THESE

Pour l'obtention du Grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE POITIERS

(Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées)
(Diplôme National - Arrêté du 25 mai 2016)

Ecole Doctorale : Sciences et ingénierie des matériaux, mécanique, énergétique - SIMME (Poitiers)

Secteur de Recherche : Génie électrique

Présentée par :

Ayyoub ZOUAGHI

****

MANIPULATION DE PARTICULES DIELECTRIQUES MICROMETRIQUES PAR ONDES ELECTROSTATIQUES PROGRESSIVES ET STATIONNAIRES - ÉTUDES THEORIQUE, EXPERIMENTALE ET NUMERIQUE

****

Directeurs de Thèse : Noureddine ZOUZOU, Lucien DASCALESCU

****

Soutenue le 13 novembre 2019 devant la Commission d'Examen

****

JURY

Emmanuel ODIC	Professeur, Centrale Supélec	Président
Petru NOTINGHER	Professeur, Université de Montpellier	Rapporteur
Jean-Luc REBOUD	Professeur, Université Grenoble Alpes	Rapporteur
Séverine LE ROY	Chargée de Recherche HDR, CNRS, Université Toulouse 3	Examinatrice
Thierry PAILLAT	Professeur, Université de Poitiers	Examinateur
Lucien DASCALESCU	Professeur, Université de Poitiers	Examinateur
Noureddine ZOUZOU	Maître de Conférences HDR, Université de Poitiers	Examinateur

Remerciements

En premier lieu, je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à mes directeurs de thèse pour leur merveilleux travail d'orientation et de suivi, avec patience et bienveillance tout au long de cette thèse. Monsieur ***Noureddine ZOUZOU****, je suis ravi d'avoir travaillé avec vous. J'ai travaillé dans de bonnes conditions grâce à votre impulsion. Merci pour l'encadrement de très haut niveau, les conseils et le soutien que vous m'avez donné que ce soit à l'intérieur ou à l'extérieur du laboratoire. Monsieur* ***Lucien DASCALESCU****, merci d'avoir cru en moi en m'acceptant en thèse, je salue votre qualité scientifique, votre sagesse, votre volonté de partager votre expérience, merci pour votre assistance dans les différentes étapes du projet.*

Mes remerciements s'adressent également à l'ensemble des membres du jury de thèse qui m'ont fait l'honneur de venir juger mon travail. Je remercie le président du jury Monsieur ***Emmanuel ODIC,*** *les deux rapporteurs Messieurs* ***Petru NOTINGHER*** *et* ***Jean-Luc REBOUD****, Madame* ***Séverine LE ROY****, Monsieur* ***Thierry PAILLAT*** *ainsi que mes deux encadrants, pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail, et pour les discussions, les remarques constructives et l'encouragement qu'ils m'ont adressés dans les rapports et pendant la soutenance.*

La réalisation de ce travail s'appuie également sur un environnement dynamique et productif. À ce titre, j'adresse aussi mes sincères remerciements aux enseignants-chercheurs de l'équipe EFD sans exception. Je remercie particulièrement Monsieur Gérard TOUCHARD pour son encouragement et ses conseils, et Monsieur Hubert ROMAT pour son accompagnement dans l'enseignement.

Mes remerciements vont également à tous les personnels techniques et administratifs de l'Institut Pprime qui, de près ou de loin, ont contribué à la réalisation de ce travail. Je remercie particulièrement les personnels du bâtiment H2, pour leur patience, professionnalisme, disponibilité et qualité du travail. Merci à Catherine, Alicia et Marie-Line en secrétariat, à Patrick et Romain pour leurs intervenions sur la partie de métrologie optique, à Jean-Marc pour l'électronique, à Christian et Richard pour la conception et l'usinage mécaniques, et à Francis et Pierre-François pour la partie informatique.

J'exprime une profonde gratitude envers mes collègues et amis doctorants et post-doctorants pour la bonne ambiance tout au long de cette thèse. Je remercie particulièrement Thomas, Ugo, Etienne, Michelle, Hamza, Sonia, Larbi, Gad, Gwenaël, Fatma, Umesh, Melissa, Yann, Johan ; sans oublier les anciens comme Fouad, Emmanuel, Thibault, Clément, Paul et Pierre. Je remercie également tous les collègues membres de l'association des doctorants ADDICT pour les moments conviviaux que nous avons partagés dans les différents évènements. Je n'oublierais pas de mentionner aussi tous mes amis doctorants des différents départements de l'Université de Poitiers, de l'ENSMA ainsi que de l'ENSIP, je cite particulièrement Abdallah, Younes, Lahna, Kamal et Saïd.

Enfin, je ne saurais clore ce volet sans remercier mes chers parents. Papa, maman, je vous adresse toute ma reconnaissance, vous étiez toujours là pour moi, vous avez beaucoup sacrifié pour assurer un meilleur avenir pour vos enfants. Vous m'avez donné un magnifique modèle de persévérance et de ténacité. Je suis redevable d'une éducation dont je suis fier. J'exprime également mes remerciements à ma sœur Asma et à mes frères Oussama et Ishaq, et je vous souhaite beaucoup de bonheur, prospérité et réussite. À vous, je dédie ce travail.

Table des matières

Remerciements ..... **i**

Table des matières ..... **iii**

Liste des figures ..... **vi**

Liste des tableaux ..... **xvii**

Introduction **1**

Motivations et objectifs 1

Plan de thèse 3

Chapitre I. Etat de l'art **7**

I.1. Manipulation des particules par champ électrique 7

I.1.1. Filtration des particules de la gamme 6 nm – 10 µm 9

I.1.2. Séparation électrostatique des particules de la gamme 500 µm – 10 mm 14

I.1.3. Déplacement des particules de la gamme 10 µm – 500 µm 17

I.2. Revue bibliographique sur la manipulation des particules par champ électrique à ondes progressives et stationnaires 18

I.2.1. Confinement et transport des particules 18

I.2.2. Electrophotographie 19

I.2.3. Applications spatiales 22

I.2.4. Nettoyage des panneaux solaires dans des conditions terrestres 31

I.2.5. Théories et modélisations 41

I.3. Objectifs de la thèse 45

Chapitre II. Charge et transport des particules diélectriques dans un champ électrique à ondes progressives et stationnaires **49**

II.1. Etudes préliminaires et choix des particules 49

II.1.1. Etude du système d'alimentation des particules 50

II.1.2. Caractérisation des particules 52

II.2. Etude de l'efficacité de déplacement des particules 55

II.2.1. Montage d'alimentation électrique 55

II.2.2. Configurations des convoyeurs étudiés 56

II.2.3. Montage expérimental et protocole de mesure 57

II.3. Résultats et discussion 59

II.3.1. Effet de la tension 59
II.3.2. Effet de la fréquence 62
II.3.3. Effet de la taille des particules 64
II.3.4. Effet de la polarité de la charge des particules 67
II.3.5. Effet de la forme d'onde 68
II.3.6. Effet de la barrière diélectrique 69
II.3.7. Effet de l'humidité 70
II.4. Synthèse du Chapitre II 71
Chapitre III. Etudes analytique et numérique des ondes du potentiel électrique 75
III.1. Etude du convoyeur à ondes progressives 75
III.1.1. Modèle analytique du potentiel électrique 76
III.1.2. Simulation numérique du potentiel électrique 79
III.1.3. Etude des harmoniques 84
III.2. Etude du convoyeur à ondes stationnaires 91
III.2.1. Etude du potentiel électrique 91
III.2.2. Etude des harmoniques 95
III.3. Discussion 97
III.4. Synthèse du Chapitre III 98
Chapitre IV. Mesure de la vitesse des particules dans un champ électrique à ondes progressives et stationnaires par la technique PTV 101
IV.1. Moyens expérimentaux et techniques de mesure 102
IV.2. Analyse des images brutes du mouvement des particules 103
IV.3. Mesure de vitesse des particules par PTV 106
IV.3.1. Principe du post-traitement PTV 107
IV.3.2. Etude de la vitesse des particules durant la phase de lévitation 110
IV.3.3. Etude de la vitesse des particules durant la phase d'accélération 111
IV.4. Synthèse du Chapitre IV 124
Chapitre V. Etude du champ électrique et évaluation des forces mises en jeu 127
V.1. Etude du champ électrique 128
V.1.1. Etude numérique 128
V.1.2. Etude analytique 128
V.1.3. Comparaison numérique – analytique 131
V.2. Bilan des forces appliquées sur les particules 133

V.2.1. Force de Coulomb 134
V.2.2. Force diélectrophorétique 136
V.2.3. Profils des forces électrostatiques sur l'axe (Ox) 138
V.2.4. Profiles des forces électrostatiques sur l'axe (Oy) 140
V.2.5. Evolution des forces électrostatiques en fonction du temps 141
V.2.6. Autres forces 142
V.3. Etude comparative des forces dans un cas pratique 145
V.3.1. Effet de la taille des particules 146
V.3.2. Effet de la hauteur de lévitation 148
V.4. Synthèse du Chapitre V 149
Chapitre VI. Modélisation des trajectoires des particules 153
VI.1. Modèle mathématique 153
VI.2. Distribution spatiale de l'accélération 156
VI.3. Etude paramétrique des trajectoires des particules 157
VI.3.1. Effet de la fréquence 161
VI.3.2. Effet de la tension appliquée 165
VI.3.3. Effet de la charge des particules 167
VI.3.4. Effet de la taille des particules 169
VI.3.5. Effet des ondes harmoniques 172
VI.3.6. Effet du nombre de phases (Vitesse de l'onde) 174
VI.4. Synthèse du Chapitre VI 177
Conclusion générale 181
Bilan et contributions 181
Perspectives 183
Annexes 187
Références bibliographiques 193
Production scientifique 207

Liste des figures

Figure I.1. (a) Représentation schématique d'un électrofiltre à deux étages, avec une vue de coupe du chargeur. (b) Evolution de l'efficacité fractionnelle de collecte en fonction de la taille des particules pour plusieurs tensions appliquées. Conditions: débit principal $= 120$ m3/h; débit de jet d'air $= 4{,}8$ m3/h [42]..... 10

Figure I.2. (a), (b) Electrofiltre DBD plan-plan et son éfficacité de collecte. (c), (d) Electrofiltre DBD fil-cylindre et son éfficacité de collecte [43]..... 11

Figure I.3. (a) Illustration schématique du système de charge sous forme triode avec décharge couronne. (b) Schéma du montage de mesure de l'efficacité de la collecte. 13

Figure I.4. (a) Efficacité de collecte fractionnelle en fonction de la taille des particules pour des filtres chargés et non chargés. (b) Effet de la densité du support (nombre de couches) sur l'efficacité de la collecte fractionnelle. Conditions: $Rg = 20$ MΩ, $Vg = 4$ kV [56]. 13

Figure I.5. Séparateur électrostatique à plaque. (a) Forces agissant sur les particules conductrices et non-conductrices. (b) Représentation schématique du système d'électrode utilisé pour la séparation électrostatique de granules issus de déchets d'équipements électriques et électroniques (DEEE) ; (1) Goulotte oscillante ; (2) Electrode statique ; (3) Electrode plaque ; (4) Déflecteur ; (5) Collecteur [62]. 15

Figure I.6. (a) Représentation schématique du séparateur conducteurs-conducteur. (1) Plaque vibrante métallique reliée à la terre ; (2) Electrode cylindrique reliée mise sous HT ; (3) Electrode elliptique mise sous HT; (4) Electrode plaque reliée à la terre. (b) Distribution des produits obtenue dans les compartiments du collecteur [66]. 15

Figure I.7. Séparateur tribo-aéro-électrostatique à convoyeur pour des mélanges de plastiques granulaires [61].16

Figure I.8. Illustration du principe de fonctionnement du convoyeur à ondes progressives (configuration triphasée). 17

Figure I.9. Schéma de l'appareil de déplacement des particules de Masuda. Composants : (1) tube isolant cylindrique, (2), (3), (4) électrodes, (5) réservoir, (6) particules et (7) source d'alimentation triphasée. La tension appliquée est de l'ordre de 5 à 10 kV [21]..... 19

Figure I.10. Schéma du système d'impression développé par Schmidlin, équipé d'un convoyeur électrostatique à ondes progressives. Composants : (10) ceinture photoconductrice. (25) station de charge avec décharge couronne. (26) électrode mise sous tension DC négative. (27) fil décharge couronne négative. (C) station de développement contenant le convoyeur à onde progressive (38) [25]. 20

Figure I.11. Systèmes de séparation électrostatique des particules développés par Kawamoto *et al*. [90]. (a) Séparateur à convoyeur sur un plan incliné, (b) tube incliné, (c) système centrifuge, (d) système à convoyeur spiral, (e) système de séparation à rouleau. 21

Figure I.12. Distributions granulométriques des particules avant et après séparation électrostatique en utilisant le système à rouleau pour différents valeurs de gap et de tension appliquée [90]. 22

Figure I.13. Bouclier anti-poussière électrodynamique (Electrodynamic Dust Shield-EDS) transparent avec électrodes parallèles en oxyde d'indium-étain transparent [17]. 24

Figure I.14. Distribution granulométrique de taille des particules du simulant lunaire JSC-1A [103]. 25

Figure I.15. (a) Boucliers anti-poussière transparents placés sur des panneaux solaires utilisés dans des conditions de vide poussé. (b) Boucliers anti-poussière transparents avec simulateur lunaire JSC-1A (50–75 mm) avant application de la tension. (c) Dépoussiérage après activation des boucliers anti-poussière avec des performances supérieures à 99 % [32]. 25

Figure I.16. Réponse du panneau solaire à un dépôt de poussière JSC-1A de 50 à 75 µm et à son élimination. Le nettoyage a été accompli en utilisant des boucliers anti-poussière avec quatre espacements d'électrodes différents: 0,48 mm, 0,55 mm, 0,6 mm et 0,67 mm [32]. 26

Figure I.17. (a) Photographie d'un rideau électrique à onde stationnaire réalisé au LEMD-CNRS de grenoble. (b) Schéma de la chambre à vide avec le système d'injection de poussière [105]..... 27

Figure I.18. Photographies d'une combinaison spatiale Apollo 17 LMP A7LB : (a) le haut du torse, (b) le haut du dos, (c) le devant des jambes et (d) des bottes de maintien intégrées [92]..... 28

Figure I.19. (a) Système de nettoyage électrostatique pour éliminer la poussière lunaire du tissu d'une combinaison spatiale. (b) Photographie des électrodes intégrées dans le tissu d'une combinaison spatiale [110]..... 29

Figure I.20. Efficacité de nettoyage du tissu d'une combinaison spatiale. Conditions : (a) gap = 6 mm, sans vibration, dans l'air. (b) gap = 12 mm, sans vibration, dans l'air. (c) gap = 6 mm, V = 900 V, dans l'air. (d) gap = 6 mm, V = 900 V, sans vibration [110]. 29

Figure I.21. (a) Résultats des essais statiques. Etat des échantillons avant et après activation de l'EDS. (b) Taille et répartition des particules de poussière avant et après activation de l'EDS [103]..... 31

Figure I.22. (a) Panneaux solaires très encrassés sur l'île Grande Canarie. Un module nettoyé manuellement est visible dans le coin supérieur droit [119]. (b) Perte de puissance quotidienne de centrales solaires dans différentes parties du monde [76]. 32

Figure I.23. (a) Conception de l'EDS. Le film diélectrique supérieur est constitué de verre souple ultra-mince, des électrodes conductrices transparentes, en nanofil d'argent (AgNW), imprimés sur le dos du film diélectrique. Les électrodes sont encapsulées en utilisant un film adhésif transparent. (b) Photographie d'un film EDS avant plastification sur un panneau solaire. (c) Film EDS stratifié sur un panneau solaire [138]..... 34

Figure I.24. DRE, OPR et SRR pour différents dispositifs EDS mesurés dans les conditions : humidité relative HR = 30–50 %, température = 20–25 °C, angle d'inclinaison = 30° [138]..... 35

Figure I.25. (a) Coupe de la configuration de l'EDS avec deux couches diélectriques transparentes. (b) Vue de haut de l'EDS montrant la conception en spirale des électrodes [76]..... 35

Figure I.26. (a) Evolution du courant de court-circuit Isc délivré par le panneau solaire équipé d'un EDS durant 10 cycles pour trois états : avant le dépôt des particules, avec le dépôt, et après sa restauration, pour 10 essais. Conditions : angle d'inclinaison = 20°, tension = 1200 V. (b) Restauration du courant de court-circuit Isc au cours de 20 cycles continus (dépôt de poussière + nettoyage avec EDS). Conditions : humidité relative = 30 %, angle d'inclinaison = 30°, tension = 1200 V [76]..... 36

Figure I.27. (a) Schéma de principe d'un convoyeur électrostatique utilisant une onde stationnaire et la gravité pour éliminer le sable d'un panneau solaire. (b) Dessin en coupe du convoyeur [145]..... 37

Figure I.28. Evolution de l'efficacité de dépoussiérage en fonction de l'inclinaison d'un panneau PV pour deux configurations (2 et 4 phases). Conditions : densité de poussière = 100 g/m2, tension = 0,86 kVpp/ mm, fréquence = 1 Hz) [145]..... 37

Figure I.29. (a) Distribution de la taille des particules de sable du Namib et la poussière de Doha mesurée par Morphologi G3 (Malvern Worcestershire, UK). (b) Efficacité de nettoyage en fonction de la tension appliquée pour le sable du Namib et la poussière de Doha. Conditions : épaisseur du verre de protection = 0,1 mm, fréquence = 1 Hz, densité de poussière = 100 g/m2) [35]. 38

Figure I.30. Effet du vent et de la densité initiale de poussière sur l'efficacité de nettoyage. Une grande plaque de nettoyage de 560×310 mm^2 a été utilisée pour l'expérience. Conditions : sable de Namibie, épaisseur du verre de protection: 0,1 mm, tension appliquée: 6 kVpp et fréquence: 1 Hz [35]. 38

Figure I.31. Schéma de l'installation permettant le dépôt d'aérosols [149]. 39

Figure I.32. Les microphotographies et la distribution granulométrique montrent les dépôts de poussières par aérosol (A, C) et par tamis (B, D) à une densité de poussières d'environ 200 mg/m2 [149]. 40

Figure I.33. Efficacité du convoyeur électrostatique en fonction de la densité en particule, pour deux méthodes de dépôt différentes : par générateurs d'aérosols et par tamisage. Conditions : tension = 6 kVpp, fréquence = 1 Hz, largeur des électrodes = 0,3 mm et gap = 7 mm respectivement [149]. 41

Figure I.34. Schéma du convoyeur à six phases avec barrière isolante sur les électrodes dans le cadre de l'étude Melcher [157]..... 42

Figure I.35. Vitesse moyenne des particules en fonction de la fréquence adimensionnée Ω, avec les trajectoires typiques des modes synchrone sautillant, asynchrone sautillant et asynchrone rotatif [157]..... 43

Figure I.36. Exemple des trajectoires des particules obtenues par modélisation numérique. (a) Kawamoto *et al*. 2006 [27]. (b) Horenstein *et al*. 2013 [160]. (c) Zhang Jie *et al*. 2018 [161]. 45

Figure II.1. Photographie des particules de PP, PC, PS, PMMA et PE. 50

Figure II.2. Montage expérimental de mesure de la masse et la charge des particules. 51

Figure II.3. Variation de (a) la masse et de (b) la charge des particules écoulées en fonction du temps. Masse initiale = 6 g, durée d'acquisition = 90 s. 51

Figure II.4. Processus d'analyse granulométrique des particules. 52

Figure II.5. Distribution de taille et image des particules de PMMA pour chaque classe. La distribution de la taille des particules obtenue par diffraction laser est illustrée en ligne rouge, alors que la bande hachurée verte montre la gamme de taille du classificateur. 53

Figure II.6. Distribution de taille de la 5ème classe des particules pour différents matériaux. 54

Figure II.7. Schéma du montage de l'alimentation électrique. 55

Figure II.8. Configurations étudiées et signaux de tension appliquées. $w = g = 1$ mm, $e = 0{,}035$ mm, $d' = 1{,}5$ mm. $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz. 56

Figure II.9. Photos de la surface du COP triphasé avec une couche des particules dessus. (a) avant l'application de la tension et (b) 1 s après l'application de la tension. Conditions :$V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $dp[50\ \%] = 57$ µm. 57

Figure II.10. Schéma du montage expérimental utilisé pour l'évaluation de l'efficacité de déplacement des particules. 58

Figure II.11. Effet de la tension appliquée sur l'efficacité de déplacement des particules de PMMA pour les configurations (a) triphasée et (b) quadriphasée. Conditions : $f = 50$ Hz, $dp[50\ \%] = 143$ µm, $T = 25 \pm 2$ °C, $HR = 40 - 50$ %. 60

Figure II.12. Evolution du rapport Q/m des particules de PMMA en fonction de la tension appliquée pour les configurations (a) triphasée et (b) quadriphasée. Conditions : $f = 50$ Hz, $dp[50\ \%] = 143$ µm, $T = 25 \pm 2$ °C, $HR = 40 - 50$ %. 61

Figure II.13. Evolution de (a) l'efficacité de déplacement et (b) le rapport Q/m des particules de PMMA en fonction de la tension appliquée pour la configuration biphasée. Conditions : $f = 50$ Hz, $dp[50\ \%] = 143$ µm, $T = 25 \pm 2$ °C, $HR = 40 - 50$ %..... 61

Figure II.14. Effet de la tension sur l'efficacité totale de déplacement pour les différentes configurations étudiées. Conditions : $f = 50$ Hz, $dp[50\ \%] = 143$ µm, $T = 25 \pm 2$°C, $HR = 40 - 50$ %. 62

Figure II.15. Effet de la fréquence sur l'efficacité de déplacement des particules de PMMA pour les configurations (a) triphasée et (b) quadriphasée. Conditions : $V = 1000$ V, $dp[50\ \%] = 143$ µm, $T = 25 \pm 2$ °C, $HR = 40 - 50$ %. 63

Figure II.16. Effet de la fréquence sur l'efficacité de déplacement des particules de PMMA pour la configuration biphasée. Conditions : $V = 1000$ V, $dp[50\ \%] = 143$ µm, $T = 25 \pm 2$ °C, $HR = 40 - 50$ %. 64

Figure II.17. Effet de la taille des particules de PMMA sur leur efficacité de déplacement pour les configurations (a) triphasée et (b) quadriphasée. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $T = 25 \pm 2$ °C, $HR = 40 - 50$ %..... 65

Figure II.18. Evolution du rapport Q/m des particules de PMMA en fonction de leur taille pour les configurations (a) triphasée et (b) quadriphasée. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $T = 25 \pm 2$ °C, $HR = 40 - 50$ %..... 66

Figure II.19. Evolution de (a) l'efficacité de déplacement et (b) le rapport Q/m des particules de PMMA en fonction de la taille des particules pour la configuration biphasée. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $T = 25 \pm 2$ °C, $HR = 40 - 50$ %. 67

Figure II.20. Effet de la taille des particules du (a) PP et du (b) PS sur leur efficacité de déplacement pour la configuration triphasée. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $T = 25 \pm 2$ °C, $HR = 40 - 50$ %. ... 67

Figure II.21. Evolution du rapport Q/m des particules du (a) PP et du (b) PS en fonction de leur taille pour la configuration triphasée. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $T = 25 \pm 2$ °C, $HR = 40 - 50$ %. ... 68

Figure II.22. Formes d'ondes carrées des trois phases de tension appliquées. $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz..... 68

Figure II.23. (a) Evolution de l'efficacité de déplacement des particules en fonction de la fréquence avec des formes d'ondes de tension carrées. (b) Effet de la forme d'onde des tensions appliquées sur l'efficacité totale de déplacement des particules de PMMA. Conditions : configuration triphasée, $V = 1000$ V, $dp[50\ \%] = 143$ µm,$T = 25 \pm 2$ °C, $HR = 40 - 50$ %. 69

Figure II.24. Configuration étudiée avec barrière diélectrique. $w = g = 1$ mm, $e = 0{,}035$ mm, $d' = 1{,}5$ mm. 70

Figure II.25. Evolution de l'efficacité de déplacement des particules de PMMA en fonction de l'épaisseur de la barrière diélectrique pour la configuration triphasée. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $dp[50\ \%] = 143$ µm, $T = 25 \pm 2$ °C, $HR = 40 - 50$ %. 70

Figure II.26. Effet de l'humidité relative sur l'efficacité de déplacement des particules de PMMA pour la configuration triphasée. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $T = 25 \pm 2$ °C. 71

Figure III.1. Vue en coupe d'un convoyeur à ondes progressives triphasé. 76

Figure III.2. (a) Profil du potentiel théorique lorsque la première électrode est mise sous tension et les deux autres sont connectées à la masse. (b) Coefficients de Fourier correspondants. Conditions : $V = 1000$ V, $w = g$ 78

Figure III.3. Illustration du domaine de simulation pour quatre électrodes successives avec les conditions aux limites correspondantes. 80

Figure III.4. Distribution du potentiel typique en 2D obtenue par simulation à l'instant $t = 0$ s. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 6$ mm. 80

Figure III.5. Profils analytique et numérique du potentiel électrique suivant l'axe des abscisses $V(x)$ à l'instant $t = 0$ s. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 6$ mm. 80

Figure III.6. Les dix premiers coefficients de Fourier ($n = 1 : 10$) du profil du potentiel électrique obtenus par simulation sur la surface des électrodes. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $y = 0$ mm. 81

Figure III.7. Distribution du potentiel électrique pour les instants $t = 0$, $T/6$, $T/4$, $T/3$ et $T/2$. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 6$ mm. 82

Figure III.8. Profils du potentiel électrique numérique total ($VFEM$) et ses deux composantes harmoniques directe ($Wdir$) et inverse ($Winv$) pour les instants $t = 0$, $T/6$, $T/4$, $T/3$ et $T/2$. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 6$ mm et $y = 0{,}1$ mm. 82

Figure III.9. Vitesse de propagation des ondes directe et inverse en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de λ. 83

Figure III.10. (a) Profils du potentiel électrique obtenus par simulation numérique en fonction de la hauteur au-dessus des électrodes. (b) Coefficients de Fourier correspondants aux différents profils. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 6$ mm. 84

Figure III.11. (a) Evolution des amplitudes des deux ondes directe et inverse en fonction de la hauteur par rapport à la surface, et comparaison entre les résultats analytiques et numériques. (b) Erreur entre les amplitudes obtenues par modèle analytique par rapport à ceux obtenues par simulation numérique. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 6$ mm. 85

Figure III.12. Evolution du rapport $Ainv/Adir$ en fonction de la hauteur par rapport à la surface des électrodes. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 6$ mm. 85

Figure III.13. Configuration étudiée avec barrière diélectrique. $w = g = 1$ mm, $e = 0{,}035$ mm, $d' = 1{,}5$ mm, $d = 0{,}1$ mm. 86

Figure III.14. (a) Les dix premiers coefficients de Fourier pour différentes valeurs de constantes diélectriques de la barrière isolante. (b) Variation des amplitudes des ondes directes et inverses et le rapport entre eux en fonction de la constante diélectrique de la barrière isolante. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 6$ mm et $y = 0{,}1$ mm. 86

Figure III.15. (a) Les dix premiers coefficients de Fourier pour différentes valeurs du rapport w/g. (b) Variation des amplitudes des ondes directe et inverses et le rapport entre eux en fonction du rapport w/g. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 6$ mm et $y = 0{,}1$ mm. 88

Figure III.16. Illustration des différentes géométries des électrodes étudiées. 88

Figure III.17. (a) Les dix premiers coefficients de Fourier pour différentes géométries des électrodes. (b) Variation des amplitudes des ondes directes et inverses et le rapport entre eux en fonction de la géométrie des électrodes. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 6$ mm et $y = 0{,}1$ mm. 89

Figure III.18. (a) Variation des dix premiers coefficients de Fourier en fonction du nombre de phases. (b) Variation des amplitudes des ondes directe et inverses et le rapport entre celles-ci en fonction du nombre de phases. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, et $y = 0{,}1$ mm. 89

Figure III.19. Evolution de la vitesse de propagation des deux ondes directe et inverse en fonction de la fréquence pour différents nombres de phases. 90

Figure III.20. Distribution du potentiel typique en 2D obtenue par simulation à l'instant $t = 0$ s. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 4$ mm. 92

Figure III.21. Profils analytique et numérique du potentiel électrique suivant l'axe des abscisses $V(x)$. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 4$ mm. 92

Figure III.22. Les dix premiers coefficients de Fourier du profil du potentiel électrique obtenus sur la surface des électrodes $y = 0$ mm. 93

Figure III.23. Distribution du potentiel électrique dans les instants $t = 0$, $T/6$, $T/4$, $T/3$ et $T/2$. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 4$ mm. 94

Figure III.24. Profils du potentiel électrique et ses deux composantes harmoniques directe et inverse pour les instants $t = 0$, $T/6$, $T/4$, $T/3$ et $T/2$. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 4$ mm, $y = 0{,}1$ mm. 94

Figure III.25. (a) Variation des dix premiers coefficients de Fourier en fonction de la hauteur par rapport à la surface. (b) Variation de l'amplitude de l'onde stationnaire en fonction de la hauteur. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 4$ mm et $y = 0{,}1$ mm. 95

Figure III.26. (a) Variation des dix premiers coefficients de Fourier en fonction en fonction de la constante diélectrique de la barrière isolante. (b)Variation de l'amplitude de l'onde stationnaire en fonction de la constante diélectrique de la couche isolante. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 4$ mm et $y = 0{,}1$ mm. 96

Figure III.27. Variation de l'amplitude de l'onde stationnaire en fonction du rapport w/g. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 4$ mm et $y = 0{,}1$ mm. 96

Figure III.28. Variation de l'amplitude de l'onde stationnaire en fonction de la géométrie des électrodes. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 4$ mm et $y = 0{,}1$ mm. 97

Figure IV.1. Schéma du montage expérimental utilisé pour enregistrer le mouvement des particules. 103

Figure IV.2. Image des particules déposées sur la surface du convoyeur à l'instant $t = 0$ s 103

Figure IV.3. Images brutes en niveaux de gris du mouvement des particules pour les instants 100, 200, 300, 400 et 500 ms qui suivent l'application de la tension pour les deux convoyeurs. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $dp50\ \% = 57$ µm. 104

Figure IV.4. Images brutes en niveau de gris de mouvement des particules dans le COP pour différentes valeurs de fréquences (de 5 à 1000 Hz). Conditions : 3 phases, $V = 1000$ V, $dp50\ \% = 57$ µm. 106

Figure IV.5. Schéma représentatif du principe du post-traitement en utilisant la technique PTV. 107

Figure IV.6. Quelques images typiques du mouvement des particules avec les vecteurs des vitesses instantanées respectifs. Conditions : 3 phases (COP), $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $dp50\ \% = 57$ µm. 109

Figure IV.7. Trajectoires des particules pendant les premières 50 ms de leur mouvement pour les (a) COP et (b) COS. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $dp50\ \% = 57$ µm..... 110

Figure IV.8. Profil de la composante de la vitesse des particules $vy(y)$ pour les (a) COP et (b) COS. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $dp50\ \% = 57$ µm..... 111

Figure IV.9. Trajectoires des particules pendant 50 ms de la phase d'accélération de leur mouvement pour les (a) COP et (b) COS. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $dp50\ \% = 57$ µm. 112

Figure IV.10. Profil de la vitesse des particules $vx(x)$ pour les (a) COP et (b) COS. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $dp[50\ \%] = 57$ µm..... 113

Figure IV.11. Effet de la fréquence sur les profils de vitesse $vx(x)$ pour le COP. Conditions : 3 phases, $V = 1000$ V, $dp50\ \% = 57$ µm. 114

Figure IV.12. Effet de la tension sur les profils de vitesse $vx(x)$ pour le COP. Conditions : 3 phases, $f = 100$ Hz, $dp50\ \% = 57$ µm. 114

Figure IV.13. Effet de la taille des particules sur les profils de vitesse $vx(x)$ pour le COP. Conditions : 3 phases, $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz. 115

Figure IV.14. Profils de vitesse $vx(y)$ pour les deux convoyeurs. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $dp50\ \% = 57$ µm. 116

Figure IV.15. Effet de la fréquence sur les profils de vitesse $vx(y)$ pour les (a) COP et (b) COS. Conditions : $V = 1000$ V, $dp50\ \% = 57$ µm, $x = 15{,}5$ mm $\pm\ 0{,}5$ mm..... 117

Figure IV.16. Effet de la tension sur les profils de vitesse $vx(y)$ pour les (a) COP et (b) COS. Conditions : $f = 100$ Hz, $dp50\ \% = 57$ µm, $x = 15{,}5$ mm $\pm\ 0{,}5$ mm. 117

Figure IV.17. Effet de la taille des particules sur les profils de vitesse $vx(y)$ pour les (a) COP et (b) COS. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $x = 15{,}5$ mm $\pm\ 0{,}5$ mm. 118

Figure IV.18. Schéma représentant les positions des fenêtres de calcul de la vitesse moyenne sur les deux directions du mouvement des particules. 119

Figure IV.19. Histogramme du nombre des particules en fonction de la composante de vitesse vx des particules détectées dans les fenêtres de mesure pour (a) (b) COP, sens inverse et direct respectivement et (c) (d) COS, sens inverse et direct respectivement. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $dp50\ \% = 57$ µm. 120

Figure IV.20. Effet de la fréquence sur la vitesse moyenne $vx - moy$ pour le COP : (a) sens direct et (b) sens inverse. Conditions : 3 phases, $V = 1000$ V, $dp50\ \% = 57$ µm..... 121

Figure IV.21. Effet de la fréquence sur la vitesse de déplacement des particules. Conditions : COP à4 phases, signal carré, particules de toner $dp[50\ \%] \approx 47{,}4$ µm [27]. 122

Figure IV.22. Effet de la fréquence sur la vitesse moyenne $vx - moy$ pour le COS (a) sens direct et (b) sens inverse. Conditions : 2 phases, $V = 1000$ V, $dp50\ \% = 57$ µm. 123

Figure IV.23. Effet de la tension sur la vitesse moyenne $vx - moy$ pour les deux convoyeurs dans le sens direct. Conditions : $f = 100$ Hz, $dp50\ \% = 57$ µm. 123

Figure IV.24. Effet de la taille des particules sur la vitesse moyenne $vx - moy$ pour les deux convoyeurs dans le sens direct. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz. 124

Figure V.1. Distribution du champ électrique en 2D obtenue par simulation numérique à l'instant $t = 0$ s. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 6$ mm. 128

Figure V.2. Evolution des vecteurs du (a) champ électrique total ainsi que les deux composantes (b) directe et (c) inverse, à différents points de l'espace : $(x; y)$ = (5; 0,1), (5,5; 0,1), (6; 0,1), (6,5; 0,1) et 7; 0,1 mm. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $t = 0$ s. 130

Figure V.3. Ellipses du champ électrique total obtenus dans différents points $y = 0{,}2$ mm ; 0,4 mm et 0,8 mm pour (a) $x = 6$ mm, (b) $x = 6{,}5$ mm, (c) $x = 7$ mm à l'instant $t = 0$ s. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, 131

Figure V.4. Profils numérique (a) et analytique (b) du champ électrique sur l'axe (Ox) pour différentes hauteurs par rapport à la surface. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $t = 0$ s. 132

Figure V.5. Profils numérique et analytique du champ électrique sur l'axe (Oy) pour (a) sur l'électrode $x = 6$ mm, (b) sur le bord $x = 6{,}5$ mm et (c) entre les électrodes $x = 7$ mm. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $t = 0$ s. 133

Figure V.6. Evolution de la densité de charge de saturation en fonction de la constante diélectrique de la particule. Conditions : $E0 \approx 3 \times 106$ V/m. 135

Figure V.7. Evolution de la charge d'une particule en fonction de sa taille. Conditions : $\varepsilon rp \approx 3{,}2$, $E0 \approx 3 \times 106$ V/m. 135

Figure V.8. Distribution de la force de Coulomb en 2D obtenue par simulation numérique à l'instant $t = 0$ s. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $dp = 60$ µm, $qp = 10\ \%\ qps$. 136

Figure V.9. Distribution de la force DEP en 2D obtenue par simulation à l'instant $t = 0$ s. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $dp = 60$ µm, $\varepsilon rp = 3{,}2$, $\varepsilon rm = 1$. 137

Figure V.10. Illustration du mécanisme d'influence la force diélectrophorétique pour (a) $fCM > 0$ qui est le cas de cette étude et (b) $fCM < 0$. 138

Figure V.11. Profils de (a) l'amplitude $|F|$, (b) la composante x et (c) la composante y des forces de Coulomb et diélectrophorétique suivant l'axe (Ox). Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $dp = 60$ µm, $\varepsilon rp = 3{,}2$, $\varepsilon rm = 1$, $t = 0$ s. 139

Figure V.12. Profils des composantes y des forces de Coulomb $(FC - y)$ et dielectrophorétique $(FDEP - y)$ sur l'axe (Oy) lorsque (a) la particule est sur l'électrode $x = 6$ mm, (b) sur le bord $x = 6{,}5$ mm et (c) entre les électrodes $x = 7$ mm. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $dp = 60$ µm, $qp = 1\ \%\ qps$, $\varepsilon rp = 3{,}2$, $\varepsilon rm = 1$, $t = 0$ s. 140

Figure V.13. Evolution des composantes y des forces de Coulomb $(FC - y)$ et dielectrophorétique $(FDEP - y)$ en fonction du temps lorsque (a) la particule est sur l'électrode $x = 6$ mm, (b) sur le bord $x = 6{,}5$ mm

et (c) entre les électrodes $x = 7$ mm. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $dp = 60$ µm, $qp = 1\ \%\ qps$, $\varepsilon rp = 3{,}2$, $\varepsilon rm = 1$, $t = 0$ s. 141

Figure V.14. Evolution de la force image en fonction de la charge des particules de PMMA de différents diamètres avec $\varepsilon rp = 3{,}2$ et $d = 0$ mm. 142

Figure V.15. Evolution de l'amplitude de la force image en fonction de l'épaisseur de la barrière diélectrique et sa constante diélectrique. Condition : $dp = 60$ µm. 143

Figure V.16. Evolution de la force de van der Waals en fonction du diamètre de la particule pour le modèle de surface parfaitement lisse et le modèle avec aspérités. Conditions : $x = 6$ mm, $qp = qps$. 145

Figure V.17. Schéma de la configuration considérée pour l'étude comparative des forces. La particule est déposée sur la surface diélectrique, qui recouvre des électrodes mises sous tensions triphasées. Dimensions : $e = 0{,}035$ mm, $d = 0{,}1$ mm, $d' = 1{,}5$ mm. 146

Figure V.18. Evolution des composantes y des forces de Coulomb ($FC - y$) et dielectrophorétique ($FDEP - y$), de la force image ($Fimg$), de la force de van de Waals ($FvdW$) et de la force de gravite (Fg) en fonction de la taille de la particule. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, position de particule $(x; y) = (6\text{ mm};\ 0\text{ mm})$, $t = 0$ s. 146

Figure V.19. Evolution de la somme des forces sur l'axe des y en fonction du diamètre de la particule. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, position de particule $(x; y) = (6\text{ mm};\ 0\text{ mm})$, $t = 0$ s. 147

Figure V.20. Evolution des composantes y des forces de Coulomb ($FC - y$) et dielectrophorétique ($FDEP - y$), de la force image ($Fimg$), de la force de van de Waals ($FvdW$) et de la force de gravite (Fg) en fonction de la hauteur de lévitation de la particule. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $x = 6$ mm, $dp = 60$ µm, $t = 0$ s. 148

Figure V.21. Evolution de la somme des forces sur l'axe des y en fonction de la hauteur de lévitation de la particule. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $x = 6$ mm, $dp = 60$ µm, $t = 0$ s. 149

Figure VI.1. Algorithme utilisé pour le calcul des trajectoires des particules. 156

Figure VI.2. Evolution spatiale des deux composantes de l'accélération à l'instant $t = 0$ s. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $dp = 60$ µm, $qp = 10\ \%\ qps$. 157

Figure VI.3. Trajectoires des particules ayant différentes positions de départ pour les instants (a) 10 ms, (b) 50 ms, (c) 100 ms et (d) 200 ms. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $dp = 60$ µm, $qp = 10\ \%\ qps$. 158

Figure VI.4. Trajectoires de particules obtenues expérimentalement par caméra ultra rapide pendant 200 ms de leur mouvement, avec un zoom sur les trajectoires du mouvement rotatif des particules. Condition : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $dp50\ \% = 57$ µm. 159

Figure VI.5. Evolution des composentes verticales et horizontales de la position et la vitesse des particules (a) $xp(t)$, (b) $yp(t)$, (c) $vx(t)$, et (d) $vy(t)$. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $dp = 60$ µm, $qp = 10\ \%\ qps$, $x0 = 6{,}3$ mm. 160

Figure VI.6. Evolution de la vitesse moyenne de transport en fonction de la position initiale des particules. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $dp = 60$ µm, $qp = 10\ \%\ qps$ 161

Figure VI.7. Variation de la hauteur de lévitation maximale et la distance de déplacement en fonction de la fréquence. Conditions : $V = 1000$ V, $dp = 60$ µm, $qp = 10\ \%\ qps$, $x0 = 6{,}3$ mm. 162

Figure VI.8. Variation des vitesses de déplacement moyenne et maximale en fonction de la fréquence. Conditions : $V = 1000$ V, $dp = 60$ µm, $qp = 10$ % qps, $x0 = 6{,}3$ mm. 163

Figure VI.9. Evolution temporelle de la position $xp(t)$ et la vitesse de déplacement de particule $vx(t)$ à 5 Hz. Conditions : $V = 1000$ V, $dp = 60$ µm, $qp = 10$ % qps, $x0 = 6{,}3$ mm. 164

Figure VI.10. Trajectoires des particules pour différentes valeurs de fréquence entre 5 Hz et 500 Hz. Conditions : $V = 1000$ V, $dp = 60$ µm, $qp = 10$ % qps, $x0 = 6{,}3$ mm. 165

Figure VI.11. Variation de la hauteur de lévitation maximale et la distance de déplacement en fonction de la valeur de tension. Conditions : $f = 100$ Hz, $dp = 60$ µm, $qp = 10$ % qps, $x0 = 6{,}3$ mm. 166

Figure VI.12. Variation des vitesses de déplacement moyenne et maximale en fonction de la valeur de tension. Conditions : $f = 100$ Hz, $dp = 60$ µm, $qp = 10$ % qps, $x0 = 6{,}3$ mm. 166

Figure VI.13. Trajectoires des particules pour différentes valeurs de tension entre 200 V et 1000 V. Conditions : $f = 100$ Hz, $dp = 60$ µm, $qp = 10$ % qps, $x0 = 6{,}3$ mm. 166

Figure VI.14. Variation de la hauteur de lévitation maximale et la distance de déplacement en fonction de la charge de particule. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $dp = 60$ µm, $x0 = 6{,}3$ mm. 167

Figure VI.15. Variation des vitesses de déplacement moyenne et maximale en fonction de la charge de particule. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $dp = 60$ µm, $x0 = 6{,}3$ mm. 167

Figure VI.16. Trajectoires des particules pour différentes valeurs de la charge entre 1 % qps et 100 % qps. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $dp = 60$ µm, $x0 = 6{,}3$ mm. 168

Figure VI.17. Evolution temporelle de la position $xp(t)$ et la vitesse de déplacement de particule $vx(t)$ pour une particule ayant une charge de 100% qps . Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $dp = 60$ µm, $x0 = 6{,}3$ mm. 168

Figure VI.18. Evolution de (a) la distance et (b) la vitesse moyenne de déplacement en fonction de la charge pour les deux polarités positive et négative. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $dp = 60$ µm, $x0 = 6{,}3$ mm. 169

Figure VI.19. Variation de la hauteur de lévitation maximale et la distance de déplacement en fonction du diamètre de la particule. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $qp = 10$ % qps, $x0 = 6{,}3$ mm. 170

Figure VI.20. Variation des vitesses de déplacement moyenne et maximale en fonction du diamètre de la particule. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $qp = 10$ % qps, $x0 = 6{,}3$ mm. 170

Figure VI.21. Evolution en fonction du temps de (a) la position $xp(t)$ des particules de différentes tailles et (b) la vitesse de déplacement $vx(t)$ pour une particule de 320 µm de diamètre. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $qp = 10$ % qps, $x0 = 6{,}3$ mm. 171

Figure VI.22. Trajectoires des particules de différents diamètres entre 10 µm et 320 µm. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $qp = 10$ % qps, $x0 = 6{,}3$ mm. 172

Figure VI.23. Trajectoires de particule de (a) 60 µm et (b) 320 µm de diamètre pour trois cas : avec onde directe et inverse, avec seulement onde directe, avec seulement onde inverse. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $qp = 10$ % qps, $x0 = 6{,}3$ mm. 173

Figure VI.24. Variation de la distance de déplacement des particules en fonction de la fréquence pour trois cas : avec les ondes directe et inverse, avec seulement l'onde directe, et avec seulement l'onde inverse. Conditions : $V = 1000\ V$, $f = 100$ Hz, $dp = 60$ µm, $qp = 10$ % qps, $x0 = 6{,}3$ mm. 173

Figure VI.25. Charactéristique $vx - moy(f)$ pour trois cas : avec l'onde directe et inverse, avec seulement l'onde directe, avec seulement l'onde inverse. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $dp = 60$ µm, $qp = 10$ % qps, $x0 = 6{,}3$ mm..... 174

Figure VI.26. Variation de la distance de déplacement des particules en fonction de la fréquence pour les configurations : 3 phases, 4 phases, 5 phases, et 6 phases. Conditions : $V = 1000$ V, $dp = 60$ µm, $qp = 10$ % qps, $x0 = 6{,}3$ mm..... 176

Figure VI.27. Charactéristique $vx - moy(f)$ pour les configurations : 3 phases, 4 phases, 5 phases, et 6 phases. Conditions : $V = 1000$ V, $dp = 60$ µm, $qp = 10$ % qps, $x0 = 6{,}3$ mm. 176

Liste des tableaux

Tableau I.1. Thèses soutenues au sein de l'équipe EFD depuis 2011 sur les interactions champ-particules. 8

Tableau II.1. Caractéristiques des tailles des particules pour chaque classe. 54

Tableau III.1. Liste des valeurs w/g étudiées..... 87

INTRODUCTION

Introduction

Motivations et objectifs

Le déplacement, la collecte, la classification et l'échantillonnage de matières particulaires et granulaires sont des opérations qui retiennent de plus en plus l'attention dans différents domaines d'applications, comme la peinture [1], les industries pharmaceutique et agroalimentaire [2], [3], l'électrophotographie [4], la séparation de mélanges particulaires dans le recyclage [5], ou le nettoyage de surfaces [6]. Les procédés mécaniques et électromécaniques, utilisés souvent à grande échelle, posent de nombreux problèmes : ils sont coûteux, peu flexibles et énergivores. Par conséquent, le développement de nouvelles techniques qui se servent des forces électrostatiques peut offrir une alternative très intéressante.

La manipulation des particules par champ électrique est un processus qui ne nécessite pas de pièces mobiles ce qui réduit considérablement les coûts de maintenance ; il est aussi flexible géométriquement et adaptable en fonction de l'application souhaitée. Dans les systèmes électrostatiques, les particules doivent être chargées électriquement afin d'exploiter l'effet de la force de Coulomb pour contrôler le mouvement des particules, comme dans le cas des précipitateurs et séparateurs électrostatiques [7], [8]. Les particules peuvent se charger selon différents mécanismes en fonction de leur nature, de leur taille et du milieu avec lequel elles interagissent [9].

Si les particules se trouvent dans un milieu ionisé, elles se chargent principalement par deux mécanismes. La charge par diffusion domine pour les petites particules dont la taille est inférieure à 100 nm [10], alors que la charge par champ devient dominante pour les particules micrométriques avec un diamètre supérieur à 1 µm [11]. Les deux mécanismes peuvent agir simultanément dans la gamme de taille sub-micrométrique. Pour ioniser le gaz dans lequel les particules sont immergées, les décharges couronnes ou à barrière diélectrique sont parmi les méthodes les plus utilisées.

Les particules grossières (micro et millimétriques) peuvent se charger efficacement par des mécanismes tribo-électriques en l'absence de charges d'espace. Ce mécanisme se produit lorsque les particules se heurtent les unes aux autres ou avec les parois des dispositifs dédiés [12]. La charge par induction peut aussi être utile dans le cas des particules conductrices.

La charge des particules est primordiale dans les processus électrostatiques, mais il est aussi possible de manipuler des particules polarisables, même si elles sont neutres, par champ électrique non uniforme en exploitant la force diélectrophorétique [13], [14].

Les convoyeurs électrostatiques, connus aussi sous les noms : rideau électrique (electric curtain [15]), écran électrodynamique (electrodynamic screen [16]) ou bouclier anti-poussière électrodynamique (electrodynamic dust shield [17]) pour certaines applications, se présentent comme un moyen avantageux pour manipuler des particules sur des surfaces. L'intérêt de la communauté électrostatique pour ces dispositifs ne cesse de s'agrandir.

Les convoyeurs électrostatiques sont composés d'une série d'électrodes parallèles intégrées sur ou dans un support diélectrique et alimentées par des potentiels électriques polyphasés. Dans ce système, si le champ électrique est suffisamment élevé, la force de Coulomb peut vaincre les forces d'attraction et d'adhésion électrostatiques et mécaniques et entraîne le mouvement des particules.

Les premiers travaux sur ce sujet ont été effectués par Wueker *et al*. en 1959 dans le but d'étudier le confinement de particules micrométriques de fer et d'aluminium chargées électriquement dans une région de l'espace par des champs électriques alternatifs et statiques [18]. Dans les années soixante-dix, Masuda a lancé une série d'études expérimentales et théoriques sur le comportement des particules sur les rideaux électriques [19], [20]. Dans un de ces brevets, il décrit un canal avec des électrodes sous formes d'anneaux alimentées avec des tensions déphasées, dans lequel les particules d'aérosols chargées se déplacent sous l'effet des champs alternatifs non uniformes [21]. Masuda *et al*. ont également étudié la séparation de petites particules immergées dans un milieu liquide en utilisant un champ électrique à ondes progressives pour des applications en biologie [22].

Au début des années 2000, l'utilisation de champs électriques à ondes progressives a fait l'objet de nombreuses études pour des applications biologiques, chimiques et microfluidiques [23]. Dans le cas de particules biologiques, telles que les bactéries, cellules et virus émergées dans un milieu diélectrique liquide, la force diélectrophorétique (DEP) interfère et devient très influente en raison de la polarisabilité des particules [24]. Les convoyeurs électrostatiques ont été largement étudiés aussi pour transporter les particules de toner dans le domaine de l'électrophotographie, et aussi comme un moyen permettant d'éviter l'adhésion de ces particules dans les systèmes de développement xénographiques [25]–[27].

Au cours des quinze dernières années, le développement de la technologie de dépôt de couches minces, qui permet de déposer des électrodes conductrices transparentes sur un substrat transparent, a donné une nouvelle impulsion aux convoyeurs électrostatiques. En effet, de nombreux groupes de recherche se sont intéressés à l'utilisation de la technique des convoyeurs électrostatiques pour le dépoussiérage des panneaux photovoltaïques et des capteurs solaires. L'accumulation de poussière et de sable sur les modules photovoltaïques peut réduire drastiquement leur efficacité; alors que les systèmes traditionnels tels que le lavage et le brossage consomment une quantité considérable d'eau et d'énergie et risquent aussi d'endommager les capteurs photovoltaïques [28], [29]. Dans ce domaine, les travaux de

Muzumder *et al*. [30], [31], Calle *et al*. [32], [33] et Kawamoto *et al*. [34], [35] ont montré des résultats prometteurs dans des conditions terrestres, lunaires ou martiennes.

Ces travaux ont apporté énormément d'informations, d'analyses et d'interprétations sur les mécanismes de fonctionnement du dispositif. Cependant, plusieurs phénomènes restent encore inexpliqués et beaucoup de paramètres nécessitent des études plus approfondies. Par exemple, les précédentes études expérimentales de visualisation du mouvement des particules restent très qualitatives, alors que les images brutes nécessitent un post-traitement poussé afin de faire ressortir des informations quantitatives sur le mouvement des particules.

A travers cette thèse, nous souhaitons identifier et comprendre les paramètres qui affectent le sens du mouvement, la vitesse et l'efficacité de déplacement des particules. Nous envisageons aussi d'étudier plus profondément quelques effets peu traités dans la littérature, comme les modes de mouvement des particules et les conditions (taille des particules, fréquence, charge, nombre de phases, etc) nécessaires pour obtenir une meilleure efficacité des convoyeurs électrostatiques.

Pour atteindre ces objectifs, deux types de convoyeurs ont été étudiés : des convoyeurs à ondes progressives (COP) alimentés par des tensions polyphasées (nombre de phase supérieur ou égal à trois), et des convoyeurs à ondes stationnaires (COS) alimentés par des tensions mono ou biphasées. Des bancs expérimentaux ont été mis au point pour caractériser le fonctionnement du dispositif, évaluer ses performances, et observer le mouvement de particules. Des études théoriques et numériques ont été effectuées pour comprendre et interpréter les observations expérimentales. Les trois approches nécessitent un cadre d'étude particulier pour une meilleure comparaison des résultats, comme par exemple le choix de particules diélectriques avec des formes sphériques et des tailles calibrées dans la gamme 10-500 µm. Cette thèse est la première au niveau de l'institut Pprime qui se focalise sur la manipulation de particules de cette gamme de taille avec des ondes électrostatiques progressives et stationnaires.

Plan de thèse

Le présent manuscrit est structuré autour de six chapitres. Le **Chapitre I** aura pour objectif de présenter une synthèse bibliographique sur les principaux travaux de recherche et applications des convoyeurs électrostatiques. La première section du chapitre vise à situer cette étude dans le contexte général des travaux de recherche réalisés au sein de l'Institut PPRIME sur la manipulation des particules de différentes natures et gammes de tailles, par champ électrique. Dans la deuxième section, une revue bibliographique sur la manipulation des particules sur une surface par champs électriques à ondes progressives et stationnaires sera restituée. Les principaux travaux dans la littérature seront synthétisés par ordre historique et par application. Dans la dernière partie du chapitre, nous discuterons les principaux objectifs de cette thèse.

Le **Chapitre II** portera sur l'étude expérimentale de l'efficacité de déplacement des particules avec trois configurations de convoyeurs : une à ondes stationnaires (biphasée) et deux à ondes progressives (tri et quadriphasée). Premièrement, les résultats d'études préliminaires sur la classification, la granulométrie et la charge des particules seront discutés. Ensuite, le montage expérimental, les appareils de mesure et les éléments constructifs des convoyeurs seront détaillés. Les paramètres influençant l'efficacité de déplacement des particules, tels que leur taille et leur charge, ou encore l'amplitude et la fréquence de la tension appliquée, seront étudiées. Ce chapitre nous permettra d'avoir un diagnostic général du comportement des particules, leurs sens de mouvement, ainsi que l'efficacité du système dans différentes conditions.

Afin d'avoir une compréhension précise de certains comportements observés expérimentalement, tels que la direction du mouvement des particules, il est inévitable de passer par une étude détaillée de la distribution spatio-temporelle du potentiel électrique au-dessus de la surface des convoyeurs. Le but du **Chapitre III** est donc d'étudier la distribution du potentiel électrique par des modèles théorique et numérique. La simulation numérique sera effectuée sur le logiciel commercial COMSOL Multiphysics®, basé sur la méthode des éléments finis (FEM). Il s'agira d'extraire les harmoniques spatiaux du potentiel électrique qui se propagent dans différentes directions et les optimiser. L'influence des paramètres expérimentaux tels que la géométrie des électrodes, le nombre de phases et la présence d'une barrière diélectrique sur l'amplitude des harmoniques sera également étudiée.

Le **Chapitre IV** fera appel à la métrologie optique pour caractériser de façon plus fine les mouvements des particules. L'objectif est d'étudier le mouvement et la vitesse des particules sur les convoyeurs à ondes progressives et stationnaires en utilisant une caméra ultra-rapide et un post-traitement avancé des données expérimentales, basé sur la vélocimétrie de suivi des particules (Particle Tracking Velocimetry ou PTV). Nous commencerons par l'analyse des images brutes des particules et le choix de la technique de post-traitement. Ensuite, les composantes des vitesses des particules et la vitesse moyenne seront étudiées en fonction des paramètres expérimentaux. Les résultats seront analysés et comparés à ceux de l'efficacité de déplacement obtenus dans le Chapitre II.

La prochaine étape de l'étude portera sur l'analyse des principales forces mises en jeux et la modélisation de la trajectoire des particules, présentées dans les chapitres V et VI, respectivement. Une étude analytique et numérique approfondie du champ électrique et sa variation spatio-temporelle sera présentée au début du **Chapitre V**. Cette étude permettra d'examiner en détails la distribution des forces électrostatiques (force de Coulomb et diélectrophorétique) dans l'espace et dans le temps. En plus des forces liées au champ électrique, les particules peuvent également être soumises à d'autres forces à la fois électrostatiques et mécaniques, telles que la force image, la force de gravité, la force de

traînée et la force d'adhésion. Ces forces seront calculées analytiquement et les conditions de domination de ces forces seront aussi étudiées.

Toutes ces forces seront considérées dans le modèle de trajectoire des particules dans le **Chapitre VI**. Ce modèle fait appelle à la formule analytique du champ électrique détaillée précédemment, et à une méthode numérique pour résoudre le système d'équations de mouvement. A travers ce modèle, nous souhaitons comprendre les différents modes de mouvement des particules et les conditions les plus favorables à leur déplacement. Dans un premier temps, le but sera de confirmer les résultats obtenus dans la littérature. Nous nous intéresserons ensuite à la compréhension de l'influence des paramètres qui n'ont pas été suffisamment étudiés dans la littérature. Une comparaison avec les résultats expérimentaux de la thèse fera aussi partie des objectifs de ce chapitre.

CHAPITRE I

Etat de l’art

Chapitre I.
Etat de l'art

L'objectif de ce premier chapitre est de présenter une synthèse bibliographique sur différents dispositifs électrostatiques qui utilisent les interactions entre des particules de différentes tailles et un champ électrique. Dans la première section, nous présenterons les principes physiques de base de la manipulation des particules par champ électriques et le cadre général de cette étude au sein de l'Institut Pprime. Dans la deuxième section, nous passerons en revue, par ordre chronologique et par application, les principaux travaux de recherche visant l'utilisation des forces du champ électrique à la manipulation de particules déposées sur une surface. Avant de conclure ce chapitre, nous discuterons les principaux objectifs de cette thèse.

I.1. Manipulation des particules par champ électrique

La manipulation des matières particulaires et granulaires est un procédé largement utilisé dans plusieurs applications industrielles. Trouver des méthodes innovantes, peu couteuses et efficaces pour les classer, contrôler, filtrer, échantillonner, déplacer et transporter reste toujours un sujet d'actualité dans le domaine de la recherche et développement. Les méthodes électrostatiques dans lesquelles on utilise un champ électrique pour manipuler des particules se présentent comme un moyen efficace et très avantageux par rapport aux méthodes mécaniques. Car, pour faire bouger une particule diélectrique, il suffit de créer un fort champ électrique autour de cette particule à l'aide de deux électrodes, une reliée à une source de haute tension et l'autre à la masse [8].

Ce principe simple fait que les méthodes électrostatiques sont très flexibles et adaptables à différentes applications sur différentes échelles ; elles peuvent être utilisées dans des microsystèmes fluidiques pour séparer et analyser des cellules, comme aussi dans les grands précipitateurs et séparateurs industriels [8]. De plus, leur consommation d'énergie est relativement faible car les courants utilisés sont généralement de l'ordre du milliampère voire du microampère, et le fait qu'elles ne contiennent pas des parties ou pièces mobiles, contrairement aux méthodes mécaniques, réduit considérablement les couts d'entretien et de maintenance de ces installations.

Afin de traiter les matières particulaires et granulaires efficacement, ces dernières doivent porter une charge électrique, celle-ci permettant d'exploiter la force de Coulomb en présence d'un champ électrique. La manipulation des particules neutres ou très faiblement chargées est aussi possible grâce à la force diélectrophorétique [13]. Cette force peut être

suffisamment importante lorsque les particules et le milieu environnant ont des propriétés diélectriques très distinctes [14].

Les interactions particules-champ électrique est une des thématiques de l'équipe Electro-FluidoDynamique (EFD) à l'institut Pprime. Depuis dix ans, une dizaines de thèses ont été soutenus au sein de l'équipe EFD sur des sujets qui traitent deux gammes de tailles de particules et granules ($6\ \text{nm} - 10\ \mu\text{m}$ et $500\ \mu\text{m} - 10\ \text{mm}$) pour différentes applications. Dans cette thèse, le contrôle des particules dans la gamme de taille $10\ \mu\text{m} - 500\ \mu\text{m}$ par champ électrique est étudié pour la première fois au sein de l'équipe EFD. Le Tableau I.1 illustre les récents travaux de thèse au sein de l'équipe EFD en fonction de la gamme de taille des particules. Dans les prochains paragraphes, nous présentons une synthèse de ces travaux pour les différentes gammes de taille des particules.

Tableau I.1. Thèses soutenues au sein de l'équipe EFD depuis 2011 sur les interactions champ-particules.

Gamme de taille	Thèse	Sujet	Année
$10\ \mu\text{m} - 500\ \mu\text{m}$	A. Zouaghi	Manipulation de particules diélectriques micrométriques par ondes électrostatiques progressives et stationnaires - Études théorique, expérimentale et numérique (en cours).	2019
$6\ \text{nm} - 10\ \mu\text{m}$	A. Fatihou	Amélioration des performances des matériaux fibreux non-tissés chargés par décharge couronne utilisés pour la filtration de l'air.	2016
	A. Aba'a Ndong	Décharges à barrière diélectrique pulsées de volume et de surface appliquées à la précipitation électrostatique et à la régénération de surface.	2014
	R. Gouri	Optimisation électrique et géométrique d'un électrofiltre à barrière diélectrique en configuration fil-tube carré. Application aux particules submicroniques.	2012
	B. Dramane	Précipitation électrostatique de particules submicroniques par décharge à barrière diélectrique : étude électrique, granulométrique et aérodynamique	2009
$500\ \mu\text{m} - 10\ \text{mm}$	R. Gontran	Étude expérimentale et optimisation fonctionnelle des installations de séparation électrostatique de mélanges de matériaux granulaires.	2018
	Y. E. Prawatya	Multivariate optimization and statistical process control of polymer triboelectric charging.	2018
	M. B.Neagoe	Modélisation expérimentale de phénomènes électrostatiques et tribologiques aux interfaces solide/solide.	2017
	S. Messal	Procédés de séparation électrostatique de matériaux pulvérulents. Applications au recyclage des déchets et dans l'industrie agro-alimentaire.	2016
	M. A. Bilici	Séparation électrostatique des mélanges de matériaux isolants granulaires dans des dispositifs à lit fluidisés.	2013
	J. C. Laurentie	Contribution à la modélisation numérique d'écoulements électro-fluido-dynamiques diphasiques tridimensionnels.	2011

I.1.1. Filtration des particules de la gamme 6 nm – 10 µm

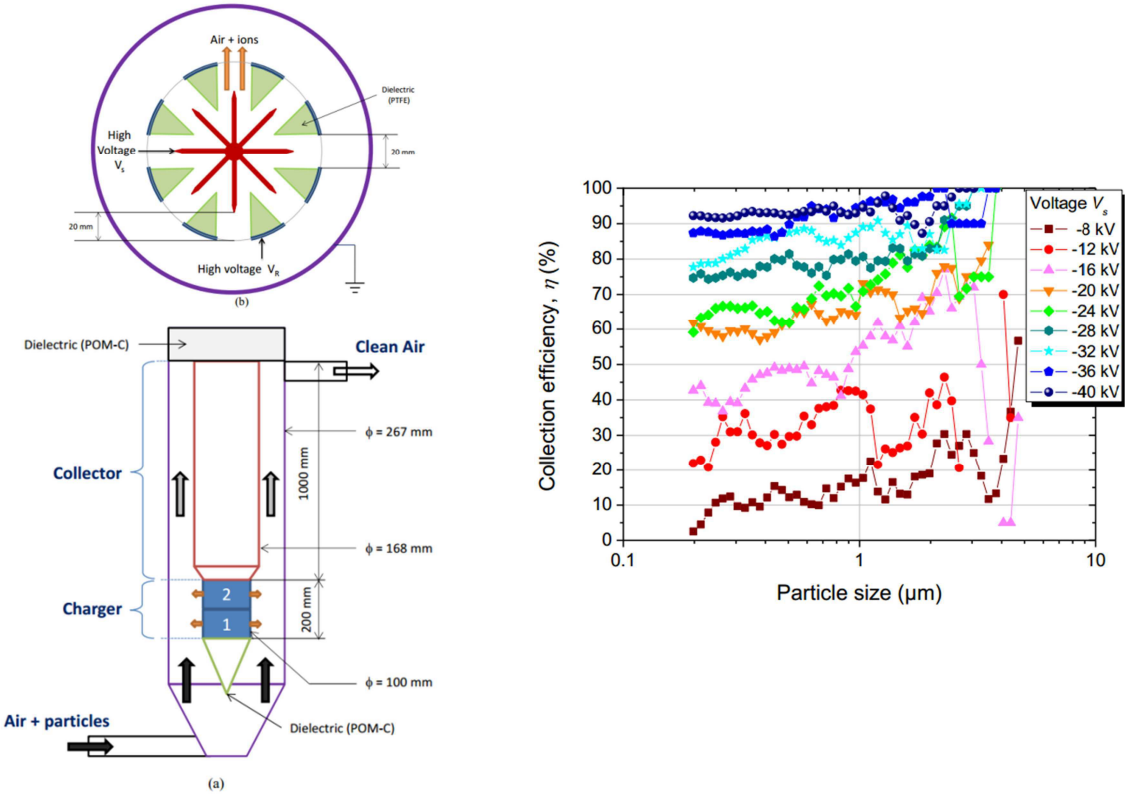
Les particules dans la gamme de taille 6 nm – 10 µm prennent la forme d'aérosols qui restent en suspension dans l'air, à l'état solide ou liquide et sous une forme inerte ou vivante (bactéries, micro-algues, etc…) [36]. Les sources des particules de cette gamme de taille sont multiples. Certaines particules sont d'origine naturelle comme la vapeur d'eau, les poussières liées à l'érosion du sol, les fumées dégagées par les volcans actifs et les feux de forêt [37]. Les sources de particules anthropiques sont liées aux activités industrielles de l'être humain, les moyens de transport, l'exploitation intensive des énergies fossiles [38], entre autres. En métrologie, on distingue les particules dans cette gamme selon leur taille : les « PM_{10} », les « $PM_{2,5}$ », les « PM_1 » ou les « $PM_{0,1}$ ». Les PM_{10} (particules grossières) sont des particules dont le diamètre aérodynamique moyen est inférieur à 10 µm. Alors que les $PM_{2,5}$, PM_1 et $PM_{0,1}$ sont respectivement des particules dont le diamètre n'excède pas 2,5 µm (particules fines), 1 µm (particules très fines) et 0,1 µm (particules ultrafines ou nanoparticules). Les particules ont un effet néfaste aussi bien sur la nature que sur l'homme. Elles sont par ailleurs suspectées d'être à l'origine de toutes sortes de problèmes de santé : asthme, bronchites persistantes et cancer du poumon [39], [40].

