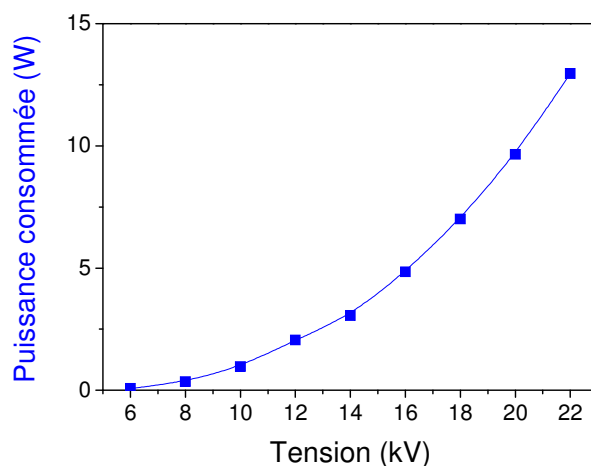


Figure II.13 : Évolution de la puissance moyenne consommée en fonction de la tension appliquée. Conditions expérimentales : Fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn⁻¹, sans particules

Nous nous sommes aussi intéressés à la variation de la puissance électrique consommée en fonction de la fréquence. Les courbes relevées indiquent que la puissance électrique augmente également au fur et à mesure de l'élévation de la fréquence (figure II.14).

Pour des raisons d'illustration, la courbe est représentée en échelle logarithmique sur les deux axes de coordonnées. La représentation en échelle linéaire a toutefois révélé qu'elle a une variation linéaire dans la gamme 1 - 100 Hz. Ceci fournit une indication sur l'importance de la fréquence sur le comportement électrique (voir II.1.2.4). On retrouve également l'effet de la tension sur ces courbes.

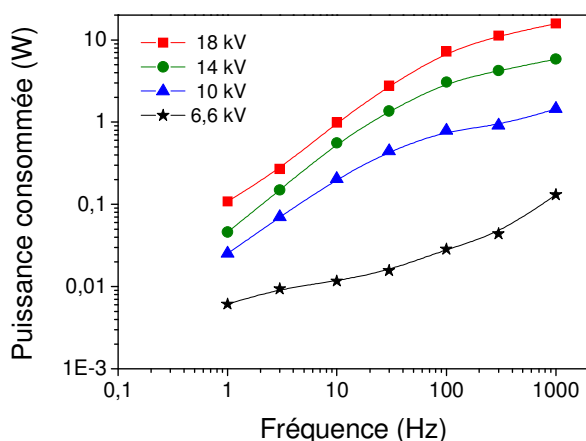


Figure II.14 : Évolution de la puissance moyenne consommée en fonction de la fréquence. Conditions expérimentales : Débit = 10 L.mn⁻¹, sans particules

II.2.2.4 Influence de la fréquence

L'effet de la fréquence peut être aussi bien analysé à partir de la forme d'onde du courant que de la caractéristique charge-tension. L'analyse de la forme d'onde du courant montre, dans la configuration fil-tube carré, que sa composante glow croît lorsqu'on élève la fréquence, quelle que soit l'alternance. Visuellement, l'élévation de la fréquence induit une intensification et une expansion de la couronne autour du fil. En outre, l'activité de la décharge à "haute" fréquence s'accompagne de sons audibles.

L'analyse de la forme d'onde de courant fournit une information similaire à celle donnée par l'analyse basée sur la puissance (figure II.14). L'information donnée par la caractéristique charge-tension, telle que nous l'avons présentée jusque là, est dépourvue du caractère variable de la fréquence.

Nous avons étudié son comportement selon la fréquence appliquée. La figure II.15 présente l'évolution de la charge en fonction de la tension (Courbes de Lissajous) obtenus pour différentes fréquences. Il en ressort que l'influence de la fréquence sur la charge est différente selon la gamme de fréquence.

A. Effet aux hautes fréquences (500 à 2000 Hz) :

La figure II.15 (a) illustre l'effet des fréquences de la gamme 500 – 2000 Hz sur la charge, dans le cas de la configuration fil-tube carré. Elle montre que celle-ci diminue avec

l'augmentation de la fréquence. Ces observations concordent avec les résultats obtenus dans la figure II.14. En effet, l'énergie par cycle (aire du cycle) varie en fonction de la fréquence. Il en résulte que la puissance moyenne n'est pas tout à fait linéaire en fonction de la fréquence.

B. Effet aux basses fréquences (1 à 100 Hz) :

La figure II.15 (b) montre l'effet des basses fréquences sur la caractéristique charge-tension. Nous remarquons que l'aire du cycle augmente avec la fréquence puis atteint une valeur critique au-delà de laquelle elle commence à diminuer.

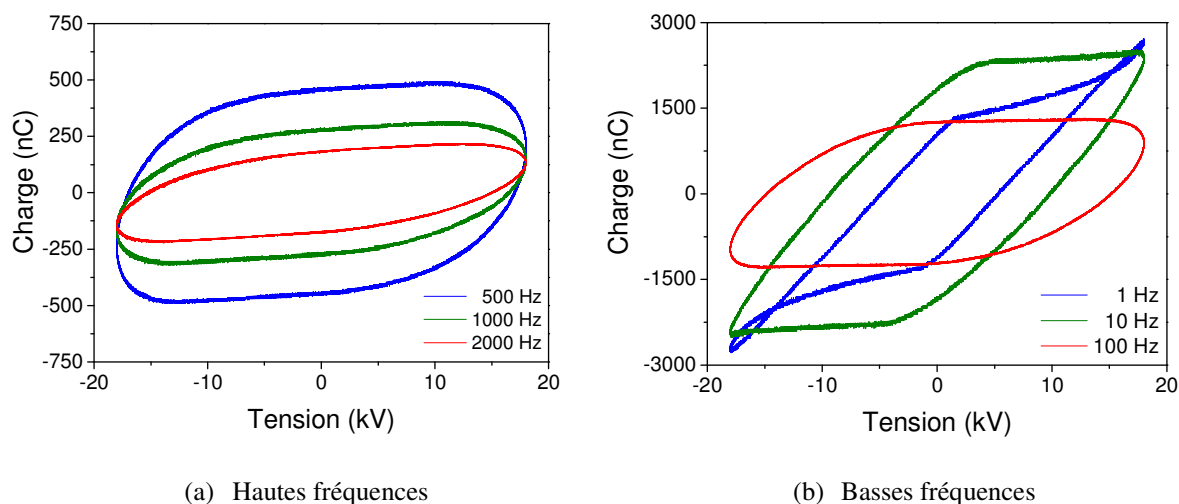


Figure II.15 : Courbes de Lissajous obtenus pour plusieurs fréquences. Conditions expérimentales : Tension = 18kV, débit = 10 L.mn⁻¹, sans particules

II.2.2.5 Influence de la tension

Comme précédemment abordé, l'augmentation de la tension dans la configuration fil-tube carré se traduit par le développement de la composante corona glow positive et négative, la diminution de l'amplitude des pulses de Trichel et l'augmentation de leur nombre. La figure II.16 montre les caractéristiques charge-tension pour diverses tensions appliquées.

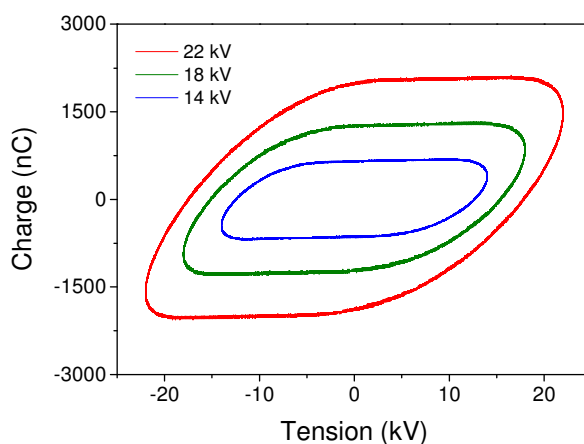


Figure II.16 : Courbes de Lissajous obtenus pour plusieurs tensions. Conditions expérimentales : Fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn⁻¹, sans particules

L'aire délimitée par la courbe représente l'énergie fournie au système. Elle augmente avec la tension appliquée dans la configuration étudiée. Contrairement à la fréquence, la forme de la courbe de Lissajous reste inchangée en variant la tension.

II.2.2.6 Influence du débit

Nous avons étudié l'influence du débit de l'écoulement d'air sur les propriétés électriques de l'électrofiltre de référence, notamment la puissance moyenne consommée. Sur les formes d'ondes du courant et de la tension montrées sur la figure II.17, on peut voir que lorsque le débit augmente, le courant de décharge diminue tandis que la tension d'amorçage de la décharge augmente. Autrement dit, lorsque le débit augmente la charge transférée diminue. Ceci est confirmé par la figure II.18.

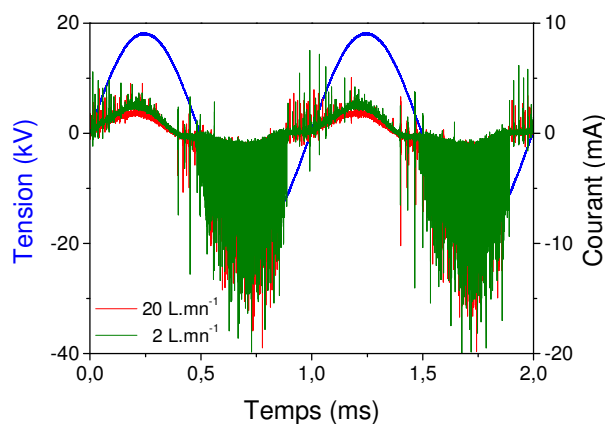
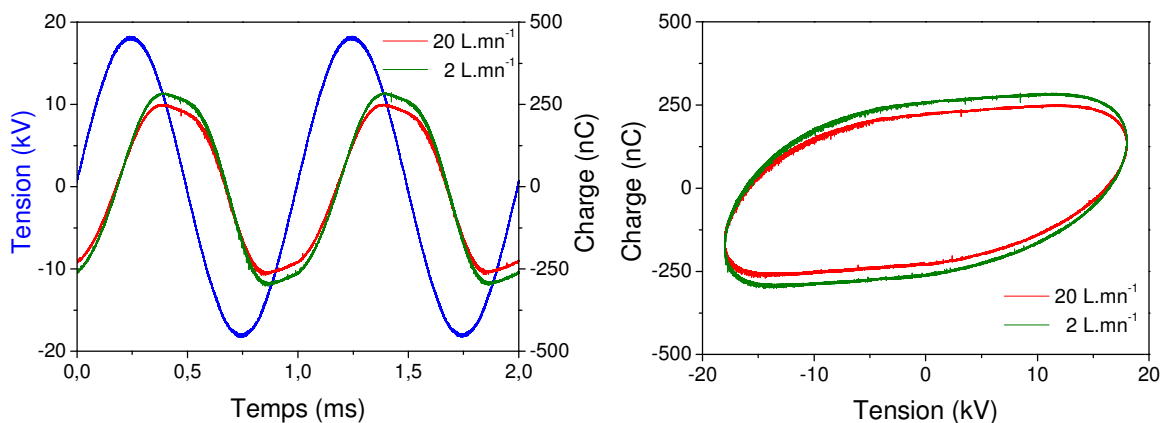


Figure II.17 : Formes d'onde de la tension et du courant de décharge en fonction du temps pour deux valeurs de débit. Conditions expérimentales : Tension = 18 kV, fréquence = 1 kHz, sans particules



(a) Forme d'onde de la charge en fonction du temps

(b) Caractéristique charge-tension

Figure II.18 : Effet du débit sur la charge. Conditions expérimentales : Tension = 18 kV, fréquence = 1 kHz, sans particules

Ces observations peuvent être expliquées comme suit. La diminution des charges transférées à débit élevé est due à l'évacuation d'une partie des charges par l'écoulement. Ceci devient possible lorsque les forces dues à l'écoulement sont plus importantes que les

forces électriques. Ce phénomène peut opérer de façon plus ou moins intense pendant la période d'activité de la décharge. Les quantités de charges emportées par l'écoulement dans le cas de la configuration fil-Tube carré (figure II.18) sont importantes en raison du fait que la décharge est localisée autour du fil et le champ électrique décroissant vers la surface interne du tube diélectrique. À cela s'ajoute également la faible vitesse des ions à l'origine de la décharge corona glow dans cette configuration.

II.2.2.7 Influence de la présence de particules

L'électrofiltre dont nous caractérisons les propriétés électriques est destiné à étudier la précipitation de particules. Nous avons doncensemencé l'écoulement d'air et observé dans quelle mesure la présence de particules modifie leurs propriétés électriques. Le protocole de génération des particules sera précisé dans la chapitre III.

Les formes d'ondes du courant dans la figure II.19 et celle de la charge dans la figure II.20, révèlent que leurs amplitudes diminuent en présence des particules.

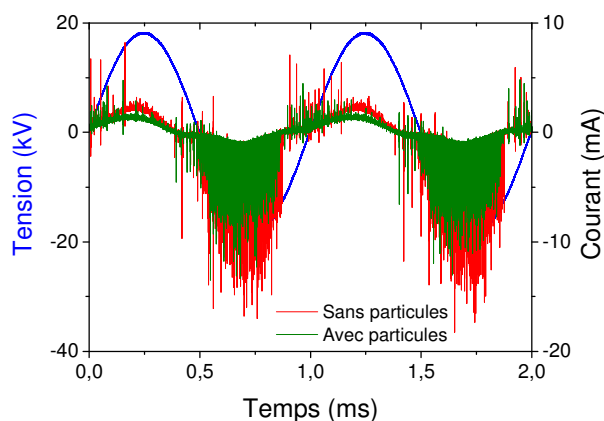
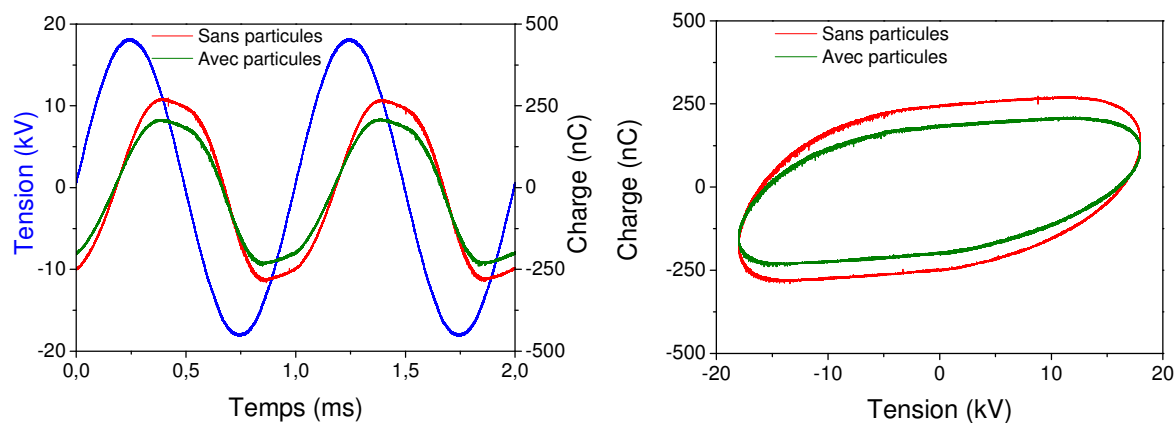


Figure II.19 : Effet de la présence des particules sur l'évolution temporelle de la Formes d'onde du courant de décharge. Conditions expérimentales : Tension = 18 kV, fréquence = 1kHz, débit = 10 L.mn⁻¹

L'effet de la présence des particules sur l'évolution de la puissance consommée par l'électrofiltre de référence en fonction de la tension est illustré sur la figure II.21. Il en ressort, qu'à tension fixe, la puissance moyenne relevée est plus faible avec la présence de particules.

Deux mécanismes principaux pourraient expliquer ce résultat : les processus complexes de transfert de charges aux particules et les mécanismes de migration des particules dans l'espace inter-électrodes. En effet, les particules présentes dans l'espace gazeux sont chargées par les espèces chargées générées par la décharge, ce qui diminue la charge ionique nette résultante dans le volume. En outre, en raison de la faible mobilité des particules (imputable à leur taille), la quantité de charge arrivant sur l'électrode de collecte est donc nettement diminuée.



(a) Forme d'onde de la charge en fonction du temps

(b) Caractéristique charge-tension

Figure II.20 : Effet de la présence des particules sur l'évolution de la charge. Conditions expérimentales : Tension = 18 kV, fréquence = 1kHz, débit = 10 L.mn⁻¹

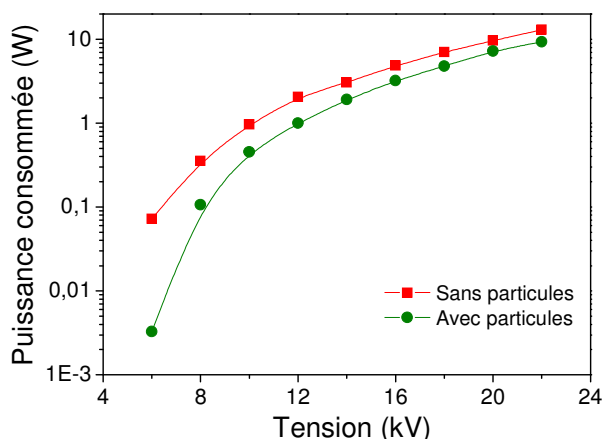


Figure II.21 : Effet de la présence des particules sur l'évolution de la puissance moyenne consommée en fonction de la tension appliquée. Conditions expérimentales : Fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn⁻¹

II. 3 Synthèse du chapitre II

L'objectif des travaux menés dans le cadre de ce chapitre est d'établir la carte d'identité électrique de l'électrofiltre étudié. Cette quête d'informations nous a conduit à étudier les formes d'ondes typiques de la tension, du courant et de la charge, l'influence des tensions et fréquences appliquées et enfin l'influence du débit et de la présence de particules sur le comportement de la décharge.

L'étude des formes d'onde typiques de la tension et du courant a montré que dans la configuration fil-carré, la décharge est de type corona glow. L'effet de la tension sur la décharge en configuration fil-carré se traduit par une succession de différents régimes de décharges au fur et à mesure de l'élévation de la tension. Quant à la fréquence, elle a un fort impact sur l'activité de la décharge surtout lorsqu'elle est élevée. En configuration fil-carré, on assiste alors à l'expansion de la corona glow.

Enfin, le débit et la présence de particules ont les effets escomptés sur l'activité des électrofiltres. À savoir une diminution de la charge ionique nette résultante dans le volume.

Chapitre III

Étude granulométrique de l'électrofiltre de référence

Chapitre III

Étude granulométrique de l'électrofiltre de référence

Dans le cadre de ce chapitre, nous allons procéder à l'évaluation des performances de l'électrofiltre de référence précédemment caractérisé électriquement. Cette évaluation consistera à déterminer son efficacité de collecte dans des conditions expérimentales diverses et sous contrôle. Il s'agira par exemple de relever et d'analyser l'efficacité de collecte en fonction de la tension, de la fréquence et du débit. Ensuite, nous comparerons les performances de l'électrofiltre de référence par rapport à celles d'un électrofiltre de configuration fil-cylindre bien connu dans la littérature [DRA 09].

Ce chapitre sera organisé en deux grandes parties qui sont la présentation des moyens expérimentaux utilisés et les techniques de mesures et d'analyses et la présentation des résultats obtenus avec les électrofiltres étudiés et la comparaison de ces résultats à ceux de l'électrofiltre cylindrique.

III.1 L'installation expérimentale et les outils de caractérisation

La figure III.1 illustre le schéma global du dispositif expérimental comprenant les systèmes de génération et de comptage de particules.

De l'air propre et sec provenant du réseau d'air comprimé est introduit dans un générateur de fumée "fait-maison" dans lequel la combustion de bâtons d'encens génère des particules submicroniques. Le mélange gazeux qui en résulte est alors introduit dans l'électrofiltre à tester. Seule une partie des gaz est prélevée à la sortie de l'électrofiltre, puis est diluée avant d'être analysée.

III.1.1 Le dispositif expérimental de comptage de particules

III.1.1.1 Principe de fonctionnement

Le dispositif de comptage de particules est un granulomètre de marque Palas, Modèle Welas-1000. La technique de comptage est basée sur l'utilisation d'une source de lumière blanche. Un petit volume de mesure défini optiquement est éclairé avec une lumière blanche

afin d'analyser la lumière diffusée et de déterminer le nombre et la taille des particules. Les particules passent individuellement à travers ce volume.

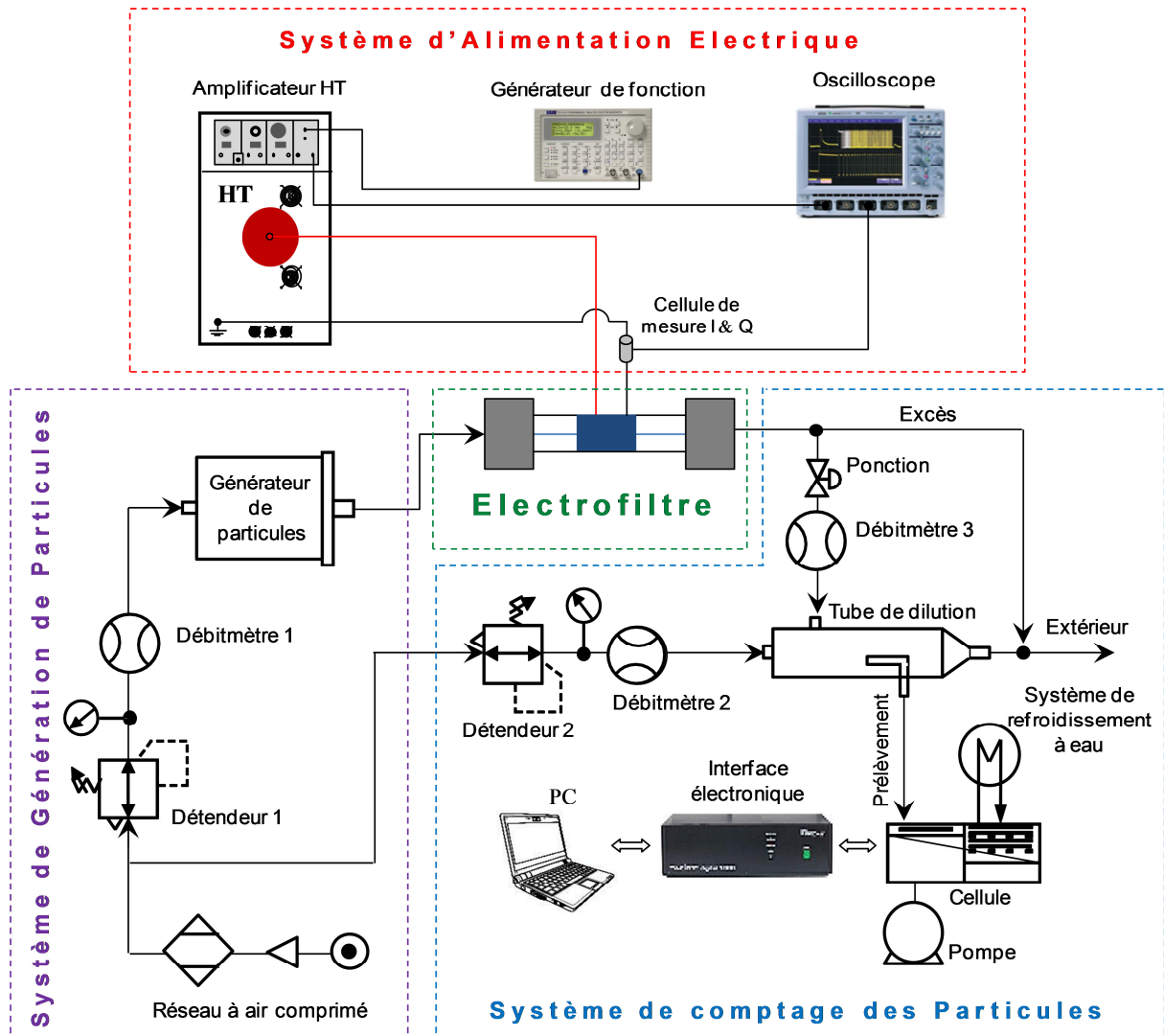


Figure III.1 : Schéma global du dispositif expérimental utilisé pour la caractérisation de la précipitation électrostatique

Pour chaque particule, une impulsion de lumière diffusée d'une intensité spécifique est produite. L'intensité de l'impulsion de lumière diffusée collectée à 90° est le moyen de déterminer la taille des particules. Le nombre de ces impulsions de lumière diffusée, mesuré par unité de temps permet de calculer la concentration particulaire. L'avantage de ce procédé est la totale indépendance entre le nombre de particules et la taille de celles-ci. Cette indépendance est la condition la plus importante pour une bonne résolution analytique.

L'utilisation de la lumière blanche permet une illumination homogène du volume de mesure contrairement à l'illumination par lumière monochromatique. De même, la mesure de l'intensité de la lumière blanche diffusée à 90° évite toute ambiguïté entre l'amplitude des impulsions de lumière diffusée et le diamètre des particules. Enfin, la courbe d'étalonnage est

par conséquent clairement définie, la lumière blanche réduisant les erreurs causées par les particules de forme non sphérique.

III.1.1.2 Description du système

Le système de comptage de particules illustré sur la figure III.1 se compose du granulomètre et d'un dispositif de dilution des gaz. Le granulomètre comporte quatre organes : le module optique, le module électronique, le module de pompage et de refroidissement et le module de post traitement des données. Les principales caractéristiques du granulomètre sont regroupées dans le tableau III.1.

Tableau III.1 : Principales caractéristiques du granulomètre Welas 1000

Gamme	0,18 à 40 μm
Nombre de canaux	32 par décade
Concentration maximale	10^5 part./cm^3
Débit	5 L.mn^{-1}
Source de lumière	Lampe Xénon
Système de refroidissement	Eau

Le tableau III.2, regroupe les caractéristiques des organes du dispositif de dilution.

Tableau III.2 : Caractéristiques du dispositif de dilution

Débit de la ponction	$1,4 \text{ L.mn}^{-1}$
Débit de la dilution	82 L.mn^{-1}
Rapport de la dilution	~60
Dimensions du tunnel (Longueur \times Section)	$(1020 \times 2828) \text{ mm}^3$

III.1.2 La fumée d'encens

III.1.2.1 Propriétés et distribution granulométrique

La composition de la fumée résultant de la combustion de l'encens est très diversifiée. En effet on y retrouve de nombreux polluants qui peuvent être classés en deux catégories : les polluants gazeux et les aérosols. Parmi les polluants gazeux, on compte le monoxyde de carbone (CO), les oxydes d'azote (NO_x), les sulfures d'acide (SO_x) et les composés organiques volatiles (COV). Quant aux aérosols, il s'agit de particules solides et liquides contenant des métaux toxiques [MAN 96, JET 02]. Un exemple de répartition par taille de ces particules d'encens est illustré sur la figure III.2. On peut y voir que la distribution par taille de particules ressemble à une loi log-normale avec un pic autour de 0,3 μm et où le nombre de particules est maximal.

Zukeran *et al.* [ZUK 99] ont par ailleurs montré que la répartition par taille des particules solides après dessèchement de la fumée d'encens atteint un maximum entre 0,2 et 0,3 μm . Nous pouvons dès lors considérer que la grande majorité des particules contenues dans la fumée d'encens peut être assimilée à des particules solides.

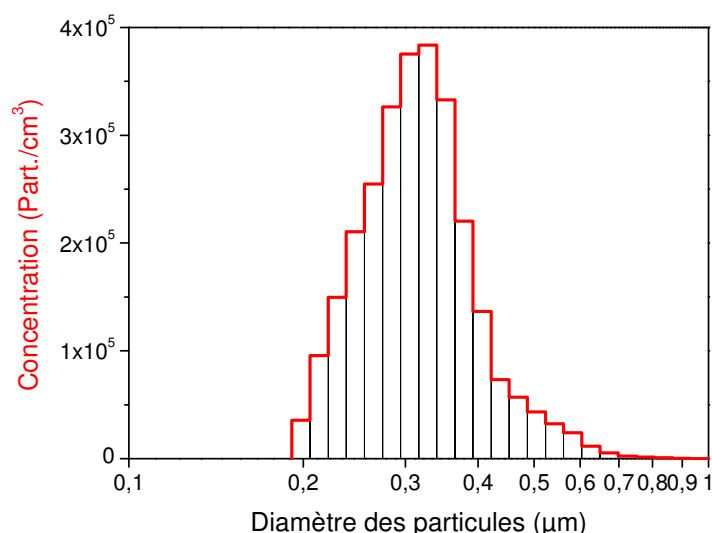


Figure III.2 : Distribution granulométrique des particules d'encens. Conditions expérimentales : Débit = 10 L.mn⁻¹, Deux bâtons d'encens de vanille

La figure III.3 montre une image typique prise au Microscope Électronique à Balayage (MEB) des particules solides contenues dans la fumée d'encens. L'image prise au MEB ne montre que les particules solides car les particules liquides sont évaporées au cours du processus de préparation de l'échantillon à observer. On y voit que les particules sont de forme presque sphérique et que certaines d'entre elles sont agglomérées.



Figure III.3 : Image typique prise au Microscope Électronique à Balayage des particules solides contenues dans la fumée d'encens [ZUK 99]

Du fait de leur résistivité (environ $7,6 \times 10^{10} \Omega \text{ cm}$), les particules peuvent s'agglomérer [ZUK 99]. Lorsque la densité est élevée, le phénomène est encore plus marqué. Ceci induit l'apparition d'un deuxième pic dans la distribution granulométrique, correspondant à une nouvelle population de particules de grosses tailles [POD 08]. Au cours de nos expérimentations, nous avons observé ce phénomène lorsque la concentration de fumée est élevée à cause de l'utilisation de nombreux bâtons d'encens et à un faible débit de l'écoulement principal. À partir de ces observations, nous nous sommes mis dans les conditions expérimentales requises pour que n'apparaisse pas cette population de grosses particules.

À cause du caractère néfaste de la fumée d'encens sur la santé humaine tel que mentionné plus haut, nous avons pris quelques précautions d'usage (port de masque, expérimentation en circuit étanche avec extraction des fumées vers l'extérieur, aération régulière de la salle d'expérimentation). Le choix d'utiliser la fumée d'encens malgré sa composition se justifie par les avantages qu'offre cette utilisation : absence de problèmes de condensation rencontrés avec les gaz d'échappement diesel, possibilité de faire les expérimentations dans des salles classiques (non insonorisée, sans double ventilation), simplicité de fonctionnement du générateur de fumée, par exemple.

III.1.2.2 Système de génération de la fumée

Le système de génération de fumée fournit les gaz à traiter. La fumée d'encens est produite dans une enceinte close ayant une entrée et une sortie d'air (figure III.1). L'air constituant l'écoulement principal qui arrive dans cette enceinte est préalablement asséché dans un dessiccateur à grains de silice garantissant un taux d'humidité relative inférieur à 5 %. Le mélange de l'air propre et de la fumée se fait dans l'enceinte puis il est directement apporté à l'entrée de l'électrofiltre. Afin de maintenir la même densité de particules, nous brûlons toujours le même nombre de bâtons d'encens (deux) avant chaque série de mesure. Ce nombre a été choisi en tenant compte des capacités du granulomètre limité à 25000 particules réellement comptées par mesure. Au-delà de cette quantité de particules, plus d'une particule peut se trouver dans le volume de mesure, le système émet alors un signal d'alarme. Dans ce cas, le système compte deux particules comme une seule particule de grosse taille. Résultat, la concentration en particules est sous-évaluée et la répartition en taille décalée vers la droite, c'est-à-dire vers les grosses particules. L'efficacité est alors meilleure qu'elle ne l'est réellement.

III.1.3 Protocole de comptage des particules

III.1.3.1 Protocole de mesure

Avant d'en venir au protocole de mesure proprement dit, précisons que nous procédons à la calibration du granulomètre avant toute campagne de mesure. L'appareil est calibré avec des particules mono-dispersées de Latex ayant un diamètre équivalent de $0,9 \mu\text{m}$ (PALAS, Cal Dust 1100). Le calcul de l'efficacité nécessite trois mesures de concentration : deux mesures "électrofiltre à l'arrêt" (ou mesure amont) et une mesure "électrofiltre en marche" (ou mesure aval).

Étant donné que nous prenons deux mesures avec l'électrofiltre à l'arrêt, il faut qu'il y ait le plus petit écart entre elles pour des raisons de reproductibilité. Ainsi donc, nous ne tolérons qu'un écart maximum de 10 % entre les deux mesures en amont.

Par ailleurs, la concentration de particules pour une mesure en amont doit être comprise entre 10000 et 20000 particules / Mesure. Pour ce faire, il est essentiel d'opérer dans une fenêtre temporelle déterminée par la courbe de combustion de l'encens. Le respect de ce protocole en plus de quelques règles simples garantit une bonne reproductibilité des mesures.

Parmi ces règles, nous pouvons citer l'utilisation du même type de bâtons d'encens ou encore l'exécution d'une campagne de mesure dans les mêmes conditions extérieures.

III.1.3.2 Courbe d'évolution de la combustion de l'encens

La figure III.4 montre la courbe d'évolution de la combustion de l'encens. On y voit que la concentration de particules fluctue pendant les premières minutes de la combustion puis se stabilise pendant une durée relativement longue avant de chuter. Les mesures d'efficacité que nous effectuons sont relevées pendant la phase stable de la combustion (phase II). Sa durée varie légèrement d'une expérience à l'autre mais est de toute évidence assez longue pour effectuer une série de mesures sans avoir à ouvrir le générateur de fumée. Nous laissons s'écouler les quatre premières minutes puis effectuons des mesures pendant une durée d'environ 30 minutes.