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 électrostatiques. 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 mises sous haute tension et d'électrodes de collecte généralement mises à la terre [7], [9]. 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, puis elles se dirigent vers les électrodes de collecte suivant la direction de champ électrique. Ce processus est appelé « précipitation électrostatique » [7], [9]. En fonction du processus utilisé pour la charge des particules, les filtres électrostatiques développés au sein de l'équipe EFD peuvent être classés en deux catégories : les électrofiltres à décharge couronne [41], [42] et les électrofiltres à décharge à barrière diélectrique (DBD) [43]–[45]. Un autre type de filtration basé sur l'utilisation de matériaux fibreux chargés par décharge couronne a fait aussi l'objet d'une étude approfondie au sein de l'équipe EFD [46].

I.1.1.1. Electrofiltre à décharge couronne

Les électrofiltres à décharge couronne sont les plus utilisés dans l'industrie. Généralement, une décharge couronne négative est la source des ions nécessaire pour charger les particules. Les expériences ont montré que l'utilisation d'une décharge couronne négative offre une meilleure performance avec une efficacité de collecte qui peut atteindre 99 % dans certaines gammes de taille des particules [7], [9]. On peut distinguer deux types d'électrofiltres industriels à décharge couronne: les électrofiltres à un seul étage et les

électrofiltres à deux étages. Dans les électrofiltres à un seul étage, la charge et le piégeage des particules sont réalisés simultanément sur toute la longueur du filtre. Dans les électrofiltres à deux étages, le premier étage constitue le module d'ionisation composé d'électrodes mise sous haute tension. 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 [9]. La Figure I.1.a illustre un schéma d'un électrofiltre à deux étages développé au sein de l'équipe EFD pour la collecte des particules lignocellulosiques dans le cadre d'un projet de collaboration avec l'Institut National de la Recherche Agronomique (INRA). La particularité de cet électrofiltre est que la zone de production des ions n'interfère pas avec les particules. Les ions sont produits à l'intérieur du chargeur de type triode [42], puis elles sont injectées à l'aide d'un écoulement d'air propre dans le canal de passage des particules. L'objectif de cette configuration est d'éliminer le risque d'explosion des particules en présence d'une décharge électrique. La Figure I.1.b présente les résultats typiques de l'efficacité de collecte de l'électrofiltre dans la gamme de taille des particules entre 0,2 µm et 10 µm pour différentes valeurs de tension au niveau des électrodes actives du chargeur [42]. Les mesures d'efficacité de collecte indiquent qu'elle augmente en fonction de la tension à cause de l'amélioration de la production des ions, et par conséquent du mécanisme de charge des particules. L'efficacité de collecte atteint 92 % pour une taille de particule d'environ 0,3 µm et dépasse 99 % pour une taille de particule supérieure à 2 µm [42].



(a) (b)

Figure I.1. (a) Représentation schématique d'un électrofiltre à deux étages, avec une vue de coupe du chargeur. (b) Evolution de l'efficacité fractionnelle de collecte en fonction de la taille des particules pour plusieurs tensions appliquées. Conditions: débit principal = 120 m^3/h; débit de jet d'air = 4,8 m^3/h [42].

I.1.1.2. Electrofiltre et chargeurs DBD

La DBD 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 [47]. En raison de la densité et de l'énergie des électrons dans la DBD, elle est utilisée dans de nombreuses applications en matière de dépollution [48], [49]. La DBD peut être générée en insérant une barrière diélectrique entre une électrode active, alimentée par une haute tension AC ou pulsée, et une électrode mise à la masse [47]–[49]. Les électrofiltres DBD ont été proposés pour surpasser quelques problématiques rencontrées avec les électrofiltres classiques à décharge couronne. Par exemple, les études théoriques et expérimentales montrent que l'efficacité de collecte des électrofiltres classiques baisse pour les tailles de particules comprises entre 0,1 et 1 µm [9]. Par ailleurs, 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. Ces arcs peuvent devenir dangereux à la fois pour les installations électriques et l'opérateur. Une autre qualité des électrofiltres DBD est leur aptitude à s'auto-régénérer [50]. Par exemple, les études effectuées par Aba'a Ndong au sein de l'équipe EFD ont montré qu'une DBD de surface nano-pulsée peut être utilisée pour supprimer les dépôts de particules diesel [45].

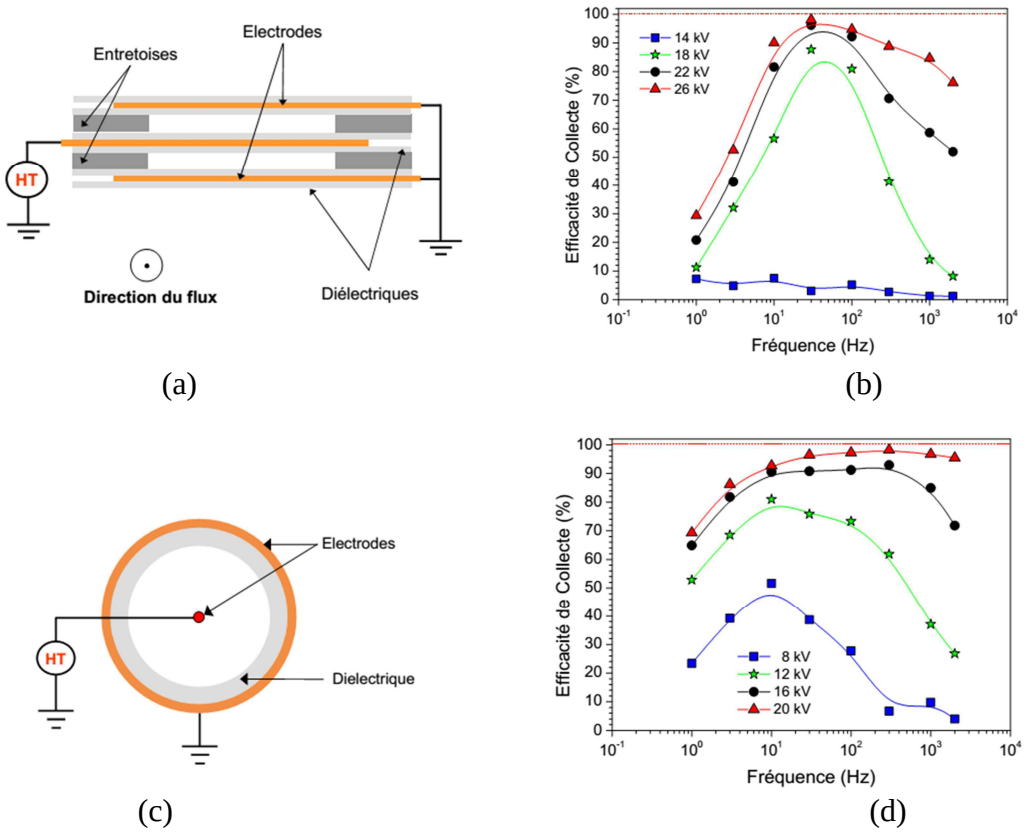


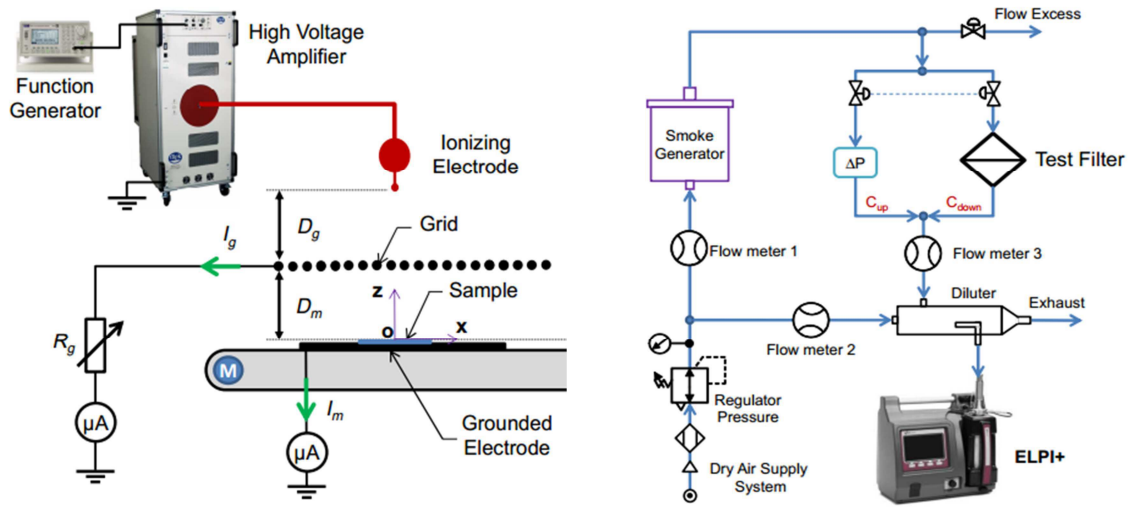
Figure I.2. (a), (b) Electrofiltre DBD plan-plan et son éfficacité de collecte. (c), (d) Electrofiltre DBD fil-cylindre et son éfficacité de collecte [43].

La Figure I.2 illustre deux configurations d'électrofiltres DBD, plan-plan et fil-cylindre, ainsi que les courbes typiques de leur efficacité de collecte en fonction de la fréquence. Il a été démontré que l'efficacité de collecte des particules dépend de la gamme des fréquences utilisées et de la configuration de l'électrofiltre [43], [44]. Par exemple, la gamme de fréquences où l'efficacité de collecte est supérieure à 90 % est plus étendue dans le cas de la géométrie fil-cylindre. A basses fréquences, l'efficacité de collecte est faible 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, qui peut être comparable au temps de résidence des particules dans l'électrofiltre [51], [52]. Par conséquent, pendant le transit rapide dans la zone active, une partie des particules n'est pas du tout ou pas assez chargée. Les phénomènes à l'origine de la chute de l'efficacité de collecte à des fréquences plus élevées est liée au mouvement oscillatoire de particules suffisamment chargées. 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 [51], [52].

En partant des défauts des électrofiltres DBD à haute fréquence, il a été possible de développer aussi sein de l'équipe EFD des dispositifs innovants pour la charge, le diagnostic et la métrologie des particules fines et ultrafines [53].

I.1.1.3. Médias fibreux non-tissés chargés par décharge couronne

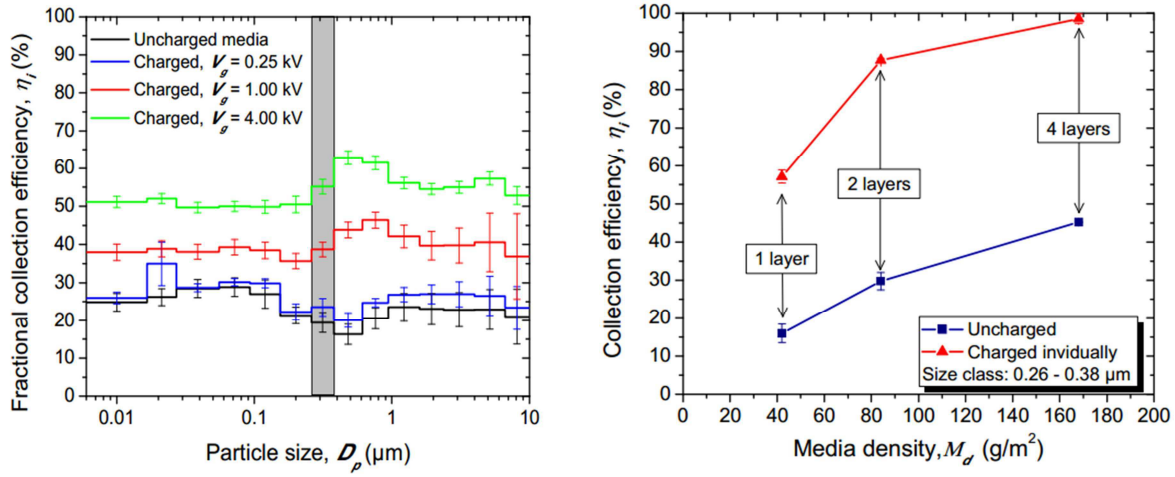
Dans certains domaines d'application, la filtration de l'air de l'habitacle d'un véhicule par exemple, il est nécessaire d'utiliser des médias filtrants avec un taux de pénétration limité pour laisser passer l'air [46]. Ces filtres utilisent des médias non-tissés en grande majorité, compte tenu de leur qualité et de leur faible coût de fabrication par rapport aux médias tissés. Les particules sont capturées sur les fibres de ces médias par des processus mécaniques (diffusion brownienne, interception directe et impaction inertielle) [54]. Un moyen efficace pour améliorer l'efficacité de filtration des médias filtrants consiste à les charger électriquement. Les forces électrostatiques créées dans les médias chargés, notamment la force de Coulomb et la force diélectrophorétique, vont attirer les particules et les piéger sur les fibres des médias. Fatihou [46] a utilisé dans son étude le système de charge présenté sur la Figure I.3.a. Dans ce système, le média filtrant non-tissé est chargé électriquement par décharge couronne avec une configuration triode [55], [56]. Cette configuration consiste à mettre une grille sous tension connue entre l'électrode HT génératrice de charge, et l'électrode plane mise à la masse sur laquelle il y a le média à charger. Cela permet de contrôler le flux d'ions vers le média en ajustant le potentiel électrique au niveau de la grille. Le processus de charge s'arrête lorsque le champ électrique entre la grille et le média est nul. Les tests de l'efficacité de filtration des particules sont faits à l'aide de la configuration expérimentale illustrée schématiquement sur la Figure I.3.b. [56].



(a) (b)

Figure I.3. (a) Illustration schématique du système de charge sous forme triode avec décharge couronne. (b) Schéma du montage de mesure de l'efficacité de la collecte.

Un exemple typique de l'efficacité de collecte fractionnelle en fonction de la taille des particules est illustré à la Figure I.4.a. Les performances du média filtrant non chargé sont relativement très faibles, l'efficacité ne dépasse pas 30 % pour toutes les classes. Par ailleurs, le média filtrant chargé montre des performances clairement meilleures, en particulier pour les tailles des particules entre 0,1 à 1 µm, là où les mécanismes de filtration mécaniques ne sont pas efficaces [54]. Pour atteindre des niveaux d'efficacité importants, il est nécessaire d'utiliser plusieurs couches. La Figure I.4.b montre un exemple typique de l'effet du nombre de filtres chargés individuellement sur l'efficacité de collecte fractionnaire. Les résultats indiquent qu'avec 4 couches des medias chargés individuellement, l'efficacité de collecte des particules submicroniques peut atteindre plus de 98 %. La contribution des forces électriques est beaucoup plus importante dans le cas multicouches [56].



(a) (b)

Figure I.4. (a) Efficacité de collecte fractionnelle en fonction de la taille des particules pour des filtres chargés et non chargés. (b) Effet de la densité du support (nombre de couches) sur l'efficacité de la collecte fractionnelle. Conditions: $R_g = 20$ MΩ, $V_g = 4$ kV [56].

I.1.2. Séparation électrostatique des particules de la gamme 500 µm – 10 mm

Pour répondre aux besoins grandissant du secteur de recyclage, l'équipe EFD de l'Institut Pprime, sur le site de l'IUT d'Angoulême, a mené de nombreuses recherches sur la mise au point de procédés efficaces utilisant les forces électrostatiques pour la séparation et le tri de matériaux granulaires et pulvérulents [57], [58]. Le principe de la séparation électrostatique consiste à appliquer un champ électrique intense sur des granules ou des particules en mouvement. Ces particules sont généralement chargées par une décharge couronne ou par mécanisme triboélectrique [59], [60]. En fonction de leur nature, de leur taille et de leur charge, elles vont prendre des chemins différents en présence du champ électrique ce qui permet de les séparer. Les travaux de l'équipe porte notamment sur l'étude et le développement des procédés innovants pour améliorer l'efficacité de séparation d'un côté, et réduire les couts énergétiques d'un autre côté. En plus d'un nombre important de publications scientifiques, de nombreuses inventions ont été brevetées dans ce domaine. Par exemple, le partenariat avec la société APR2 a abouti en 2009 à un brevet d'invention Français d'une installation capable d'effectuer la séparation tribo-aéro- électrostatique de déchets plastiques d'équipements électriques et électroniques [61]. Nous pouvons distinguer trois principaux types de séparateurs électrostatiques en fonctions de la nature des granules et/ou particules triées : séparateurs conducteur-isolant, conducteur-conducteur et isolant-isolant.

I.1.2.1. Séparateurs conducteur-isolant

Une des applications principales de ce type de séparation est le domaine de recyclage des déchets électroniques et des câbles électriques. Trois modèles de séparateurs peuvent être utilisés : le séparateur à plaque [62], le séparateur à tambour [5] ou encore le séparateur à convoyeur ou tapis roulant [57]. Nous détaillons dans cette partie à titre d'exemple le premier modèle qui est illustré sur la Figure I.5. Dans le séparateur électrostatique à électrode plaque, le champ électrique DC est créé entre une électrode de forme elliptique connectée à un générateur de haute tension continue, et une électrode plaque métallique reliée à la terre [62]–[64]. Les particules conductrices dans ce dispositif peuvent se charger par induction électrostatique. Les particules conductrices et isolantes à trier sont transportées initialement par le vibro-transporteur électromagnétique avant qu'elles tombent sur l'électrode plaque reliée à la terre. Dans la plupart des cas, la charge acquise par ces particules par effet triboélectrique est négligeable [58]. Par conséquent, elles glissent le long de l'électrode plaque sans être significativement affectées par le champ électrique. Ces particules tombent donc sous l'effet de la gravité dans la partie gauche du collecteur. Par ailleurs, les particules conductrices, en contact avec l'électrode reliée à la terre, acquièrent par induction électrostatique une charge de polarité opposée au potentiel de la haute tension continue. Lorsqu'elles arrivent dans la zone de champ électrique intense, elles subissent alors une force d'attraction électrique qui les attire vers l'électrode statique reliée à la haute tension et sont ainsi récupérées dans la partie droite du collecteur [58][62].

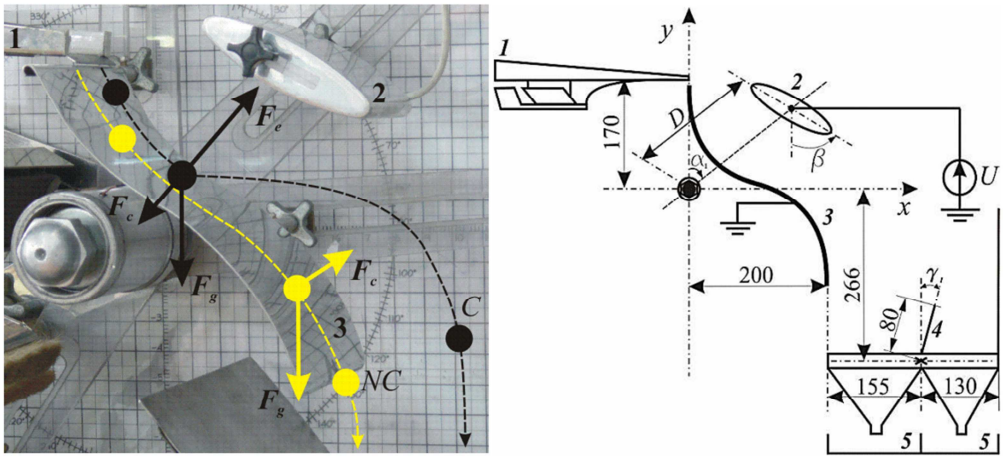


Figure I.5. Séparateur électrostatique à plaque. (a) Forces agissant sur les particules conductrices et non-conductrices. (b) Représentation schématique du système d'électrode utilisé pour la séparation électrostatique de granules issus de déchets d'équipements électriques et électroniques (DEEE) ; (1) Goulotte oscillante ; (2) Electrode statique ; (3) Electrode plaque ; (4) Déflecteur ; (5) Collecteur [62].

Ce séparateur peut également être utilisé pour classer des particules de résistivité et de constante de temps de charge similaires, en fonction de leur taille [62]. Une classification des particules en fonction de leur poids peut être aussi envisagée [65].

I.1.2.2. Séparateur conducteur-conducteur

Les études qui ont traité la séparation électrostatique de mélanges comportant plusieurs matériaux conducteurs ne sont pas nombreuses. En effet, le processus de séparation des granules de deux matériaux conducteurs par vois électrostatique est difficile car elles ont des caractéristiques électriques très proches. Toutefois, quelques expériences et simulations numériques ont été effectuées sur le comportement de particules conductrices de tailles sous-millimétrique dans les séparateurs électrostatiques. La Figure I.6.a illustre un schéma d'un séparateur étudié par Younes *et al*. [66], pour la séparation simultanée de particules isolantes, et conductrices en aluminium et en cuivre avec des tailles sous-millimétriques.

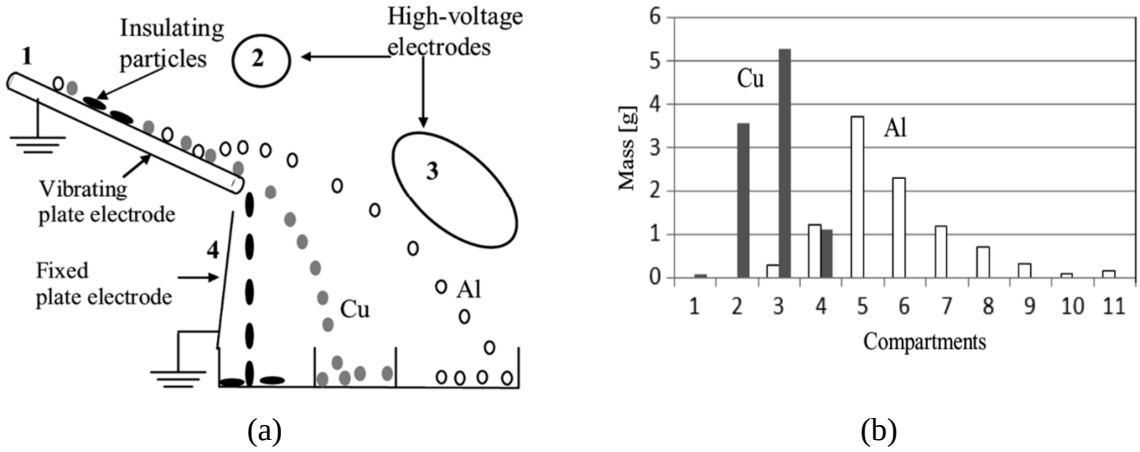


Figure I.6. (a) Représentation schématique du séparateur conducteurs-conducteur. (1) Plaque vibrante métallique reliée à la terre ; (2) Electrode cylindrique reliée mise sous HT ; (3) Electrode elliptique mise sous HT; (4) Electrode plaque reliée à la terre. (b) Distribution des produits obtenue dans les compartiments du collecteur [66].

Ce séparateur est similaire au séparateur à plaque présenté précédemment. Les particules de cuivre et d'aluminium ont un diamètre médian d'environ 500 µm. Les résultats de cette étude sont illustrés sur la Figure I.6.b. Pour un mélange initial contenant 10 g de chaque matériau, les auteurs ont pu récupérer expérimentalement 84,9 % de l'aluminium présent dans le mélange initial avec une pureté de 100 % et 91 % du cuivre avec une pureté de 96,9 %.

I.1.2.3. Séparateur isolant-isolant

Dans l'industrie de recyclage, le mélange granulaire de plastiques, obtenu après l'élimination des contaminants métalliques, est ensuite traité par plusieurs séparateurs électrostatiques pour séparer les différents matériaux qui restent. Généralement, les particules passent par un dispositif de charge triboélectrique [5], [59], [67]. Durant cette étape, les particules de différents matériaux acquièrent des charges de différents ordres de grandeur et différentes polarités. Les particules ainsi chargées vont ensuite être exposées à un champ électrique intense pour les trier. Toutefois, de multiples installations destinées à la séparation tribo-électrostatique des matériaux granulaires plastiques ont été conçues et étudiés au sein de l'équipe EFD, nous citons par exemple : le séparateur tribo-électrostatique à chute libre [67], [68], le séparateur tribo-électrostatique à tambour [69], les séparateurs tribo-aéro-électrostatique à disques métalliques tournants [70], le séparateur tribo-aéro-électrostatique à deux électrodes cylindriques [71], le séparateur tribo-aéro-électrostatique à lit fluidisé [72], le séparateur tribo-aéro-électrostatique à convoyeurs [73]. Ce dernier a été breveté par Calin et Dascalescu [61]. Les électrodes de ce séparateur sont deux convoyeurs métalliques liés à des générateurs de haute tension continue.

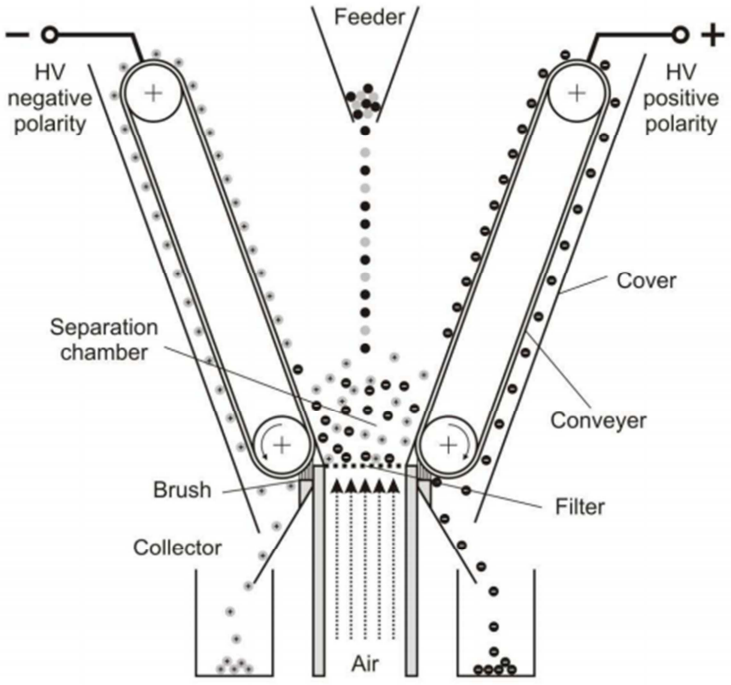


Figure I.7. Séparateur tribo-aéro-électrostatique à convoyeur pour des mélanges de plastiques granulaires [61].

Un schéma du séparateur à convoyeurs est illustré sur la Figure I.7. Les granules de matériaux différents dans le mélange sont chargés dans le lit fluidisé avec des polarités différentes, ensuite elles sont attirées par les convoyeurs et collés à la surface de la bande métallique de ces derniers par les forces électriques. Les convoyeurs tournants conduisent ces particules jusqu'à des bacs prévus à cet effet. La pureté du produit collecté est très élevée grâce au fait que même les particules non-chargée ou pas suffisamment chargées ne peuvent pas quitter la chambre de séparation [74].

I.1.3. Déplacement des particules de la gamme 10 µm – 500 µm

La présente thèse est la première dans l'équipe EFD qui porte sur la manipulation des particules dont la taille varie entre une dizaine et quelques centaines de micromètres par des méthodes électrostatiques. Dans cette gamme de taille, la force de gravité devient suffisamment intense pour que les particules chutent au lieu de rester en suspension dans l'air. Leur accumulation sur des surfaces peut causer des problèmes dans certains cas ; par exemple, le dépôt et l'accumulation des particules de poussière et de sable sur les panneaux solaires peut réduire drastiquement leur efficacité énergétique [75], [76]. Les déplacer et transporter efficacement est un processus crucial dans certaines applications industrielles comme par exemple le déplacement des particules de toner dans l'électrophotographie [77], [78].

L'objectif de cette thèse est donc d'étudier le comportement de particules diélectriques, initialement déposées sur une surface ou en chute libre, en présence d'ondes progressives et stationnaires du potentiel électrique. Les particules chargées vont réagir à la présence du champ électrique suivant différents modes et mécanismes en fonction des conditions expérimentales, sous l'influence des forces électrostatiques. Les ondes sont créées en mettant des électrodes linéaires parallèles sur une plaque diélectrique, puis en les alimentant par des tensions biphasées pour créer des ondes stationnaires, ou des tensions triphasées, quadriphasées ou plus généralement polyphasées, pour créer des ondes progressives. Le schéma sur la Figure I.8 illustre le principe de fonctionnement.

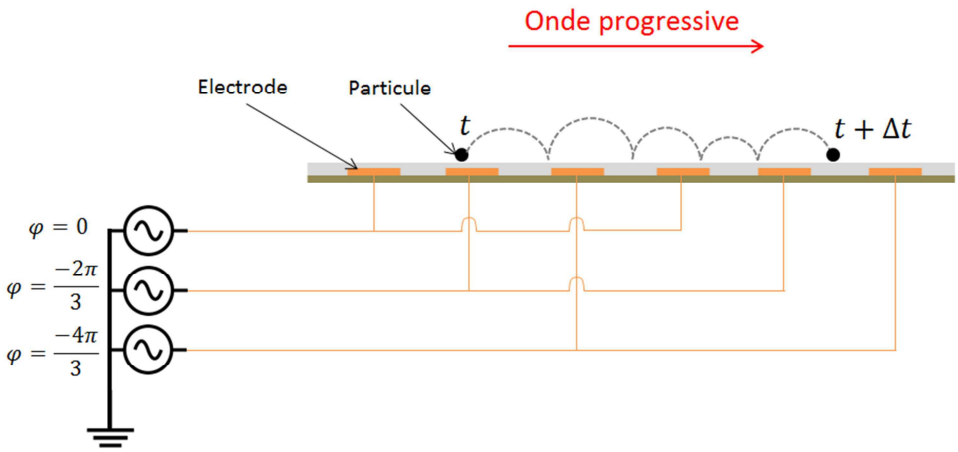


Figure I.8. Illustration du principe de fonctionnement du convoyeur à ondes progressives (configuration triphasée).

Depuis le développement du convoyeur électrostatique par Masuda *et al*. [19], [21], [22] dans les années 1970, ce dispositif ne cesse de retrouver sa place pour une multitude d'applications industrielles. Dans la littérature, on peut le trouver aussi sous les noms du rideau électrique (Electric curtain) [15], écran électrodynamique (Electrodynamique Screen) [16], ou bouclier anti-poussière électrodynamique (Electrodynamic Dust Shield ou EDS) [17] pour les applications de dépoussiérage de surfaces. Une revue bibliographique sur les principaux travaux dans la littérature sur ce sujet et les applications industrielles des convoyeurs électrostatiques sera présentée dans la prochaine section de ce chapitre.

I.2. Revue bibliographique sur la manipulation des particules par champ électrique à ondes progressives et stationnaires

Dans ce sous-chapitre, les principaux travaux de recherche concernant la manipulation des particules sur une surface diélectrique par onde progressives et stationnaires seront présentés. Vue la diversité des technologies et des méthodes d'analyse et de caractérisation en fonction des applications dans la littérature, les travaux seront classés par application et présentés par ordre chronologique. Ainsi, cette revue bibliographique est divisée en plusieurs sections. Dans chaque section, la problématique, les méthodes et les résultats liés à une application spécifique sont présentés succinctement. Les quatre applications majeures sont par ordre chronologique : le confinement et le transport de matières particulaires, l'électrophotographie, les applications dans l'espace, et le dépoussiérage des panneaux solaires. Enfin, les études théoriques et numériques sur le sujet seront synthétisées dans la dernière partie de cette section, et les principaux résultats sont présentés et discutés.

I.2.1. Confinement et transport des particules

Dans les années 1970, Masuda *et al*. [19], [20], [79] de l'Université de Tokyo ont développé plusieurs systèmes pour transporter des particules chargées en utilisant des ondes électrostatiques progressives et stationnaires. Les brevets US Pat. N°3778678 [21] et US Pat. N°3872361 [80] au nom de Masuda décrivent un appareil dans lequel l'écoulement de matériaux particulaires dans un tube est contrôlé électrodynamiquement en utilisant des électrodes sous forme d'anneaux espacés axialement, incurvées concentriquement et allongées tout au long du trajet. Le dispositif est illustré sur la Figure I.9. Chaque électrode est espacée axialement de ses voisines d'une distance supérieure ou égale à son diamètre. Les trois électrodes successives sont connectées à des bornes des sources haute tension alternatives déphasées de $2\pi/3$. Dans cette configuration, un potentiel électrique sous forme d'onde progressive est produit, cela permet de repousser les particules chargées axialement vers l'intérieur et tend à les propulser le long du trajet. Dans cet appareil, les particules sont chargées par mécanisme triboélectrique par contact/frottement avec les parois de tube cylindrique. Lors d'un essai utilisant de la poudre de lycopodium d'un diamètre moyen de $15\ \mu m$, une vitesse de transport des particules de $15\ cm/s$ a été enregistrée.

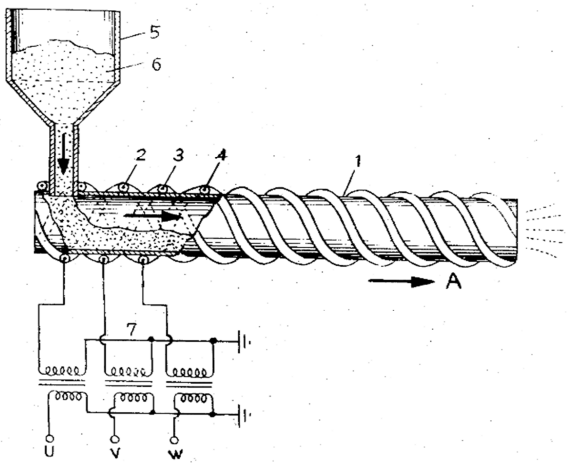


Figure I.9. Schéma de l'appareil de déplacement des particules de Masuda. Composants : (1) tube isolant cylindrique, (2), (3), (4) électrodes, (5) réservoir, (6) particules et (7) source d'alimentation triphasée. La tension appliquée est de l'ordre de 5 à 10 kV [21].

Le Brevet US Pat. N°3801869 [81] au nom de Masuda décrit une cabine dans laquelle un matériau particulaire chargé électriquement est pulvérisé sur une pièce à usiner ayant une charge opposée, de sorte que les particules soient attirées électrostatiquement vers la pièce à usiner. La particularité de cette cabine est d'avoir des électrodes, parallèles et espacées, embarquées dans ses parois. Chaque électrode est connectée à une borne d'une source haute tension alternative, alors que les électrodes adjacentes sont connectées à des sources de tension déphasées, ce qui permet de créer un champ variable dans l'espace et dans le temps à proximité des parois. Le but est d'empêcher les particules dispersées d'adhérer sur les parois, pour ne pas affecter négativement la qualité de la peinture notamment dans des opérations de peintures successives avec différentes couleurs. Les systèmes développés par Masuda utilisent une source de tension relativement élevée $(5-10\,\mathrm{kV})$ fonctionnant à une fréquence relativement basse, à savoir $50\,\mathrm{Hz}$, pour générer ses ondes progressives. Masuda estime que l'utilisation de hautes tensions est tolérable et même nécessaire pour ce type d'application, afin de charger les particules initialement neutres et améliorer le procédé.

I.2.2. Electrophotographie

Une des premières applications des ondes progressives du champ électrique pour manipuler des particules était dans le domaine de l'electrophotographie. En 1987, F. W. Schmidlin a déposé un premier brevet (US. Pat. N° 4647179A), pour le compte de Xerox Corporation, dans lequel il a proposé un appareil innovant de transport de toner destiné à être utilisé pour former des images en poudre sur une surface de numérisation [25]. L'appareil est caractérisé par l'utilisation d'un convoyeur à ondes électrostatiques progressives pour déplacer les particules de toner vers une surface de formation d'image. Le convoyeur comprend donc un réseau d'électrodes parallèles linéaires connecté à un système de tensions alternatives quadriphasées. C'était la première fois qu'un tel système de déplacement des particules est intégré dans un processus d'imprimerie xérographique. Dans ce processus, lors de l'application du toner sur les images électrostatiques, il est nécessaire de transporter le

toner de sa boite à la surface chargée. Une limitation fondamentale des systèmes de développement xérographiques classiques, comprenant une brosse magnétique, est l'impossibilité de fournir du toner aux images latentes sans créer de grandes forces adhésion entre le toner et le convoyeur classique qui le transporte. Cette grande fluctuation des forces d'adhésion affecte négativement la qualité d'image, d'où la nécessité de trouver une solution à ce problème.

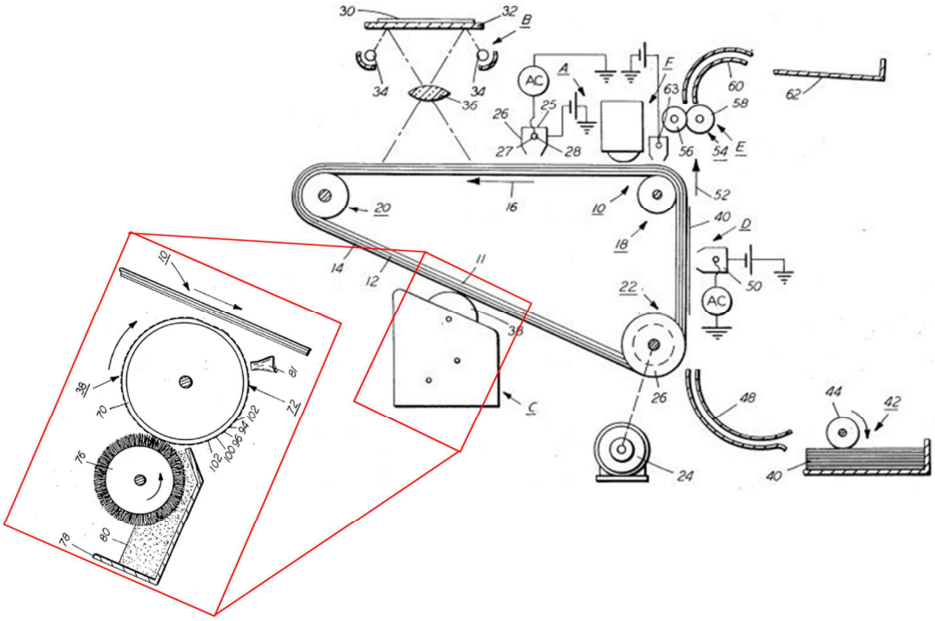


Figure I.10. Schéma du système d'impression développé par Schmidlin, équipé d'un convoyeur électrostatique à ondes progressives. Composants : (10) ceinture photoconductrice. (25) station de charge avec décharge couronne. (26) électrode mise sous tension DC négative. (27) fil décharge couronne négative. (C) station de développement contenant le convoyeur à onde progressive (38) [25].

La Figure I.10 représente un schéma de la machine d'impression électrophotographique incorporant l'invention de Schmidlin. Dans cette machine, une courroie photoconductrice **10** est entrainée par trois rouleaux **18**, **20** et **22** vers la direction **16**. Initialement une partie de la courroie passe par la station de charge **A** dans laquelle un chargeur avec décharge couronne **25** charge la couche **12** de la courroie à un potentiel négatif. Ensuite, la partie chargée de la bande photoconductrice avance dans la station d'exposition **B**, où une image électrostatique latente est formée sur la courroie à partir d'un document original. Puis, la courroie photoconductrice **10** fait avancer l'image électrostatique jusqu'à la station de développement **C**. Au niveau de cette station, un convoyeur à ondes progressives **38** placé sur un tambour fait avancer les particules de toner au contact des images électrostatiques formées sur la courroie photoconductrice **10**. Les images électrostatiques attirent par conséquent les particules du toner chargées provenant du convoyeur formant ainsi des images imprimées.

Toujours dans le domaine de l'électrophotographie, Schmidlin a déposé trois autres brevets dans les années 90 [82]–[84]. Il a aussi réalisé des études expérimentales et numériques sur le comportement des particules de toner manipulées par ondes électriques progressives [77], [85].

Sur la même période, d'autres chercheurs ont aussi étudié la manipulation des particules de toner par des ondes électriques progressives. Par exemple, Taniguchi *et al*. ont conduit une série des travaux entre 1991 et 2003 qui ont porté sur l'amélioration du transport du toner [86]–[88]. Ils ont étudié l'effet de la forme d'onde de tension et le nombre de phases, et ils ont essayé aussi d'observer le mouvement des particules par une caméra vidéo. Ils ont affirmé que la distance de transportée des particules de toner chargées peut être contrôlée par le fonctionnement pas à pas des ondes rectangulaires à quatre phases. Selon les travaux d'Adachi *et al*. [89] en 2005, le convoyeur à ondes progressives peut être une bonne alternative au système de toner classique qui permet d'assurer une transportation et une alimentation stable du toner sans qu'il y ait une adhésion forte entre le toner et le convoyeur.

Entre 2006 et 2008, Kawamoto *et al*. ont réalisé des études théoriques et expérimentales très pertinentes sur la séparation et la classification des particules de toner en fonction de leur taille en utilisant des ondes électriques progressives [27], [78], [90]. Les auteurs ont développé cinq techniques de classification électrostatique des particules de toner en exploitant l'équilibre entre les forces électrostatique et gravitationnelle. Les cinq systèmes sont présentés sur la Figure I.11.

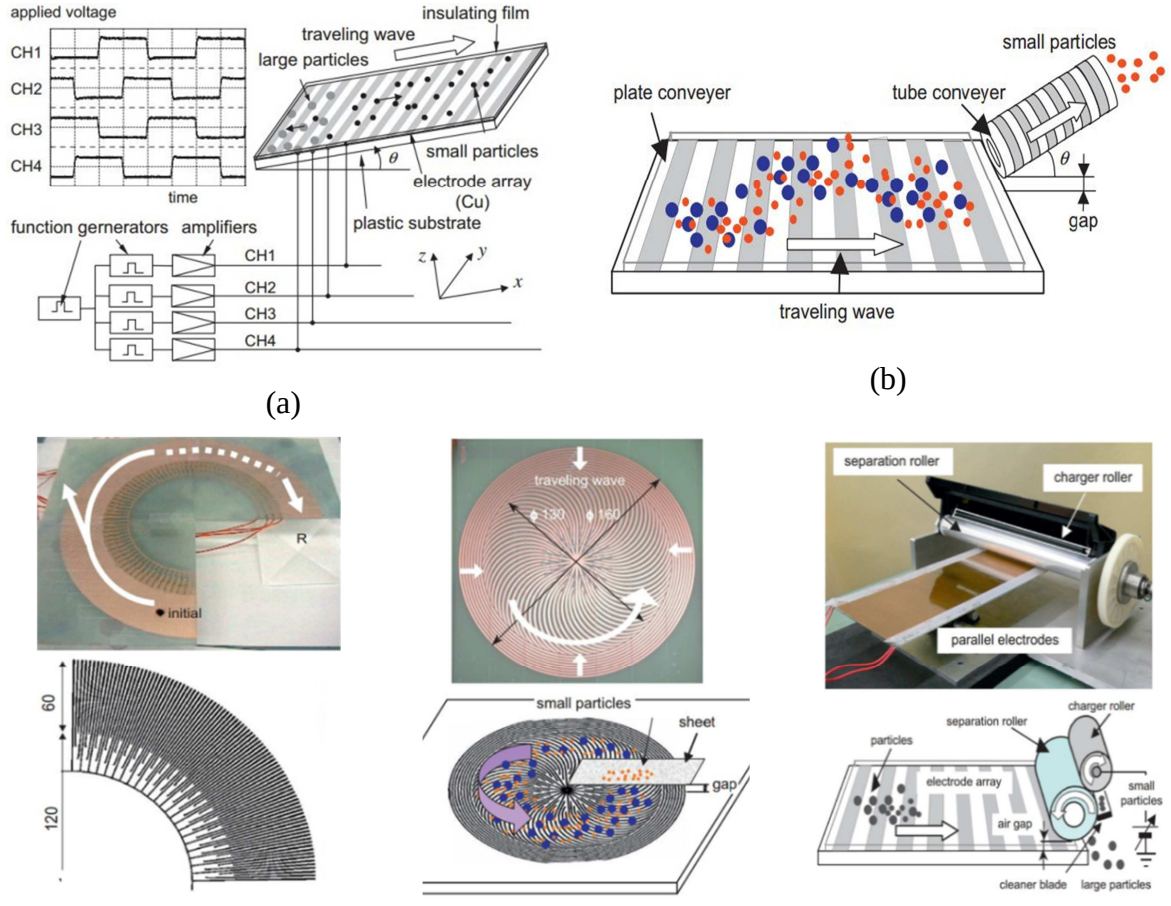


Figure I.11. Systèmes de séparation électrostatique des particules développés par Kawamoto *et al*. [90]. (a) Séparateur à convoyeur sur un plan incliné, (b) tube incliné, (c) système centrifuge, (d) système à convoyeur spiral, (e) système de séparation à rouleau.

Le premier est un convoyeur à plan incliné, alimenté par quatre phases de tensions carrées. Lorsque le plan est incliné et des valeurs de tension et de fréquence appropriées sont appliquées, les grosses particules tombent et les petites particules se déplacent vers le haut. De cette façon, deux gammes de taille de particules sont obtenues. La deuxième technique consiste à mettre un convoyeur de type tube incliné à l'extrémité d'un convoyer plan. Son rôle est de soulever les petites particules lorsque des tensions, fréquences et degrés d'inclinaisons bien définies sont appliquées. Les troisième et quatrième techniques utilisent deux configurations des convoyeurs électrostatiques de forme circulaire qui utilise la capacité de lévitation des petites particules à haute altitude par rapport aux grosses particules. La dernière technique est une combinaison du convoyeur plan et d'un rouleau de séparation électrostatique situé à l'extrémité du convoyeur. Ainsi, les petites particules s'attachent au rouleau chargé, permettant au système d'avoir une très bonne efficacité de séparation.

La Figure I.12 illustre quelques résultats de la distribution de taille des particules qui s'attachent au rouleau en fonction de la tension appliquée et du gap. Dans ce système, la fréquence des signaux de tension est fixée à 5 Hz et les particules de toner se chargent par friction avec le film isolant sur le convoyeur. Bien que cette fréquence semble très faible, Kawamoto affirme que le mouvement des particules à cette fréquence est synchronisé avec l'onde électrique. Les résultats montrent que lorsque la tension est appliquée, seulement les petites particules qui ont une taille inférieure à 50 µm ont été récupéré au niveau du rouleau [90].

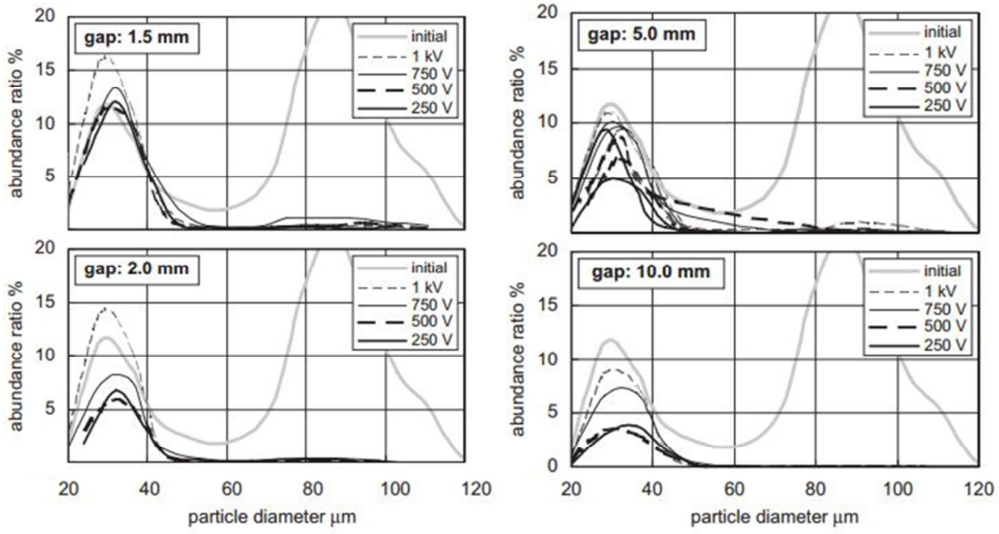


Figure I.12. Distributions granulométriques des particules avant et après séparation électrostatique en utilisant le système à rouleau pour différents valeurs de gap et de tension appliquée [90].

I.2.3. Applications spatiales

L'établissement d'un programme d'exploration spatiale durable est une stratégie clé dans les futures explorations spatiales des différentes agences notamment la National Aeronautics and Space Administration (NASA) des États-Unis et l'Agence Spatiale Européenne (ESA) [29], [91], [92]. Le retour d'humains sur la Lune et l'envoi de robots sur

Mars fait l'objet de poursuites ambitieuses. Toutefois, les expériences antérieures des missions spatiales ont montré qu'une exploration réussie des surfaces planétaires dépend de la capacité à protéger les surfaces des équipements et les astronautes de la poussière. La poussière lunaire a été l'une des plus grandes surprises du programme Apollo, posant divers problèmes, dont l'obscurcissement de la vision pendant l'atterrissage, la dégradation des radiateurs et des dispositifs de contrôle thermique, les dépôts sur les surfaces optiques et sa pénétration dans les cabines qui a mis en danger la santé des astronautes [91], [93], [92]. Par ailleurs, des obstructions de panneaux solaires ont également été observées lors des missions Mars Pathfinder et Mars Exploration Rover (Spirit et Opportunity) [94], [95].

En tant que tel, l'atténuation des risques liés à la poussière est l'un des défis technologiques ciblés pour réussir les missions lunaires et Martiennes du futur. Les convoyeurs électrostatiques à ondes progressives et stationnaires ont obtenus un grand intérêt dans le domaine de l'espace pour deux applications principales. La première est le dépoussiérage des panneaux solaires dans les futures installations lunaires et martiennes. La deuxième application est aussi liée au dépoussiérage mais cette fois des combinaisons spatiales portées par les cosmonautes. Dans les prochains paragraphes, nous présentons succinctement les principaux travaux sur ces deux applications.

I.2.3.1. Nettoyage des panneaux solaires dans l'espace

Les modules envoyés dans les explorations spatiales ont une alimentation en énergie fournie par des panneaux solaires. La poussière peut réduire drastiquement l'efficacité des systèmes d'alimentation photovoltaïque (PV) fournissant l'énergie aux modules sur la Lune ou sur Mars. Une dégradation des performances d'environ 0,3 % par jour a été mesurée lors de la mission Pathfinder [94]–[96]. Il est donc nécessaire d'examiner les moyens possibles d'éliminer l'effet négatif du dépôt de poussière sur les panneaux solaires. Il existe deux manières pour maintenir les panneaux solaires aussi propres que possible. La première consiste à empêcher la formation d'une couche de poussière; ceci peut être réalisé en nettoyant le gaz au-dessus des panneaux solaires (méthode préventive). La deuxième méthode consiste à balayer périodiquement la couche de poussière en utilisant des techniques d'élimination mécanique, électromécanique, ou électrostatique (méthode curative) [29], [96], [97]. Plus précisément, les techniques mécaniques consistent à nettoyer physiquement la surface par essuyage mécanique ou par soufflage (jet de gaz). Les techniques électromécaniques sont basées sur des vibrations ou impacts des panneaux, ou l'utilisation d'ultrasons pour briser l'adhésion des particules. Les techniques électrostatiques, à base de rideaux électriques, ont également été proposées.

Depuis le début des années 2000, Calle *et al*. ont conduit plusieurs études pour évaluer l'efficacité de ce qu'ils appellent bouclier anti-poussière électrodynamique (Electrodynamic Dust Shield ou EDS) pour le dépoussiérage des panneaux photovoltaïques dans des conditions lunaires et Martiennes [17], [32], [98]–[101]. Plusieurs prototypes d'EDS ont été conçus et

fabriqués en utilisant différentes techniques avec des substrats rigides ou souples, opaques ou transparents, et avec des électrodes métalliques rigides ou souples, opaques ou transparentes, montées en parallèles ou sous formes spirales, etc. La Figure I.13 présente un des prototypes constitué d'un écran diélectrique souple transparent avec des électrodes transparentes flexibles d'oxyde d'indium dopé à l'étain (Indium Tin Oxyde ITO) [17].

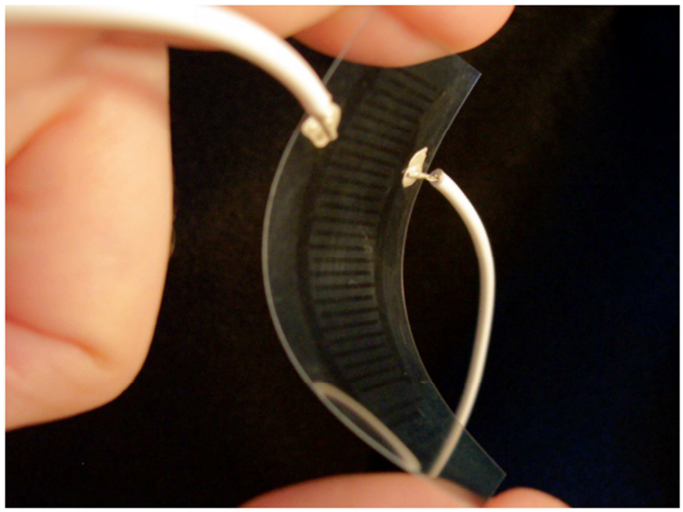


Figure I.13. Bouclier anti-poussière électrodynamique (Electrodynamic Dust Shield-EDS) transparent avec électrodes parallèles en oxyde d'indium-étain transparent [17].

Les électrodes d'ITO sont placées chimiquement sur un substrat transparent à haute rigidité diélectrique pour éviter l'apparition des décharges électriques. L'ITO a été choisi comme matériau d'électrode car il peut être déposé en couches minces, soit par évaporation par faisceau d'électrons, soit par des techniques de pulvérisation cathodique. Ses propriétés optiques et électriques dépendent des paramètres de dépôt et de la composition du matériau initial utilisé pour produire le revêtement [17].

Dans les expériences sous conditions lunaires, Calle *et al*. utilisent une poussière similaire à celle de la Lune appelée JSC-1A [102]. La composition de cette poussière est approximativement la suivante : SiO_2 (47 %), Al_2O_3 (16 %), CaO (10 %), MgO (10 %), FeO (8 %), Fe_2O_3 (3 %), Na_2O (3 %) et TiO_2 (2 %). Deux gammes de taille de particules ont été étudiés pour tester l'efficacité du système de dépoussiérage; des particules grossières, comprises entre 50 et 75 µm, et des particules relativement plus petites, entre 10 et 50 µm. Ces simulants ont été obtenus auprès de la NASA KSC et ont été préalablement tamisés. La distribution granulométrique de chacun des deux simulants utilisés pour l'expérience a été caractérisée avant le début des expériences. La Figure I.14 illustre la distribution de taille des particules, qui a été déterminée à l'aide d'images microscopiques des particules et d'un logiciel de comptage de particules. Les expériences avec le simulant JSC-1A ont été effectuées dans une chambre à vide à une pression de 10^{-6} kPa. La démonstration de l'efficacité du nettoyage a été réalisée en utilisant des panneaux solaires de $5 \times 5\ cm^2$, fournissant entre 3 et 4 V initialement.

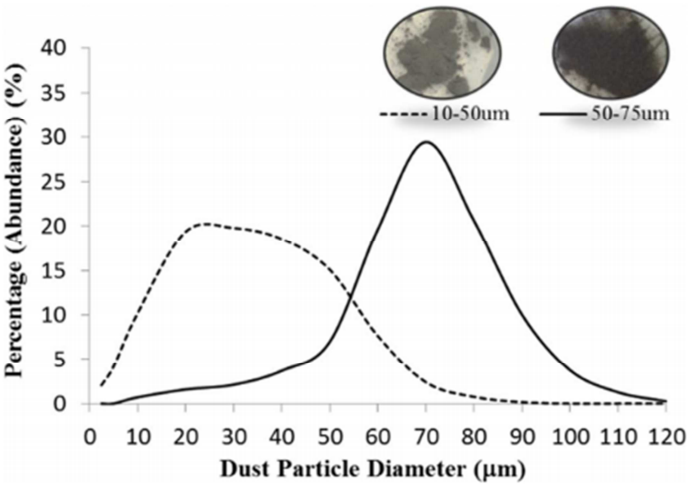
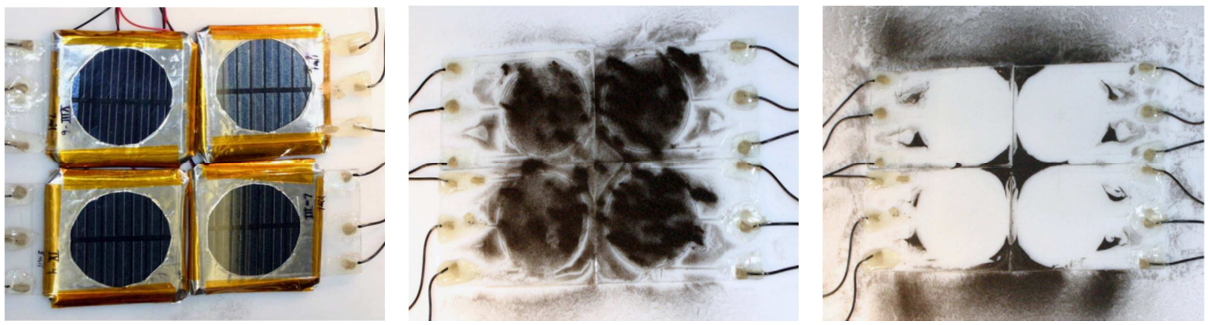


Figure I.14. Distribution granulométrique de taille des particules du simulant lunaire JSC-1A [103].

La Figure I.15 montre les panneaux solaires testés (Figure I.15.a), les EDS transparents hors tension (Figure I.15.b) et après application de la tension (Figure I.15.c). Le fond blanc est une feuille de PTFE utilisée pour isoler électriquement la haute tension de la chambre à vide mise à la terre. Les performances de nettoyage ont été déterminées qualitativement à l'aide de méthodes d'estimation optiques. L'élimination de la poussière a eu lieu peu de temps après l'activation.



(a) (b) (c)

Figure I.15. (a) Boucliers anti-poussière transparents placés sur des panneaux solaires utilisés dans des conditions de vide poussé. (b) Boucliers anti-poussière transparents avec simulateur lunaire JSC-1A (50–75 mm) avant application de la tension. (c) Dépoussiérage après activation des boucliers anti-poussière avec des performances supérieures à 99 % [32].

La Figure I.16 montre l'évolution des tensions fournies par les quatre panneaux solaires en fonction du temps. Les quatre panneaux sont équipés par des EDS avec différents espaces inter-électrodes : 0,48 mm, 0,55 mm, 0,6 mm et 0,67 mm. Il faut distinguer trois étapes dans cette expérience, nettement visibles sur les courbes de tension. La première est l'acquisition de la tension avec des panneaux propres. La chute de la tension observée sur les courbes, durant la deuxième étape, traduit l'effet du dépôt des particules de JSC-1A sur les panneaux en utilisant un tamis. Finalement, après activation des EDS, les particules déposées sur les panneaux sont éliminées de la surface active, permettant ainsi l'augmentation des tensions fournies et la récupération de l'efficacité des panneaux solaires.

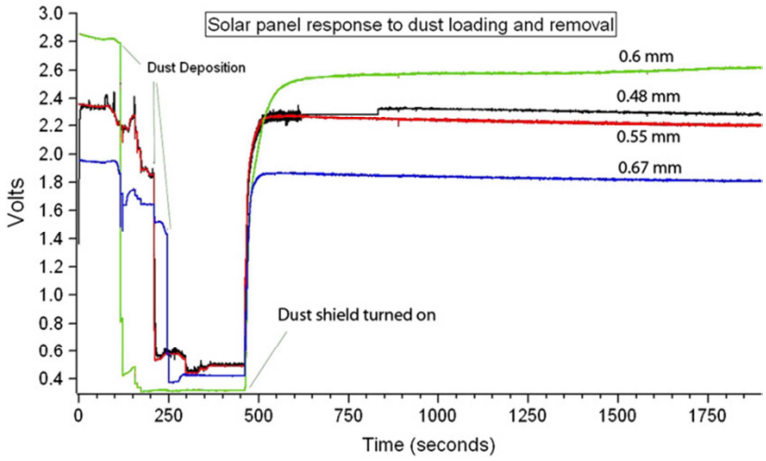


Figure I.16. Réponse du panneau solaire à un dépôt de poussière JSC-1A de 50 à 75 µm et à son élimination. Le nettoyage a été accompli en utilisant des boucliers anti-poussière avec quatre espacements d'électrodes différents: 0,48 mm, 0,55 mm, 0,6 mm et 0,67 mm [32].

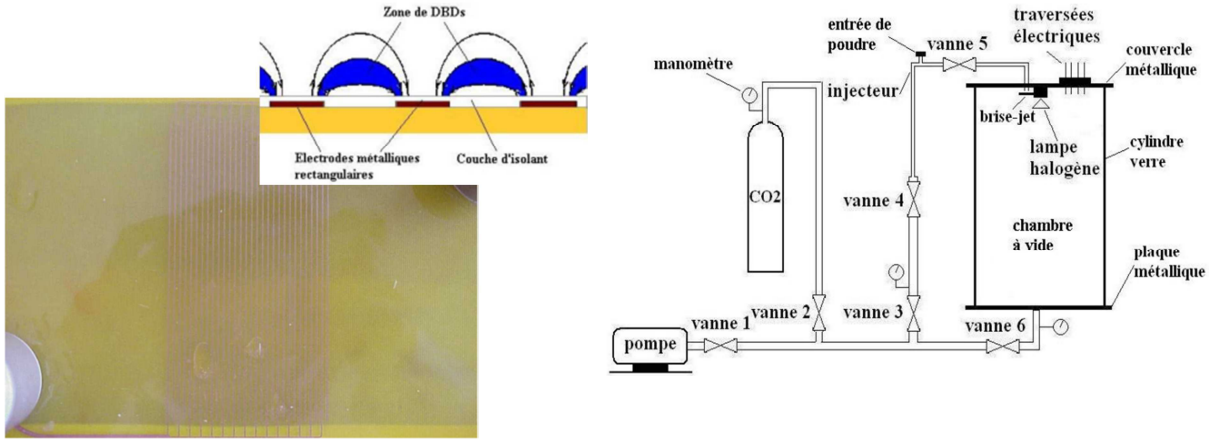
En parallèle aux recherches conduites par Calle et son équipe dans des conditions Martiennes [32], d'autres chercheurs en particulier l'équipe de Mazumder et celle de Kawamoto ont effectué des études pertinentes durant les vingt dernières années afin d'apporter des améliorations et développements du système EDS non seulement dans des conditions spatiales, mais aussi dans des conditions terrestres. Plus de détails sur leurs travaux et les techniques de mesures développées seront présentées dans la section I.2.4.

Un autre travail intéressant sur le sujet a été réalisé il y a une dizaine d'années dans le Laboratoire d'Electrostatique et de Matériaux Diélectriques de Grenoble (LEMD-CNRS), avec le soutien de l'Agence Spatiale Européenne (ESA), sous la direction de P. Atten [15], [104]. Ce travail a porté sur le dépoussiérage des panneaux solaires dans des conditions similaires à celles de la planète Mars (gaz carbonique avec 95 % de CO2, pression entre 5 et 10 mbar, température moyenne ambiante varie de -140 °C à 20 °C, taille typique des suspensions de 0,1 à 10 µm, et concentration de la poussière inférieure 1000 particules/cm^3 [15], [97]) en utilisant deux approches électrostatiques. La première consiste à enlever la couche déposée en utilisant un convoyeur à ondes stationnaires. L'autre approche consiste à empêcher, autant que possible, le dépôt de particules sur le panneau en utilisant la précipitation électrostatique. L'idée est de repousser les particules, judicieusement chargées par décharge couronne, en les collectant sur une électrode extérieure qui entoure le panneau. Cette technique préventive est plus couteuse énergétiquement, car elle impose un fonctionnement continu de l'électrofiltre. Alors que la première méthode permet au dispositif de fonctionner de façon intermittente, par exemple un balayage par semaine [105].

La première approche de l'équipe d'Atten utilise un dispositif proche du centre d'intérêt de cette thèse. Une condition primordiale d'une telle opération de dépoussiérage est d'avoir des particules suffisamment chargées. Dans le cas des particules isolantes caractérisées par un temps de relaxation de charge élevé, la manipulation des particules par des champs électriques élevés est possible grâce à leur charge résiduelle. La particularité du dispositif d'Atten est que

le mécanisme principal du chargement des particules se produit donc lorsque la tension appliquée dépasse la valeur seuil d'apparition des décharges [15]. Le but est de créer une décharge à barrière diélectrique (DBD) de surface sur les électrodes couvertes par une couche diélectrique. Le rôle de la décharge est de charger les particules, à un niveau suffisant, pour que la force de Coulomb surpasse les forces d'adhésion notamment la force de van de Waals, qui est difficile à réaliser pour les particules fortement adhérées à basse pression [15]. La photographie du rideau électrique biphasé et le schéma du montage expérimental utilisé sont illustrés sur la Figure I.17.

Il est important de signaler que la largeur des électrodes et le gap sont fixés à 0,7 et 2,5 mm, respectivement, et que les électrodes sont recouvertes par une couche isolante de 0,2 mm d'épaisseur. Les expériences sont effectuées dans une chambre à vide contenant du CO_2 avec une pression contrôlée entre 5 et 10 mbar, permettant d'imiter l'atmosphère de Mars. Les tests ont été effectués sur plusieurs types de particules (PE, PVC, Calcite CaCO3) avec différentes gammes de taille, ainsi qu'une poudre permettant de simuler la poussière de Mars qui provient de Salten Skov au Danemark [106]. C'est un sol sédimentaire naturel contenant une forte concentration en oxydes de fer (environ 60 % en poids) avec comme composition minéralogique : 73 % de goéthite, 14 % d'hématite et 13 % de maghémite [106]. La suspension présente une distribution large (diamètre équivalent) centrée autour de 0,7 µm.



(a) (b)

Figure I.17. (a) Photographie d'un rideau électrique à onde stationnaire réalisé au LEMD-CNRS de grenoble. (b) Schéma de la chambre à vide avec le système d'injection de poussière [105].

Dans l'air à la pression ambiante (pression = 1 bar), il a été établi que le rideau électrique à ondes stationnaires peut éliminer totalement les couches déposées de particules ou d'agglomérats. Dans des gaz sous basse pression, tels que l'atmosphère de Mars, il a été démontré que le rideau électrique peut également agir sur des particules ou des agglomérats de grande taille et sur des particules soumises à forces d'adhésion relativement faibles. Cependant, comme la tension seuil d'apparition de la DBD est faible et le libre parcours moyen prend des valeurs assez grandes pour une pression de 10 mbar, la force de Coulomb

n'est pas suffisamment élevée pour éliminer les petites particules (< quelques micromètres) fortement adhérentes. En résumé, la charge naturelle des particules Martienne par triboélectricité, induite par le vent et les tempêtes, n'est pas suffisante pour éliminer toutes les particules adhérées sur les panneaux solaires dans un environnement Martien.

I.2.3.2. Dépoussiérage des combinaisons spatiales

Une des applications les plus intéressantes des convoyeurs électrostatiques dans le domaine de l'espace consiste à les utiliser pour le dépoussiérage des combinaisons spatiales portées par les cosmonautes. Un rapport récent de la NASA a identifié les techniques de réduction des poussières / particules comme une solution extrêmement pertinente pour les futures missions d'exploration planétaire à long terme [107]. Les effets néfastes de la poussière lunaire sur les combinaisons spatiales découverts au cours des missions Apollo ont incité la NASA à identifier la réduction de la poussière comme un défi environnemental critique à surmonter pour les futures missions potentielles de la lune, des astéroïdes et de Mars [108]. En effet, lors des missions Apollo, la poussière lunaire s'est avérée très gênante, car les particules de poussières pouvaient pénétrer dans le tissu de la combinaison spatiale, les joints d'étanchéité et les équipements électriques [91], [93]. Même à l'intérieur du module lunaire, les astronautes d'Apollo ont été exposés à cette poussière après avoir retiré leur combinaison spatiale, ce qui a provoqué une gêne oculaire et des symptômes respiratoires occasionnels [109].

La Figure I.18 illustre des images des différentes parties d'une combinaison spatiale Apollo 17 LMP A7LB. Il est facile de constater la présence de la poussière lunaire en particulier au niveau des jambes.

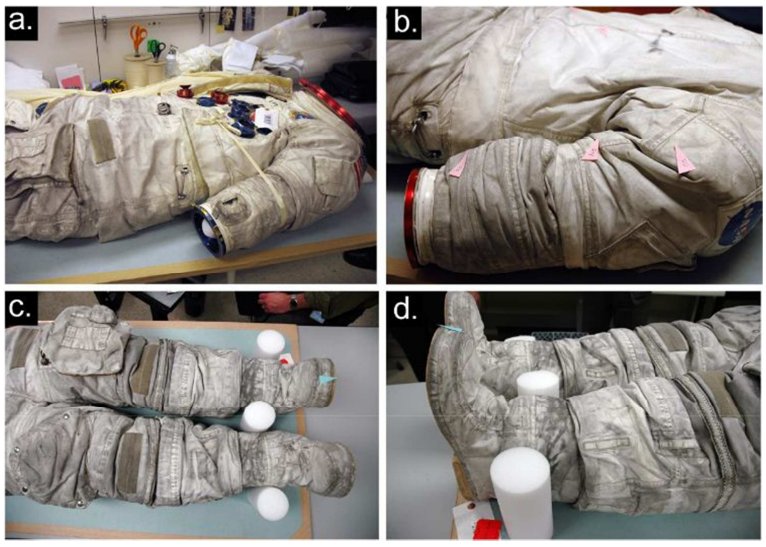
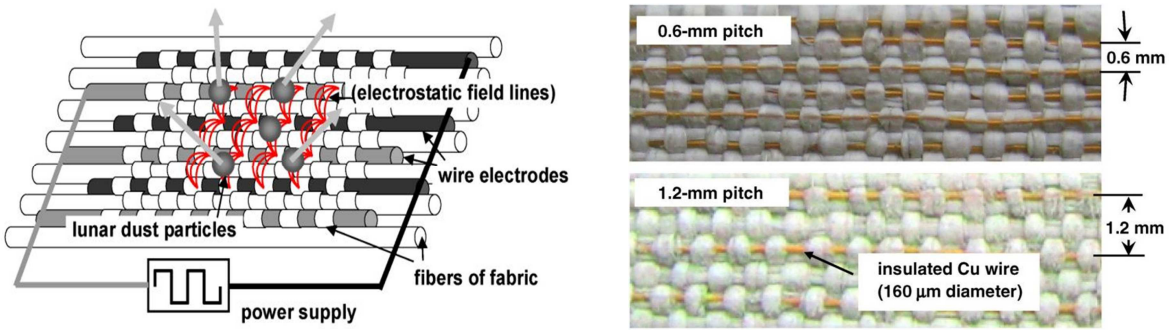


Figure I.18. Photographies d'une combinaison spatiale Apollo 17 LMP A7LB : (a) le haut du torse, (b) le haut du dos, (c) le devant des jambes et (d) des bottes de maintien intégrées [92].

La poussière lunaire est composée de fines particules qui portent des charges électriques transmises par les vents solaires et les rayons ultraviolets. Par conséquent, l'utilisation des forces électrostatiques pour manipuler ces particules peut être très efficace. Une des premières

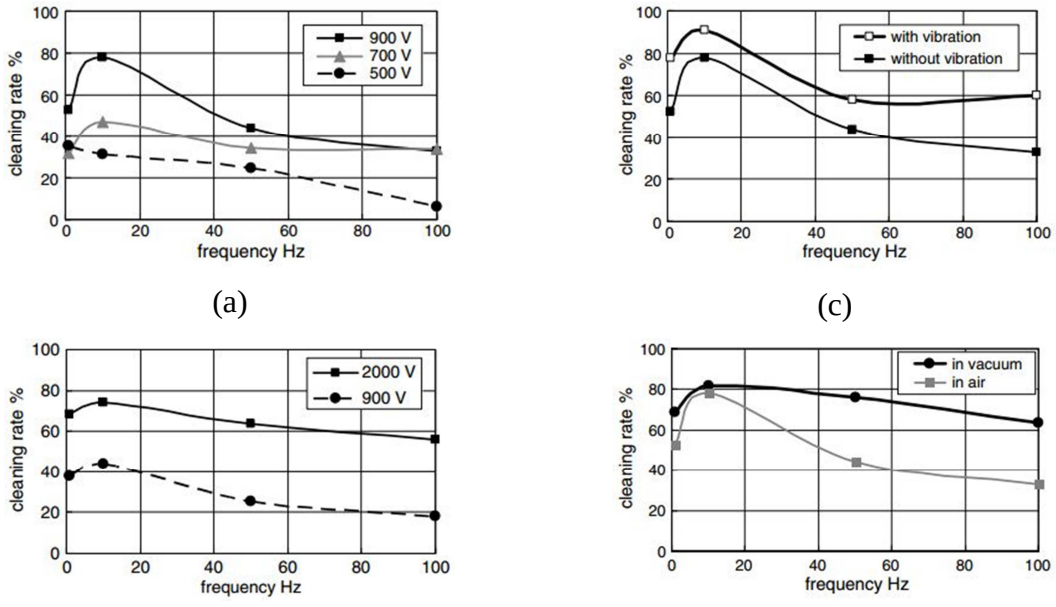
études sur ce sujet est celle effectué par Kawamoto *et al*. en 2011 [110]. Les auteurs ont cousu des électrodes de 100 µm de diamètre dans la couche extérieure du tissu de la combinaison spatiale dans une zone de 30 × 20 mm. Les électrodes étaient isolées par un film de polyester de 30 µm d'épaisseur. Etant donné que le tissu est isolant, l'application d'une haute tension entre les électrodes parallèles permet de générer un champ électrostatique important. La Figure I.19 représente un schéma représentatif et des images des tissus sous investigation.



(a) (b)

Figure I.19. (a) Système de nettoyage électrostatique pour éliminer la poussière lunaire du tissu d'une combinaison spatiale. (b) Photographie des électrodes intégrées dans le tissu d'une combinaison spatiale [110].

Dans cette étude, les auteurs ont alimenté le système par une tension rectangulaire monophasée, permettant de générer une onde stationnaire. Ainsi, les particules ne se déplacent pas dans une direction préférentielle, mais elles sont repoussées de la surface dans toutes les directions.



(a) (c)

(b) (d)

Figure I.20. Efficacité de nettoyage du tissu d'une combinaison spatiale. Conditions : (a) gap = 6 mm, sans vibration, dans l'air. (b) gap = 12 mm, sans vibration, dans l'air. (c) gap = 6 mm, V = 900 V, dans l'air. (d) gap = 6 mm, V = 900 V, sans vibration [110].

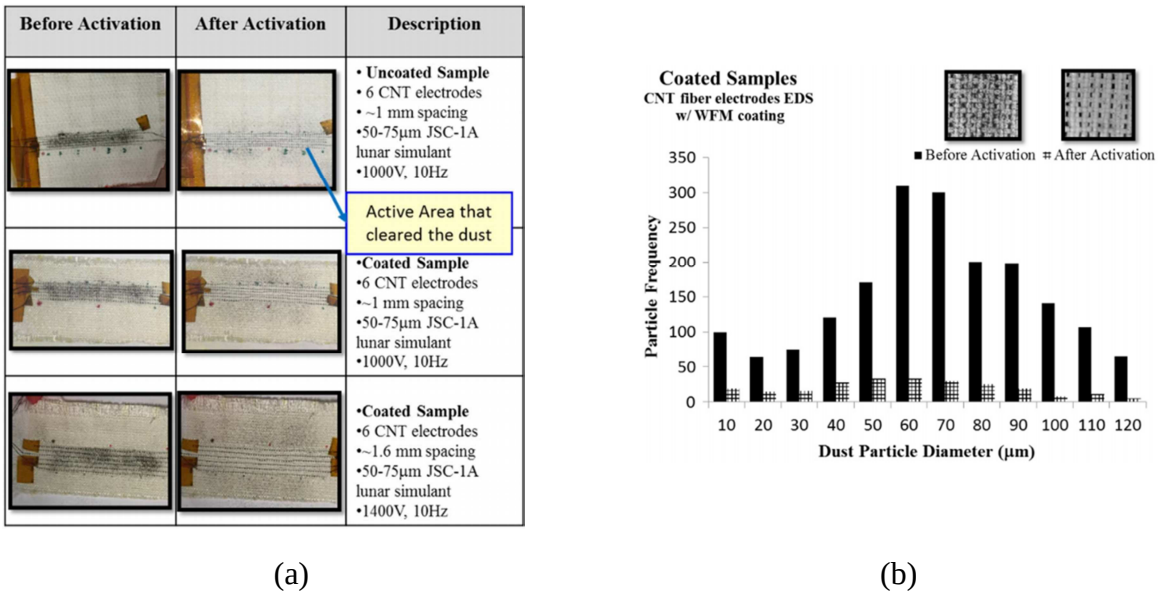
La Figure I.20 représente l'efficacité de nettoyage des tissus en fonction de la fréquence pour différentes situations expérimentales. Les résultats sont très prometteurs, car ils montrent

que l'efficacité peut atteindre des valeurs très élevées (plus de 80 %) si des valeurs appropriées de la tension et de la fréquence sont appliquées. De plus, le système est aussi plus efficace à vide et en présence de vibrations. Bien que le système ait démontré une efficacité élevée dans certaines conditions, Kawamoto a estimé qu'il n'est pas capable d'éliminer parfaitement les petites particules, principalement piégées entre les fibres du tissu. En effet, la force d'adhésion pourrait être supérieure à la force de Coulomb pour les petites particules. Par exemple, les particules entre 10 et 20 µm ne peuvent pas être éliminées sans vibration. De plus, il a été difficile d'éliminer les particules de moins de 10 µm de diamètre qui étaient piégées entre les fibres, même avec des vibrations mécaniques.

Récemment, d'autres chercheurs ont essayé d'apporter des améliorations à ce système. Manyapu *et al*. [103], [111] ont examiné l'utilisation d'une nouvelle technique intégrée dans la couche extérieure de la combinaison spatiale afin de réduire la contamination par la poussière. Les auteurs ont employé deux technologies spécifiques développées par la NASA pour les surfaces rigides : une technologie active de type EDS (Electrodynamic Dust Shield) [32] présentée précédemment, et une technologie passive de revêtement dite WFM (Work Function Matching Coating) [103], [111]. Mais, au lieu d'utiliser des électrodes métalliques rigides fabriquées en cuivre, en ITO ou en argent comme avec les EDS classiques, ils ont proposé d'utiliser des fibres flexibles en nanotube de carbone (CNT). Au cours des activités spatiales, les combinaisons subissent des mouvements répétés qui courbent, plient ou tordent leurs matériaux, en particulier au niveau des jambes ou des bras, d'où l'importance d'utiliser des matériaux d'électrodes extrêmement flexibles et pratiquement sans fatigue. Les nanotubes de carbone possèdent des propriétés exceptionnelles de résistance mécanique, de conductivité électrique et thermique avec une faible densité massique (de l'ordre de 1,6 g/cm^3 au lieu de 8,96 g/cm^3 pour le cuivre), ce qui en fait des matériaux multifonctionnels idéaux combinant les meilleures propriétés des polymères, des fibres de carbone et des métaux [112]. Les électrodes sont alimentées par un système de tensions triphasées de forme sinusoïdale, ce qui produit une onde du potentiel électrique progressive.

Deux types d'essais ont été effectués, des essais statiques où les particules sont déposées initialement sur la surface, et des essais dynamiques où les particules tombent sur la surface pendant que l'EDS est activé. Pour les essais statiques, 10 mg de poussière ont été déposés sur la zone active à nettoyer avant l'activation de l'EDS. Les observations visuelles et les images microscopiques ont révélé que les zones dites actives deviennent plus propres après l'activation du système EDS. Des résultats similaires ont été obtenus avec les essais dynamiques. La Figure I.21.a montre une illustration des images avant-après traitement pour des essais statiques sur des échantillons intégrant 6 électrodes espacées de 1 mm. Pour quantifier la quantité de poussière repoussée sur l'échantillon, une analyse par comptage de particules a été réalisée sur les images microscopiques. La Figure I.21.b présente les distributions granulométriques des particules de poussière avant et après l'activation de l'EDS. Les résultats de ces expériences montrent que le système intégré de dépoussiérage est

capable d'enlever de 80 à 95 % de la poussière du tissu de la combinaison spatiale, démontrant ainsi la validité du concept.



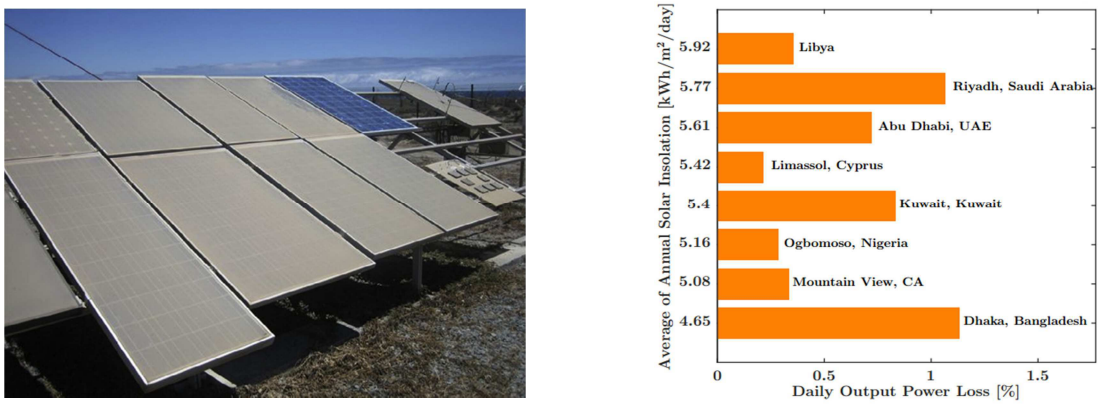
(a) (b)

Figure I.21. (a) Résultats des essais statiques. Etat des échantillons avant et après activation de l'EDS. (b) Taille et répartition des particules de poussière avant et après activation de l'EDS [103].

Pour plus d'information sur les méthodes de dépoussiérage et d'élimination des particules dans le domaine spatial, il est très utile de consulter aussi les travaux de Afshar-Mohajer *et al*. [29], [113], [114].

I.2.4. Nettoyage des panneaux solaires dans des conditions terrestres

L'un des principaux facteurs responsables de la baisse drastique du rendement énergétique des panneaux photovoltaïques (PV) et des concentrateurs solaires est l'accumulation de poussière et des particules de sables sur leurs surfaces [115]–[118]. Car, ces particules couvrent une partie importante de la surface et empêchent la pénétration de la lumière causant ainsi des pertes de transmission dans le cas des modules PV et des pertes de réflexion dans le cas des miroirs des concentrateurs solaires (Figure I.22.a). La Figure I.22.b montre les pertes de puissance quotidiennes des installations photovoltaïques dans différentes sites du monde, causées par l'accumulation de poussière sur la surface utile des panneaux [115]. Ce résultat montre que les pertes de puissance varient, en fonction de la région, entre 0,2 et 1,2 % par jour. Cela signifie qu'un panneau photovoltaïque peut perdre jusqu'à 36 % de sa puissance par mois. Le degré de dégradation du rendement dépend principalement de la densité massique du dépôt, qui est régie par divers facteurs. Une accumulation de poussière de 20 g/m^2 sur un panneau photovoltaïque réduit le courant de court-circuit, la tension en circuit ouvert et le rendement de 15 à 21 %, de 2 à 6 % et de 15 à 35 % respectivement [116]. Le type de particules déposées dépend de plusieurs paramètres géographiques (zones industrielle, saharienne, aride et semi-aride, etc…) et environnementaux (température, vent, humidité, pollution, etc…) [117].



(a) (b)

Figure I.22. (a) Panneaux solaires très encrassés sur l'île Grande Canarie. Un module nettoyé manuellement est visible dans le coin supérieur droit [119]. (b) Perte de puissance quotidienne de centrales solaires dans différentes parties du monde [115].

Trouver une solution efficace et économique permettant d'éviter le problème de salissure des panneaux et miroirs solaires reste un défi majeur pour la communauté scientifique dans le domaine de l'énergie solaire. Dans la littérature, il est possible de trouver plusieurs méthodes pour rétablir l'efficacité énergétique des panneaux solaires, avec leurs avantages et leurs inconvénients [120], [121]. L'utilisation de jets d'eau à haute pression, souvent mélangés à des détergents, est la méthode la plus utilisée actuellement à grande échelle dans les centrales solaires. L'inconvénient majeur de ces méthodes est le volume d'eau élevé nécessaire à chaque cycle de nettoyage. En outre, le dessalement de l'eau entraîne des coûts supplémentaires par rapport au coût total du nettoyage [121], [122], [76]. Les dispositifs robotisés sont encore au stade du développement, même si des efforts importants ont été déployés pour obtenir un nettoyage efficace avec une utilisation minimale d'eau [123], [124]. Des chercheurs ont proposé d'utiliser un flux d'air sur les panneaux solaires pour le dépoussiérage [125], [126]. Une autre méthode passive intéressante consiste à déposer un écran hydrophobe nanostructuré [127]. Le risque de dégradation de l'écran dû aux UV existe également, mais peut être réduit en utilisant un verre adéquat ou un revêtement résistant. Le revêtement ne permet pas à la poussière de coller à la surface, mais nécessite de l'eau pour le dépoussiérer, ce qui constitue un inconvénient majeur dans un environnement sec [121].

Face à ces problématiques, l'élimination des particules par forces électrostatiques en utilisant le concept du convoyeur à ondes progressives ou stationnaires a pris une grande ampleur ces dernières années. Car, ce dispositif ne nécessite pas de ressources en eau ni de mouvements mécaniques pour éliminer les particules de poussière, ce qui réduit les couts de maintenance. Il s'agit d'une technologie qui a une consommation d'énergie très faible voire négligeable, qui peut être fournie en utilisant le panneau lui-même. Depuis une quinzaine d'années, la communauté électrostatique a montré un grand intérêt à ce sujet, sur lequel des dizaines d'articles ont été publiés. Cela a commencé par des recherches visant des applications spatiales (travaux de Calle *et al.* [32], [101], [128], de Atten *et al.* [15], [104], et Kawamoto *et al.* [34], [129]) au dépoussiérage des panneaux solaires dans des conditions

atmosphériques. Actuellement, les groupes de recherche les plus actifs sur ce sujet sont l'équipe de Mazumder et Horenstein à l'université de Boston aux États-Unis, et les équipes de Kawamoto au Japon et Guo au Qatar.

I.2.4.1. Synthèse des travaux de l'équipe de Mazumder et Horenstein

Dans le brevet US. Pat. N° 6911593 [130], Mazumder et son équipe ont présenté leur premier prototype d'EDS. Ce dispositif est composé d'une série d'électrodes embarquées dans un film diélectrique très fin, qui peuvent être alimentées par un signal de tension AC en configuration mono ou multiphasée, dont l'énergie provient des cellules photovoltaïques à nettoyer. Le cout du dispositif et le degré de complexité de sa fabrication sont parmi les principales difficultés rencontrées pour appliquer l'EDS à grand échelle. Mazumder décrit dans son brevet WO 2012/078765 [131] plusieurs procédés de conception, fabrication et assemblage de l'EDS, non seulement avec les modules PV mais aussi tout type de miroirs ou lentilles des concentrateurs solaires. Les méthodes d'intégration d'EDS avec des panneaux solaires (rigides ou flexibles) sont quasi-identiques. L'opération implique trois étapes principales: l'installation des électrodes parallèles transparentes (avec une largeur, une forme et un espacement appropriés entre électrodes); l'intégration des électrodes dans un film polymère transparent résistant aux UV; et finalement, le traitement de la surface supérieure du film polymère pour obtenir une structure de surface anti-réfléchissante. Le matériau diélectrique doit être transparent dans la plage de longueurs d'onde du fonctionnement du système photovoltaïque et doit être résistant aux rayons UV, lorsqu'il est exposé au rayonnement solaire extérieur. Mazumder propose d'utiliser une résine de fluoropolymère (telle que Tefzel ®, fabriquée par DuPont) pour répondre à la plupart des exigences: transparence supérieure à 90 % sur la plage du rayonnement solaire, résistant aux UV, d'excellentes propriétés de charge par contact, résistant aux rayures, faible indice de réfraction et résistant à l'humidité [131]. Pour un bon dépôt d'électrodes sur des surfaces de verre ou de polymère, les électrodes peuvent être constituées de préférence d'oxyde d'indium dopé à l'étain (ITO), de nanotubes de carbone (CNT), de nanofils d'argent (Ag-NW) ou d'oxyde de zinc dopé à l'aluminium (AZO). Ces matériaux fournissent la conductivité requise, la transmittance optique nécessaire, la durabilité et la commodité du dépôt pour les grandes installations [131]. La Figure I.23 illustre un des prototypes d'EDS de l'équipe de Mazumder à l'échelle de laboratoire.

Afin d'évaluer l'efficacité du système, les équipes de Mazumder et Horenstein ont conduit pendant les quinze dernières d'années des séries d'études expérimentales, qui ont porté sur l'optimisation de la construction et du rendement de l'EDS [16], [132]–[136]. Mazumder se base dans ces travaux sur la mesure de trois paramètres pour évaluer l'efficacité des dispositifs EDS : l'efficacité de dépoussiérage (Dust Removal Efficiency DRE), le rendement de restitution de puissance (Output Power Restoration OPR) si l'EDS est installé sur un panneau photovoltaïque, et le rendement de restitution de réflectivité spéculaire (Specular Reflectivity Restoration SRR) si l'EDS est installé sur un miroir solaire [137],

[138]. Pour cela, le dispositif est mis dans une chambre d'essai à environnement contrôlé et les particules sont déposées par tamisage. Le tamis sert aussi à filtrer la classe des tailles de particules désirée. Des échantillons de poussière prélevés dans le champ solaire des laboratoires Sandia National sont utilisés. Le tamis est agité pour obtenir une concentration en masse surfacique de poussière allant de 1 à 30 g/m^2. Plus des détails sur les techniques expérimentales peuvent être consultés dans les références [76], [135], [139], [140].

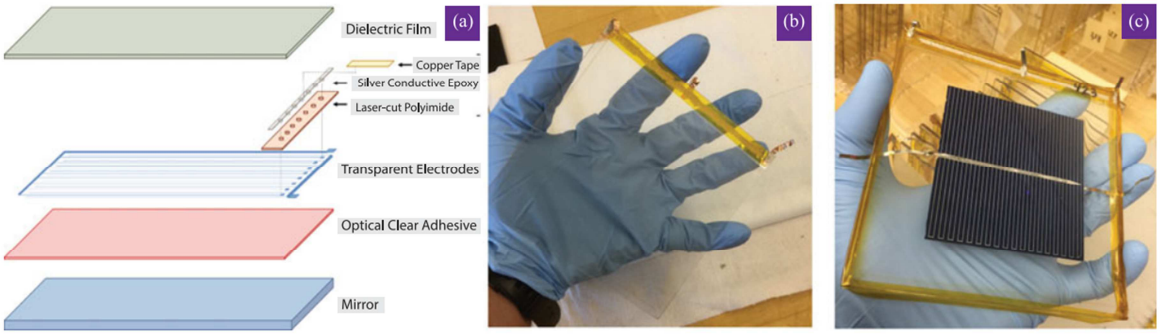


Figure I.23. (a) Conception de l'EDS. Le film diélectrique supérieur est constitué de verre souple ultra-mince, des électrodes conductrices transparentes, en nanofil d'argent (AgNW), imprimés sur le dos du film diélectrique. Les électrodes sont encapsulées en utilisant un film adhésif transparent. (b) Photographie d'un film EDS avant plastification sur un panneau solaire. (c) Film EDS stratifié sur un panneau solaire [138].

L'efficacité de dépoussiérage est mesurée par la méthode gravimétrique à partir du rapport $(m_0 - m_r) / m_0$, où m_0 est la masse de poussière déposée sur l'EDS et m_r la masse de poussière restant sur le film après activation de l'EDS. Étant donné que la tension de circuit ouvert (V_{oc}) reste pratiquement constante pour un rayonnement et une longueur d'onde de rayonnement donnés (550 nm), le rapport des courants de court-circuit (I_{sc} restauré) / (I_{sc} initial) donne le rendement de restitution de la puissance [138]. Le courant de court-circuit I_{sc} est mesuré pour trois conditions:

1) Avec le panneau solaire EDS propre (I_{sc} initial).

2) La perte de I_{sc} (ΔI_{sc}) après dépôt de poussière.

3) Le courant I_{sc} restauré après activation de l'EDS pendant 1 min.

De même, le rendement de la réflectivité spéculaire dans le cas du miroir solaire a été déterminé par le rapport entre la réflectivité après activation de l'EDS et la réflectivité initiale (avant dépollution). Les résultats de l'efficacité de 10 parmi 22 prototypes d'EDS, sans ordre particulier, sont présentés sur la Figure I.24. L'efficacité de dépoussiérage moyenne est de 88,1 % avec un écart type $\sigma = 4{,}9$ %. Le rendement de restitution de puissance moyen pour tous les échantillons est de 95,5 % avec $\sigma = 1{,}8$ %. Le rendement de la réflectivité moyenne est de 88,9 % avec $\sigma = 2{,}15$ %.

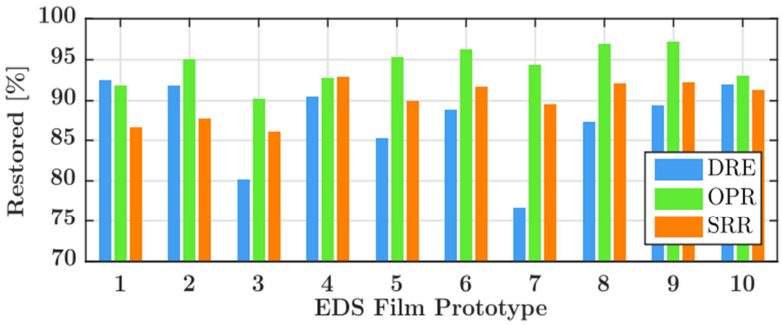
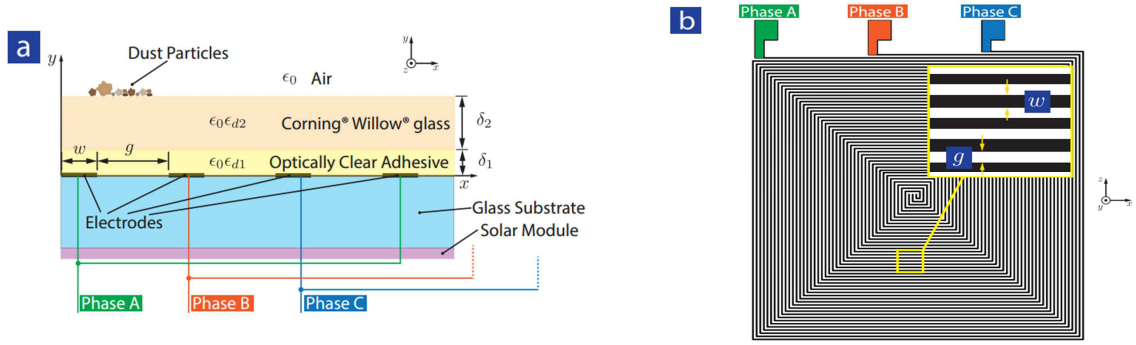


Figure I.24. DRE, OPR et SRR pour différents dispositifs EDS mesurés dans les conditions : humidité relative HR = 30– 50 %, température = 20– 25 °C, angle d'inclinaison = 30° [138].

En plus de la configuration classique de l'EDS constituée d'électrodes linéaires parallèles sur un substrat, d'autres configurations ont été étudiées par l'équipe de Boston comme celle présentée sur la Figure I.25. Dans cette configuration, les électrodes sont embarquées entre deux couches diélectriques avec une forme spirale rectangulaire et alimenté par trois phases de tension de forme d'onde carrée.



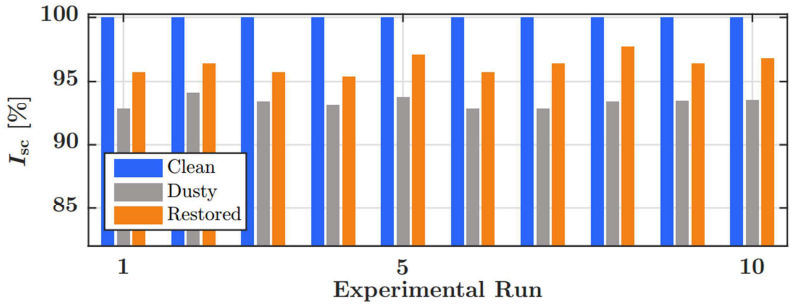
(a) (b)

Figure I.25. (a) Coupe de la configuration de l'EDS avec deux couches diélectriques transparentes. (b) Vue de haut de l'EDS montrant la conception en spirale des électrodes [76].

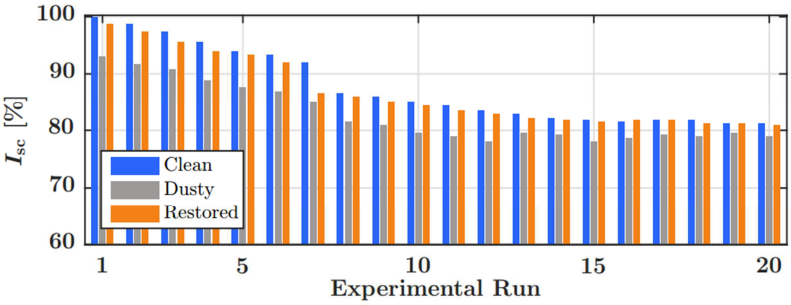
Sayyah *et al.* [76] ont évalué l'efficacité de l'EDS en mesurant le courant de court-circuit I_{sc} pour deux modes de fonctionnement différents: un mode simple et un mode continu. Dans le mode simple, trois mesures de courant I_{sc} sont effectuées : avec une surface propre, puis en présence d'un dépôt de particules et enfin après activation de l'EDS. Avant chaque nouvelle expérience en mode simple, la surface de l'EDS est nettoyée manuellement pour enlever toutes les particules persistantes après l'activation de l'EDS. En mode continu, la surface n'est pas nettoyée entre les expériences, puisque la dégradation de la performance de l'EDS et l'accumulation de poussière est examinée après plusieurs cycles de dépôt de poussière et de nettoyage par le l'EDS, de manière à simuler un cas réel dans un champ solaire.

La Figure I.26 présente les résultats des mesures du courant de court-circuit I_{sc} pour les deux modes de fonctionnement. En mode simple, plus de 95% de la valeur de courant I_{sc} initial est restituée après activation de l'EDS. En mode continu, les trois courants diminuent entre 1 et 20 cycles, en raison de l'accumulation continue des particules persistantes après

chaque cycle. Cependant, l'efficacité de l'EDS reste élevée pour un cycle donné, car le dispositif permet de restaurer un grand pourcentage du courant après chaque dépôt de particules.



(a)



(b)

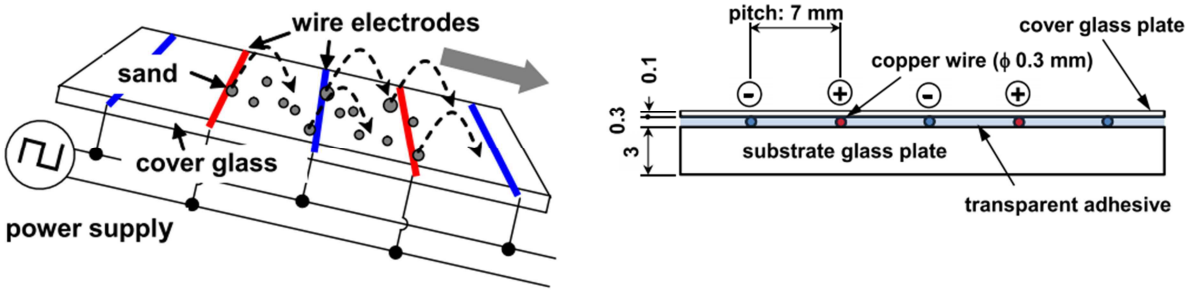
Figure I.26. (a) Evolution du courant de court-circuit I_{sc} délivré par le panneau solaire équipé d'un EDS durant 10 cycles pour trois états : avant le dépôt des particules, avec le dépôt, et après sa restauration, pour 10 essais. Conditions : angle d'inclinaison = 20°, tension = 1200 V. (b) Restauration du courant de court-circuit I_{sc} au cours de 20 cycles continus (dépôt de poussière + nettoyage avec EDS). Conditions : humidité relative = 30 %, angle d'inclinaison = 30°, tension = 1200 V [76].

L'effet des paramètres expérimentaux, comme la tension appliquée, l'angle d'inclinaison, l'humidité relative et la température, entre d'autres, sur l'efficacité de l'EDS ont été aussi étudiés [141]–[144]. Les principales études, processus, méthodes et résultats expérimentaux de l'équipe de Mazumder seront présenté dans un tableau récapitulatif à la fin de cette revue bibliographique.

I.2.4.2. Synthèse des travaux des équipes de Kawamoto et Guo

Après avoir étudié le déplacement des particules par des ondes progressives et stationnaires pour des applications dans l'électrophotographie et l'espace, Kawamoto et son équipe ont poursuivi leurs contributions ces dernières années dans le domaine du nettoyage de panneaux solaires terrestres [35], [145]. Compte tenu de l'inclinaison des panneaux solaires, Kawamoto *et al*. ont focalisé leurs travaux sur un convoyeur électrostatique monophasé ou biphasé à onde stationnaire alimenté par des tensions de forme d'onde carrée. L'onde stationnaire est moins efficace par rapport à l'onde progressive lorsqu'il s'agit de déplacer des particules sur un plan horizontal dans une direction donnée. Mais l'idée dans cette application est de pousser les particules dans l'air sous l'effet de l'onde stationnaire, et se servir ensuite de la gravité pour les éliminer [146]. Par conséquent, les particules font des sauts guidés par la

gravité comme le montre la Figure I.27.a. Afin d'implanter le système sur un PV, l'idéal est de déposer des électrodes transparentes, d'ITO par exemple, sur un substrat transparent pour éviter l'interception des rayons du soleil par les électrodes. Mais compte tenu du coût de cette méthode, Kawamoto *et al*. ont proposé comme alternative d'utiliser des fils conducteurs fines (diamètre = 0,3 mm) et les monter en parallèle sur un substrat de verre en utilisant un adhésif transparent, en laissant un écartement large entre les électrodes (gap = 7 mm). Un schéma de la configuration développé par Kawamoto *et al*. est présenté sur la Figure I.27.b.



(a) (b)

Figure I.27. (a) Schéma de principe d'un convoyeur électrostatique utilisant une onde stationnaire et la gravité pour éliminer le sable d'un panneau solaire. (b) Dessin en coupe du convoyeur [145].

Une étude expérimentale a été effectuée par Kawamoto *et al*. pour comparer l'efficacité de convoyeurs monophasé et quadriphasé pour des formes de tensions carrées en fonction de l'angle d'inclinaison. Les résultats de cette étude, illustrés sur la Figure I.28, montrent que les performances obtenues avec des ondes stationnaires (monophasés) étaient proches à celles obtenues avec des ondes progressives (4 phases), lorsque l'inclinaison est supérieure à 20°.

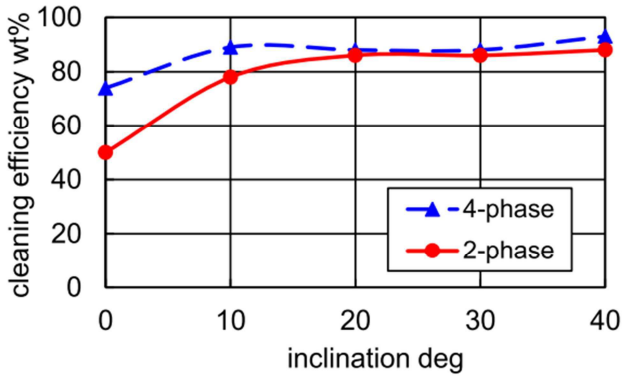
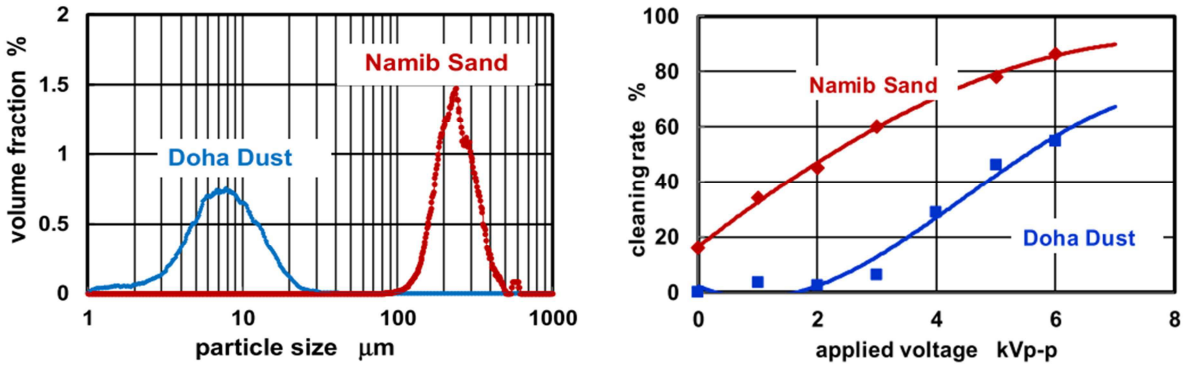


Figure I.28. Evolution de l'efficacité de dépoussiérage en fonction de l'inclinaison d'un panneau PV pour deux configurations (2 et 4 phases). Conditions : densité de poussière = 100 g/m^2, tension = 0,86 kV$_{pp}$/mm, fréquence = 1 Hz) [145].

Dans les prochains paragraphes, une sélection de résultats des travaux de Kawamoto *et al*. est présentée. La Figure I.29 présente une distribution de taille des particules de sable étudiées ainsi que l'efficacité de dépoussiérage du dispositif en fonction de la tension. Deux types de particules ont été étudiés, le sable du Namib, recueilli dans le désert de Namibie dont le composant principal est la silice, et la poussière de Doha, collectée sur des panneaux solaires installés à Doha (Qatar), constituée principalement de carbonate de calcium. Le

diamètre moyen du sable du Namib est de 200 à 300 µm, ces particules ont une constante diélectrique d'environ 4,5. Les particules de la poussière de Doha ont un diamètre médian entre 6 à 10 µm et une constante diélectrique d'environ 2,7 [35], [147].



(a) (b)

Figure I.29. (a) Distribution de la taille des particules de sable du Namib et la poussière de Doha mesurée par Morphologi G3 (Malvern Worcestershire, UK). (b) Efficacité de nettoyage en fonction de la tension appliquée pour le sable du Namib et la poussière de Doha. Conditions : épaisseur du verre de protection = 0,1 mm, fréquence = 1 Hz, densité de poussière = 100 g/m^2) [35].

Les résultats montrent que l'efficacité de dépoussiérage augmente avec la tension pour les deux cas, même si elle est beaucoup plus élevée dans le cas du sable du Namib. Pour une tension de 6 kV$_{pp}$, l'efficacité dépasse 80% pour le sable du Namib alors qu'elle est inférieure à 60% pour le sable de Doha. En effet, les forces d'adhésion pour les petites particules sont plus élevées, ce qui réduit la performance du système de nettoyage. Bien que la permittivité de la poussière de Doha soit inférieure à celle du sable du Namib, rien n'indique que les performances de nettoyage soient fortement affectées par la permittivité [129], [146], [148].

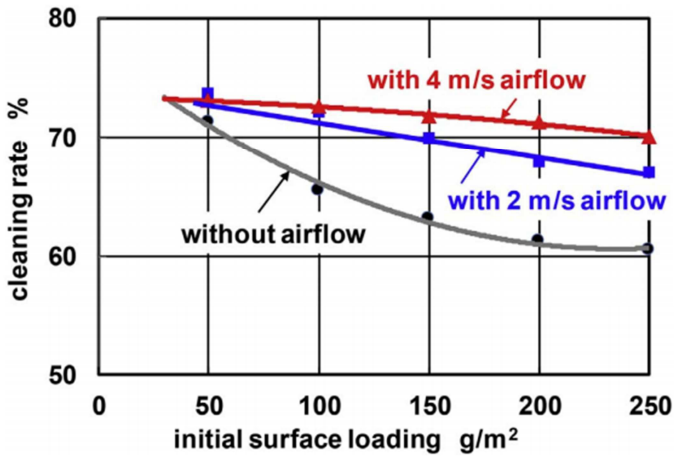


Figure I.30. Effet du vent et de la densité initiale de poussière sur l'efficacité de nettoyage. Une grande plaque de nettoyage de 560 × 310 mm^2 a été utilisée pour l'expérience. Conditions : sable de Namibie, épaisseur du verre de protection: 0,1 mm, tension appliquée: 6 kV$_{pp}$ et fréquence: 1 Hz [35].

Kawamoto *et al.* ont étudié aussi les effets de multiples paramètres comme l'angle d'inclinaison, la fréquence, la densité massique des particules sur la surface, ou encore l'espace inter-électrodes. Par exemple, la Figure I.30 illustre l'effet de la densité des

particules sur l'efficacité de dépoussiérage avec et sans écoulement d'air sur le panneau solaire. Le but est de simuler l'effet du vent sur la performance du système dans un environnement naturel. La performance s'affaiblit nettement pour les fortes densités initiales de poussière, même avec un faible écoulement. Bien que le vent ne soit pas toujours présent dans un environnement naturel, ce résultat suggère qu'il serait préférable de maintenir le convoyeur en fonctionnement même avec la présence du vent naturel [35].

Guo *et al*. avaient remarqué que la méthode de dépôt de particules peut avoir un effet sur l'évaluation de la performance du convoyeur électrostatique. Par conséquent, deux méthodes de dépôt de particules ont été employées dans leurs travaux. La première est le dépôt simple par tamisage, qui consiste à déposer les particules de sable le plus uniformément possible sur une lame de verre mince en la secouant manuellement à travers un tamis maintenu à environ 20 cm au-dessus de la plaque. Un tamis standard de 20 µm a été utilisé à cette fin. La deuxième méthode de dépôt a pour objectif de simuler le dépôt de particules sur les PV dans les installations sur un champ PV. Elle consiste à introduire les particules dans une chambre en utilisant un générateur d'aérosols solides. Les particules vont se coller sur une lame de verre installée dans la chambre, qu'on va mettre ensuite sur un EDS pour la nettoyer. L'installation expérimentale associée à cette méthode est illustrée sur la Figure I.31.

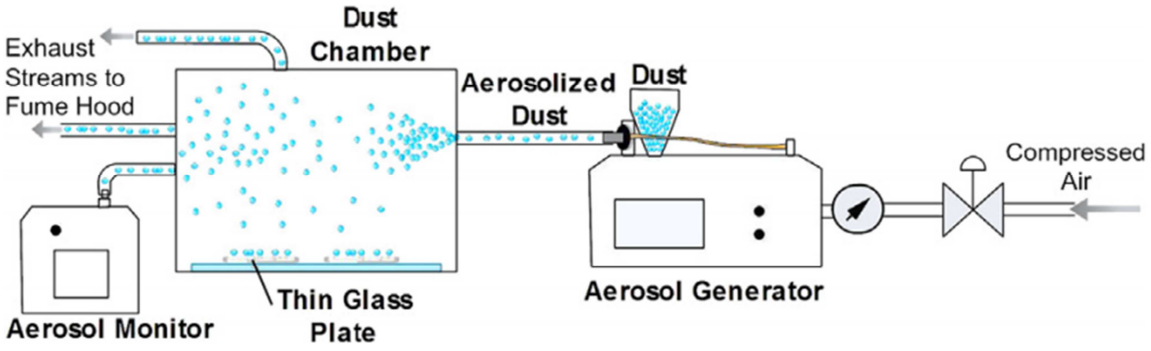


Figure I.31. Schéma de l'installation permettant le dépôt d'aérosols [149].

Les deux méthodes de dépôt ont conduit à des morphologies et à des distributions de tailles de particules très différentes comme le montre la Figure I.32, qui présente des photos de particules issues des deux méthodes de dépôt ainsi que leurs distributions. Le dépôt par générateur d'aérosols (Figure I.32 A, C) produisait de nombreuses particules très fines, tandis que le dépôt par tamis (Figure I.32 B, D) formait des agglomérats avec très peu de petites particules. Les statistiques de taille des particules déposées par générateur d'aérosols étaient similaires à celles des poussières présentes sur le terrain dans les panneaux solaires [150].

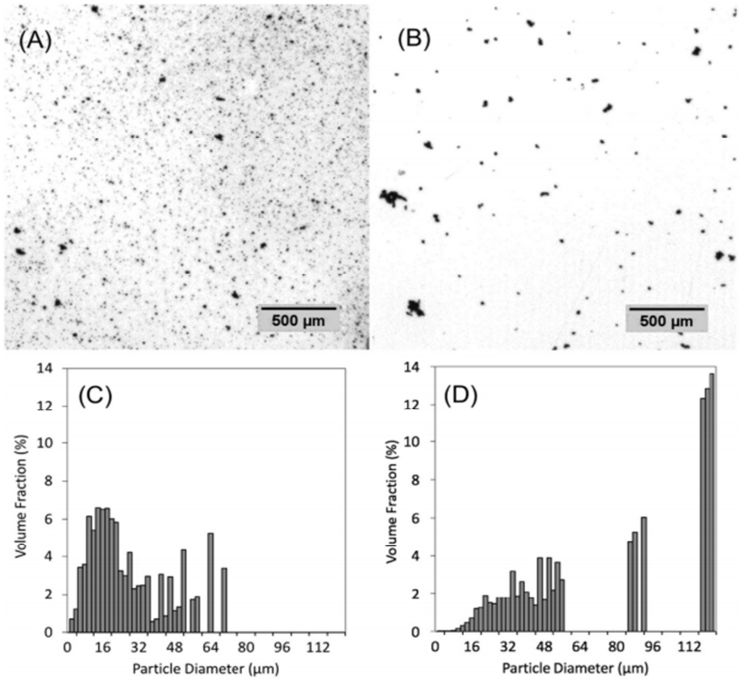


Figure I.32. Les microphotographies et la distribution granulométrique montrent les dépôts de poussières par aérosol (A, C) et par tamis (B, D) à une densité de poussières d'environ 200 mg/m^2 [149].

La manière avec laquelle les particules sont déposées sur l'EDS a donc un effet sur son efficacité. La Figure I.33 illustre l'évolution de l'efficacité de dépoussiérage de l'EDS en fonction de la densité massique des particules déposées par les deux méthodes. L'expérience a été effectuée en mode de fonctionnement simple. L'EDS, incliné de 20°, est alimenté par deux phases de tension de forme carrée. L'efficacité est évaluée par la formule classique du rapport entre la masse des particules éliminées et la masse totale des particules déposées. Selon Guo *et al*. [149], la raison pour laquelle l'efficacité de l'EDS variait de cette façon en fonction de la densité massique des particules n'est pas claire. Pour une densité massique donnée, l'EDS était plus performant dans le cas de dépôt par tamisage. Cela peut être attribué au fait que le dépôt par tamisage avait des tailles de particules plus grandes (en raison de la formation d'agglomérats de particules), et que les petites particules adhèrent plus facilement à la surface à cause des forces d'adhésion.

Après avoir effectué des expériences sur des prototypes à l'échelle de laboratoire [148], [151], les récents travaux de Guo *et al*. visent la validation des prototypes de convoyeurs électrostatique dans des conditions réelles de fonctionnement. Les résultats de ces recherches peuvent être consultés dans [149], [152], [153].

A la fin de cette revue des travaux expérimentaux et avant de passer à la synthèse des travaux sur la modélisation théorique et numérique des convoyeurs électrostatiques, il nous semble important de récapituler les principales informations issues de l'ensemble des publications sur le sujet dans un tableau dans l'Annexe 1.

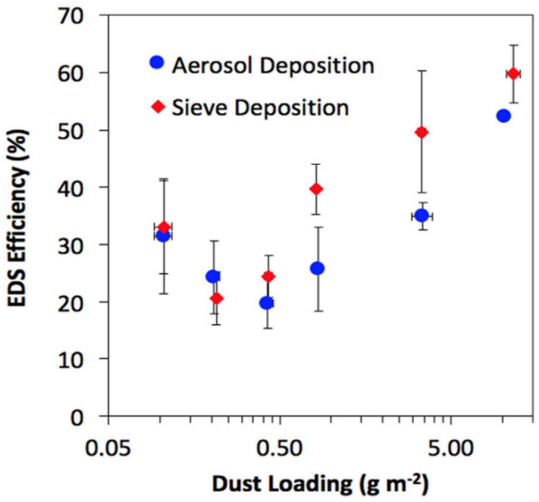


Figure I.33. Efficacité du convoyeur électrostatique en fonction de la densité en particule, pour deux méthodes de dépôt différentes : par générateurs d'aérosols et par tamisage. Conditions : tension = 6 kV_{pp}, fréquence = 1 Hz, largeur des électrodes = 0,3 mm et gap = 7 mm respectivement [149].

I.2.5. Théories et modélisations

Les etudes théoriques et numériques sur les convoyeurs électrostatiques sont necessaires, d'une part pour mieux comprendre les mecanismes de mouvement des particules, et d'autre part pour optimiser le fonctionnement du système. Masuda *et al*. [19], [22] ont mené, dans les années 1970 et 1980, plusieurs études théoriques pour comprendre le comportement des particules lors des observation expérimentales. Dans ses premiers travaux [19], il a simulé numériquement la trajectoire des particules dans son système de confinement et de transport des aerosols. Dans ce sytème, les électrodes en forme d'annaux parallèles forment un canal dans lequel les aerosols chargées sont confinées et transportées par des ondes stationnaires ou progressives. Dans son modèle, Masuda a adapté une approximation linéaire de l'équation du mouvement, avec l'hypothèse d'une faible amplitude d'oscillation des particules. Il a décomposé le mouvement des particules en une composante de mouvement lent et une composante de mouvement oscillatoire rapide.

Dans un autre travail, Masuda *et al*. [22] ont étudié théoriquement le déplacement des particules sur une surface en utilisant des électrodes linéaires parallèles alimentées par un système de tensions sinusoïdales triphasées. Il a été démontré l'existence d'harmoniques spatiaux dans la modélisation du potentiel électrique. En effet, dans le cas d'un convoyeur à 3 phases ou plus, la géométrie des électrodes, le plus souvent rectangulaires, fait que la distribution spatiale du potentiel électrique n'est pas parfaitement sinusoïdale, en particulier en proche surface. Par conséquent, le potentiel électrique est décrit comme étant la somme d'une infinité d'ondes sinusoïdales appelées harmoniques spatiaux. Masuda *et al*. [22] ont démontré que les deux premiers harmoniques ont les amplitudes les plus importantes d'une part, et qu'elles se propagent dans deux directions opposées. Les détails de ce modèle seront présentés dans le Chapitre III, car ce modèle est le point de départ de notre étude paramétrique des ondes stationnaire et progressive. A la fin des années 90, Machowski et Balachandran

[154], [155] ont réalisé une modélisation des trajectoires des particules, mais aussi une étude sur les ondes harmoniques du potentiel électrique et leur variation en fonction de plusieurs paramètres. Ils ont montré que l'amplitude des ondes harmoniques peut être contrôlée par la géométrie des électrodes et le rapport entre la largeur des électrodes et le gap. De plus, il a été précisé que les ondes harmoniques peuvent emmener les particules dans la direction opposée à celle de l'onde fondamentale.

Melcher *et al*. [156]–[158] ont étudié les trajectoires et les vitesses des particules théoriquement en dévéloppant un modèle adimensionnel sur un convoyeur à 6 phases. La Figure I.34 présente le schéma de la configuration étudiée. Dans ce cas, l'onde progressive est produite par six sources de tensions sinusoïdales déphasées de $2\pi/6$. Les électrodes sont recouvertes d'une barrière diélectrique. Les forces prises en considération dans ce modèle sont : la force de Coulomb, la force de gravité, la force image et la force de traînée. Néanmoins, ce modèle ne prend pas en considération la force diélectrophorétique et les forces d'adhésion notamment la force de van der Waals qui, d'après de nombreuses études, ont des valeurs considérables et peuvent affecter le mouvement des particules [159].

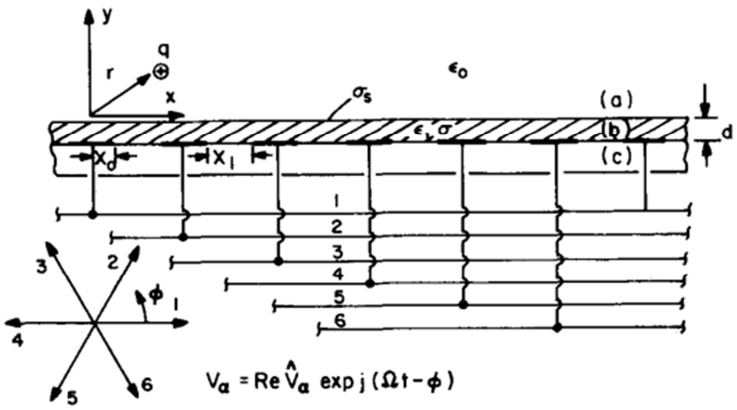


Figure I.34. Schéma du convoyeur à six phases avec barrière isolante sur les électrodes dans le cadre de l'étude Melcher [157].

Il a été démontré que les particules se déplacent selon trois principaux modes, qui influencent considérable sur les trajectoires et les vitesses des particules. Le premier, appelé « mode synchrone sautillant » (synchronous hopping), apparaît à basses fréquences. Les particules dans ce mode sont poussées au dessus de la surface par le champ électrique, puis elles continuent à sauter avec une vitesse proche de la vitesse de l'onde progressive. Les deuxième et troisième modes sont les modes asynchrone sautillant (asynchronous hopping) et asynchrone rotatif (asynchronous curtain). La Figure I.35 présente la variation de la vitesse moyenne des particules en fonction de la fréquence addimentionnelle Ω ainsi ques les trajectoires obtenus pour chaque mode.

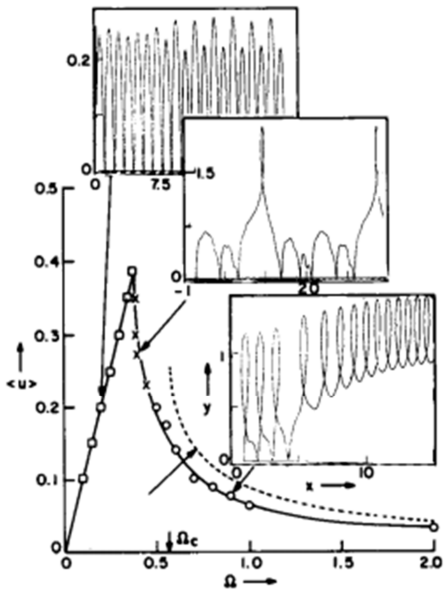


Figure I.35. Vitesse moyenne des particules en fonction de la fréquence adimensionnée Ω, avec les trajectoires typiques des modes synchrone sautillant, asynchrone sautillant et asynchrone rotatif [157].

La fréquence addimentionnelle est donnée par :

$$\Omega = \frac{f.\lambda}{\beta.E_0} \tag{I.1}$$

où, E_0 est la valeur maximale du champ électrique et λ la longueur d'onde, appelée aussi la période géométrique, qui est proportionnelle au nombre de phases, le gap et la largeur des électrodes ; β est la mobilité de la particule, donnée par :

$$\beta = \frac{q_p}{6\pi r_p \eta} \tag{I.2}$$

avec, r_p et q_p le rayon et la charge de la particule, respectivement. η est la viscosité dynamique de l'air.

Melcher *et al*. affirment que le mode synchrone sautillant est le plus favorable au mouvement des particules, car la vitesse moyenne des particules augmente linéairement avec la fréquence. Donc, pour avoir un déplacement plus efficace, il faut éviter le passage en mode asynchrone. Le mode asynchrone est observé lorsque la fréquence est supérieure à une valeur critique donnée par :

$$f_c = \sqrt{\frac{2g}{\pi\lambda}} \tag{I.3}$$

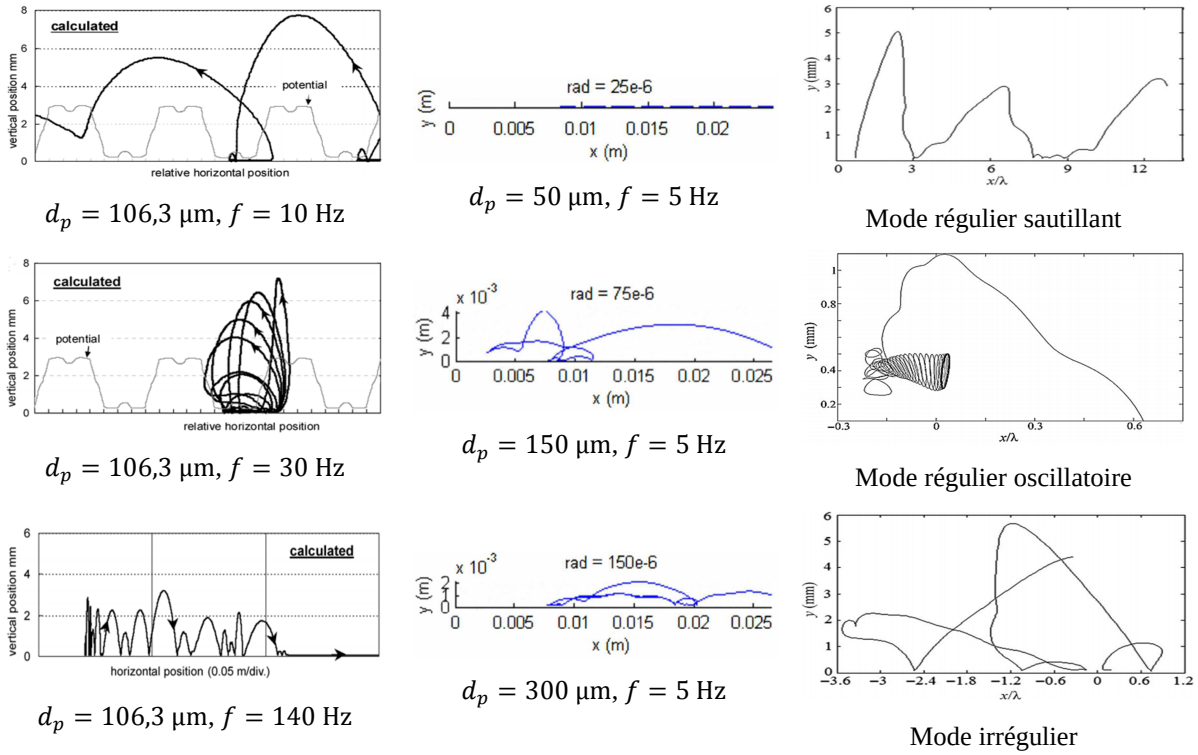
avec, g la constante d'accélération de gravité.

Au-dessus de cette valeur, la vitesse de la particule commence à chuter lorsque la fréquence augmente. Dans cette thèse, nous allons vérifier ces conclusions expérimentalement en utilisant des méthodes de mesure de vitesse basées sur des métrologies optiques récentes.

A partir des années 2000, les travaux sur la modélisation numérique des trajectoires des particules sont devenus plus rares au détriment de travaux expérimentaux. Cette tendance a été renforcée par les multitudes d'applications possibles, en particulier dans le domaine de l'énergie photovoltaïque. Néanmoins, il est possible de trouver quelques modèles intéressants, qui ont permis de tracer les trajectoires des particules et étudier les modes de mouvement des particules, pour certains validés expérimentalement. La Figure I.36 présente quelques trajectoires typiques des particules disponibles dans la littérature [160], [27], [161]. Ces trajectoires ont été obtenues par modélisation numérique dans différentes conditions pour des convoyeurs à ondes progressives triphasées. Dans leur modèle, Kawamoto *et al*. [27] ont employé la méthode de Runge-Kutta pour résoudre le système d'équation de mouvement et simuler la dynamique des particules. Les forces, appliquées sur les particules, prises en considération dans le modèle étaient : la force de Coulomb, la force diélectrophorétique, la force image, la force gravité et la force de traînée. Les trajectoires obtenus pour trois fréquences différentes sont présentées sur la Figure I.36.a. Kawamoto *et al*. ont confirmé que la force de Coulomb est la force prédominante par rapport aux autres types de forces, et que la direction du transport des particules ne coïncidait pas toujours avec celle de l'onde progressive. Elle dépend de la fréquence de l'onde progressive, du diamètre des particules et de la valeur du champ électrique. Sur la Figure I.36.a par exemple, différentes trajectoires ont été obtenues pour différentes fréquences. Toutefois, les particules partaient dans une direction différente à 140 Hz par rapport à leur direction à 10 Hz, qui correspond à la direction de propagation de l'onde (vers la gauche). Horenstein *et al*. [160] ont calculée analytiquement la trajectoire d'une seule particule sur un convoyeur triphasé *via* une solution spatiale en séries de Fourier de l'équation de Laplace pour le potentiel électrique. Les trajectoires des particules de différentes tailles sont présentées sur le Figure I.36.b. Un comportement chaotique de la particule est observé dans certain cas qui sautille sporadiquement en rebondissant d'une électrode à l'autre et ne migre que lentement dans la direction de l'onde (vers la droite dans ce cas). Ce comportement est plus prononcé pour les grosses particules ($d_p = 150$ µm et 300 µm). Pour les petites particules, le mouvement a tendance à être plus fluide dans la direction de propagation de l'onde. Horenstein *et al*. insistent sur le fait qu'un petit changement dans le point de départ de la particule peut modifier radicalement sa trajectoire.

Zhang Jie *et al*. [161] ont utlisé aussi une solution analytique du champ électrique, et ils l'ont integré dans les equations du mouvement qui a été ensuite résolu numériquement. Les forces prises dans ce modèle sont : la force de Coulomb, la force diélectrophorétique, la force image, les forces de gravité et de traînée, ainsi que la force d'adhésion de van der Waals. Zhang Jie *et al*. classent le mouvement des particles en deux principaux modes: régulier et non régulier. Dans le mode de mouvement irrégulier, la particule se déplace de manière désordonnée, ce qui est désavantageux pour leur déplacement. En mode de mouvement régulier, qui est plus favorable au déplacement des particules dans une direction donnée, plusieurs types de mouvement ont été obtenus en fonction de la tension, la fréquence, la taille

et la charge des particules. Les conditions d'obtension des différents modes s'ont pas été détaillés.



$d_p = 106{,}3$ µm, $f = 10$ Hz — $d_p = 50$ µm, $f = 5$ Hz

$d_p = 106{,}3$ µm, $f = 30$ Hz — $d_p = 150$ µm, $f = 5$ Hz

$d_p = 106{,}3$ µm, $f = 140$ Hz — $d_p = 300$ µm, $f = 5$ Hz

(a) (b) (c)

Figure I.36. Exemple des trajectoires des particules obtenues par modélisation numérique. (a) Kawamoto *et al.* 2006 [27]. (b) Horenstein *et al.* 2013 [160]. (c) Zhang Jie *et al.* 2018 [161].

Dans le cadre de cette thèse, nous allons vérifier ces résultats et analyser l'effet d'une large série de paramètres pas encore étudiés dans la littérature.

I.3. Objectifs de la thèse

A travers ce chapitre, nous avons introduit une synthèse bibliographique des différentes applications des convoyeurs électrostatiques à ondes progressives (COP) et stationnaires (COS). Sur le plan expérimental, la plupart des chercheurs se sont intéressés à l'efficacité globale du système dans des conditions particulières en fonction de l'application souhaitée. Par exemple, dans les applications de nettoyage de panneaux solaires, les chercheurs étudient souvent le système sur un plan incliné. En effet, l'inclinaison du dispositif est un paramètre important à étudier, car les panneaux solaires sont souvent inclinés. Mais cette inclinaison favorise le mouvement des particules sous l'effet de la gravité, ce qui peut causer une surestimation de l'efficacité du convoyeur quel que soit la configuration (ondes progressive ou stationnaire). De plus, la plupart des travaux portaient sur l'étude de l'efficacité totale uniquement, alors que le sens du mouvement des particules et leur vitesse sont des paramètres extrêmement importants, mais ils sont rarement étudiés.

En partant de ces constats, nous avons réalisé deux études expérimentales, présentées dans les Chapitres II et IV. Dans la première étude (Chapitre II), nous nous intéressons non

seulement à l'étude de l'efficacité de déplacement globale, mais aussi à l'efficacité en fonction de la direction du mouvement des particules sur un plan horizontal avec des particules sphériques. Les effets de plusieurs paramètres sont analysés en détail. Certains effets sont étudiés dans la littérature comme la tension et la taille des particules. Mais pour les autres, une étude plus profonde est nécessaire comme l'effet de la fréquence et le nombre de phases du convoyeur (2, 3 et 4 phases).

Dans la deuxième étude expérimentale (Chapitre IV), nous étudierons la vitesse de mouvement des particules en fonction des différents paramètres en utilisant une méthode originale. En effet, le mouvement des particules est enregistré par une caméra ultra rapide (1000 images/s) ; ensuite, la méthode de vélocimétrie par suivi des particules (Particle Tracking Vélocimetry PTV) est utilisée pour le post-traitement et le calcul de la vitesse moyenne des particules.

Sur les plans théorique et numérique, les chercheurs discutent des harmoniques créés à cause de la déformation de l'onde du potentiel électrique au-dessus de la surface, et son effet sur le mouvement des particules. Cependant, il n'est pas possible de trouver une étude détaillée sur ces ondes et l'effet des différents paramètres sur leur amplitude et leur vitesse de propagation. Dans le Chapitre III, nous apporterons notre contribution sur cette question à travers une étude théorique paramétrique de ces ondes pour différentes configurations des convoyeurs électrostatique.