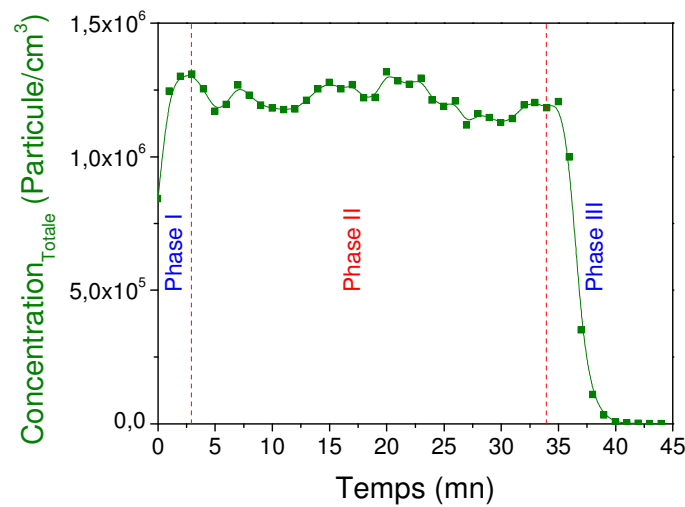


Figure III.4 : Courbe d'évolution de la combustion de l'encens. Conditions expérimentales : débit = 10 L.mn^{-1}

III.1.3.3 Efficacité de collecte et pénétration

Une mesure d'efficacité dure au total environ 60 s réparties entre les trois mesures de concentration (Arrêt / Marche / Arrêt), à raison de 10 s par mesure et par intervalle de pause (figure III.5). Des mesures complémentaires ont montré que l'augmentation de la durée de la mesure au-delà de 10 s n'avait pas d'incidence majeure sur le résultat final.

La notion conventionnelle d'efficacité de collecte des particules de masse / volume n'est pas adaptée au cas des particules submicroniques. Dans cette étude, l'efficacité de collecte en termes de nombre / volume est considérée. L'efficacité de collecte (η) est défini comme suit :

$$\eta = 1 - \frac{N_{ON}}{N_{OFF}} \quad (\text{III.1})$$

où N_{ON} et N_{OFF} sont le nombre de particules par cm^3 avec et sans plasma, respectivement.

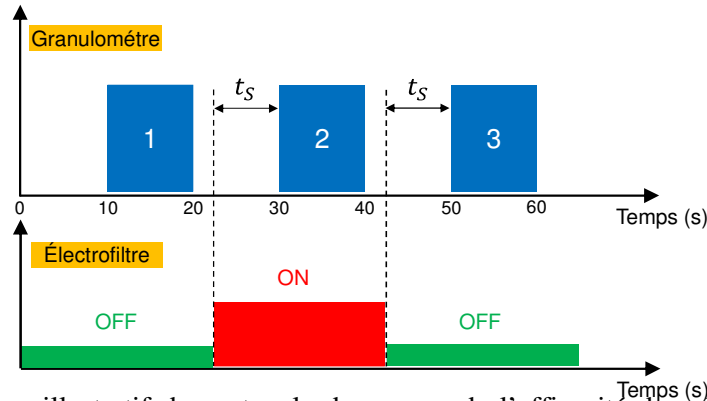


Figure III.5 : Schéma illustratif du protocole de mesure de l'efficacité de collecte (t_s est le temps nécessaire pour la stabilisation de la concentration au niveau du tube de dilution)

Lorsque l'efficacité de collecte culmine à des valeurs proches de 100 %, une manière de mettre en évidence les variations de cette dernière est d'exprimer la pénétration qui est :

$$Pn_t(\%) = 100 - \eta(\%) \quad (III.2)$$

avec : Pn_t est la pénétration.

III.1.3.4 Stabilité de l'électrofiltre

Du comportement de la décharge au cours du temps dépend la reproductibilité des mesures. La figure III.6 montre la courbe de stabilité de l'électrofiltre. Elle est notamment représentée en termes d'efficacité de collecte et de pénétration.

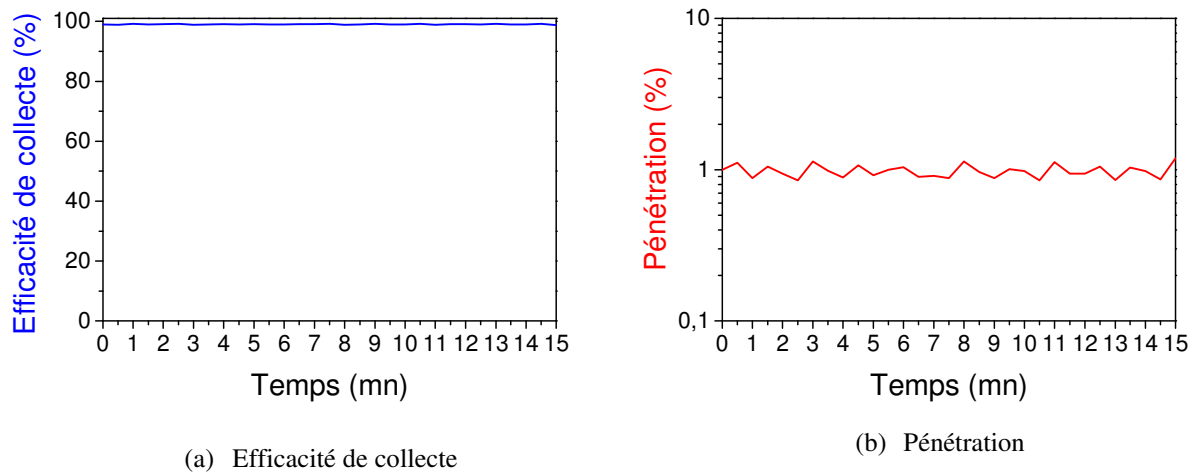


Figure III.6 : Courbe de stabilité de l'électrofiltre. Conditions expérimentales : Tension = 22 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn⁻¹

Le but de cette expérience est de mettre en évidence le comportement de la décharge au cours du temps, en matière de filtration. Le choix des paramètres électriques (tension et fréquence) et du débit a été essentiel afin que le dispositif ne subisse aucune élévation anormale de température. Dans ce cas, les résultats obtenus montrent que le rendement oscille autour d'une valeur stable avec un taux de variation de 0,5 %. A la lumière de ces résultats, le

sentiment qu'on a en tant qu'expérimentateur est que ces mesures qui s'étalent sur trois années sont d'une grande reproductibilité.

III.2 Différentes approches des performances des électrofiltres

L'efficacité de collecte peut être calculée aussi bien à partir de la concentration par classe de taille qu'à partir de la concentration totale. On parle alors d'efficacité par classe ou d'efficacité globale.

III.2.1 Approche par efficacité par classe

Il est préférable d'exprimer l'efficacité de collecte par classe, lorsqu'on voit un intérêt à connaître le rendement pour deux populations de particules distinctes appartenant au même gaz.

La figure III.7 montre un exemple de distribution granulométrique des particules d'encens avec et sans filtration, de même que le rendement associé. On peut voir sur les courbes de distribution granulométrique que l'effet de la filtration est visible pour chaque classe de particules. On retrouve la distribution initiale en «log-normale» à l'issue de la filtration, signe qu'au cours du processus de filtration, toutes les classes de particules sont réduites. Ceci ne s'opère cependant pas de la même façon quelle que soit la taille de particule considérée. En effet, dans cette gamme de taille de particules, l'efficacité de collecte augmente avec la taille des particules. Les particules de grosse taille reçoivent plus de charges à leur surface (mécanisme de charge par champ, voir chapitre I). Elles acquièrent ainsi une plus grande vitesse de migration et par conséquent, elles sont plus facilement collectées. Il est à noter également que ces courbes d'efficacité suivent la même allure que celles obtenues pour l'efficacité globale.

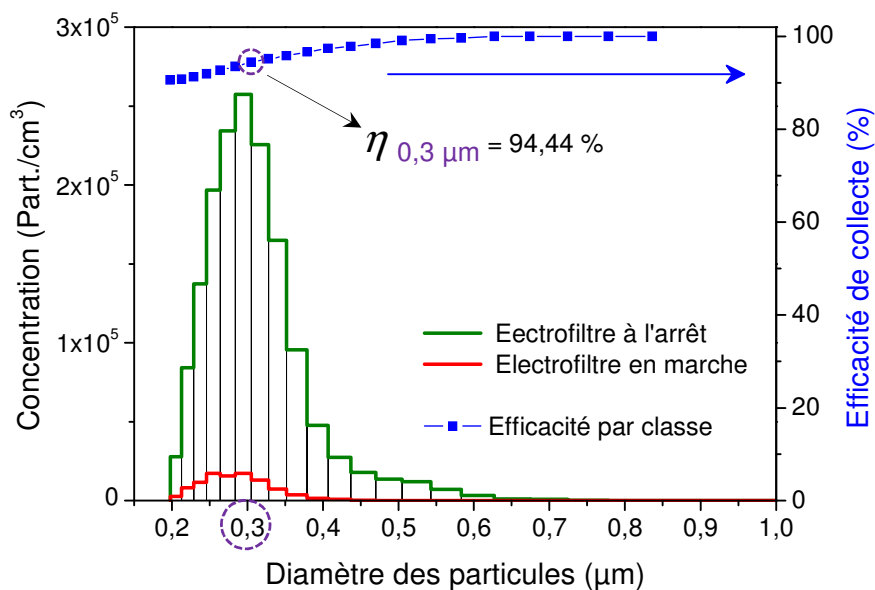


Figure III.7 : Répartitions granulométriques des particules et rendements associés dans le cas de la fumée d'encens. Conditions expérimentales : Débit = 10 L.mn⁻¹

III.2.2 Approche par efficacité globale

L'efficacité globale rend compte des performances globales de l'électrofiltre. Elle constitue un bon outil d'analyse quantitative des phénomènes ayant lieu au cours du processus de filtration. Le calcul de l'efficacité de collecte globale d'un électrofiltre ne fait pas apparaître l'efficacité pour une taille donnée de particule. Ce mode de calcul peut être très intéressant lorsqu'une grande majorité des particules à tester est de la même taille. Dans le cas de l'encens, nous sommes justement dans ce cas de figure, où les particules les plus nombreuses sont approximativement autour de la classe 0,3 μm . Dans l'exemple qui est donnée sur la figure III.7, l'efficacité de collecte pour la classe de particule de 0,3 μm est de 94,44 %. Tandis que l'efficacité globale dans les mêmes conditions expérimentales est de 96,71 %. Il ressort de l'ensemble de ces résultats que l'efficacité globale est tout à fait représentative de l'efficacité par classe pour 0,3 μm . Pour cette raison et bien d'autres (performances globales des électrofiltres plus adaptées aux études paramétriques), nous choisissons pour la suite d'exprimer les performances des électrofiltres en efficacité globale.

III.3 Analyse des performances de l'électrofiltre de référence

L'efficacité de collecte est influencée par plusieurs paramètres tels que l'amplitude de la tension appliquée et sa forme d'onde, la fréquence, le débit, la configuration géométrique, la concentration des particules, la température, entre autres. Une analyse des performances de filtration de l'électrofiltre de référence ainsi qu'une comparaison avec celles de l'électrofiltre fil-cylindre seront étudiés dans cette section.

III.3.1 Effet du débit

Nous avons étudié l'influence du débit de l'écoulement principal sur l'efficacité de collecte de l'électrofiltre de référence. La figure III.8 illustre l'évolution de l'efficacité de collecte pour différents débits (5, 10, 15 et 20 $\text{L}\cdot\text{mn}^{-1}$) à tension et fréquence fixes (14 kV, 100 Hz).

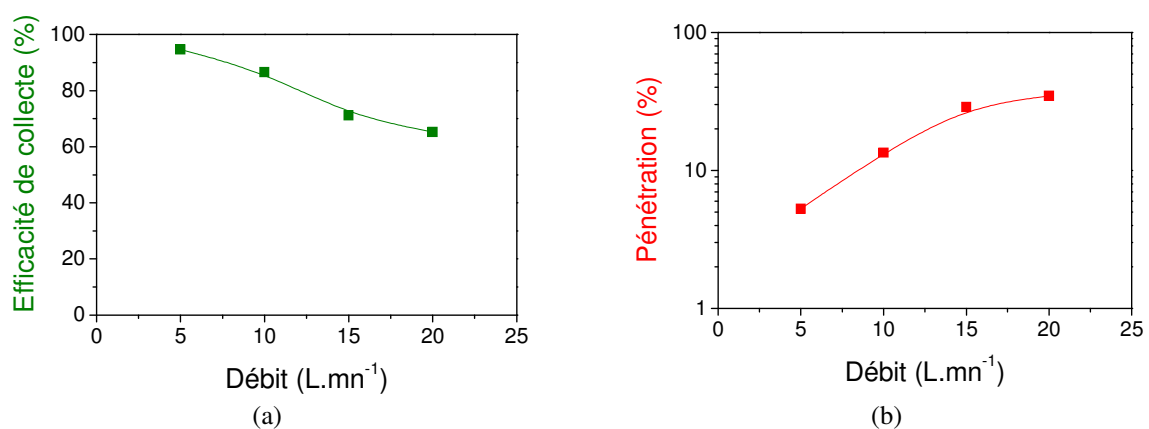


Figure III.8 : Effet du débit sur l'évolution de l'efficacité de collection (a) et de la pénétration (b). Conditions expérimentales : Tension = 14 kV, fréquence = 100 Hz

L'augmentation du débit de l'écoulement gazeux à l'intérieur de l'électrofiltre qui varie de 5 à 20 L.mn⁻¹, correspondant à une diminution du temps de transit (temps nécessaire au gaz pour traverser le volume actif) compris entre 0,15 et 0,6 s. Ceci explique la diminution de l'efficacité de collecte car la distance caractéristique à laquelle une particule sera collectée s'allonge (équation I.26, chapitre I).

III.3.2 Effet de la tension

La figure III.9 (a) illustre l'évolution de l'efficacité de collecte dans l'électrofiltre de référence en fonction de la tension appliquée à une fréquence de 100 Hz et un débit fixe de 10 L.mn⁻¹. Les pénétrations correspondantes sont représentées sur la figure III.9 (b).

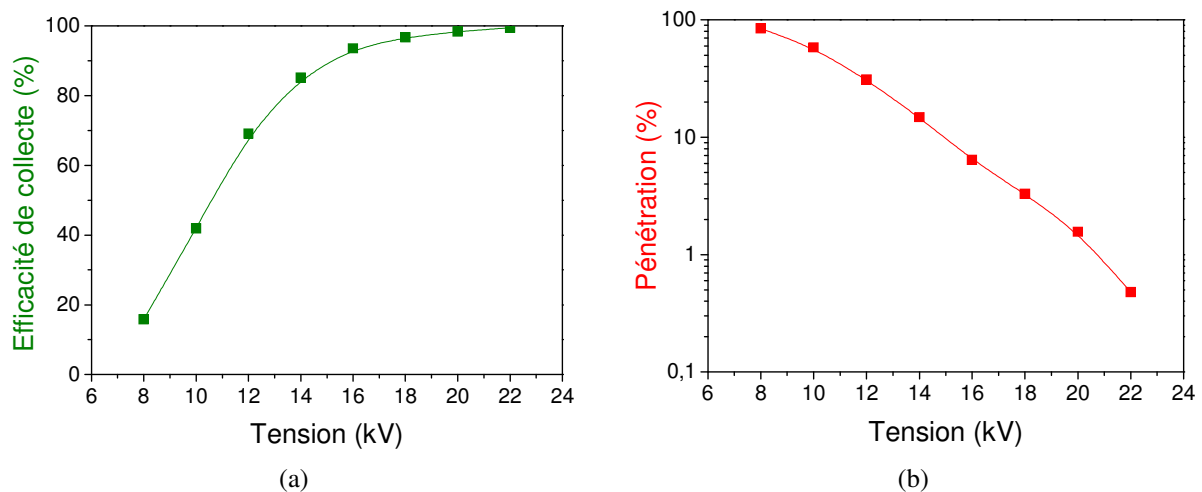


Figure III.9 : Courbes de l'efficacité de collection (a) et de la pénétration (b) en fonction de la tension appliquée. Conditions expérimentales: Fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn⁻¹

Il est clair que l'efficacité de collecte croît avec la tension, c'est-à-dire que plus élevée est la tension appliquée, plus grande est l'efficacité de collecte. Ceci s'explique par l'augmentation de la charge électrique apportée aux particules et l'augmentation de la force qu'elles subissent, lorsque la tension augmente.

III.3.3 Effet de la fréquence

La figure III.10 présente l'évolution de l'efficacité de collecte (Figure III.10 (a)) et de la pénétration (figure III.10 (b)) pour différentes valeurs de la tension appliquée. Il en ressort que l'effet de la fréquence sur les performances de l'électrofiltre de référence dépend de la gamme des fréquences utilisées. En effet, l'efficacité de collecte est globalement faible pour des fréquences inférieures à 1 Hz et des fréquences supérieures à 100 Hz.

Aux basses fréquences (< 1 Hz), l'efficacité de collecte est faible dans la configuration fil-tube carré en raison du fonctionnement intermittent de la décharge. En effet, entre deux demi-périodes successives, la décharge s'interrompt pendant un laps de temps très court mais, de l'ordre du temps de résidence des particules dans l'électrofiltre. Par conséquent, pendant le transit dans la zone active, une partie des particules n'est pas du tout ou pas assez chargée.

Elles peuvent alors sortir de l'électrofiltre avant d'y être piégées grâce à l'action du champ électrique.

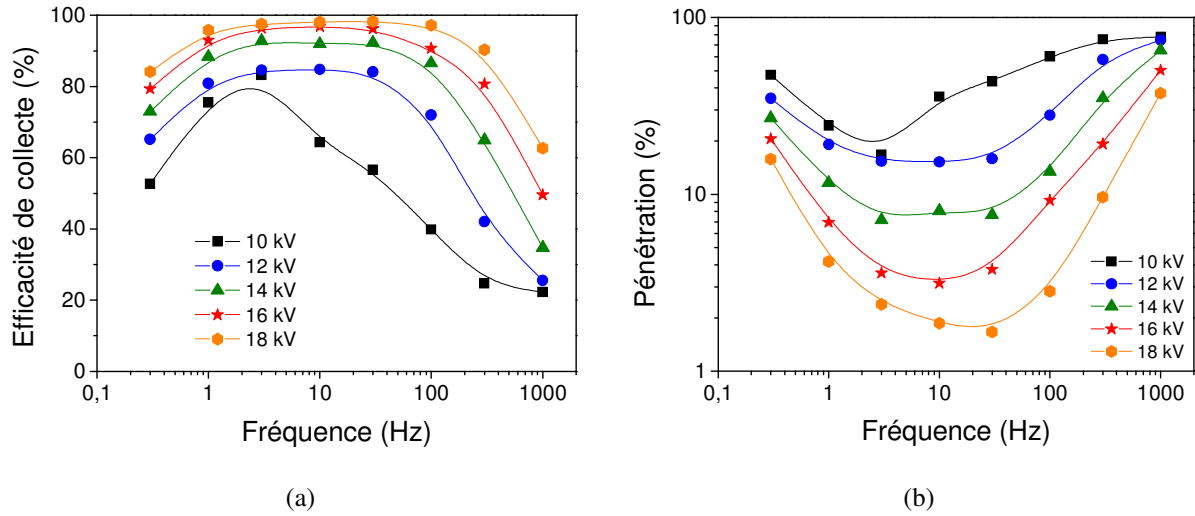


Figure III.10 : Courbes de l'efficacité de collecte (a) et de la pénétration (b) en fonction de la fréquence pour différentes tensions. Conditions expérimentales: débit = 10 L. mn⁻¹

Interprétation

Le temps Δt que met une particule pour traverser la zone de décharge de longueur active L à la vitesse v est donné par l'équation III.3.

$$\Delta t = \frac{L}{v} \quad (III.3)$$

La vitesse v est obtenue à partir de la relation de la relation III.4 faisant intervenir le débit volumique Q et la section S des électrofiltres.

$$v = \frac{Q}{S} \quad (III.4)$$

Il en résulte l'expression de Δt donnée par la relation III.5. Si on suppose que le temps de pause de la décharge sur une période T du signal de tension est $t_0 = T/4$ (figure III.11).

$$\Delta t = \frac{L \cdot S}{Q} \quad (III.5)$$

On obtient alors la relation III.6 :

$$T = 4 \cdot t_0 = 4 \cdot \Delta t \quad (III.6)$$

Dans nos conditions expérimentales ($L = 80$ mm, $Q = 10$ L. mn⁻¹ et $S = 625$ mm²), $T = 1.2$ s soit environ une fréquence de 0.83 Hz. On est bien dans la plage des fréquences inférieures à 1 Hz. Ceci étaye nos explications sur l'effet du fonctionnement intermittent de la décharge sur l'efficacité de collecte.

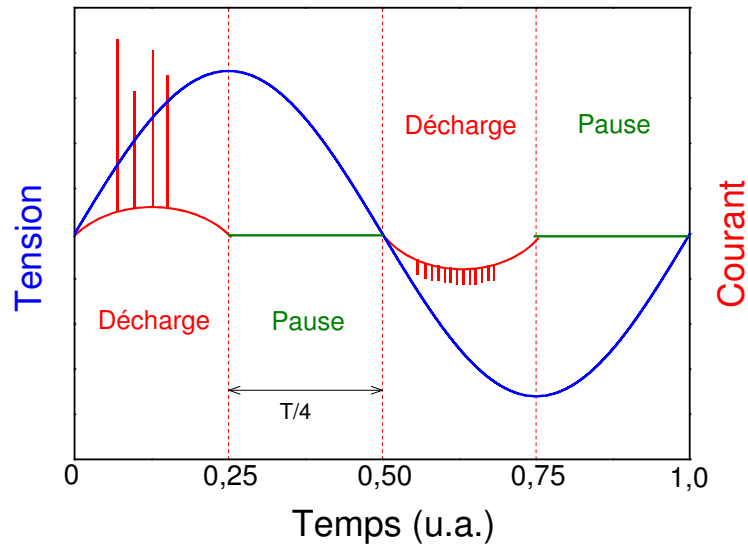


Figure III.11 : Schéma des différentes phases d'activité et de pause de la décharge sur une période T du signal de tension

Les phénomènes à l'origine de la chute de l'efficacité de collecte à des fréquences plus élevées (> 100 Hz) sont de toute autre nature. En effet, en raison de l'élévation de la fréquence, l'amplitude maximale que peut atteindre le mouvement oscillatoire d'une particule d'une alternance à l'autre diminue. Les particules oscillent alors entre les électrodes sans pouvoir être collectées. C'est ce mécanisme qui est à l'origine de la baisse de l'efficacité de collecte.

Interprétation

Dans la configuration fil-tube carré, la charge des particules est bipolaire. À chaque alternance du signal de tension, les particules reçoivent des charges du même signe que la polarité du fil qui est alternativement positive puis négative.

Lorsque la tension est sur sa première demi-alternance, la polarité du fil est positive, de même que les charges reçues par les particules. Le champ électrique est alors orienté du fil vers le tube. Il en résulte un mouvement des particules dans le même sens.

Lorsque la tension passe sur la demi-alternance suivante, la polarité du fil devient négative et le champ électrique est orienté du tube vers le fil. Dans cette configuration précise, on distingue deux cas de figures. Les particules non chargées, ou qui le sont faiblement, acquièrent rapidement une charge nette négative et se déplacent dans le sens contraire à celui du champ électrique. Par contre, les particules fortement chargées positivement acquièrent une charge nette négative plus lentement parce que leurs charges positives sont préalablement neutralisées avant qu'elles ne se chargent négativement.

Au cours de ce processus, ces particules chargées positivement sont soumises au champ électrique et se déplacent dans le même sens que ce dernier, soit du tube vers le fil. La figure III.12 illustre le mouvement d'une particule au cours de ce processus de charge.

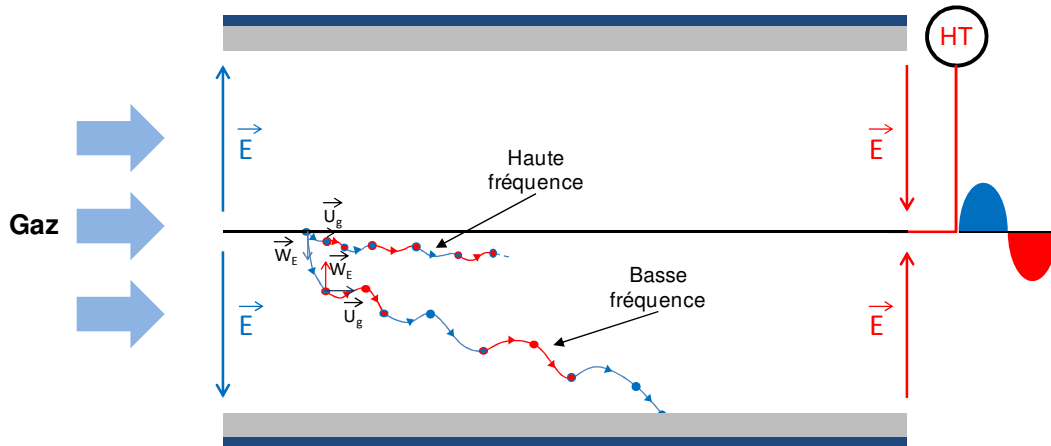


Figure III.12 : Schématisation du mouvement oscillatoire des particules au sein de l'électrofiltre fil-tube carré en basse et haute fréquences

III.3.4 Coût énergétique

Dans la perspective d'une bonne estimation des performances énergétiques de l'électrofiltre de référence, nous avons relevé les courbes des puissances consommées de la configuration de référence en effectuant un balayage assez large en tension et en fréquence. La figure III.13 représente l'évolution de la puissance moyenne consommée pour plusieurs niveaux de tension à des fréquences variant entre 0,3 Hz et 1000 Hz. Il est clair que la puissance consommée augmente avec l'augmentation de la fréquence et la tension.

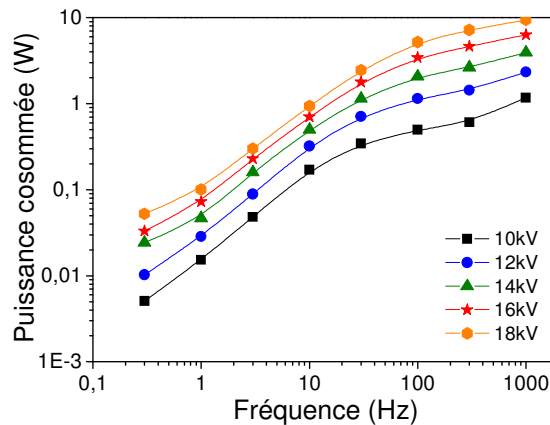


Figure III.13 : La puissance moyenne consommée en fonction de la fréquence pour différentes tensions. Conditions expérimentales: débit = 10 L.mn⁻¹, avec particules

Afin d'estimer le coût énergétique de l'électrofiltre de référence, nous avons croisé les courbes de la pénétration avec celles de la puissance. Dans ce qui suit de notre étude, nous nous contenterons de la grandeur "pénétration" pour l'estimation des performances de l'électrofiltre.

La figure III.14 représente l'évolution de la pénétration en fonction de la puissance moyenne consommée à fréquence variable et à plusieurs niveaux de tension. Elle montre que, à fréquence fixe, l'efficacité de collecte croît graduellement avec l'augmentation de la

puissance. Le gain en performance que nous réalisons en augmentant la tension se traduit par une augmentation du coût énergétique de notre électrofiltre.

En effet, l'amélioration des performances de l'électrofiltre constatée lors de l'augmentatoin de la tension appliquée, s'explique par l'augmentation de la puissance électrique consommée. Ce qui se traduit par plus de charges électriques injectées dans l'espace inter-électrodes, ce qui améliore les possibilités de charge des particules.

A tension fixe, elle augmente pour atteindre un optimum avant de décroître. Ceci confirme l'effet de la fréquence sur les processus de charge et de captation des particules. Car même avec plus de puissance injectée, l'efficacité du filtre peut diminuer.

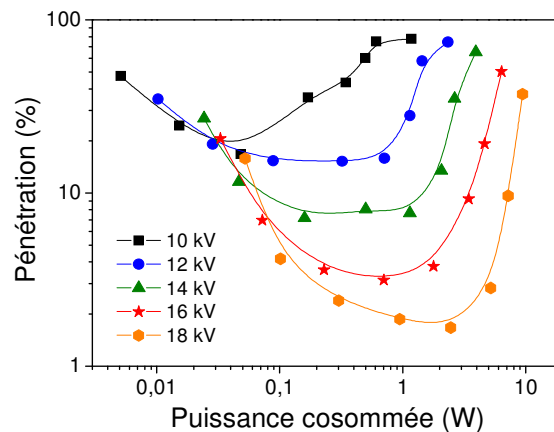


Figure III.14 : Courbes de la pénétration en fonction de la puissance moyenne consommée pour différents niveaux de tension. Conditions expérimentales: Débit = 10 L.mn^{-1} , avec particules

III.4 Étude comparative entre la configuration fil-cylindre et la configuration de référence

Dans notre travail, le choix de la géométrie carrée obéit à un souci d'implémentation industrielle de l'électrofiltre. En effet la configuration carrée permet un écoulement du flux d'air plus uniforme ainsi qu'une surface active plus grande que celle de la configuration cylindrique (figure III.15). Afin d'analyser l'effet de la géométrie de l'électrofiltre sur ses performances, nous avons effectué une étude comparative entre les deux configurations.

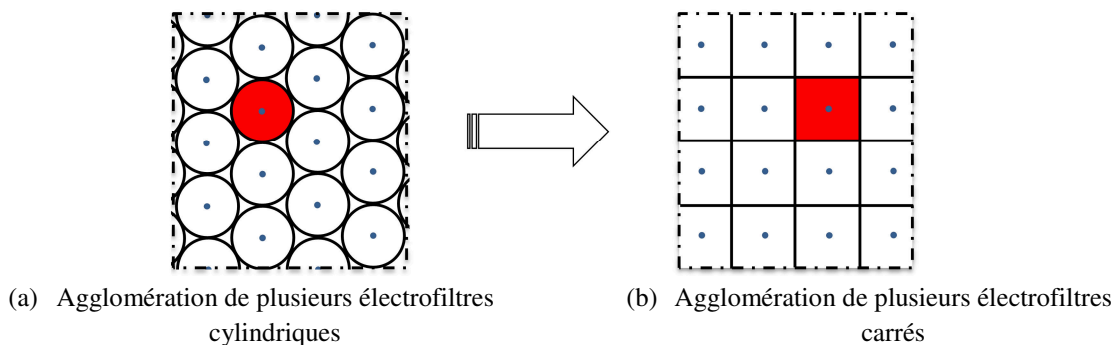


Figure III.15 : Schéma de l'agglomération de plusieurs électrofiltres de forme cylindrique (a) et carré (b)

III.4.1 Description de l'électrofiltre cylindrique

L'électrofiltre fil-cylindre est schématisé sur la figure III.16. Il se compose d'un tube cylindrique en verre borosilicaté (longueur 300 mm, épaisseur 2mm et diamètre extérieur de 32 mm) et deux électrodes métalliques. L'électrode de masse est en feuille d'aluminium adhésive de longueur 80 mm et d'épaisseur 80 μm . L'électrode active est du même type que celle qui a servi dans l'électrofiltre DBD fil-tube carré. Ainsi, la comparaison a été faite en ayant le même volume active équivalent ($V_{\text{Actif}} = 50 \text{ cm}^3$).

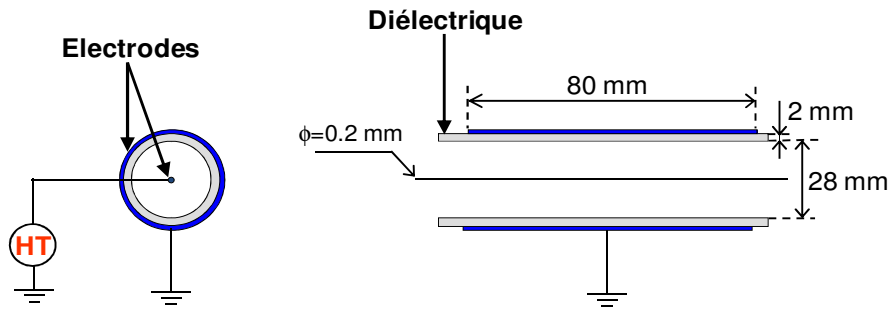


Figure III.16 : Vue schématique de l'électrofiltre DBD de forme cylindrique

III.4.2 Formes d'ondes typiques du courant et de la tension

La figure III.17 illustre l'évolution de la tension et du courant de décharge en fonction du temps dans la configuration fil-cylindre (figure III.17 (a)) et dans la configuration fil-tube carré (figure III.17 (b)). Ces formes d'ondes ont été obtenues à une tension de 18 kV, une fréquence de 100 Hz et pour un débit de 10 $\text{L}\cdot\text{mn}^{-1}$.