En ce qui concerne la modélisation de la trajectoire des particules, nous souhaitons à travers les Chapitres V et VI réaliser une étude approfondie des principales forces mise en jeux ainsi que la modélisation numérique des trajectoires des particules en fonction des différents paramètres. Les travaux existants dans la littérature offraient des analyses qualitatives, afin de les comparer avec les trajectoires visualisées expérimentalement. Ainsi, il existe une grande disparité dans les résultats. De plus, les conditions pour les différents modes de mouvement ne sont pas claires et détaillées, ce qui nécessite une étude approfondie comme la hauteur de lévitation, la distance traversée par les particules, les vitesses moyennes et maximales, entre autres. Dans cette thèse, nous effectuerons une étude quantitative sur ces derniers paramètres. L'effet des différents paramètres à savoir, la tension, la fréquence, la charge et la taille des particules, la position de départ, le nombre de phases sur les modes de mouvement et les quantités mentionnées précédemment fait partie aussi des objectifs de ce travail.

CHAPITRE II

Charge et transport des particules diélectriques dans un champ électrique à ondes progressives et stationnaires

Chapitre II.
Charge et transport des particules diélectriques dans un champ électrique à ondes progressives et stationnaires

L'objectif de ce chapitre est d'étudier expérimentalement le transport de particules diélectriques micrométriques, dans l'air et dans des conditions atmosphériques, en utilisant des convoyeurs électrostatiques à ondes progressives (COP) triphasé et quadriphasé, et stationnaires (COS) biphasé. Cette étude fondamentale est très importante en préambule de cette thèse, car elle nous permet de caractériser le comportement général des particules avant d'approfondir certains aspects de celui-ci dans les prochains chapitres. Dans ce chapitre, les paramètres influençant l'efficacité de déplacement des particules, tels que leur taille et leur charge, ou encore l'amplitude et la fréquence de la tension appliquée, seront analysés. Les particules étudiées sont des matériaux diélectriques et elles ont une taille qui varie de quelques micromètres à quelques centaines de micromètres.

Le chapitre est divisé en trois parties. Dans la première partie, nous présenterons quelques études préliminaires effectuées pour caractériser et choisir les particules, en vérifiant leur aptitude à la charge. Dans la deuxième partie, nous décrirons les outils expérimentaux et le protocole de mesure utilisés pour étudier les processus de charge et de transport des particules diélectriques dans les différents types des convoyeurs. La dernière partie est consacrée à l'analyse, l'interprétation et la discussion des résultats.

II.1. Etudes préliminaires et choix des particules

Avant de commencer l'étude de l'efficacité de déplacement des particules, nous avons effectué quelques expériences préliminaires, qui seront décrites dans ce sous-chapitre. Ces expériences ont pour but de choisir les particules diélectriques qui feront l'objet de l'étude parmi les différents produits à notre disposition, à savoir le PE (Polyéthylène), PC (Polycarbonate), PS (Polystyrène), PP (Polypropylène) et PMMA (Poly méthacrylate de méthyle). Ces particules ont une taille qui varie de quelques micromètres à quelques centaines de micromètres (Figure II.1). Elles sont caractérisées par une géométrie non-régulière à l'exception des particules de PMMA qui ont une forme sphérique. En plus de l'étude expérimentale de ce chapitre, une étude théorique et une étude de visualisation des mouvements des particules par caméra ultra rapide feront l'objet des prochains chapitres de cette thèse. Par conséquent, des particules sphériques de couleur blanche qui reflète la lumière

semblent être plus adaptées. De plus, les particules choisies doivent satisfaire ces deux critères supplémentaires :

- Facilité et stabilité de charge par mécanisme triboélectrique ; en effet, les particules se chargent lorsqu'elles se déplacent sur la goulotte vibrante qui les dépose à la surface des dispositifs à ondes stationnaires ou progressives. Par conséquent, les particules qui se chargent le mieux par ce processus seront les plus adaptées à notre étude.
- Distribution de taille restreinte ; pour étudier l'effet de la taille des particules, une classification des particules en fonction de leur taille est effectuée en utilisant un système constitué de plusieurs tamis vibrants montés les un au-dessus des autres. Si leur taille est inférieure aux mailles des tamis, les particules les traversent sous l'effet de la gravité. Plus la distribution des particules dans chaque classe est restreinte (mono-disperse), plus l'étude est fiable et précise.



Figure II.1. Photographie des particules de PP, PC, PS, PMMA et PE.

II.1.1. Etude du système d'alimentation des particules

L'objectif de cette étude est de répondre au premier critère de choix des particules en analysant leur comportement à la sortie d'une goulotte vibrante, qui a pour but de les charger et de les déposer à la surface des dispositifs à ondes stationnaires ou progressives. Une particule se charge dans ce processus par des mécanismes triboélectriques en se frottant d'une part avec les autres particules, et d'autre part avec la surface métallique de la goulotte. La polarité et la quantité de charge d'une particule dépendent, entre autres, du matériau, de son état de surface ainsi que de la nature et l'état de surface du corps avec lequel elle est en contact [12], [162]–[164].

Dans cette étude, les évolutions de la masse et de la charge des particules sont mesurées à la sortie de la goulotte vibrante en utilisant le montage illustré sur la Figure II.2. Le protocole de mesure est comme suit : une masse de particules de 6 g est déposée au fond de la goulotte. Lorsque la goulotte est mise sous tension, les particules vibrent et glissent au-dessus de la surface sur une distance de 25 cm avant de tomber dans un seau de Faraday. Ce dernier est déposé sur une balance électronique et relié à un électromètre. Pour effectuer une acquisition de la charge et de la masse des particules en fonction du temps, la balance et l'électromètre sont reliés à un ordinateur *via* une liaison RS 232. L'acquisition des données est gérée par un programme LABVIEW®. La durée de l'expérience pour chaque type de particules est de 60 s.

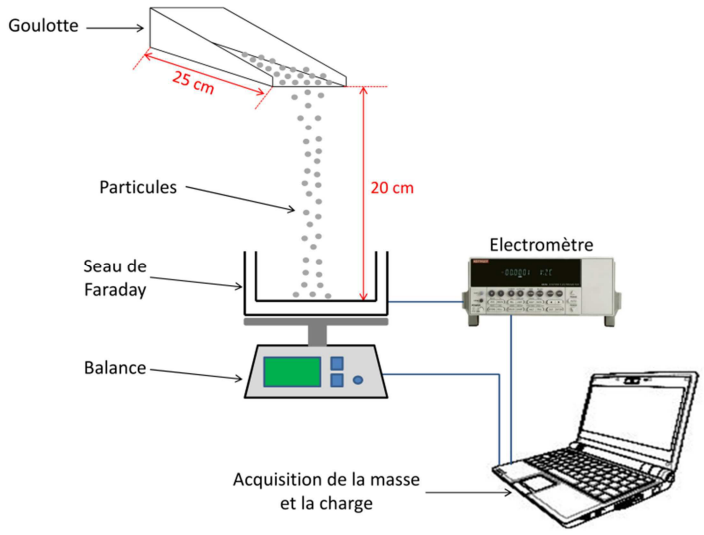
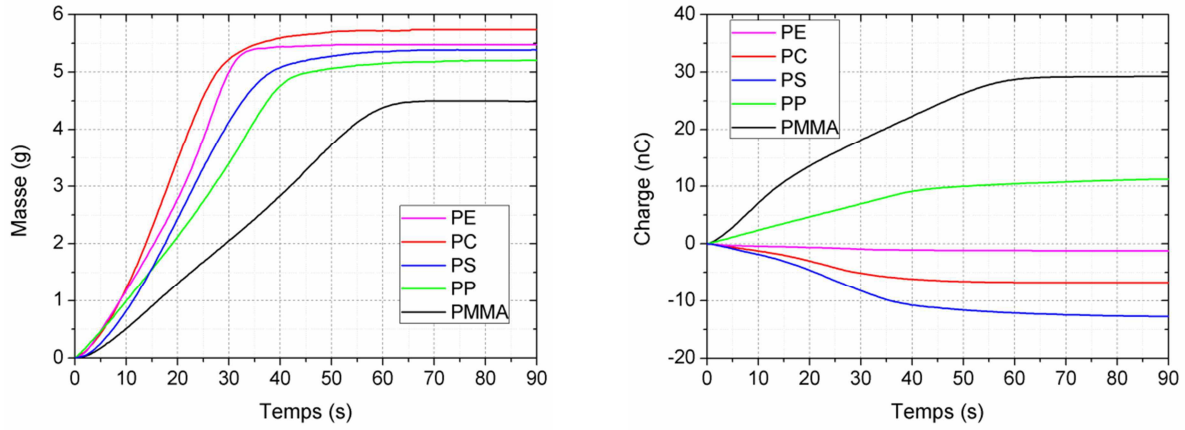


Figure II.2. Montage expérimental de mesure de la masse et la charge des particules.

Les résultats de cette expérience sont illustrés sur la Figure II.3. Nous observons qu'il y a une perte de masse des particules qui varie en fonction du type des particules, ainsi la masse récupérée dans le seau de Faraday est inférieure à la masse déposée. Cela ne pose pas un problème fondamental, car dans l'évaluation de l'efficacité des convoyeurs, le calcul est effectué en considérant la masse des particules à la sortie de la goulotte. En ce qui concerne l'évolution de la charge en fonction du temps, la polarité et la quantité de charge dépendent du type des particules. Une charge positive a été obtenue avec les particules de PMMA et de PP, alors que les particules de PC et PS acquièrent une charge négative ; les particules de PE se sont chargées négativement aussi mais leur charge est très faible dans les conditions de cette expérience. La valeur la plus élevée de la charge a été obtenue avec les particules de PMMA. Par exemple, après 90 s de mesure, une masse de 4,5 g de PMMA est récupérée avec une charge de 29,3 nC, ce qui donne la charge massique la plus élevée parmi le lot de matériaux testés.



(a) (b)

Figure II.3. Variation de (a) la masse et de (b) la charge des particules écoulées en fonction du temps. Masse initiale = 6 g, durée d'acquisition = 90 s.

II.1.2. Caractérisation des particules

Afin d'étudier l'effet de la taille des particules sur leur comportement, celles-ci ont été classées en six classes granulométriques à l'aide d'un dispositif de tamisage automatique (Endecotts, modèle Octagon 200). La taille des particules dans les différentes classes varie de quelques dizaines à quelques centaines de micromètres. La Figure II.4 représente un schéma illustratif des étapes de traitement des particules.

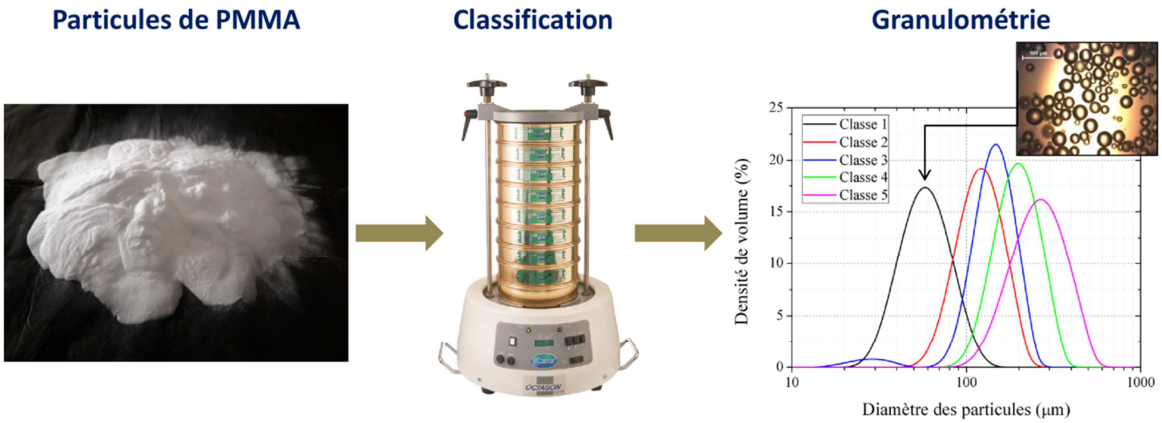
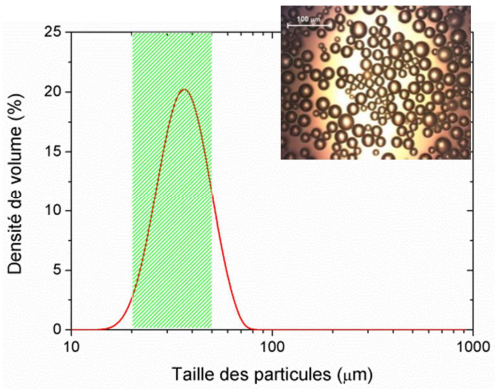
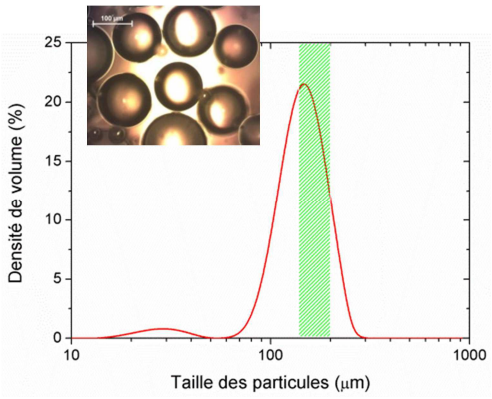


Figure II.4. Processus d'analyse granulométrique des particules.

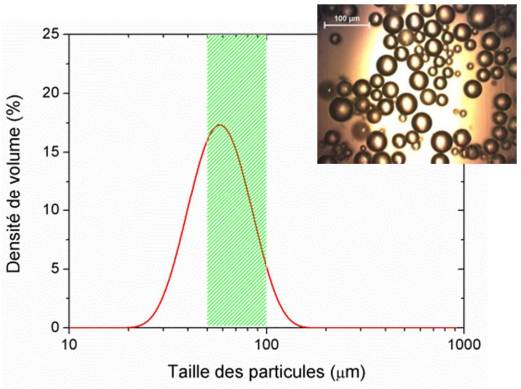
Le principe du dispositif de classification est de faire passer les particules par vibration à travers plusieurs tamis montés les unes au-dessus des autres. Les tamis utilisés permettent le passage des particules qui ont un diamètre inférieur à 500, 300, 200, 150, 100, 50 et 20 µm de haut vers le bas, respectivement. Après avoir classifié les particules en fonction de leur taille en six classes, nous avons mené une étude sur la granulométrie des particules pour chaque classe. La distribution de la taille des particules est mesurée à l'aide d'un analyseur de taille par diffraction laser de la marque MALVERN® (Mastersizer 3000. Taille des particules $0{,}01 - 3500$ µm. Taux d'acquisition de données de 10 kHz [165], [166]). La Figure II.5 donne des exemples typiques des distributions granulométriques des particules de PMMA pour chaque classe en fonction de leurs diamètres, ainsi que les images des particules obtenues sous microscope optique. Les images microscopiques montrent que les particules de PMMA étudiées ont une géométrie sphérique. La distribution de la taille des particules obtenue par diffraction laser est illustrée en ligne rouge, alors que la bande hachurée verte montre la gamme de taille du classificateur. Ce résultat montre que pour chaque classe, la distribution de tailles, qui a une forme gaussienne, est systématiquement plus large que celle du classificateur. Ce décalage est beaucoup plus important dans le cas des grosses particules. Si on prend par exemple la première classe qui comporte les particules qui ont traversé le tamis de 50 µm et qui ont été piégées dans le tamis de 20 µm, alors que la granulométrie montre que cette classe intègre des particules avec une taille inférieure à 20 µm ou supérieure à 50 µm.



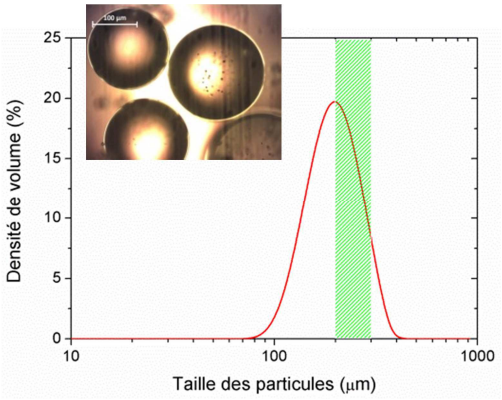
(a) Classe 1



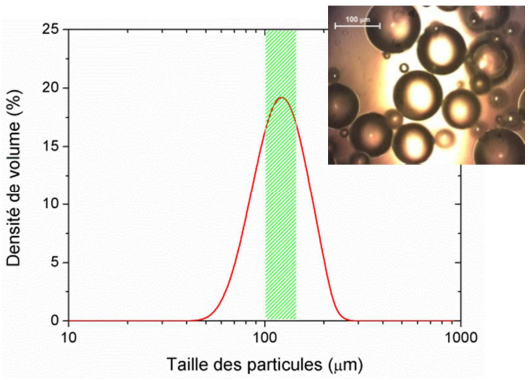
(d) Classe 4



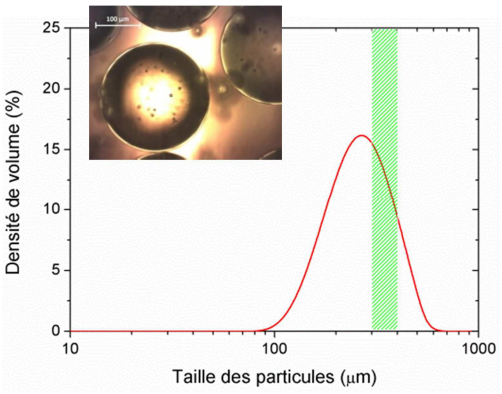
(b) Classe 2



(e) Classe 5



(c) Classe 3



(f) Classe 6

Figure II.5. Distribution de taille et image des particules de PMMA pour chaque classe. La distribution de la taille des particules obtenue par diffraction laser est illustrée en ligne rouge, alors que la bande hachurée verte montre la gamme de taille du classificateur.

La forme gaussienne de la distribution de taille des particules de la première classe est caractérisée par trois diamètres : $d_p[10\,\%] = 24{,}3\,\mu m$, $d_p[50\,\%] = 35{,}8\,\mu m$, et $d_p[90\,\%] = 50{,}8\,\mu m$. Pour la sixième classe qui comporte les particules piégées dans le tamis de $300\,\mu m$, les diamètres caractéristiques de la distiribution de tailles des particules sont : $d_p[10\,\%] = 162\,\mu m$, $d_p[50\,\%] = 260\,\mu m$, et $d_p[90\,\%] = 399\,\mu m$. Les caractéristiques des autres classes sont présentées dans le Tableau II.1. Cette différence est dûe aux phénomènes d'agglomération des particules d'un côté et l'adhésion des particules entre-eux ainsi que sur les parois du tamis d'un autre côté. Ces deux phénomènes,

agglomération et adhésion des particules, ont lieu principalement à cause de la charge des particules créée par mécanismes triboélectriques lors du processus de classification des particules dans le dispositif de tamisage.

Tableau II.1. Caractéristiques des tailles des particules pour chaque classe.

Classe	$d_p[10\ \%]\ (\mu m)$	$d_p[50\ \%]\ (\mu m)$	$d_p[90\ \%]\ (\mu m)$
1	24,3	36	50,8
2	36,5	57	86,4
3	80,5	120	173
4	98,4	143	198
5	134	196	277
6	162	260	399

Nous avons effectué le même processus de classification et la même mesure granulométrique pour les autres matériaux polymères pour réaliser une étude comparative. La distribution de la densité de volume en fonction de la taille des particules de la cinquième classe des différents matériaux est illustrée sur la Figure II.6. La cinquième classe contient les particules qui passent à travers le tamis de 300 µm et qui restent piégées dans le tamis de 200 µm.

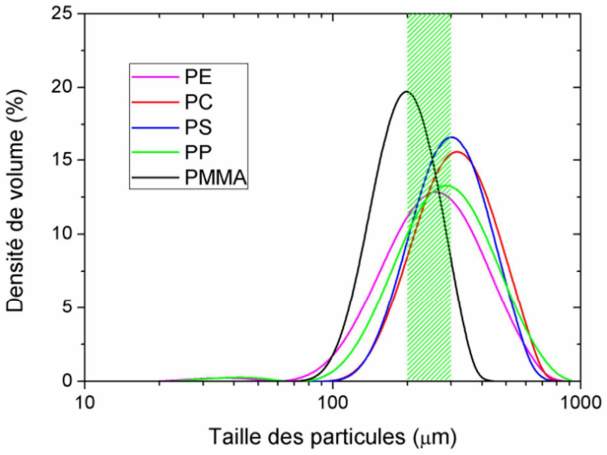


Figure II.6. Distribution de taille de la 5ème classe des particules pour différents matériaux.

La distribution de taille des particules de PMMA est plus étroite par rapport aux autres matériaux, ce qui se traduit par une fraction volumique plus importante au niveau du diamètre $d_p[50\ \%]$. Pour les particules de PMMA, il y a plus de particules entre 100 et 200 µm. La raison pour laquelle ces particules ne traversent pas le tamis de 200 µm est lié au phénomène d'adhésion des petites particules sur les plus grandes ou sur les parois du tamis vibrant. Pour les autres matériaux, il existe beaucoup de particules avec une taille supérieure à 300 µm dans la cinquième classe, ce qui indique la capacité de ces particules à traverser le tamis de cette

même taille. Cela peut être expliqué par la géométrie non-sphérique et non-régulière de ces particules. De ce fait, elles peuvent avoir par exemple une longueur supérieure mais une largeur inférieure à 300 µm ce qui rend leur passage dans le tamis de 300 µm possible.

A la fin de cette investigation préliminaire, nous avons décidé d'effectuer notre étude avec les particules de PMMA en raison de leur géométrie sphérique, qui simplifie les études expérimentales, théoriques et numériques. La géométrie sphérique permet aussi d'avoir des résultats répétitifs avec moins d'erreurs sur la charge. De plus, les particules de PMMA portent une charge plus élevée dans les conditions de notre étude par rapport aux autres matériaux, ce qui favorise leur mouvement sans passer par un mécanisme de charge plus complexe. Enfin, les particules de PMMA ont donné des classes de taille des particules plus étroites, ce qui réduit les erreurs de mesure notamment dans l'étude de l'effet de la taille des particules.

II.2. Etude de l'efficacité de déplacement des particules

Dans cette section, nous présenterons les moyens et les outils expérimentaux utilisés pour l'étude de l'efficacité de déplacement des particules sur plusieurs configurations de convoyeurs électrostatiques et dans différentes conditions.

II.2.1. Montage d'alimentation électrique

Le montage d'alimentation éléctrique détaillé est illustré sur la Figure II.7. Les tensions multiphasées utilisées pour alimenter les convoyeurs sont générées par plusieurs amplificateurs haute tension (Trek, modèle 2220, $\pm$ 2 kV, $\pm$ 20 µA) contrôlés par un générateur de fonctions numériques avec quatre sorties indépendantes (TTi, modèle TGA1240, 16 MHz).

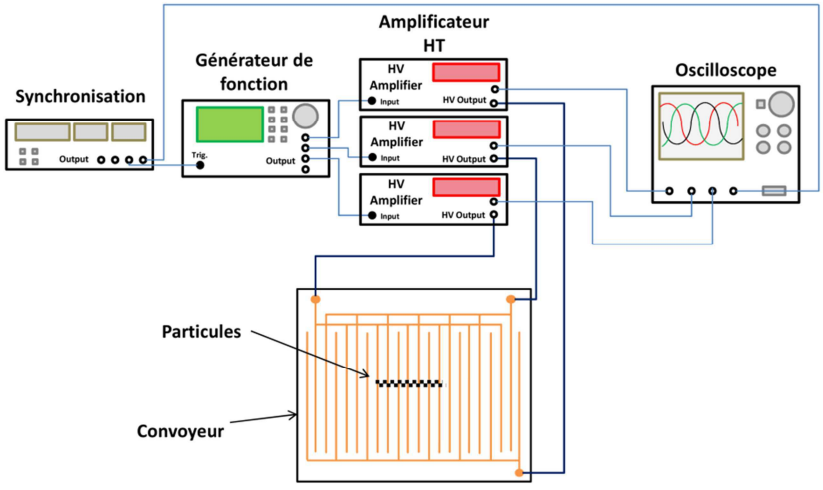


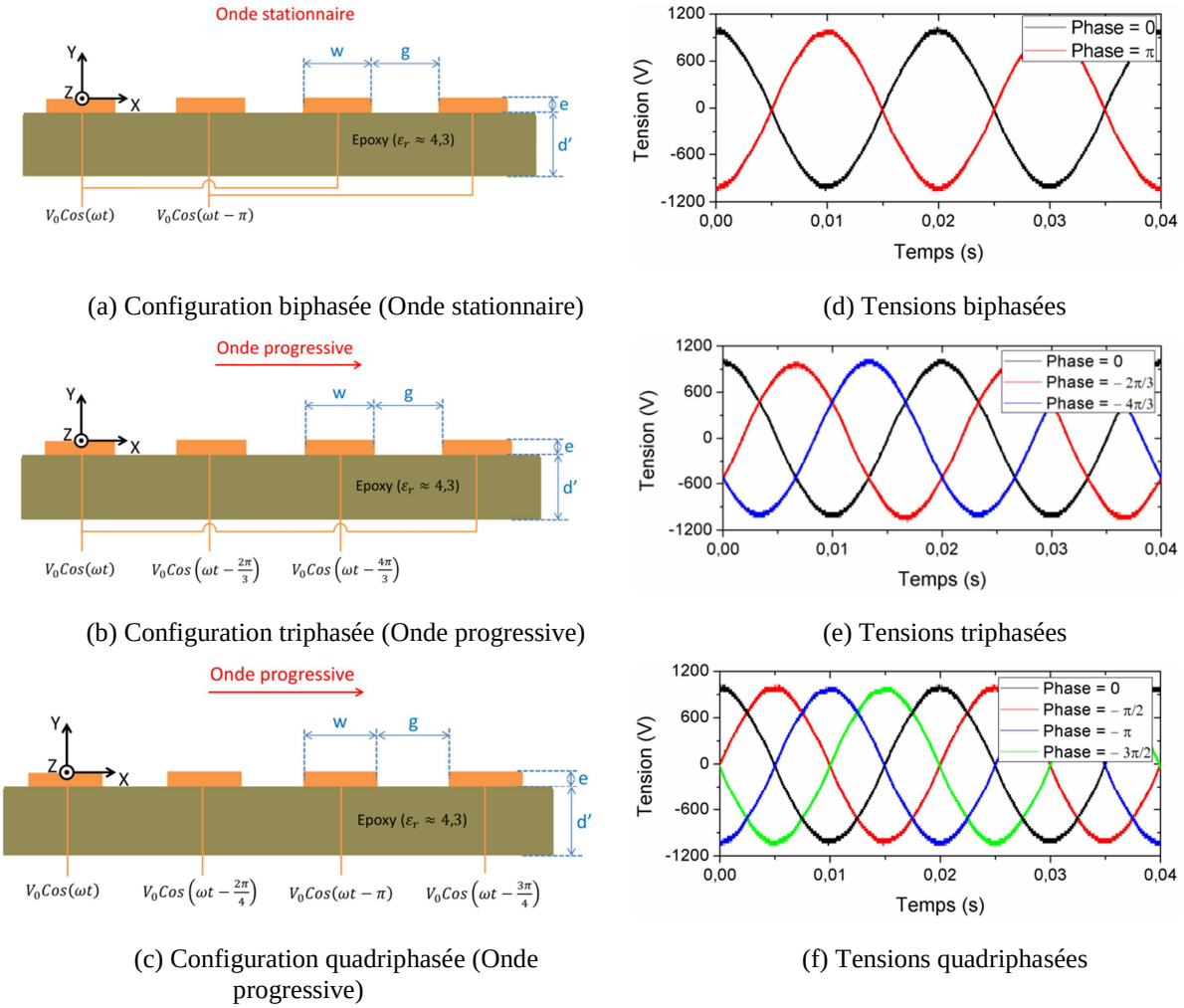
Figure II.7. Schéma du montage de l'alimentation électrique.

Un générateur d'impulsions numérique (Stanford, model DG645) est utilisé pour synchroniser et déclencher les signaux électriques fournis au convoyeur. L'ensemble du système peut fournir différentes formes d'ondes des signaux haute tension à 2, 3 ou 4 phases

avec une amplitude allant jusqu'à 2 kV et une fréquence allant jusqu'à 10 kHz. Les signaux sont visualisés à l'aide d'un oscilloscope numérique (Lecroy, modèle WaveSurfer 424, 200 MHz, 2 GS/s).

II.2.2. Configurations des convoyeurs étudiés

La Figure II.8 représente une vue en coupe transversale sur le plan $x-y$ des configurations des convoyeurs à ondes stationnaires (configuration biphasée) et progressives (configurations triphasée et quadriphasée).



(a) Configuration biphasée (Onde stationnaire)

(d) Tensions biphasées

(b) Configuration triphasée (Onde progressive)

(e) Tensions triphasées

(c) Configuration quadriphasée (Onde progressive)

(f) Tensions quadriphasées

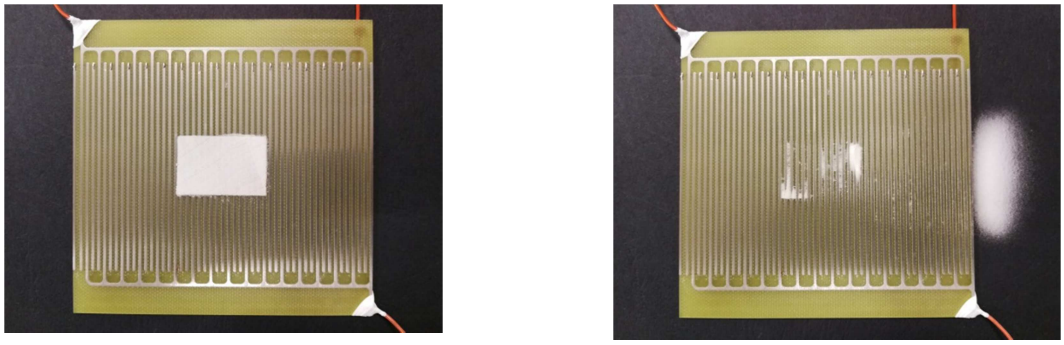
Figure II.8. Configurations étudiées et signaux de tension appliquées. $w = g = 1$ mm, $e = 0{,}035$ mm, $d' = 1{,}5$ mm. $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz.

Les convoyeurs sont composés de plusieurs électrodes en cuivre de 1 mm de largeur et de 35 µm d'épaisseur, gravées en parallèle sur une surface diélectrique de 10×10 cm^2. L'écartement entre les électrodes est fixé à 1 mm. La surface diélectrique est en résine époxy renforcée en fibre de verre ($\varepsilon_r \approx 4{,}3$). On appelle la période géométrique le paramètre donnée par la relation:

$$\lambda = m(w+g) \qquad \text{(II.1)}$$

où m, w, et g sont le nombre de phases, la largeur des électrodes et l'écartement inter-électrodes respectivement. Ainsi, la période géométrique λ est de 4, 6 et 8 mm pour les configurations biphasée, triphasée et quadriphasée, respectivement. Dans cette étude, les valeurs de tension appliquées ne sont pas suffisamment élevées pour créer des décharges électriques. En absence des décharges électriques, les particules se chargent principalement par des mécanismes triboélectriques provoqués par des contacts/frottements entre particules, ou entre les particules et la surface métallique de la goulotte.

Avant de passer à l'étude détaillée, nous avons réalisé quelques tests préliminaires pour vérifier si les convoyeurs fabriqués sont fonctionnels. La Figure II.9 présente des photographies des particules initialement déposées sur le COP triphasé avant et après l'application de la tension. Les particules de PMMA utilisées dans ces tests ont un diamètre médian de 57 µm. Les particules sont initialement déposées au milieu de la plaque (Figure II.9.a). Après environ 1 s application des tensions de 1000 V avec une fréquence de 50 Hz, nous obtenons l'image illustrée sur la Figure II.9.b. Trois masses des particules peuvent être mesurées, les particules déposées initialement, les particules déplacées, et les particules non-déplacées qui restent au-dessus de la surface malgré l'application de la tension.



(a) COP, avant (b) COP, après

Figure II.9. Photos de la surface du COP triphasé avec une couche des particules dessus. (a) avant l'application de la tension et (b) 1 s après l'application de la tension. Conditions :$V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $d_p[50\ \%] = 57$ µm.

II.2.3. Montage expérimental et protocole de mesure

L'objectif de cette étude expérimentale est d'évaluer l'efficacité de déplacement des particules de taille micrométrique et submillimétrique en utilisant des convoyeurs à ondes stationnaires et progressives. Le montage expérimental utilisé pour cette étude est illustré sur la Figure II.10.

Le protocole expérimental est le suivant: une masse de 5 g de particules sphériques de PMMA est déposée à l'extrémité d'une goulotte vibrante d'alimentation en particules. Une fois le système mis en marche, les particules se déplacent le long de la surface vibrante avant qu'elles tombent sur le convoyeur électrostatique. Au cours de cette étape, les particules peuvent acquérir une charge électrostatique initiale par mécanismes triboélectriques, par frottement avec la surface métallique ainsi que par collisions inter-particules. Cette charge est

nécessaire pour initier leur mouvement sous l'action du champ électrique. Lorsque les particules arrivent sur le convoyeur, elles peuvent se déplacer en directions opposées suivant l'axe $(0x)$ et tombent dans deux seaux de Faraday en acier inoxydable. Les deux seaux sont connectés à des électromètres (Keithley Model 6514) pour mesurer la charge des particules déplacées. Ensuite, nous mesurons la masse de particules récupérées dans les deux seaux placés sous les deux côtés du convoyeur ainsi que la masse des particules non-déplacées qui restent sur la surface.

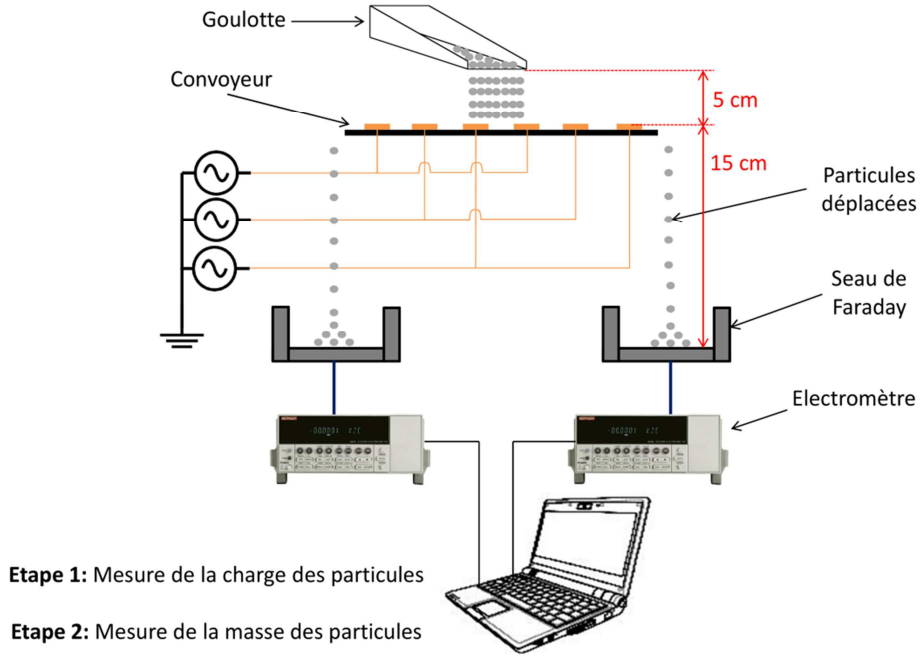


Figure II.10. Schéma du montage expérimental utilisé pour l'évaluation de l'efficacité de déplacement des particules.

Pour chaque mesure, quatre valeurs de charge et de masse sont enregistrées: la charge et la masse initiales des particules, la charge et la masse des particules déplacées dans la direction de l'onde électrique (sens direct), la charge et la masse de celles déplacées dans la direction opposée à l'onde électrique (sens inverse) et enfin la charge et la masse des particules non-déplacées restantes sur le convoyeur. Chaque expérience est répétée trois fois, permettant le calcul d'une moyenne et d'un écart type. L'efficacité totale de déplacement des particules est calculée en utilisant cette formule:

$$Eff_{tot}(\%) = \frac{m_{dép}}{m_{tot}} \times 100 \qquad \text{(II.2)}$$

où, $m_{dép}$ est la masse totale des particules déplacées dans les deux directions, elle équivaut à la somme des deux masses récupérées sur les deux seaux de Faraday. m_{tot} est la masse totale, elle est donnée par la somme de la masse des particules déplacées et de la masse des particules non-déplacées qui restent sur le convoyeur. En plus de l'efficacité totale, nous avons calculé notamment l'efficacité partielle de déplacement des particules dans les deux directions, donnée par le rapport entre la masse des particules déplacées dans une direction donnée et la masse totale m_{tot}, ainsi que le rapport charge / masse des particules (Q/m) en

fonction de leur direction de mouvement. Les efficacités partielles de déplacement des particules dans les directions directe et inverse sont données respectivement par :

$$Eff_{dir}(\%) = \frac{m_{dir}}{m_{tot}} \times 100 \quad \text{(II.3)}$$

$$Eff_{inv}(\%) = \frac{m_{inv}}{m_{tot}} \times 100 \quad \text{(II.4)}$$

où, m_{dir} et m_{inv} sont les masses des particules transportées dans les sens direct et inverse respectivement.

Les expériences ont été effectuées à température ambiante ($T = 25 \pm 2°C$) et une humidité relative (HR) comprise entre 40 et 50 %. L'effet de l'humidité n'est pas étudié extensivement dans ce travail. Cette valeur d'humidité relative n'est pas choisie pour une raison particulière, c'est la valeur d'humidité relative dans la salle d'expérimentation mesurée pendant l'étude. Nous pensons qu'une plage d'humidité élevée pourrait affecter le résultat expérimental (charge de particules plus faible et / ou plus de dissipation de charge [167], plus de force d'adhérence entre les particules et le convoyeur [159], [168], entre autres effets). Dans nos travaux, nous avons veillé à effectuer toutes les expériences dans une plage d'humidité relative relativement basse et étroite (40 à 50 %).

II.3. Résultats et discussion

Dans cette section, les effets de plusieurs paramètres expérimentaux sur l'efficacité de déplacement des particules seront étudiés. Les paramètres de l'étude sont : la valeur, la fréquence et la forme d'onde de la tension appliquée, la taille et la charge des particules, l'humidité ainsi que la présence d'une barrière diélectrique au-dessus de la surface du convoyeur.

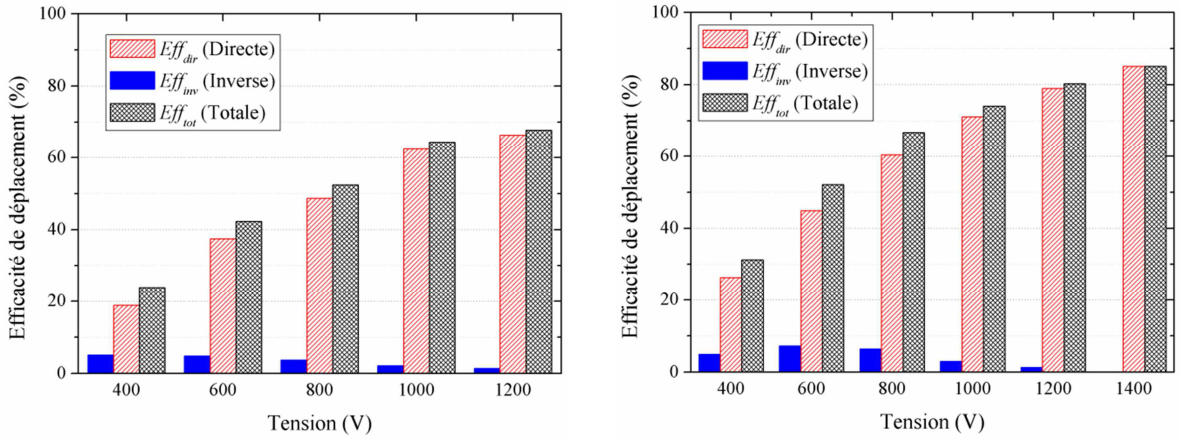
II.3.1. Effet de la tension

Dans cette partie, l'effet de la tension sur l'efficacité de déplacement des particules est analysé dans trois configurations : triphasée, quadriphasée et biphasée. De plus, l'effet de la tension sur le rapport charge / masse des particules (Q/m) est étudié en fonction de leur sens de mouvement. Les particules utilisées dans cette expérience appartiennent à la quatrième classe granulométrique, donc elles ont un diamètre médian de 143 µm, la fréquence est fixée à 50 Hz.

II.3.1.1. Onde progressive

La Figure II.11 illustre les résultats de l'effet de la tension appliquée sur l'efficacité du déplacement des particules ainsi que leur sens de mouvement dans les deux configurations d'ondes progressives : triphasée et quadriphasée. En ce qui concerne l'efficacité de déplacement des particules, comme attendu, l'augmentation de la valeur de la tension appliquée améliore l'efficacité de déplacement des particules à cause de l'amélioration de la

contribution de la force de Coulomb et ceci est valable quel que soit le nombre de phases. L'efficacité totale va de 22 % à 400 V jusqu'à 68 % à 1200 V dans le cas triphasée et de 31 % jusqu'à 80 % pour les mêmes valeurs de tension dans le cas quadriphasé. La contribution de la force de Coulomb, qui est la principale force responsable du mouvement des particules, peut être améliorée en augmentant le champ électrique appliqué ou en augmentant la charge des particules. A faible tension, à 400 V par exemple, les particules vont dans les deux directions avec une efficacité plus élevée dans le sens direct (le sens de déplacement de l'onde électrique). Lorsque la tension augmente, l'efficacité de déplacement des particules dans le sens direct augmente, par contre, celle dans le sens inverse diminue. La raison pour laquelle certaines particules vont dans le sens inverse de l'onde électrique fera l'objet d'une étude approfondie dans les prochains chapitres.

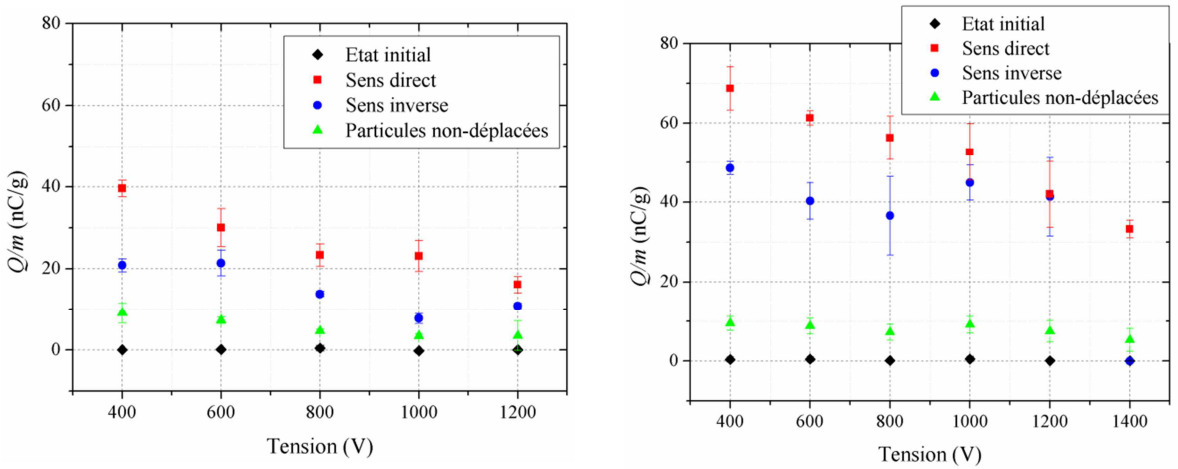


(a) (b)

Figure II.11. Effet de la tension appliquée sur l'efficacité de déplacement des particules de PMMA pour les configurations (a) triphasée et (b) quadriphasée. Conditions : $f = 50$ Hz, $d_p[50\ \%] = 143$ µm, $T = 25 \pm 2$ °C, $HR = 40 - 50$ %.

La variation du rapport Q/m des particules en fonction de la tension est illustrée sur la Figure II.12. Nous rappelons que le rapport Q/m, de l'ordre de quelques dizaines de nC/g, ne reflète pas forcement la charge des particules individuelles. Les essais préliminaires ont montré que la charge globale des particules de PMMA à la sortie du système d'alimentation vibrant est positive, mais il n'est pas impossible d'avoir des particules chargées négativement, voire quasi-neutres, dans le mélange. Pour les deux configurations, pour une valeur de tension donnée, le rapport Q/m des particules déplacées est supérieur à celui des particules qui restent sur la surface. Le rapport Q/m des particules déplacées dans le sens direct est aussi légèrement supérieur à celui des particules déplacées dans le sens inverse. Nous affirmons aussi le fait que le rapport Q/m diminue avec l'augmentation de la tension. Si on prend l'exemple des particules déplacées dans le sens direct, Q/m dépasse 40 et 65 nC/g pour les configurations triphasée et quadriphasée respectivement à 400 V, par contre Q/m ne dépasse pas 17 et 40 nC/g pour les configurations triphasée et quadriphasée respectivement à 1200 V. Ce résultat s'explique par le fait que l'application d'une tension plus élevée permet le transport des particules avec une charge plus faible.

Le niveau de charge massique des particules qui reste sur la surface du convoyeur après l'application de la tension est plus élevé que le niveau initial, mais il est insuffisant pour permettre le déplacement de cette population de particules.

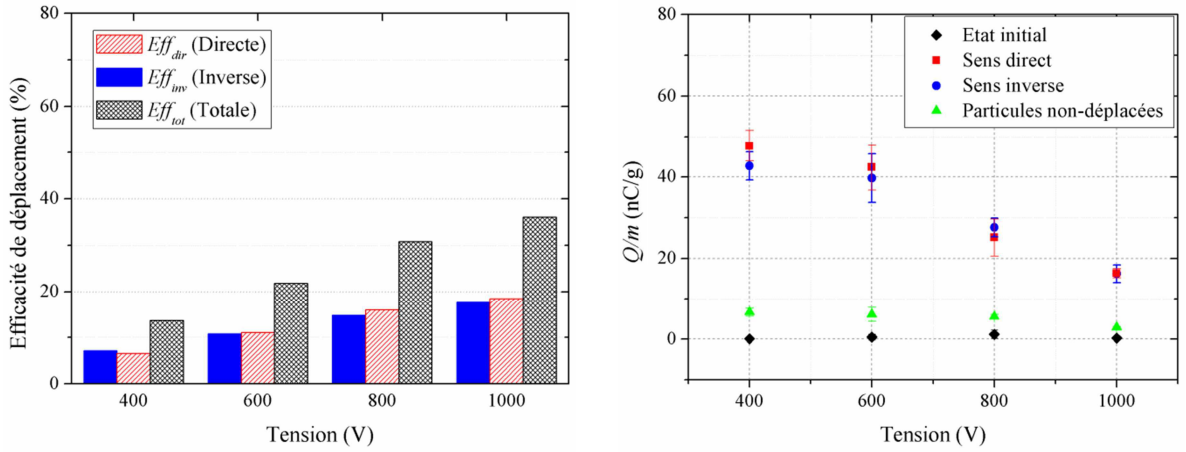


(a) (b)

Figure II.12. Evolution du rapport Q/m des particules de PMMA en fonction de la tension appliquée pour les configurations (a) triphasée et (b) quadriphasée. Conditions : $f = 50$ Hz, $d_p[50\ \%] = 143$ µm, $T = 25 \pm 2$ °C, $HR = 40 - 50$ %.

II.3.1.2. Onde stationnaire (Configuration biphasée)

La Figure II.13 représente l'effet de la tension sur l'efficacité de déplacement des particules et sur le rapport charge / masse pour la configuration biphasée. L'efficacité totale de déplacement des particules augmente avec la tension. Elle va de 14 % à 600 V jusqu'à 36 % à 1000 V.



(a) (b)

Figure II.13. Evolution de (a) l'efficacité de déplacement et (b) le rapport Q/m des particules de PMMA en fonction de la tension appliquée pour la configuration biphasée. Conditions : $f = 50$ Hz, $d_p[50\ \%] = 143$ µm, $T = 25 \pm 2$ °C, $HR = 40 - 50$ %.

La différence par rapport aux deux configurations précédentes est que les particules sous l'influence de l'onde stationnaire se déplacent dans les deux directions de manière équilibrée. De plus, l'efficacité dans les deux sens augmente avec la tension. En ce qui

concerne la courbe du rapport Q/m en fonction de la tension, le rapport est plus élevé dans le cas des particules déplacées et il diminue avec l'augmentation de la tension. C'est ce qui a été a remarqué aussi avec les deux autres configurations. En revanche, le niveau de charge massique est assez proche pour les particules déplacées dans les deux directions quelle que soit la tension appliquée dans le cas d'un convoyeur à onde stationnaire.

Une étude comparative de l'évolution de l'efficacité totale de déplacement des particules pour les trois configurations étudiées est présentée sur la Figure II.14. Ce résultat montre que la configuration quadriphasé est la plus efficace, par conséquent, elle est la plus adaptée pour des applications de nettoyage de surface. Nous rappelons que pour ces valeurs de tension, aucune décharge n'a été observée visuellement.

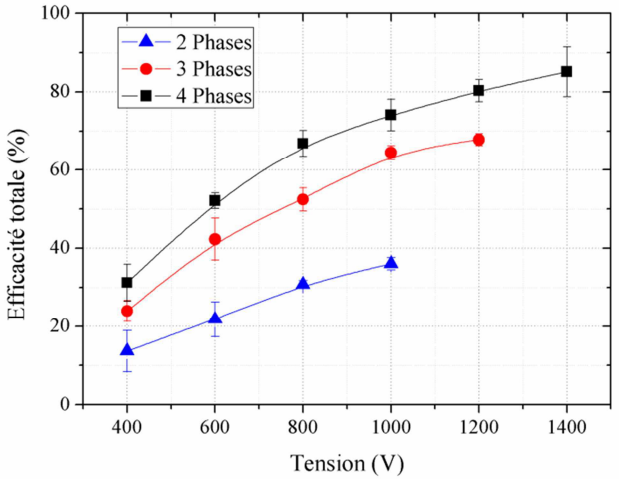


Figure II.14. Effet de la tension sur l'efficacité totale de déplacement pour les différentes configurations étudiées. Conditions : $f = 50$ Hz, $d_p[50\ \%] = 143$ µm, $T = 25 \pm 2$°C, $HR = 40 - 50$ %.

Le cas quadriphasé nous offre une gamme de tension de manœuvre plus large allant jusqu'à 1400 V sans apparition de décharges électriques. En effet, la différence de potentiel entre deux électrodes successives est plus élevée dans le cas biphasé ; de ce fait, il est difficile de dépasser 1000 V sans apparition de décharges électriques.

II.3.2. Effet de la fréquence

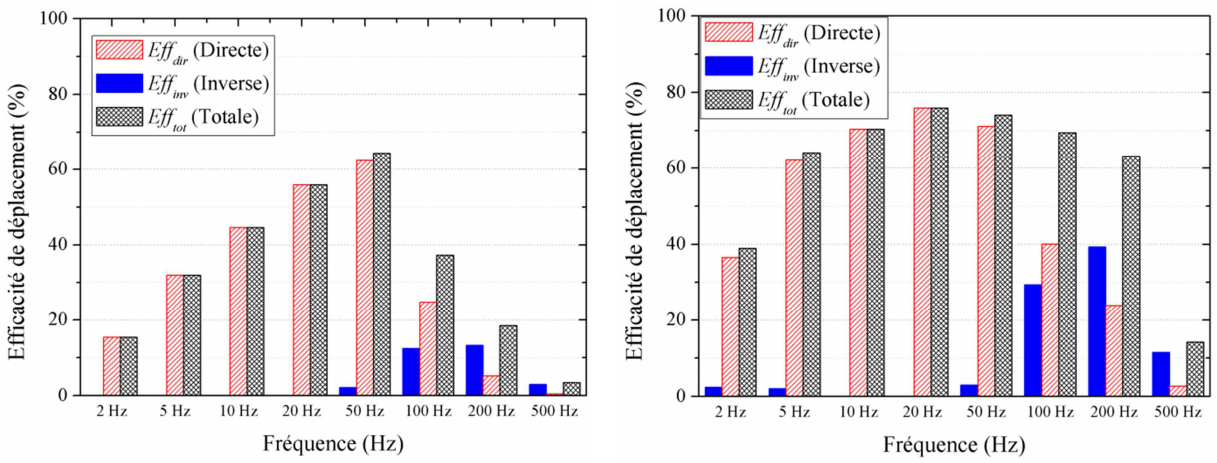
Dans cette section, l'effet de la fréquence sur l'efficacité et le sens de déplacement des particules est étudié. Il est important de noter que les résultats de l'effet de la fréquence sur le rapport Q/m ne seront pas présentés, car les essais préliminaires ont montrés l'absence d'une tendance claire et répétitive en fonction de ce facteur. Dans cette expérience, la tension est maintenue à 1000 V pour les différentes configurations. Les particules utilisées appartiennent à la quatrième classe avec un diamètre médian $d_p[50\ \%] = 143$ µm. Les fréquences étudiées varient de 2 à 500 Hz.

II.3.2.1. Onde progressive

L'évolution de l'efficacité de déplacement des particules dans les deux configurations triphasée et quadriphasée en fonction de la fréquence est illustrée sur la Figure II.15. Les

résultats montrent que l'efficacité de déplacement dans les deux configurations passe par un maximum en fonction de la fréquence. Deux tendances différentes sont observées:

- Pour des fréquences inférieures à 50 Hz, l'efficacité de déplacement totale augmente avec la fréquence ; elle augmente de 27 % à 2 Hz jusqu'à 57 % à 20 Hz pour la configuration triphasée, et de 38 % à 2 Hz jusqu'à 76 % à 20 Hz pour la configuration quadriphasée. Dans cette gamme de fréquences, mise à part une très faible quantité de particules déplacées dans le sens inverse pour le cas quadriphasée à très faible fréquence et que nous considérons dans l'erreur de mesure, toutes les particules se déplacent dans le sens direct.
- Pour des fréquences supérieures ou égales à 50 Hz, l'efficacité de déplacement totale commence à décliner lorsque le fréquence augmente. Les particules ne partent pas seulement dans le sens direct, mais aussi dans le sens inverse. L'efficacité de déplacement dans le sens inverse augmente à partir de 50 Hz pour atteindre sa valeur maximale à 100 Hz pour le cas triphasé et à 200 Hz pour le cas quadriphasé, puis elle chute pour des fréquences plus élevées.



(a) (b)

Figure II.15. Effet de la fréquence sur l'efficacité de déplacement des particules de PMMA pour les configurations (a) triphasée et (b) quadriphasée. Conditions : $V = 1000$ V, $d_p[50\ \%] = 143$ µm, $T = 25 \pm 2$ °C, $HR = 40 - 50$ %.

Le phénomène de déplacement des particules dans le sens inverse dans une configuration à onde progressive a été observé et analysé par d'autres auteurs, tels que Masuda *et al*. [19], [22], Schmidlin *et al*. [25], [77], [85], et Balachandran *et al*. [169]–[171] mais dans des conditions expérimentales différentes et avec d'autres types de particules. D'après leurs travaux de recherche, le déplacement des particules dans la direction opposée s'explique par le fait que la distribution spatiale non sinusoïdale du potentiel électrique au-dessus de la surface crée des ondes harmoniques qui se propagent dans les deux directions en fonction du temps. Le prochain chapitre sera consacré à l'analyse des ondes du potentiel électriques par des modèles théoriques et par simulation numérique afin de mieux comprendre ces résultats expérimentaux, et pour analyser des effets qui n'ont pas fait l'objet d'une étude

approfondie dans la littérature. Il y a aussi d'autres paramètres que nous ne pouvons pas passer sans les citer et qui peuvent causer le déplacement des particules dans le sens inverse, comme le rebond des particules sur la surface ainsi que les interactions et collisions inter-particules.

II.3.2.2. Onde stationnaire (Configuration biphasée)

Les résultats de l'effet de la fréquence sur l'efficacité de déplacement des particules dans la configuration biphasée sont illustrés sur la Figure II.16. L'efficacité totale passe un maximum, elle augmente à partir de 8 % à 2 Hz pour atteindre sa valeur maximale, environ 38 % à 50 Hz, puis elle recommance à diminuer pour atteindre une valeur faible de 5 % à 500 Hz. Ce comportement semble être similaire à ce que nous avons obtenu dans les configurations à onde progressive. Mais en analysant le sens de déplacement des particules, des différences fondamentales existent entre les deux configurations. Dans une onde stationnaire du potentiel électrique, les particules se déplacent dans les deux directions en même temps quelle que soit la fréquence. Alors que, la direction du mouvement des particules dépend de la fréquence appliquée dans les configurations à onde progressive.

En observant ces résultats, beaucoup de questions se posent sur les paramètres qui contrôlent la direction du mouvement des particules ? Si les particules peuvent se déplacer dans le sens inverse dans le cas d'une onde progressive à cause des harmoniques, est ce qu'il y a des harmoniques aussi dans le cas d'une onde stationnaire ? Quelle sont les paramètres qui peuvent influencer la contribution de ces harmoniques ? Ces questions vont être abordées plus en détail dans le prochain chapitre.

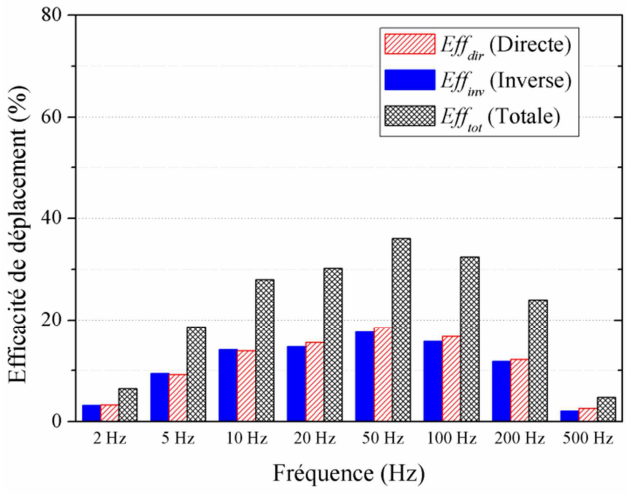


Figure II.16. Effet de la fréquence sur l'efficacité de déplacement des particules de PMMA pour la configuration biphasée. Conditions : $V = 1000$ V, $d_p[50\ \%] = 143$ µm, $T = 25 \pm 2$ °C, $HR = 40 - 50$ %.

II.3.3. Effet de la taille des particules

L'influence de la taille des particules sur l'efficacité de déplacement des particules ainsi que le rapport Q/m fera l'objet d'une étude expérimentale détaillée dans cette section. Pour cette expérience, cinq plages de tailles de particules différentes sont étudiées. Les diamètres

médian des particules de ces classes sont : 57, 120 , 143, 196 et 260 µm. Les valeurs de la tension et la fréquence sont fixées à 1000 V et 50 Hz, respectivement. L'analyse débutera avec les convoyeurs à ondes progressives triphasé et quadriphasé avant d'border le cas de la configuration à onde stationnaire.

II.3.3.1. Onde progressive

La Figure II.17 représente l'effet de la taille des particules sur l'efficacité du déplacement avec les deux configurations d'ondes progressives: triphasée et quadriphasée, respectivement.

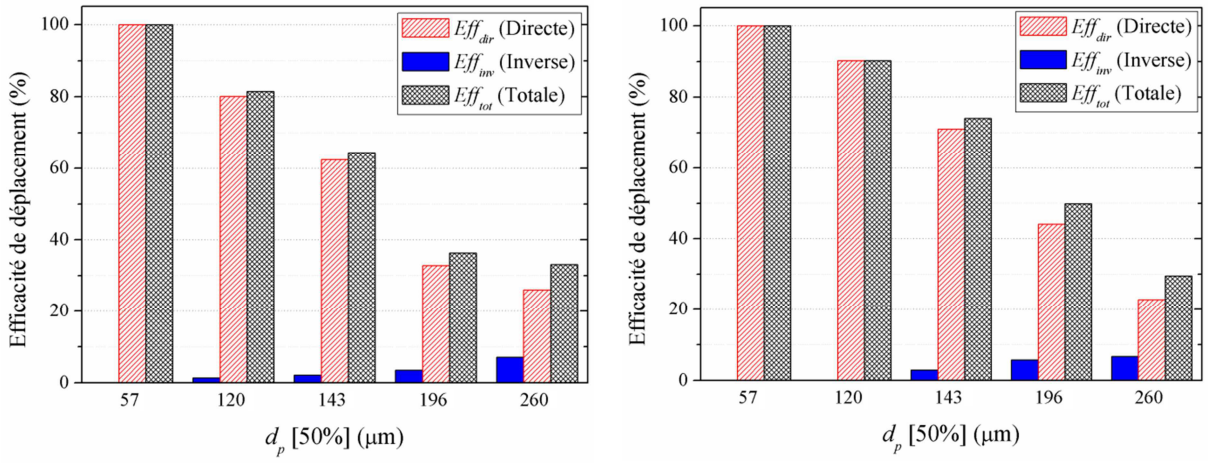


Figure II.17. Effet de la taille des particules de PMMA sur leur efficacité de déplacement pour les configurations (a) triphasée et (b) quadriphasée. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $T = 25 \pm 2$ °C, $HR = 40 - 50$ %.

Dans les deux cas, l'efficacité totale de déplacement diminue avec l'augmentation de la taille des particules. Cela s'explique par le fait que les grosses particules sont plus lourdes, de sorte que la valeur de la force de gravité devient aussi importante que la force de Coulomb responsable du mouvement des particules. Pour toutes les gammes de taille des particules, l'efficacité du déplacement total est plus élevée dans le cas de la configuration quadriphasée. Pour les plus petite particules, toutes les particules se déplacent dans le sens direct ; toutefois, plus la taille des particules augmente, plus l'efficacité de déplacement des particules dans le sens inverse augmente.

L'effet de la taille des particules sur le rapport Q/m est également étudié dans cette section. Les résultats sont illustrés à la Figure II.18 pour les configurations triphasée et quadriphasée. Comme mentionné précédemment, les particules acquièrent une charge électrostatique par des mécanismes triboélectriques (par contact/frottement avec d'autres particules et/ou avec le système d'alimentation métallique vibrant). Pour les cinq gammes de taille étudiées, la plupart des particules sont chargées positivement, avec une charge massique de l'ordre de quelques dizaines de nC/g. Les résultats obtenus ici confirment les précédentes observations sur le fait que le rapport Q/m est plus élevé pour les particules déplacées. Les particules ayant un rapport Q/m élevé sont déplacées par l'onde du potentiel électrique dans

le sens direct ; de plus, les particules qui se sont déplacés dans le sens inverse ont un rapport Q/m légèrement plus faible. Les particules dont le rapport Q/m est très faible restent sur la surface parce que la force de Coulomb n'est pas assez forte pour initier leur mouvement dans une direction spécifique. Nous constatons aussi que le rapport Q/m diminue lorsque la taille des particules augmente quel que soit le nombre de phases. Lorsque une particule est plus grosse, elle est capable de porter plus de charge sur sa surface, car la charge d'une particule est proportionnelle à ${d_p}^2$. Par contre, la masse de la particules est proportionnelle à ${d_p}^3$; donc théoriquement le rapport Q/m est inversement proportionnel au diamètre de la particule.

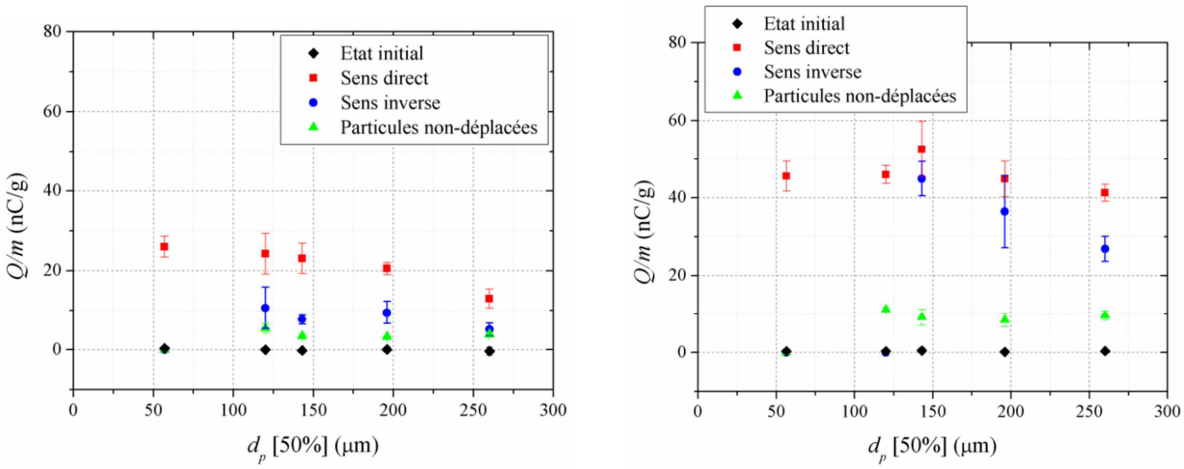
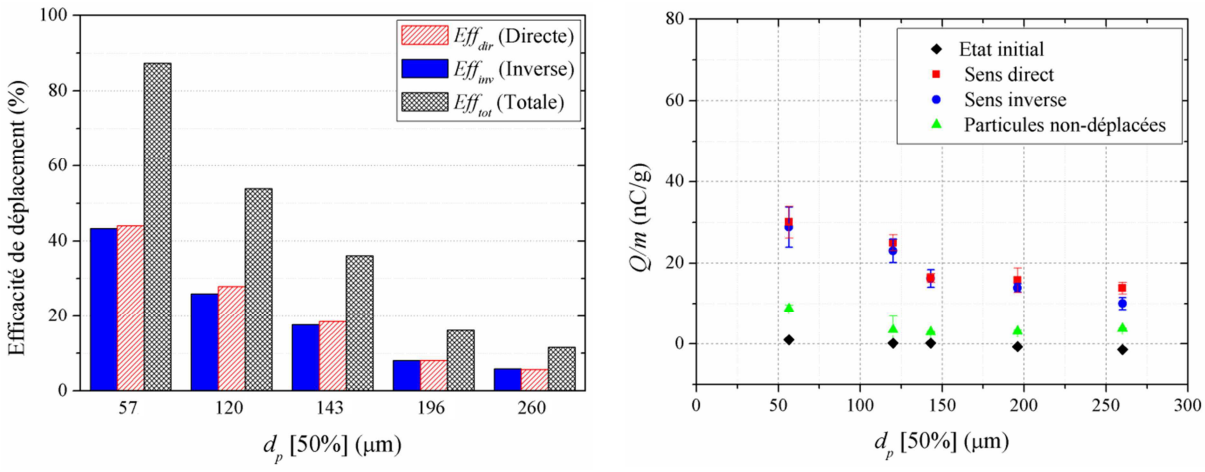


Figure II.18. Evolution du rapport Q/m des particules de PMMA en fonction de leur taille pour les configurations (a) triphasée et (b) quadriphasée. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $T = 25 \pm 2$ °C, $HR = 40 - 50$ %.

II.3.3.2. Onde stationnaire (Configuration biphasée)

La Figure II.19 illustre l'effet de la taille des particules sur l'efficacité de déplacement ainsi que sur rapport Q/m pour la configuration biphasée. Comme attendu, l'efficacité de déplacement totale diminue lorsque la taille des particules augmente à cause de la contribution de la force de gravité qui est proportionnelle au diamètre des particules au cube. Contrairement aux configurations précédentes où les particules vont dans une direction dominante, nous remarquons ici que les particules se sont déplacées dans les deux directions. Ceci est dû au fait que la configuration biphasée est symétrique.