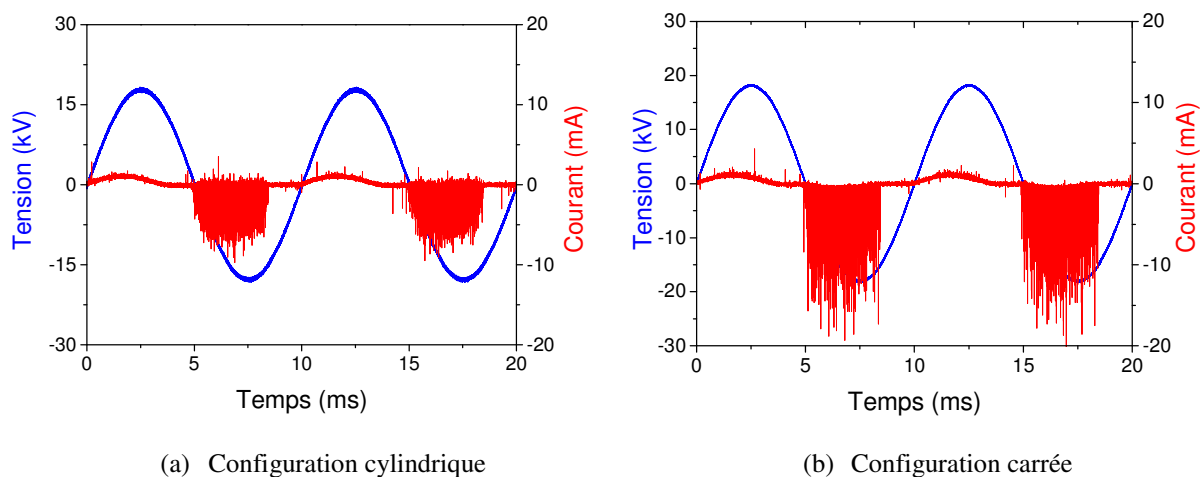


Figure III.17 : Courbes de la tension et du courant de décharge en fonction du temps des deux électrofiltres. Conditions expérimentales: Tension = 18 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 $\text{L}\cdot\text{mn}^{-1}$

Nous constatons que les deux électrofiltres présentent le même type de décharge électrique. La forme d'onde du courant présente un pic de faible amplitude et de longue durée sur l'alternance positive synonyme d'une décharge de type corona glow. Tandis que sur l'alternance négative en plus d'un pic similaire, il y a de nombreuses impulsions de Trichel.

Ces dernières sont plus nombreuses et ont des amplitudes plus élevés dans le cas de la configuration carrée.

La figure III.18 présente une comparaison des courbes de Lissajous dans la configuration fil-cylindre et dans la configuration fil-tube carré. Elle montre que l'énergie par cycle (l'aire de la courbe charge / tension) est la même dans les deux électrofiltres. Ce résultat confirme la similitude du comportement électrique des deux configurations.

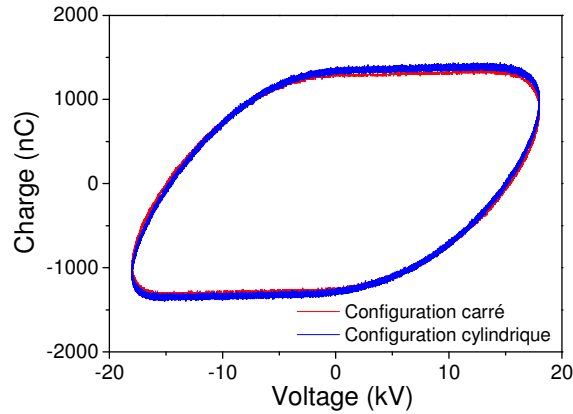


Figure III.18 : Courbes de Lissajous des configurations cylindrique et carrée. Conditions expérimentales : Tension = 18 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn⁻¹

III.4.3 Courbes d'efficacité

Les courbes d'efficacité de collecte relevées en fonction de la tension et de la fréquence (figure III.19) révèlent un comportement très proche dans les deux configurations.

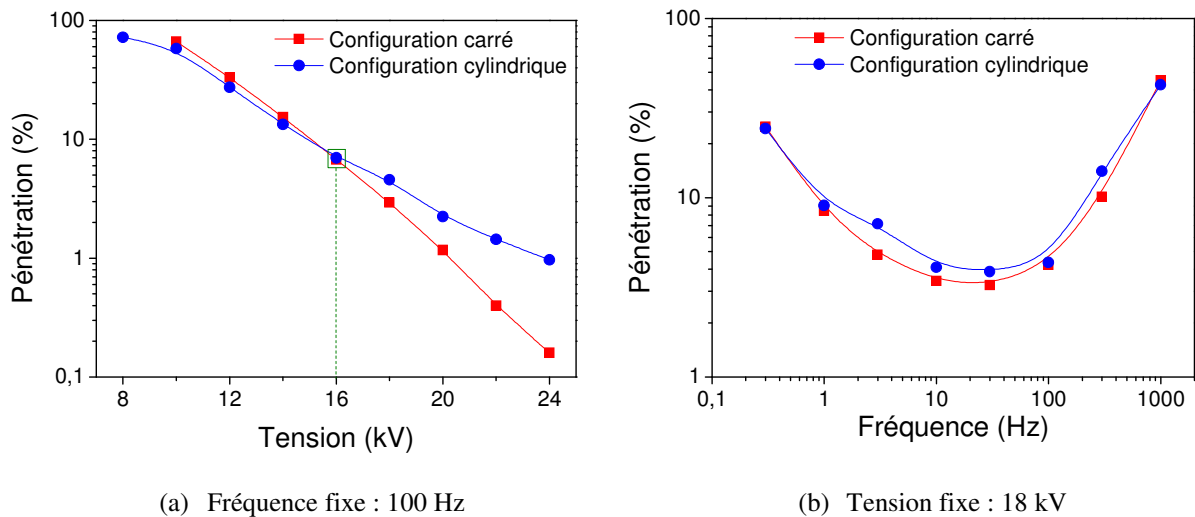


Figure III.19 : Comparaison de l'évolution de la pénétration dans les deux configurations. Conditions expérimentales : Débit = 10 L.mn⁻¹

Lorsqu'on observe par exemple les courbes de la figure III.19 (a), on s'aperçoit que la tension d'amorçage de la décharge est du même ordre dans les deux configurations. Pour les tensions inférieures à 16 kV, la dynamique est quasiment la même dans les deux

configurations. A la tension 16 kV, il existe un point de fonctionnement commun pour les deux configurations.

Enfin, au-delà de 16 kV, la dynamique de croissance de l'efficacité dans la configuration de référence prend le dessus qui semble être plus performant pour les tensions élevées. En effet, les deux courbes de pénétrations atteignent 1% (efficacité de collecte de 99 %). Nous constatons que les performances de la configuration carrée dépassent même cette valeur lorsque la tension appliquée est supérieur à 20 kV.

L'effet de la fréquence sur l'efficacité de collecte s'apparente plutôt à celui d'un filtre coupe-bande avec une fréquence de coupure haute et une fréquence de coupure basse (figure III.19 (b)). On retrouve également sur ces courbes beaucoup de similitudes entre les deux configurations.

III.4.4 Coût énergétique des deux électrofiltres

L'allure générale des courbes de puissances des deux électrofiltres est présentée sur la figure III.20. L'évolution de la puissance moyenne consommée en fonction de la tension dans les deux électrofiltres à la fréquence de 100 Hz (figure III.20 (a)) et celle en fonction de la fréquence à la tension de 18 kV (figure III.20 (b)) font ressortir que, à tension et fréquence fixe, la puissance consommée est presque identique dans les deux configurations.

Cela nous consolide dans notre approche lors du choix de l'électrofiltre cylindrique (même volume active) et démontre encore une fois, la similitude du comportement électrique des deux électrofiltres.

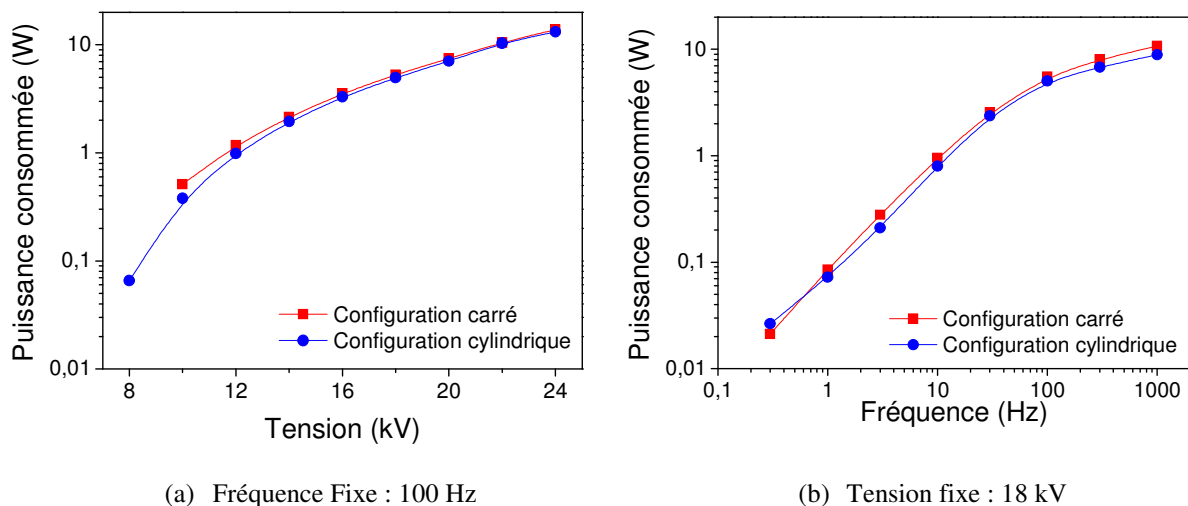


Figure III.20 : Comparaison de l'évolution de la puissance moyenne consommée dans les configurations cylindrique et carrée. Conditions expérimentales : Débit 10 L.mn⁻¹

La figure III.21 montre les courbes de pénétration en fonction de la puissance consommée pour l'électrofiltre fil-cylindre ainsi que l'électrofiltre de référence. Les courbes à fréquence fixe (Figure III.21 (a)) révèlent que les performances des électrofiltres augmentent avec l'augmentation de puissance injectée. Avec un point de fonctionnement commun à la

tension de 16 kV, la configuration fil-cylindre semble être plus performante pour les tensions inférieures à 16 kV tandis que la configuration carrée l'est pour les tensions supérieures à 16 kV.

À tension fixe, nous observons un rendement quasi identique avec les deux électrofiltres, à 1% près. Les deux configurations atteignent les 90% d'efficacité (Pénétration de 10%) pour une puissance inférieure à 0.1 W. Les deux électrofiltres arrivent à leurs optimums pour des puissances comprises entre 1 et 10 W. Au-delà de 100 Hz (10 W), leurs efficacités se détériorent considérablement.

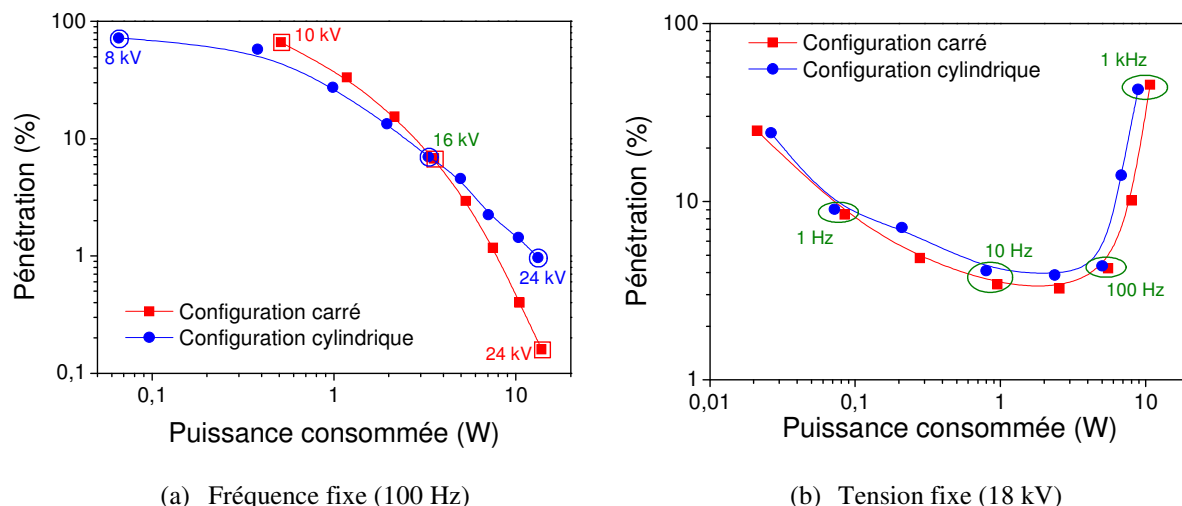


Figure III.21 : Comparaison de l'évolution de la pénétration en fonction de la puissance moyenne consommée dans les deux configurations. Conditions expérimentales : Débit = 10 L.mn⁻¹

III.5 Synthèse du chapitre III

Dans le cadre de l'analyse granulométrique de la précipitation électrostatique, nous avons utilisé de la fumée d'encens dont la distribution par taille de particules ressemble à une loi log-normale avec un pic autour de 0,3 μm . Les tests de stabilité effectués sur les électrofiltres étudiés ont par ailleurs montré une grande reproductibilité des mesures. Les performances globales des électrofiltres étant plus adaptées aux études paramétriques, nous avons choisis de les exprimer en efficacité globale.

Les mesures réalisées ont porté sur l'influence du débit, de la tension et de la fréquence sur les performances de l'électrofiltre de référence. Les résultats obtenus montrent que l'efficacité de collecte augmente au fur et à mesure de l'élévation de la tension appliquée en raison de l'accroissement du champ électrique dont elle s'accompagne.

En ce qui concerne l'influence de la fréquence, les résultats obtenus dans la configuration de référence révèlent que le comportement de l'électrofiltre dépend de la gamme des fréquences appliquées. En effet, aux fréquences basses, l'efficacité de collecte est faible en raison de l'intermittence de la décharge. Aux fréquences moyennes, elle se stabilise puis diminue aux fréquences élevées à cause des phénomènes d'oscillation des particules.

Afin de justifier le choix de la configuration fil-tube carré, nous avons effectué une étude comparative avec une configuration fil-cylindre. Il ressort globalement de cette étude que les deux électrofiltres ont un comportement électrique très proche. En outre, la comparaison des deux électrofiltres à montrer la supériorité de l'efficacité de la configuration carrée à fréquence fixe pour les tensions élevées.

Chapitre IV

Optimisation géométrique de l'électrofiltre de référence

Chapitre IV

Optimisation géométrique de l'électrofiltre de référence

Dans le cadre de ce chapitre, nous allons procéder à l'évaluation de l'effet des paramètres géométriques sur les performances de l'électrofiltre de référence précédemment caractérisé. Il s'agit notamment du diamètre du fil, de la longueur de la contre-électrode, du nombre de faces collectrices, de la section du tube et de la discrétisation de l'électrode de masse. Cette évaluation consistera à déterminer son efficacité de collecte dans des conditions expérimentales diverses et sous contrôle. Les résultats obtenus seront analysés. Ensuite, nous comparerons les performances de l'électrofiltre de référence par rapport à un électrofiltre dont l'électrode active est placée à l'intérieur d'un tube capillaire en verre. Cette étude nous permettra de faire ressortir l'effet de la présence d'une deuxième barrière diélectrique sur les caractéristiques et les performances de l'électrofiltre.

In fine, l'objectif recherché dans ce chapitre est une évaluation des tendances de l'évolution des performances de l'électrofiltre selon ces différents paramètres géométriques et conceptuelles.

IV.1 Influence des paramètres géométriques sur les performances de l'électrofiltre de référence

Nous nous sommes intéressés à l'influence de quelques paramètres géométriques sur l'efficacité de collecte. Il s'agit notamment du diamètre du fil, de la section du tube, du nombre de faces collectrices et de la largeur de la contre-électrode et sa discrétisation. Ces paramètres sont étudiés dans la configuration de référence. L'étude a été menée en utilisant le même dispositif expérimental décrit au chapitre précédent.

Nous n'avons pas introduit les formes d'onde de courant et de charge pour alléger le chapitre mais aussi, parce que nous n'avons pas observé de modifications majeurs sur le régime de décharge.

IV.1.1 Diamètre du fil

Nous avons étudié l'influence du diamètre du fil (électrode active) sur l'efficacité de collecte de l'électrofiltre de référence. La figure IV.1 montre la caractéristique puissance-tension pour différentes valeurs de diamètre du fil dans la gamme de 0,2 à 1,5 mm.

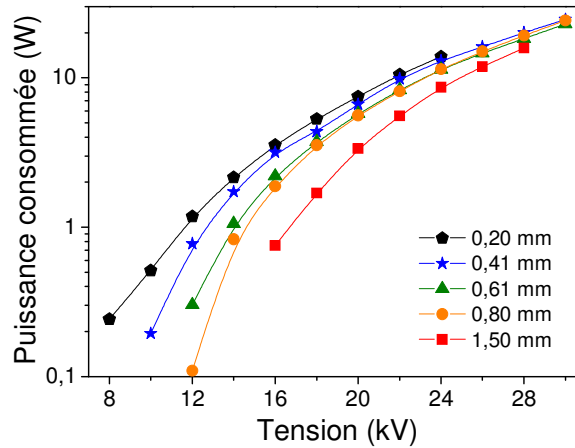


Figure IV.1 : Puissance moyenne consommée en fonction de la tension appliquée pour différents diamètres du fil. Conditions expérimentales : Fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn⁻¹

La tension d'amorçage de la décharge décroît clairement avec la diminution du diamètre du fil, en raison de l'augmentation du champ électrique à la surface du fil. En outre, à tension fixe, plus le fil est fin, plus élevée est la puissance consommée. Ceci n'est cependant vérifié que pour les tensions faibles, car le phénomène s'atténue considérablement lorsque la tension augmente.

La figure IV.2 (a) montre les courbes de la pénétration en fonction de la tension appliquée pour les diamètres de fil testés à une fréquence de 100 Hz. Nous constatons que le rendement augmente avec la tension appliquée. Par ailleurs, à tension fixe, l'efficacité de collecte est plus grande pour le fil le plus fin. Ceci est dû au courant de décharge qui augmente lorsque le diamètre du fil diminue. La figure IV.2 (b) montre que la courbe de pénétration en fonction de la puissance électrique consommée suit la même tendance quelle que soit le fil utilisé.

Ce résultat est très intéressant en ce sens qu'il montre que même en optant pour un fil de grand diamètre (plus rigide et donc plus robuste d'un point de vue mécanique), on peut atteindre des rendements équivalents à ceux relevés avec des fils plus fins, plus susceptibles de rompre en cours d'utilisation à cause des étincelles et d'un phénomène de résonance du fil observé au cours de nos expériences.

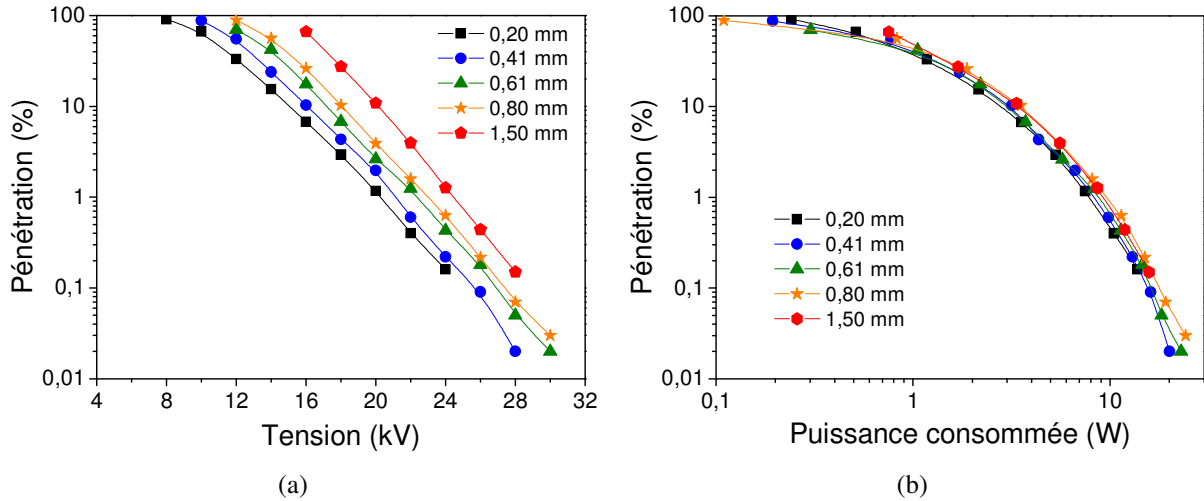


Figure IV.2 : Effet du diamètre du fil sur les performances de l'électrofiltre de référence. Conditions expérimentales : Fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn⁻¹

IV.1.2 Longueur de la contre électrode

Nous avons étudié l'influence du temps de transit sur l'efficacité de collecte. Le temps de transit, hormis le débit, peut également dépendre de la longueur de l'électrode de collecte (L_D , Figure IV.3) et de la fréquence de la tension appliquée. Nous avons donc fait varier ces deux derniers paramètres indépendamment l'un de l'autre. Nous avons donc relevé l'efficacité de collecte dans la gamme des fréquences allant de 1 à 1000 Hz pour des longueurs de contre électrode de 1, 2, 4, 8 et 12 cm.

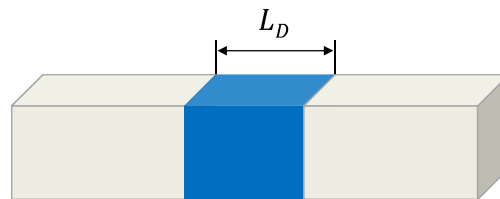


Figure IV.3 : Vue schématique de l'électrofiltre utilisé

La figure IV.4 montre la caractéristique puissance-fréquence pour différentes valeurs de la longueur de la contre électrode. On observe un comportement similaire à celui relevé lors de la caractérisation de l'électrofiltre de référence quel que soit la largeur de la contre électrode (c.-à-d. : une augmentation linéaire de la puissance suivie d'une phase de saturation pour les hautes fréquences). En outre, à fréquence fixe, plus la contre électrode est large, plus élevée est la puissance consommée.

La figure IV.5 montre les courbes de pénétration relevées en fonction de la fréquence pour différentes longueurs de l'électrode de collecte. Comme on pouvait s'y attendre, l'efficacité de collecte croît avec l'augmentation de la longueur de la contre électrode pour une fréquence donnée. En effet, une petite longueur d'électrode confère un plus court temps de transit, ce qui ne permet pas aux particules d'atteindre la surface interne du diélectrique couverte par l'électrode de masse.

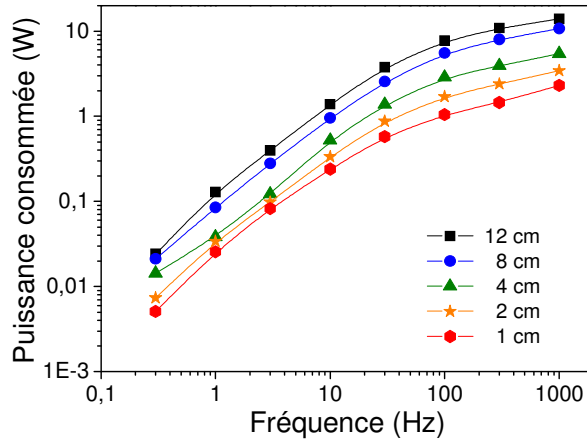


Figure IV.4 : Effet de la largeur de la contre électrode sur la puissance moyenne consommée. Conditions expérimentales : Tension = 18 kV, débit = 10 L.mn⁻¹

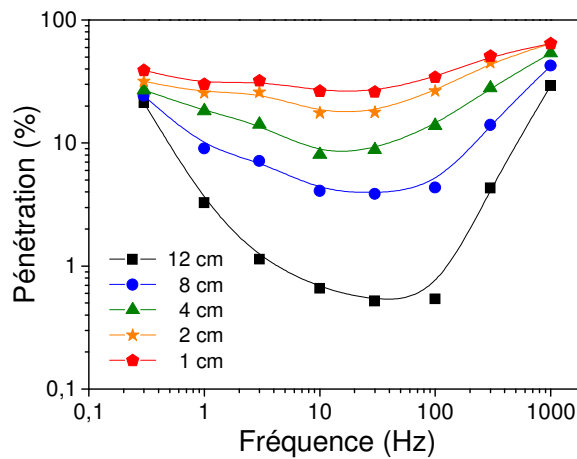


Figure IV.5 : Effet de la largeur de la contre électrode sur la pénétration. Conditions expérimentales : Tension = 18 kV, débit = 10 L.mn⁻¹

La figure IV.6 (a) montre la courbe de pénétration en fonction de la puissance électrique consommée pour différentes largeurs de l'électrode de collecte. Il est clair que le rendement est meilleur pour une contre électrode large. Ceci s'explique par l'augmentation de l'énergie injectée.

La figure IV.6 (b) présente l'évolution de la pénétration en fonction de puissance linéique. Nous définissons la puissance linéique comme étant égale au rapport de la puissance moyenne consommée et de la largeur de la contre électrode. En rapportant les résultats de la pénétration aux puissances consommées par unité de largeur, nous observons que pour les hautes fréquences, les courbes se rejoignent (figure IV.6 (b)).

Ce résultat est très intéressant car il confirme le résultat concernant la baisse du rendement observée à haute fréquence. Elle est bien due au fait que la particule qui oscille dans l'espace inter-électrodes ne peut pas atteindre la surface du diélectrique, car la contre électrode est trop court. Lorsque les particules arrivent dans la zone de décharge, elles y sont

chargées puis dérivées. De plus, elles changent de signe à chaque 1/2 période. Cela nécessite donc une longueur d'électrode de collecte encore plus grande.

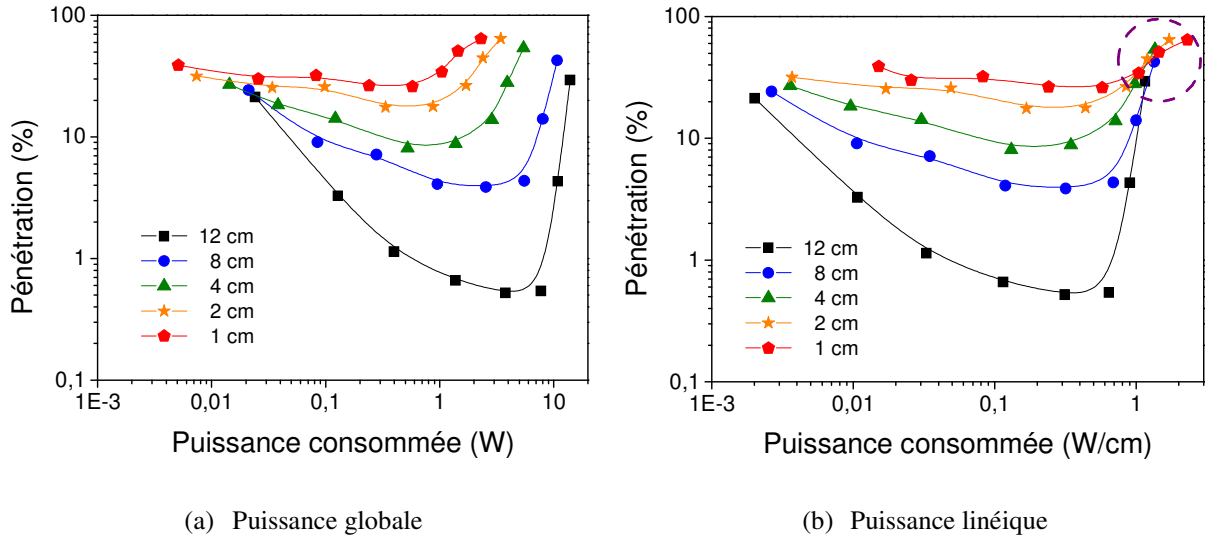


Figure IV.6 : Effet de la longueur de la contre électrode sur les performances de l'électrofiltre. Condition expérimentale : Tension = 18 kV, débit = 10 L.mn⁻¹

IV.1.3 Nombre de faces collectrices

Nous avons étudié l'influence du nombre de faces collectrices sur l'efficacité de collecte. Comme on peut le voir sur la figure IV.7, trois configurations ont été testées. En plus de la configuration de référence (ESP₄), nous avons étudié un autre cas symétrique avec 2 faces (ESP₂) et un cas asymétrique avec une face collectrice seulement (ESP₁).

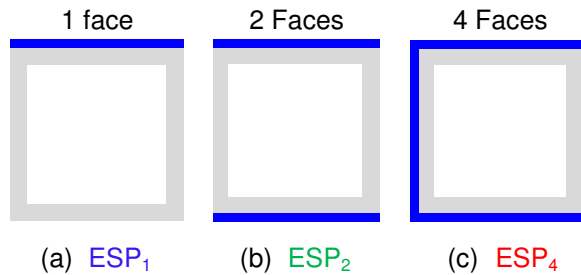


Figure IV.7 : Vues schématiques des électrofiltres utilisés

La figure IV.8 montre la caractéristique puissance-tension pour les différents électrofiltres. On constate que, à tension fixe, plus le nombre de faces collectrices est élevé, plus élevée est la puissance consommée.

La figure IV.9 (a) montre les courbes la pénétration en fonction de la tension pour les différents électrofiltres testés. Le rendement augmente avec la tension appliquée pour les trois configurations. Par ailleurs, à tension fixe, l'efficacité de collecte est plus grande pour l'électrode de référence (là où la surface de collecte est la plus importante). Ceci est dû au courant de décharge qui augmente lorsque le nombre de faces collectrices augmente. On

constate que l'écart entre les pénétrations des différents électrofiltres augmente avec l'augmentation de la tension appliquée.

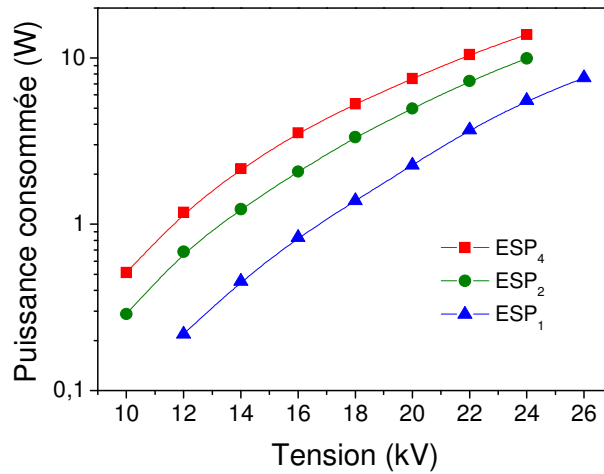


Figure IV.8 : Effet du nombre de face sur la puissance moyenne consommée en fonction de la tension. Condition expérimentale : Fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn⁻¹

La figure IV.9 (b) montre que la courbe de pénétration en fonction de la puissance électrique consommée suit presque la même tendance quelle que soit le nombre de faces collectrices. Ce résultat est très intéressant en ce sens qu'il montre qu'on peut atteindre des rendements quasi-équivalents dans des configurations où les écoulements EHD sont complètement différents. Là encore, un fort vent ionique qui se développe à grande échelle n'est pas le principal facteur contrôlant l'amélioration de la précipitation électrostatique dans un tel système.

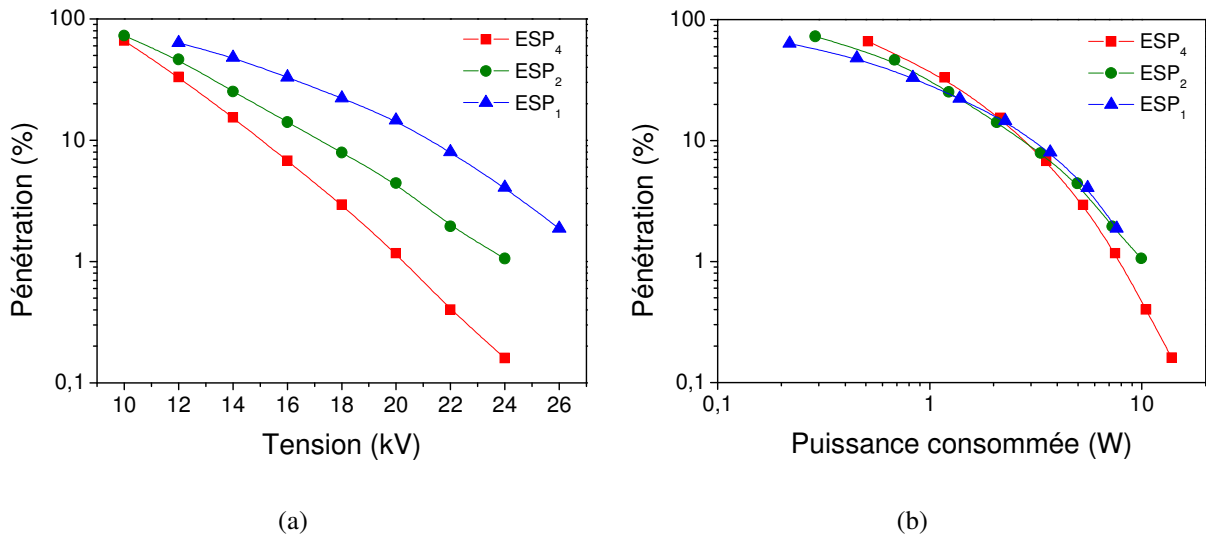


Figure IV.9 : Effet du nombre de faces collectrices sur les performances de l'électrofiltre. Conditions expérimentales : Fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn⁻¹

IV.1.4 Section du tube

Nous avons étudié l'influence de la section du tube sur l'efficacité de collecte. Les électrofiltres testés pour les besoins de cette étude sont représentés sur la figure IV.10. Le choix du débit d'air dans chaque configuration a été fait en ayant comme objectif de retrouver la même vitesse moyenne de transit ($\approx 0.26 \text{ m.s}^{-1}$) : $S_{T1} \rightarrow 1,6 \text{ L.mn}^{-1}$, $S_{T2} \rightarrow 5,1 \text{ L.mn}^{-1}$, $S_{T3} \rightarrow 10 \text{ L.mn}^{-1}$. Sachant que la largeur de l'électrode de collecte (80 mm) est la même pour les trois configurations.

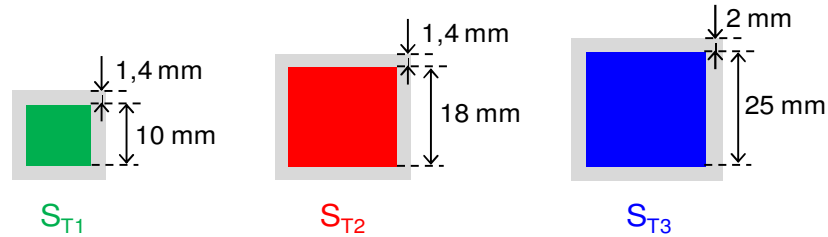


Figure IV.10 : Vues schématiques des électrofiltres utilisés

La figure IV.11 montre la caractéristique puissance-tension pour différentes valeurs de la section du tube. La tension d'amorçage de la décharge augmente avec l'augmentation de la section du tube, en raison de l'augmentation de l'espace inter-électrodes et donc, la diminution de l'intensité du champ électrique. En outre, à tension fixe, plus la section augmente, moins élevée est la puissance consommée. On constate que ce phénomène s'accroît lorsque la tension augmente.

La figure IV.12 (a) montre les courbes de la pénétration en fonction de la tension pour les trois électrofiltres testés. Encore une fois, le rendement augmente avec la tension appliquée. Par ailleurs, à tension fixe, l'efficacité de collecte est plus grande pour la section la plus petite. Ceci est dû au courant de décharge qui augmente lorsque la section du tube diminue. On constate que l'écart entre les rendements des différentes sections augmente considérablement avec l'augmentation de la tension appliquée.

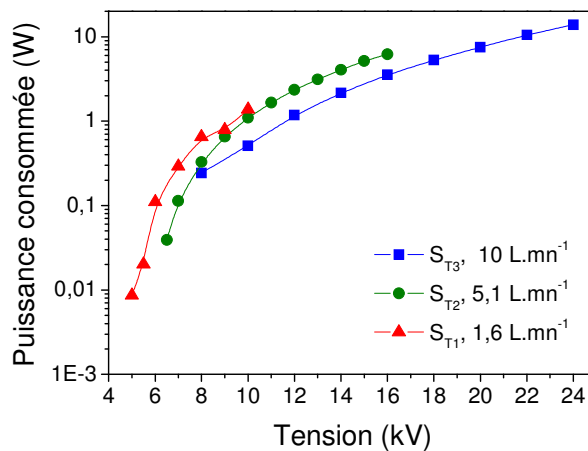


Figure IV.11 : Effet de section du tube sur la puissance moyenne consommée en fonction de la tension appliquée. Condition expérimentale : Fréquence = 100 Hz

La figure IV.12 (b) présente les courbes de pénétration en fonction de la puissance électrique consommée pour les trois électrofiltres testés. Il en ressort que les performances des électrofiltres est meilleurs, pour les petites sections.

En outre, considérant le fait que le volume de gaz traités par les trois ESP pendant le même intervalle de temps est différent, la notion de densité d'énergie est plus appropriée pour la quantification de leurs performances.

Donc, nous avons relevé sur la figure IV.13 l'évolution de la pénétration en fonction de la densité d'énergie. Il est clair que l'efficacité de l'électrofiltre est meilleure pour les petites sections. Ceci peut être expliqué par le fait que la diminution de la section du tube intensifie le champ électrique et permet une meilleure charge et dérive des particules. Ce résultat conforte l'idée de l'agglomération de plusieurs électrofiltres de petite section carré.

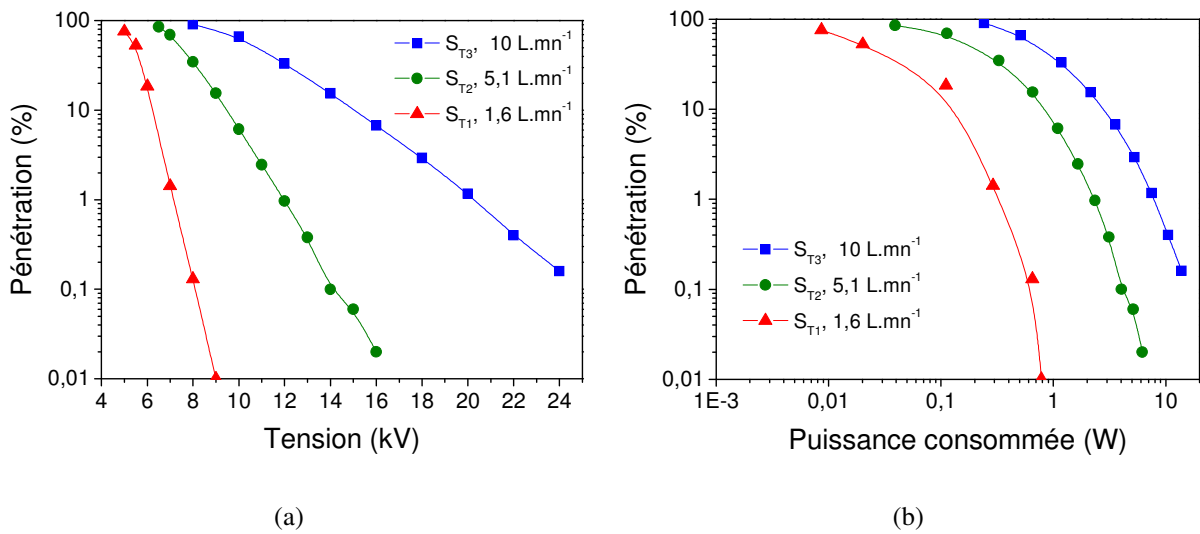


Figure IV.12 : Évolution de la pénétration en fonction de la tension appliquée (a) et la puissance moyenne consommée pour les trois électrofiltres testés. Condition expérimentale : Fréquence 100 Hz

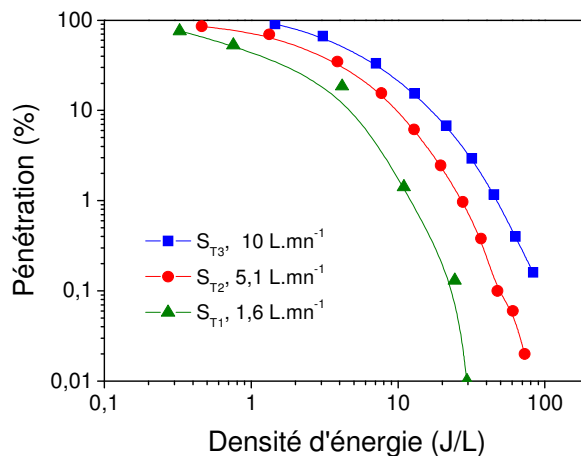


Figure IV.13 : Évolution de la pénétration en fonction de densité d'énergie pour les trois électrofiltres testés. Condition expérimentale : Fréquence = 100 Hz

IV.1.5 Discrétisation de la contre électrode

Nous avons également étudié l'influence de la discrétisation de l'électrode de masse sur l'efficacité de collecte. L'électrode de masse initiale est divisée en quatre bandes de 20 mm de largeur (figure IV.14). La distance entre deux bandes successives est fixée à 4 cm. De ce fait, la largeur cumulée est égale au cas de référence ($L_D = 80$ mm).

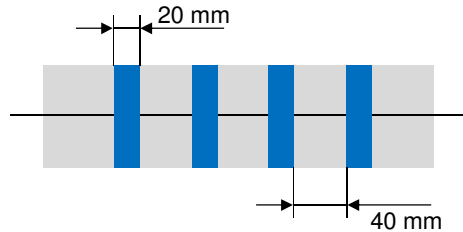


Figure IV.14 : Vues schématiques de l'électrofiltre utilisé

La figure IV.15 montre la caractéristique puissance-fréquence pour les électrofiltres à contre électrode pleine et discrétisée. On observe que le comportement de l'électrofiltre discrétisé est similaire à celui de l'électrofiltre de référence. En outre, à fréquence fixe, la puissance consommée par l'électrofiltre discrétisé est plus élevée.

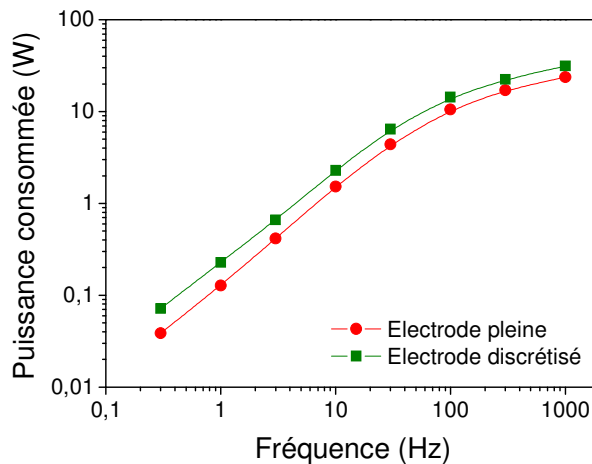


Figure VI.15 : Effet de la discrétisation de la contre électrode sur la puissance moyenne consommée en fonction de la fréquence. Condition expérimentale : Tension = 22 kV, débit = 10 L.mn⁻¹

L'effet de la discrétisation de la contre électrode sur la pénétration en fonction de la fréquence est présenté sur la figure IV.16 (a). À fréquence fixe, nous observons une amélioration notable de l'efficacité de collecte de l'électrofiltre discrétisé par rapport à celui de référence.

La nouvelle forme de l'électrode de masse améliore l'efficacité de la configuration carrée à la même puissance injectée (Figure IV.16 (b)). Cela est dû à l'effet de bord d'une part et à l'effet du temps de séjour d'autre part. En effet, en augmentant le nombre d'arêtes, la puissance injectée dans l'espace inter-électrodes est plus importante. En plus, les zones où l'intensité du champ électrique est intensifiée (entre le fil et le bord de bande) sont plus

nombreuses. En outre, le temps de séjour des particules entre le premier bord et le dernier augmente en discrétisant l'électrode de masse ($L_{Total} = 20$ cm au lieu de 8 cm).

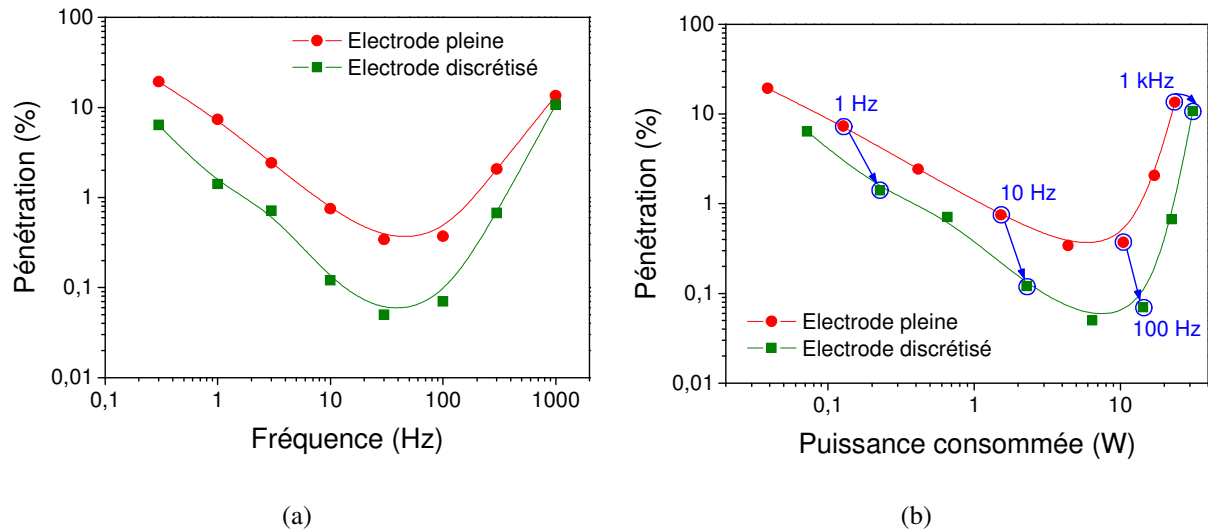


Figure VI.16 : Effet de la discrétisation de la contre électrode sur les performances de l'électrofiltre de référence. Condition expérimentale : Tension 22 kV, débit 10 L.mn^{-1}

IV.1.6 Discussion

Les résultats obtenus en ce qui concerne l'influence du diamètre du fil, montrent que la tension nécessaire pour initialiser la décharge augmente avec le diamètre du fil en raison de la diminution du champ électrique à la surface du fil. Par contre, la consommation de puissance décroît avec l'augmentation du diamètre du fil. Enfin, les courbes d'efficacité en fonction de la puissance consommée montrent que quel que soit le diamètre du fil, l'efficacité de collecte est la même. Ce résultat présente un intérêt particulier pour l'industrie, en matière de conception et de réalisation d'électrofiltres.

L'étude de l'influence de la longueur de la contre-électrode a permis d'établir que le choix d'une longueur suffisante de la contre-électrode, réduit les pertes de rendement aux moyennes et hautes fréquences. Ce faisant, on élargit la gamme fréquentielle d'utilisation de l'électrofiltre.

L'étude de l'effet du nombre de faces collectrices à révéler que, dans les conditions expérimentales de notre étude, les performances de l'électrofiltre ne subit pas un changement notable avec l'augmentation du nombre de faces collectrices. Ce résultat est très intéressant en ce sens qu'il montre qu'il est possible d'atteindre des rendements élevés en augmentant la surface de collection. Aussi, il confirme le fait qu'un fort vent ionique qui se développe à grande échelle n'est pas le principal facteur contrôlant l'amélioration de la précipitation électrostatique dans un tel système.

Les résultats obtenus en ce qui concerne l'influence de la section du tube, montrent que plus les performances de électrofiltre est meilleur, plus sa section est faible. Ceci peut être expliqué par le fait que la diminution de la section du tube intensifie le champ électrique et

permet un traitement plus efficace de l'air pollué. Ce résultat conforte l'idée de l'agglomération de plusieurs électrofiltres de petite section carré.

Enfin, l'analyse de l'effet de la discrétisation de la contre électrode sur les performances de l'électrofiltre a révélé que celle-ci améliore les performances de l'électrofiltre de référence. Cela pourrait être dû à l'augmentation du temps de séjours des particules à l'intérieur du filtre et à l'effet de bord des bandes sur la puissance injectée et la distribution du champ électrique dans l'espace inter-électrodes.

Le tableau IV.1 résume l'influence des paramètres géométriques étudiés jusque-là sur les performances de l'électrofiltre de référence.

Tableau IV.1 : Classement des paramètres géométriques étudiés selon leurs effets sur les performances de l'électrofiltre de référence

Faible effet	Effet important
Diamètre du fil Nombre de faces	Largeur de la contre électrode Discrétisation de la contre électrode Section du tube

IV.2 Études comparative entre les configurations à Simple et Double barrière diélectrique

Dans cette partie de notre étude, nous avons comparé deux électrofiltres de géométrie similaire mais de conception différente. Cette démarche se justifie par la volonté de comprendre l'effet de la présence d'une deuxième Barrière Diélectrique (BD) dans l'espace inter-électrodes sur les caractéristiques de la décharge DBD ainsi que sur ses performances en matière de précipitation électrostatique.

IV.2.1 Dispositif expérimental

Les schémas des deux électrofiltres ayant servi dans l'étude de l'influence de la barrière diélectrique sont représentés sur la figure VI.17. Le montage expérimental utilisé ici est identique à celui de la figure III.1.

L'électrofiltre à simple BD (figure VI.17 (a)) est constitué par un tube carré en verre (Pyrex, 1,4 mm d'épaisseur, 300 mm de longueur et 18 mm de côtes intérieures) et deux électrodes. L'une des électrodes est reliée à la haute tension tandis que l'autre est mise à la masse. L'électrode active est un fil en acier inoxydable (diamètre 0,41 mm) tendu dans l'axe central du tube diélectrique. Quant à l'électrode de masse, c'est une bande en aluminium (épaisseur = 80 µm, longueur active = 80 mm) collée sur la surface extérieure du tube.

Une conception similaire est utilisée pour le cas de l'électrofiltre à double BD (Figure VI.17 (b)). Dans cette configuration, l'électrode active est placée à l'intérieur d'un tube capillaire en Pyrex (300 mm de longueur, 4 mm de diamètre extérieur et 0,46 mm de diamètre

intérieur). La section du tube capillaire ne réduit la section active de l'électrofiltre à double BD que de 3.8 % seulement par rapport à celle de l'électrofiltre à simple BD.

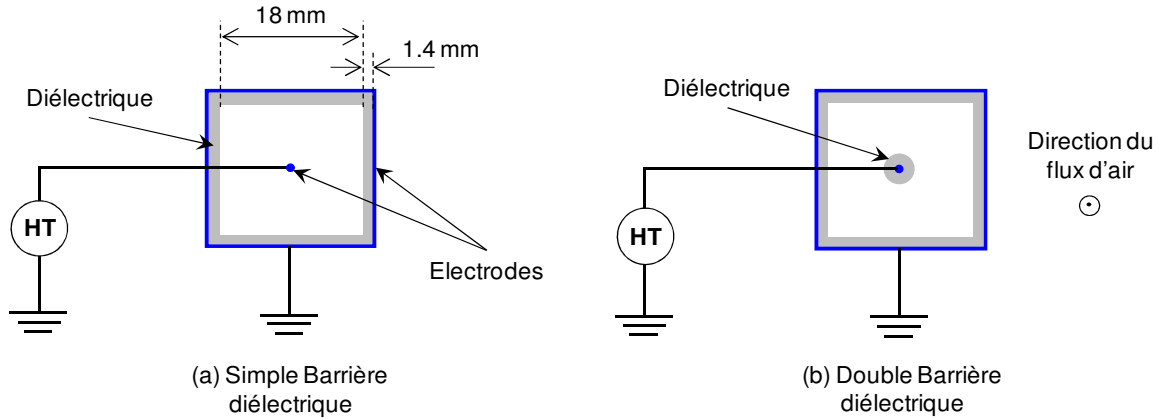


Figure IV.17 : Vues schématiques des électrofiltres utilisés

À cause du dépôt des particules, la surface des diélectriques est régulièrement nettoyée et le fil est changé après deux séries de mesures (environ une heure de fonctionnement).

IV.2.2 Caractéristiques électriques

IV.2.2.1 Formes d'ondes typiques du courant

Les formes d'ondes typiques du courant et de la tension sont illustrées sur la figure VI.18. Dans le cas de l'électrofiltre à simple BD (figure VI.18 (a)), la forme d'onde du courant présente une composante glow pendant l'alternance positive tandis que pendant l'alternance négative, à la composante glow, s'ajoute un nombre important de pulses de Trichel (amplitude maximum de 20 mA et d'une durée d'environ 300 ns) habituellement observés à ce point de fonctionnement en configuration Fil-Tube carré.

La décharge dans l'électrofiltre à double BD fonctionne en mode filamentaire (figure VI.18 (b)), avec un nombre de pulses moins important mais d'amplitudes plus élevées (jusqu'à 300 mA) que ceux de la configuration à simple BD. Par ailleurs, la dissymétrie de la double BD-ESP induit des pulses de courant plus élevées au cours de l'alternance positive que durant celles de l'alternance négative, car les filaments positifs se propagent de l'électrode haute tension de faible rayon de courbure vers l'électrode de masse.

IV.2.2.2 Courbes de Lissajous

Les courbes de Lissajous représentées sur la figure VI.19, illustrent l'évolution de la charge injectée dans l'espace inter électrodes en fonction de la tension à la fréquence de 100 Hz dans les deux électrofiltres.

La figure VI.19 (a) confirme le régime glow de la décharge de la simple BD. Nous constatons que le cycle de la charge est symétrique avec une forme elliptique. L'évolution de la charge dans le cas de la configuration à double BD où le régime de décharge est filamentaire, est représentée sur la figure IV.19 (b). Dans ce cas, le cycle de charge à la forme

d'un parallélogramme. En effet, pendant la phase active de la décharge, la charge évolue en escalier avec des sauts plus importants sur l'alternance positive que celles de l'alternance négative. Ceci est dû à la dissymétrie de la décharge filamentaire (Voir figure IV.18 (b)).

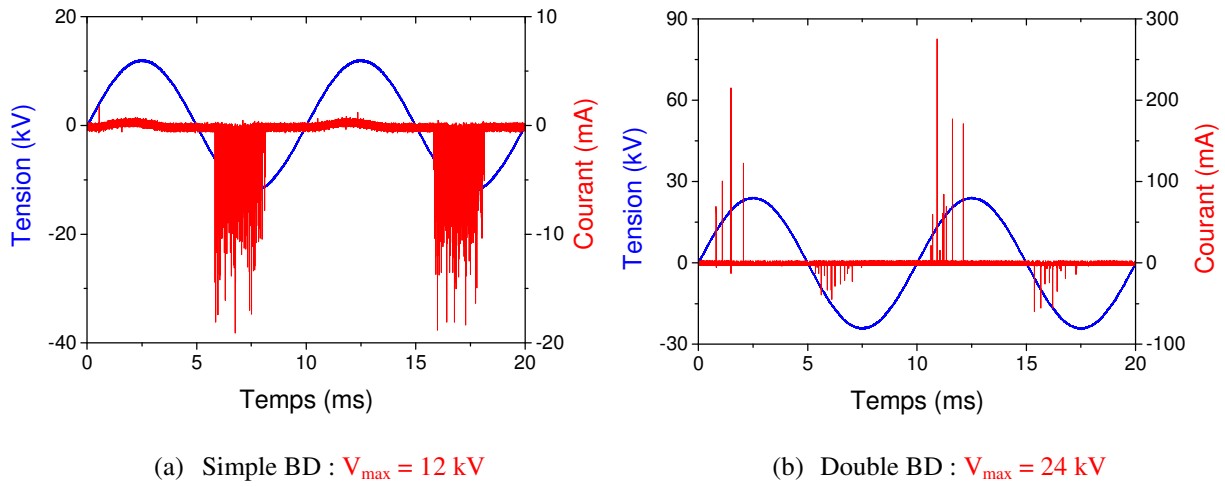


Figure IV.18 : Courbe de tension et de courant de la décharge en fonction du temps. Conditions expérimentales : Fréquence = 100 Hz, débit = 5,1 L.mn⁻¹

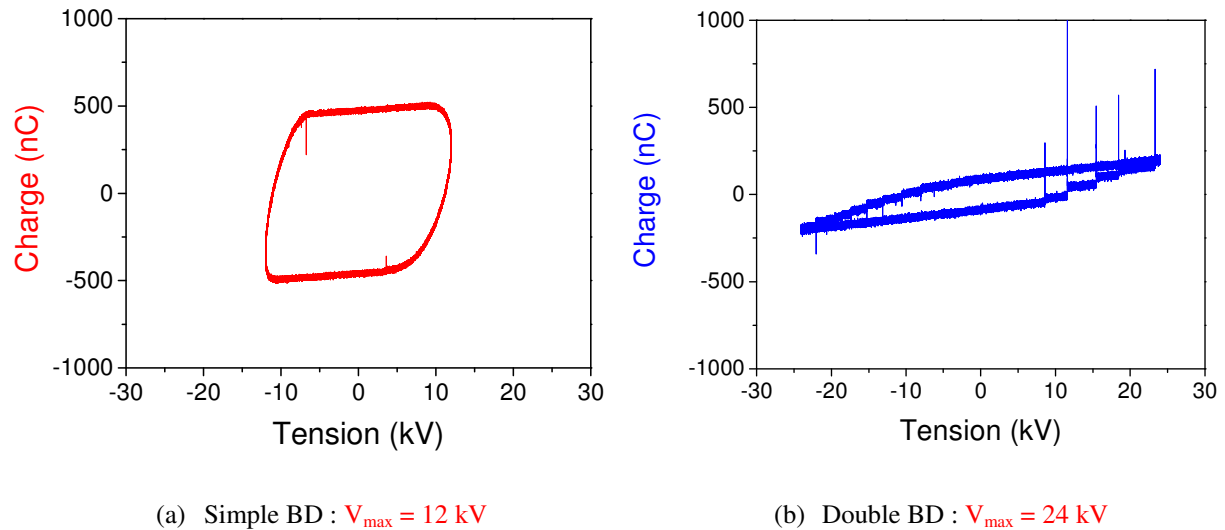


Figure IV.19 : Courbe de la tension et de la charge en fonction du temps. Conditions expérimentales : Fréquence = 100 Hz, débit = 5,1 L.mn⁻¹

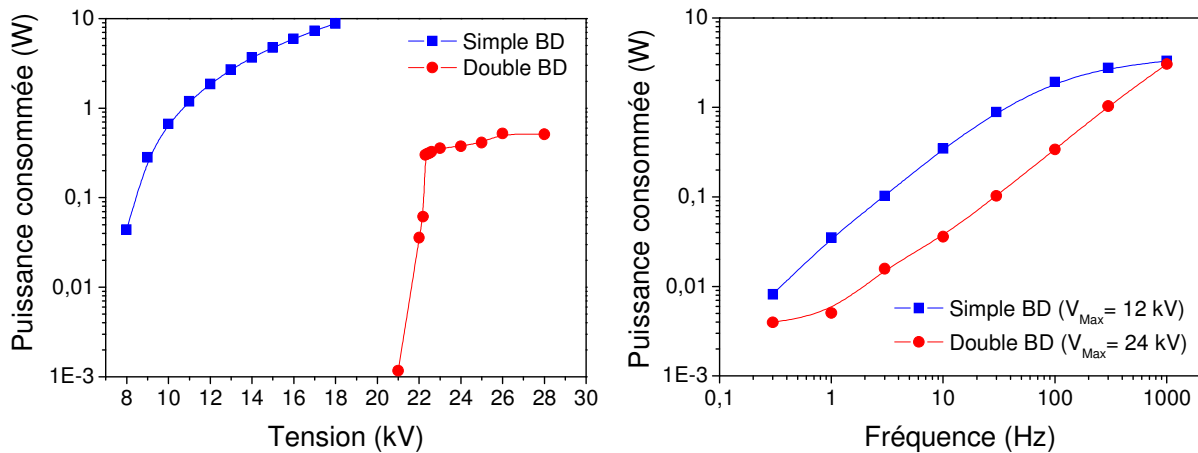
IV.2.2.3 La puissance électrique consommée

Les courbes représentées sur la figure IV.20 rapportent l'effet de la présence de la deuxième barrière diélectrique sur la puissance électrique consommée par l'électrofiltre de référence. La figure IV.20 (a) illustre l'évolution, en échelle log-linéaire, de la puissance moyenne consommée par les deux électrofiltres en fonction de la tension appliquée à fréquence fixe (100 Hz). Dans le cas de la configuration simple BD, l'augmentation de la tension appliquée induit une augmentation monotone de la puissance consommée. Tandis que dans la configuration à double BD, la décharge filamentaire se déclenche à des tensions élevées (environ 21 kV) avec une augmentation drastique de la puissance, à cause de la

barrière diélectrique placée sur l'électrode active. Au-delà de 23 kV, la puissance injectée augmente doucement jusqu'à l'apparition d'étincelles dans l'espace inter-électrodes sans risque de détérioration du diélectrique. On en déduit que la configuration à simple BD permet une injection plus importante d'énergie dans l'espace inter-électrodes que la configuration à double BD.

Aussi, nous observons que la tension d'amorçage de la décharge augmente dans le cas de la configuration à double barrière diélectrique ; ceci s'explique par le fait que le champ électrique moyen nécessaire pour démarrer une activité électrique dans l'espace gazeux est plus important, en raison de la présence de la barrière diélectrique qui réduit la divergence du champ électrique au voisinage de l'électrode active.

La figure IV.20 (b) illustre l'évolution, en échelle log-log, de la puissance moyenne consommée par les deux électrofiltres en fonction de la fréquence à tension fixe (12 kV pour la configuration simple BD et 24 kV pour la double BD). Elle révèle que l'augmentation de la puissance moyenne consommée dans la configuration à double BD est linéaire. Ceci indique que l'énergie injectée par cycle est presque la même. Un comportement similaire est observé dans la configuration simple BD pour les faibles fréquences (< 30 Hz). Pour des fréquences plus élevées, l'énergie par cycle diminue ce qui induit la limitation de puissance électrique dans l'électrofiltre à simple BD. Ceci est probablement dû au confinement de la décharge dans le voisinage de l'électrode active (le fil).



(a) À fréquence fixe: 100 Hz

(b) À tension fixe

Figure IV.20 : Comparaison de la consommation de puissance entre les deux électrofiltres. Condition expérimentale : Débit = 5,1 L.mn⁻¹

IV.2.3 Courbes d'efficacités

Nous avons étudié l'évolution de l'efficacité de collecte des deux électrofiltres en fonction de la tension et de la fréquence. Les résultats sont reportés sur la figure IV.21. La figure IV.21 (a) illustre l'évolution de la pénétration en fonction de la tension appliquée pour les deux électrofiltres à un débit de 5,1 L.mn⁻¹. La pénétration est plus petite (donc l'efficacité est plus grande) pour les valeurs élevées de la tension appliquée dans les deux configurations.

L'efficacité de collecte atteint des valeurs élevées (jusqu'à 99%) à des tensions inférieures dans le cas de la configuration à simples BD (<13 kV). Cependant, l'efficacité de la configuration à double BD commence beaucoup plus tard et semble être saturé au-delà de 24 kV. Ce résultat souligne l'effet de la limitation de la puissance électrique injectée dans l'espace inter-électrodes par le placement de la barrière diélectrique sur l'électrode active, comme mentionné précédemment. En conséquence, l'injection de porteurs de charge est limitée dans le cas de l'électrofiltre à double BD.

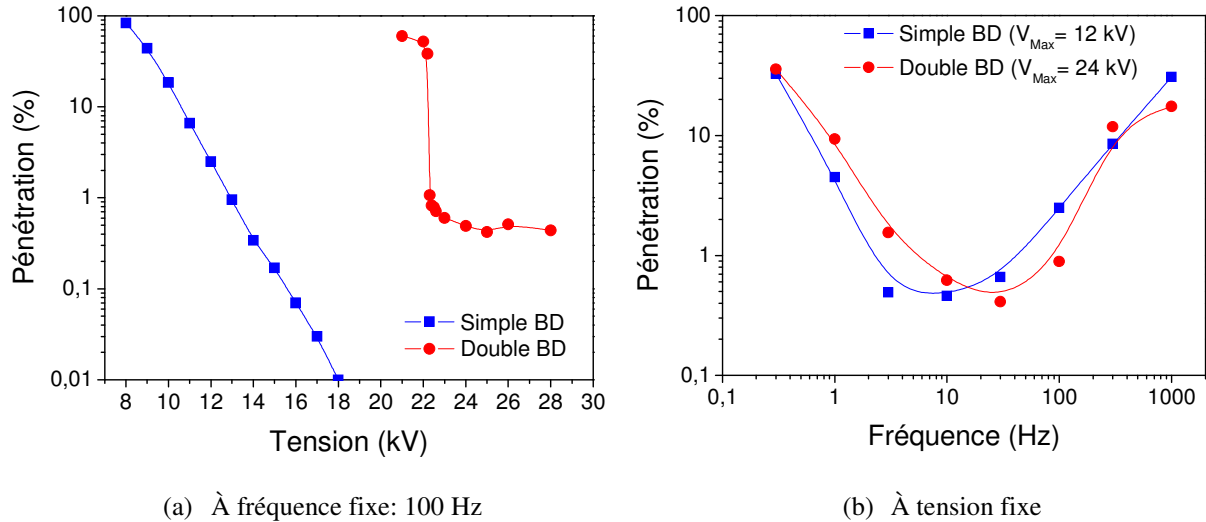


Figure IV.21 : Comparaison de l'évolution de la pénétration dans les deux électrofiltres. Condition expérimentale : Débit = 5,1 L.mn⁻¹

L'évolution de la pénétration en fonction de la fréquence pour les deux électrofiltres à tension fixe (12 kV pour la configuration à simple BD et 24 kV pour la configuration à double BD) est présentée sur la figure IV.21 (b). On constate que, pour les deux configurations, l'efficacité de collecte dépend de la gamme de fréquences.

À basse fréquence (<3 Hz), l'efficacité de collecte des deux électrofiltres diminue en raison de la nature intermittente de la décharge. En effet, entre deux demi-cycles, la décharge s'éteint pendant un intervalle de temps plus long que le temps de résidence des particules à l'intérieur du filtre. Par conséquent, une fraction de particules n'est pas ou pas assez chargée pour être déviée et collectées.

À des fréquences élevées (> 100 Hz), les particules oscillent entre les électrodes, car le temps dont ils ont besoin pour être collectées est plus qu'un demi-cycle. Cela augmente le temps de dérive des particules. En conséquence, l'efficacité de collecte diminue [BYE 06, ZOU 11, JID 05].

Dans la gamme de fréquences de 3 à 100 Hz, les deux électrofiltres opèrent une réduction efficace de la concentration des particules. Les performances atteignent leur optimum pour des fréquences comprises entre 3 et 30 Hz pour la simple BD et à environ 30 Hz pour le double BD.