En ce qui concerne la variation du rapport Q/m en fonction de la taille des particule, nous pouvons voir que la tendence obtenue dans le cas d'un onde stationnaire est similaire à celle obtenue précédement. En effet, les particules déplacées ont une charge plus élevée que les particules non-déplacées et le rapport Q/m est inversement proportionnel à la taille des particules.



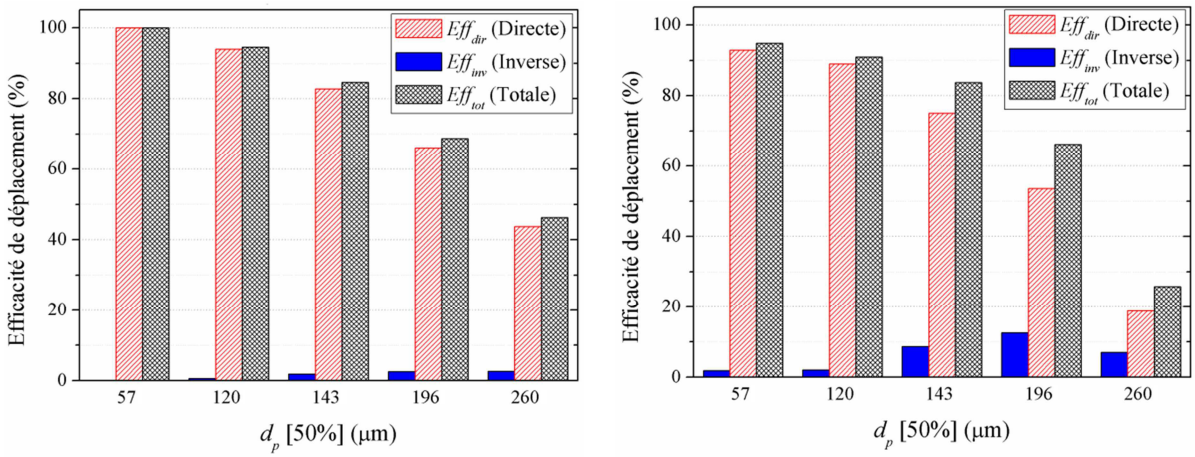
(a) (b)

Figure II.19. Evolution de (a) l'efficacité de déplacement et (b) le rapport Q/m des particules de PMMA en fonction de la taille des particules pour la configuration biphasée. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $T = 25 \pm 2$ °C, $HR = 40 - 50$ %.

Après avoir étudié les effets de la tension, la fréquence et la taille des particules en détails pour les différentes configurations, nous allons discuter de l'influence, ou non, d'autres paramètres aussi importants. Pour des raisons de concision, notre étude sera focalisée sur la configuration triphasée considérée comme étant le cas de référence.

II.3.4. Effet de la polarité de la charge des particules

Dans cette partie, l'effet de la polarité de la charge des particules sur l'efficacité de déplacement et la direction de leur mouvement est étudié sur deux types des particules qui se chargent avec des polarités différentes. Dans les essais préliminaires (Figure II.3), nous avons observé que les particules du PMMA et du PP se chargent positivement, par contre, celles du PC et du PS se chargent négativement. Pour cette expérience, nous avons choisis les particules de PP et du PS en raison de leur géométrie irrégulières, mais aussi pour leur aptitude à la charge avec le dispositif expérimental de l'étude.



(a) (b)

Figure II.20. Effet de la taille des particules du (a) PP et du (b) PS sur leur efficacité de déplacement pour la configuration triphasée. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $T = 25 \pm 2$ °C, $HR = 40 - 50$ %.

Les Figure II.20 et Figure II.21 illustrent l'évolution de l'efficacité de déplacement et le rapport Q/m, respectivement, en fonction du diamètre pour les deux types de particules. Le comportement général est similaire, avec une meilleure efficacité de déplacement pour les particules de PP. Malgré la différence de polarité de la charge pour les deux types de particules, une masse plus élevée a été récupéré dans le sens direct par rapport au sens inverse, dans les deux cas. Ce résultat est très important, car il démontre que ce n'est pas la polarité de la charge qui contrôle le sens du mouvement des particules, mais le sens de l'onde électrique. Quelle que soit la charge des particules, si l'onde principale va dans une direction donnée, la majorité des particules vont se déplacer alors dans cette même direction.

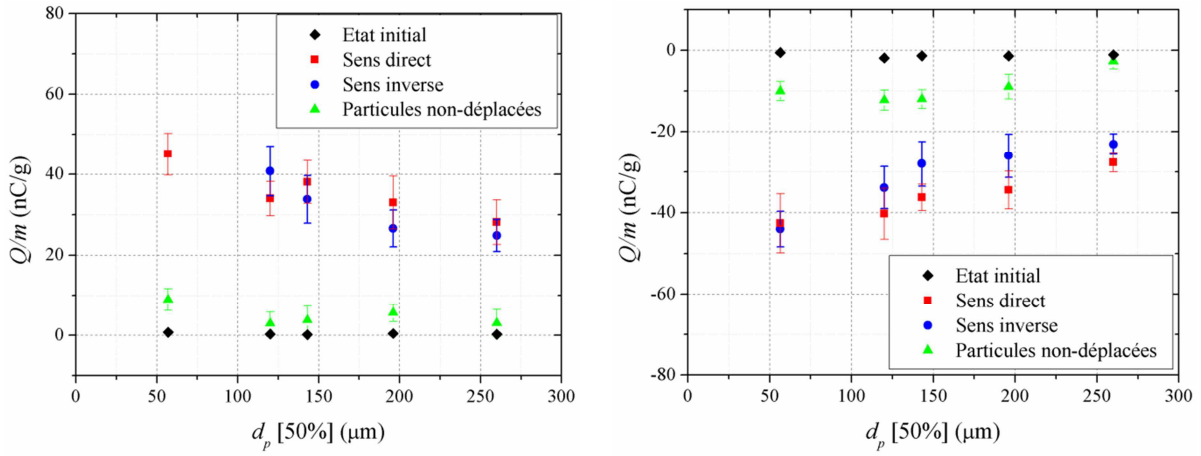


Figure II.21. Evolution du rapport Q/m des particules du (a) PP et du (b) PS en fonction de leur taille pour la configuration triphasée. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $T = 25 \pm 2$ °C, $HR = 40 - 50$ %.

II.3.5. Effet de la forme d'onde

L'effet de la forme d'onde de la tension appliquée sur l'efficacité et le sens de déplacement des particules a été également étudié et analysé. En plus de la forme d'onde sinusoïdale qui est le cas de référence de cette thèse, nous avons analysé aussi la forme d'onde carrée. Les formes de tensions carrées sont illustrées sur la Figure II.22.

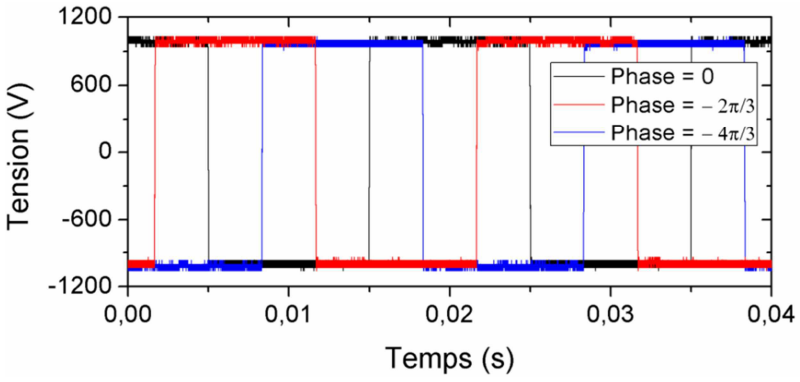
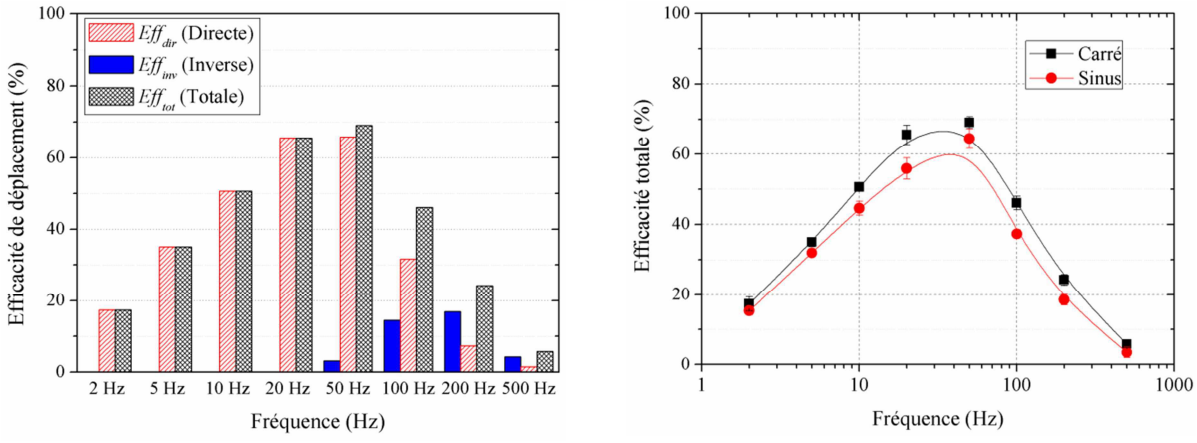


Figure II.22. Formes d'ondes carrées des trois phases de tension appliquées. $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz.

La Figure II.23 synthétise les résultats de l'efficacité de déplacement obtenus en fonction de la fréquence avec des formes d'ondes carrées. Cette figure intègre aussi une étude

comparative de l'efficacité totale pour deux formes d'onde de la tension : sinusoïdale et carrée. L'amplitude des signaux de tension ici est de 1000 V et les particules utilisées appartiennent à la quatrième classe avec un diamètre médian $d_p[50\ \%] = 143\ \mu m$. En ce qui concerne l'efficacité de déplacement, les résultats révèlent un comportement similaire à celui obtenu précédemment avec des tensions sinusoïdales. En effet, l'évolution de l'efficacité totale en fonction de la fréquence passe par un maximum, et à partir de 50 Hz, une partie non négligeable des particules arrive à se déplacer dans le sens inverse. Dans l'étude comparative (Figure II.23.b), la forme d'onde carrée semble être légèrement plus efficace sur toute la gamme de fréquence. Cela peut être expliqué par le fait que la tension instantanée reste à des niveaux importants durant toutes les demi-périodes avec la forme d'onde carrée, ce qui affecte positivement la force de Coulomb.



(a) (b)

Figure II.23. (a) Evolution de l'efficacité de déplacement des particules en fonction de la fréquence avec des formes d'ondes de tension carrées. (b) Effet de la forme d'onde des tensions appliquées sur l'efficacité totale de déplacement des particules de PMMA. Conditions : configuration triphasée, $V = 1000$ V, $d_p[50\ \%] = 143\ \mu m$,$T = 25 \pm 2$ °C, $HR = 40 - 50$ %.

II.3.6. Effet de la barrière diélectrique

Dans cette section, l'effet de la présence d'une barrière électrique au-dessus des électrodes sur l'efficacité et le sens de déplacement des particules est analysé. La configuration de l'étude est illustrée sur la Figure II.24. L'utilisation d'une barrière diélectrique dans un convoyeur électrostatique est intéressante, car elle permet d'augmenter la tension en réduisant en même temps le risque d'apparition de décharges électriques. Plusieurs barrières en Polyimide ou Kapton® ($\varepsilon_r \approx 4{,}2$) avec différentes épaisseurs ont été déposées sur un convoyeur triphasé. Pour cette expérience, la tension et la fréquence sont maintenues à 1000 V et 50 Hz, respectivement. Les particules étudiées appartiennent à la quatrième classe avec un diamètre médian $d_p[50\ \%] = 143\ \mu m$.

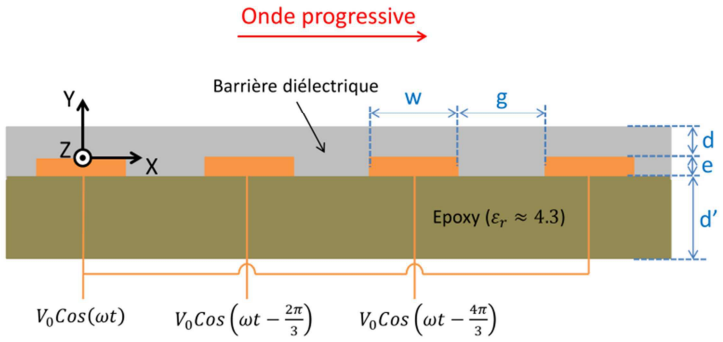


Figure II.24. Configuration étudiée avec barrière diélectrique. $w = g = 1$ mm, $e = 0{,}035$ mm, $d' = 1{,}5$ mm.

Les résultats de cette étude sont illustrés sur la Figure II.25. Pour les mêmes valeurs de la tension et de la fréquence, l'efficacité de déplacement des particules baisse lorsque l'épaisseur de la barrière augmente. Pour les cas sans barrière ou avec une barrière de 60 µm, une petite fraction des particules se déplace dans le sens inverse. Alors que, la quasi-totalité des particules se déplacent dans le sens direct avec des barrières de 120, 240 et 360 µm. Ce résultat sera interprété en détail dans la chapitre III.

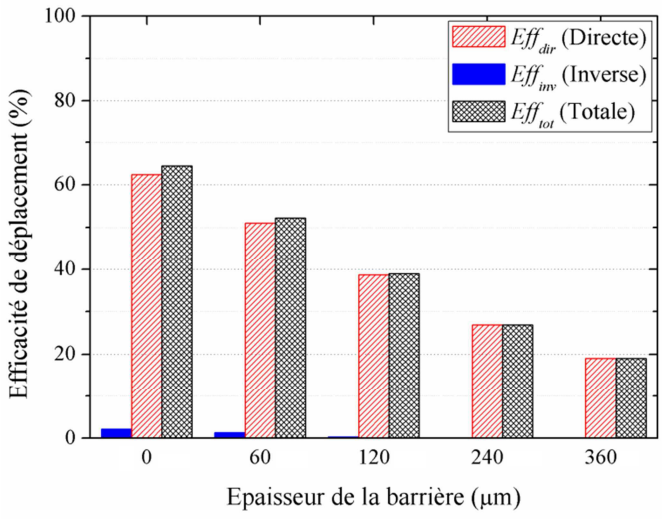


Figure II.25. Evolution de l'efficacité de déplacement des particules de PMMA en fonction de l'épaisseur de la barrière diélectrique pour la configuration triphasée. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $d_p[50\,\%] = 143$ µm, $T = 25 \pm 2$ °C, $HR = 40 - 50$ %.

II.3.7. Effet de l'humidité

Après avoir étudié l'effet des paramètres électriques, la taille des particules et la présence de la barrière diélectrique, l'effet de l'humidité relative est considéré dans cette section de l'étude. La Figure II.26 représente l'effet de l'humidité relative sur l'efficacité de déplacement total des particules. Les conditions de l'expérience sont : $V = 1000$ V et $d_p[50\,\%] = 120$ µm. Les résultats montrent que l'humidité affecte négativement le processus de déplacement des particules. Par exemple, une efficacité de 65 % a été obtenue à 43 % d'humidité, par contre elle est limitée à 50 % pour une humidité relative de 76 %. Nous pensons que l'humidité pourrait affecter le déplacement des particules de deux façons ; en

premier lieu, la présence de l'eau sur les différentes surfaces pourrait réduire la charge acquise par les particules en favorisant sa dissipation lors des contacts [167], en second lieu, l'humidité augmente les forces d'adhésion entre les particules et le convoyeur [159], [168].

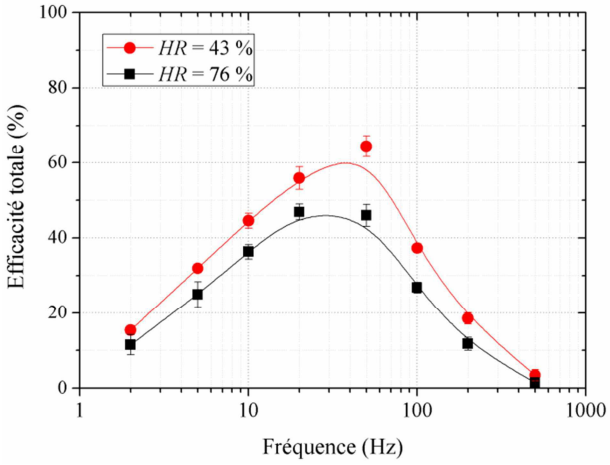


Figure II.26. Effet de l'humidité relative sur l'efficacité de déplacement des particules de PMMA pour la configuration triphasée. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $T = 25 \pm 2$ °C.

II.4. Synthèse du Chapitre II

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'efficacité du déplacement des particules diélectriques de taille micrométrique par champs électriques à ondes progressives et stationnaires. Le champ électrique est généré en alimentant des électrodes placées en parallèles sur une surface diélectrique avec des sources de tension polyphasées. Des particules sphériques de PMMA ont été utilisées dans cette étude, car les expériences préliminaires ont montré qu'elles se chargent mieux lorsqu'elles glissent sur la goulotte vibrante en acier. De plus, leur géométrie sphérique régulière minimise les erreurs de mesure et de classification des tailles. L'efficacité de déplacement des particules est évaluée en calculant le pourcentage de la masse des particules déplacées dans chaque direction par rapport à la masse totale des particules. Plusieurs paramètres influencent l'efficacité de déplacement des particules, les résultats peuvent se résumer comme suit:

- Quelle que soit la configuration, l'efficacité totale de déplacement des particules augmente avec la tension appliquée à cause de l'amélioration de la contribution de la force de Coulomb ; et diminue pour les grosses particules à cause de la contribution de la force gravitationnelle.
- L'efficacité totale de déplacement des particules passe par un maximum en fonction de la fréquence, quelle que soit la configuration.
- L'efficacité totale dans le cas d'une onde progressive est supérieure à celle d'une onde stationnaire. La configuration quadriphasée donne une meilleure efficacité par rapport à la configuration triphasée. La forme d'onde de tension carrée donne une meilleure efficacité par rapport à la forme d'onde sinusoïdale.

- Dans le cas d'une onde stationnaire, des efficacités de déplacement proches ont été obtenues dans les deux directions à cause de la symétrie de la configuration. Dans le cas d'une onde progressive, l'efficacité de déplacement a été dans la plupart des cas plus élevée dans le sens direct, donc la plupart des particules sont transporté dans la direction de propagation de l'onde progressive. Mais, dans certains cas, les particules sont transportées dans le sens inverse, notamment dans les cas de faible tension, grosses particules, et dans une certaine gamme de fréquence. Ce comportement est probablement lié aux harmoniques du potentiel électrique qui peuvent se déplacer dans le sens inverse.
- Contrairement à ce qu'on peut penser, changer la polarité de la charge des particules ne change pas la direction dominante du mouvement dans le cas d'une onde progressive. Ce résultat est très important car il montre que ce qui emmène les particules à se déplacer dans une direction c'est bien le sens de l'onde du potentiel électrique, et non pas la polarité de la charge.

CHAPITRE III

Etude analytique et numérique des ondes du potentiel électrique

Chapitre III.
Etudes analytique et numérique des ondes du potentiel électrique

Afin d'avoir une compréhension précise de certains comportements de particules observés expérimentalement, tels que la direction du mouvement des particules, il est inévitable de passer par une étude détaillée de la distribution spatio-temporelle du potentiel électrique au dessus de la surface des convoyeurs. Le but de ce chapitre est d'étudier la distribution du potentiel électrique non seulement dans le cas du convoyeur électrique à ondes progressives (COP), mais également dans le cas du convoyeur électrique à onde stationnaire (COS). Cette investigation consiste en une étude numérique et théorique dans laquelle la distribution du potentiel électrique et l'effet des ondes harmoniques sur le comportement des particules sont étudiés. L'influence des paramètres expérimentaux tels que la géométrie des électrodes, le nombre de phases et la présence d'une barrière diélectrique sur l'amplitude des ondes harmoniques est également étudiée. Cette étude permettra de clarifier l'effet des ondes harmoniques du potentiel électrique sur le processus de déplacement de particules.

Dans ce chapitre, nous commençons par décrire le modèle théorique de Masuda du potentiel électrique pour le convoyeur triphasé, et enchaînons avec la simulation numérique du potentiel électrique de la même configuration, afin de réaliser une étude comparative. Dans cette partie, nous extrairons les caractéristiques des ondes harmoniques qui se propagent au-dessus des électrodes. Les effets des différents paramètres expérimentaux sur ces harmoniques sont aussi analysés en détail. Ensuite, nous passons au convoyeur biphasé à ondes stationnaires, nous présentons les résultats de la simulation numérique dans ce cas ainsi que les effets des différents paramètres comme nous l'avons fait pour le cas triphasé. Nous terminerons ce chapitre par une discussion et des conclusions.

III.1. Etude du convoyeur à ondes progressives

L'avantage des modèles théoriques, en plus de leur coût de calcul très faible, c'est qu'ils permettent d'avoir une formule approchée des potentiels et des champs électriques à n'importe quel moment et à n'importe quel point de l'espace. Cette formule peut être intégrée facilement dans des codes pour calculer les forces et les trajectoires des particules. Masuda a été le premier à développer un modèle théorique et à éclaircir l'effet des harmoniques spatiaux sur la trajectoire des particules [19], [22] dans un convoyeur à 3 phases. Il a analysé les ondes du potentiel électrique en développant un modèle analytique simple et efficace. En se basant sur ces travaux, Melcher *et al*. [156]–[158] a mené des études théoriques plus

poussées sur un système à 6 phases. Ils se sont intéressés aux différents modes de mouvement des particules en fonction des paramètres expérimentaux. Ils ont rapporté que les particules peuvent être transportées selon différents modes de mouvements en fonction de la fréquence des signaux de tension appliquées. Les mêmes interprétations ont été données par Machowski *et al*., basées sur un modèle différent [155], [170], [171]. D'autres modèles ont été développés pour d'autres cas, comme celui de Horenstein [160]. Dans ce chapitre, nous allons étudier les ondes du potentiel numériquement, en rapport avec le modèle théorique de Masuda. Puis, nous développerons des modèles pour le cas du convoyeur à onde progressive avec plus de 3 phases ainsi que pour le cas du convoyeur à onde stationnaire avec 2 phases.

III.1.1. Modèle analytique du potentiel électrique

Le but de cette partie est d'illustrer le principe de déplacement des particules dans deux directions à travers un modèle théorique des ondes du potentiel électrique au-dessus de la surface d'un COP à 3 phases, en partant du cas représenté schématiquement sur la Figure III.1. Le schéma montre la vue en coupe transversale d'une série d'électrodes, symétriques dans la direction z, de sorte que le champ électrique est idéalement à deux dimensions.

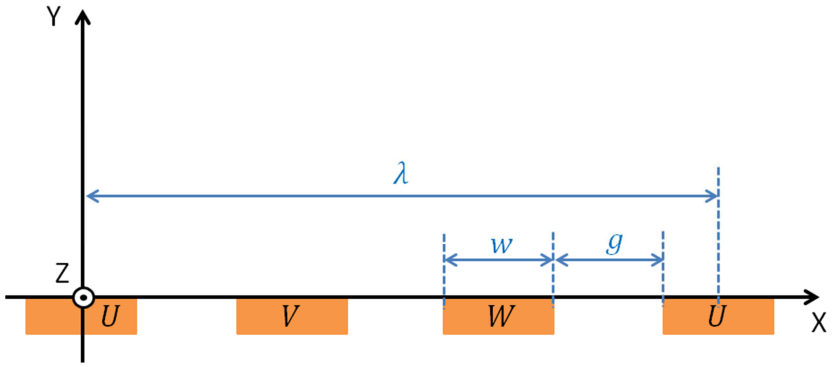


Figure III.1. Vue en coupe d'un convoyeur à ondes progressives triphasé.

Les électrodes désignées par U, V, W sur la figure sont connectées, respectivement, aux phases $V1$, $V2$, $V3$ de l'alimentation haute tension triphasée. La surface des électrodes est considérée ici au même niveau que la surface de la partie isolante. Cela veut dire que l'épaisseur des électrodes est considérée négligeable. Les trois tensions appliquées sont données par :

$$V1 = V_0 \cos(\omega t) \tag{III.1}$$

$$V2 = V_0 \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{3}\right) \tag{III.2}$$

$$V3 = V_0 \cos\left(\omega t - \frac{4\pi}{3}\right) \tag{III.3}$$

Le potentiel électrique au-dessus de la surface (région $y > 0$) peut être obtenu par la superposition des potentiels électriques des trois phases :

$$V(x,y,t) = V_0\left[f(x,y)\cos(\omega t) + f\left(x-\frac{\lambda}{3},y\right)\cos\left(\omega t-\frac{2\pi}{3}\right) + f\left(x-\frac{2\lambda}{3},y\right)\cos\left(\omega t-\frac{4\pi}{3}\right)\right] \quad \text{(III.4)}$$

où $f(x,y)$ est le potentiel lorsque une tension unitaire est appliquée aux électrodes de la phase U tout en mettant les autres électrodes à la masse, et V_0 est la valeur crête de la tension triphasée équilibrée appliquée. λ est la période géométrique, qui dépend du nombre de phases, la largeur des électrodes w et le gap entre eux g. Dans le cas du convoyeur triphasé :

$$\lambda = 3(w+g) \quad \text{(III.5)}$$

Nous définissons aussi la fréquence géométrique donnée par la relation :

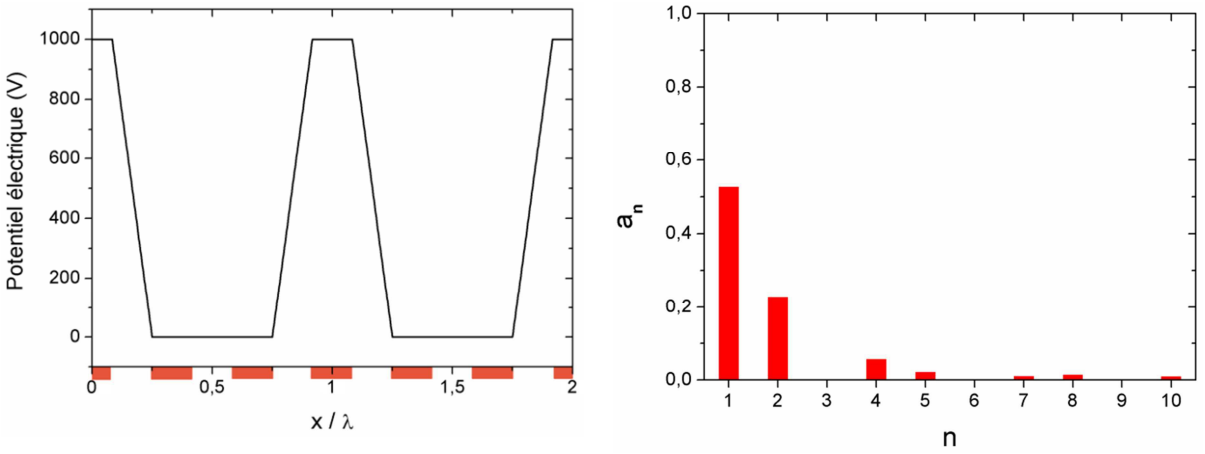
$$\phi = \frac{1}{\lambda} \quad \text{(III.6)}$$

En fait, pour la configuration montrée sur la Figure III.1, $f(x,0)$ n'est donnée explicitement que sur les électrodes, étant égal à l'unité sur les électrodes U et à zéro sur les électrodes V et W. Dans l'espace inter-électrodes, $f(x,0)$ est implicite, c'est-à-dire qu'elle doit être calculée. La valeur réelle du potentiel dans cette région dépend de plusieurs paramètres comme la résistivité du milieu au-dessus des électrodes (l'air dans ce cas), ainsi que la résistivité du matériau isolant inter-électrodes. Celles-ci peuvent être affectées par la densité de charges d'espace du milieu ou même par la contamination des électrodes et / ou de la surface du substrat [22]. Dans cette étude, on considère les densités de charge d'espace et de surface négligeables. On suppose aussi que l'évolution du potentiel dans l'espace inter-électrodes est linéaire, comme illustré sur la Figure III.2. Comme $f(x,y)$ est une solution de l'équation de Laplace, et que la distribution est périodique dans la direction de l'axe des x avec une période λ, alors $f(x,y)$ peut être déterminée à n'importe quel point de l'espace pour $y > 0$. Si la condition aux limites à $y = 0$ est donnée par la série de Fourier par l'équation :

$$f(x,0) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \cos\left(n\frac{2\pi}{\lambda}x\right) \quad \text{(III.7)}$$

alors $f(x,y)$ dans $y > 0$ devient :

$$f(x,y) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n e^{-n\frac{2\pi}{\lambda}y}\cos\left(n\frac{2\pi}{\lambda}x\right) \quad \text{(III.8)}$$



(a) (b)

Figure III.2. (a) Profil du potentiel théorique lorsque la première électrode est mise sous tension et les deux autres sont connectées à la masse. (b) Coefficients de Fourier correspondants. Conditions : $V = 1000$ V, $w = g$.

Pour ce cas de figure, la largeur de l'électrode est considérée égale au gap inter-électrodes. En développant la forme d'onde en série de Fourier, nous obtenons le spectre représenté sur la Figure III.2.b. Cette figure montre que a_1 est environ deux fois plus grand que a_2 dans ce cas ($a_1 = 0{,}5266$ et $a_2 = 0{,}2279$) et que les autres composantes sont très faibles, voir négligeables par rapport aux deux premières. Par conséquent, en prenant les première et deuxième composantes de l'équation (III.8), nous obtenons :

$$f(x,y) = a_1 e^{-\frac{2\pi}{\lambda}y}\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x\right) + a_2 e^{-\frac{4\pi}{\lambda}y}\cos\left(\frac{4\pi}{\lambda}x\right) \tag{III.9}$$

En remplaçant cette équation dans (III.4),

$$\begin{aligned} V(x,y,t) = V_0 \Bigg[& \left(a_1 e^{-\frac{2\pi}{\lambda}y}\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x\right) + a_2 e^{-\frac{4\pi}{\lambda}y}\cos\left(\frac{4\pi}{\lambda}x\right)\right)\cos(\omega t) \\ & + \left(a_1 e^{-\frac{2\pi}{\lambda}y}\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x - \frac{2\pi}{3}\right)\right. \\ & \left. + a_2 e^{-\frac{4\pi}{\lambda}y}\cos\left(\frac{4\pi}{\lambda}x - \frac{4\pi}{3}\right)\right)\cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{3}\right) \\ & + \left(a_1 e^{-\frac{2\pi}{\lambda}y}\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x - \frac{4\pi}{3}\right)\right. \\ & \left. + a_2 e^{-\frac{4\pi}{\lambda}y}\cos\left(\frac{4\pi}{\lambda}x - \frac{8\pi}{3}\right)\right)\cos\left(\omega t - \frac{4\pi}{3}\right)\Bigg] \end{aligned} \tag{III.10}$$

En développant l'équation précédente, la formule du potentiel électrique sera la suivante :

$$V(x,y,t) \approx V_0\left[\frac{3}{2}a_1 e^{-\frac{2\pi}{\lambda}y}\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x - \omega t\right) + \frac{3}{2}a_2 e^{-\frac{4\pi}{\lambda}y}\cos\left(\frac{4\pi}{\lambda}x + \omega t\right)\right] \tag{III.11}$$

A partir de cette équation, nous pouvons tirer les deux composantes du champ électrique E_x, et E_y en résolvant l'équation $E = -\nabla V$:

$$E_x(x,y,t) \approx V_0\left[\frac{3\pi}{\lambda}a_1 e^{-\frac{2\pi}{\lambda}y}\sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}x-\omega t\right)+\frac{6\pi}{\lambda}a_2 e^{-\frac{4\pi}{\lambda}y}\sin\left(\frac{4\pi}{\lambda}x+\omega t\right)\right] \quad \text{(III.12)}$$

$$E_y(x,y,t) \approx V_0\left[\frac{3\pi}{\lambda}a_1 e^{-\frac{2\pi}{\lambda}y}\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x-\omega t\right)+\frac{6\pi}{\lambda}a_2 e^{-\frac{4\pi}{\lambda}y}\cos\left(\frac{4\pi}{\lambda}x+\omega t\right)\right] \quad \text{(III.13)}$$

Les équations (III.12) et (III.13) indiquent que le champ induit est constitué de deux composantes dominantes, une se propage dans le sens positif (ou sens de la succession des phases) et l'autre dans le sens négatif. Dans un point fixe de coordonnées(x, y), le champ électrique est donné par la superposition de deux composantes, une tourne dans le sens positif (sens antihoraire) et l'autre dans le sens négatif (sens horaire), les deux tournent avec la vitesse angulaire ω.

Dans la section suivante, la même approche est adoptée mais les ondes du potentiel électrique sont calculées numériquement en utilisant un logiciel commercial basé sur la méthode des éléments finis. Les détails de notre simulation sont présentés avant d'exposer les résultats de la comparaison entre les modèles analytique et numérique pour deux types de convoyeur (à 3 phases puis à 2 phases).

III.1.2. Simulation numérique du potentiel électrique

L'objectif de cette partie est d'étudier le potentiel électrique et les ondes harmoniques afin de comprendre leur impact sur le déplacement des particules. Cette simulation a été réalisée en utilisant la méthode des éléments finis (FEM) à l'aide du logiciel commercial COMSOL Multiphysics®. La Figure III.3 représente les conditions aux limites fixées dans cette simulation pour laquelle la densité de charge d'espace est négligée et l'équation de Laplace est résolue :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 V}{\partial y^2}=0, \quad 0 \le x \le 2\lambda, \quad 0 \le y \le \infty \quad \text{(III.14)}$$

Les conditions aux limites sur les électrodes sont données par la condition de type Dirichlet $V = V1$, $V2$ et $V3$ pour les électrodes U, V et W, respectivement. Par contre, des conditions de Neumann sont fixées sur les limites de l'espace en direction de l'axe des y. Une condition périodique a été fixée sur les limites de l'axe des x, ce qui fait qu'à un instant donné t :

$$V(0,y) = V(i\lambda,y) \quad \text{(III.15)}$$

Dans cette étude, la simulation a été faite pour deux périodes géométriques, donc $i = 2$. Une condition de continuité sur l'interface entre le substrat diélectrique et l'air a été fixée de sorte que :

$$\varepsilon_0 \frac{\partial V_{air}}{\partial y} - \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial V_{epoxy}}{\partial y} = 0 \qquad \text{(III.16)}$$

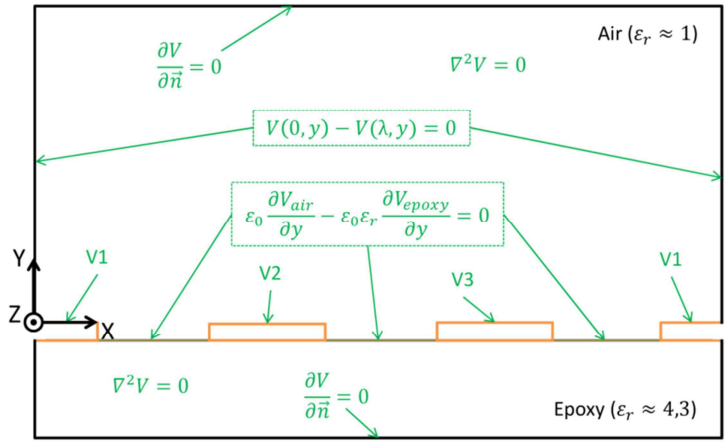


Figure III.3. Illustration du domaine de simulation pour quatre électrodes successives avec les conditions aux limites correspondantes.

La Figure III.4 illustre la répartition typique en 2D du potentiel électrique dans l'espace à l'instant $t = 0$ s. L'amplitude du potentiel électrique est indiquée par la barre d'échelle en couleur sur le côté droit. Le potentiel électrique au niveau des électrodes est de 1000 V, -500 V et -500 V sur les électrodes U, V et W, respectivement.

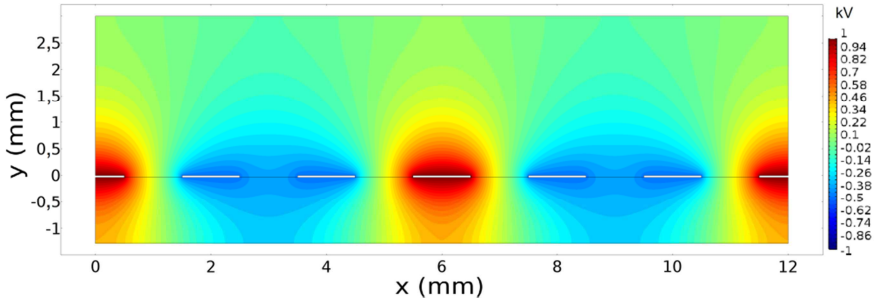


Figure III.4. Distribution du potentiel typique en 2D obtenue par simulation à l'instant $t = 0$ s. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 6$ mm.

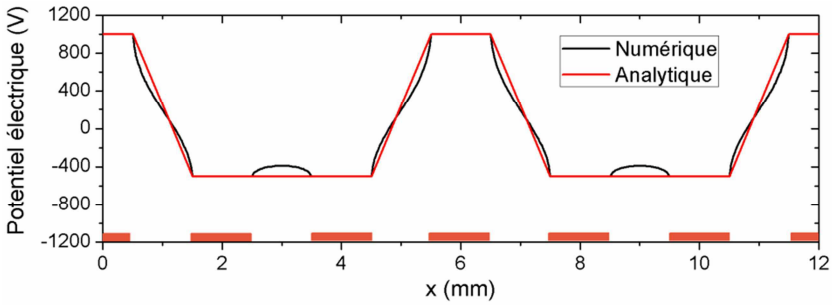


Figure III.5. Profils analytique et numérique du potentiel électrique suivant l'axe des abscisses $V(x)$ à l'instant $t = 0$ s. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 6$ mm.

La forme d'onde du potentiel électrique au dessus de la surface des électrodes est représentée sur la Figure III.5. La courbe présente une variation périodique en fonction de x et de la période géométrique est donnée par $\lambda = w + g = 6$ mm. Elle montre qu'il y a une différence entre cette simulation numérique et le modèle analytique au niveau de l'espace

inter-électrodes. En réalité, la variation du potentiel n'est pas linéaire dans le gap, comme nous l'avons déjà mentionné dans la partie précédente. Mais, cette approximation a été nécessaire dans le modèle analytique pour des raisons de simplification. En utilisant la transformation de Fourier rapide (FFT) à l'aide d'un script développé sous Matlab®, la forme d'onde du potentiel électrique $V(x,y)$ à un instant donné peut être décomposée en multiples harmoniques. Ces harmoniques sont dûs à la déformation de l'onde du potentiel électrique causée par la forme réclangulaire des électrodes. La Figure III.6 représente les dix premiers coefficients de Fourier (K_n) pour la fonction du potentiel électrique $(V(x,y)/V_0)$ au dessus de la surface des électrodes. Pour ce cas de figure, les harmoniques les plus importants sont le fondamental avec une valeur de $0{,}670$ et le deuxième harmonique avec une valeur de $0{,}264$. Les amplitudes des autres harmoniques sont très faibles et leur effet peut être négligé (pour $n = 3:10,\ K_n < 7{,}5\,\%\,K_1$). Ce résultat signifie que le potentiel électrique peut etre décomposé en deux ondes qui se propagent dans deux directions différentes :

$$V(x,y,t) \approx W_{dir} + W_{inv} = A_{dir}(y).\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x - \omega t\right) + A_{inv}(y).\cos\left(\frac{4\pi}{\lambda}x + \omega t\right) \quad \text{(III.17)}$$

$$\text{avec} \begin{cases} A_{dir}(y) = V_0.K_1(y) \\ A_{inv}(y) = V_0.K_2(y) \end{cases} \quad \text{(III.18)}$$

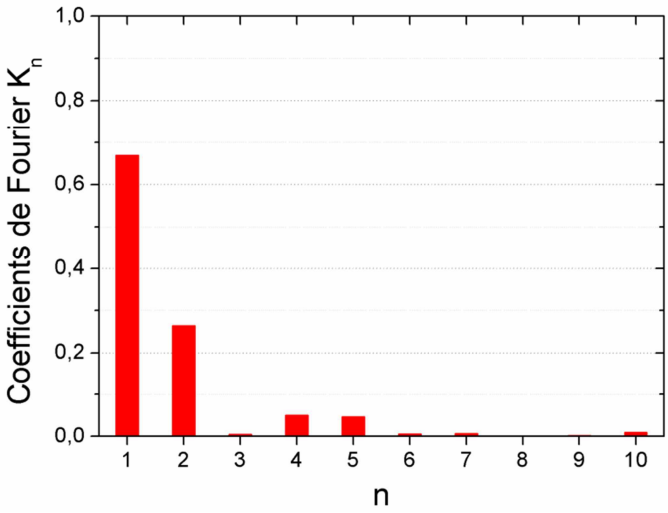


Figure III.6. Les dix premiers coefficients de Fourier ($n = 1:10$) du profil du potentiel électrique obtenus par simulation sur la surface des électrodes. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $y = 0$ mm.

Ce résultat est en accord avec les résultats expérimentaux discutés précédemment. Dans un convoyeur à ondes progressives, les résultats expérimentaux nous ont montré que la plupart des particules se sont déplacées dans le sens direct, mais qu'une petite quantité s'est déplacée dans le sens inverse, probablement en raison de la deuxième onde.

Afin de bien voir la propagation des deux ondes en fonction du temps, nous avons tracé sur la Figure III.7 les distributions spatiales du potentiel électrique en 2D aux instants $t = 0$,

$T/6$, $T/4$, $T/3$ et $T/2$, de haut en bas respectivement. Dans cette simulation, la valeur de la fréquence est fixée à 50 Hz.

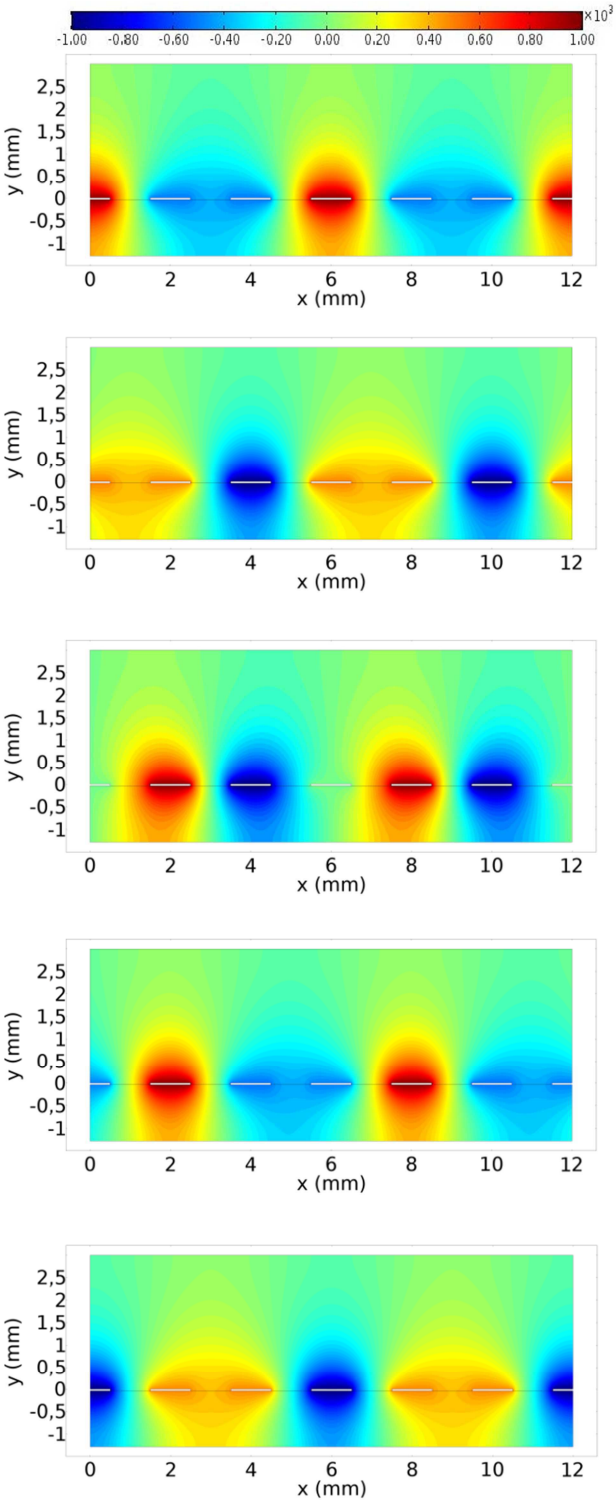


Figure III.7. Distribution du potentiel électrique pour les instants $t = 0, T/6, T/4, T/3$ et $T/2$. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 6$ mm.

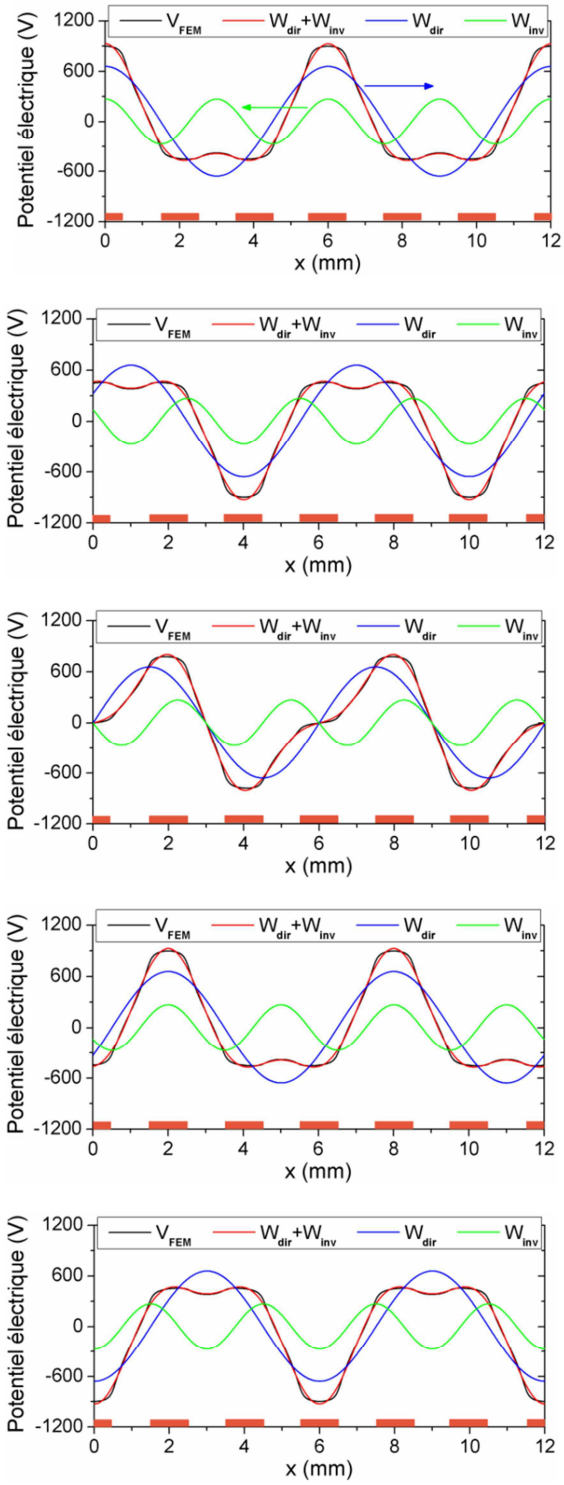


Figure III.8. Profils du potentiel électrique numérique total (V_{FEM}) et ses deux composantes harmoniques directe (W_{dir}) et inverse (W_{inv}) pour les instants $t = 0, T/6, T/4, T/3$ et $T/2$. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 6$ mm et $y = 0{,}1$ mm.

En passant de $t = 0$ s à $t = T/2$, les valeurs extrêmes du potentiel électrique (zone rouge) se déplacent de la gauche vers la droite (sens de la succession des phases). Par exemple, la première électrode ($x = 0$) porte la tension maximale à l'instant $t = 0$, alors qu'à l'instant $T/3$ c'est la deuxième électrode ($x = 2$ mm) qui a la tension positive la plus élevée. Par ailleurs, nous avons tracé les formes d'ondes du potentiel électrique en fonction de la position x pour $y = 0{,}1$ mm aux instants $t = 0$, $T/6$, $T/4$, $T/3$ et $T/2$. Les résultats sont présentés sur la Figure III.8 ; la forme d'onde du potentiel électrique obtenue par simulation numérique FEM (V_{FEM}) est illustrée en ligne noire, et la forme d'onde du potentiel électrique donnée par l'équation (III.17) en ligne rouge ($W_{dir} + W_{inv}$). Cette onde est la somme des deux ondes du potentiel électrique W_{dir} et W_{inv} représentées en lignes verte et bleue, respectivement.

La distribution du potentiel électrique obtenue en ne considérant que les harmoniques les plus importants (harmoniques n°1 et 2) est proche de celle obtenue par simulation FEM. En fonction du temps, les deux ondes se propagent dans des directions opposées. En proche surface, l'amplitude de l'onde directe est environ deux fois supérieure à celle de l'onde inverse ; par ailleurs, sa longueur d'onde est deux fois celle de l'onde inverse.

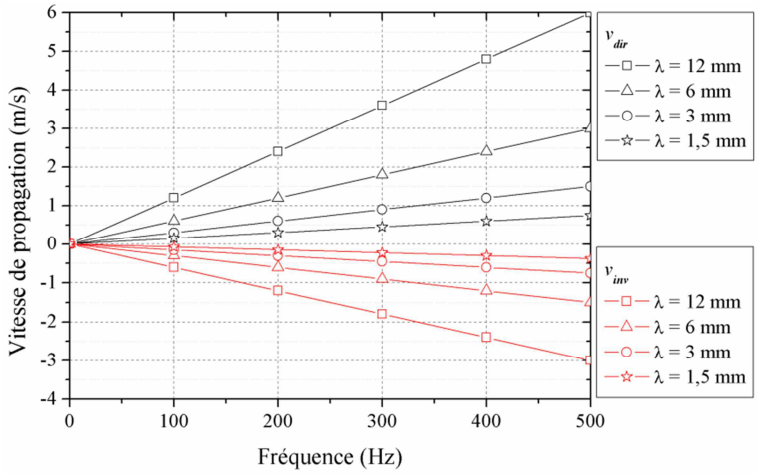


Figure III.9. Vitesse de propagation des ondes directe et inverse en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de λ.

La Figure III.9 représente l'évolution de la vitesse de propagation des deux ondes en fonction de la fréquence et de la période géométrique. Sur cette figure, les valeurs négatives signifient que l'onde se déplace dans le sens inverse. Pour les mêmes valeurs de fréquence f et de période géométrique λ, la valeur de la vitesse de propagation de l'onde directe est deux fois supérieure à celle de l'onde inverse. Les vitesses de propagation des deux ondes directe v_{dir} et inverse v_{inv} sont données respectivement par les relations :

$$v_{dir} = f.\lambda_{dir} = f.\lambda \qquad \text{(III.19)}$$

$$v_{inv} = -f.\lambda_{inv} = -f.\frac{\lambda}{2} \qquad \text{(III.20)}$$

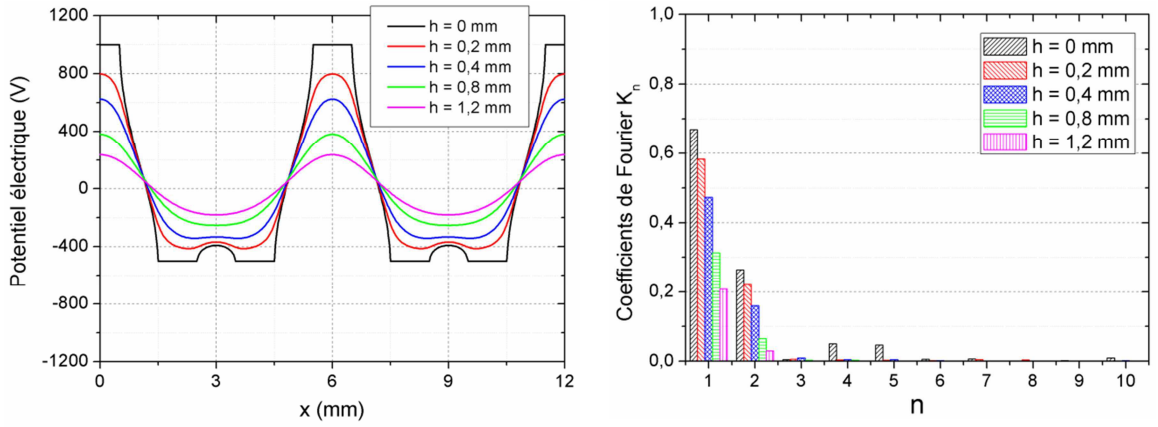
avec, λ_{dir} et λ_{inv} sont les longueurs d'ondes directe et inverse respectivement. Les fréquences géométriques des ondes directe et inverse seront respectivement :

$$\phi_{dir} = \frac{1}{\lambda_{dir}} = \frac{1}{\lambda} \quad \text{(III.21)}$$

$$\phi_{inv} = \frac{1}{\lambda_{inv}} = \frac{2}{\lambda} \quad \text{(III.22)}$$

III.1.3. Etude des harmoniques

Dans cette section, nous analysons l'amplitude des harmoniques spatiaux en fonction de différents paramètres tels que la hauteur de lévitation des particules (h), le rapport largeur des électrodes / gap, le nombre de phases des tensions appliquées et la permittivité de la barrière diélectrique dans le cas d'un convoyeur polyphasé encapsulé. Cette étude est importante car elle permet d'optimiser la configuration du convoyeur en minimisant l'amplitude de l'onde inverse par rapport à l'onde directe.



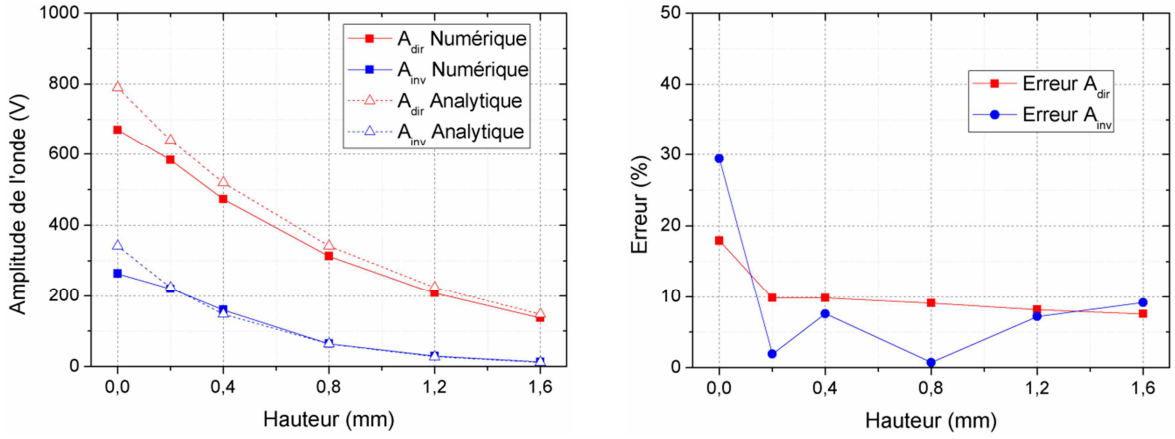
(a) (b)

Figure III.10. (a) Profils du potentiel électrique obtenus par simulation numérique en fonction de la hauteur au-dessus des électrodes. (b) Coefficients de Fourier correspondants aux différents profils. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 6$ mm.

La Figure III.10 illustre les profils du potentiel électrique pour différentes hauteurs au-dessus des électrodes et les dix premiers coefficients de Fourier correspondants. La forme d'onde du potentiel apparait quasi-sinusoïdale loin de la surface puis elle se déforme lorsqu'on s'approche des électrodes à cause de leur géométrie rectangulaire. Au niveau des harmoniques, nous insistons sur le fait que la contribution des harmoniques d'ordre supérieur à 2 est très faible et que les amplitudes des harmoniques baissent lorsqu'on s'éloigne de la surface. La Figure III.11(a) représente l'évolution des amplitudes des deux ondes directe et inverse en fonction de la hauteur. Cela montre que les amplitudes des deux ondes diminuent en s'éloignant de la surface, et que les résultats analytiques sont en très bon accord avec les résultats de la simulation numérique. Afin d'examiner l'exactitude des solutions analytiques, nous avons calculé l'erreur entre les deux méthodes comme suit :

$$Erreur = \frac{|Valeur\ numérique - Valeur\ analytique|}{Valeur\ numérique} \times 100\ \% \qquad \text{(III.23)}$$

L'évolution de l'erreur pour plusieurs hauteurs différentes est représentée sur la Figure III.11(b).



(a) (b)

Figure III.11. (a) Evolution des amplitudes des deux ondes directe et inverse en fonction de la hauteur par rapport à la surface, et comparaison entre les résultats analytiques et numériques. (b) Erreur entre les amplitudes obtenues par modèle analytique par rapport à ceux obtenues par simulation numérique. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 6$ mm.

La valeur maximum de l'erreur a été obtenue sur les électrodes avec 29,42 % pour A_{dir} et 17,94 % pour A_{inv}. Ceci peut être expliqué par l'hypothèse du modèle analytique qui néglige l'épaisseur des électrodes, en les supposant parfaitement alignées avec la surface. Pour les autres hauteurs étudiées, l'erreur ne dépasse pas 10 % pour les deux ondes directe et inverse.

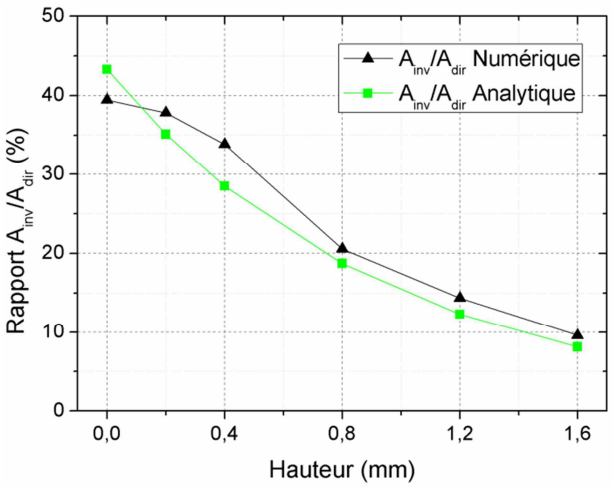


Figure III.12. Evolution du rapport A_{inv}/A_{dir} en fonction de la hauteur par rapport à la surface des électrodes. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 6$ mm.

Le rapport de l'amplitude de l'onde inverse par rapport à l'onde directe a été également étudié et les résultats sont représentés sur la Figure III.12. En s'éloignant de la surface, le rapport diminue, par exemple, $A_{inv}/A_{dir} \approx 39{,}44\ \%$ pour $h = 0$ mm et environ 9,59 % pour $h = 1{,}6$ mm. Cela signifie que l'impact de l'onde harmonique d'ordre deux,

responsable du transport des particules dans la direction opposée, devient de plus en plus négligeable loin de la surface par rapport à l'onde directe. Par conséquent, la hauteur de lévitation des particules a un effet significatif sur la direction de leur mouvement. Près de la surface, les particules sont soumises à une onde inverse plus importante en termes d'amplitude, elles sont donc plus susceptibles d'être déplacées dans le sens inverse. Loin de la surface, les particules vont être principalement soumises à l'onde directe ce qui favorise leur déplacement dans le sens direct.

III.1.3.1. Effet de la présence de la barrière diélectrique

Dans cette étude, nous avons également étudié l'effet de la présence d'une barrière diélectrique au-dessus de la surface, sur l'amplitude des ondes du potentiel électrique. La configuration est illustrée sur la Figure III.13. La barrière diélectrique a une épaisseur de 100 µm. Les valeurs des harmoniques sont calculées sur la surface de la barrière diélectrique.

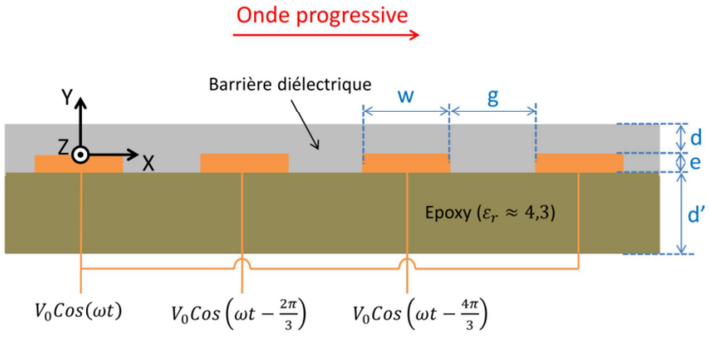
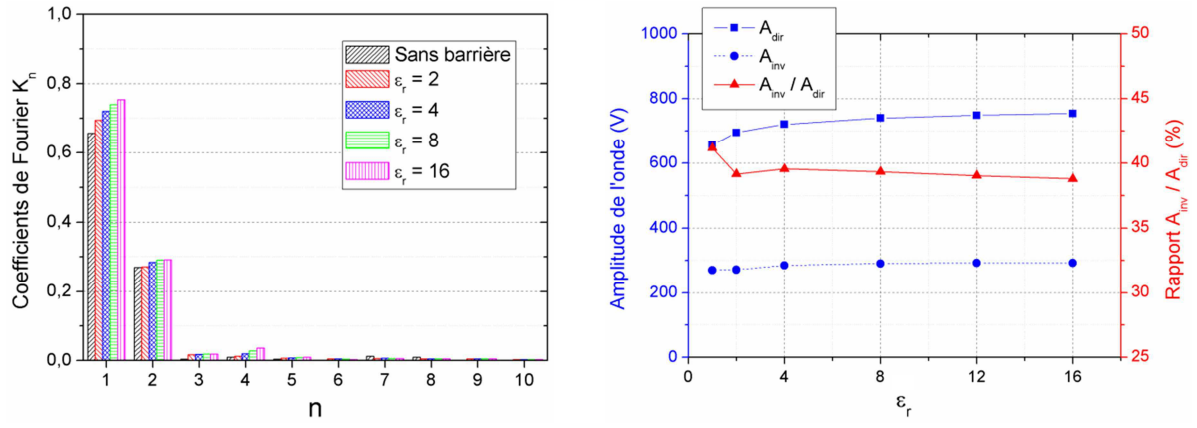


Figure III.13. Configuration étudiée avec barrière diélectrique. $w = g = 1$ mm, $e = 0{,}035$ mm, $d' = 1{,}5$ mm, $d = 0{,}1$ mm.

Les résultats, illustrés sur la Figure III.14, présentent les dix premiers coefficients de Fourier pour différentes valeurs de la constante diélectrique de la barrière, ainsi que l'effet de celle-ci sur les amplitudes des ondes directe et inverse.



(a) (b)

Figure III.14. (a) Les dix premiers coefficients de Fourier pour différentes valeurs de constantes diélectriques de la barrière isolante. (b) Variation des amplitudes des ondes directes et inverses et le rapport entre eux en fonction de la constante diélectrique de la barrière isolante. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 6$ mm et $y = 0{,}1$ mm.

Les résultats ont été obtenus pour les mêmes valeurs de la hauteur $h = d = 100$ µm et de λ. Les résultats montrent que les amplitudes des ondes directe et inverse augmentent légèrement avec la constante diélectrique de la barrière diélectrique. Cependant, le rapport A_{inv}/A_{dir} varie différemment ; la plus haute valeur a été obtenue pour le cas sans barrière avec une valeur $A_{inv}/A_{dir} = 41{,}16$ %. Le rapport diminue légèrement lorsqu'on ajoute une barrière pour atteindre une valeur de 38,78 % pour $\varepsilon_r = 16$. Bien qu'il n'y a pas un écart flagrant entre les deux valeurs extrêmes obtenues avec et sans barrière, nous recommandons quand même l'ajout d'une barrière diélectrique au-dessus de la surface, car cela assure plus de sécurité en limitant le champ électrique autour des pointes. Cela permet aussi de lisser la surface sans trop affecter l'amplitude des ondes.

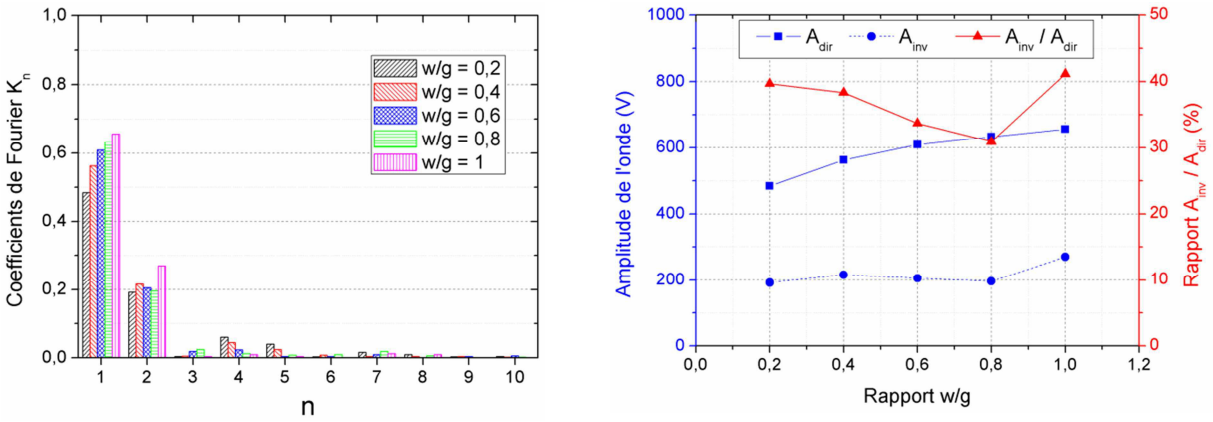
III.1.3.2. Effet du rapport w/g

Dans cette partie, l'effet du rapport largeur des électrodes / gap (w/g) sera étudié. Les valeurs prises dans cette étude sont présentées dans le Tableau III.1. Les valeurs de w et g ont été choisis en gardant la même valeur de la période géométrique $\lambda = 3(\mathrm{w} + \mathrm{g}) = 6$ mm. L'objectif est de déterminer la valeur du rapport w/g pour laquelle le rapport entre les amplitudes des ondes directe et inverse A_{inv}/A_{dir} est minimum. Dans certaines applications comme le dépoussiérage, un rapport w/g faible est recommandé pour ne pas affecter la transmission de la lumière, nous souhaitons donc savoir si la diminution de la largeur de l'électrode et en même temps l'augmentation du gap affectent considérablement les amplitudes des ondes directe et inverse du potentiel électrique.

Tableau III.1. Liste des valeurs w/g étudiées.

w/g	w (mm)	g (mm)	$w+g$ (mm)
0,2	0,37	1,67	2
0,4	0,57	1,43	2
0,6	0,75	1,25	2
0,8	0,89	1,11	2
1	1	1	2

La Figure III.15. illustre l'effet du rapport w/g sur les 10 premiers harmoniques, sur les amplitudes des deux ondes directe et inverse, ainsi que sur le rapport A_{inv}/A_{dir}. L'amplitude de l'onde directe augmente avec l'augmentation du rapport w/g contrairement à celle de l'onde inverse qui n'a pas une tendance claire. Nous rappelons que la tension appliquée est maintenue à 1000 V et que l'augmentation du rapport w/g se traduit par une diminution du gap g. En ce qui concerne le rapport de l'amplitude de l'onde inverse par rapport à l'onde directe A_{inv}/A_{dir}, il apparaît qu'il atteint la plus faible valeur d'environ 30 % pour $w/g = 0{,}8$. Par conséquent, cette valeur est recommandée si nous voulions que la contribution de l'onde inverse soit minimale.



(a) (b)

Figure III.15. (a) Les dix premiers coefficients de Fourier pour différentes valeurs du rapport w/g. (b) Variation des amplitudes des ondes directe et inverses et le rapport entre eux en fonction du rapport w/g. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 6$ mm et $y = 0{,}1$ mm.

III.1.3.3. Effet de la géométrie des électrodes

Un autre paramètre qui peut influencer les amplitudes des ondes, c'est la géométrie des électrodes. Dans cette partie, nous avons étudié trois géométries différentes : forme rectangulaire, triangulaire et arrondie. Les trois configurations sont présentées sur la Figure III.16.

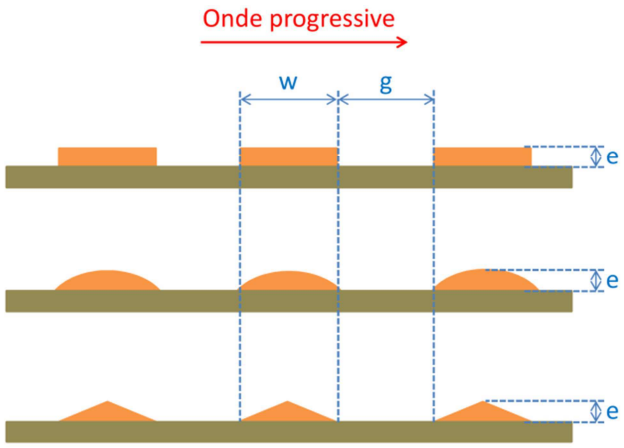
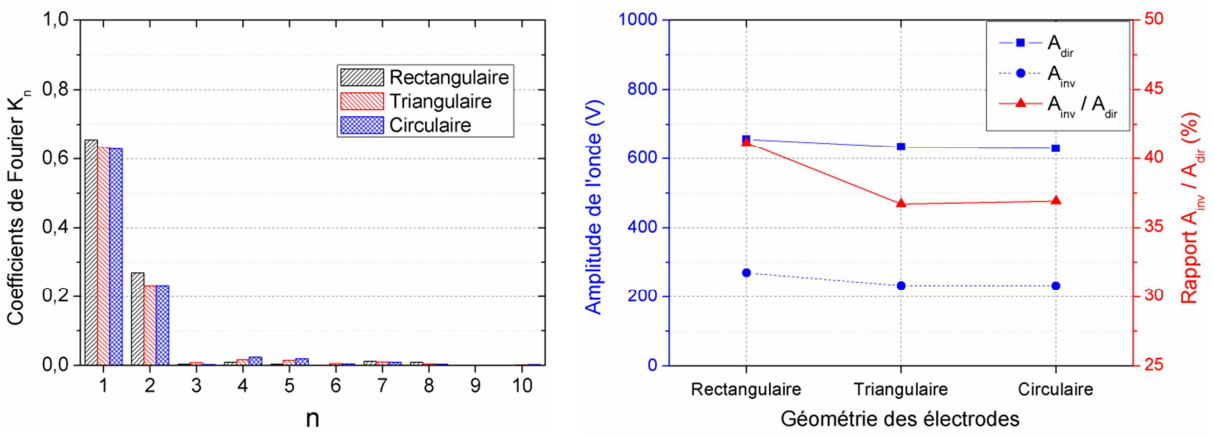


Figure III.16. Illustration des différentes géométries des électrodes étudiées.

Les effets de ces géométries sur les amplitudes des ondes sont illustrés sur la Figure III.17. Pour les deux ondes, les amplitudes les plus élevées ont été obtenues avec la configuration rectangulaire. La différence entre les amplitudes pour les trois configurations n'est pas flagrante, mais le cas le plus défavorable est celui de la géométrie rectangulaire, car cela donne le rapport A_{inv}/A_{dir} le plus élevé.

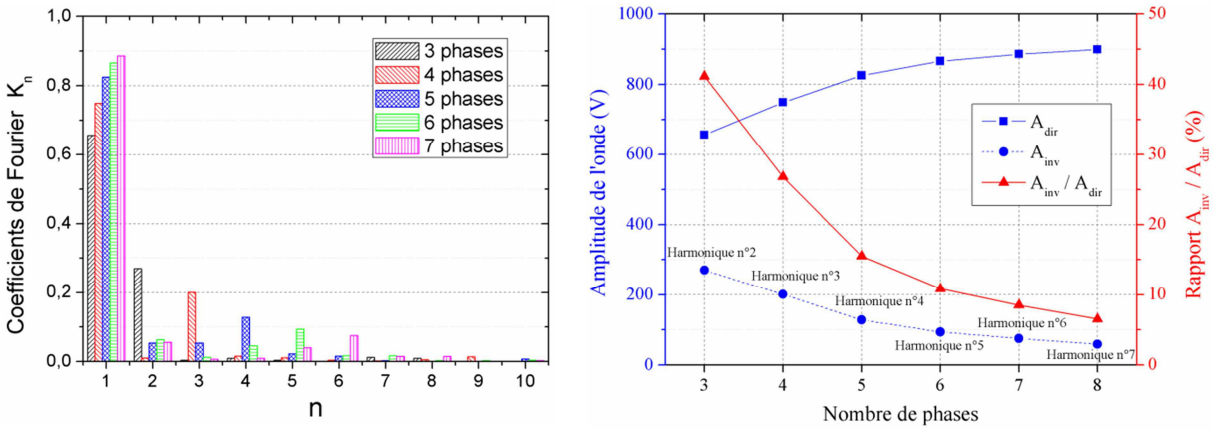


(a) (b)

Figure III.17. (a) Les dix premiers coefficients de Fourier pour différentes géométries des électrodes. (b) Variation des amplitudes des ondes directes et inverses et le rapport entre eux en fonction de la géométrie des électrodes. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 6$ mm et $y = 0{,}1$ mm.

III.1.3.4. Effet du nombre de phases

L'amplitude des harmoniques spatiaux peut également être contrôlée en augmentant le nombre de phases du système des tensions appliquées. La Figure III.18 illustre l'effet du nombre de phases sur les amplitudes des harmoniques spatiaux et le rapport entre celles-ci.



(a) (b)

Figure III.18. (a) Variation des dix premiers coefficients de Fourier en fonction du nombre de phases. (b) Variation des amplitudes des ondes directe et inverses et le rapport entre celles-ci en fonction du nombre de phases. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, et $y = 0{,}1$ mm.

Lorsque nous augmentons le nombre de phases, l'amplitude de l'onde directe (harmonique $n = 1$) augmente et celle de l'onde inverse diminue. Par conséquent, la contribution de l'onde inverse peut être réduite en ajoutant plus de phases aux tensions appliquées. Par ailleurs, en augmentant le nombre de phases, la fréquence géométrique de l'onde inverse ϕ_{inv} augmente. En triphasé par exemple, l'harmonique d'ordre 2 qui a une fréquence géométrique $\phi_{inv} = 2/\lambda$ est le plus important; alors qu'en penta-phasé, c'est l'harmonique d'ordre 4 (fréquence géométrique de $\phi_{inv} = 4/\lambda$) qui est le plus important par rapport aux autres harmoniques d'ordre supérieur à 1. Dans le cas des configurations à 3, 4,

5, 6, 7, 8 phases, l'onde inverse dominante correspond aux nombres d'harmoniques 2, 3, 4, 5, 6 et 7, respectivement. Cette augmentation de la fréquence géométrique de l'onde inverse signifie que sa longueur d'onde et sa vitesse de propagation dans l'axe des x diminuent. Cela se montre clairement sur la Figure III.19 qui représente l'évolution des vitesses de propagation des deux ondes directe et inverse en fonction de la fréquence pour différentes nombres de phases en gardant les mêmes conditions pour la largeur des électrodes et le gap. Les vitesses de propagation des ondes directe et inverse en fonction du nombre de phases m sont données par:

$$v_{dir}(m) = f.\lambda_{dir}(m) = f.\lambda(m) \quad \text{(III.24)}$$

$$v_{inv}(m) = -f.\lambda_{inv}(m) = -f.\frac{\lambda(m)}{m-1} \quad \text{(III.25)}$$

La période géométrique en fonction du nombre de phases est donnée par l'équation :

$$\lambda(m) = m.(w+g) \quad \text{(III.26)}$$

avec, w et g la largeur des électrodes et la distance entre eux respectivement.

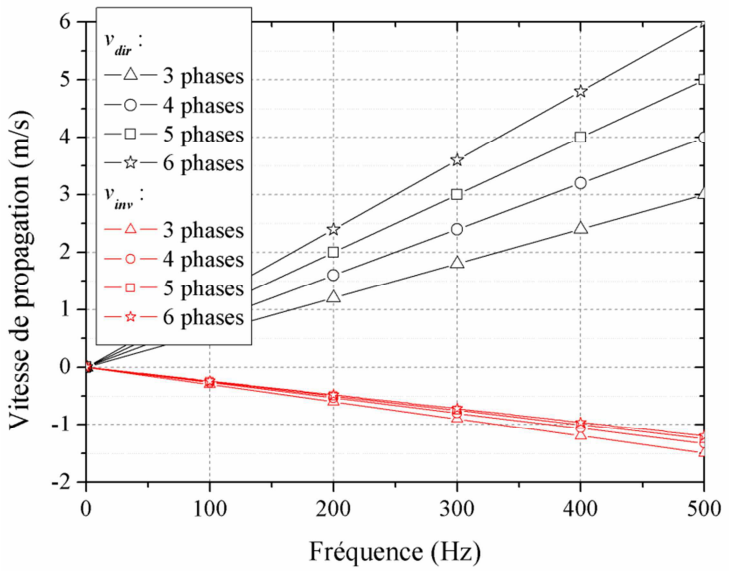


Figure III.19. Evolution de la vitesse de propagation des deux ondes directe et inverse en fonction de la fréquence pour différents nombres de phases.

Si nous voulons établir des équations du potentiel électrique dans le cas d'une configuration à 4 phases par exemple, en tenant compte des premier et troisième harmoniques et en suivant le même raisonnement, nous trouvons l'expression du potentiel électrique:

$$V_4(x,y,t) \approx W_{dir} + W_{inv} = V_0.\left[K_1(y).\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x - \omega t\right) + K_3(y).\cos\left(\frac{6\pi}{\lambda}x + \omega t\right)\right] \quad \text{(III.27)}$$

En configuration quadri-phasée, la longueur d'onde du potentiel électrique est $\lambda = 8$ mm. K_1 et K_3 sont les premier et troisième coefficients de Fourier, respectivement. Si nous

voulons établir une formule des ondes du potentiel électrique qui est valable pour toutes les phases ça sera :

$$V_m(x,y,t) \approx V_0.\left[K_1(y).\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda(m)}x-\omega t\right) + K_{m-1}(y).\cos\left(\frac{2.(m-1).\pi}{\lambda(m)}x+\omega t\right)\right] \quad \text{(III.28)}$$

III.2. Etude du convoyeur à ondes stationnaires

Après avoir étudié les ondes du potentiel électrique créées au-dessus de la surface pour le COP dans différentes conditions, nous nous somme posés la question, que se passe-t-il dans la configuration biphasée ? Cette section porte sur l'étude des ondes du potentiel électrique dans le cas d'un COS.

III.2.1. Etude du potentiel électrique

Comme nous l'avons fait pour la configuration triphasée, nous allons commencer par présenter le modèle analytique puis la simulation numérique par la méthode des éléments finis (FEM) sur COMSOL Multiphysics®. En suivant la même analyse théorique, nous pouvons extraire les équations des ondes harmoniques dans le cas d'une configuration biphasée. En prenant uniquement en compte le premier harmonique (pour des raisons de simplification qui seront abordées dans les prochains paragraphes), le potentiel électrique dans l'espace situé au-dessus des électrodes peut être exprimé comme suit :

$$V(x,y,t) \approx V_0\left[K_1(y)\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x\right)\cos(\omega t)\right] \quad \text{(III.29)}$$

où, V_0 est l'amplitude des formes d'ondes de la tension appliquées. $\lambda = 4$ mm est la période géométrique en configuration biphasée. K_1 est le premier coefficient de Fourier. La dernière expression peut être écrite sous cette forme :

$$V(x,y,t) = V_0\left[\frac{1}{2}K_1(y)\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x-\omega t\right)+\frac{1}{2}K_1(y)\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x+\omega t\right)\right] \quad \text{(III.30)}$$

Ainsi, l'onde stationnaire du potentiel électrique peut être exprimée par la somme de deux ondes qui ont la même amplitude et la même fréquence, et qui se propagent en fonction du temps dans deux directions opposées:

$$V(x,y,t) = W_{dir} + W_{inv} = A(y).\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x-\omega t\right)+A(y).\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x+\omega t\right) \quad \text{(III.31)}$$

$$\text{avec, } A(y) = \frac{1}{2}V_0.K_1(y) \quad \text{(III.32)}$$

A partir de cette équation, les deux composantes du champ électrique E_x, et E_y en résolvant l'équation $E = -\nabla V$ seront :

$$E_x(x,y,t) = \frac{2\pi}{\lambda}.A(y).\sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}x - \omega t\right) + \frac{2\pi}{\lambda}.A(y).\sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}x + \omega t\right) \quad \text{(III.33)}$$

$$E_y(x,y,t) = \frac{2\pi}{\lambda}.A(y).\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x - \omega t\right) + \frac{2\pi}{\lambda}.A(y).\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x + \omega t\right) \quad \text{(III.34)}$$

La simulation numérique de cette configuration consiste donc à résoudre l'équation de Laplace, car la charge d'espace est considérée négligeable. Dans cette simulation, les conditions aux limites sur les électrodes sont données par les conditions de Dirichlet, deux électrodes successives portent les tensions $V1$ et $V2$ respectivement :

$$\mathrm{V1} = V_0 \cos(\omega t) \quad \text{(III.35)}$$

$$\mathrm{V2} = V_0 \cos(\omega t - \pi) \quad \text{(III.36)}$$

Les conditions aux limites du potentiel électrique dans l'espace sont de type Neumann. La Figure III.20 illustre la distribution en 2D du potentiel électrique dans l'espace au-dessus des électrodes à l'instant $t = 0$ s. Les résultats sont représentés sur quatre électrodes consécutives. Le potentiel électrique au niveau de deux électrodes successives est de 1000 V et -1000 V, respectivement. Si nous traçons les profiles du potentiel électrique sur les électrodes suivant l'axe des abscisses $V(x)$ nous aurons le résultat illustré sur la Figure III.21. La différence entre le modèle analytique et la simulation apparait au niveau de l'espace inter-électrodes. Le modèle analytique assume que la variation est linéaire alors que ce n'est pas vraiment le cas en réalité, c'est ce que nous observons sur la courbe de simulation.

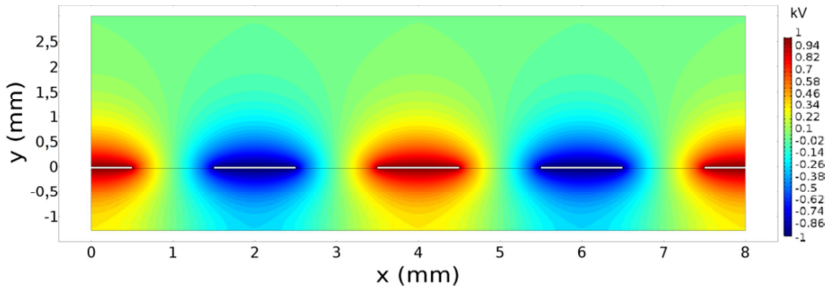


Figure III.20. Distribution du potentiel typique en 2D obtenue par simulation à l'instant $t = 0$ s. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 4$ mm.

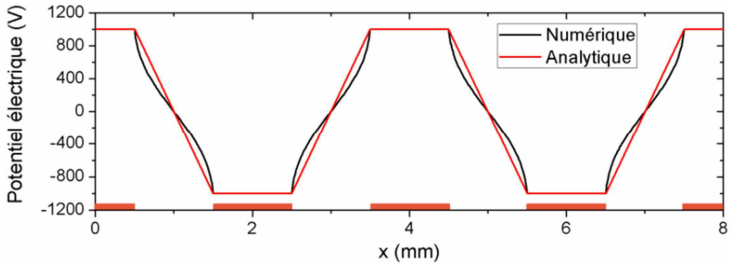


Figure III.21. Profils analytique et numérique du potentiel électrique suivant l'axe des abscisses $V(x)$. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 4$ mm.

En utilisant la transformation de Fourier rapide, la forme d'onde du potentiel électrique $V(x)$ pour une position donnée peut être décomposée de multiples harmoniques. La Figure III.22 représente les dix premiers coefficients de Fourier de l'onde du potentiel

électrique sur la surface des électrodes dans le cas de la configurations à 2 phases. Chaque onde harmonique stationnaire peut etre décomposée en deux ondes progressives qui ont la même amplitude et qui se propagent avec la même vitesse dans des directions opposées. Par conséquent, la présence de ces harmoniques n'affecte pas forcément l'efficacité globale de déplacement des particules dans le cas du COS. La valeur du premier harmonique est très élevée par rapport aux autres ($K_1 = 0{,}952$), les amplitudes des autres harmoniques sont à moins de 11 % par rapport au premier. Donc, l'effet des harmoniques ayant un ordre supérieur à $n = 1$ peut être négligé.

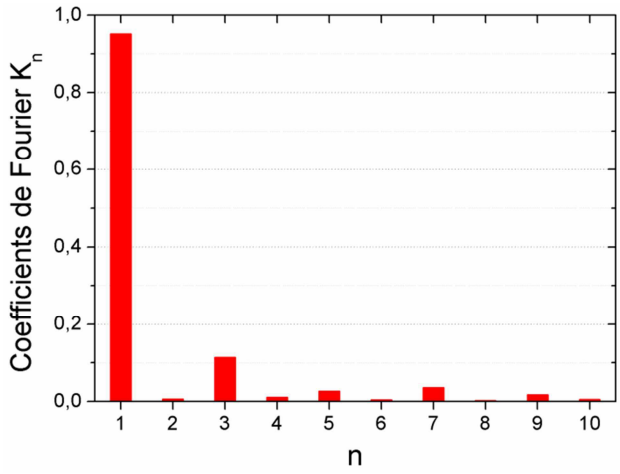


Figure III.22. Les dix premiers coefficients de Fourier du profil du potentiel électrique obtenus sur la surface des électrodes $y = 0$ mm.

La Figure III.23 représente les distributions spatiales du potentiel électrique en 2D aux instants $t = 0$, $T/6$, $T/4$, $T/3$ et $T/2$. Dans cette simulation, les valeurs de la tension et la fréquence sont fixées à 1000 V et 50 Hz, respectivement. En passant de $t = 0$ à $t = T/2$, la valeur absolue du potentiel électrique au niveau des électrodes diminue entre 0 et $T/4$ avant un changement de polarité puis une augmentation à partir de $T/4$. C'est bien la signature d'une onde stationnaire. La Figure III.24 illustre les formes d'ondes du potentiel électrique en fonction de la position $V(x)$ pour $y = 0{,}1$ mm aux instants $t = 0$, $T/6$, $T/4$, $T/3$ et $T/2$. La forme d'onde du potentiel électrique obtenue par simulation numérique FEM est illustrée en ligne noire (V_{FEM}), et la forme d'onde du potentiel électrique donnée par l'équation (III.31) en ligne rouge ($W_{dir} + W_{inv}$).

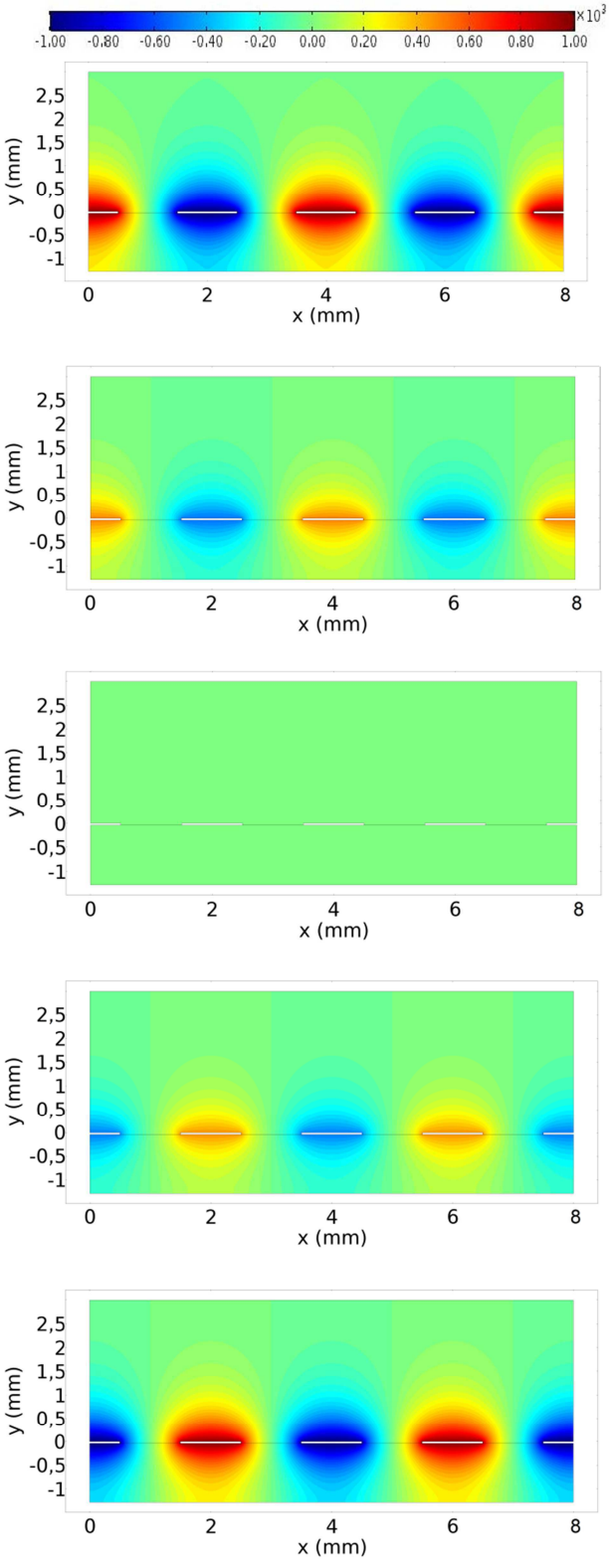


Figure III.23. Distribution du potentiel électrique dans les instants $t = 0, T/6, T/4, T/3$ et $T/2$. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 4$ mm.

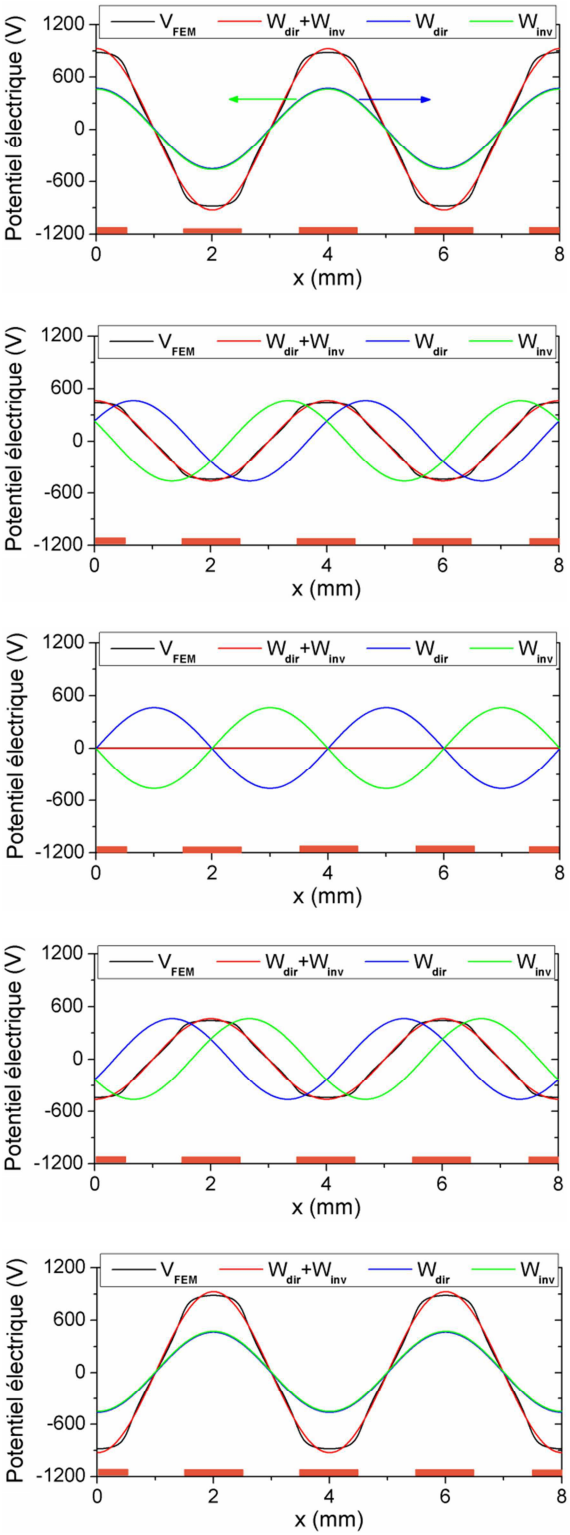


Figure III.24. Profils du potentiel électrique et ses deux composantes harmoniques directe et inverse pour les instants $t = 0, T/6, T/4, T/3$ et $T/2$. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 4$ mm, $y = 0{,}1$ mm.

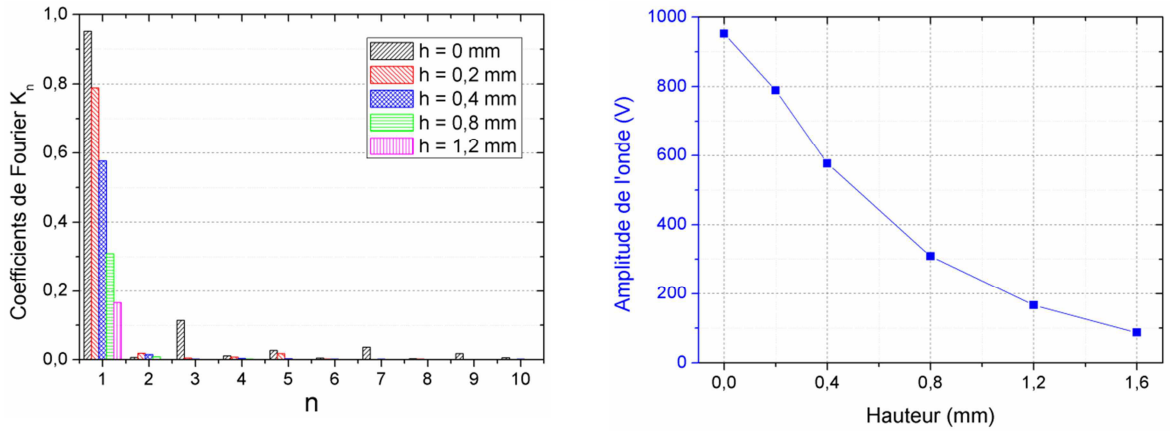
Comme nous l'avons indiqué précédemment, l'onde stationnaire du potentiel électrique peut être décomposée en deux ondes qui se propagent dans deux directions opposées W_{dir} et

W_{inv} représentées en lignes verte et bleue, respectivement. Les deux ondes ont la même amplitude, la même fréquence et se propagent avec la même vitesse donnée par la relation :

$$v_{dir} = -v_{inv} = f.\lambda \quad \text{(III.37)}$$

III.2.2. Etude des harmoniques

Comme nous l'avons fait pour le COP, l'effet des paramètres expérimentaux sur l'amplitude de l'harmonique fondamental a été étudié dans cette partie dans le cas du COS. Ainsi, la Figure III.25 montre l'évolution des dix premiers coefficients de Fourier en fonction de la hauteur par rapport à la surface, ainsi que l'effet de cette dernière sur l'amplitude de l'onde fondamentale (harmonique n°1). Plus la particule est loin de la surface, plus les harmoniques d'ordre supérieur à 1 s'affaiblissent et plus l'amplitude de l'onde stationnaire fondamentale diminue. Ceci se traduit par la diminution du potentiel électrique lorsqu'on s'éloigne des électrodes.



(a) (b)

Figure III.25. (a) Variation des dix premiers coefficients de Fourier en fonction de la hauteur par rapport à la surface. (b) Variation de l'amplitude de l'onde stationnaire en fonction de la hauteur. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 4$ mm et $y = 0{,}1$ mm.

III.2.2.1. Effet de la présence de la barrière diélectrique

L'effet de la présence de la barrière diélectrique sur les harmoniques est étudié dans cette partie. Les mêmes propriétés de la barrière prises dans la section III.1.1.1 sont prises en compte ici. Les effets de la constante diélectrique de la barrière sur les harmoniques et l'amplitude de l'onde stationnaire fondamentale sont présentés sur la Figure III.26. L'amplitude de l'onde fondamentale (harmonique n°1) augmente lorsque la constante diélectrique du matériau de la barrière augmente. Une augmentation rapide est observée pour les faibles valeurs de ε_r, puis une augmentation lente suivie d'une saturation pour $\varepsilon_r > 10$. Nous remarquons aussi que l'amplitude du premier harmonique peut dépasser 1000 V qui est l'amplitude du signal de la tension appliquée, par exemple, elle atteint 1102,87 V pour $\varepsilon_r = 16$. Il y a aussi quelques harmoniques qui apparaissent lorsque ε_r augmente notamment d'ordre 3 et 5.

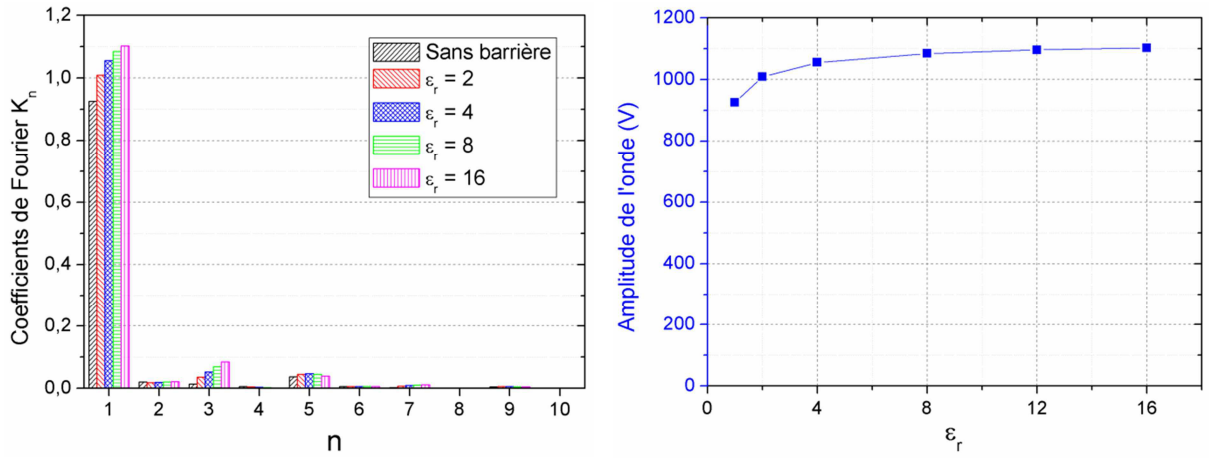


Figure III.26. (a) Variation des dix premiers coefficients de Fourier en fonction en fonction de la constante diélectrique de la barrière isolante. (b)Variation de l'amplitude de l'onde stationnaire en fonction de la constante diélectrique de la couche isolante. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 4$ mm et $y = 0{,}1$ mm.

III.2.2.2. Effet du rapport w/g

Les effets du rapport w/g sur les harmoniques et l'amplitude de l'onde fondamentale sont représentés sur la Figure III.27. Les valeurs w/g étudiées sont celles considérées précédemment dans le cas de la configuration triphasée. L'amplitude de l'onde stationnaire augmente lorsque le rapport w/g augmente. L'amplitude la plus élevée a été obtenue pour un rapport $w/g = 1$. Cela s'explique par le fait que la tension est fixée à $1000\ V$ et que lorsque w/g augmente le gap g diminue. Pour des faibles valeurs de w/g, l'harmonique n°3 prend une amplitude considérable.

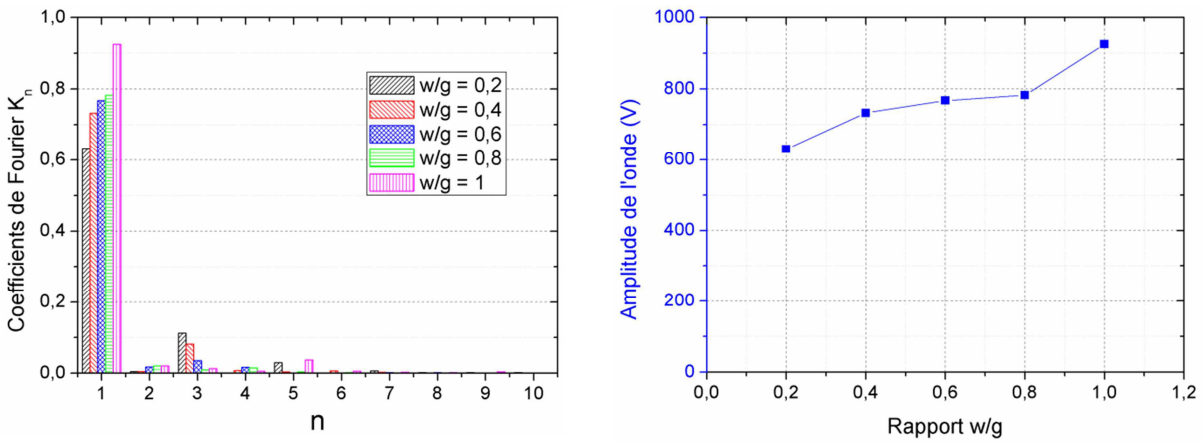


Figure III.27. Variation de l'amplitude de l'onde stationnaire en fonction du rapport w/g. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 4$ mm et $y = 0{,}1$ mm.

III.2.2.3. Effet de la géométrie des électrodes

La Figure III.28 illustre l'effet de la géométrie des électrodes sur les harmoniques ainsi que sur l'amplitude de l'onde stationnaire fondamentale. L'amplitude la plus élevée a été obtenue pour le cas avec des électrodes rectangulaires où l'amplitude de l'onde fondamentale est de 925,45 V. L'amplitude baisse à 841,67 V et 838,83 V pour les configurations triangulaire et circulaire, respectivement.

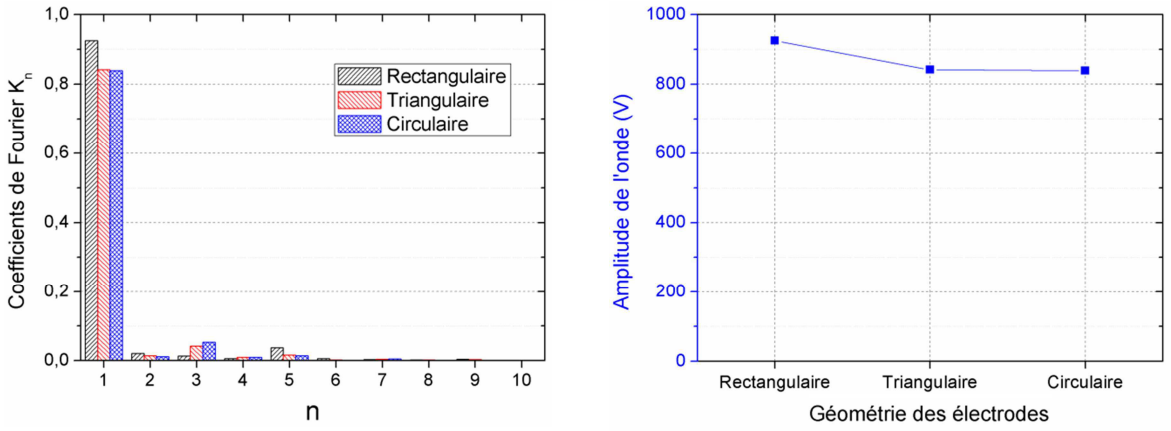


Figure III.28. Variation de l'amplitude de l'onde stationnaire en fonction de la géométrie des électrodes. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 4$ mm et $y = 0{,}1$ mm.

III.3. Discussion

Cette étude nous a permis d'améliorer la compréhension théorique des phénomènes physiques concernant le mouvement des particules, en lien avec les observations expérimentales de l'efficacité de déplacement des particules. Quelques conclusions ont conforté celles qui ont été formulées par d'autres chercheurs. D'autres restent à confirmer et c'est ce que nous souhaitons faire dans les prochains chapitres. Nous pouvons résumer les interprétations les plus importantes comme suit :

La force de Coulomb étant responsable du mouvement des particules, la hauteur de lévitation augmente avec le champ électrique appliqué et la charge des particules ; elle augmente également avec la diminution de la taille des particules, en raison de l'effet de la gravité. Pour le COP, dans le cas basse fréquence, tension appliquée élevée, charge élevée, petite taille des particules, les particules sautent plus haut et suivent plus facilement l'onde directe, car l'amplitude de l'onde inverse devient de plus en plus faible en s'éloignant de la surface. D'autre part, pour une fréquence élevée, une tension appliquée faible, une charge faible ou un grand diamètre, les particules se déplacent à faibles altitudes par rapport à la surface, de sorte que certaines d'entre elles se retrouvent piégées par l'onde harmonique inverse. Cette explication qualitative semble logique au regard des résultats obtenus expérimentalement et présentés dans le chapitre précédent ; elle est en accord aussi avec les interprétations données par Masuda *et al.* [19], [22] et Machowski *et al.* [170], [155], [171], dans d'autres conditions. Pour le COS, nous avons montré que les ondes directe et inverse ayant rigoureusement la même amplitude et la même vitesse de propagation, à cause de la symétrie du potentiel électrique en biphasé. Ceci explique d'ailleurs pourquoi dans ce cas de figure les particules partent dans les deux directions de manière équitable.

Nous avons montré dans le chapitre précédent que le changement de la polarité de charge des particules n'affecte pas forcément la direction de leur mouvement. Pour que les particules arrivent à se déplacer avec l'onde, elles devraient se confiner dans des zones du

potentiel électrique avec un signe opposé à la charge des particules. Les particules chargées positivement vont se confiner dans les zones avec un potentiel négatif, et celles chargées négativement dans les zones du potentiel positif. Une fois les particules sont piégées dans ces zones, elles vont voyager dans la direction de propagation de l'onde.

Jusqu'à ce stade, nous avons une compréhension qualitative du mouvement des particules ; il manque une étude quantitative pour répondre aux questions qui peuvent se poser au chercheur, comme par exemple : quelle est la vitesse réelle des particules qui se déplacent dans les deux directions ? Est-ce qu'elles arrivent à suivre toujours la vitesse de l'onde? Sinon, dans quelles conditions ? Le prochain chapitre, qui sera consacré à la visualisation et la mesure de la vitesse des particules par caméra ultra rapide, nous permettra de tenter de donner des réponses claires à ces questions.

III.4. Synthèse du Chapitre III

Dans le présent chapitre, nous avons étudié la distribution du potentiel électrique analytiquement puis numériquement dans le but d'extraire et d'analyser les ondes harmoniques dans les deux cas : COP triphasé et COS. Nous avons notamment étudié l'influence de plusieurs paramètres sur l'amplitude de ces harmoniques. Les résultats obtenus sont résumés comme suit :

- La fonction du potentiel est quasi-sinusoïdale loin de la surface mais elle se déforme à l'approche de celle-ci à cause de la géométrie rectangulaire des électrodes. Cette déformation crée des harmoniques spatiaux du potentiel électrique qui peuvent être extraits en appliquant la transformation de Fourier rapide (FFT).
- Pour le COP triphasé, la forme d'onde spatiale du potentiel électrique peut être décomposée en deux ondes sinusoïdales principales qui ont des amplitudes et des fréquences différentes et qui se propageant dans deux directions opposées. Pour le COS, les deux ondes ont la même amplitude et la même fréquence que la tension d'alimentation.
- La vitesse de propagation des ondes est proportionnelle à la fréquence et à la période géométrique.
- L'amplitude des ondes harmoniques peut être contrôlée en modifiant la géométrie et la largeur des électrodes ou le gap entre eux, et en ajoutant aussi une barrière diélectrique au-dessus de la surface.
- Pour le cas polyphasé, le rapport entre les amplitudes des ondes inverse et directe diminue lorsque le nombre des phases augmente. De plus, la longueur d'onde inverse diminue, ce qui réduit sa vitesse de propagation. Parmi les nombreux paramètres étudiés, l'augmentation du nombre de phases est sans doute la solution de choix pour la réduction de l'impact de l'onde inverse sur le mouvement des particules.

CHAPITRE IV

Mesure de la vitesse des particules dans un champ électrique à ondes progressives et stationnaires par la technique PTV

Chapitre IV.
Mesure de la vitesse des particules dans un champ électrique à ondes progressives et stationnaires par la technique PTV

Après avoir évalué expérimentalement l'efficacité du déplacement des particules dans des champs électrique à ondes stationnaires et mobiles, nous avons réalisé une étude théorique et numérique des ondes de potentiel électrique. Afin de mieux comprendre les phénomènes physiques en jeu, il s'est révélé nécessaire de faire appel à la métrologie optique pour caractériser d'une façon plus fine les mouvements des particules soumises à l'action de tels champs électriques. Dans la littérature, plusieurs chercheurs se sont intéressés à la visualisation optique de mouvement des particules sur différentes configurations des convoyeurs [145], [155], [172], [173]. Dudzicz *et al*. [173]–[175] par exemple ont utilisé une caméra CCD pour capturer le mouvement des particules (diamètre entre 40 et 60 µm) sur un convoyeur biphasé avec des électrodes parallèles cylindriques (6 mm de diamètre avec 20 mm de gap inter-électrodes). Cette géométrie, relativement grossière, leur a permis d'observer le mouvement oscillatoire des particules dû au champ alternatif dans certaines zones sur les électrodes. Les travaux existants dans la littérature sur le sujet sont basés principalement sur l'observation et la caractérisation visuelle du mouvement des particules. Ce qui manque c'est une étude quantitative ou un post-traitement des données pour extraire des informations sur les vitesses des particules. Dans le présent chapitre, nous étudions le mouvement et la vitesse des particules sur les convoyeurs à ondes progressives (COP) et stationnaires (COS) en utilisant une caméra ultra rapide et un post-traitement avancé basé sur la vélocimétrie de suivi des particules (Particle Tracking Velocimetry ou PTV). Avec cette technique, les particules sont suivies individuellement selon une approche lagrangienne (milieu discret) contrairement à la vélocimétrie par images de particules (Particle Image Velocimetry ou PIV), qui utilise une approche eulérienne (milieu continu) [176]–[179].

Ce chapitre est divisé en plusieurs sections. Tout d'abord, les configurations utilisées et le montage expérimental avec les moyens et les techniques de mesure seront présentés, avant d'analyser les images brutes des particules. Après cela, le principe de l'algorithme PTV et les paramètres de post-traitement sont présentés. Nous étudions notamment l'effet des paramètres expérimentaux, comme la tension, la fréquence et la taille des particules, sur la vitesse des

particules. Enfin, une étude comparative entre les deux systèmes COP et COS nous permettra de conclure ce chapitre.

IV.1. Moyens expérimentaux et techniques de mesure

Dans cette section, le dispositif d'enregistrement et de visualisation du mouvement des particules utilisé pour les techniques de vélocimétrie est présenté. De façon générale, les particules en mouvement sont éclairées dans une section plane par une source lumineuse. La diffusion des particules est enregistrée sur un support numérique en passant à travers une caméra ultra-rapide. L'image obtenue est ensuite analysée par un traitement numérique pour extraire les déplacements des particules.

La configuration expérimentale pour la visualisation des particules est illustrée sur la Figure IV.1. Le mouvement des particules est visualisé et enregistré à l'aide d'un système d'imagerie à résolution temporelle de la marque LaVision. Ce système utilise un illuminateur LED à lumière pulsée haute vitesse (HARDsoft, IL-105 / 6X) couplé à une caméra haute vitesse (Photron, Fastcam SA1.1, résolution de 1024×1024 pixels, 5400 images par seconde), l'ensemble est compatible avec le logiciel DaVis fourni par LaVision. La caméra est focalisée sur le plan (Oxy) perpendiculaire aux électrodes. Ce plan est très représentatif du mouvement des particules causé par l'onde progressive, même si les essais préliminaires ont montré qu'une faible fraction des particules peut également se déplacer dans la troisième direction vers l'axe (Oz).

Le protocole expérimental est le suivant: pour chaque expérience, une masse de 20 mg de particules de PMMA est déposée au centre du convoyeur sur une surface de $1 \times 20\ \text{mm}^2$. La Figure IV.2 montre une image en niveaux de gris des particules déposées sur la surface à $t = 0$ s, avant l'application du champ électrique. Une fois les paramètres expérimentaux fixés, nous appliquons les signaux de tension et effectuons l'enregistrement vidéo en même temps à l'aide d'un signal de synchronisation. Le montage expérimental de l'alimentation en tension a déjà été présenté en détail dans le Chapitre II. Le taux d'acquisition est réglé à 1000 Hz, ce qui permet une bonne analyse de la dynamique des particules. Des séquences de 1000 images sont enregistrées pour chaque expérience. Le temps d'acquisition total est donc de 1 s. A 100 Hz, ce temps correspond à 100 cycles de tension. Bien que cette durée semble très courte, elle peut être suffisamment longue pour transporter toutes les particules déposées sur le convoyeur si les valeurs appropriées de la tension et de la fréquence sont appliquées. Après chaque expérience, la surface est nettoyée et de nouvelles particules sont utilisées. Toutes les expériences sont effectuées à pression atmosphérique et à température ambiante. La granulométrie des particules de PMMA utilisées dans cette étude, et le processus de classification en fonction de leur taille ont été bien détaillés dans la section II.1.2 du Chapitre II.

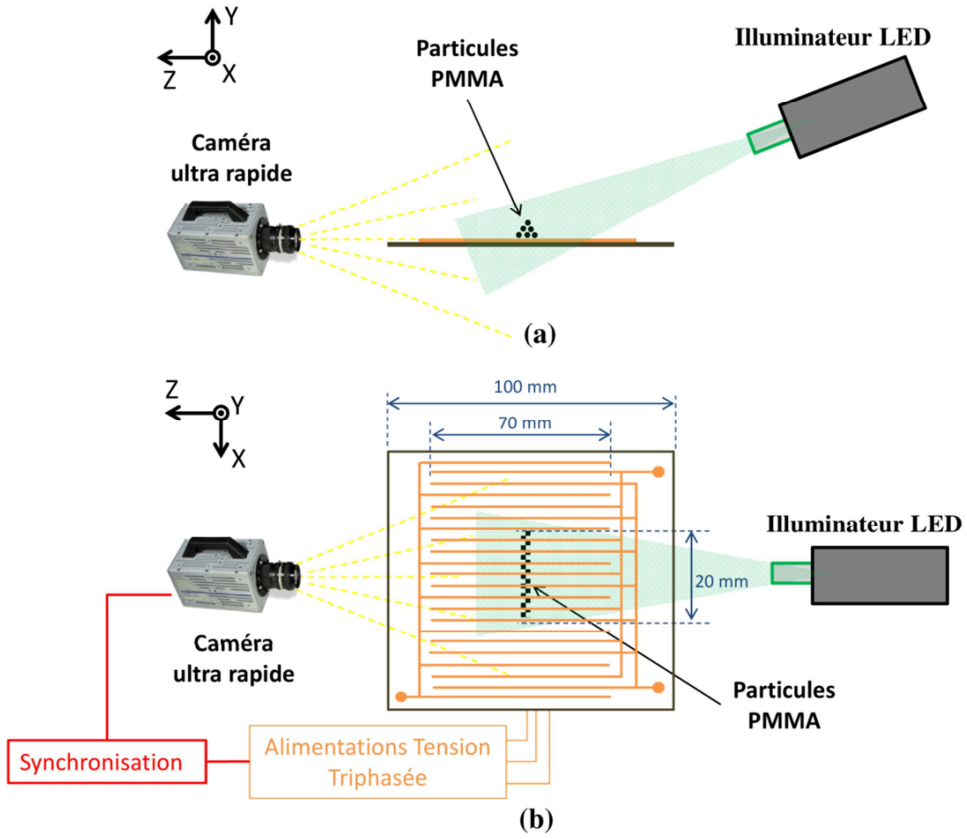


Figure IV.1. Schéma du montage expérimental utilisé pour enregistrer le mouvement des particules.

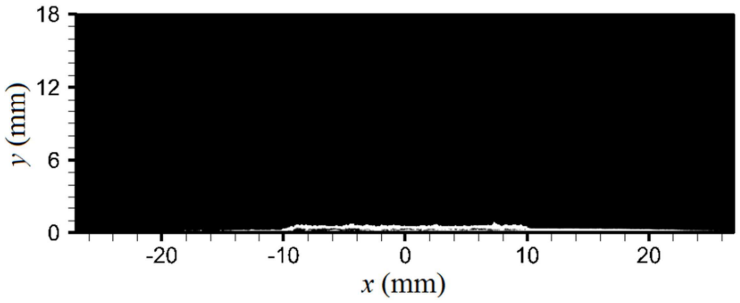


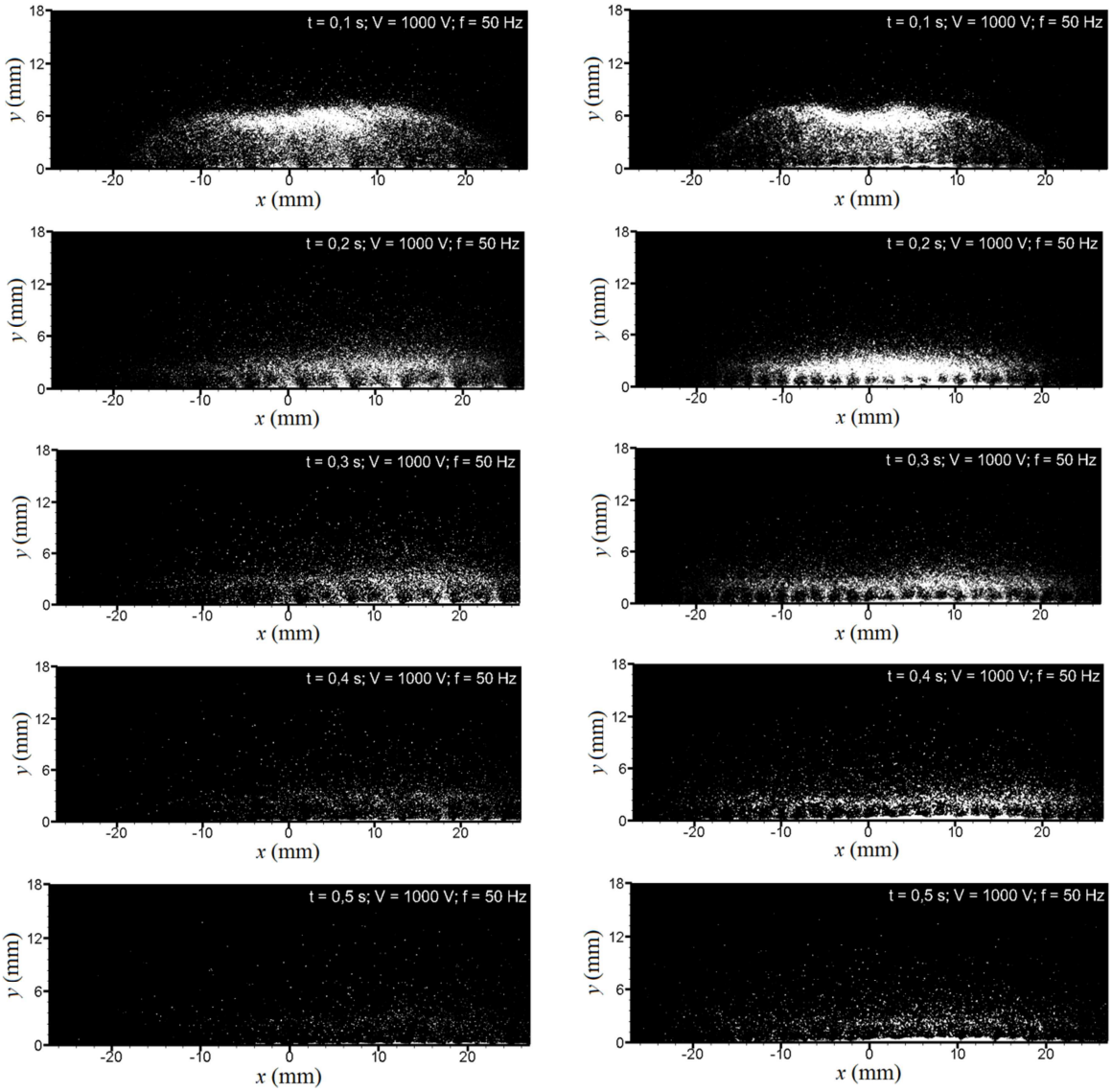
Figure IV.2. Image des particules déposées sur la surface du convoyeur à l'instant $t = 0$ s .

IV.2. Analyse des images brutes du mouvement des particules

L'objectif de cette section est d'analyser les images brutes enregistrées pour décrypter le mouvement des particules. Plus précisément, nous étudions les différents modes de mouvement des particules dans différentes conditions, nous surlignons aussi quelques comportements particuliers des particules pour les deux convoyeurs COP et COS.

La Figure IV.3 montre quelques instants représentatifs du mouvement des particules pour les deux convoyeurs après 100, 200, 300, 400 et 500 ms d'application de la tension. Ces images sont prises pour une fréquence de 50 Hz, donc le temps correspondant à un cycle de tension est de 20 ms. Pour obtenir une description claire du phénomène, nous avons

concentré la caméra sur la zone située juste au-dessus de la surface du convoyeur sur le plan perpendiculaire aux électrodes. L'amplitude de la tension appliquée est fixée à une valeur de 1000 V, inférieure à celle nécessaire pour l'initiation d'une décharge couronne. Les particules dans cette étude font partie de la 2ème classe, donc elles ont un diamètre médian de 57 µm.



(a) COP **(b) COS**

Figure IV.3. Images brutes en niveaux de gris du mouvement des particules pour les instants 100, 200, 300, 400 et 500 ms qui suivent l'application de la tension pour les deux convoyeurs. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $d_p[50\ \%] = 57$ µm.

A l'instant $t = 100$ ms, une grande quantité des particules déposées sur la surface se projette dans l'air suite à l'application de la tension pour les deux convoyeurs à 50 Hz. Il n y a pas une direction préférentielle du mouvement, les sauts de particules peuvent atteindre quelques millimètres au-dessus des électrodes. Ce mouvement est dû à la force répulsive de Coulomb, qui agit sur les particules chargées, en particulier celles au-dessus des électrodes avec la même polarité. Ainsi, juste après l'application de la tension, les particules chargées suivent les lignes du champ au lieu de suivre l'onde progressive.

De 200 à 400 ms, les particules retombent sur la surface et commencent à se déplacer horizontalement, dans les deux directions dans le cas biphasé, et dans une direction préférentielle dans le cas triphasé. Durant cette phase de mouvement des particules, le phénomène de confinement des particules chargées positivement dans les zones du potentiel électrique faible est confirmé. En effet, du fait de la charge positive des particules, elles sont attirées par les zones à faible potentiel électrique. Par conséquent, elles se trouvent piégées dans la partie creuse de l'onde du potentiel, avant de se déplacer avec cette dernière. Ce phénomène est clairement visible dans les deux cas pour une fréquence de 50 Hz aux instants 200 ms et 300 ms. La zone à faible potentiel peut être affectée par la valeur de la tension appliquée ainsi que par la largeur des électrodes et le gap. Le confinement des particules dépend de leur taille car les petites particules ont une mobilité plus élevée, mais il dépend aussi de leur charge qui est liée à la nature des particules et de leur état de surface si on considère que les particules sont chargées à l'aide d'un mécanisme tribo-électrique. Ce phénomène dépend aussi de la valeur de la fréquence. Ce lien fera l'objet d'une étude détaillée dans ce chapitre.

Au bout de 500 ms, les particules sont efficacement transportées dans les deux convoyeurs. Cependant, la configuration triphasée (COP) est clairement plus efficace que la configuration biphasée (COS), ce qui signifie qu'un champ électrique à ondes progressives est plus approprié pour déplacer des particules pour des applications de nettoyage de surface. Cela confirme les résultats obtenus dans le Chapitre II.

La fréquence est sans doute le paramètre clé de l'interaction champ électrique / particules. La Figure IV.4 illustre l'emplacement des particules après 500 ms d'application du champ électrique pour différentes fréquences dans le cas triphasée. Les valeurs de fréquence étudiées vont de 5 à 1000 Hz. Le mouvement des particules dépend fortement de la fréquence, ce qui affecte leur l'efficacité de déplacement. Nous distinguons trois comportements différents des particules :

- Aux basses fréquences (5 Hz et 10 Hz), la variation du champ électrique en fonction du temps est relativement lente, par conséquent, les particules ont suffisamment de temps pour suivre les lignes de champs électrique. Les particules sont soulevées à des hauteurs importantes (jusqu'à 15 mm) lorsque le champ électrique est appliqué, en raison d'une force électrique relativement importante par rapport à la gravité sur une durée non négligeable de la période. Ainsi, un nuage de particules se forme à quelques millimètres au-dessus de la surface. Malgré cela, l'efficacité de déplacement des particules est faible.
- À 50 Hz et 100 Hz, l'efficacité de déplacement des particules est élevée. Dans cette gamme de fréquence, les particules piégées dans les zones de faible potentiel électrique se déplacent avec l'onde progressive.

- A hautes fréquences (500 Hz et 1000 Hz), une grande partie des particules ne font que vibrer sur la surface. Certaines d'entre elles sautent à faible hauteurs et se déplacent sur de très courtes distances. Ceci est probablement dû au fait que le champ électrique appliqué varie très rapidement en fonction du temps avec une valeur moyenne nulle en un point donné de l'espace. Cela minimise l'effet de la force de Coulomb, qui ne peut donc pas vaincre la force gravitationnelle et la force de trainé. L'efficacité de déplacement des particules pour ces fréquences est très faible. Ce mode de mouvement a été abordé dans la littérature par Melcher *et al*. [156]–[158] et Kawamoto *et al*. [27], [90] .

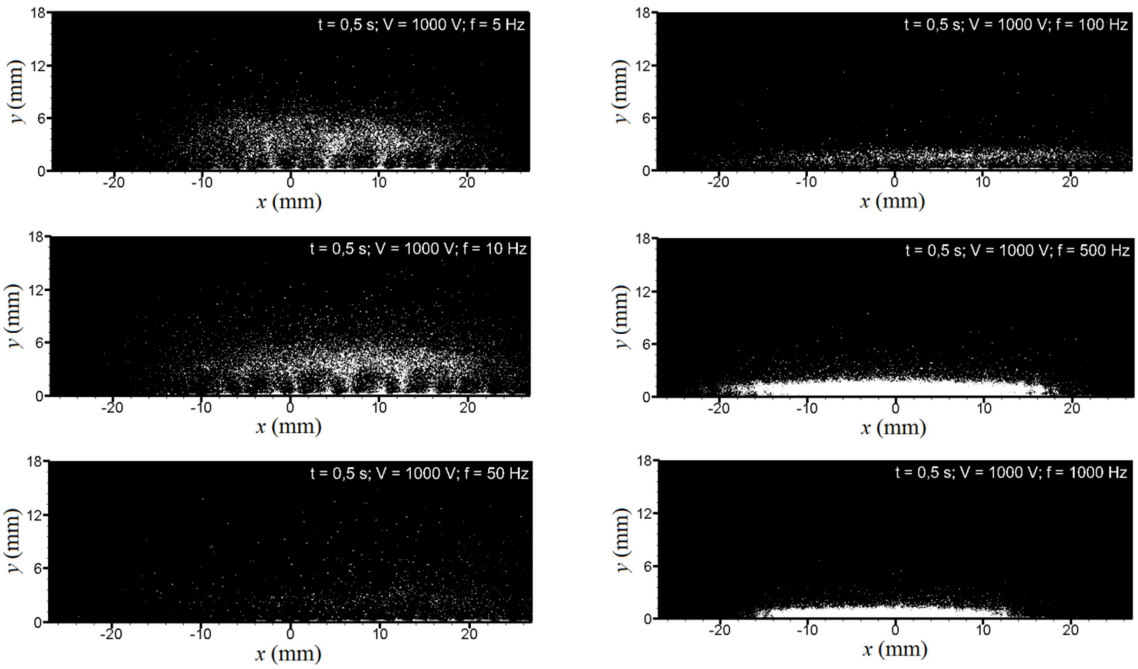


Figure IV.4. Images brutes en niveau de gris de mouvement des particules dans le COP pour différentes valeurs de fréquences (de 5 à 1000 Hz). Conditions : 3 phases, $V = 1000$ V, $d_p[50\ \%] = 57$ µm.

Cette étude a permis de confirmer les mécanismes de mouvement des particules à l'aide des observations sur des images brutes. Dans la prochaine partie de ce chapitre, une étude très approfondie sur la vitesse des particules sera effectuée à l'aide d'un post-traitement de ces images.

IV.3. Mesure de vitesse des particules par PTV

Le choix de la technique de mesure est une étape très importante, il dépend principalement du type des résultats recherchés, la taille et la densité des particules et l'échelle géométrique du système. L'équipe EFD de l'institut PPRIME utilise depuis des dizaines d'années les techniques de vélocimétrie laser pour la caractérisation des écoulements, notamment pour l'étude des interactions fluide-champ électrique et particules-champ électrique. Parmi les techniques utilisées: la vélocimétrie par image de particules (PIV), la vélocimétrie par suivi de particules (PTV), la vélocimétrie laser Doppler (LDV), etc. [180]–[182]. La technique LDV permet de mesurer la vitesse des particules en un seul point de

l'espace. Dans cette étude, nous cherchons plutôt à calculer la vitesse des particules dans différentes positions et en fonction du temps. La technique PIV permet d'avoir un champ de vitesse bi ou tridimensionnel des particules en suspension dans un écoulement suivant une approche eulérienne. Néanmoins, pour obtenir des données lisibles à l'aide de la PIV, nous avons besoin d'une densité de particules relativement élevée et distribuée d'une manière homogène dans toute la zone (minimum de 10 particules / fenêtre d'interrogation). Cela fait que la technique PIV n'est pas la plus adaptée dans notre étude. Nous avons donc choisi d'adopter la technique PTV pour le post-traitement. Avec cette technique, les particules sont suivies individuellement selon une approche lagrangienne, qui permet donc d'avoir les vitesses des particules individuelles.

Dans les prochaines sections, nous présentons le principe et les étapes du post-traitement PTV utilisé pour mesurer la vitesse des particules ainsi que quelques résultats du post-traitement liées aux différentes phases de mouvement des particules.

IV.3.1. Principe du post-traitement PTV

Dans ce travail, la technique PTV est utilisée à la place de la PIV pour deux raisons principales: la faible densité des particules et la non-homogénéité de leur distribution dans la fenêtre d'interrogation. Néanmoins, l'algorithme PIV est nécessaire pour prédire le déplacement des particules parallèlement au post-traitement PTV. La technique PTV, qui permet le suivi des trajectoires de particules individuelles, utilise la même configuration expérimentale que la technique PIV. La Figure IV.5 illustre un diagramme schématique des différentes étapes de l'algorithme PTV.

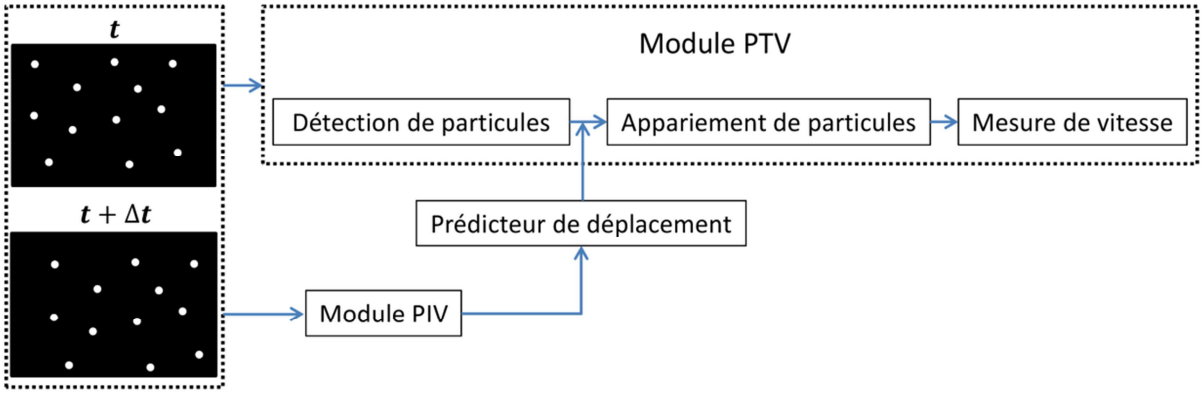


Figure IV.5. Schéma représentatif du principe du post-traitement en utilisant la technique PTV.

Le post-traitement PTV passe par trois étapes; la première étape consiste à localiser les particules et à leur attribuer une position sur l'image. Ce processus commence par la classification des pixels de l'image en deux catégories en fonction de leur intensité lumineuse : les pixels qui correspondent au bruit (bruit ambiant ou réflexions de la lumière) et les pixels, dont leur intensité dépasse un certain seuil, qui correspondent aux particules. Ensuite, les images sont corrélées à une fonction gaussienne afin de détecter les contours et les centres de la particule, les centres correspondent aux maximas d'intensité dans l'image. La

deuxième étape consiste à suivre les particules dans les images successives. Après l'analyse de plusieurs images successives, la dernière étape consiste à calculer le déplacement et la vitesse des particules [177], [179].

Dans cette étude, les composantes de vitesse sont calculées à l'aide d'un algorithme de corrélation croisée séquentiel avec une seule passe sur des fenêtres d'interrogation de 32×32 pixels et un chevauchement défini à 75 %. Les paramètres de calcul PTV sont fixés comme suit, la taille des particules varie de 1 à 20 pixels et le seuil d'intensité est fixé à 50 points.