IV.2.4 Coût énergétique des deux électrofiltres

Dans ce qui suit, nous analysons l'effet d'une deuxième barrière diélectrique sur les performances de l'électrofiltre de référence. La figure IV.22 présente le rendement des deux électrofiltres testés en fonction de la puissance consommée.

La figure IV.22 (a) montre l'évolution de la pénétration par rapport à la consommation moyenne des deux électrofiltres à fréquence fixe (100 Hz). Pour une pénétration donnée, la configuration à double BD nécessite moins de puissance que la simple BD. Ce résultat est d'une importance cruciale dans la minimisation des coûts, puisque le fil dans le cas de la configuration à double BD n'est pas en contact avec le plasma. Ce qui fait que les phénomènes de dégradation et de contamination peuvent être évités. Évidemment, pour des applications où on privilégie des rendements élevés (jusqu'à 99,99%), l'électrofiltre à simple BD est toujours la solution la plus adéquate.

La figure IV.22 (b) montre l'évolution de la pénétration en fonction de la puissance moyenne consommée à tension fixe. La consommation d'énergie électrique et l'efficacité des deux filtres électrostatiques sont influencées par la gamme de fréquences.

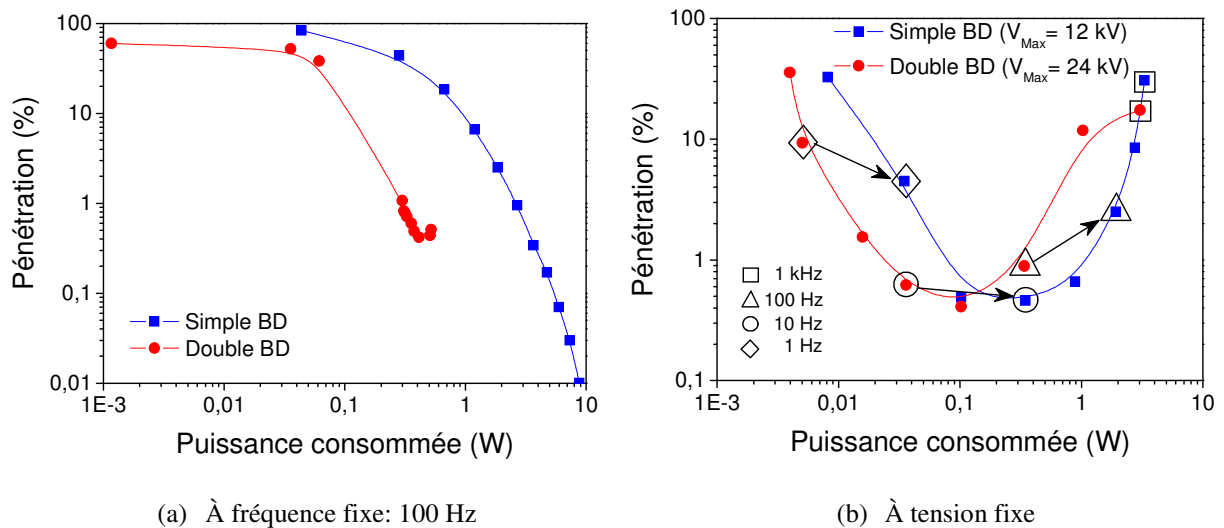


Figure IV.22 : Évolution de la pénétration en fonction de la puissance moyenne consommée. Conditions expérimentales : Fréquence = 100 Hz, débit = 5,1 L.mn⁻¹

Trois cas (1, 10 et 100 Hz) sont décrits afin de comparer les performances des deux électrofiltres. À 1 Hz, l'efficacité de collecte de l'électrofiltre à simple BD est plus élevée mais avec une consommation beaucoup plus importante que la configuration à double BD. Des performances similaires sont obtenues dans les deux électrofiltres à 10 Hz, mais la puissance électrique consommée par l'électrofiltre à double BD est neuf fois plus petite que celle de la configuration à simple BD. À 100 Hz, le rendement de la configuration à double BD est nettement meilleur. Ces résultats confirment la conclusion de la section précédente. En outre, ils montrent que l'électrofiltre à double BD offre de meilleures performances dans une gamme plus large de fréquences.

IV.2.5 Discussion

Le mode de décharge dans le cas de l'électrofiltre à simple BD (fil à tube carré) est similaire à celui généré dans plusieurs électrofiltres de géométries asymétriques : configuration fil-cylindre [DRA 09, DRA 09+], configuration fils-plan [ZOU 11] et la configuration point-plan [PET 02], par exemple. Dans tous ces cas, la décharge se caractérise principalement par un mode "glow" au cours de l'alternance positive et par un mode Trichel pulsé au cours de l'alternance négative lorsque l'alimentation haute tension excite l'électrode à faible rayon de courbure.

Dans le cas de l'électrofiltre à simple BD, la charge des particules et les processus de dérive, au cours des alternances positives et négatives, sont proches de ce qui se passe dans les électrofiltres utilisant des décharges couronnes DC positive et négative, respectivement. Les particules sont essentiellement chargées de la même polarité que celle de l'électrode active, puis elles dérivent vers l'électrode de masse dues aux forces électriques et au vent ionique [ZOU 11].

Le mode de décharge dans le cas de l'électrofiltre à double BD est filamentaire. Il est similaire à celui de la configuration plan-plan assez connue dans la littérature [DRA 09]. Par conséquent, le processus de charge des particules pourrait être très similaire, avec la participation des ions positifs qui restent dans l'espace inter-électrodes [BYE 06, BOR 06]. Par exemple, lors du demi-cycle positif, les particules migrent principalement vers l'électrode reliée à la terre en raison de leur charge nette positive. À la fin du demi-cycle, la polarité du champ électrique change, puis les particules initialement chargées (polarité positive) reviennent vers le centre de canal, ce qui induit d'oscillation des particules. Ce scénario a été confirmé par Zouzou *et al.* en utilisant la technique de PIV rapide [ZOU 11+]. En outre, il a été démontré que certaines particules disparaissent subitement au même endroit que le filament pour les deux demi-cycles positifs et négatifs. Ceci a été expliqué par un mécanisme de charge rapide par diffusion basé sur la contribution des électrons, par conséquent les particules chargées peuvent être collectées sur les parois lors de la première étape juste après la formation du plasma [CHA 10].

Dans cette étude, les résultats ont montré que la configuration à double BD offre de meilleures performances que celle à simple BD. Étant donné que, les deux configurations ont une géométrie équivalente (fil-tube carré), l'amélioration du processus de charge des particules pourrait être attribuée au mode de décharge.

L'effet des phénomènes EHD (ou vent ionique) sur l'efficacité de collection est une autre hypothèse permettant d'expliquer les observations décrites plus haut. Il a été démontré que l'augmentation du vent ionique n'améliore pas nécessairement l'efficacité de captation des particules submicroniques en configuration fil-plan, ce qui pourrait être le cas de la configuration à simple BD [ZOU 11]. Toutefois, les champs de vitesse des particules dans la configuration asymétrique à double BD (configuration fil-tube carré) n'ont pas encore été étudiés. En outre, il est risqué de tirer des conclusions fondées sur les résultats PIV de la configuration plan-plan DBD, dans laquelle aucun vent ionique n'a été observé en raison de la

symétrie de la configuration. Même si la décharge est filamentaire ; il n'est pas totalement exclu qu'un vent ionique modéré puisse exister dans la configuration à double BD en raison de sa asymétrie. Dans cette hypothèse, il serait intéressant d'analyser la contribution possible des phénomènes EHD sur l'efficacité de collecte, dans ce cas.

IV.3 Synthèse du chapitre IV

L'objectif des travaux menés dans le cadre de ce chapitre est l'analyse des performances de l'électrofiltre de configuration carré en fonction de ses paramètres géométriques et conceptuelles. Dans la première partie de notre étude, cette quête d'informations nous a conduits à étudier l'effet du diamètre du fil, de la largeur de la contre électrode, du nombre de faces collectrices, de la section du tube et de la discrétisation de l'électrode de masse. Dans la seconde, nous nous sommes intéressés à l'effet de la présence d'une deuxième barrière diélectrique sur l'électrode active. Pour cela, une étude comparative avec l'électrofiltre de référence a été réalisée.

Il ressort de l'étude de l'influence des paramètres géométriques que, dans nos conditions expérimentales, l'électrofiltre de référence est peu sensible aux diamètres du fil et au nombre de faces collectrices. Par contre, il l'est pour la section du tube, la largeur de la contre électrode et sa discrétisation. Une optimisation de ces paramètres géométriques permettrait donc d'améliorer ses performances.

Une étude expérimentale a été réalisée afin de comparer la collecte de particules submicroniques en utilisant un électrofiltre à simple et à double barrières diélectriques pour différentes conditions électriques de tension et de fréquence. Le comportement électrique des deux dépoussiéreurs ont été analysées. Les formes d'ondes de courant montrent que ces deux configurations ont des modes de décharge complètement différents. La décharge est assez homogène dans le cas de la simple BD et a un comportement filamentaire avec une double BD.

Les mesures granulométriques montrent que l'efficacité de collecte des particules des deux électrofiltres augmente avec l'augmentation de la tension appliquée. Tandis qu'elle dépend de la gamme de fréquences. La combinaison des résultats d'efficacité de collecte avec celles des mesures de consommation d'énergie révèle que l'électrofiltre à double BD offre de meilleures performances pour une large gamme de fréquence, probablement en raison du mode décharge filamentaire. Ceci renforce l'intérêt de couvrir l'électrode active pour éviter sa contamination et sa détérioration. Ceci dit, même avec une consommation électrique plus élevée, l'électrofiltre à simples BD reste un bon choix pour atteindre des rendements très élevée (jusqu'à 99,99%).

Chapitre V

Optimisation électrique de l'électrofiltre de référence – Analyse de l'effet de la forme d'onde électrique

Chapitre V

Optimisation électrique de l'électrofiltre de référence – Analyse de l'effet de la forme d'onde électrique

Après avoir étudié l'influence des paramètres géométriques sur les performances de l'électrofiltre de référence dans le chapitre précédent, nous allons procéder à l'évaluation de l'effet de la forme d'onde électrique.

Dans une étude récente dédiée à la recherche de la forme d'onde la plus apte à permettre un piégeage optimisé des particules dans le cas d'un électrofiltre de configuration fil-cylindre [DRA 09++], il a été démontré que le signal de la tension appliquée de forme d'onde carrée offre les meilleurs performances.

Dans un premier temps, nous nous attelons à confirmer ce résultat dans la configuration carrée en faisant une étude comparative entre la tension carrée et la tension sinusoïdale. Ensuite, nous avons prospecté les possibilités d'optimiser les paramètres du signal carré de façon à améliorer les performances de l'électrofiltre de référence. Dans ce cadre, plusieurs paramètres ont fait l'objet d'une attention particulière dans l'optique d'une analyse de leurs influences sur le comportement de la décharge. Pour chaque cas testé, des mesures électriques et granulométriques ont été effectuées. Les différents paramètres étudiés sont : la durée de décharge, la présence d'un offset, le plateau de tension et les temps de montée et de descente. Enfin, nous avons analysé les effets combinés de l'utilisation d'une tension carrée et un tube de petite section sur les performances de l'électrofiltre DBD. L'objectif recherché dans ce chapitre est une optimisation du signal d'excitation de l'électrofiltre qui aboutirait à une amélioration de ces performances, lui permettant ainsi de concurrencer les électrofiltres DC.

V.1 Comparaison entre les tensions de formes d'ondes carrée et sinusoïdale

Dans cette section nous nous intéresserons à l'étude de l'influence de la forme d'onde du signal de la tension appliquée aux bornes de l'électrofiltre sur l'efficacité de collecte dans la configuration de référence. Dans la présente étude, deux formes d'onde de tension sont étudiées : carrée et sinusoïdale.

Dans un premier temps, une comparaison de l'effet des deux formes d'ondes sur le courant de décharge est réalisée. Ensuite, en variant l'amplitude de la tension et / ou sa fréquence, nous comparerons son influence sur les performances de l'électrofiltre.

V.1.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé dans le cas de cette étude est similaire à celui utilisé dans le chapitre III. La source d'excitation électrique se compose dans ce cas-ci d'un amplificateur haute tension (Trek, Model PD06035, ±30 kV, ±20 mA DC, ±40 mA AC, slew rate de 520 V/μs) à l'entrée duquel on applique une tension de type sinusoïdal ou carré selon le cas étudié en utilisant un générateur de fonction programmable (Tektronix, AFG3022B). Ce dernier, nous permet de générer des signaux arbitraires allant jusqu'à 128 Kpoints, à des fréquences d'échantillonnage élevées (25 Méch. / s).

V.1.2 Formes d'onde typiques du courant de décharge

Dans cette section nous voulons analyser l'effet de la forme d'onde de la tension sur la décharge à barrière diélectrique générée à l'intérieur de l'électrofiltre de référence. Pour cela nous allons comparer les courants de décharge de l'électrofiltre de référence excité par une tension carrée et une tension sinusoïdale. Afin de situer le signal sinusoïdale par rapport au signal carré d'amplitude 12 kV, nous avons testé un signal sinusoïdale dont l'amplitude a une valeur efficace égale à 12 kV (figure V.1 (a)) et un autre dont la valeur maximum est égale à 12 kV (figure V.1 (b)).

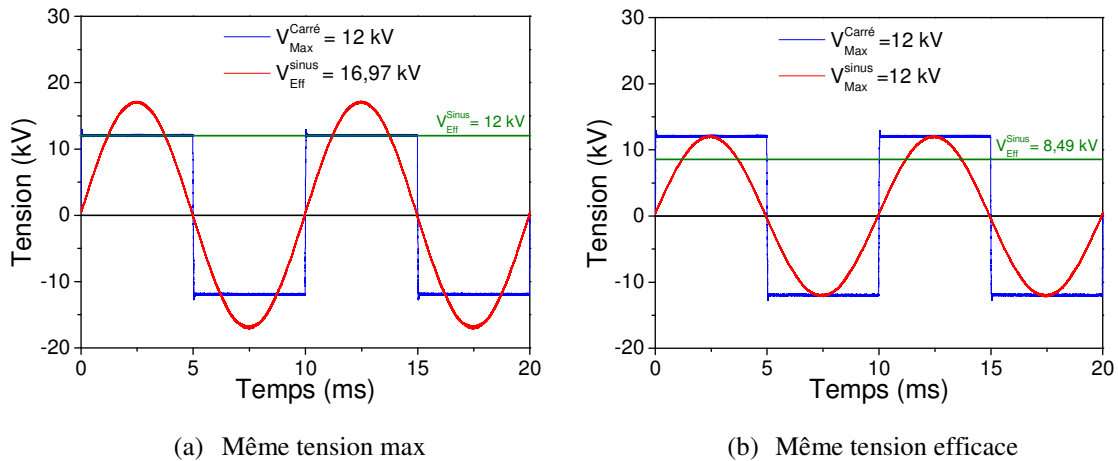


Figure V.1 : Formes d'onde des signaux de tension

La figure V.2 montre l'évolution temporelle du courant de décharge et de la tension appliquée de forme d'onde carrée. Les temps de montée et de descente de la tension sont d'environ 40 μs pour une tension de 12 kV. Pendant l'alternance positive, on peut observer la décharge "corona glow positive" sur la forme d'onde du courant. Au cours de l'alternance négative, on note la présence de pulses de courant (impulsions de Trichel). Quelle que soit l'alternance, le signal carré, qui possède un "slew-rate" élevé, présente un grand pic de courant au moment de l'inversion de la polarité de la tension. Les amplitudes des pics positifs

sont nettement plus petites que ceux des pics négatifs. Ceci est dû à l'effet combiné du courant capacitif et de la décharge.

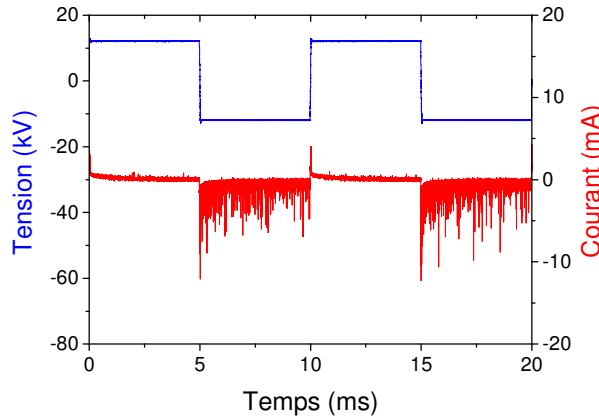


Figure V.2 : Évolution temporelle de la forme d'onde du courant et de la tension carrée. Conditions expérimentales : Tension = 12 kV, fréquence = 100 Hz ; débit = 10 L.mn⁻¹

L'évolution temporelle du courant de décharge dans le cas d'une tension appliquée de forme d'onde sinusoïdale est présentée sur la figure V.3. On peut observer la décharge "corona glow positive" sur la forme d'onde du courant des deux signaux testés. Au cours de l'alternance négative, on note la présence des impulsions de Trichel. Il est clair que les amplitudes de la corona glow et des pulses de Trichel augmentent avec l'augmentation de l'amplitude de la tension appliquée.

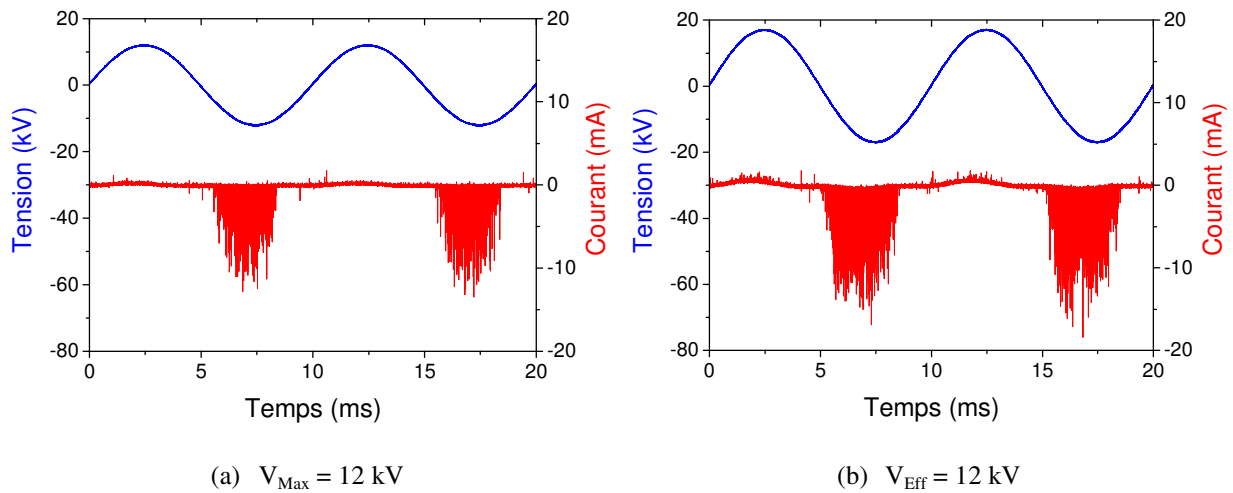


Figure V.3 : Évolution temporelle de la forme d'onde du courant et de la tension sinusoïdale. Conditions expérimentales : Fréquence = 100 Hz, débit 10 = L.mn⁻¹

La comparaison entre les formes d'onde du courant de décharge résultant de l'excitation de l'électrofiltre par une tension de forme d'onde carrée et celle de forme sinusoïdale nous conduit à conclure que dans les deux cas nous avons le même régime de décharge. Il apparaît également que la durée d'activité de la décharge est plus longue pour la tension carrée que celle de la tension sinusoïdale avec une durée de la décharge nettement inférieure à la période du signal.

V.1.3 Puissance électrique

Les courbes représentées sur la figure V.4 (a) illustrent l'évolution de la puissance moyenne consommée par l'électrofiltre en fonction de la tension appliquée à fréquence fixe (100 Hz). La puissance électrique croît en fonction de l'amplitude de la tension appliquée. Son évolution suit la loi en $(V - V_0)^2$ pour tous les signaux testés (Figure V.4 (a)).

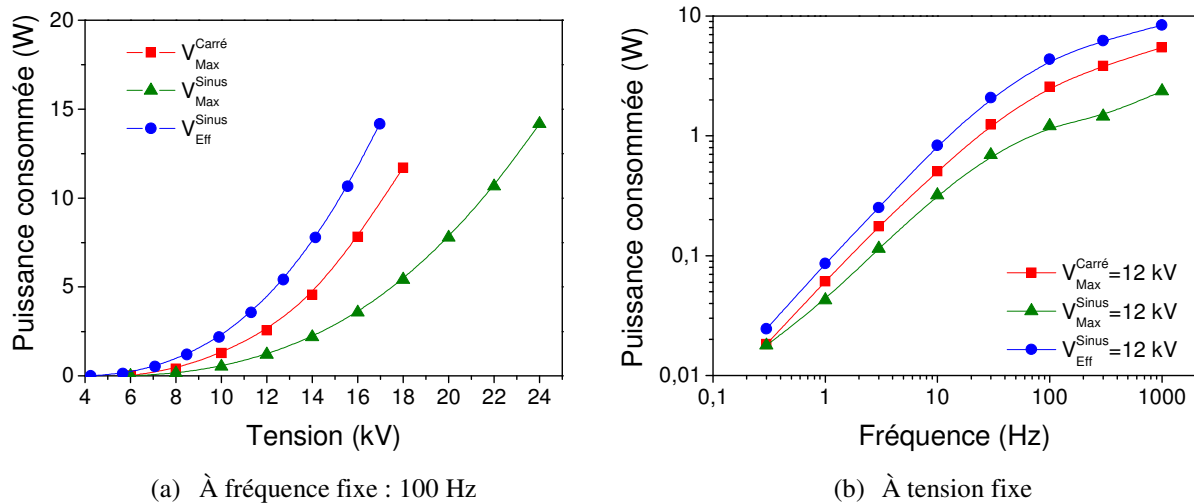


Figure V.4 : Évolution de la puissance électrique consommée en fonction de la tension (a) et de la fréquence (b) pour la tension carrée et sinusoïdale. Conditions expérimentales : débit = 10 L.mn⁻¹

La comparaison des puissances consommées par l'électrofiltre excité par une tension de forme d'onde carrée et sinusoïdale fait ressortir ce qui suit :

$$\begin{cases} V_{Max}^{Carré} = V_{Eff}^{Sinus} \rightarrow P_{Carré} < P_{Sinus} \\ V_{Max}^{Carré} = V_{Max}^{Sinus} \rightarrow P_{Carré} > P_{Sinus} \end{cases}$$

La figure V.4 (b) illustre l'évolution, en échelle log-log, de la puissance moyenne consommée par l'électrofiltre en fonction de la fréquence à tension fixe (12 kV) pour les deux signaux. Elle révèle que l'augmentation de la puissance moyenne consommée est linéaire pour les faibles fréquences (< 30 Hz). Pour des fréquences plus élevées, on observe une saturation de la puissance électrique dans l'électrofiltre quel que soit le type de tension appliquée, probablement dû au confinement de la décharge dans le voisinage du fil actif.

V.1.4 Efficacité de collecte

Dans cette section, l'influence de la forme d'onde de tension sur les performances de l'électrofiltre de référence est étudiée. L'analyse du rendement se fera en fonction de l'amplitude et de la fréquence des signaux carré et sinusoïdal.

V.1.4.1 En fonction de l'amplitude du signal

Dans un premier temps, nous avons étudié l'évolution de l'efficacité de collecte en fonction de l'amplitude de tension à une fréquence fixe de 100 Hz (figure V.5 (a)). La

pénétration est plus petite pour les valeurs élevées de la tension appliquée pour les deux signaux. Aussi, nous constatons un rapprochement des courbes de pénétration de l'électrofiltre excité par la tension de forme carrée et celle de forme sinusoïdale lorsque :

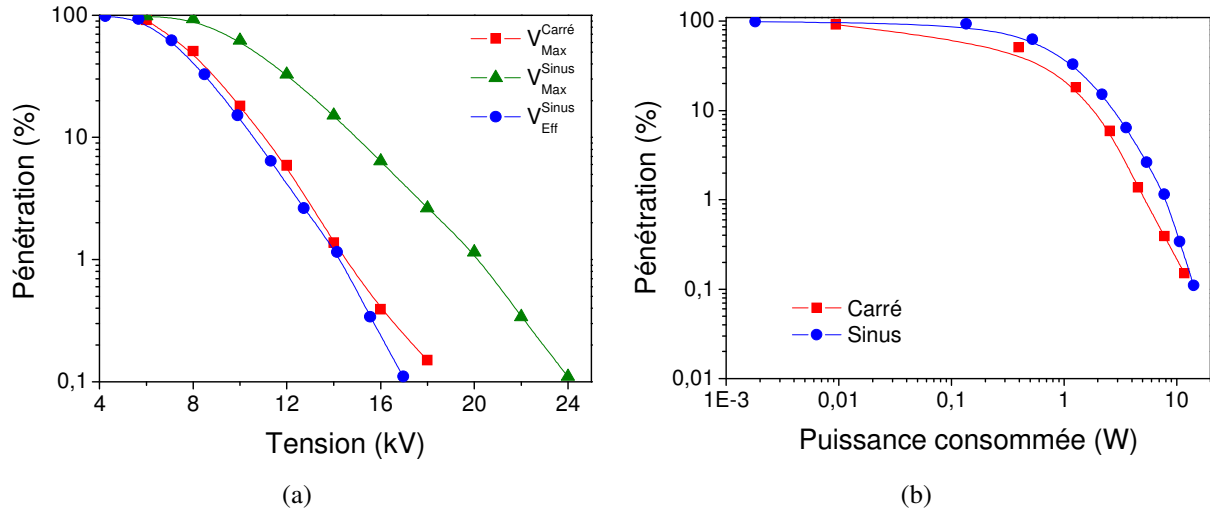
$$V_{Max}^{Carré} = V_{Eff}^{sinus}.$$


Figure V.5 : Évolution de la pénétration en fonction de la tension et de la puissance consommée à fréquence fixe. Conditions expérimentales : Fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn⁻¹

La figure V.5 (b) montre l'effet de la forme d'onde de la tension sur l'évolution de la pénétration en fonction de la consommation moyenne de l'électrofiltre à fréquence fixe (100 Hz). Quelle que soit la forme d'onde de la tension, les performances de l'électrofiltre augmentent avec la consommation d'énergie électrique. Par ailleurs, la pénétration peut être inférieure à 1% pour les formes d'ondes testées si la puissance nécessaire est fournie. Pour une valeur donnée de la puissance consommée, la tension carrée offre les meilleures performances. Ceci est probablement lié à la durée d'activité de la décharge qui est plus longue dans le cas de la tension de forme d'onde carrée. En outre, le champ électrique appliqué reste fort au cours des deux demi-cycles.

V.1.4.2 En fonction de la fréquence du signal

L'évolution de la pénétration en fonction de la fréquence pour les deux types de formes d'ondes à une amplitude fixe de 12 kV, est présentée sur la figure V.6 (a). On constate que, pour les deux formes d'onde, l'efficacité de collecte dépend de la gamme de fréquences.

À basse fréquence (< 3 Hz), la pénétration de l'électrofiltre augmente en raison de la nature intermittente de la décharge. Tandis qu'à des fréquences élevées (> 100 Hz), les particules oscillent entre les électrodes. Cela augmente le temps de dérive des particules. En conséquence, la pénétration augmente.

Dans la gamme de fréquences de 3 à 100 Hz, les deux électrofiltres opèrent une réduction efficace de la concentration des particules à la sortie. Les performances atteignent l'optimum autour de 30 Hz pour les deux types de signaux.

La figure V.6 (b) montre l'évolution de la pénétration en fonction de la puissance moyenne consommée pour les deux types de forme d'onde. Il est clair que pour les deux formes d'onde de tension, le rendement et la puissance électrique dépendent de la gamme de fréquences. Aussi, les performances de l'électrofiltre pour les puissances inférieures à 1W sont similaires pour la même tension efficace. À des puissances supérieures à 1W (fréquence < 30 Hz), le rendement de la configuration excitée par un signal de type carré est nettement meilleur.

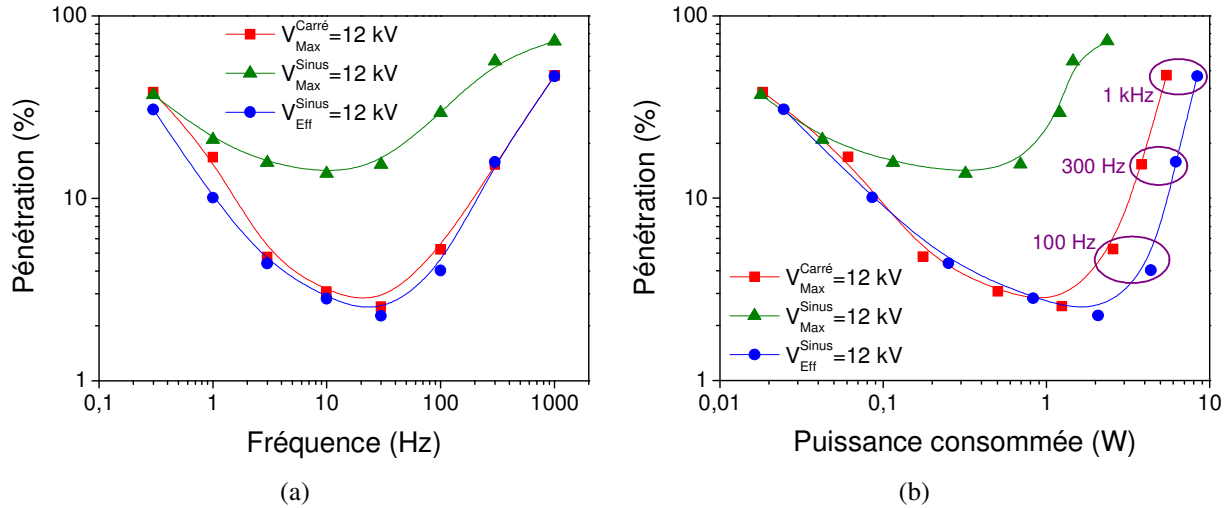


Figure V.6 : Évolution de la pénétration en fonction de la fréquence et de la puissance consommée à tension fixe. Conditions expérimentales : Débit = 10 L.mn⁻¹

Les résultats obtenus à ce stade de notre étude nous porte à conclure que la comparaison entre un signal carré et un signale sinusoïdale doit se faire pour des signaux avec des amplitudes de mêmes valeurs efficaces. Enfin, les performances de l'électrofiltre de référence à fréquence constante sont meilleures pour une tension d'excitation de forme d'onde carrée. Ce résultat nous conduit à nous interroger sur la possibilité de modifier ce signal carré dans la perspective d'une amélioration des performances de l'électrofiltre.

V.2 Optimisation du signal carré

Il ressort de la section précédente que l'utilisation d'une tension carrée induit une amélioration des performances de l'électrofiltre de référence. Dès lors, nous avons exploré les possibilités d'optimiser la forme d'onde carrée. Les paramètres étudiés sont :

- la durée de décharge
- la présence de l'offset
- le temps de monté
- le temps de descente
- le plateau de tension

Afin d'étudier l'influence des paramètres cités plus haut, nous allons comparer les résultats obtenus avec ceux obtenus dans le cas d'une excitation de type carré (figure V.5 (b)). Nous considérerons ce signal comme le signal de référence pour cette étude.

V.2.1 Le rapport cyclique

Dans cette section, nous voulons analyser l'effet du rapport cyclique sur les performances de l'électrofiltre de référence. En variant la valeur de T_2 (voir figure V.7) avec le générateur de fonction, nous variant le rapport cyclique. Nous définissons le rapport cyclique (R_{cycl}) comme étant le rapport entre T_2 et T_1 tel que :

$$R_{cycl}(\%) = \frac{T_2}{T_1} \times 100 \quad (V.1)$$

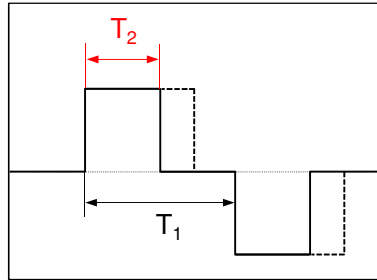


Figure V.7 : Schéma de variation du rapport cyclique R_{cycl}

La figure V.8 et V.9 présentent l'évolution temporelle du courant de décharge et la charge pour deux signaux avec des rapports cycliques de 20 et 50 % respectivement. On remarque que la diminution du rapport cyclique induit une diminution de la durée de décharge (figure V.8). Avec l'augmentation du rapport cyclique, les pulses de courant de décharge augmentent en nombre et diminuent en intensité. Ceci a un rapport direct avec la dynamique de la montée en charge (figure V.9 (b)). En effet, l'accumulation des charges générées par le plasma dans l'espace inter-électrode crée un champ électrique qui va contraindre progressivement la dynamique d'injection de charge en diminuant l'amplitude du champ électrique dans le gaz (champ électrique dans l'espace inter-électrodes).

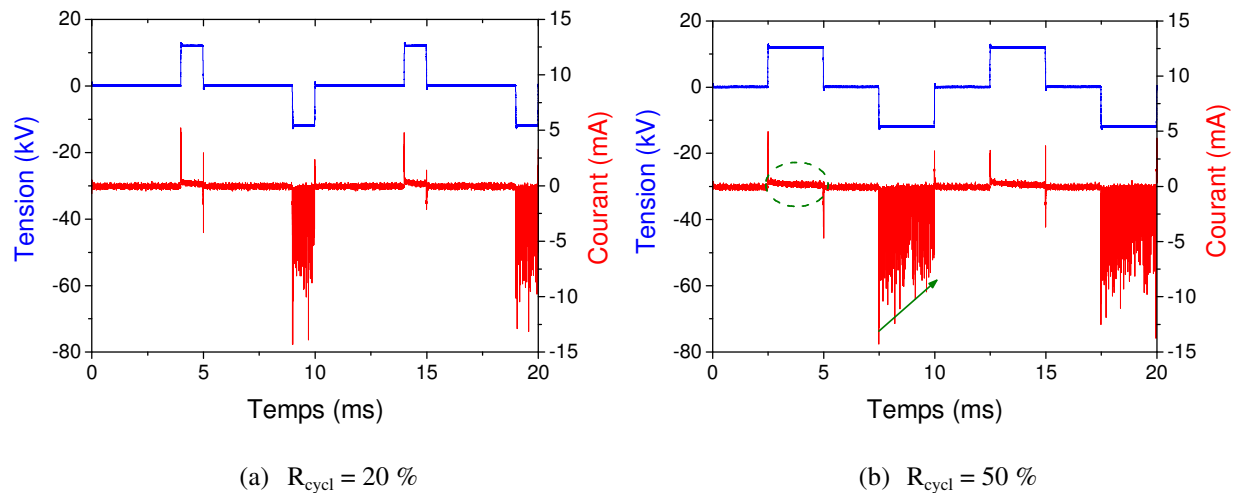


Figure V.8 : Formes de la tension et du courant de la décharge en fonction du temps. Conditions expérimentales : Tension = 12 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn⁻¹

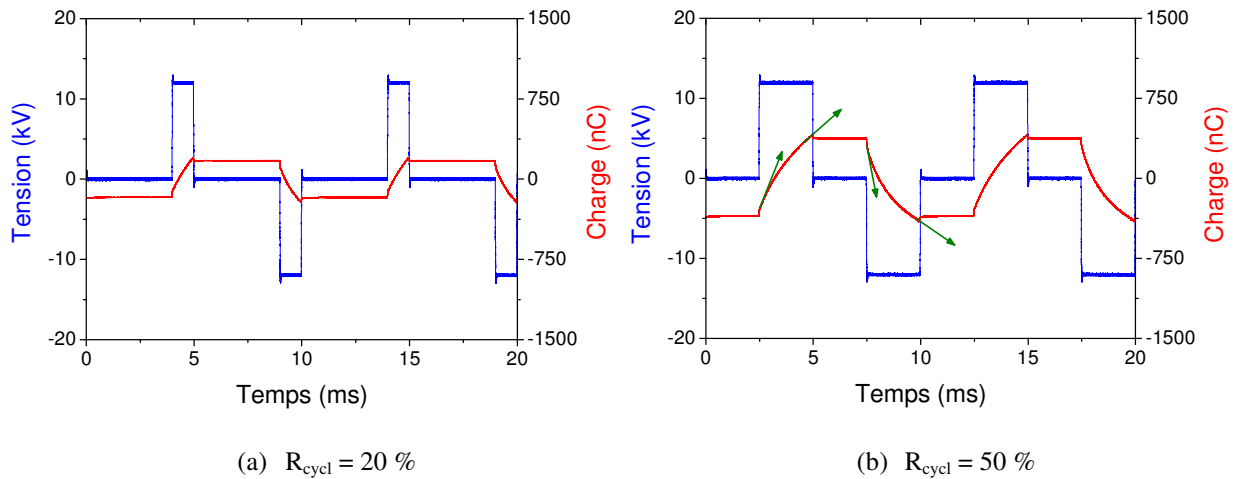


Figure V.9 : Formes de la tension et de la charge en fonction du temps. Condition expérimentale : Tension = 12 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn⁻¹

Le courant glow positif suit la même dynamique que les pulses de Trichel puisque l'évolution temporelle de la charge à l'échelle de la période ne montre quasiment pas de différences.

Les effets de la variation du rapport cyclique est similaire à celui de la fréquence. Ces deux paramètres influent sur la durée de l'activité de la décharge et donc sur l'existence d'une densité ionique conséquente dans l'espace inter-électrodes.

La figure V.10 illustre l'effet de la variation du rapport cyclique sur les performances de l'électrofiltre de référence. On y compare l'évolution de la pénétration en fonction la puissance électrique consommée dans le cas de référence, à savoir une excitation avec un signal carré ($R_{cycl} = 100\%$), et pour des signaux avec différents rapports cycliques ($20\% \leq R_{cycl} \leq 100\%$).

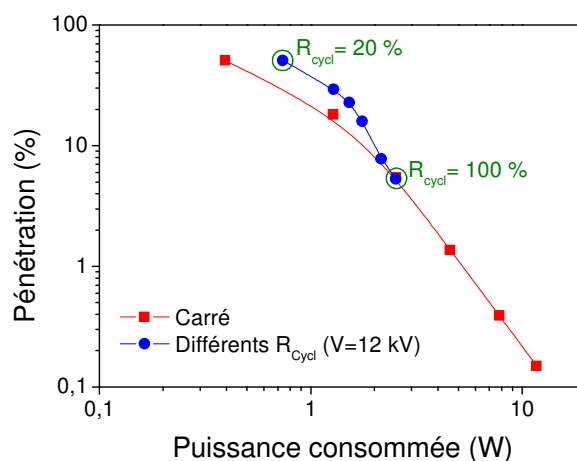


Figure V.10 : Évolution de la pénétration en fonction de la puissance moyenne consommée. Conditions expérimentales : Tension = 12 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn⁻¹

Les résultats obtenus montrent que l'augmentation du rapport cyclique améliore les performances de l'électrofiltre de référence mais reste en dessous des performances obtenues

pour le signal carré de référence. En effet, en augmentant le rapport cyclique, nous augmentons la densité de charges dans l'espace inter-électrodes et donc, nous améliorons le processus de charge des particules. Le cas optimum étant pour un rapport cyclique de 100 % qui se confond avec le signal carré de référence (figure V.10).

V.2.2 La présence d'un Offset

Dans le paragraphe précédent, nous avons perçu l'importance de la durée de décharge via la variation du rapport cyclique dans le processus de captation des particules. Dans cette section et afin d'étudier l'effet de la présence d'un Offset sur les performances de l'électrofiltre de référence, nous allons utiliser des tensions de type carré avec un rapport cyclique de 50 % auquel on associe un offset V_0 (figure V.11).

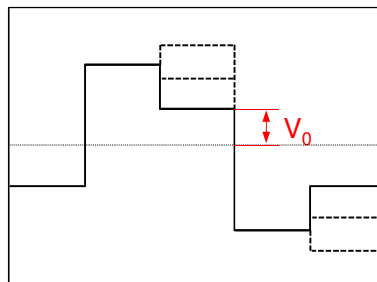


Figure V.11 : Schéma de variation de l'Offset V_0

La figure V.12 et V.13 présentent l'évolution temporelle du courant de décharge et de la charge pour deux niveaux d'offsets de 8 et 14 kV. De prime abord, il est clair que l'ajout d'un offset à induit un regain d'activité de la décharge (figure V.12) par rapport à celle observée dans le cas sans offset (figure V.8 (b)). Ce résultat est confirmé par la dynamique de la montée de la charge illustrée sur la figure V.13. Ceci dit, pour des valeurs d'Offset inférieures à 4 kV, nous n'avons pas observé cette stimulation du courant de décharge.

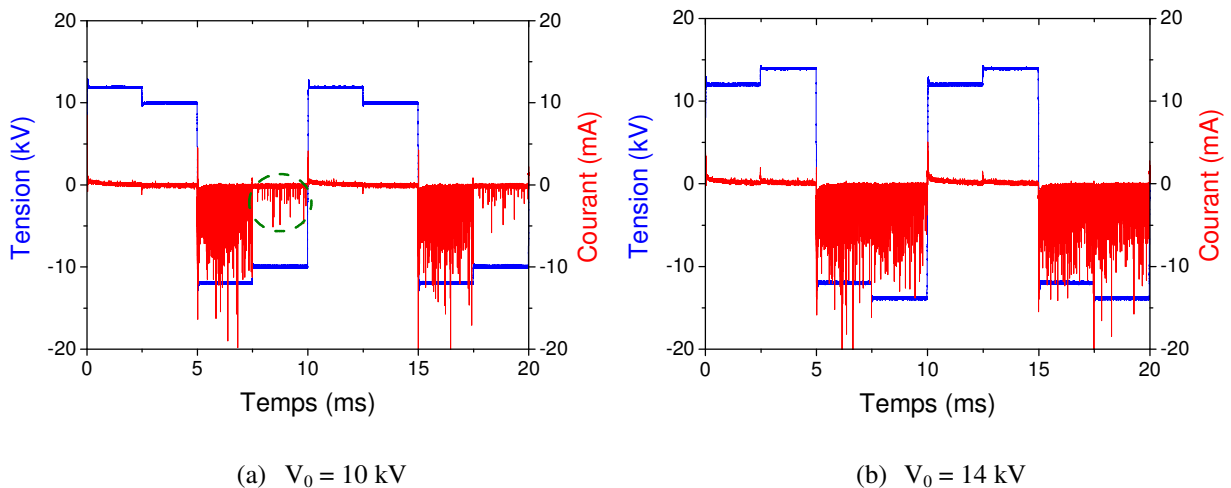


Figure V.12 : Formes de la tension et du courant de la décharge en fonction du temps. Conditions expérimentales : Tension = 12 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn⁻¹

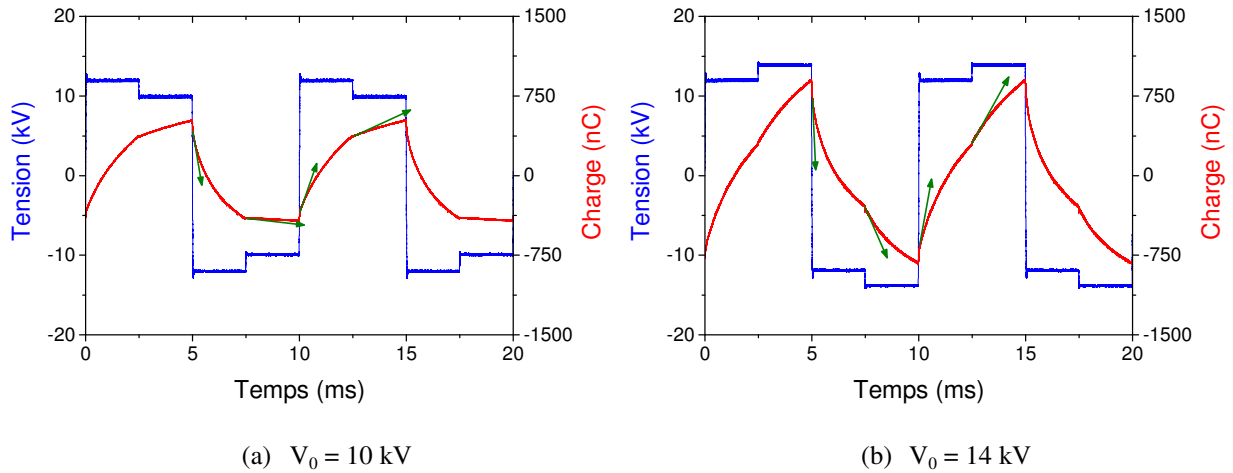


Figure V.13 : Formes de la tension et de la charge en fonction du temps. Condition expérimentale : Tension 12 kV, fréquence 100 Hz, débit = 10 L.mn^{-1}

L'effet de la présence d'un offset sur les performances de l'électrofiltre de référence est illustré sur la figure V.14. Nous y avons comparé l'évolution de la pénétration en fonction la puissance électrique consommée par l'électrofiltre de référence excité par des tensions carrés avec un rapport cyclique de 50 % et avec différents valeurs d'Offset ainsi que le signal carré de référence.

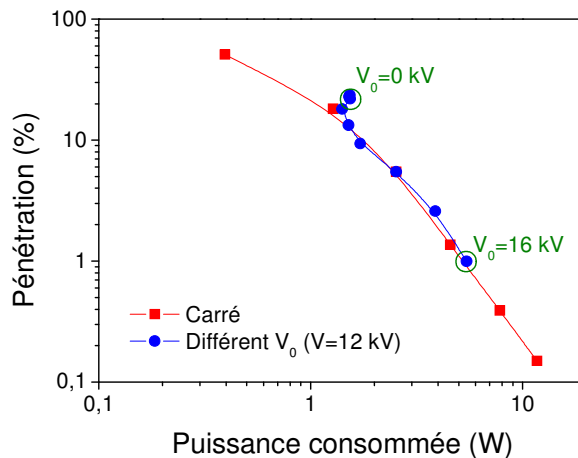


Figure V.14 : Évolution de la pénétration en fonction de la puissance moyenne consommée. Condition expérimentale : Tension = 12 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn^{-1}

Globalement, nous constatons que greffer un offset sur le signal tension, malgré le fait qu'il stimule le courant de décharge et la dynamique de la montée en charge, n'a pas amélioré les performances de l'électrofiltre de référence en terme de précipitation électrostatique par rapport au signal carré de référence ($V_{\text{Offset}} = 12 \text{ kV}$ pour une tension appliquée de 12 kV par exemple). En fait, en ajoutant un offset, la tension obtenue est différente de la tension de forme d'onde carrée, mais la physique de la charge des particules et du processus de précipitation est identique. Par exemple, la pénétration pour un offset de 16 kV est une valeur intermédiaire entre les pénétrations obtenues à 14 et 16 kV dans le cas du signal carré.

V.2.3 Le temps de montée

Dans cette section, nous nous intéressons aux incidences du temps de montée du signal carré (Figure V.15) sur les performances de l'électrofiltre de référence. Pour cela nous avons testé plusieurs signaux avec des temps de montée variant entre 32 et 4040 μs (durée mesurée entre 10 % et 90 % de la valeur maximum de la tension).

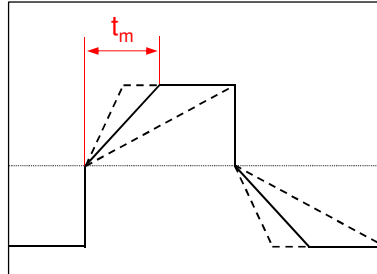


Figure V.15 : Schéma de variation du temps de montée (t_m)

La figure V.16 et V.17 présente l'évolution temporelle du courant de décharge et de la charge pour deux signaux avec des temps de montée (t_m) de 2020 et 4040 μs respectivement. Nous constatons que l'augmentation de t_m induit une diminution de la durée de l'activité de la décharge (figure V.16). Aussi, sur la figure V.17, nous observons la dépendance de la dynamique de charge par rapport à la forme d'onde de la tension. La charge finale est clairement plus faible pour un t_m élevé.

La figure V.18 illustre l'évolution de la pénétration en fonction la puissance électrique consommée par l'électrofiltre de référence. Dans le cas d'une excitation avec différents temps de montée.

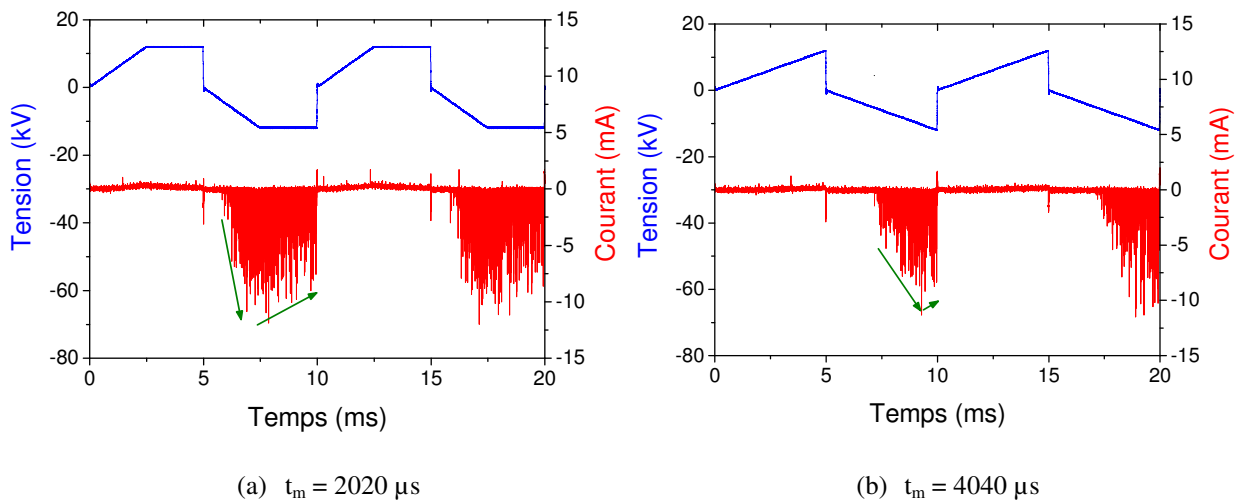


Figure V.16 : Formes de la tension et du courant de la décharge pour deux signaux de tension avec différents temps de montée. Conditions expérimentales : Tension = 12 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn^{-1}

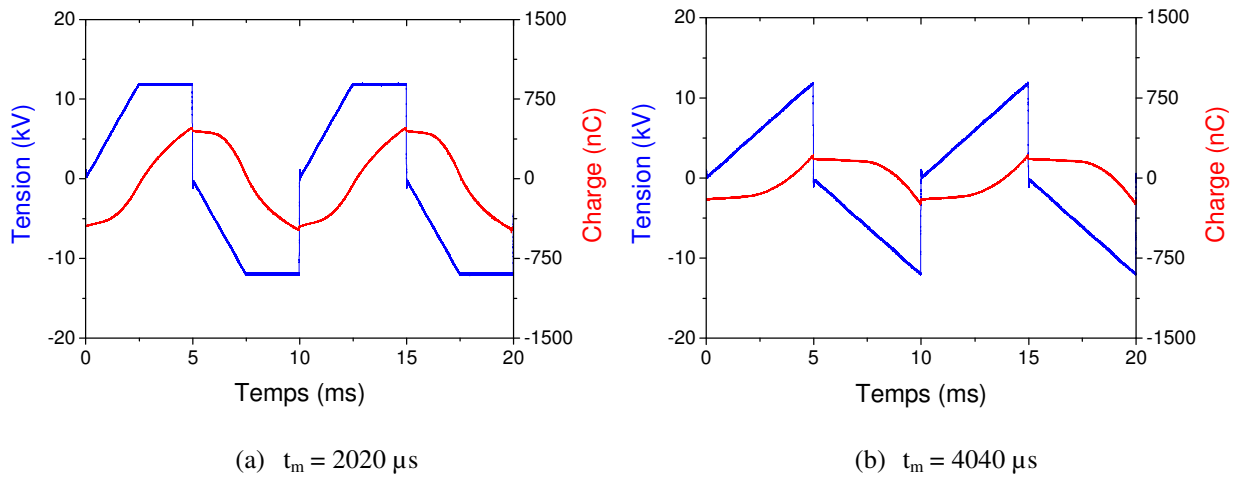


Figure V.17 : Formes de la tension et de la charge pour deux signaux de tension avec différents temps de montée. Conditions expérimentales : Tension = 12 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn^{-1}

Il en ressort que plus nous augmentons le temps de montée, nous améliorons les performances de l'électrofiltre. Mais que cette amélioration reste en dessous des performances obtenus dans le cas du signal carré sauf pour le cas où $t_m = 32 \mu s$ où les deux signaux sont identiques. Ceci peut être expliqué par la diminution de la durée de décharge (figure V.16) qui influence négativement sur le processus de charge des particules à cause de la diminution de la densité ionique dans l'espace inter-électrodes. Là encore le signal carré de référence est meilleur.

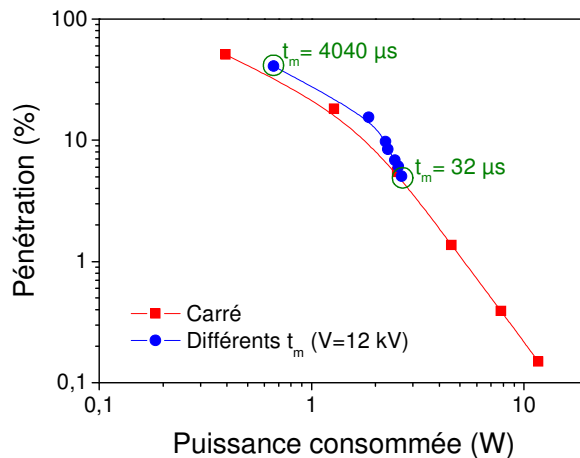


Figure V.18 : Évolution de la pénétration en fonction de la puissance moyenne consommée. Conditions expérimentales : Tension = 12 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn^{-1}

V.2.4 Le temps de descente

Dans le paragraphe précédent, nous avons abordé l'effet du temps de montée sur les performances de l'électrofiltre de référence. Dans cette section, nous analysons l'effet du temps de descente (t_d) sur la pénétration (figure V.19). Les signaux étudiés ont des temps de descente variant entre 32 et 4040 μs .

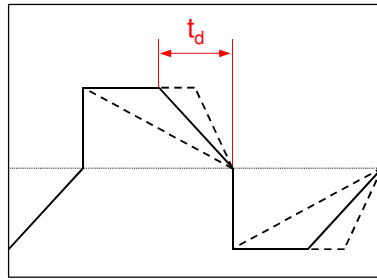


Figure V.19 : Schéma de la variation du temps de descente (t_d)

La figure V.20 et V.21 présente l'évolution temporelle du courant de décharge et de la charge pour deux signaux avec des temps de descente de 2020 et 4040 μs respectivement. Les mêmes observations sont relevées dans ce cas de figure, à savoir que l'augmentation du temps de descente réduit la durée de l'activité de la décharge (figure V.20) et que la dynamique de la montée en charge dépend de la forme d'onde de la tension. Par contre, le nombre de pulses générés est moins important et leurs amplitudes est moins élevés.

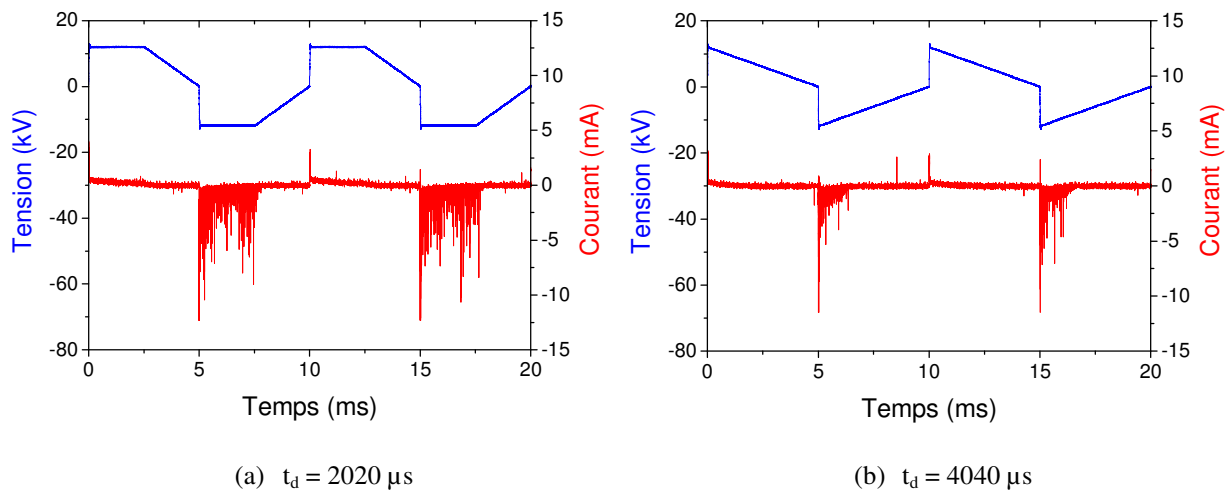


Figure V.20 : Formes de la tension et du courant de la décharge pour deux signaux de tension avec différents temps de descente. Conditions expérimentales : Tension = 12 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn^{-1}

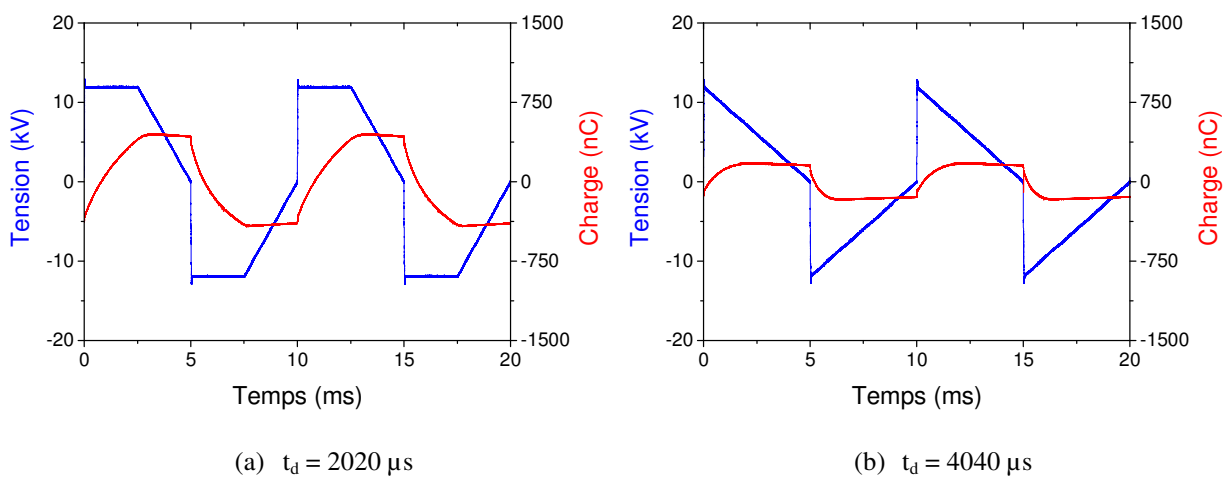


Figure V.21 : Formes de la tension et de la charge pour deux signaux de tension avec différents temps de descente. Conditions expérimentales : Tension = 12 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn^{-1}

La figure V.22 montre l'évolution de la pénétration en fonction de la puissance électrique consommée par l'électrofiltre de référence excité par des signaux avec des temps de descente différents à tension fixe et un signal carré à tension variable. Il est clair que l'augmentation du temps de descente a les mêmes incidences que le temps de montée sur les performances de l'électrofiltre de référence. Ceci est dû à la diminution du champ électrique et de la densité ionique dans l'espace inter-électrodes.

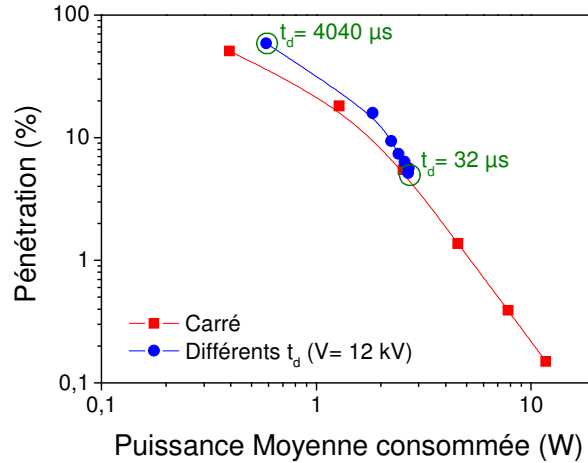


Figure V.22 : Évolution de la pénétration en fonction de la puissance moyenne consommée. Condition expérimentale : Tension = 12 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn⁻¹

En conclusion, la réduction du temps de descente du cas de référence n'est pas bénéfique pour l'électrofiltre.

V.2.5 Le plateau de tension

Nous achevons notre étude par l'analyse de l'effet du plateau de tension (figure V.23) sur les performances de l'électrofiltre référence. Les signaux testés ont un V_P variable entre 6 et 20 kV. Le signal carré de référence correspond au cas $V_P = V$.

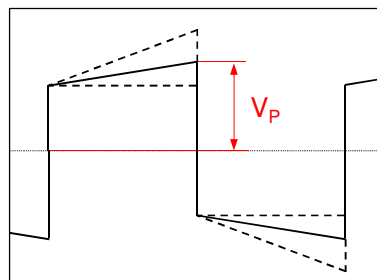


Figure V.23 : Schéma de la variation du plateau de tension

La figure V.24 et V.25 présente l'évolution temporelle du courant de décharge et de la charge pour deux signaux avec des plateaux de tension de 6 kV et 18 kV respectivement. Nous constatons que l'augmentation de la valeur du plateau de tension induit l'augmentation de la durée de la décharge ainsi que celles des amplitudes des pulses de Trichel générés. Ce résultat est très intéressant, dans la mesure où il apporte une modification notable sur l'activité de la décharge par rapport au signal carré de référence (figure V.2). En effet, en plus du fait que les pulses de Trichel générés ont des amplitudes plus importantes, l'application d'une

excitation avec un plateau de tension supérieur à 12 kV semble favoriser le maintien de l'activité de la décharge. Ceci est confirmé par l'évolution de la dynamique de la montée en charge (figure V.25 (b)). Les mêmes effets sont à observer sur l'alternance positive, puisque la dynamique de la charge ne montre aucune différence à l'échelle de la période entre les deux polarités.

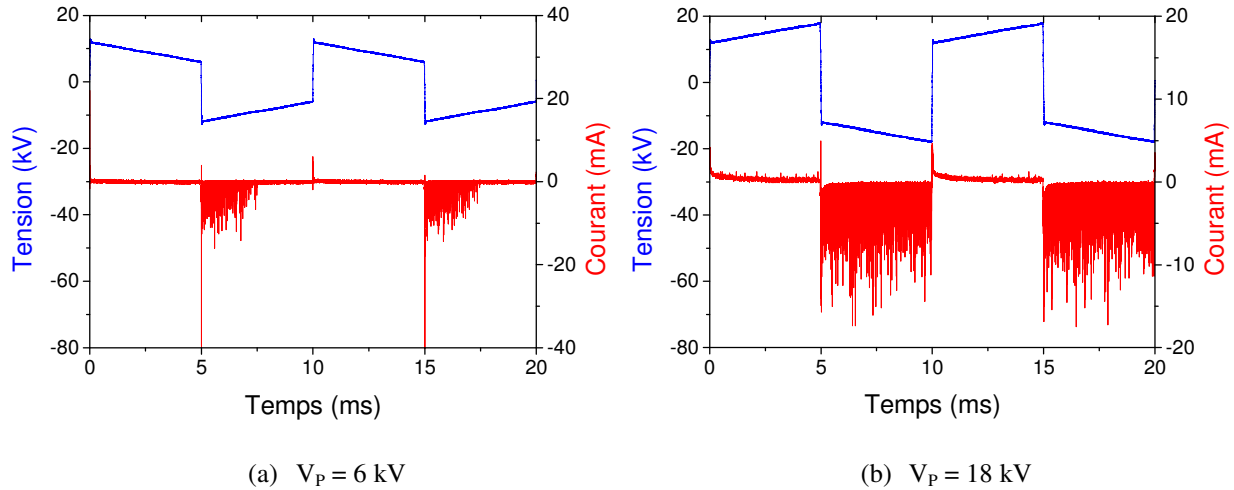


Figure V.24 : Formes de la tension et du courant de la décharge pour deux signaux de tension avec différents plateaux. Conditions expérimentales : Tension = 12 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn⁻¹

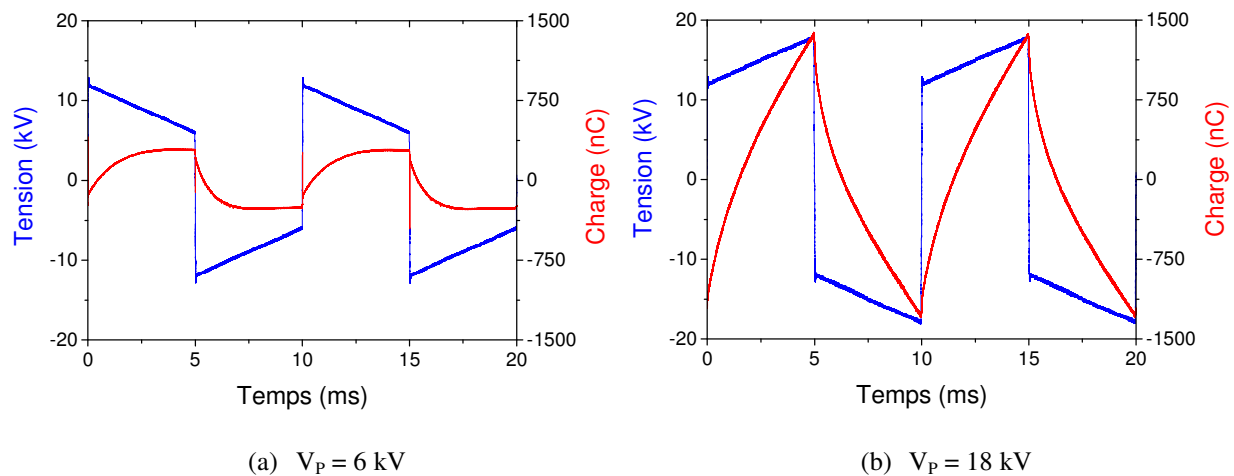


Figure V.25 : Formes de la tension et de la charge pour deux signaux de tension avec différents plateaux. Conditions expérimentales : Tension = 12 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn⁻¹

La figure V.26 montre l'évolution de la pénétration en fonction la puissance électrique consommée de l'électrofiltre de référence excité par des tensions avec différentes valeurs du plateau variant entre 6 et 20 kV et un signal carré à tension variable ($V_p = 12 \text{ kV}$ pour une tension appliquée de 12 kV par exemple). Nous constatons que le plateau de tension peut avoir un effet positif ou négatif sur les performances de l'électrofiltre de référence.