La Figure IV.6 représente des images de particules à trois instants représentatifs de leur mouvement ainsi que les vecteurs de vitesse instantanée calculés. Les particules utilisées dans cette expérience ont un diamètre médian de 57 µm. La tension et la fréquence sont fixées à 1 kV et 100 Hz, respectivement. Ces instants particuliers ont été choisis pour illustrer les différentes étapes du mouvement des particules. Le mouvement des particules passe par trois phases : lévitation, chute, et accélération. Durant la première phase, suite à l'application de la tension, les particules se projettent dans l'air dans toutes les directions, sous l'influence de la force de Coulomb. Sur la Figure IV.6.b, les vecteurs de vitesse se dirigent vers le haut avec des valeurs entre 0 et 0,6 m/s. Les particules peuvent sauter jusqu'à quelques millimètres au-dessus de la surface. Après avoir atteints une hauteur critique pour laquelle la vitesse s'annule, les particules retombent sur la surface à cause de la force de gravité. La vitesse des particules durant la phase de chute (deuxième phase) ne dépasse pas 0,3 m/s. Durant la troisième phase, les particules commencent à suivre les ondes du potentiel électrique en se déplaçant dans les deux directions pour le cas d'une onde stationnaire, et dans une direction préférentielle pour le cas d'une onde progressive (voir la Figure IV.6.f).

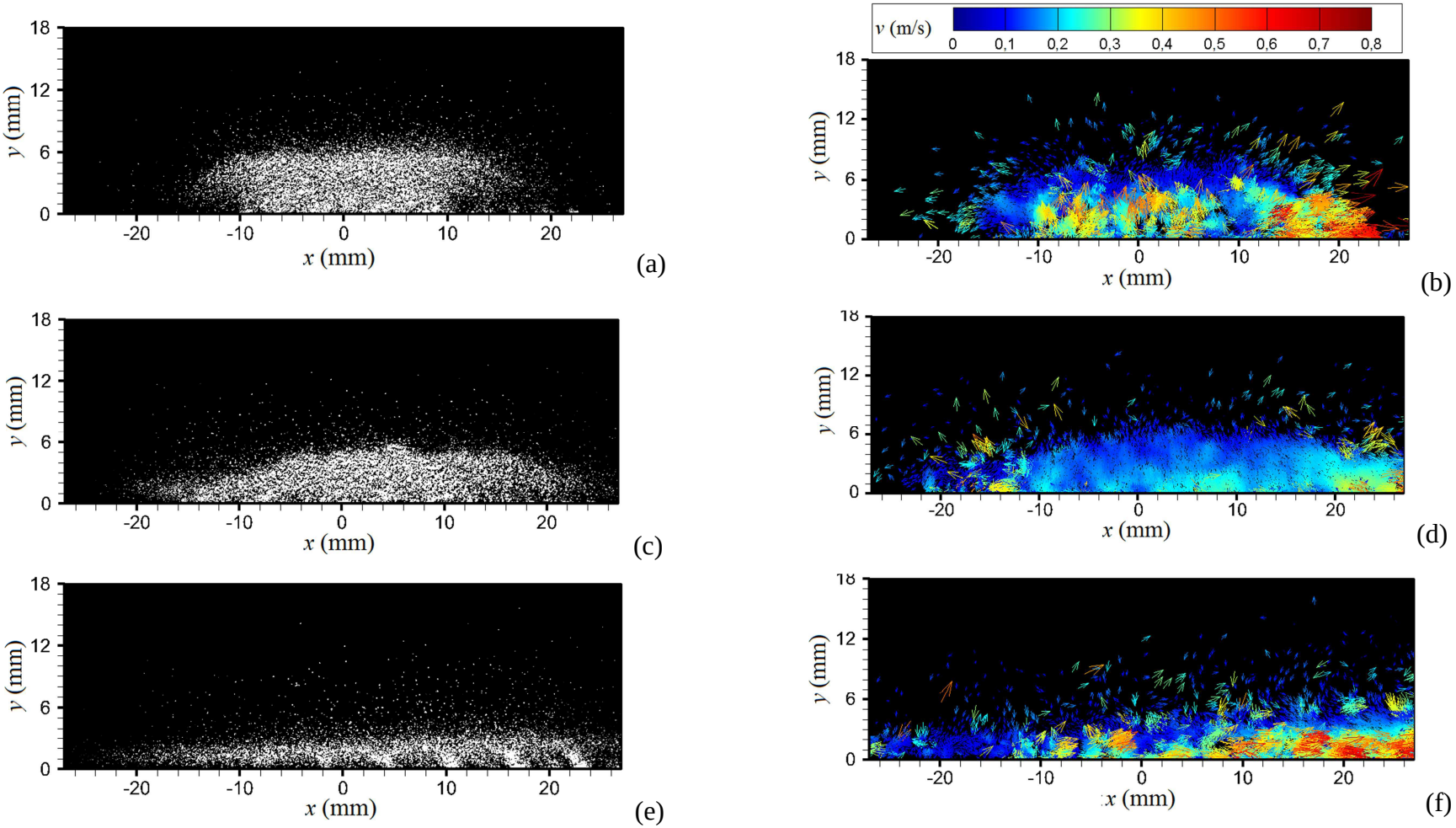
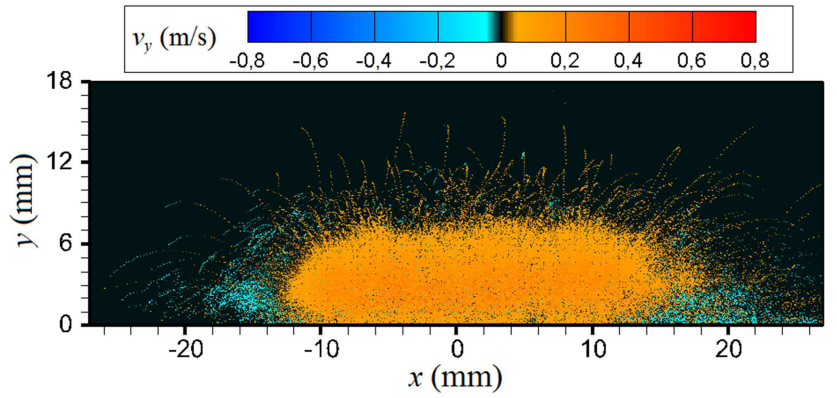


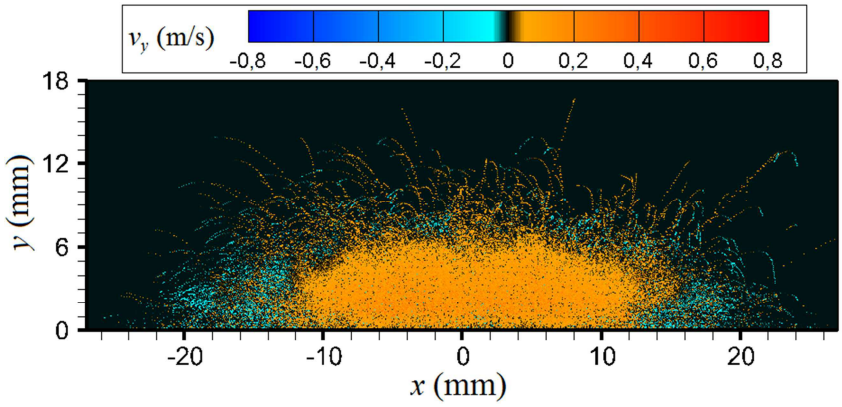
Figure IV.6. Quelques images typiques du mouvement des particules avec les vecteurs des vitesses instantanées respectifs. Conditions : 3 phases (COP), $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $d_p[50\ \%] = 57$ µm.

IV.3.2. Etude de la vitesse des particules durant la phase de lévitation

Dans cette partie, les trajectoires et les vitesses des particules dans les instants qui suivent l'application de la tension sont étudiées. La Figure IV.7 représente les trajectoires des particules dans les premières 50 ms après l'application de la tension pour les deux convoyeurs. Il est important de préciser que les trajectoires ont été obtenues en accumulant les données de 50 images durant 50 ms. De plus, nous rappelons que cette phase de mouvement a été observée pour des fréquences allant de 20 Hz à 100 Hz. Le cas présenté sur la figure correspond à une fréquence de 100 Hz avec une tension de 1000 V et des particules de diamètre médian de 57 µm. Les résultats montrent que les particules sont projetées dans l'air dans toutes les directions, avec un mouvement similaire dans les deux convoyeurs. La composante v_y de la vitesse des particules est représentée par une couleur orange pour les valeurs positives (lévitation des particules) et une couleur bleue pour les valeurs négatives (chute des particules).



(a) COP

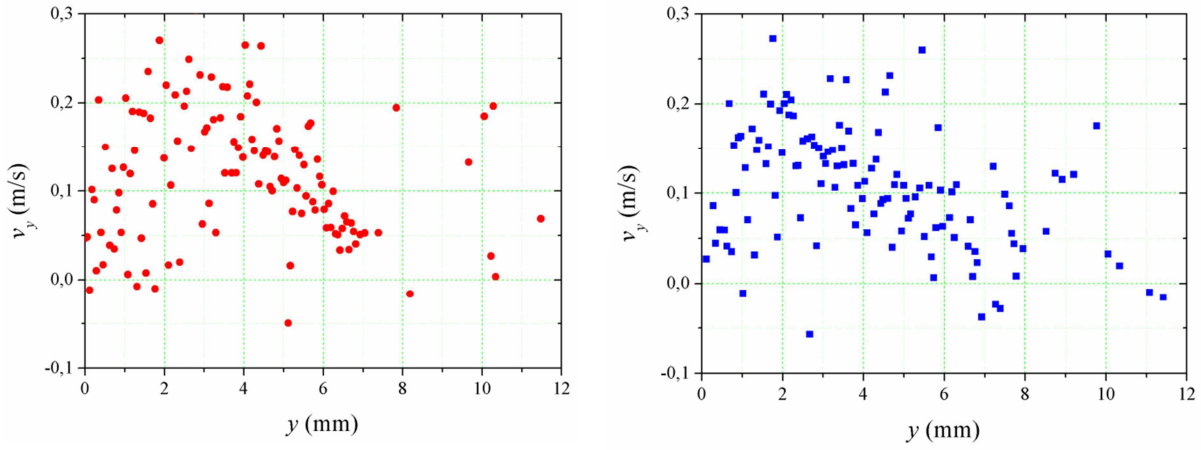


(b) COS

Figure IV.7. Trajectoires des particules pendant les premières 50 ms de leur mouvement pour les (a) COP et (b) COS. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $d_p[50\ \%] = 57$ µm.

Afin de bien analyser la vitesse de décollage des particules, des profils de vitesse $v_y(y)$ ont été extraits au centre du convoyeur à $x = 0$. Les résultats pour les deux convoyeurs sont représentés sur la Figure IV.8. Dans les deux cas, la vitesse des particules varie de $0\ \mathrm{m/s}$ à $0{,}3\ \mathrm{m/s}$ en fonction de leur position. Elle augmente jusqu'à atteindre sa valeur maximum

entre 2 mm et 4 mm de hauteur avant de décroitre. A cette hauteur critique, l'accélération des particules s'annule. Ce point critique représente la hauteur pour laquelle la somme des forces est nulle. Ainsi, la force de Coulomb, qui engendre la lévitation d'une particule donnée, est égale à la somme de toutes les autres forces, qui freinent ce mouvement.

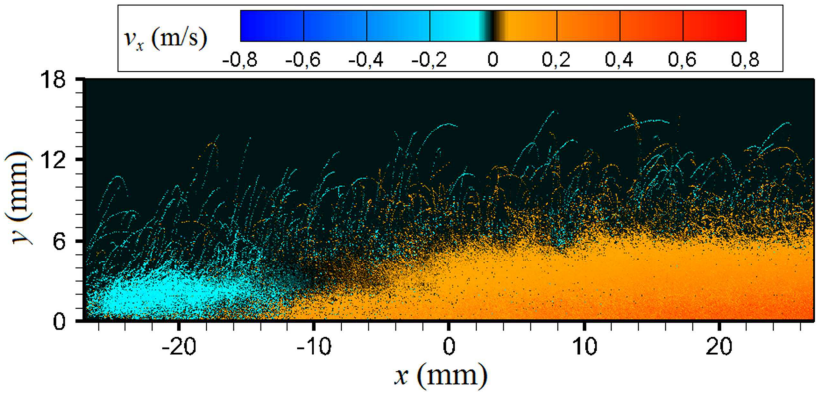


(a) COP **(b) COS**

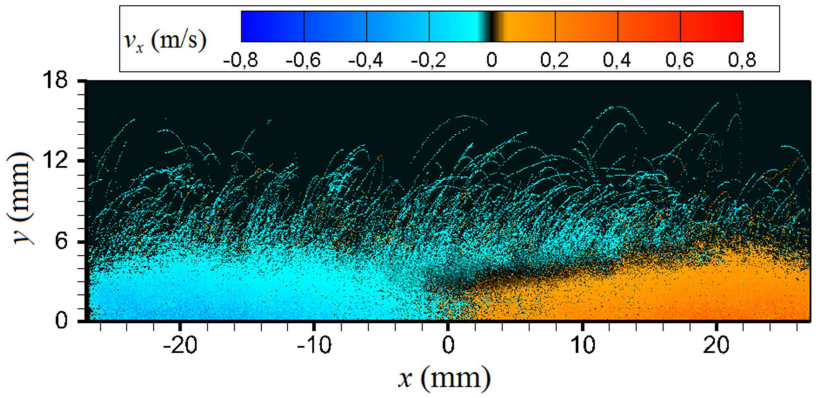
Figure IV.8. Profil de la composante de la vitesse des particules $v_y(y)$ pour les (a) COP et (b) COS. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $d_p[50\ \%] = 57$ µm.

IV.3.3. Etude de la vitesse des particules durant la phase d'accélération

L'objectif de cette partie est d'analyser la composante v_x de la vitesse des particules durant la phase d'accélération, une phase durant laquelle les particules se déplacent dans une des deux directions en suivant les ondes du potentiel électrique. Nous étudions notamment l'influence des paramètres expérimentaux comme la tension, la fréquence et la taille des particules sur leur vitesse de déplacement. La Figure IV.9 représente les trajectoires des particules pendant 50 ms de leur phase d'accélération pour une tension et une fréquence de 1000 V et 100 Hz, respectivement. Sur la barre de couleur nous avons illustré la valeur de la composante v_x de la vitesse des particules. Les valeurs positives de vitesse, liées aux particules qui se déplacent dans le sens direct, sont représentées par une échelle orange. Pour les particules qui se déplacent dans le sens inverse, une échelle en bleu est utilisée pour indiquer les valeurs négatives de vitesse. Sur la Figure IV.9.a, la couleur orange domine, ce qui indique que la plupart des particules partent vers le sens direct. Cependant, les résultats montrent l'existence d'une minorité de particules qui se déplacent vers le sens inverse (couleur bleu sur le côté gauche de la figure). Pour le cas biphasé représenté sur la Figure IV.9.b, un mouvement symétrique des particules dans les deux directions est obtenu.



(a) COP



(a) COS

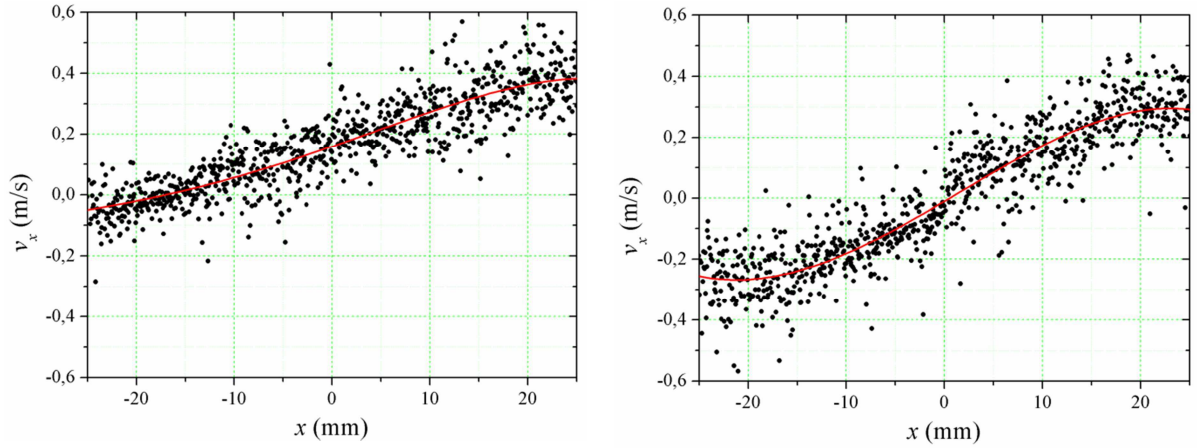
Figure IV.9. Trajectoires des particules pendant 50 ms de la phase d'accélération de leur mouvement pour les (a) COP et (b) COS. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $d_p[50\ \%] = 57$ µm.

Dans ce qui suit, nous analysons les profils sur les axes (Ox) et (Oy) de la composante horizontale de la vitesse des particules v_x ainsi que leur vitesse moyenne v_{x-moy} dans les deux sens direct et inverse. Les effets de la fréquence, la tension et la taille des particules sont aussi présentés et analysés.

IV.3.3.1. Analyse des profils $v_x(x)$

La Figure IV.10 illustre un profil typique de la composante $v_x(x)$ des valeurs de vitesse des particules le long de la direction x pour une hauteur $h = 0{,}5$ mm. Les valeurs de vitesse des particules sont représentées par des points noirs, une ligne de régression de ces valeurs est tracée en rouge pour faciliter l'analyser de la figure. Nous observons qu'il y a une différence des comportements en fonction du type de convoyeur. Pour le COP (Figure IV.10.a), la vitesse des particules augmente en fonction de x, ce qui veut dire que les particules accélèrent. A 100 Hz, la majorité des vitesses mesurées sont positives, indiquant le déplacement des particules dans le sens direct. Pour le COS (Figure IV.10.b), les particules se déplacent équitablement avec la même vitesse dans les deux directions, ce qui se traduit par une symétrie par rapport à l'axe $x = 0$. Pour les deux cas étudiés, certaines particules peuvent atteindre ce que l'on appelle la vitesse de synchronisme v_{syn}, qui correspond à la vitesse de l'onde du potentiel électrique propagée dans chaque direction. D'après les résultats du

chapitre II, l'onde totale du potentiel électrique dans les deux convoyeurs peut être décomposée en deux ondes qui se propagent dans deux directions opposées. La vitesse de propagation de ces ondes est proportionnelle à la fréquence du signal électrique et à la période géométrique λ. Dans le système triphasée, la vitesse de propagation de l'onde directe à 100 Hz est de $v_{syn-dir} = 0{,}6\ \mathrm{m/s}$; alors que celle de l'onde inverse est de $v_{syn-inv} = 0{,}3\ \mathrm{m/s}$. Certaines particules arrivent à atteindre une vitesse proche de celle de synchronisme dans le sens direct, alors que les particules qui se déplacent dans le sens inverse ont une vitesse qui reste globalement en dessous de $0{,}2\ \mathrm{m/s}$. Dans le cas biphasé, les deux ondes progressive se propagent avec la même vitesse de $v_{syn-dir} = v_{syn-inv} = 0{,}4\ \mathrm{m/s}$ à 100 Hz. Malgré que la plupart des particules n'arrivent pas suivre l'onde du potentiel électrique à cette fréquence, quelques particules peuvent l'atteindre voire la dépasser à la fin de la phase d'accélération.



(a) **(b)**

Figure IV.10. Profil de la vitesse des particules $v_x(x)$ pour les (a) COP et (b) COS. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $d_p[50\ \%] = 57$ µm.

Dans les trois prochaines sections, nous nous intéressons à la variation des profils $v_x(x)$ en fonction de plusieurs paramètres expérimentaux à savoir : la fréquence, la tension et la taille des particules. Pour des raisons de concision, uniquement les résultats de l'étude effectuée sur le COP sont présentés, mais il est possible d'étendre les conclusions de l'effet des paramètres étudiés pour le cas biphasé.

IV.3.3.1.1. Effet de la fréquence

La Figure IV.11 représente les profils de vitesse $v_x(x)$ pour trois fréquences 5 Hz, 50 Hz, et 500 Hz, avec une tension appliquée de 1000 V. Malgré la dispersion des valeurs pour chaque cas, la vitesse a tendance à augmenter lorsque x augmente. Cela est dû au fait que la vitesse des particules, initialement placées au centre du convoyeur, augmente avec le temps. Les valeurs de vitesse mesurées à 50 Hz sont plus élevées par rapport à celles de 5 Hz et 500 Hz. Cela signifie que la vitesse des particules, comme l'efficacité de déplacement, passe par un maximum en fonction de la fréquence. Plus de valeurs négatives sont obtenus

avec une fréquence de 500 Hz, qui se traduit par le mouvement des particules dans le sens inverse. Enfin, à cause de la faible efficacité de déplacement des particules à 500 Hz, peu de vitesses des particules ont été enregistrées pour $x < -15$ mm et $x > 15$ mm.

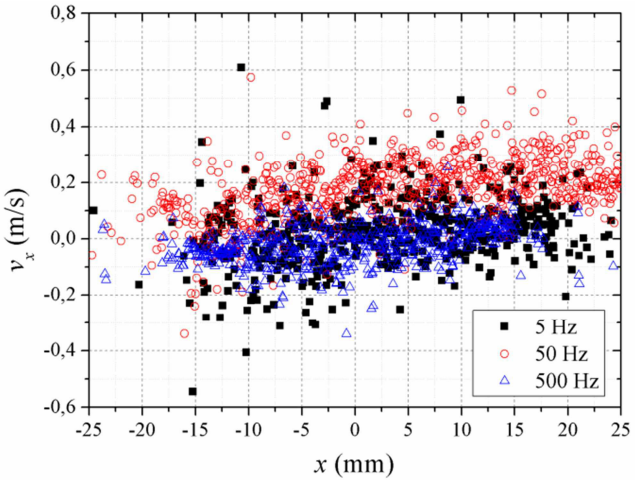


Figure IV.11. Effet de la fréquence sur les profils de vitesse $v_x(x)$ pour le COP. Conditions : 3 phases, $V = 1000$ V, $d_p[50\ \%] = 57$ µm.

IV.3.3.1.2. Effet de la tension

L'effet de la tension sur les profils de vitesse $v_x(x)$ est représenté sur la Figure IV.12 Trois valeurs de tension sont prises en considération dans cette étude (600 V, 800 V et 1000 V) pour une valeur de fréquence fixe à 100 Hz. Les résultats montrent que la vitesse des particules est plus élevée à 1000 V sur le côté positif ($x > 0$) ; par contre, la valeur absolue de la vitesse des particules transportées dans le sens inverse est plus élevée à 600 V. Ce résultat sera analysé plus en détail dans les prochaines sections dédiées à l'étude des profils $v_x(x)$ et de la vitesse moyenne v_{x-moy}.

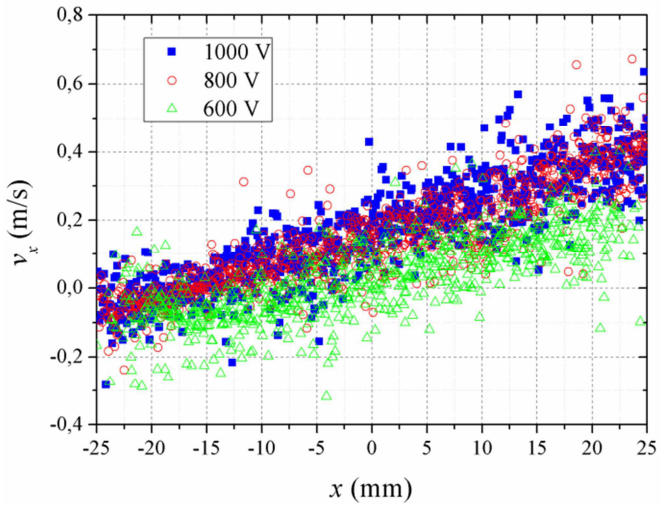


Figure IV.12. Effet de la tension sur les profils de vitesse $v_x(x)$ pour le COP. Conditions : 3 phases, $f = 100$ Hz, $d_p[50\ \%] = 57$ µm.

IV.3.3.1.3. Effet de la taille des particules

Un autre facteur très important qui peut influencer la composante horizontale de la vitesse des particules est leur taille. Cela s'explique par l'importance des différentes forces qui dépendent de la taille des particules, en particulier les forces de traînée et la force diélectrophorétique, ces dernières peuvent agir sur la composante horizontale de la vitesse des particules. La force de Coulomb peut aussi être affectée, car la charge des particules dépend de leur taille. Les profils de vitesse $v_x(x)$ pour différentes tailles des particules sont représentés sur la Figure IV.13, pour des valeurs de tension et de fréquence fixées à 1000 V et 100 Hz, respectivement. Les petites particules (36 µm) acquièrent des vitesses positives, avec des valeurs proches du synchronisme à $x = 20$ mm. Plus la taille des particules augmente plus la vitesse diminue. Il faut rappeler qu'une distribution gaussienne est associée à chaque gamme de taille des particules, ceci explique en partie la dispersion des valeurs de vitesse mesurées. Pour les particules ayant 120 µm de diamètre médian, on note qu'il y a à la fois des valeurs de vitesse positive et négative. Pour les grosse particules (196 µm), la majorité des valeurs de vitesse est proche de 0 m/s, ce qui montre la difficulté des particules à se déplacer dans les conditions expérimentales de l'étude.

Après avoir étudié les profils $v_x(x)$, il serait intéressant d'analyser les profils de vitesse sur l'axe des y ainsi que la vitesse moyenne afin d'avoir une compréhension plus précise des différents effets.

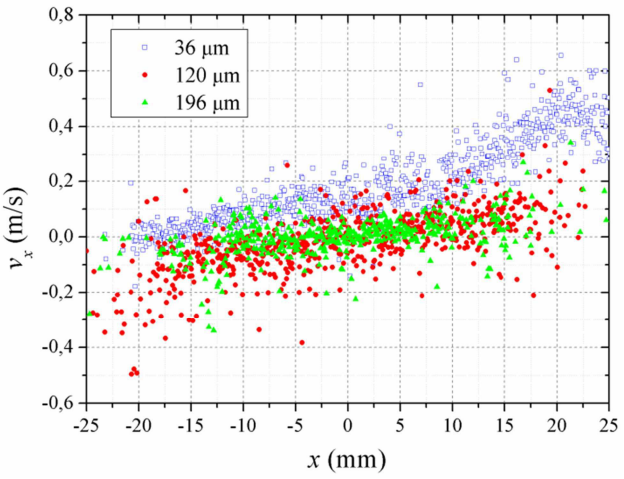


Figure IV.13. Effet de la taille des particules sur les profils de vitesse $v_x(x)$ pour le COP. Conditions : 3 phases, $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz.

IV.3.3.2. Analyse des profils $v_x(y)$

Dans cette section, les profils de la vitesse des particules sur l'axe (Oy) seront étudiés. Pour cela, les valeurs de vitesse $v_x(y)$ sont calculées à deux positions de l'axe des ordonnées: $x = 15{,}5$ mm $\pm\, 0{,}5$ mm (coté directe) et $x = -15{,}5$ mm $\pm\, 0{,}5$ mm (coté inverse). La fourchette de $\pm 0{,}5$ mm a été prise en considération afin d'intégrer un nombre de mesures significatif. Sur les figures de cette étude, la vitesse des particules est représentée sur l'axe des abscisses, et la hauteur sur l'axe des ordonnées.

Les résultats des profils pour les deux convoyeurs triphasé et biphasé sont représentés sur la Figure IV.14. Pour le COP triphasé, plus les particules s'éloignent de la surface, plus leur vitesse dans le sens directe s'affaiblie. Ceci peut être expliqué par le fait que l'intensité du champ électrique est plus forte en proche surface. Par conséquent, en s'éloignant de la surface, la force de Coulomb s'affaiblit, ce qui empêche les particules de se déplacer rapidement. La vitesse de déplacement des particules dans le sens inverse est très faible dans ces conditions expérimentales. Pour le COS, les vitesses sur les deux cotés sont quasiment identiques. Cette vitesse peut aller jusqu'à $0{,}3\ \mathrm{m/s}$ dans les conditions de l'expérience. En comparant les résultats obtenues pour les deux convoyeurs, les vitesses enregistrées dans le cas triphasé pour les particules qui se déplacent dans le sens direct sont supérieures à celles obtenues avec le COS. Dans le sens inverse, les particules se déplacent moins efficacement avec le COP contrairement au COS qui évacue les particules dans les deux directions.

Dans les prochains paragraphes, nous allons étudier l'évolution des profils $v_x(y)$ en fonction de la fréquence, la tension et la taille des particules.

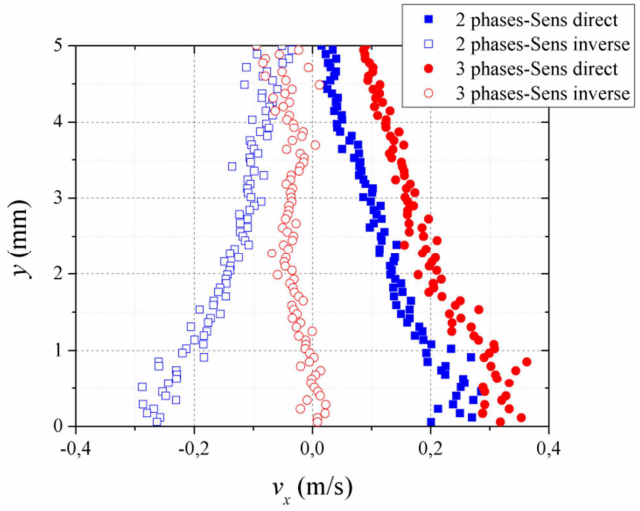


Figure IV.14. Profils de vitesse $v_x(y)$ pour les deux convoyeurs. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $d_p[50\ \%] = 57$ µm.

IV.3.3.2.1. Effet de la fréquence

La Figure IV.15 représente les profils $v_x(y)$ pour différentes valeurs de fréquence entre 5 Hz et 500 Hz pour les deux convoyeurs, à la position $x = 15{,}5\ \mathrm{mm} \pm 0{,}5\ \mathrm{mm}$. La vitesse la plus élevée a été obtenue à 100 Hz pour les deux cas, puis celle à 50 Hz. L'effet de la fréquence est plus remarquable proche de la surface. Pour des fréquences inférieures à 100 Hz, la vitesse des particules augmente avec la fréquence. Par contre, la vitesse chute lorsque la fréquence dépasse 100 Hz. A partir de 2 mm au-dessus de la surface, les valeurs de vitesse se rapprochent et l'effet de la fréquence s'atténue. Ce résultat est très important car il montre que la vitesse de déplacement peut être contrôlée en variant la fréquence. Pour le cas triphasé, des valeurs négatives de la vitesse ont été obtenues à 500 Hz indiquant le déplacement des particules dans le sens inverse à hautes fréquences.

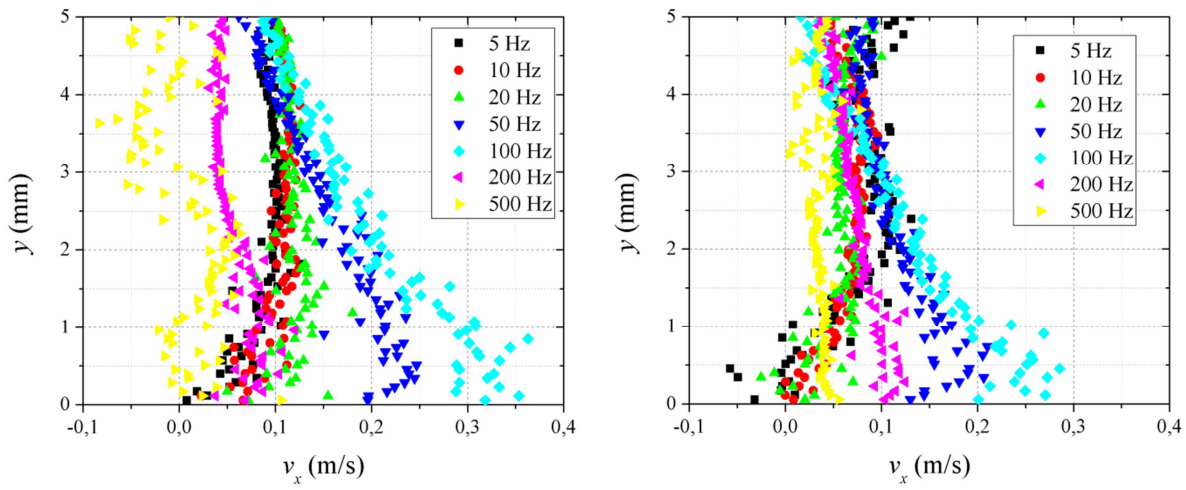


Figure IV.15. Effet de la fréquence sur les profils de vitesse $v_x(y)$ pour les (a) COP et (b) COS. Conditions : $V = 1000$ V, $d_p[50\ \%] = 57$ µm, $x = 15{,}5$ mm $\pm$ 0,5 mm.

IV.3.3.2.2. Effet de la tension

L'amplitude de la tension appliquée compte parmi les facteurs qui peuvent avoir un effet sur la vitesse des particules. L'effet de la tension sur les profils de vitesse $v_x(y)$ est illustré sur la Figure IV.16. La fréquence dans cette étude est fixée à 100 Hz et les particules ont un diamètre médian de 57 µm. Comme attendu, l'augmentation de la tension engendre une augmentation de la vitesse des particules sur la direction (Ox). Ceci est expliqué par l'augmentation de la force de Coulomb exercée sur les particules, ce qui facilite leur déplacement.

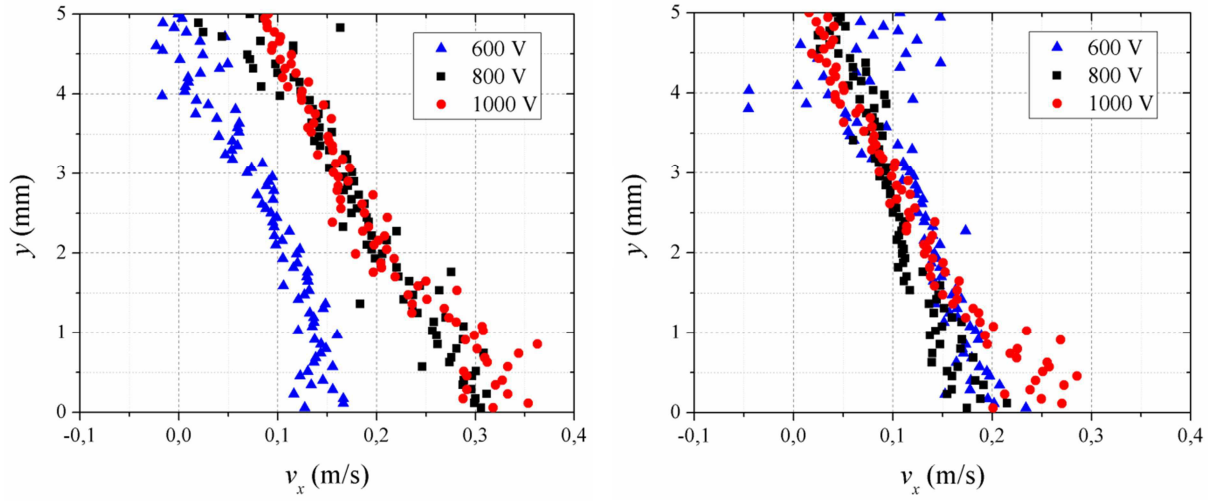


Figure IV.16. Effet de la tension sur les profils de vitesse $v_x(y)$ pour les (a) COP et (b) COS. Conditions : $f = 100$ Hz, $d_p[50\ \%] = 57$ µm, $x = 15{,}5$ mm $\pm$ 0,5 mm.

IV.3.3.2.3. Effet de la taille des particules

La vitesse des particules varie aussi en fonction de leur taille. Dans cette section, plusieurs gammes de taille des particules ont été étudiées, leur diamètre médian $dp[50\%]$

varie entre 35 et 190 µm. Les résultats de l'effet de la taille des particules sur leurs profils de vitesse $v_x(y)$ sont représentés sur la Figure IV.17. Pour les deux convoyeurs, à faible hauteur, la vitesse diminue avec l'augmentation de la taille des particules. En effet, plus la particule est grande, plus les valeurs des forces de gravité et de traînée qu'elle subisse augmente, ce qui affaiblit l'effet de la force de Coulomb qui transporte les particules. Lorsqu'on est proche de la surface, la vitesse la plus élevée a été obtenue avec les particules de 35 µm. Elle atteint 0,3 m/s pour le cas biphasé et dépasse 0,35 m/s pour le cas triphasé. A partir de 3 mm au-dessus de la surface, un rapprochement des valeurs de la vitesse pour les deux convoyeurs est observé.

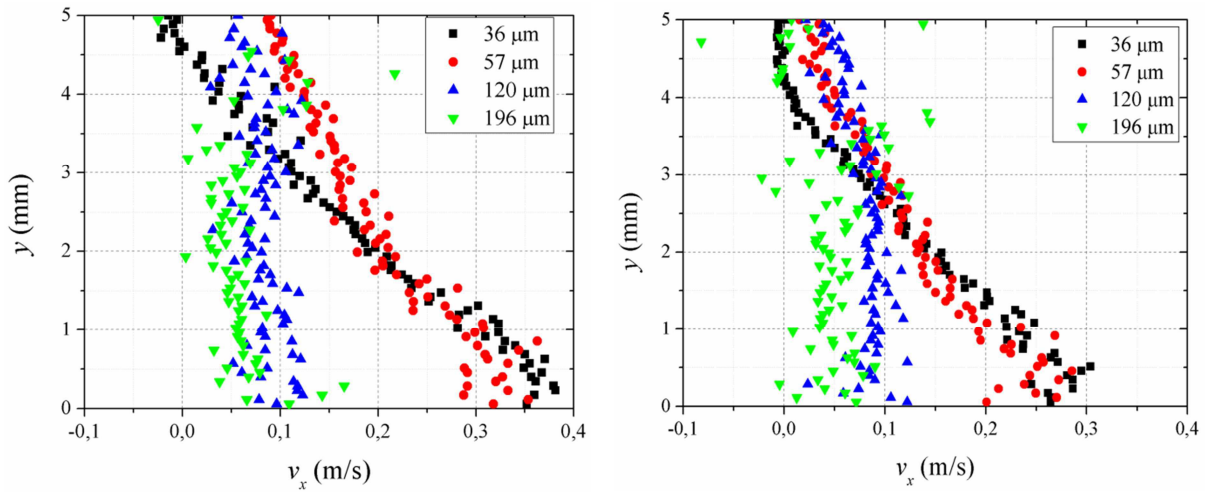


Figure IV.17. Effet de la taille des particules sur les profils de vitesse $v_x(y)$ pour les (a) COP et (b) COS. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $x = 15{,}5$ mm $\pm$ 0,5 mm.

IV.3.3.3. Analyse des vitesses moyennes (v_{x-moy})

Dans cette partie, nous allons étudier la composante de la vitesse moyenne v_{x-moy} (vitesse de transport) sur une population des particules dans les deux sens de mouvement. Pour cela, nous avons choisis les deux positions illustrées sur la Figure IV.18. Sur les deux côtés du convoyeur, nous avons calculé la moyenne des vitesses des particules qui passe à travers deux fenêtres de 1×2 mm^2 situées aux positions $x_1 = -15$ mm et $x_2 = +15$ mm. Le choix de ces deux positions n'est pas du tout arbitraire, car elles doivent satisfaire deux conditions :

1) La vitesse des particules doit être la plus proches possible de la valeur maximale atteinte pendant leur déplacement.
2) Le nombre des particules qui traversent ces fenêtres pendant les 50 ms de post-traitement doit être supérieur à 10. En effet, il est plus facile de réaliser des mesures de vitesse représentatives du mouvement des particules avec un nombre de particules important, ce qui permet en plus de calculer des moyennes et des écarts types fiables sur une population significative.

La difficulté du choix se pose sur la 2ème condition, car à haute fréquence l'efficacité de déplacement des particules est faible. De plus, avec la faible quantité de particules déposées sur la surface (2 g dans cette expérience), en ajoutant à cela la perte des particules qui sortent du plan de focalisation de la caméra, il est difficile de visualiser des particules qui se déplacent loin de leur position initiale. Les calculs préliminaires ont montré que les fenêtres choisies sont adaptées pour satisfaire les deux conditions pour différentes situations de l'étude paramétrique.

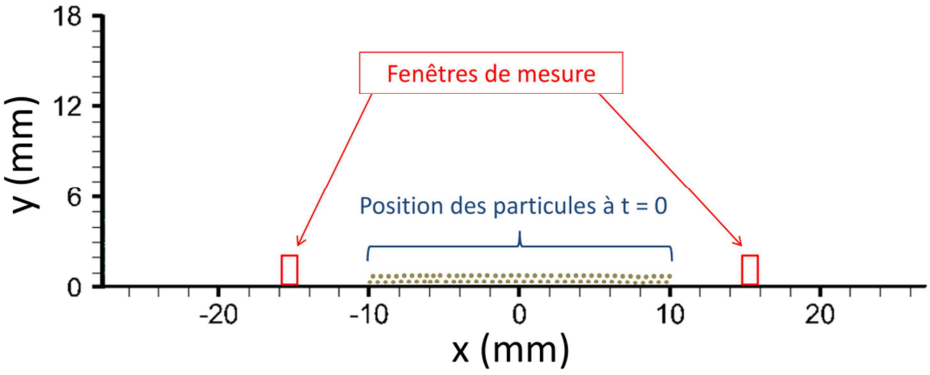


Figure IV.18. Schéma représentant les positions des fenêtres de calcul de la vitesse moyenne sur les deux directions du mouvement des particules.

L'approche de cette étude est similaire à celle de la méthode de vélocimétrie laser Doppler (LDV), car elle nous permettra de réaliser une étude statistique sur une population importante de particules qui traversent un volume de mesure donné. La Figure IV.19 représente un histogramme du nombre de particules détectées dans les fenêtres de mesure en fonction de leur vitesse pour les deux convoyeurs. Les conditions de l'étude sont de 1000 V et 100 Hz pour la tension et la fréquence, respectivement.

Pour les différents cas, une distribution plus ou moins large du nombre des particules en fonction de la vitesse est obtenue. Différentes raisons peuvent justifier cela, d'abord, la distribution de taille des particules dans cette gamme est dispersée. Il est utile de rappeler que les particules étudiées ont un diamètre médian $d_p[50\%] = 57$ µm, avec $d_p[10\%] = 37$ µm et $d_p[90\%] = 86$ µm. La deuxième raison est que les particules ont des charges différentes avec des positions initiales différentes, ce qui affecte fortement leur vitesse. Tout cela justifie l'intérêt de réaliser une étude de la vitesse moyenne sur un grand nombre de particules au lieu de mesurer la vitesse d'une seule particule.

Dans le cas triphasé, la distribution des vitesses est plus large dans le sens direct avec des vitesses comprises entre 0 et 0,6 m/s, alors que dans le sens inverse, les vitesse des particules varient entre $-0{,}2$ et 0,1 m/s avec une moyenne proche de 0. Dans le cas biphasé, il y a une large dispersion qui varie entre $-0{,}1$ et 0,5 m/s pour le sens direct et entre $-0{,}5$ et 0,1 m/s pour le sens inverse.

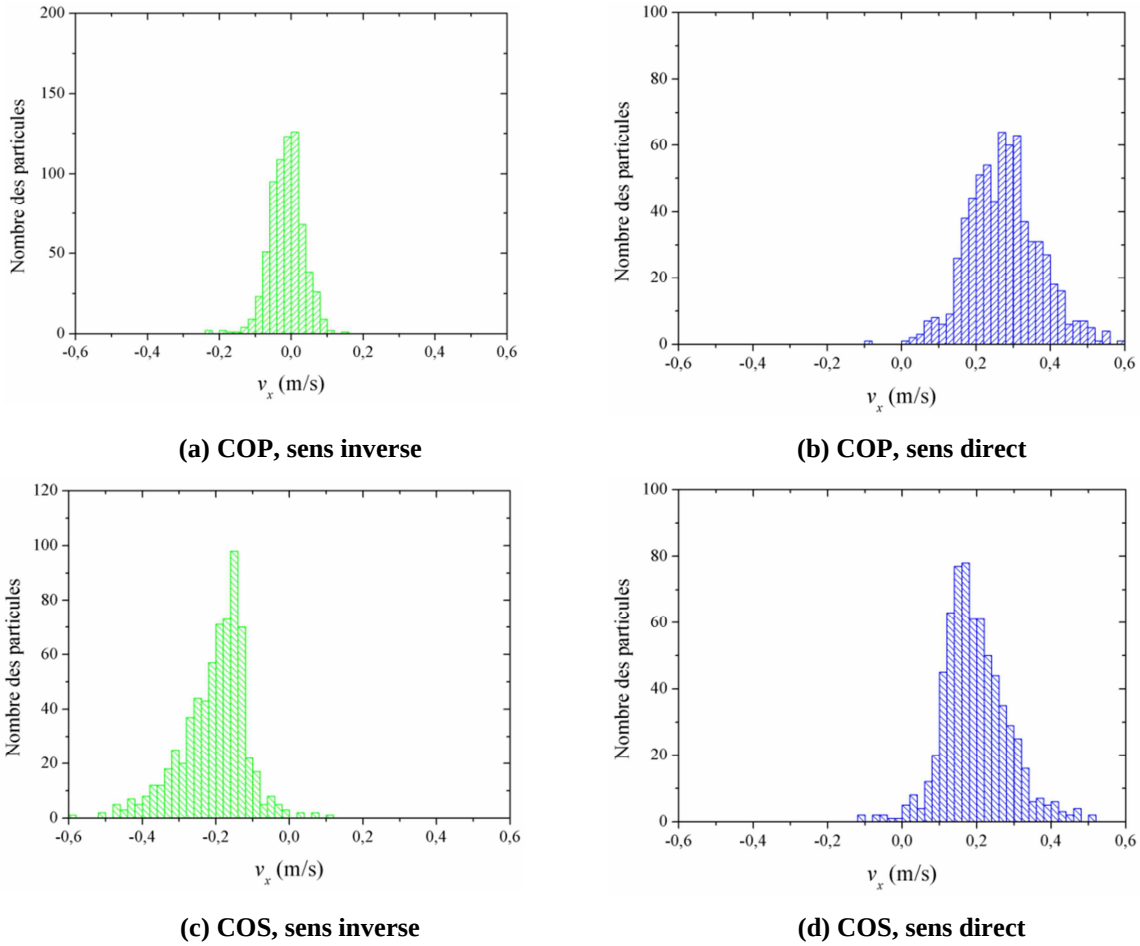


Figure IV.19. Histogramme du nombre des particules en fonction de la composante de vitesse v_x des particules détectées dans les fenêtres de mesure pour (a) (b) COP, sens inverse et direct respectivement et (c) (d) COS, sens inverse et direct respectivement. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $d_p[50\ \%] = 57$ µm.

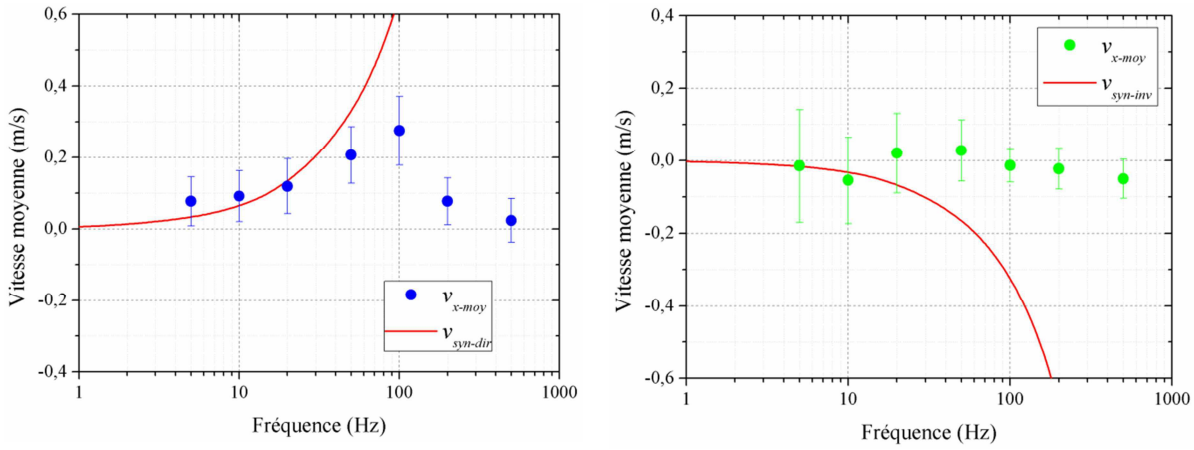
Dans les prochains paragraphes, nous allons étudier successivement l'influence de la fréquence, la tension et la taille des particules sur la vitesse moyenne v_{x-moy}.

IV.3.3.3.1. Effet de la fréquence

La Figure IV.20 représente la variation de la vitesse moyenne en fonction de la fréquence dans les deux directions pour le COP. Les résultats des vitesses moyennes sont représentés par des points avec les barres d'écart type correspondantes, alors que la vitesse de synchronisme de l'onde directe ou inverse en fonction de la fréquence est représentée par une ligne rouge. Pour rappel, les vitesses de synchronismes dans les sens direct et inverse sont les vitesses de propagation des composantes direct et inverse de l'onde du potentiel électrique, elles sont données par la multiplication de la fréquence par la période géométrique donnée par $\lambda_{dir} = 6$ mm pour la composante directe et $\lambda_{inv} = 3$ mm pour la composante inverse. La tension dans cette étude est fixée à 1000 V pour des particules de 57 µm.

En analysant la Figure IV.20 et en s'appuyant sur les observations des images brutes présentées au début de ce chapitre, nous distinguons différents comportements des particules en fonction de la fréquence pour lesquels la vitesse des particules est largement affectée :

- Pour des fréquences inférieures à 20 Hz, la vitesse moyenne de mouvement dans le sens direct augmente avec la fréquence, avec des valeurs qui peuvent dépasser la vitesse de synchronisme. A faible fréquence, la variation temporelle du potentiel électrique n'est par rapide. Par conséquent, certaines particules sous l'effet de la force de Coulomb peuvent être poussées avec une vitesse qui dépasse la vitesse très faible de l'onde du potentiel électrique.



(a) COP, sens direct **(b) COP, sens inverse**

Figure IV.20. Effet de la fréquence sur la vitesse moyenne v_{x-moy} pour le COP : (a) sens direct et (b) sens inverse. Conditions : 3 phases, $V = 1000$ V, $d_p[50\ \%] = 57$ µm.

- A 20 Hz, la vitesse des particules est égale à la vitesse de synchronisme. Pour cette fréquence, les particules se regroupent dans les zones de faible potentiel électrique et se déplacent avec l'onde directe. Une vitesse positive a même été mesurée dans le sens inverse (Figure IV.20.b) ce qui signifie que toutes les particules partent dans le sens direct. Ce résultat est en accord avec les résultats de l'efficacité de collecte, présentés dans le Chapitre II, qui montrent qu'à 50 Hz, l'efficacité de déplacement est maximale.
- Pour des fréquences comprises entre 20 et 100 Hz, la vitesse des particules dans le sens direct continue à augmenter avec la fréquence, mais elle s'affaiblie par rapport à la vitesse de synchronisme. Cela signifie que les particules n'arrivent plus à suivre l'onde du potentiel électrique, principalement à cause de la force de traînée.
- Pour des fréquences supérieures à 100 Hz, la vitesse des particules se déplaçant dans le sens direct chutent lorsque la fréquence augmente. Dans le même temps, la vitesse des particules dans le sens inverse (Figure IV.20.b) augmente légèrement avec la fréquence. Ceci est en accord avec les résultats du Chapitre II, qui indiquent que les particules se déplacent dans le sens inverse pour cette gamme de fréquences.
- Cette dernière remarque ne peut pas se voir sur la courbe. Pour les hautes fréquences (proche de 500 Hz), la population des particules déplacées et sur laquelle nous avons effectué le calcul de le vitesse moyenne est relativement faible. Une grande partie des

particules n'ont pas été transportées. Visuellement nous les voyons vibrer sur la surface sans qu'il y ait un déplacement significatif vers une des deux directions.

Les résultats de notre étude sont en accord avec les résultats obtenus dans la littérature. Nous citons ceux de Kawamoto *et al*. [27], qui ont utilisé un système quadriphasé, avec des formes d'ondes de tension carrées, pour manipuler des particules de toner de diamètre moyen entre 29,7 µm et 106,3 µm. Les résultats sont illustrés sur la Figure IV.21. Dans ce travail, les chercheurs se sont basés sur l'observation visuelle et la mesure de la vitesse de premières particules qui arrivent à la fin du convoyeur pour tracer la caractéristique vitesse/fréquence, alors que nous avons réalisé une étude statistique des mesures de vitesse sur une population importante des particules, obtenus par un traitement PTV. Kawamoto *et al*. [27] ont mentionné également l'existence de cinq zones de fréquences dans lesquelles les particules ont des comportements et des vitesses différents : overtaking region, synchronous region, asynchronous region, backward transport region, et vibration region. Les gammes de fréquence que nous avons trouvée pour chaque comportement sont légèrement différentes par rapport à celles obtenus par Kawamoto *et al*. Ceci est expliqué les conditions expérimentales très différentes des deux études (nombre de phases, forme d'onde et nature et taille des particules différents). Afin de bien caractériser les modes de mouvements des particules, il nous semble raisonnable de réaliser une modélisation de leur vitesse et trajectoires, c'est l'objectif des prochains chapitres.

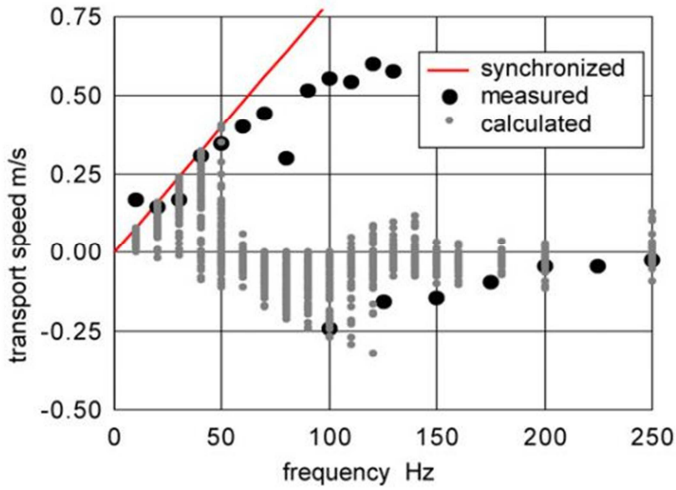
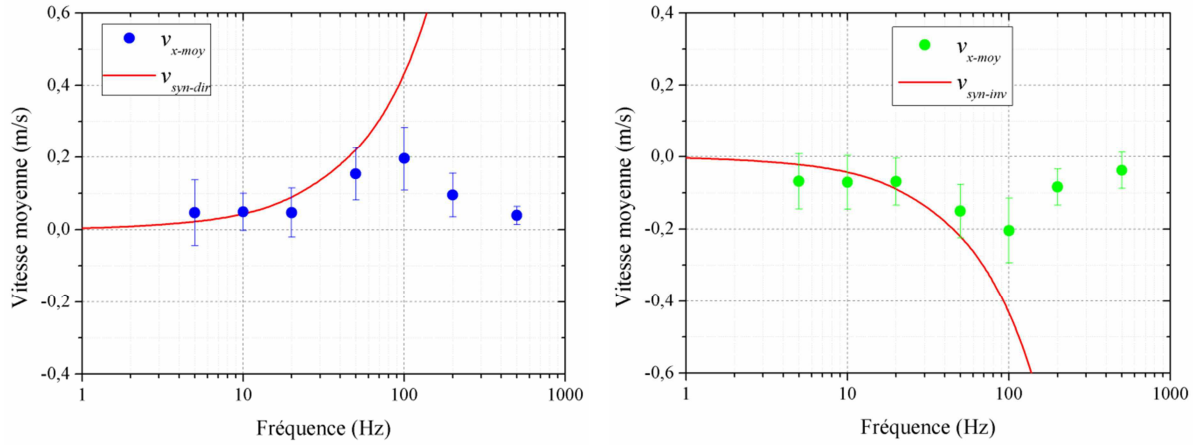


Figure IV.21. Effet de la fréquence sur la vitesse de déplacement des particules. Conditions : COP à4 phases, signal carré, particules de toner d_p[50 %] ≈ 47,4 µm [27].

Nous avons effectué la même analyse de la caractéristique vitesse/fréquence avec le COS. Les résultats sont illustrés sur la Figure IV.22 pour les deux directions de mouvement. Les vitesses moyennes dans les deux directions sont quasi-identiques, ce qui prouve que les deux composantes de l'onde stationnaire du potentiel électrique ont la même fréquence et la même amplitude. Les mêmes modes de mouvement en fonction de la fréquence ont été obtenues sur les deux coté, contrairement au cas triphasé pour lequel le comportement diffère en fonction de la direction du mouvement. La valeur absolue de la vitesse moyenne augment

avec la fréquence jusqu'à 100 Hz avant qu'elle chute pour des fréquences supérieures à 100 Hz.



(a) COS, sens direct **(b) COS, sens inverse**

Figure IV.22. Effet de la fréquence sur la vitesse moyenne v_{x-moy} pour le COS (a) sens direct et (b) sens inverse. Conditions : 2 phases, $V = 1000$ V, $d_p[50\ \%] = 57$ µm.

IV.3.3.3.2. Effet de la tension

En plus de la fréquence, nous avons étudié l'effet de la tension sur la vitesse moyenne de transport des particules. Dans cette partie, le calcul a été effectué sur le côté positif seulement. Les résultats de l'effet de la tension sur la vitesse moyenne v_{x-moy} pour les deux convoyeurs sont représentés sur la Figure IV.23. La fréquence est fixée à 100 Hz et les particules ont une taille médiane de 57 µm. Comme attendu, la vitesse moyenne augmente avec la valeur de la tension appliquée. Une vitesse plus élevée est obtenue avec le cas triphasé, en raison d'une plus grande vitesse de propagation de l'onde du potentiel électrique.

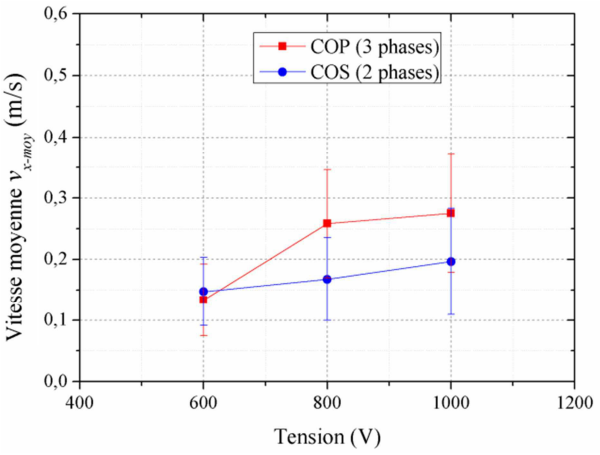


Figure IV.23. Effet de la tension sur la vitesse moyenne v_{x-moy} pour les deux convoyeurs dans le sens direct. Conditions : $f = 100$ Hz, $d_p[50\ \%] = 57$ µm.

IV.3.3.3.3. Effet de la taille des particules

L'effet de la taille des particules sur la vitesse moyenne v_{x-moy} est représenté sur la Figure IV.24 pour les deux convoyeurs avec une tension de 1000 V et une fréquence de

100 Hz. Pour les deux convoyeurs, la vitesse des petites particules est plus élevée à cause de la contribution des forces de gravité et de traînée qui augmente avec la taille des particules. De plus, la vitesse moyenne de transport des particules est plus élevée dans le cas triphasée, en particulier pour les petites tailles. Par exemple, avec les particules de 36 µm, la vitesse moyenne atteint 0,3 m/s pour le cas triphasée, alors qu'elle est limitée à environ 0,22 m/s pour le cas biphasé. Pour les grandes particules, les vitesses moyennes obtenues pour les deux convoyeurs sont assez proches.

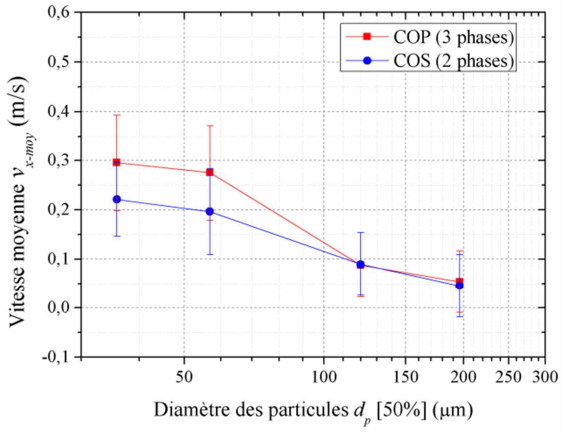


Figure IV.24. Effet de la taille des particules sur la vitesse moyenne v_{x-moy} pour les deux convoyeurs dans le sens direct. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz.

IV.4. Synthèse du Chapitre IV

Ce chapitre s'est focalisé sur l'étude expérimentale de la vitesse des particules lors de leur déplacement dans des convoyeurs à ondes progressive et stationnaire. Afin d'enregistrer leur mouvement, les particules sont éclairées dans une section plane par une source lumineuse, avant d'enregistrer la diffusion de la lumière sur les particules par une caméra ultra-rapide.

L'analyse du comportement des particules en observant les images brutes à des instants typiques du mouvement nous a permis de distinguer plusieurs modes de mouvement des particules qui dépendent de la gamme de la fréquence appliquée. Pour les faibles fréquences, le mouvement des particules est initié par la force de Coulomb, mais s'effectue dans un champ électrique qui varie très lentement en fonction du temps. En augmentant la fréquence, les particules commencent à se confiner dans des zones de faible potentiel électrique et se déplacent avec la même vitesse que l'onde du potentiel électrique. A hautes fréquences, les particules n'arrivent plus à suivre la variation temporelle très rapide du champ électrique à cause de la force de trainé, elles ne peuvent que vibrer ou faire des petits sauts au-dessus de la surface.

Le post-traitement des données brutes, mis au point en utilisant la technique PTV, nous a permis de suivre les particules individuelles et de calculer leurs vitesses en se basant sur une approche Lagrangienne. Le choix de la méthode PTV se justifie par la densité faible et non-

homogène des particules dans les fenêtres d'interrogation. Les résultats de l'étude des profils de vitesse montrent que :

- La vitesse des particules dépend de leur position. La vitesse est plus élevée lorsque les particules sont proches de la surface, ainsi qu'au niveau des extrémités du convoyeur (coté direct dans le cas triphasé, et les deux côtés dans le cas biphasé).
- Les particules passent par une phase d'accélération durant laquelle leur vitesse augmente avec le temps. Certaines particules peuvent même atteindre la vitesse de synchronisme dans des conditions expérimentales particulières.

En plus de l'étude des profils de vitesse, nous avons calculé la vitesse moyenne de transport des particules en fonction de la fréquence, la tension, et la taille des particules dans deux lieux significatifs situés dans les deux directions de mouvement. Les principales conclusions peuvent être formulées comme suit :

- La vitesse de transport moyenne passe par un maximum en fonction de la fréquence. Pour des fréquences inférieures à 20 Hz, la vitesse moyenne du mouvement dans le sens direct augmente avec la fréquence. Dans cette gamme de fréquences, la vitesse de certains particules peut dépasser la vitesse de synchronisme. Pour des fréquences entre 20 Hz et 100 Hz, la vitesse des particules dans le sens direct continue à augmenter avec la fréquence mais elle s'affaiblit par rapport à la vitesse de synchronisme, principalement due à la force de trainé. Pour des fréquences supérieures à 100 Hz, la vitesse des particules chute lorsque la fréquence augmente. Cette tendance a été observée avec les particules qui se déplacent dans le sens direct pour le cas triphasé, et dans les deux directions dans le cas biphasé.
- La vitesse moyenne est affectée aussi par la tension et la taille des particules. Elle augmente avec la tension à cause de l'augmentation de la force de Coulomb ; tandis que elle diminue lorsque la taille des particules augmente à cause de la contribution des forces de gravité et de trainé.

La vitesse moyenne des particules dans le cas triphasée et supérieure à celle obtenue dans le cas biphasé. Cela s'explique par le fait que la vitesse théorique des ondes harmoniques est plus élevée en triphasé.

CHAPITRE V

Etude du champ électrique et évaluation des forces mises en jeu

Chapitre V.
Etude du champ électrique et évaluation des forces mises en jeu

Les études expérimentales des convoyeurs à ondes progressives (COP) et stationnaires (COS) ont montré la supériorité incontestable des premiers en termes d'efficacité de déplacement des particules. Ainsi, la prochaine étape de l'étude va porter sur la modélisation de la trajectoire des particules dans un COP. Mais avant d'arriver à cette étape dans le cadre du Chapitre VI, une étude approfondie du champ électrique au-dessus des électrodes et des forces exercées sur les particules est indispensable, et fera l'objet de ce chapitre. Le champ électrique est impliqué dans les principales forces électrostatiques mise en jeux à savoir la force de Coulomb et la force diélectrophorétique. Cette étude permettra d'examiner en détails la distribution des forces électrostatiques dans l'espace et dans le temps et l'influence des différents paramètres sur le mouvement des particules. En plus des forces liées au champ électrique, les particules peuvent également être soumises à d'autres forces à la fois électrostatiques et mécaniques, telles que la force image, la force de gravité, la force de traînée et la force d'adhésion. Toutes ces forces et leur impact sur le mouvement des particules feront aussi l'objet de cette étude.

Ce chapitre est constitué de trois sections principales. Dans la première, la distribution du champ électrique sera étudiée en détail, compte tenu de son importance dans le calcul des forces électrostatiques agissant sur les particules. Dans cette étude, un modèle théorique est considéré pour extraire les deux composantes du champ électrique : directe et inverse. Un intérêt particulier sera donné au phénomène de rotation de chaque composante du champ électrique, car il a un effet direct sur le mouvement des particules. Dans la deuxième partie, nous décrivons le bilan des forces exercées sur les particules dans un champ électrique à onde progressive ainsi que l'effet des différents paramètres sur ces forces, en portant un intérêt particulier aux forces de Coulomb et diélectrophorétique. La simulation des forces est effectuée sur le logiciel commercial COMSOL Multiphysics® basé sur la méthode des éléments finis (FEM). Sur la base de cette étude la trajectoire des particules sera modélisée dans le prochain chapitre. Dans la troisième partie, une étude comparative des différentes forces exercées sur une particule déposée sur la surface du COP est effectuée au moment de l'application de la tension.

V.1. Etude du champ électrique

Dans cette section, la distribution dans l'espace et l'évolution dans le temps du champ électrique sont analysées. L'étude du champ électrique est primordiale, car cela permet de bien comprendre les principales forces électrostatiques qui affectent le mouvement des particules, à savoir la force de Coulomb et la force diélectrophorétique. Cette étude commence par une simulation numérique du champ électrique, suivie par une analyse théorique permettant la décomposition de l'expression du champ électrique en deux composantes, une due à l'onde directe et une autre causée par l'onde inverse du potentiel électrique, en se basant sur le modèle analytique décrit dans le Chapitre III.