Pour les tensions appliquées avec un $V_p < 12 \text{ kV}$, les performances de l'électrofiltre se détériorent car nous observons une réduction du temps d'activité de la décharge ce qui a

pour conséquence la diminution de la densité de charge dans l'espace inter-électrodes. Pour les tensions appliquées avec un $V_p \geq 12$ kV, les performances de l'électrofiltre s'améliore. Ceci peut être expliqué par l'augmentation de la densité de charge et la stimulation du champ électrique dans l'espace inter-électrodes (gaz). Ces deux facteurs induisent une amélioration du processus de charge des particules et de leurs précipitations.

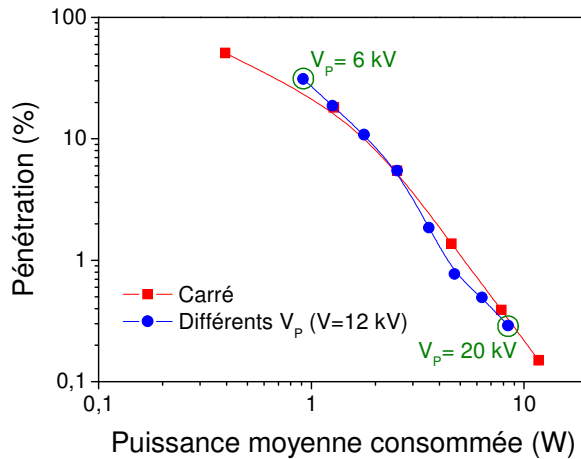


Figure V.26 : Évolution de la pénétration en fonction de la puissance moyenne consommée. Conditions expérimentales : Tension = 12 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn⁻¹

En effet, à contrario du cas de la tension avec offset ou la progression de la tension se fait par palier de valeur constante ; l'augmentation progressive du niveau tension (figure V.25 (b)) assure une augmentation du champ électrique appliqué qui lui permet de vaincre le champ électrique généré par le stockage des charges dans l'espace inter-électrodes et maintenir ainsi un champ électrique dans le gaz assez important pour la charge et la précipitation des particules.

Il faut quand même noter que la pénétration baisse pour un plateau de tension $V_p = 20$ kV par rapport à un 18 kV. Ceci nous porte à penser qu'il existe un équilibre entre le processus de charge de la particule et sa captation. Ce qui revient à dire qu'il existe un niveau de charge de la particule pour lequel la précipitation est optimale.

V.3 Effets combinés de la forme d'onde de la tension et de la section du tube

Dans cette section nous avons voulu créer un lien entre les résultats de l'optimisation de la forme d'onde du signal d'excitation électrique et ceux de l'optimisation géométrique abordée au chapitre précédent. L'objectif de cette section est la quantification de l'effet de la combinaison d'une excitation de forme d'onde carrée avec celui de la section du tube. Pour cela, nous avons testé trois électrofiltres de configuration carrée avec des tubes de différentes sections. Les trois étant excités par une tension de forme d'onde carrée.

La figure V.27 montre l'évolution de la pénétration en fonction de la densité d'énergie pour les trois électrofiltres à fréquence fixe. La figure V.27 (a) relève les performances des trois électrofiltres à des débits calculés de façon à retrouver le même nombre de Reynolds (Re

= 425). Tandis que la figure V.27 (b) illustre leurs performances à des débits calculés de façon à retrouver la même vitesse moyenne ($\approx 0,26 \text{ m.s}^{-1}$).

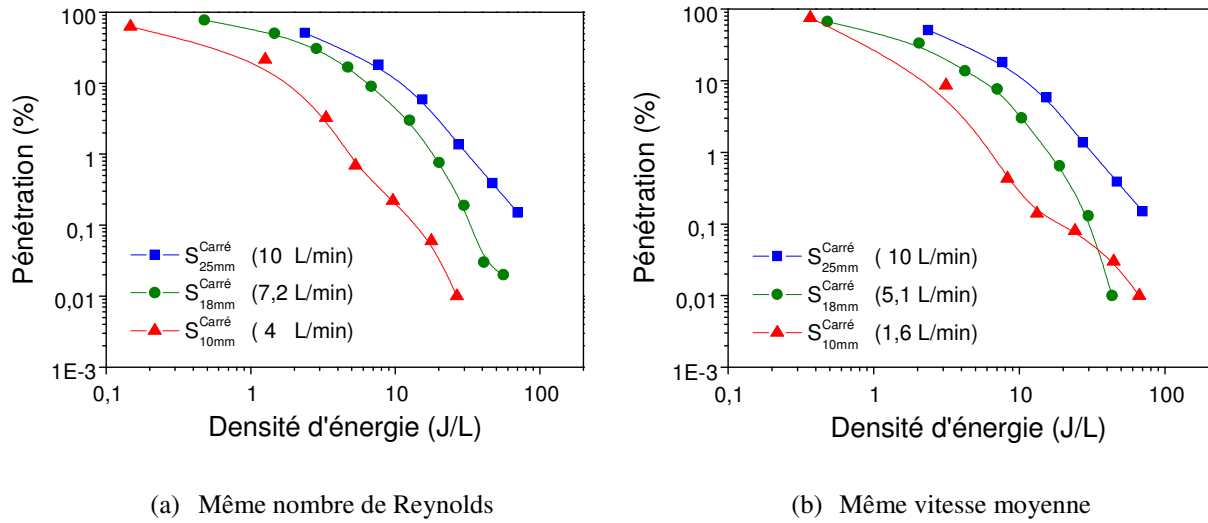


Figure V.27 : Évolution de la pénétration en fonction de densité d'énergie pour trois tubes de sections distinctes. Condition expérimentale : Fréquence = 100 Hz

Les résultats obtenus montrent qu'il est possible d'atteindre le même rendement avec le tube de faible section en consommant entre le quart et le tiers de la puissance consommée par l'électrofiltre avec un tube de forte section. Ceci confirme la supériorité des électrofiltres à faible section et prouve qu'il est encore possible d'apporter des améliorations sur les électrofiltres à DBD qui pourra lui permettre de concurrencer l'électrofiltre DC.

Malheureusement, pour des contraintes de temps et des contraintes techniques liées à la réalisation de l'électrofiltre DC carré, nous n'avons pas pu comparer l'électrofiltre DBD et l'électrofiltre DC dans le cadre de cette étude.

V.4 Synthèse du chapitre V

L'étude réalisée dans ce chapitre est axée sur l'évaluation de l'effet de l'excitation électrique. L'objectif était d'améliorer les performances globales de l'électrofiltre de référence au travers d'une série d'expériences où plusieurs paramètres de base ont été testés.

Dans la première partie, il a été démontré qu'utiliser une tension de forme d'onde carrée offre de meilleures performances en termes de précipitation électrique que celles obtenues avec une tension sinusoïdale.

Dans la deuxième partie, nous avons procédé à une optimisation du signal de forme d'onde carrée de façon à améliorer les performances de l'électrofiltre de référence. Il en ressort que, dans nos conditions expérimentales et dans les gammes disponibles, la durée de décharge, la présence d'un offset, le temps de montée et de descente n'apportent pas d'améliorations aux performances de l'électrofiltre. Ceci est principalement dû à la diminution de la densité ionique dans l'espace inter-électrodes à cause de la réduction de la durée de l'activité de la décharge. Par contre, le plateau de tension croissant impacte

positivement les performances de l'électrofiltre de référence. Le choix du plateau de tension doit nous permettre de créer un champ électrique qui arrive à vaincre celui résultant du stockage des charges à condition de ne pas dépasser la tension de claquage du diélectrique.

Pour clore ce chapitre, nous avons combiné deux facteurs améliorant les performances de l'électrofiltre, à savoir l'utilisation d'un tube de faible section et une excitation de forme d'onde carrée. L'objectif était d'estimer le gain réalisé en rendement et en coût énergétique. La supériorité des tubes à faible section a été démontrée ce qui prouve qu'il est encore possible d'améliorer les performances de l'électrofiltre en stimulant une synergie entre les paramètres électriques et géométriques.

Conclusion générale

La précipitation électrostatique est la technique qui se révèle être la plus prometteuse en matière de captation des plus fines particules parmi les procédés de traitement existants des particules en suspension dans l'air. Ces procédés propres doivent obéir à de nombreuses contraintes (économiques, techniques ou juridiques). Généralement, les précipitateurs électrostatiques industriels utilisent une décharge volumique à pression atmosphérique. La plus répandue est la décharge couronne dont les avantages ne sont plus à démontrer. Néanmoins, les rares inconvénients de cette décharge obligent à s'intéresser à la Décharge à Barrière Diélectrique (DBD).

Dans cette étude, nous avons testé la capacité d'une décharge DBD à faire de la précipitation électrostatique, dans des conditions difficiles. En effet, nous avons utilisé des particules d'encens dont il a été montré que la gamme de taille présentait la plus faible efficacité de collecte. L'électrofiltre que nous avons étudié est de configuration carrée.

Il est apparu dans la caractérisation électrique de l'électrofiltre fil-carré que dans nos conditions expérimentales :

- la décharge est principalement de type corona glow,
- l'effet de la tension sur la décharge se traduit par une succession de différents régimes de décharges au fur et à mesure de l'élévation de la tension,
- la fréquence impacte fortement l'activité de la décharge surtout lorsqu'elle est élevée,
- enfin, le débit et la présence de particules induisent une diminution de la charge ionique nette résultante dans le volume.

Dans le cadre de l'analyse granulométrique, il a été établi que :

- l'efficacité de collecte augmente au fur et à mesure de l'élévation de la tension appliquée en raison de l'accroissement du champ électrique dont elle s'accompagne,
- les performances de l'électrofiltre de référence dépendent de la gamme des fréquences appliquées.

Afin de faire ressortir l'effet de la géométrie sur les performances de l'électrofiltre, nous avons effectué une étude comparative entre un électrofiltre de configuration fil-cylindre et la configuration fil-carré dite de référence. Il ressort globalement de cette étude que les électrofiltres ont un comportement électrique très proche. En outre, la comparaison des deux électrofiltres à montrer la supériorité de la configuration carrée à fréquence fixe pour les tensions élevées.

L'évolution des performances de l'électrofiltre de référence en fonction de ces paramètres géométriques a été étudiée et analysée. Il ressort de cette étude que, dans nos conditions expérimentales, l'électrofiltre de référence est peu sensible aux diamètres du fil et

aux nombre de faces collectrices. Par contre, il l'est pour la section du tube, la largeur de la contre électrode et sa discrétisation.

L'effet de la présence d'une deuxième barrière diélectrique sur l'électrode active a été étudié. La comparaison avec l'électrofiltre de référence a montré que ces deux configurations ont un mode de décharge complètement différent. Il est assez homogène dans le cas de la simple BD et a un comportement filamentaire dans le cas de la double BD. Les mesures granulométriques montrent que :

- l'efficacité de collecte des particules des deux électrofiltres augmente avec l'augmentation de la tension appliquée,
- l'électrofiltre à double BD offre de meilleures performances pour une large gamme de fréquence, probablement en raison du mode décharge filamentaire, Ce qui renforce l'intérêt de couvrir l'électrode active pour éviter sa contamination et sa détérioration,
- l'électrofiltre à simples BD reste un bon choix pour atteindre des rendements très élevée (jusqu'à 99,99 %) même si sa consommation électrique est plus élevée.

L'évaluation de l'effet de l'excitation électrique sur les performances globales de l'électrofiltre de référence a confirmé la supériorité des performances de l'électrofiltre de référence obtenues avec une excitation de forme d'onde carrée. La modification de cette dernière, dans le but d'améliorer les performances de l'électrofiltre de référence, a démontré que dans nos conditions expérimentales le rapport cyclique, la présence d'un offset, le temps de montée et de descente n'apportent pas d'améliorations aux performances de l'électrofiltre. Ceci est principalement dû à la diminution de la densité ionique dans l'espace inter-électrodes à cause de la réduction de la durée de l'activité de la décharge.

Par contre, le plateau de tension impacte positivement les performances de l'électrofiltre de référence. Le choix du plateau de tension doit nous permettre de créer un champ électrique qui arrive à vaincre celui résultant de l'accumulation des charges à la surface interne du tube à condition que ce dernier ne dépasse pas le champ de claquage du diélectrique.

Enfin, la combinaison de deux facteurs améliorant les performances de l'électrofiltre, à savoir l'utilisation d'un tube de faible section et une excitation de forme d'onde carrée, a démontré qu'il est encore possible d'améliorer les performances de l'électrofiltre DBD par une synergie des paramètres électriques et géométriques.

Perspectives

Dans le cadre de ces travaux, nous avons mis au point des électrofiltres, dont les propriétés des matériaux les constituant peuvent en influencer les performances. Il serait alors intéressant d'utiliser des matériaux nobles pour leur construction.

L'étude granulométrique pourrait être étendue à d'autres fumées ou particules. L'objectif étant l'étude du phénomène de ré-entraînement des particules par l'écoulement principal et donc du devenir des particules collectées pour lesquelles un dispositif de

régénération de surface par plasma peut être mis au point. L'idée est de consumer le dépôt de particules.

L'étude que nous avons menée sur les différents paramètres intervenants dans le processus de piégeage des particules au sein de l'électrofiltre démontre le caractère primordial d'une recherche d'une synergie entre ces différents paramètres (géométriques, électriques et aérodynamiques).

Une étude comparative entre les performances les électrofiltres de géométrie carrée de type DBD et DC, nous fournirais des arguments à faire valoir dans la perspective d'une implémentation de notre concept en milieu industriel.

La configuration étudiée offre un avantage certain concernant l'étude aérodynamique, les observations des phénomènes EHD peuvent être réalisées au moyen de la PIV – rapide. Cette démarche prend tout son sens dans le cas de la configuration à double barrière diélectrique, où les phénomènes liés à la manifestation de la décharge (les filaments) sont très rapides. La réalisation de mesures PIV – 3D dans la configuration fil-carré, en utilisant des électrodes transparentes, pourrait également être envisagée.

Annexes

Annexe 01

Synthèses des équations des forces agissant sur les particules et non développées dans le cadre de cette étude [JON 95, KRI 02].

Force image
<p>Entre une particule et une paroi :</p> $F_{image-plan} = -\frac{q_p^2}{16 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{r_3} \cdot x_1^2} \cdot \frac{\epsilon_{r_2} - \epsilon_{r_3}}{\epsilon_{r_2} + \epsilon_{r_3}}$ <p>Entre deux particules :</p> $F_{image-particule} = -\left(\frac{d_{p,1}^2 \cdot q_{p,1}^2}{8 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot x_2^3} - \frac{2 \cdot d_{p,1}^2 \cdot x \cdot q_{p,1}^2}{\pi \cdot \epsilon_0 (4 \cdot x_2^2 - d_{p,1}^2)^2} \right) - \left(\frac{d_{p,2}^2 \cdot q_{p,2}^2}{8 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot x_2^3} - \frac{2 \cdot d_{p,2}^2 \cdot x \cdot q_{p,2}^2}{\pi \cdot \epsilon_0 (4 \cdot x_2^2 - d_{p,2}^2)^2} \right)$ <p>Avec ;</p> <ul style="list-style-type: none"> ϵ_{r_2} : constante diélectrique du substrat ϵ_{r_3} : la constante diélectrique du gaz porteur x_1 : distance entre le centre de la particule et la paroi x_2 : la distance entre le centre des deux particules
Force diélectrophorétique ou Force de dipôle
$\vec{F}_{DEP} = \frac{\pi}{4} \epsilon_m d_p^3 \left(\frac{\epsilon_s - \epsilon_m}{\epsilon_s - 2\epsilon_m} \right) (\nabla \vec{E})^2$ <p>où ϵ_s et ϵ_m sont les permittivités respectives de la sphère et du milieu.</p>
Forces de Van der Waals
<p>À l'approche d'une surface :</p> $F_{VdW} = -\frac{2 \cdot A_H}{3} \cdot \frac{r_p^3}{l_{min}^2 (l_{min} + 2 \cdot r_p)^2}$ <p>Entre deux particules de même diamètre :</p> $F_{VdW} = -\frac{2 \cdot A_H}{3} \cdot \frac{r_p^6}{l_{min}^2 (l_{min} + 4 \cdot r_p)^2 (l_{min} + 2 \cdot r_p)^3}$ <p>Avec ;</p> <ul style="list-style-type: none"> A_H : constante de Hamaker l_{min} : distance minimale entre la particule et le substrat (entre 4 et 5,5 Angströms)

Annexe 02

Modeles de charge d'une particule sphérique [Bro 01]

Knudsen number $K_n = \lambda/r_p$			
	Free molecule ($K_n \gg 10$)	Transition ($0.1 \leq K_n \leq 10$)	Continuum ($K_n \ll 0.1$)
Diffusion	Chang <i>et al.</i> (1981) $\tau_d = \frac{4\pi r_p e^2 N_i D t}{C_p k T (1+\kappa)} = \frac{1}{1+\kappa} \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{\Phi_p^m}{m!m} + \frac{\kappa \Phi_p^{m+1}}{m!(m+1)} \right) + \frac{\Phi_p}{1+\kappa} \quad (2.1)$ $\Phi_{pd} = 5,564 \times 10^8 N_{dp}/r_p ; C_p = 4\pi\epsilon_0 r_p$		
	Numerical solution of (2.1) for $K_n \rightarrow \infty$ $\Phi_p = \ln \left(1 + \frac{e^2 \bar{v}_i r_p N_i t}{4\epsilon_0 k T} \right) \quad (2.2)$ agrees with White	Numerical solution of (2.1) for $K_n = 1$	Numerical approximation of (2.1) for $K_n \rightarrow 0$ $\frac{e^2 N_i D t}{\epsilon_0 k T} = \Phi_p + \sum_{m=1}^m \frac{\Phi_p^m}{m!m} \quad (2.3)$
Field	Chang <i>et al.</i> (1980) $\frac{d\Phi_p}{d\tau_f} = \left(\frac{r_p}{2\lambda_D} \right)^2 i(\Phi_p, S_{io}) \quad (2.5)$		Pauthenier & Moreau-Hanot (1932) $N_{fc} = \frac{Q_s}{e} \frac{t + (K_{os}-1)\tau_f'}{t + K_{os}\tau_f'} \quad (2.4)$
	Ohyama <i>et al.</i> (2000) $N_{fc} = S_{io} N_{dc} \quad (2.6)$	Ohyama <i>et al.</i> (2000) $N_{fc} = \frac{1+K_n}{K_n} S_{io} N_{dc} \quad (2.7)$	$Q_s = 4\pi\epsilon_0 \left(2 \frac{\epsilon_p - 1}{\epsilon_p + 2} + 1 \right) r_p^2 E$ $\frac{1}{K_{os}} = 1 - \frac{Q_0}{Q_s}; \tau_f' = \frac{4\epsilon_0 \epsilon_p}{N_i e \mu_i}$

Annexe 03

Principaux modèles d'efficacité globale

Configuration fil-plaque et fil-cylindre [KIM 99, KIM 01]		
Modèle de Deutsch	$\eta_{Deutsch} = 1 - \exp(-D_e)$	Avec, $D_e = \frac{v_e \cdot L}{v_m \cdot H}$ $P_e = \frac{v_e \cdot b}{D_p}$ $R = 2b$ (géométrie fil-cylindre)
Modèle de Cooperman	$\eta_{Cooperman} = 1 - \frac{2 \exp\left(\frac{v_e \cdot H}{4D_{p,y}}\right)}{\pi \cdot \left(\frac{v_e \cdot H}{4D_{p,y}}\right)} \cdot \exp\left(-\frac{v_e^2 \cdot L}{4v_m \cdot D_{p,y}}\right)$	
Modèle de Leonard	$\eta_{Leonard} = 1 - \int_0^1 P \cdot \left(\frac{\xi - D_e}{\sqrt{2D_e/P_e}}\right) d\xi$	
Modèle de Zhibin	$\eta_{Zhibin} = 1 - \sqrt{\frac{P_e}{4 \cdot \pi \cdot D_e}} \cdot \int_0^1 \exp\left[-\frac{P_e}{4 \cdot D_e} (\xi - D_e)^2\right] \cdot d\xi$	
Configuration fil-plaque [XIA 02]		
Modèle de Xiangrong	$\eta_{Xiangrong} = 1 - \exp(-F \cdot D_e)$ Remarque : <ul style="list-style-type: none"> Un flux nul au niveau des fils haute tension (condition de symétrie). La différence par rapport l'équation de Deutsch est la prise en compte d'une diffusion longitudinale et radiale. 	$F = \frac{v_m}{v_e} \cdot \frac{P_{ex}}{2} \left[\left[1 + \frac{v_e}{v_m} \cdot \frac{P_{ey}}{P_{ex}} \left(1 + \left(\frac{2\theta}{P_{ey}} \right)^2 \right) \right]^{1/2} - 1 \right]$ $\tan \theta = \frac{4 \left(\frac{\theta}{P_{ey}} \right) (F - 1)}{\left(\frac{2\theta}{P_{ey}} \right)^2 + 2F - 1}$ Les valeurs de F et de θ sont trouvées itérativement par approches successives
Configuration fil-cylindre [KIT 91]		
Modèle Hinds	$\eta_{Hinds} = \frac{4 \cdot \pi \cdot \mu_{p,e} \cdot V \cdot L}{Q_v \cdot \ln(R/R_0)}$	Valable seulement dans le cas d'un écoulement laminaire
b : distance fil-plaque ; D_p : coefficient de distorsion ; H : distance fil- plaque ; L : longueur du précipitateur électrostatique ; P : pression absolue ; Q_v : débit volumique de filtration ; R_0 : diamètre de l'électrode à faible rayon de courbure ;		R : distance fil-cylindre ; V : différence de potentiel dans l'espace inter-électrodes ; v_e : vitesse effective de migration de la poussière chargée vers la surface de précipitation (valeur empirique) ; v_m : vitesse moyenne du gaz ; $\mu_{p,e}$: mobilité électrique des particules.

Annexe 04

Autre forme de tension : Demi-sinus

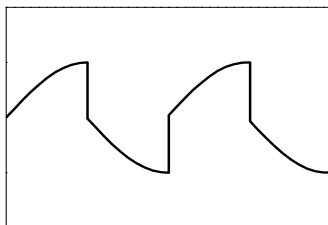
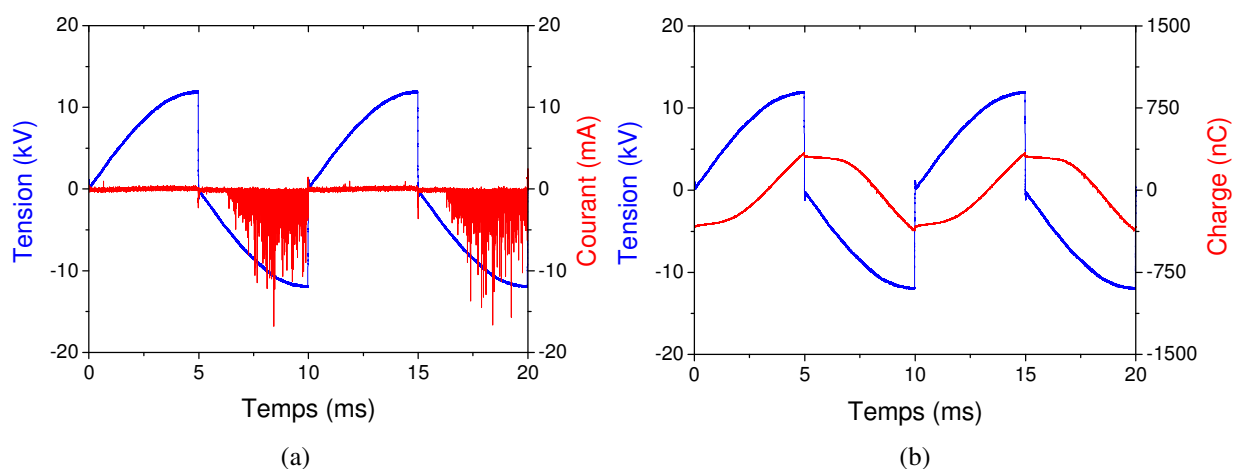
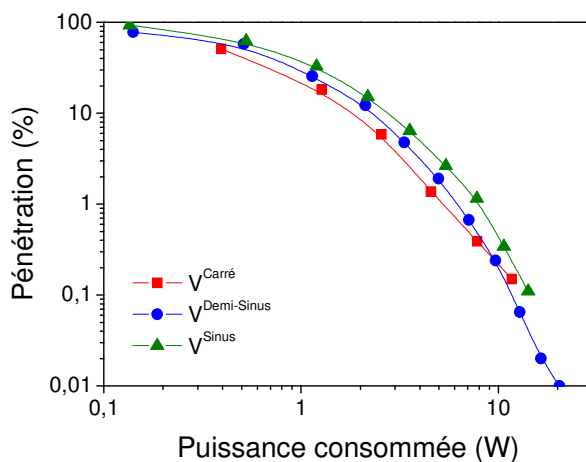


Figure 01 : Signale demi-sinus étudié

Figure 02 : Évolution temporelle du courant de décharge (a) et de la charge (b) en fonction de la tension. Conditions expérimentales : Tension = 12 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn⁻¹Figure 03 : Évolution de la pénétration en fonction de la puissance moyenne consommée. Conditions expérimentales : Tension = 12 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 10 L.mn⁻¹

Références bibliographiques

[ABD 03] M. Abdel-Salam, A. Hashem, A. Yehia, A. Mizuno, A. Turkey, A. Gabr, “Characteristics of corona and silent discharges as influenced by geometry of the discharge reactor”, *Journal of Physics D : Applied Physics*, Vol. 36, pp. 252–260, 2003.

[ADA 09] K. Adamiak, P. Atten, “Numerical Simulation of the 2-D Gas Flow Modified by the Action of Charged Fine Particles in a Single-Wire ESP”, *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, Vol. 16, pp. 608–614, 2009.

[ART 11] G. Artana, G. Touchard, M.F. Morin, “Contribution to the analysis of the flow electrification process of powders in pneumatic conveyers”, *Journal of Electrostatics*, Vol. 40–41, pp. 277–282, 1997.

[BAR 69] R. Bartnikas, “Note on ac discharge between metallic-dielectric electrodes in helium”, *Journal of Applied Physics*, Vol. 40, pp. 1974–1976, 1969.

[BOI 05] R. Boichot, “Filtration des particules issues des moteurs diesel par matrices fibreuses plongées dans un champ électrique”, Thèse de Doctorat de l’Université de Savoie, 2005.

[BOR 06] J. P. Borra, “Nucleation and aerosol processing in atmospheric pressure electrical discharges: powders production, coatings and filtration”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 39, pp. R19–R54, 2006.

[BÖT 03] C. U. Böttner, “The role of the space charge density in particulate processes in the example of the electrostatic precipitator”, *Powder Technology*, Vol. 135–136, pp 285–294, 2003.

[BRO 70] J. R. Brock, “Non continuum unipolar charging of aerosol: the role of external electric field”, *Journal of Applied Physics*, Vol. 41, No.5, pp. 1940–1944, 1970.

[BRO 73] J. R. Brock, M. Wu, “Field charging of aerosol particles”, *Journal of Colloid and Interface Science*, Vol. 45, pp. 106–114, 1973.

[BRO 01] D. Brocilo, J. S. Chang, R. D. Findlay, “Modeling of electrode geometry effects on dust collection of wire-plate electrostatic precipitators”. ICESP VIII conference, Birmingham, Alabama, USA, May 14-17, 2001.

[BYE 06] J. H. Byeon, J. Hwang, J. H. Park, K. Y. Yoon, B. J. Ko, S. H. Kang, J. H. Ji, “Collection of submicron particles by an electrostatic precipitator using a dielectric barrier discharge”, *Journal of Aerosol Science*, Vol. 37, pp. 1618–1628, 2006.

[CHA 94] J.S. Chang, A. Watson, “Electromagnetic hydrodynamics”, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 1, No. 5, pp. 871–895, 1994.

[CHA 95] J.S. Chang, A.J. Kelly, J.M. Crowley, “Handbook of Electrostatic Processes” Marcel Dekker, New York, 1995.

[CHA 01] J. S. Chang, “Recent development of plasma pollution control technology: a critical review”, Science and Technology of Advanced Materials, Vol. 2, pp. 571–606, 2001.

[CHA 06] J.S. Chang, D. Brocilo, K. Urashima, J. Dekowski, J. Podlinski, J. Mizeraczyk, G. Touchard, “On-set of EHD turbulence for cylinder in cross flow under corona discharges”, Journal of Electrostatics, Vol. 64, pp. 567–573, 2006.

[CHA 10] J. S. Chang, N. Zouzou, B. Dramane, E. Moreau, G. Touchard, “Theory of sub-micron and ultra-fine dust particle bipolar charging under dielectric barrier discharge conditions”, Proc. SFE’2010 (Montpellier, France, 30 August–1 September 2010), 2010.

[CHU 07] Y. N. Chun, J. S. Chang, A. A. Berezin, J. Mizeraczyk, “Numerical modeling of near corona wire electrohydrodynamic flow in a wire plate electrostatic precipitator”, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 14, No.1, pp. 119–124, 2007.

[COC 61] R. Cochet, “Loi de charge des fines particules (submicroniques)”, In Colloque International N°102 : La physique des forces électrostatiques et leurs applications, C.N.R.S., Paris, pp. 331–338, 1961.

[COM 03] IEEE-DEIS-EHD Technical Committee, Recommended standard for dimensionless parameters used in electrohydrodynamics, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 10 No., pp.3–6, 2003.

[COR 03] J. M. Cormier, A. Khacef, O. Motret, “Dépollution des effluents gazeux par plasma”, In Images de la Physique 2003-2004, pp.130–135, 2003.

[COR 07] J. M. Cormier, O. Aubry, A. Khacef, “Degradation of organic compounds and production of activated species in dielectric barrier discharges and glid arc reactors”, In Proceedings of the NATO Advanced Study Institute on Plasma Assisted Decontamination of Biological and Chemical Agents, p. 125, 2007.

[CPE 01] COMMISSION DE LA PRODUCTION ET DES ÉCHANGES, “La pollution de l’air”, Technical report, Rapport d’Information N°3088 de l’Assemblée Nationale, 23 Mai 2001, <http://www.assemblee-nationale.fr/rap-info/i3088.asp>, 2001.

[CRO 87] J. A. Cross, “Electrostatics, principles, problems and applications”, Edition Adam Hilger, Bristol, 1987.

[DAN 05] Y. Dan, G. Dengshan, Y. Gang, S. Xianglin, G. Fan, “An investigation of the treatment of particulate matter from gasoline engine exhaust using non-thermal plasma”, Journal of Hazardous Materials, Vol. B127, pp.149–155, 2005.

- [DEN 04] F. S. Denes and S. Manolache “Macromolecular plasma-chemistry: an emerging field of polymer science”, *Progress in Polymer Science*, Vol. 29, No. 8, pp.815–885, 2004.
- [DEU 22] W. Deutsch, “Bewegung und ladung der elektrizitatstrager im zylinderkondensator”, *Annals of Physics*, Vol. 68, pp.335–344, 1922.
- [DRA 09] B. Dramane, N. Zouzou, E. Moreau, G. Touchard, “Electrostatic precipitation in wire-to-cylinder configuration: Effect of the high-voltage power supply waveform”, *Journal of Electrostatics*, Vol. 67, pp. 117-22, 2009.
- [DRA 09+] B. Dramane, N. Zouzou, E. Moreau, G. Touchard, “Electrostatic Precipitation of Submicron Particles using a DBD in axisymmetric and planar configurations”, *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, Vol. 16, pp. 343–51, 2009.
- [DRA 09++] B. Dramane, “Précipitation électrostatique de particules submicronique par décharge à barrière diélectrique – étude électrique, granulométrique et aérodynamique”, *Thèse de Doctorat, Université de Poitiers*, 2009.
- [DUM 01] M. Dumitran, “Collection des fines particules dans un dépoussiéreur électrostatique”, *Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble*, 2001.
- [ENL 04] C.L. Enloe, T.E. McLaughlin, R.D. VanDyken, K.D. Kachner, E.J. Jumper, T. C. Corke. “Mechanisms and responses of a single dielectric barrier plasma actuator : Plasma morphology”, *AIAA Journal*, Vol. 42, No. 3, pp. 589–594, 2004.
- [GHE 98] N. Gherardi, “Physico-chimie et régimes des décharges contrôlées par barrière diélectrique en mélange azote - gaz oxydant - silane. Application à l’activation de surfaces polymères et aux dépôts”, *Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse*, 1998.
- [GHE 01] N. Gherardi and F. Massines. Mechanisms controlling the transition from glow silent discharge to streamers discharge in nitrogen. *IEEE Transactions on Plasma Science*, Vol. 29, No. 3, pp. 536–544, 2001.
- [GIR09] T. Girinon, “Mesure de l’influence de la concentration des particules sur la puissance consommée d’une décharge plasma de surface (dbd)”, *Rapport de stage de Master, Université de Poitiers*, 2009.
- [GOU 11] R. Gouri, N. Zouzou, A. Tilmatine, E. Moreau, L. Dascalescu, “Collection efficiency of submicrometer particles using single and double DBD in a wire-to-square tube ESP”. *Journal of Physics D: Applied Physics*. Vol. 44, No. 495201, 2011.
- [GUA 06] O. Guaitella, F. Thevenet, C. Guillard, A. Rousseau, “Dynamic of the plasma current amplitude in a barrier discharge: influence of photocatalitic material”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 39, pp. 2964–2972, 2006.
- [HAL 96] C. Halldin, R. Hakansson, L. E. Johansson, K. Porle “Particle flow field in a commercial design esp during intermittent energization”, In *Proc. of the 6th International*

Conference on Electrostatic Precipitation, Technical University of Budapest, Budapest, Hungary, pp.406–416, 1996.

[HAS 04] K. Hassouni, F. Massines, J. P. Pouvesle, “Plasmas hors-équilibre à des pressions atmosphériques”, Publications de l’Université de Saint Etienne, pp. 49 –108, 2004.

[HIN 99] Hinds W. C, *Aerosol Technology: Properties, Behavior and Measurement of Airborne Particles*. 2nd Edition, Wiley - Interscience, New York, 1999.

[IEJ 98] Institute of Electrostatics Japan, *Handbook of Electrostatics*. Ohm-Publishing Co., 1998.

[JET 02] J. J. Jetter, Z. Guo, J.A. McBrian, M.R. Flynn, “Characterization of emissions from burning incense”, *The Science of the total environment*, Vol. 295, pp.51, 2002.

[JID 05] N. Jidenko, J. P. Borra “Kinematics of charged nanometric particles in silent discharge”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 38, pp.617–620, 2005.

[JOL 09] J. Jolibois E. Moreau, “Enhancement of the electromechanical performances of a single dielectric barrier discharge actuator”, *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, Vol. 16, pp.758–767, 2009.

[JON 95] T. B. Jones. *Electromechanics of Particles*. Cambridge University Press, New-York, 1995.

[KAN 88] S. Kanazawa, M. Kogoma, T. Moriwaki, S. Okazaki, “Stable glow plasma at atmospheric pressure”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 21, pp.838–840, 1988.

[KAN 89] S. Kanazawa, M. Kogoma, S. Okazaki, T. Moriwaki “Glow plasma treatment at atmospheric pressure for surface modification and film deposition”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research section B*, Vol. B37/38, pp.842–845, 1989.

[KAP 04] A. D. Kappos, P. Bruckmann, T. Eikmann, N. Englert, U. Heinrich, P. Höppe, E. Koch, G. H. M. Krause, W. G. Kreyling, K. Rauchfuss, P. Rombout, V. S. Klemp, W. R. Thiel, H. E. Wichmann, “Health effects of particles in ambient air”, *International Journal of Hygiene and Environmental Health*, Vol. 207, pp. 399-407, 2004.

[KAW 10] Y. Kawai, H. Ikegami, N. Sato, A. Matsuda, K. Uchino, M. Kuzuya, A. Mizuno, *Industrial Plasma Technology: Applications from Environmental to Energy Technologies*, Weinheim: Wiley-VCH, 2010.

[KEN 07] I. M. Kennedy, “The health effects of combustion-generated aerosols”, *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 31, pp. 2757-2770, 2007.

[KIM 99] S. H. Kim, “Experimental study of electrostatic precipitator performance and comparison with existing theoretical prediction models”, *Journal of Electrostatics*, Vol. 48, pp.3-25, 1999.

- [KIM 01] Kim, “Theoretical model of electrostatic precipitator performance for collecting polydisperse particles”, *Journal of Electrostatics*, Vol. 50, pp. 177-190, 2001.
- [KIT 91] D. B. Kittelson, “Further studies of electrostatic collection and agglomeration of diesel particles”, *SAE Transactions*, Vol. 100, pp. 454-471, 1991.
- [KOG 92] U. Kogelschatz “Silent discharges and their applications”, *Proc. 10th International Conference on Gas Discharge and their Applications*, Swansea, Vol.3, pp. 972–980, 1992.
- [KOG 03] U. Kogelschatz, “Dielectric barrier discharges: Their history, discharge physics and industrial applications”, *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, Vol. 23, pp.1–46, 2003.
- [KRI 02] T. J. Krinke, K. Deppert, M. H. Magnusson, F. Schmidt, H. Fissan, “Microscopic aspects of the deposition of nanoparticles from the gas phase”, *Journal of Aerosol Science*, Vol. 33, No. 10, pp 1341–1359, 2002.
- [KUB 99] T. Kubo, Y. Kawada, A. Zukeran, Y. Ehara, T. Ito, T. Takahashi, H. Kawakami, T. Takamatsu, “Reduction of particles and NO_x exhausted from diesel engine by barrier discharge type ESP”, *Journal of Aerosol Science*, Vol. 30, pp. S793- S794, 1999
- [KUL 94] A. A. Kulikovsky, “The structure of streamers in n₂. ii. two dimensional simulation”, *AIAA Journal*, Vol. 27, pp. 2564–2569, 1994.
- [KUR 03] Y. Kuroda, Y. Kawada, T. Takahashi, Y. Ehara, T. Ito, A. Zukeran, Y. Kono, K. Yasumoto, “Effect of electrode shape on discharge current and performance with barrier discharge type electrostatic precipitator”, *Journal of Electrostatics*, Vol. 57, pp.407–415, 2003
- [LAW 81] P. A. Lawless, E. J. Shaughnessy, “Laser dopler anemometer measurements of particle velocity in a laboratory precipitator”, *InProc. of the IEEE-IAS*, pp.1124, 1981.
- [LAW 94] P. A. Lawless, R. F. Altman, “Espm : an advanced electrostatic precipitator model”, *In IEEE Ind. Appl. 29th IAS Annual Meeting Denver, 2-5 Octobre*, pp.1519–1526, 1994.
- [LAW 96] P. A. Lawless, “Particles charging bounds, symmetry relations and analytic charging rate model for continuum regime”, *Journal of Aerosol Science*, Vol. 27, pp.191–215, 1996.
- [LEO 80] G. L. Leonard, M. Mitchner, S. A. Self, “Particle Transport in Electrostatic Precipitators”, *Atmospheric Environment*, Vol. 14, pp. 1289-1299, 1980.
- [LIU 77] B. H. Y. Liu, D. H. Y. Pui, “On polar diffusion charging of aerosol in the continuum regime”, *Journal of Colloid and Interface Science*, Vol. 58, No. 1, pp.142–149, 1977.
- [LIU 92] C. Liu, J. R. Roth, “Plasma-related characteristics of a steady-state glow discharge at atmospheric pressure”, *InProc. 20th IEEE International Conference on Plasma Science*, Vancouver, pp.129, 1992.

- [LOE 65] L. B. Loeb, “Electrical coronas, their basic physical mechanisms”, University of California press, 1965.
- [MAC 78] J. R. MacDonald, “A mathematical model for calculating electric conditions in wire-duct electrostatic precipitation”, *Journal of Applied Physics*, Vol. 48, No. 6, pp.2231–2243, 1978.
- [MAN 43] T. C. Manley, “The electric characteristics of the ozonator discharge”, *IEEE Transactions on Electrochemical Society*, Vol. 84, pp.83–96, 1943.
- [MAN 96] R. C. Mannix, K. P. Nguyen, E. W. Tan, E. E. Ho, R. F. Phalen, “Physical characterization of incense aerosols”, *The Science of the total environment*, Vol. 193, No. 2, pp.149–58, 1996.
- [MAS 77] S. Masuda, A. Mizuno, “Initiation condition and mode of back discharge”, *Journal of Electrostatics*, Vol. 4, pp. 35-52, 1977.
- [MAS 77+] S. Masuda, A. Mizuno, “Light measurement of back discharge”, *Journal of Electrostatics*, Vol. 2, pp.375-396, 1977.
- [MAS 78] S. Masuda, A. Mizuno, “Flashover measurement of back discharge”, *Journal of Electrostatics*, Vol. 4, pp.215, 1978.
- [MAS 78+] S. Masuda, M. Washizu, A. Mizuno, K. Akutsu, “Boxer charger a novel charging device for high resistivity powders”, *In Proc. IEEE/IAS Annual Meeting*, pp. 16–22, 1978.
- [MAS 78++] S. Masuda, K. Akutsu, T. Nakane, “Study on velocity distribution in es-type electro-static after collecting device using a laser anemometer”, *In Proc. of the Annual Conference of the Institute of Electrostatics, Japan*, 1978.
- [MAS 81] S. Masuda, “Bipolar current probe and its application in electrostatic precipitators for diagnosis of back corona severity”, *In Proc. 9th International Conference Association for Aerosol Reasarch (GAF), Duisburg, Germany*, pp. 207–216, 1981.
- [MAS 81+] S. Masuda, “Resistivity and back corona”, *InProc. International Conference on Electro-static Precipitation, Monterey, California*, pp. 131–161, 1981.
- [MAS 84] S. Masuda, J. D. Moon, “High intensity charging device for carbon soot particles”, *In Proc. 2nd International Conference on Electrostatic Precipitation*, p. 871, 1984.
- [MAS 87] S. Masuda, T. Itagaki, J. Z. Wang, “Role of dust space charge in electrostatic precipitation and its measuring method”, *In Proc. 3rd International Conference on Electrostatic Precipitation*, p. 519, 1987.
- [MAS 92] F. Massines, C. Mayoux, R. Messaoudi, A. Rabehi, P. Ségur, “Experimental study of an atmospheric pressure glow discharge, application to polymers surface treatment”, *In Proc. 10th International Conference on Gas Discharges and their Applications, Swansea*, pp. 730–733, 1992.

- [MAS 98] F. Massines, G. Gouda, “A comparison of polypropylene-surface treatment by filamentary, homogeneous and glow discharges in helium at atmospheric pressure”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 31 pp. 3411-3420, 1998.
- [MAS 08] F. Massines, N. Gherardi, N. Naudé, P. Ségur, “Recent advances in the understanding of Homogeneous dielectric barrier discharges”. HAKONE XI, Oleron Island, 7-12 Septembre, 2008.
- [MES 92] R. Messaoudi, F. Massines, A. Younsi, B. Despax, and C. Mayoux, “Humidity effect on corona discharges, role of electric field”, In Proc. 10th International Conference on Gas Discharges and their Applications, Swansea, pp. 318–321, 1992.
- [MFO 09] A. Mfopara, M. J. Kirkpatrick, E. Odic, “Dilute methane treatment by atmospheric pressure dielectric barrier discharge: Effects of water vapor”, *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, Vol. 29, No. 2, pp. 91–102, 2009.
- [MIL 92] J. Miller, A. J. Schwab, “Electrical similarity concerning particle transport in electrostatic precipitator”, *Journal of Electrostatics*, Vol. 29, pp. 147–168, 1992.
- [MIZ 81] A. Mizuno, “Contact-type electric curtain for electrodynamic control of charged dust particles”, In Proc. 1st International Conference on Electrostatic Precipitation, pp. 304–325, 1981.
- [MIZ 00] A. Mizuno, “Electrostatic precipitation”, *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, Vol. 7, No. 5, pp. 615–624, 2000.
- [MIZ 01] J. Mizeraczyk, M. Kocik, J. Dekowski, M. Dors, J. Podliński, T. Ohkubo, S. Kanazawa, T. Kawasaki, “Measurements of the velocity field of the flue gas flow in an electrostatic precipitator model using PIV method”, *Journal of Electrostatics*, Vol. 51, pp. 272-277, 2001.
- [MIZ 02] J. Mizeraczyk, J. Dekowski, J. Podlinski, M. Dors, M. Kocik, J. Mikielwicz, T. Ohkubo, S. Kanazawa, “Images of electrohydrodynamic flow velocity field in a DC positive polarity needle-to-plate non thermal plasma reactor”, *IEEE Transactions on Plasma Science*, Vol. 30, No. 1, pp. 164-165, 2002.
- [MIZ 03] J. Mizeraczyk, J. Dekowski, J. Podlinski, M. Kocik, T. Ohkubo, S. Kanazawa, “Laser flow visualization and velocity fields by particle image velocimetry in electrostatic precipitator model”, *Journal of Visualization*, Vol. 6, No. 2, pp. 125–133, 2003.
- [MIZ 03+] J. Mizeraczyk, M. Kocik, J. Dekowski, J. Podlinski, T. Ohkubo, S. Kanazawa, “Visualization and particle image velocimetry measurements of electrically generated coherent structures in an electrostatic precipitator model”, *Institute of Physics : Conference Series*, Vol. 178, pp. 167–173, 2003.
- [MIZ 05] J. Mizeraczyk, J. Podlinski, M. Kocik, R. Barbucha, J. S. Chang, A. Mizuno, “Experimental results on electrohydrodynamic flow in electrostatic precipitators”, In 4th Asia-

Pacific International Symposium on the Basic and Application of Plasma Technology, Cebu Workshop, Cebu, Philippines, pp. 29–33, 2005.

[NAU 05] N. Naudé, J.P. Cambronne, N. Gherardi, F. Massines, “Electrical model and analysis of the transition from an atmospheric pressure townsend discharge to a filamentary discharge”, *Journal of Physics D : Applied Physics*, Vol. 38, No. 4, pp. 530–538, 2005.

[NIE 07] A. Niewulis, J. Podlinski, M. Kocik, R. Barbucha, J. Mizeraczyk, A. Mizuno, “Ehd flow measured by 3d piv in a narrow electrostatic precipitator with longitudinal-to-flow wire electrode and smooth or flocking grounded plane electrode”, *Journal of Electrostatics*, Vol. 65, pp. 728–734, 2007.

[NIE 09] A. Niewulis, J. Podlinski, J. Mizeraczyk, “Electrohydrodynamic flow patterns in a narrow electrostatic precipitator with longitudinal or transverse wire electrode”, *Journal of Electrostatics*, Vol. 67, pp. 123–127, 2009.

[ODI 05] E. Odic, M. Dhainaut, A. Goldman, M. Goldman, Ph. Dessante, “Study in space and time of the gas temperature variations in dielectric barrier discharge reactors”, *Journal of Advanced Oxidation Technologies*, Vol. 8, pp. 133-141, 2005.

[OGL 78] S. Oglesby, G.B. Nichols, *Electrostatic Precipitation*, Marcel Dekker, Inc., 1978.

[OUK 09] L. Oukacine, “Conception et élaboration d’un réacteur plasma pour le traitement de forts flux gazeux contenant de faibles teneurs en COV”, Thèse de Doctorat, Université de Poitiers, 2009.

[PAU 32] M. Pauthenier, R. Guillien, “Etude électromécanique de la charge limite d’une sphère conductrice dans un champ électrique ionisé”, Volume 195. C.R.A.S. Paris, 1932.

[PAU 32+] M. Pauthenier, M. Moreau-Hanot, “La charge des particules sphériques dans un champ ionisé”, *Journal de Physique et le Radium*, Vol. 3, pp. 590–613, 1932.

[PAS 89] F. Paschen, “Sur la différence de potentiel nécessaire à la formation d’arc électrique dans de l’air, de l’hydrogène et du gaz carbonique sous différentes pressions (Traduction de : Über die zum Funkenübergang in Luft, Wasserstoff and Kohlensäure bei verschiedenen Drücken erforderliche Potentialdifferenz)”, *Wied. Annales de physique*, Vol. 37, pp. 69–96. 1889.

[PAR 97] K. R. Parker. *Electrostatic precipitation*, Chapman & Hall, 1997.

[PEN 51] G. W. Penny, “Electrostatic precipitation of high resistivity dust”, *AIEE Trans. Journal*, Vol. 70, pp. 1192, 1951.

[PET 02] M. Petit, A. Goldman, M. Goldman, “Glow currents in pointe - to - plane dielectric barrier discharge in the context of the chemical reactivity control”, *Journal of Physics D : Applied Physics*, Vol. 35, pp. 2969–2977, 2002.

- [POD 04] J. Podlinski, J. Dekowski, M. Kocik, J. Mizeraczyk, J. S. Chang, “Measurement of the flow velocity field in multi-field wire-plate electrostatic precipitator”, *Czechoslovak Journal of Physics*, Vol. 54, No. S3, pp. C922-C930, 2004.
- [POD 06] J. Podliński, J. Dekowski, J. Mizeraczyk, D. Brocilo, J.-Sh. Chang, “Electrohydrodynamic gas flow in a positive polarity wire-plate electrostatic precipitator and the related dust particle collection efficiency”, *Journal of Electrostatics*, Vol. 64, No. 3, pp. 259-262, 2006.
- [POD 08] J. Podlinska, A. Niewulisa, J. Mizeraczyka, P. Atten, “ESP performance for various dust densities”, *Journal of Electrostatics*, Vol. 66, pp. 246-53, 2008.
- [POD 08+] J. Podliński, M. Kocik, J. Mizeraczyk, “Measurements of EHD flow patterns in ESP with DC+Pulsed voltage hybrid power supply”, *Journal of Physics: Conference Series*, Vol. 142, No. 012037, 2008.
- [POD 11] J. Podlinska, J. Mizeraczyka, “Visualization of Dust Collection in DC-Corona-Driven Electrostatic Precipitator”. *IEEE Transactions on Plasma Science*, Vol. 39, pp. 2260-2261, 2011.
- [RAH 05] J. Rahel, D. M. Sherman, “The transition from a filamentary dielectric barrier discharge to a diffuse barrier discharge in air at atmospheric pressure”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 38, pp. 547–554, 2005.
- [RAE 64] H. Raether. *Electron avalanches and breakdown in gases*. Butterworths, London, 1964.
- [RIE 97] C. Riehle. *Basic and theoretical operation of ESPs. Electrostatic precipitation*. Chapman & Hall, London, 1997.
- [ROB 61] M. Robinson, “Movement of air in the electric wind of the corona discharge”, *AIEE Trans. Journal*, 80 :143–150, 1961.
- [ROH 23] H. Rohmann. *Methode zur messung der gröÙe von schwebeteilchen*. *Zeitung der Physik*, Vol. 17, pp. 253–265, 1923.
- [ROT 92] J. R. Roth, L. Laroussi, C. Liu, “Experimental generation of steady-state glow discharge at atmospheric pressure”, *InProc. 19th IEEE International Conference on Plasma Science*, Tampa, p. 170, 1992.
- [ROT 05] J. R. Roth, J. Rahel, X. Dai, D. M. Sherman, “The physics and phenomenology of one atmosphere uniform glow discharge plasma (oaugdptm) reactor for surface treatment applications”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 38, pp. 555–567, 2005.
- [ROT 06] J. R. Roth, X. Dai, “Optimization of the aerodynamic plasma actuator as an electrohydrodynamic (ehd) electrical device”, *AIAA Paper 2006-1203*, 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, Reno, NV, 2006.

- [SAN 00] Y. Sano, Y. Kawada, T. Takahashi, Y. Ehara, T. Ito, A. Zukeran, T. Takamatsu, “Diesel exhaust particles charged by barrier discharge”, *Journal of Aerosol. Science*, Vol. 31, pp. 879-80, 2000.
- [SAT 06] S. Sato, M. Kimura, T. Aki, I. Koyamoto, K. Takashima, S. Katsua, A. Mizuno, “Removal of diesel particles using an electrostatic precipitator with a barrier discharge electrode as a dust pocket”, *InProc. ESA/IEJ/IEEE-IAS/SFE joint Conference on Electrostatics 2006*, Berkley California, pp. 754–762, 2006.
- [SCH 96] H. J. Schmind, H. Umhauer, “Investigation on particle dynamics in a plate-type electrostatic precipitator using double pulse holography”, *InProc. of the 6th International Conference on Electrostatic Precipitation*, Technical University of Budapest, Budapest, Hungary, pp. 375–381, 1996.
- [SCH 98] H. J. Schmind, H. Buggisch, “On the modeling of particle transport in electrostatic precipitators”, *In Proc. of the 7th International Conference of Electrostatic Precipitators ICESP*, Kyongju, Korea, pp. 121–131, 1998.
- [STE 02] Z. Sternovsky, A. Sickafoose, J. Colwell, S. Robertson, M. Horányi, “Contact charging of Lunar and Martian dust simulants”, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 72, N°E11, 5105, 2002.
- [TAC 88] N. Tachibana, H. Fujishima, “Application of electrostatic precipitation with intermit-tent energization”, *In Pro. International Conference on Modern Electrostatics*, p. 14, 1988.
- [TAN 07] C. S. Tang, L. T Chang, H. C. Lee, C. C. Chan, “Effects of personal particulate matter on peak expiratory flow rate of asthmatic children”, *Sci. Tot. Environ. ,* Vol. 382, pp. 43-51, 2007.
- [TOC 97] P. Tochon, “Étude numérique et expérimentale d'électrofiltres industriels”, *Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier*, 1997.
- [TOU 03] G. Touchard, S. Sammartino, G. Artana, F. Putier, S. Watanabe, “Technologie des pulvérulents dans les IAA - Chapitre 5 : Caractérisation électrique des milieux granulaires”, *Editions Tec & Doc*, Paris, 2003, pp. 119-153.
- [VIN 02] A. Vincent, “Conception et simulation d'un réacteur fil-cylindre à décharge couronne avec barrière diélectrique adapté au traitement des oxydes d'azote dans des effluents marqués par un isotope”, *Thèse de Doctorat, Université de Paris VI*, 2002.
- [WES 97] J. Westerweel, “Fundamentals of digital particle image velocimetry”, *Measurement Science and Technology*, Vol. 8, pp. 1379–1392, 1997.
- [WHI 51] H. J. White, “Particle charging in electrostatic precipitation”, *AIEE Trans. Journal*, Vol. 70, pp. 1186–1191, 1951.

- [WHI 63] H. J. White, *Industrial Electrostatic Precipitation*, Wesley Publishing Company, Inc., 1963.
- [XIA 02] Z. Xiangrong, W. Lianze, Z. Keqin, “An analysis of wire plate electrostatic precipitator”, *Journal of Aerosol Science*, Vol. 33, pp. 1595-1600, 2002.
- [YAB 78] A. Yabe, Y. Mori, and K. Hijikata, “Ehd study of corona wind between wire and plate electrodes”, *AIAA Journal*, Vol. 16, pp. 340–345, 1978.
- [YAM 80] T. Yamamoto, S. Nakamura, H. R. Velkoff, “Numerical study of secondary flow interaction in an electrostatic precipitator - Innovative Numerical Analysis for Applied Engineering Science”, University Press of Virginia, Charlottesville VA, 1980, pp. 3–12.
- [YAM 81] T. Yamamoto, H.R. Velkoff, “Electrohydrodynamics in an electrostatic precipitator”, *The Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 108, pp. 1–8, 1981.
- [YAM 98] T. Yamamoto, M. Mieno, K. Shibata, K. Sakai, “Studies on rapping reentrainment from electrostatic precipitators”, In *Proc. 7th International Conference on Electrostatic Precipitation*, pp.163–170, 1998.
- [YOK 90] T. Yokoyama, M. Kogoma, T. Moriwaki, S. Okazaki, “The mechanism of the stabilisation of glow plasma at atmospheric pressure”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 23, pp. 1125–1128, 1990.
- [YOO 00] B. J. Yoon, “Continuum theory for ionic field charging of spheroidal aerosols in non-uniform electric field”, *Chemical Engineering Science*, Vol. 55, pp. 5485-5495, 2000.
- [ZHA 06] L. Zhao and K. Adamiak, “Electrohydrodynamic flow in a single wire-plate electrostatic precipitator”, in *Proc. ESA/IEJ/IEEE-IAS/SFE Joint Conf. Electrostat.*, Berkeley, Vol. 2, pp. 763-772, 2006.
- [ZOU 11] N. Zouzou, B. Dramane, E. Moreau, G. Touchard, “EHD flow and collection efficiency of a DBD-ESP in wire-to-plane and plane-to-plane configurations”, *IEEE Transactions on Industry Applications*, Vol. 47, pp. 336–43, 2011.
- [ZOU 11+] N. Zouzou, E. Moreau, “Effect of a filamentary discharge on the particle trajectory in a plane-to-plane DBD precipitator”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 44, No. 285204, 2011.
- [ZOU 12] *Cours de Précipitateurs électrostatiques - concepts et théories - Master Génie Électrique*, Université de Poitiers, 2012.
- [ZUK 99] A. Zukeran, P. Looy, A. Chakrabarti, A. Berezin, S. Jayaram, J. Cross, T. Ito, J. Chang, “Collection efficiency of ultrafine particles by an electrostatic precipitator under dc and pulse operating modes”, *IEEE Transactions on Industry Applications*, Vol. 35, No. 5, pp. 1184–1190, 1999.

Publications et communications

Publications dans des revues avec comité de lecture

1. R. Gouri, N. Zouzou, F. Miloua, A. Tilmatine, E. Moreau, L. Dascalescu, “The collection efficiency of submicron particles in wire-to-cylinder ESP”, Algerian Journal Of Technology. N° spécial consacré à la 7ème Conférence Nationale sur la Haute Tension, Sidi-Bel-Abbès–Algérie, 19-21 Avril 2009.
2. R. Gouri, N. Zouzou, A. Tilmatine, E. Moreau, L. Dascalescu, “Collection of submicron particles using DBD electrostatic precipitator in wire-to-square tube configuration”, Journal of Physics: Conference Series, 301, 012012, 2011.
3. R. Gouri, N. Zouzou, A. Tilmatine, E. Moreau and L. Dascalescu, “Study of barrier discharge electrostatic precipitator in a wire-to-square tube configuration”, Algerian Journal Of Technology, N° spécial consacré à la 8ème Conférence Nationale sur la Haute Tension (CNHT 2011), Tiaret-Algérie, 09-11 Mai 2011.
4. R. Gouri, N. Zouzou, A. Tilmatine, E. Moreau, L. Dascalescu, “Collection Efficiency of a DBD Electrostatic Precipitator under Different High Voltage Waveforms”, International Journal of Plasma Environmental Science & Technology, Vol. 5, No. 2, pp.191-195, 2011.
5. R. Gouri, N. Zouzou, A. Tilmatine, E. Moreau, L. Dascalescu, “Collection efficiency of submicrometer particles using single and double DBD in a wire-to-square tube ESP”, Journal of Physics D: Applied Physics, Vol. 44, No. 49, 2011.

Communications avec actes

1. R. Gouri, N. Zouzou, F. Miloua, A. Tilmatine, E. Moreau, L. Dascalescu, “Effect of longitudinal distribution of DC corona discharge in wire-to-cylinder ESP on the collection efficiency of submicron particles”, International Symposium on ElectroHydroDynamics, Faculty of Engineering, University of Malaysia Sarawak, 25-28 March 2009.
2. R. Gouri, N. Zouzou, F. Miloua, A. Tilmatine, E. Moreau, L. Dascalescu, “Effect of the Discretization of the Active Electrode of Wire to Cylinder ESP on the Collection Efficiency of Submicron Particles for Different Particle Sizes”, Electrostatics Joint Conference, Boston University, June 16-18, 2009.
3. R. Gouri, N. Zouzou, A. Tilmatine, E. Moreau, L. Dascalescu, “Effect of the Dielectric Barrier on the Collection Efficiency of Submicron Particles in a Wire to Square Glass Tube ESP”, 7th Conference of the French Society of Electrostatics SFE-2010, Montpellier, France, Aug.30th–Sept.01st 2010.

4. R Gouri, N Zouzou, A Tilmatine, E Moreau, L Dascalescu, “Collection of submicron particles using DBD electrostatic precipitator in wire-to-square tube configuration”, 13th International Conference on Electrostatics, 10-14 April 2011, Bangor, Wales, UK.
5. R Gouri, N Zouzou, A Tilmatine, E Moreau, L Dascalescu, “Collection Efficiency of a DBD Electrostatic Precipitator under Different High Voltage Waveforms”, 12th International Conference on Electrostatic Precipitation (ICESP XII), 9-13 May 2011, Nuremberg, Germany.
6. R. Gouri, N. Zouzou, A. Tilmatine, L. Dascalescu, “Collection of submicron particles using a DBD precipitator energized by a modified square waveform voltage”, 8th Conference of the French Society of Electrostatics SFE-2012, Cherbourg - Octeville, France, July 3–5 2012.
7. R. Gouri, N. Zouzou, A. Tilmatine, L. Dascalescu, “Enhancement of submicron particle electrostatic precipitation using DBD in wire-to-square tube configuration”, Electrostatics 2013, Budapest, Hungary, April 17–19 2013 (Acceptée).

Titre OPTIMISATION ÉLECTRIQUE ET GÉOMÉTRIQUE D'UN ÉLECTROFILTRE À BARRIÈRE DIÉLECTRIQUE EN CONFIGURATION FIL-TUBE CARRÉ - APPLICATION AUX PARTICULES SUBMICRONIQUES.

Résumé L'objectif de ce travail est l'étude de l'efficacité de collecte des particules submicroniques d'un électrofiltre de configuration fil-tube carré en utilisant une Décharge à Barrière Diélectrique (DBD). Les expériences sont faites avec des particules de fumée d'encens ayant une taille moyenne d'environ 0,32 µm. La répartition en taille des particules à la sortie de l'électrofiltre est mesurée grâce à un spectromètre d'aérosols à lumière blanche. L'efficacité de collecte est estimée pour diverses tensions et fréquences appliquées (gamme : 4-30 kV, de 0,3 à 1000 Hz) à un débit d'air fixe.

Le premier volet de l'analyse a consisté en une caractérisation électrique et granulométrique de l'électrofiltre de configuration carré dit de référence. Les résultats obtenus ont montré que le comportement électrique de l'électrofiltre de géométrie carré est similaire à celui de géométrie cylindrique. Aussi, l'utilisation de la DBD pour la précipitation donnait de très bons résultats en configuration fil-tube carré (plus de 99% d'efficacité). Le second volet de notre étude a été consacré à l'optimisation géométrique de l'électrofiltre de référence. Les résultats ont montré que le diamètre du fil, le nombre des faces collectrices ont une influence minime sur la précipitation. Tandis que, la section du tube et la largeur de la contre électrode et sa discrétisation ont une influence importante. L'analyse de l'effet de la présence d'une deuxième Barrière Diélectrique (BD) a montré qu'à la différence de la simple BD ou le mode de décharge est assez homogène, la décharge a un comportement filamentaire dans le cas de la double BD. Aussi, l'efficacité de collecte des particules pour les deux configurations est plus élevée à des tensions élevées appliquées et dans une certaine gamme de fréquences. Toutefois, le couplage des résultats d'efficacité de la collecte avec les mesures de consommation d'énergie révèle que la double BD offre de meilleures performances pour une plus grande plage de fréquence. Enfin, le dernier volet de notre étude a été consacré à l'analyse de l'effet de la forme d'onde électrique sur les performances de l'électrofiltre de référence. Les résultats ont montré que la tension appliquée de forme carré est meilleur que la sinusoïdale et que le paramètre du signal carré le plus influent est le plateau de tension.

D'un point de vue organisationnel, ce travail s'articule autour de cinq chapitres. Dans le premier chapitre, nous présentons la précipitation électrostatique comme un outil de dépollution de l'air. Le deuxième chapitre est consacré à la caractérisation électrique de l'électrofiltre carré. Le troisième chapitre aborde l'analyse des performances granulométrique de l'électrofiltre de référence. Le quatrième chapitre est consacré à une optimisation géométrique. Enfin, le cinquième chapitre est dédié à l'optimisation électrique de l'électrofiltre de référence.

Mots-clés PRECIPITATION ELECTROSTATIQUE, ELECTROFILTRE, DECHARGE A BARRIERE DIELECTRIQUE, EFFICACITE DE COLLECTE, PHENOMENES EHD.

Title ELECTRICAL AND GEOMETRICAL OPTIMISATION OF WIRE-TO-SQUARE TUBE ELECTROSTATIC PRECIPITATOR USING A DIELECTRIC BARRIER DISCHARGE – APPLICATION TO SUBMICRON PARTICLES.

Abstract The objective of this work is the study of the collection efficiency of submicron particles with wire-to-square tube ElectroStatic Precipitator (ESP) using a Dielectric Barrier Discharge (DBD). The experiments are performed with incense smoke particles having a mean size of about 0.32 µm. An aerosol spectrometer is employed for characterizing the size distribution of these particles at the outlet of the ESPs. The collection efficiency is estimated for various applied voltages and frequencies (ranges: 4–30 kV, 0.3–1000 Hz) at a fixed air flow rate.

The first step of our study consisted of an electrical characterization of the reference precipitator and the evaluation of its collection efficiency performances. The results have shown that electrical behavior of the wire-to-square tube configuration is similar to the wire-to-cylinder configuration. Furthermore, it reveals that the square configuration charged with a DBD gives very good results (more than 99% of efficiency). The second step of the study was devoted to the geometrical optimization of the square ESP. The obtained results have established that the wire diameter, the number of faces has a minimal effect on electrostatic precipitation. However, the tube section, the width of the ground electrode and its discretization have an important effect. Also, the analysis of the effect of the presence of a second Dielectric Barrier (DB) has shown that in the case of the single DB, the discharge mode is rather homogeneous. In contrast, the discharge has a filamentary behavior in the case of the double DB. Results show that the particle collection efficiency of both ESPs is higher at high applied voltages and within a certain frequency range. However, corroborating the collection efficiency results with the power consumption measurements reveals that the double DBD-ESP offers better performances for a larger frequency range. Finally, the last step was dedicated to the study of the voltage waveform on the performance of the square ESP. It reveals that the performances of the ESP are better when the applied voltage is a square waveform and that the square waveform with modified plateau is able to increase the performance of the ESP.

This work is articulated around five chapters. In the first one, electrostatic precipitation is investigated as a pollution control device. The second underlines the electrical characterization of the square ESP. In the third, the study of ESP performance in terms of precipitation is examined. The fourth chapter is dedicated to a geometrical optimization of the Square ESP. Finally, the fifth is devoted to an electrical optimization of the square ESP.

Keywords ELECTROSTATIC PRECIPITATION, ESP, DIELECTRIC BARRIER DISCHARGE, COLLECTION EFFICIENCY, EHD FLOW.