V.1.1. Etude numérique

La simulation numérique du champ électrique dans l'espace a été réalisée pour une configuration triphasée. Une description détaillée du domaine de simulation et les conditions aux limites a déjà été faite dans la section III.2. Dans cette simulation, l'équation de Laplace est résolue puisque la charge d'espace est supposée négligeable. Des conditions aux limites sur les électrodes sont données par la condition de type Dirichlet, c'est à dire la fonction de la tension est imposée au niveau de chaque électrode; par contre, des conditions de Neumann sont fixées sur les limites de l'espace sur l'axe des y (voir la Figure III.3 pour plus de détails). La Figure V.1 représente la distribution typique du champ électrique en 2D ainsi que les vecteurs du champ électrique obtenus par la simulation. L'amplitude du champ électrique électrique est indiquée par la barre d'échelle en couleur sur le côté droit. Cette distribution est obtenue à l'instant $t = 0$ s, pour lequel les tensions au niveau des électrodes sont 1000 V, -500 V, -500 V de gauche à droite respectivement. On constate que les vecteurs du champ sortent des électodes avec un potentiel positif pour se diriger vers les électrodes avec un potentiel négatif. On observe aussi que le champ est beaucoup plus élevé au niveau des bords des électrodes.

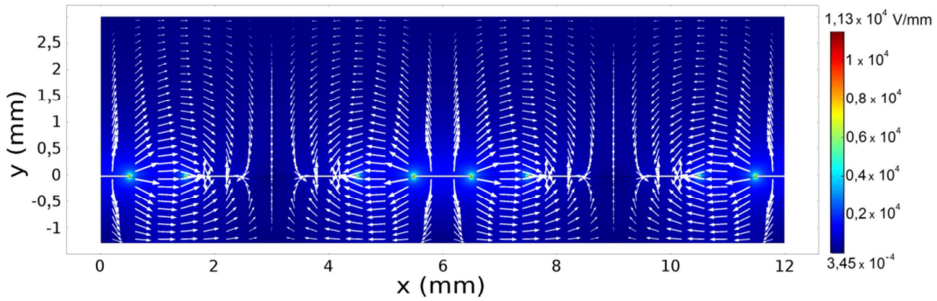


Figure V.1. Distribution du champ électrique en 2D obtenue par simulation numérique à l'instant $t = 0$ s. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 6$ mm.

V.1.2. Etude analytique

Le modèle analytique utilisé pour calculer le champ électrique est décrit en détail dans la section III.1 du Chapitre III. Il est important de rappeler que le potentiel électrique dans la configuration triphasée peut être exprimé par l'équation :

$$V(x,y,t) \approx V_0\left[\frac{3}{2}a_1 e^{-\frac{2\pi}{\lambda}y}\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x-\omega t\right)+\frac{3}{2}a_2 e^{-\frac{4\pi}{\lambda}y}\cos\left(\frac{4\pi}{\lambda}x+\omega t\right)\right] \quad \text{(V.1)}$$

Par résolution de l'équation $E=-\nabla V$, nous pouvons déduire les deux composantes du champ électrique en fonction des composantes de l'espace et du temps :

$$E(x,y,t)=\begin{pmatrix}E_x(x,y,t)\\E_y(x,y,t)\end{pmatrix}\approx\begin{pmatrix}V_0\left[\frac{3\pi}{\lambda}a_1 e^{-\frac{2\pi}{\lambda}y}\sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}x-\omega t\right)+\frac{6\pi}{\lambda}a_2 e^{-\frac{4\pi}{\lambda}y}\sin\left(\frac{4\pi}{\lambda}x+\omega t\right)\right]\\V_0\left[\frac{3\pi}{\lambda}a_1 e^{-\frac{2\pi}{\lambda}y}\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x-\omega t\right)+\frac{6\pi}{\lambda}a_2 e^{-\frac{4\pi}{\lambda}y}\cos\left(\frac{4\pi}{\lambda}x+\omega t\right)\right]\end{pmatrix} \quad \text{(V.2)}$$

avec, a_1 = 0,527 et a_2 = 0,228, $\lambda = 6$ mm, $V_0 = 1000$ V.

En admettant que $\alpha=\frac{2\pi}{\lambda}$ et $E_0=\alpha V_0$ le système d'équations précédent peut s'écrire de cette façon :

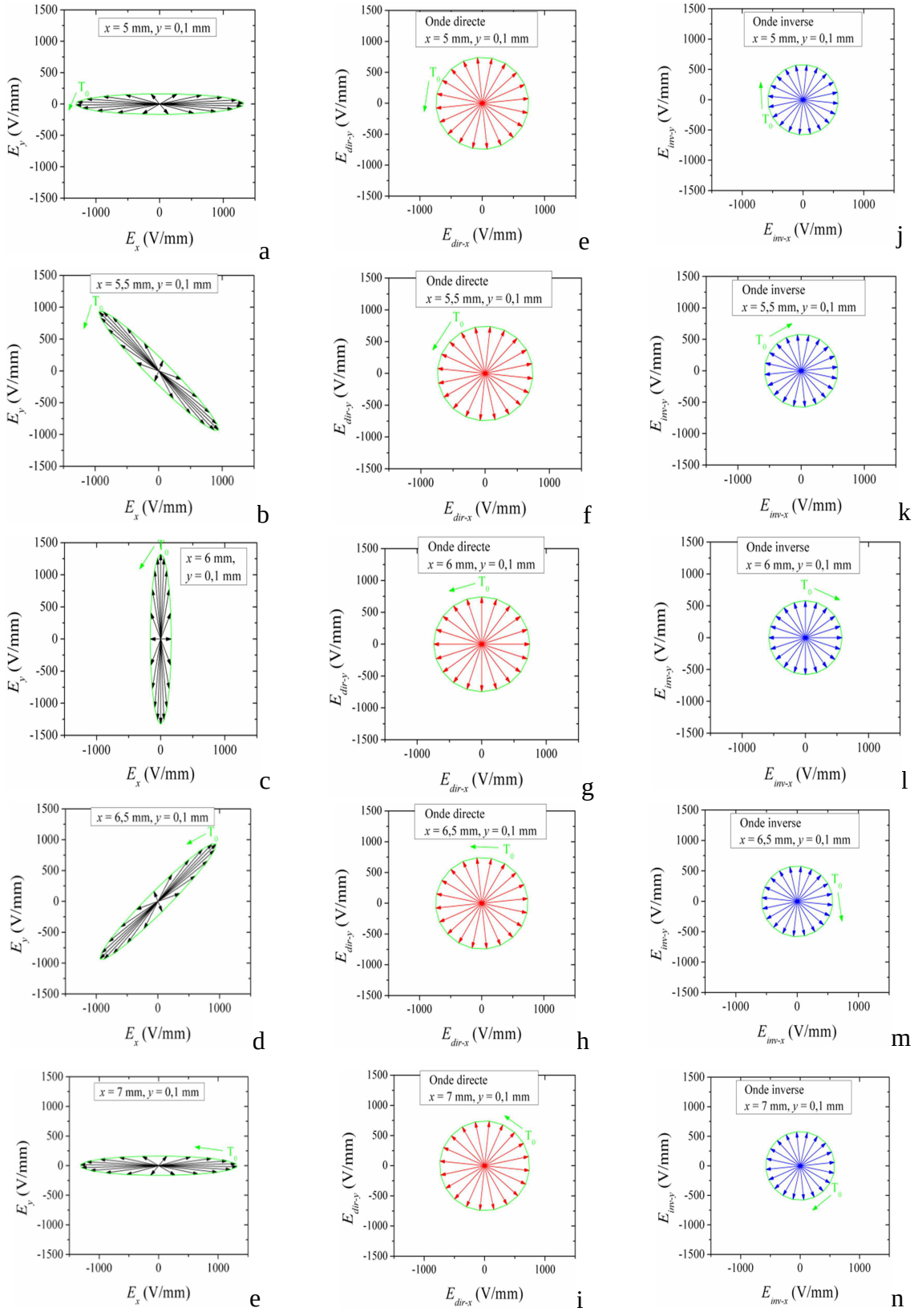
$$\begin{cases}E_x(x,y,t)\approx E_0\left[\frac{3}{2}a_1 e^{-\alpha y}\sin(\alpha x-\omega t)+\frac{6}{2}a_2 e^{-2\alpha y}\sin(2\alpha x+\omega t)\right]\\E_y(x,y,t)\approx E_0\left[\frac{3}{2}a_1 e^{-\alpha y}\cos(\alpha x-\omega t)+\frac{6}{2}a_2 e^{-2\alpha y}\cos(2\alpha x+\omega t)\right]\end{cases} \quad \text{(V.3)}$$

Le système d'équations (V.3) indique que le champ électrique est constitué de deux composantes dominantes, une composante générée par l'onde directe du potentiel électrique et une autre composante générée par l'onde inverse du potentiel électrique. Les deux composantes sont données par les équations :

$$\begin{cases}E_{dir-x}(x,y,t)\approx E_0\left[\frac{3}{2}a_1 e^{-\alpha y}\sin(\alpha x-\omega t)\right]\\E_{dir-y}(x,y,t)\approx E_0\left[\frac{3}{2}a_1 e^{-\alpha y}\cos(\alpha x-\omega t)\right]\end{cases} \quad \text{(V.4)}$$

$$\begin{cases}E_{inv-x}(x,y,t)\approx E_0\left[\frac{6}{2}a_2 e^{-2\alpha y}\sin(2\alpha x+\omega t)\right]\\E_{inv-y}(x,y,t)\approx E_0\left[\frac{6}{2}a_2 e^{-2\alpha y}\cos(2\alpha x+\omega t)\right]\end{cases} \quad \text{(V.5)}$$

Si on se place à un point fixe de coordonnées $(x;\ y)$, le champ électrique est donné par la superposition de deux composantes qui tournent en fonction du temps, mais dans deux directions différentes. La Figure V.2 représente l'évolution des vecteurs du champ électrique et de ses composantes directe et inverse en fonction du temps à des points typiques au-dessus des électrodes. Les points portent les cordonnées $(x;y)$: (5; 0,1), (5,5; 0,1), (6; 0,1), (6,5; 0,1) et (7; 0,1) mm. Les premier et dernier points sont situés entre les électrodes, les deuxième et quatrième points sont situés au niveau des bords, et le troisième point se situe au milieu de l'électrode. Le vecteur à l'instant $t = 0$ s ainsi que le sens de rotation sont indiqués en vert sur les figures. Ce résultat montre que le champ électrique total et sa composante directe tournent dans le sens positif (sens antihoraire), par contre, la composante inverse du champ électrique tourne dans le sens négatif (sens horaire), en fonction du temps. Il faut noter que les deux composantes tournent avec la même vitesse angulaire ω.



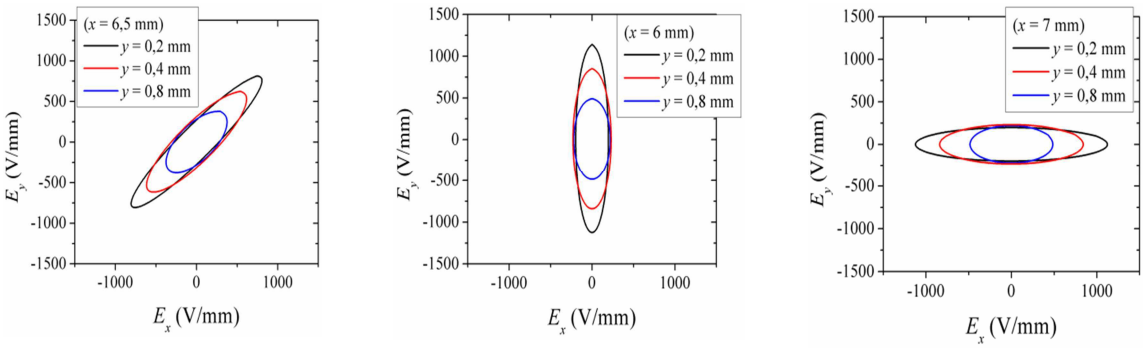
(a) $E(x,y,t)$ (b) $E_{dir}(x,y,t)$ (c) $E_{inv}(x,y,t)$

Figure V.2. Evolution des vecteurs du (a) champ électrique total ainsi que les deux composantes (b) directe et (c) inverse, à différents points de l'espace : $(x; y)$ = (5; 0,1), (5,5; 0,1), (6; 0,1), (6,5; 0,1) et (7; 0,1) mm. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $t = 0$ s.

Les vecteurs du champ électrique forment une géométrie circulaire pour les deux composantes directe et inverse issues des ondes du potentiel électrique parfaitement sinusoïdales, alors que la combinaison de ces composantes donne une forme elliptique plutôt étendue.

En se déplaçant sur l'axe (Ox) de $x = 5$ mm à $x = 7$ mm, l'axe de l'ellipse tourne dans le sens horaire, en gardant les mêmes dimensions de l'ellipse. Le champ électrique tournant affecte beaucoup le mouvement des particules. En réalité, c'est à cause de ce champ tournant que les particules se déplacent avec l'onde en suivant des trajectoires curvilignes plutôt que linéaires [155], [170], [172], [173].

Les dimensions de l'ellipse créée par les vecteurs du champ électrique total varient aussi en fonction de la position de la particule par rapport à la surface. La Figure V.3 présente les contours des ellipses créés pour trois positions en $y =$ 0,2 mm, 0,4 mm et 0,8 mm et pour trois valeurs de x. En se déplaçant verticalement suivant l'axe (Oy), la longueur de l'ellipse diminue mais l'angle d'inclinaison reste identique. Cette diminution se traduit par la diminution de l'amplitude des deux ondes lorsqu'on s'éloigne de la surface.

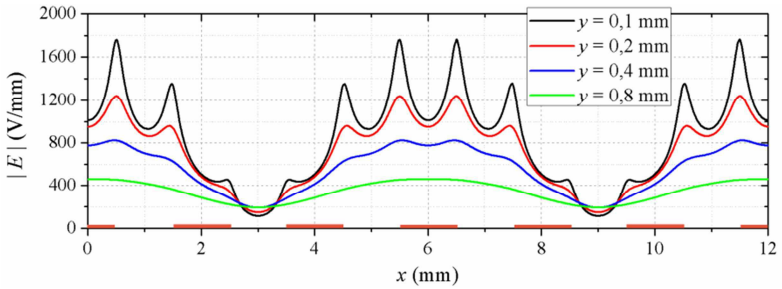


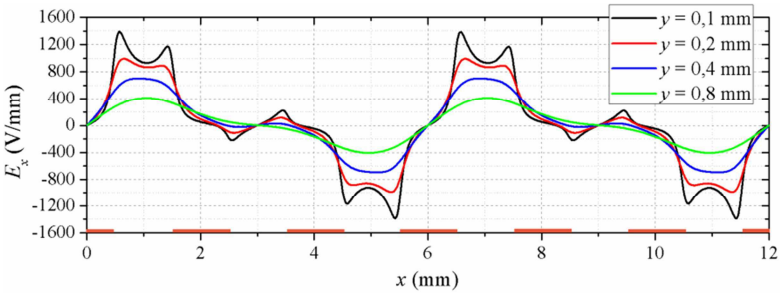
(a) $x = 6$ mm (b) $x = 6{,}5$ mm (c) $x = 7$ mm

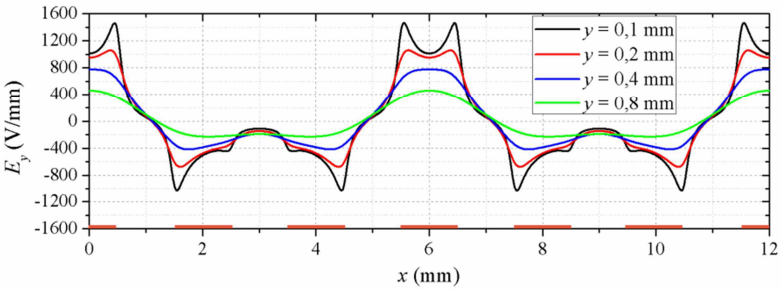
Figure V.3. Ellipses du champ électrique total obtenus dans différents points $y =$ 0,2 mm ; 0,4 mm et 0,8 mm pour (a) $x = 6$ mm, (b) $x = 6{,}5$ mm, (c) $x = 7$ mm à l'instant $t = 0$ s. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz,

V.1.3. Comparaison numérique – analytique

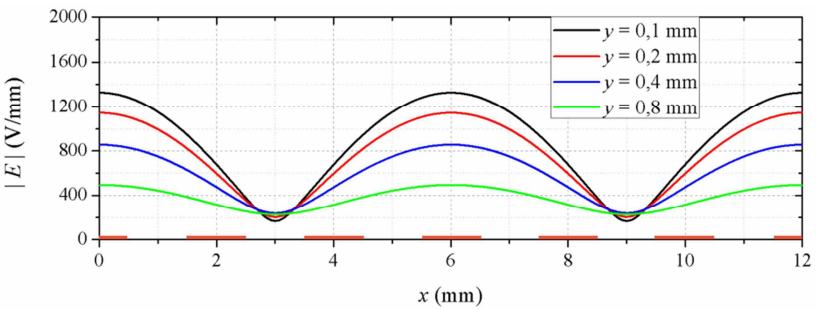
Dans cette partie, une étude comparative entre les profils du champ électrique obtenus par simulation numérique et ceux issus du modèle analytique est présentée. La Figure V.4 représente les profils du champ électrique $|E|(x)$, $E_x(x)$ et $E_y(x)$ à l'instante $t = 0$ s pour différentes hauteurs au-dessus de la surface des électrodes. On constate que les profils du champ sont périodiques en fonction de x avec une période géométrique $\lambda = 6$ mm. Lorsqu'on est loin de la surface, par exemple pour les cas $y = 0{,}4$ mm et $y = 0{,}8$ mm, les profils obtenus par les deux approches numérique et analytique sont quasiment identiques. Lorsqu'on s'approche de la surface, les résultats numériques montrent un champ plus élevé au niveau des bords des électrodes.

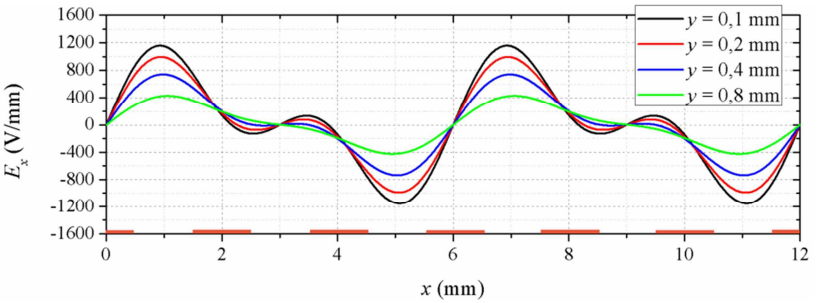


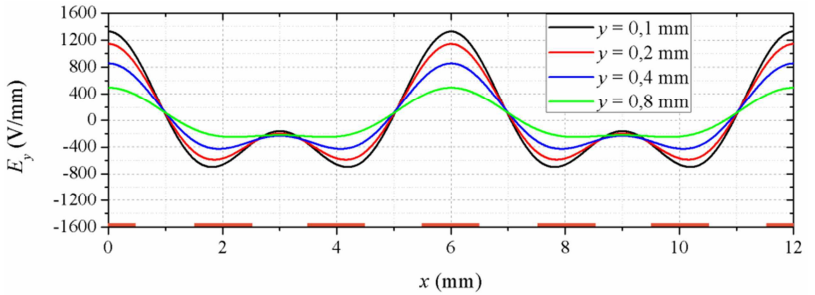




(a) Numérique





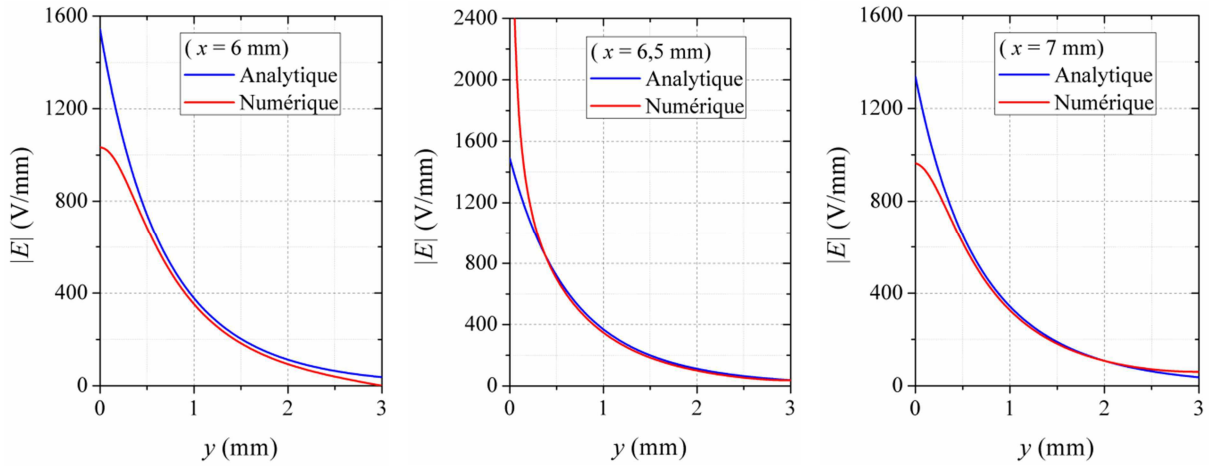


(b) Analytique

Figure V.4. Profils numérique (a) et analytique (b) du champ électrique sur l'axe (Ox) pour différentes hauteurs par rapport à la surface. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $t = 0$ s.

La Figure V.5 illustre les profils du champ électrique $|E|(y)$ pour trois positions $x = 6$; 6,5 et 7 mm, situées sur l'électrode, sur le bord et entre les électrodes respectivement. Pour les trois positions, les courbes analytique et numérique se superposent à partir de quelques centaines de micromètre au-dessus de la surface. Pour les deux points situés à $x = 6$ mm et 7 mm, le modèle analytique donne une valeur de champ plus élevée au niveau de la surface mais l'erreur est de l'ordre de quelques centaines de volts par mètre.

Pour conclure cette partie, l'approche numérique donne des résultats plus réalistes du champ électrique, mais on peut constater aussi que le modèle analytique permet d'avoir une tendance correcte du champ électrique loin de la surface. L'erreur entre les deux approches se limite dans une zone de l'espace très restreinte, en particulier au niveau du bord des électrodes. Malgré tout, nous allons utiliser le modèle analytique pour le calcul des trajectoires des particules dans le prochain chapitre, car il est plus facile à implémenter dans un code de calcul.



(a) $x = 6$ mm (b) $x = 6{,}5$ mm (c) $x = 7$ mm

Figure V.5. Profils numérique et analytique du champ électrique sur l'axe (Oy) pour (a) sur l'électrode $x = 6$ mm, (b) sur le bord $x = 6{,}5$ mm et (c) entre les électrodes $x = 7$ mm. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $t = 0$ s.

V.2. Bilan des forces appliquées sur les particules

L'objectif de cette partie est d'analyser les forces exercées sur les particules ainsi que leur variation en fonction des différents paramètres électriques et géométriques. En analysant numériquement l'équilibre des forces qui agissent sur les particules, il sera possible de comprendre comment ces forces peuvent affecter le mécanisme de déplacement et le mouvement des particules. Pour ce faire, les valeurs des différentes forces exercées sur une particule en fonction de sa taille sont calculées. Les principales forces qui peuvent influencer le mouvement des particules sont : la force de Coulomb F_c, la force diélectrophorétique F_{DEP}, la force gravitationnelle F_g, la force de van der Waals F_{vdW}, la force image F_{img} et la force de traînée F_{Tr}. Le bilan des forces exercées sur une particule sphérique déposée sur la surface du

convoyeur étudié est donné, sur les axes (Ox) et (Oy) en coordonnées cartésiennes, par le système d'équations :

$$\begin{cases} m_p \ddot{x}_p = F_{Tr} + F_{Cx} + F_{DEPx} \\ m_p \ddot{y}_p = F_{Tr} + F_{Cy} + F_{DEPy} + F_g + F_{vdW} + F_{img} \end{cases} \quad \text{(V.6)}$$

avec, $\ddot{x}_p$ et $\ddot{y}_p$ les deux composantes d'accélération de la particule, m_p et r_p la masse et le rayon de la particule respectivement, et η la viscosité dynamique de l'air.

En réalité, il y a d'autres forces qui peuvent influencer le mouvement des particules, liées aux interactions particules-particules. Ces forces ne sont pas étudiées dans ce chapitre, car dans notre modélisation (chapitre prochain), la trajectoire est calculée pour une particule individuelle. Dans cette section, une attention particulière est portée sur les forces électrostatiques notamment la force de Coulomb et la force diélectrophorétique. Pour ces deux forces, le champ électrique est calculé numériquement en utilisant les conditions décrites dans la section précédente. Pour les autres forces qui ne dépendent pas du champ électrique, le calcul est fait analytiquement.

V.2.1. Force de Coulomb

La force de Coulomb est la principale force responsable du mouvement des particules, car c'est la seule force répulsive qui peut avoir une composante verticale positive avec une valeur considérable. En effet, toutes les autres forces attirent les particules vers la surface (forces attractives). La force de Coulomb est donnée par la relation :

$$\overrightarrow{F_c} = q_p \cdot \vec{E} = 4\pi {r_p}^2 \cdot \sigma_s \cdot \vec{E} \quad \text{(V.7)}$$

avec, $\vec{E}$ le champ électrique appliqué, r_p et q_p le rayon et la charge de la particule respectivement, et σ_s la densité de charge sur la surface de la particule.

L'estimation de la densité de charge en surface est une étape essentielle pour calculer la force de Coulomb. Les particules de notre système sont chargées par un mécanisme triboélectrique. A cause de la nature aléatoire de la charge triboélectrique et les différents paramètres qui peuvent l'influencer comme l'état de surface et la taille des particules, l'état de surface du convoyeur, les collisions inter-particules, la charge d'espace, entre autres, la charge des particules ne peut être prédite théoriquement avec précision. Cependant, il existe un modèle théorique simple qui permet d'estimer la charge maximale qu'une particule peut porter. Cette charge maximale est limitée par le claquage de l'air lorsque le champ électrique à la surface de la particule atteint la valeur critique [183]. Cette charge de saturation peut être calculée par la relation de Pauthenier [11]:

$$q_{ps} = 4\pi {r_p}^2 \varepsilon_0 \frac{3\varepsilon_{rp}}{\varepsilon_{rp} + 2} E_0 \quad \text{(V.8)}$$

où, ε_0 et ε_{rp} sont la permittivité diélectrique du vide et la permittivité relative de la particule, respectivement. E_0 est la rigidité diélectrique de l'air ($E_0 \approx 3 \times 10^6$ V/m).

A partir de cette formule, il est possible d'obtenir la densité de charge surfacique de saturation donnée par la relation :

$$\sigma_{ss} = \varepsilon_0 \frac{3\varepsilon_{rp}}{\varepsilon_{rp} + 2} E_0 \tag{V.9}$$

La densité de charge de saturation σ_{ss} dépond donc de la rigidité diélectrique de l'air ainsi que la permittivité diélectrique du matériau.

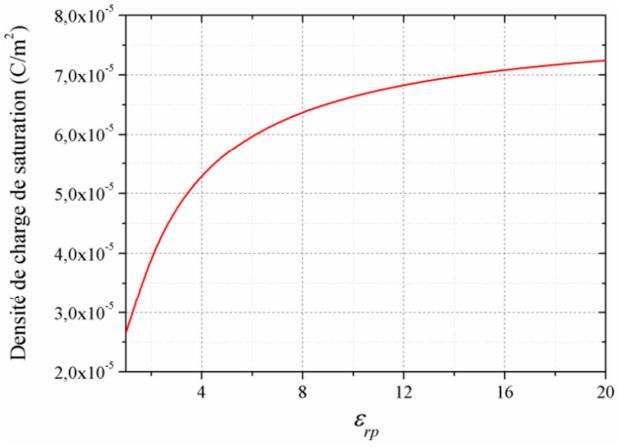


Figure V.6. Evolution de la densité de charge de saturation en fonction de la constante diélectrique de la particule. Conditions : $E_0 \approx 3 \times 10^6$ V/m.

La Figure V.6 représente l'évolution de la densité de charge de saturation en fonction de la constante diélectrique de la particule. On constate bien que plus ε_{rp} augmente, plus la densité de charge de saturation augmente, mais elle converge vers une valeur limite. Pour une particule sphérique de PMMA ($\varepsilon_{rp} \approx 3{,}2$), $\sigma_{ss} = 4{,}9 \times 10^{-5}$ C/m^2. Avec cette valeur, il est possible de calculer la charge de particules en fonction de son degré de saturation.

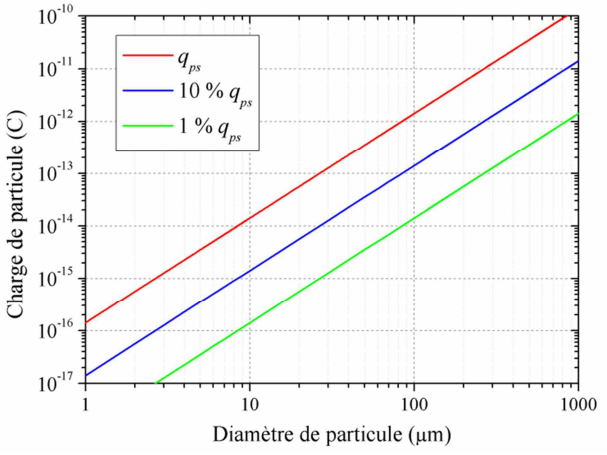


Figure V.7. Evolution de la charge d'une particule en fonction de sa taille. Conditions : $\varepsilon_{rp} \approx 3{,}2$, $E_0 \approx 3 \times 10^6$ V/m.

La Figure V.7 représente l'évolution de la charge de la particule en fonction de sa taille. D'après les résultats expérimentaux du chapitre II, les valeurs du rapport charge/masse des particules déplacées est de l'ordre de quelques dizaines de nC/g. Cela signifie que la charge

des particules ne dépasse pas 10 % de leur charge de saturation, en supposant que la charge des particules est monopolaire.

Après avoir estimé la charge des particules, il est possible de simuler la distribution spatiale de la force de Coulomb. La Figure V.8 représente la distribution typique en 2D de la force de Coulomb dans l'espace à l'instant $t = 0$ s pour une charge de 10 % q_{ps} d'une particule de 60 µm. Etant donné que la force de Coulomb est proportionnelle au champ électrique, sa distribution spatiotemporelle est similaire à celle du champ électrique. Donc, la valeur de la force est plus élevée au niveau des bords des électrodes. Cette force pousse les particules positivement chargées de la zone de champ électrique fort vers les zones où le champ électrique est plus faible. Par conséquent, elle est répulsive sur les électrodes durant l'alternance positive de la tension appliquée, par contre, elle est attractive durant l'alternance négative.

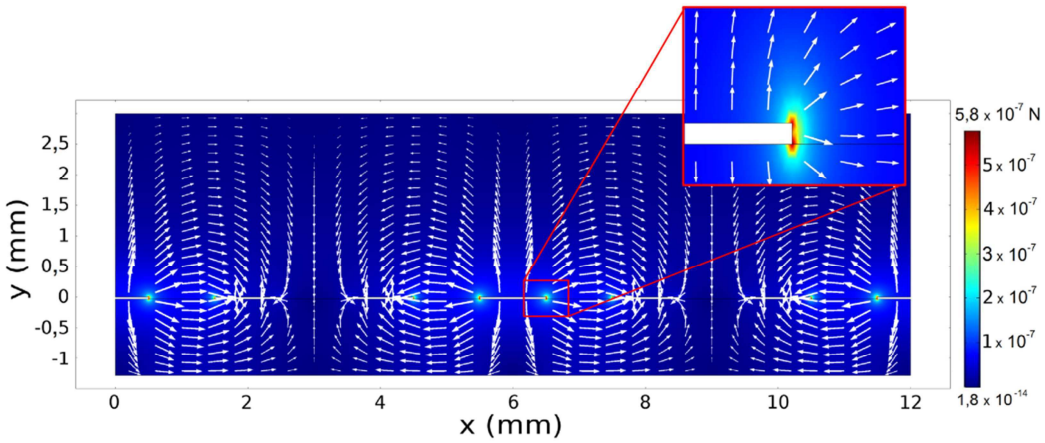


Figure V.8. Distribution de la force de Coulomb en 2D obtenue par simulation numérique à l'instant $t = 0$ s. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $d_p = 60$ µm, $q_p = 10$ % q_{ps}.

V.2.2. Force diélectrophorétique

La force diélectrophorétique (DEP) résulte de l'interaction entre le champ électrique non uniforme et le moment dipolaire induit dans une particule diélectrique [13], [14], [24]. La non-uniformité du champ électrique est indispensable pour l'existence de cette force. Si le champ électrique est uniforme, les forces créées sur chaque pôle du dipôle seront égaux en amplitude et orientées dans des directions opposées, ce qui donne une force totale nulle. D'autre part, si le champ électrique est non-uniforme, une des deux forces domine. La force diélectrophorétique dépend de la taille de la particule, des propriétés diélectriques de la particule et celles du milieu ; elle dépend aussi du gradient du champ électrique. Pour une particule polarisable de rayon r_p noyée dans un champ électrique E, la force diélectrophorétique est donnée par la relation [13], [14]:

$$\overrightarrow{F_{DEP}} = 2 \cdot \pi \cdot {r_p}^3 . \varepsilon_0 . \varepsilon_{rm} \cdot f_{CM} \cdot \nabla(E^2) \qquad \text{(V.10)}$$

$$\text{avec, } f_{CM} = \frac{\varepsilon_{rp} - \varepsilon_{rm}}{\varepsilon_{rp} + 2\varepsilon_{rm}} \quad \text{(V.11)}$$

ε_{rp} et ε_{rm} sont les constantes diélectriques de la particule et du milieu respectivement. f_{CM} est le facteur de Clausius-Mossotti, qui permet de déterminer la direction de la force. L'équation (V.10) se base sur l'hypothèse que la particule est un milieu diélectrique homogène et sans pertes diélectriques, et que le champ électrique n'est pas perturbé par les autres particules ou les électrodes à proximité. La force DEP dépend du gradient du carré du champ électrique ce qui signifie qu'elle peut être exercée sur les particules aussi bien en AC qu'en DC, et qu'elle peut être fortement influencée par la géométrie des électrodes. Lorsque la permittivité diélectrique de la particule ε_p est supérieure à celle du milieu ε_m ($f_{CM} > 0$), c'est-à-dire le cas dans cette étude, la force DEP est dite positive. Donc, elle attire les particules vers les zones où le champ électrique est plus fort. Ceci est confirmé par les résultats de la Figure V.9 qui illustre la distribution spatiale en 2D de la force DEP sur les électrodes. Les vecteurs de la force sont orientés vers les bords des électrodes là où le champ électrique est très élevé. Ceci confirme que cette force est plutôt attractive, elle ne pourra pas contribuer à la mise en mouvement des particules.

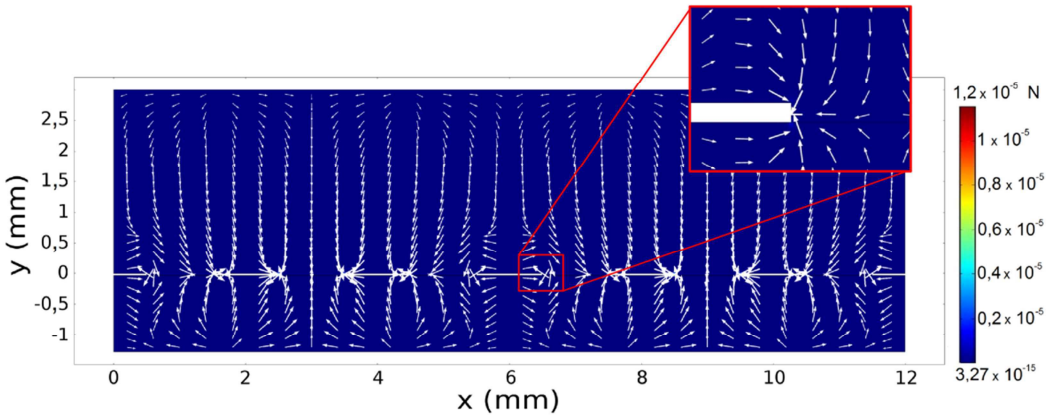
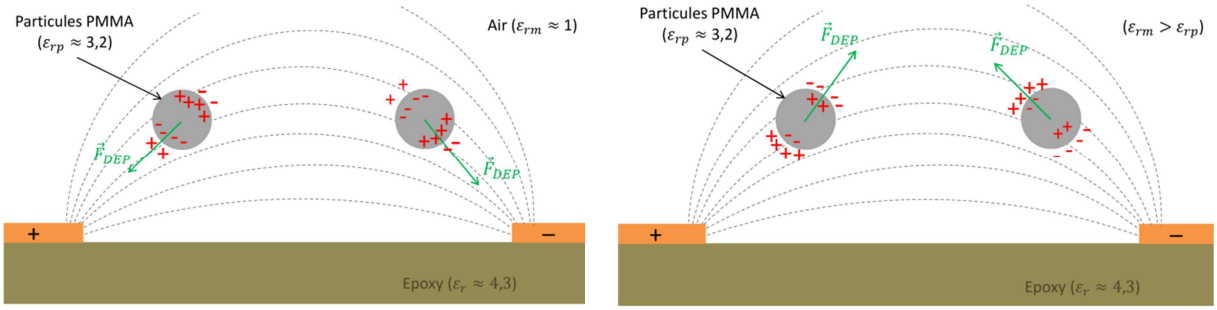


Figure V.9. Distribution de la force DEP en 2D obtenue par simulation à l'instant $t = 0$ s. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $d_p = 60$ µm, $\varepsilon_{rp} = 3{,}2$, $\varepsilon_{rm} = 1$.

Si les particules sont immergées dans un milieu avec une permittivité relative supérieure à celle de la particule ($f_{CM} < 0$), la force DEP sera négative c.-à-d. qu'elle s'oriente vers les zones où le champ électrique est moins important, par conséquent, elle pousse les particules loin des électrodes [14], [24]. Dans ce cas, la force DEP peut être utilisée efficacement pour manipuler les particules. Dans la littérature, on peut trouver plusieurs travaux sur ce sujet pour des applications qui concerne la manipulation des cellules et des particules biologiques dans les micro-chips. On peut citer par exemple les travaux très pertinents réalisés par l'équipe de Ramos sur ce sujet [23], [24]. Les particules de PMMA, qui font l'objet de cette étude, ont des faibles pertes diélectriques, ainsi la composante imaginaire du facteur Clausius-Mossotti correspondant est négligeable. La Figure V.10 illustre schématiquement l'effet du facteur de Clausius-Mossotti sur l'orientation de la force DEP dans les deux cas : $f_{CM} > 0$ qui est le cas

où la particule est plus polarisable que le milieu comme le cas des particules de PMMA dans l'air, et $f_{CM} < 0$ où les particules sont moins polarisable que le milieu.

Dans le cas des particules avec pertes de conductivité due au mouvement des charges dans leur structure comme le cas des cellules biologiques, et lorsque le champ électrique appliqué est alternatif, la permittivité s'exprime sous forme complexe avec une partie imaginaire donnée par le rapport entre la conductivité et la fréquence angulaire du champ appliqué [14], [24], [184]. Cela fait que la partie imaginaire du facteur Clausius-Mossotti est importante. La force DEP moyenne dans ce cas peut être exprimer comme la somme de deux composantes, une composante verticale et une autre composante horizontale. Dans cette étude, la fréquence où on a une bonne efficacité de mouvement des particules est relativement faible, nous considérons donc que la force DEP a un effet instantané sur les particules, donc la formule de la force DEP instantanée est utilisée.



(a) $f_{CM} > 0$ (le cas de cette étude) (b) $f_{CM} < 0$

Figure V.10. Illustration du mécanisme d'influence la force diélectrophorétique pour (a) $f_{CM} > 0$ qui est le cas de cette étude et (b) $f_{CM} < 0$.

Dans les trois prochaines sections, nous effectuons une étude détaillée des profils des deux forces électrostatiques suivant l'axe des x, l'axe des y, ainsi que leur évolution en fonction du temps pour quelques points spécifiques (sur l'électrode, sur le bord de l'électrode et entre les électrodes).

V.2.3. Profils des forces électrostatiques sur l'axe (Ox)

La variation de la force de Coulomb et la force diélectrophorétique suivant l'axe (Ox) sont illustrées sur la Figure V.11. Ces profils ont été calculés à l'instant $t = 0$ s pour une particule de diamètre 60 µm, déposée sur la surface. Deux niveaux de charge de particule sont illustrés pour la force de Coulomb : 1 % et 10 % de la charge de saturation q_{ps}. Les profils des modules des forces sont représentés sur la Figure V.11.a, alors que les profils des composantes x et y des forces sont représentés sur les Figure V.11.b et c, respectivement. Les résultats montrent que tous les profils sont périodiques suivant l'axe (Ox), avec une période de 6 mm qui correspond à la période géométrique du cas triphasé de référence. En analysant les profils des modules des forces, on constate que pour une charge de 1 % de la saturation, la domination d'une force sur l'autre dépend de la position de la particule. Si la particule est au milieu de l'électrode, ou entre deux électrodes successives, la force de Coulomb domine, par

contre, la force diélectrophorétique a une valeur plus importante que le force de Coulomb sur une zone très restreinte à proximité des bords d'une électrode. Avec une charge de 10 % de la saturation, la force de Coulomb domine quel que soit l'emplacement de la particule sur la surface. En analysant les profils des composantes F_{C-x} et F_{DEP-x}, on remarque que les valeurs des deux forces s'annulent au milieu des électrodes. De plus, la valeur absolue de F_{DEP-x} est la plus élevée au niveau des bords, et celle de F_{C-x} est plus élevée dans l'espace inter-électrodes. On constate aussi que la composante de la force diélectrophorétique F_{DEP-x} est importante, ce qui signifie que cette force peut participer au mouvement des particules dans la direction (Ox). En ce qui concerne l'évolution des composantes y des deux forces F_{C-y} et F_{DEP-y}, les résultats montrent qu'à l'instant $t = 0$ s, la force de Coulomb est seulement répulsive sur les électrodes avec un potentiel électrique positif ($x = 0$; 6 et 12 mm). Les premières particules qui quittent la surface du convoyeur sont celles déposées au-dessus de ces électrodes. En revanche, la force de Coulomb est attractive sur les autres électrodes.

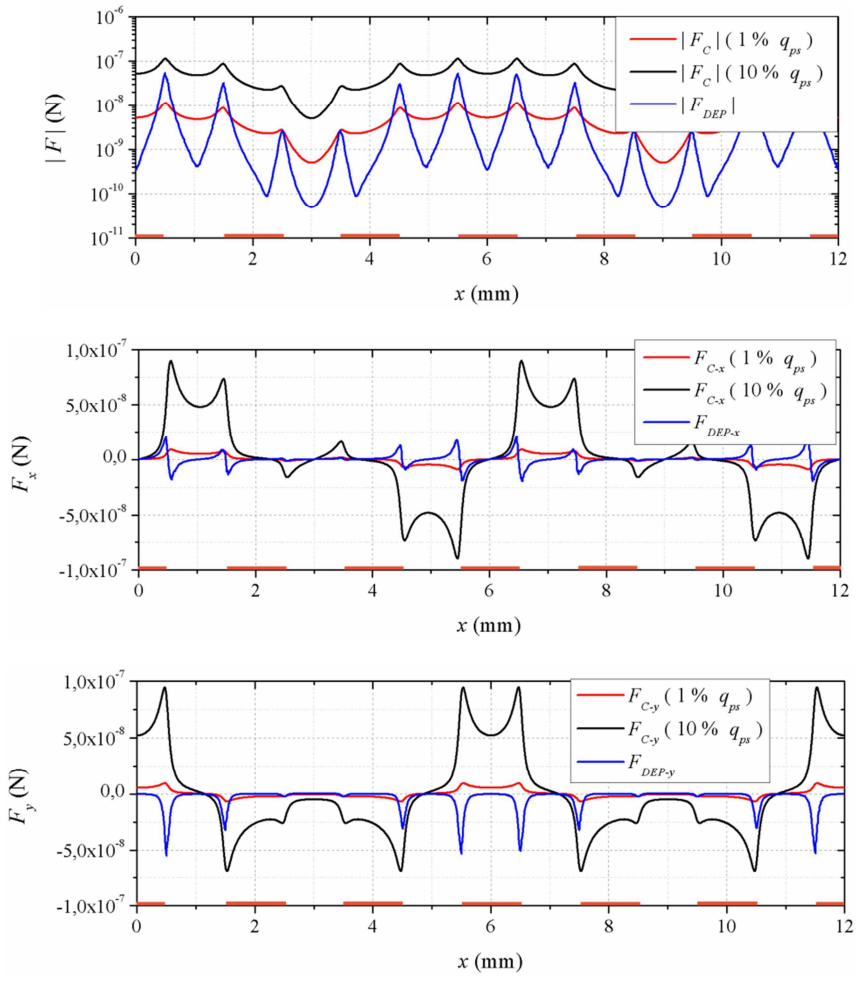
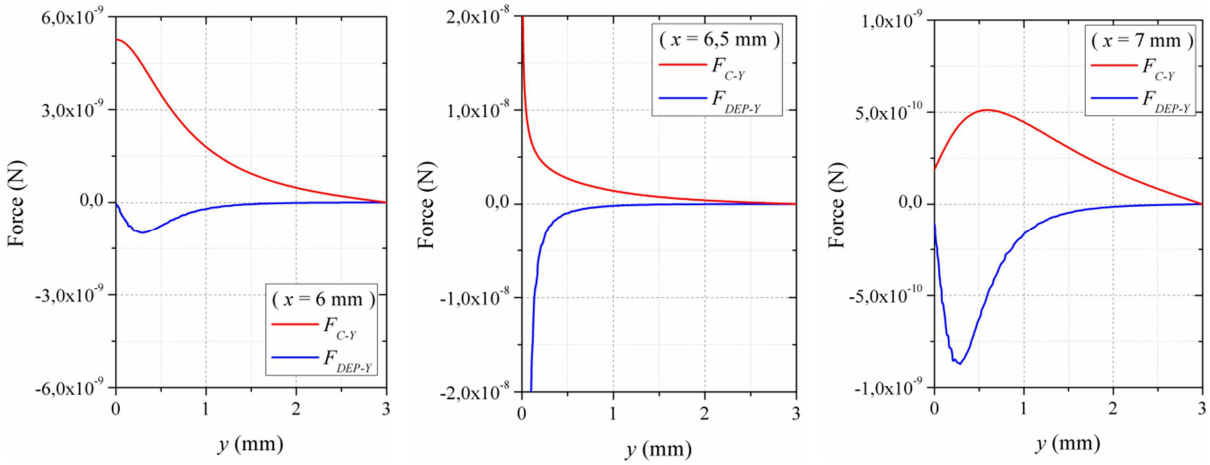


Figure V.11. Profils de (a) l'amplitude $|F|$, (b) la composante x et (c) la composante y des forces de Coulomb et diélectrophorétique suivant l'axe (Ox). Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $d_p = 60$ µm, $\varepsilon_{rp} = 3{,}2$, $\varepsilon_{rm} = 1$, $t = 0$ s.

Dans les prochains paragraphes, l'étude se focalisera sur l'évolution des composantes y des deux forces en fonction de plusieurs paramètres. Le but est d'identifier les conditions favorables au déclanchement de la lévitation des particules, et c'est l'analyse des composantes y des forces électrostatiques qui permet de le savoir.

V.2.4. Profiles des forces électrostatiques sur l'axe (Oy)

Les profils des composantes verticales des deux forces de Coulomb et diélectrophorétique sont illustrées sur la Figure V.12 pour trois positions différentes de la particule : au milieu de l'électrode ($x = 6$ mm), sur le bord de l'électrode ($x = 6{,}5$ mm), et entre les électrodes ($x = 7$ mm). Le cas étudié est celui d'une particule de diamètre 60 µm et ayant 1 % de la charge totale de saturation. Les deux forces ont un ordre de grandeur d'une dizaines de nano-Newton sur l'électrode et sur le bord, et de quelques nano-Newton entre les électrodes. Les profils des forces varient en fonction de la position, par exemple, la valeur la force de Coulomb diminue considérablement en s'éloignant de la surface au milieu de l'électrode et sur le bord. Par contre, elle augmente légèrement avant qu'elle diminue à 0,5 mm au-dessus de la surface entre les électrodes. Pour la force diélectrophorétique, sa valeur absolue augmente légèrement sur et entre les électrodes avant sa diminution. Pour la valeur de charge considérée, on constate que la force de Coulomb est dominante sur l'électrode quelle que soit la hauteur. Sur le bord de l'électrode et entre les électrodes, la force diélectrophorétique domine proche de la surface, mais loin de la surface (à partir de 340 µm sur le bord et 800 µm entre les électrodes), c'est la force de Coulomb qui domine.

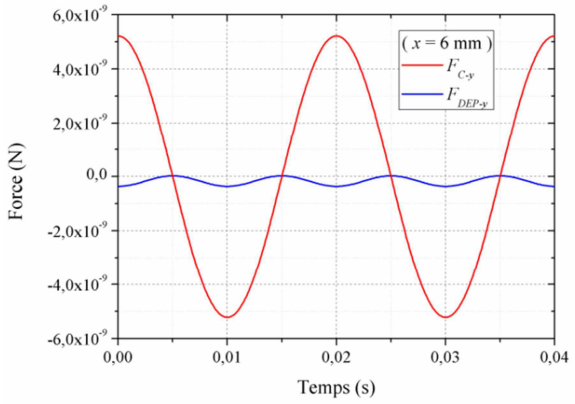


(a) $x = 6$ mm (b) $x = 6{,}5$ mm (c) $x = 7$ mm

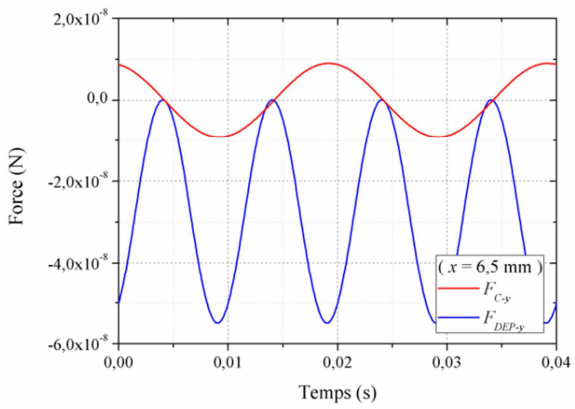
Figure V.12. Profils des composantes y des forces de Coulomb (F_{C-y}) et dielectrophorétique (F_{DEP-y}) sur l'axe (Oy) lorsque (a) la particule est sur l'électrode $x = 6$ mm, (b) sur le bord $x = 6{,}5$ mm et (c) entre les électrodes $x = 7$ mm. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $d_p = 60$ µm, $q_p = 1$ % q_{ps}, $\varepsilon_{rp} = 3{,}2$, $\varepsilon_{rm} = 1$, $t = 0$ s.

V.2.5. Evolution des forces électrostatiques en fonction du temps

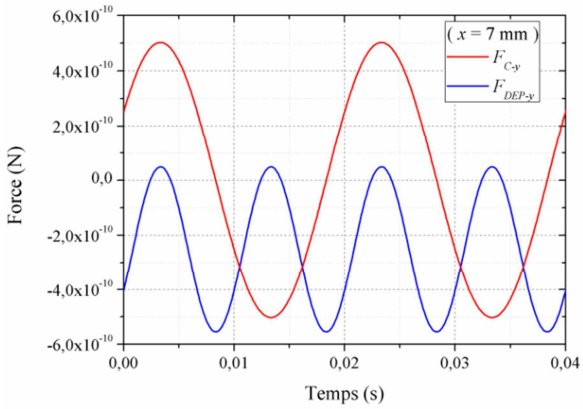
La Figure V.13 représente l'évolution des composantes y des forces de Coulomb et diélectrophorétique en fonction du temps, à trois positions particulières : sur l'électrode, sur le bord et entre les électrodes. Le cas étudié est celui d'une particule, de 120 µm de diamètre avec une charge de 1 % par rapport à la charge de saturation q_{ps}, déposée sur la surface du convoyeur. On constate que les deux forces sont périodiques. Cependant, la fréquence de la force diélectrophorétique est deux fois supérieure à celle de Coulomb. Ceci est expliqué par le fait que la force de Coulomb est proportionnelle au champ électrique, sa fréquence est donc identique à celle du champ. Par contre, la force diélectrophorétique dépend du gradient du champ électrique au carré.



(a)



(b)



(c)

Figure V.13. Evolution des composantes y des forces de Coulomb (F_{C-y}) et dielectrophorétique (F_{DEP-y}) en fonction du temps lorsque (a) la particule est sur l'électrode $x = 6$ mm, (b) sur le bord $x = 6{,}5$ mm et (c) entre les électrodes $x = 7$ mm. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $d_p = 60$ µm, $q_p = 1$ % q_{ps}, $\varepsilon_{rp} = 3{,}2$, $\varepsilon_{rm} = 1$, $t = 0$ s.

Les courbes de la force de Coulomb sont parfaitement sinusoïdales avec une valeur moyenne nulle, car la force de Coulomb suit le champ électrique alternatif. En ce qui concerne la force diélectrophorétique, elle est négative durant la majorité de la période de la tension appliquée sur l'électrode et sur le bord, cependant elle peut passer par des valeurs positives pendant une très courte durée entre les électrodes. Le moment favorable au

mouvement des particules est lorsque la somme des composantes y de toutes les forces est positive. Si les particules sont déposées au milieu de l'électrode, la lévitation des particules est possible durant l'alternance positive de la tension. Sur le bord de l'électrode, la force diélectrophorétique domine durant toute la période dans le cas des particules ayant 1 % de la charge de saturation.

V.2.6. Autres forces

Dans cette partie, les autres forces exercées sur les particules seront décrites de façon globale, il d'agit de : la force image, la force de traînée, la force de gravité et la force d'adhésion de van der Waals. Ces forces ne dépendent pas du champ électrique, mais elles peuvent avoir une influence significative sur le mouvement des particules dans certaines conditions.

La force image exercée sur une particule de charge q_p qui a une constante diélectrique ε_{rp}, placée à une distance d d'une surface métallique liée à la masse est donnée par la relation [185]:

$$\overrightarrow{F_{img}} = -\frac{{q_p}^2}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_{rp}} \cdot \frac{1}{\left[2\left(d + r_p\right)\right]^2}\vec{\mathbf{n}} \qquad \text{(V.12)}$$

avec $\vec{\mathbf{n}}$ le vecteur normal perpendiculaire à la surface et orienté vers la particule.

La Figure V.14 présente l'évolution de l'amplitude de la force image en fonction de la charge d'une particule de différents diamètres. La charge de la particule à un effet considérable sur la force image. Par exemple, pour une particule de 60 µm, la force image passe de 6,47 $\times 10^{-4}$ nN pour une charge de 1 % q_{ps} à 6,47 nN pour une charge de particule égale à la charge de saturation q_{ps}. Cette force peut atteindre des valeurs relativement élevées lorsque la charge des particules est proche de la saturation. Elle peut donc affecter négativement la mise en mouvement des particules.

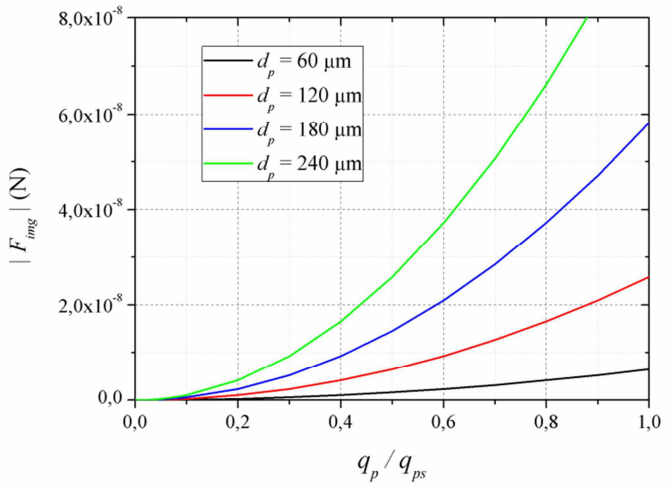


Figure V.14. Evolution de la force image en fonction de la charge des particules de PMMA de différents diamètres avec $\varepsilon_{rp} = 3{,}2$ et $d = 0$ mm.

Lorsqu'une barrière diélectrique est déposée sur les électrodes, le champ électrique créé par une particule chargée proche de la surface induit des charges avec une polarité opposée sur la surface. La force image exercée sur une particule déposée sur une surface diélectrique est donnée par la relation [159], [168]:

$$\overrightarrow{F_{img}} = -\frac{{q_p}^2}{16\pi\varepsilon_0\varepsilon_{rd}} \cdot \frac{1}{(\delta + r_p)^2}\vec{\mathbf{n}} \qquad \text{(V.13)}$$

où ε_{rd} est la constante diélectrique de la barrière diélectrique (dans cette étude, $\varepsilon_{rd} = 4{,}2$). δ est la distance entre la particule et l'électrode, si la particule est déposée sur la surface, cette distance est équivalente à l'épaisseur de la barrière diélectrique ($\delta = 100$ µm). $\vec{\mathbf{n}}$ est le vecteur unitaire normale à la surface orienté vers la particule. Il convient de noter que cette expression est valable seulement si la taille de la particule est beaucoup plus petite que la largeur de l'électrode [159].

La Figure V.15 présente l'évolution de la force image en fonction de l'épaisseur de la barrière diélectrique et sa constante diélectrique. L'ajout d'une barrière diélectrique peut être une méthode efficace pour réduire la contribution de la force image qui est une force attractive qui n'aide pas au mouvement des particules. L'augmentation de l'épaisseur ou la constante diélectrique de la barrière induit une diminution de la force image. Par exemple, une barrière de 100 µm d'épaisseur peut affaiblir la force image d'un ordre de grandeur.

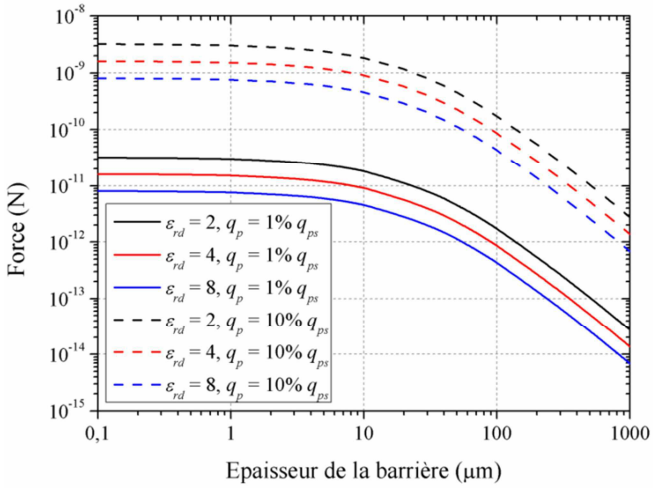


Figure V.15. Evolution de l'amplitude de la force image en fonction de l'épaisseur de la barrière diélectrique et sa constante diélectrique. Condition : $d_p = 60$ µm.

La force de traînée, qui décrit le frottement entre une particule sphérique et le gaz, est donnée par la relation de Stokes [9]:

$$\overrightarrow{F_{Tr}} = 6\pi.\eta_g.r_p.(\overrightarrow{U_g} - \overrightarrow{U_p}).\frac{1}{Cu(r_p, \lambda_g)} \qquad \text{(V.14)}$$

Dans cette équation, η_g est la viscosité dynamique de l'air $\eta_g = 1{,}85 \times 10^{-5}\ \mathrm{kg.m^{-1}.s^{-1}}$. $\overrightarrow{U_g}$ est la vitesse de l'écoulement et $\vec{w}$ la vitesse de de la particule. Dans cette étude, nous supposons que l'air est dans un état statique, donc sa vitesse

est nulle. 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'équation (V.14) doit être corrigée par le facteur de Cunningham Cu. Dans notre cas, la taille des particules est de quelques ordres de grandeur supérieure au libre parcours moyen, donc $Cu \approx 1$. L'équation montre que la force de traînée est proportionnelle à la vitesse et la taille de la particule. Lors de la mise en mouvement de la particule à partir d'un état statique, la force de traînée est nulle.

La force gravitationnelle est donnée par la relation :

$$\overrightarrow{F_g} = \frac{4}{3}\pi {r_p}^3 . \rho . \vec{g} \tag{V.15}$$

avec, ρ la masse volumique de PMMA et $\vec{g}$ le vecteur d'accélération de la gravité.

La force de van der Waals est une force d'adhésion exercée sur une particule lorsqu'elle est en contact avec la surface. Lorsque les surfaces de la particule et du substrat sont parfaitement lisses, la force est donnée par la relation [186]:

$$\overrightarrow{F_{vdW}} = -\frac{A_h r_p}{6D^2}\vec{\boldsymbol{n}} \tag{V.16}$$

avec, A_h la constante de Hamaker (de l'ordre de 10^{-19} J dans le vide) et D la distance la plus courte entre la particule et le substrat (de l'ordre de 10^{-10} m).

Dans un cas pratique, les surfaces de la particule et du substrat contiennent des aspérités, de ce fait, la rugosité de surface peut influencer considérablement la force d'adhésion. Selon Rabinovich *et al*. [168], la force d'adhésion entre une particule lisse et une surface avec une rugosité nanométrique peut être exprimée par :

$$\overrightarrow{F_{vdW}} = -\frac{A_h r_p}{6D^2} \cdot \left[\frac{\gamma^2}{\gamma^2 + 58{,}14 r_p \cdot RMS} + \frac{D^2}{(D + 1{,}817 \cdot RMS)^2}\right]\vec{\mathbf{n}} \tag{V.17}$$

avec, RMS la valeur moyenne quadratique de la rugosité de surface (≈ 3 nm) et γ la distance moyenne entre les crêtes des aspérités (≈ 20 nm) [168], [187]. Dans cette approche, le premier terme entre crochets représente l'interaction de contact de la particule avec une aspérité et le second terme représente l'interaction sans contact de la particule avec un plan de surface moyen [168], [187]. La Figure V.16 présente l'évolution de la force de van der Waals en fonction de la taille des particules avec les deux modèles : le modèle idéal donné par l'équation (V.16) et le modèle réaliste donnée par l'équation (V.17). Lorsque les aspérités de la surface sont prises en considération (équation (V.17)), la force de van der Waals chute de deux ordres de grandeur par rapport au cas d'une surface parfaitement lisse (équation (V.16)). La figure montre aussi que la valeur du module de la force augmente avec la taille de la particule. Par exemple, pour le cas idéal, la valeur de la force passe de 3,13 µN à 12,50 µN pour des particules de 60 µm et 240 µm, respectivement. Ces valeurs sont relativement très élevées, elles dépassent même les valeurs de la force de Coulomb pour des particules de

mêmes tailles. En effet, les valeurs de la force de Coulomb des particules chargées à la saturation déposées sur l'électrode $x = 6$ mm à l'instant $t = 0$ s sont d'environ 0,55 µN et 8,55 µN pour des particules de 60 µm et 240 µm, respectivement. Cela montre à quel point ce modèle de surface parfaitement lisse peut être loin d'être réaliste. Pour le modèle avec aspérités, les valeurs de la force de van de Waals sont de 14,84 nN et 58,66 nN pour des particules de 60 µm et 240 µm, respectivement. Ce modèle donne vraisemblablement une approximation réaliste de la force d'adhésion de van de Waals, nous allons donc l'adopter pour la modélisation des trajectoires des particules.

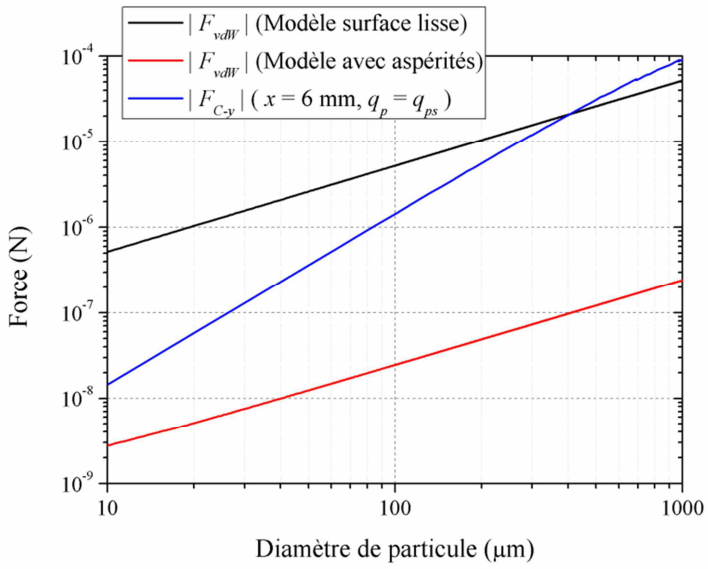


Figure V.16. Evolution de la force de van der Waals en fonction du diamètre de la particule pour le modèle de surface parfaitement lisse et le modèle avec aspérités. Conditions : $x = 6$ mm, $q_p = q_{ps}$.

V.3. Etude comparative des forces dans un cas pratique

Dans cette partie, une étude comparative entre les différentes forces exercées sur les particules est effectuée dans un cas pratique. La configuration de la simulation considérée est illustrée sur la Figure V.17. Dans cette simulation, une particule de PMMA avec $\varepsilon_{rp} = 4$ est considérée initialement au repos sur la surface d'une barrière diélectrique de poly-imide d'épaisseur de 100 µm qui recouvre des électrodes mises sous tensions triphasées. La particule est placée face à l'électrode connectée à la tension $V_0.Cos(\omega t)$. Les composantes verticales des forces de Coulomb et diélectrophorétique sont calculées à l'instant $t = 0$ s. Le but est de réaliser une étude comparative des forces attractives et répulsives au moment de l'application de la tension pour analyser la possibilité d'un déclanchement de mouvement de la particule.

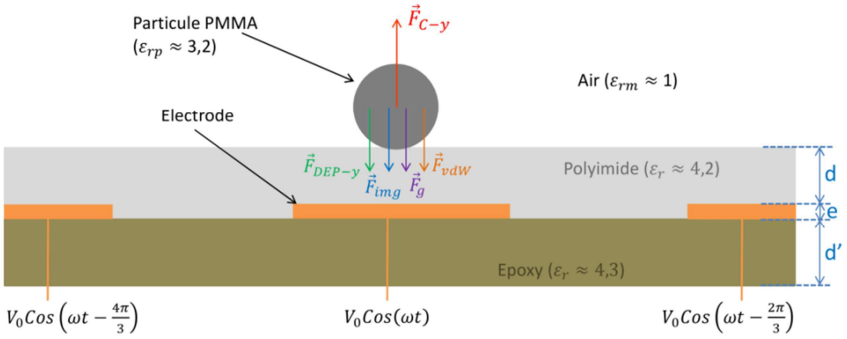


Figure V.17. Schéma de la configuration considérée pour l'étude comparative des forces. La particule est déposée sur la surface diélectrique, qui recouvre des électrodes mises sous tensions triphasées. Dimensions : $e = 0{,}035$ mm, $d = 0{,}1$ mm, $d' = 1{,}5$ mm.

V.3.1. Effet de la taille des particules

Dans cette partie, l'étude consiste à analyser l'évolution des composantes verticales des forces en fonction de la taille d'une particule déposée sur la surface au milieu de l'électrode. Cette position a été choisie pour représenter le cas le plus favorable à la mise en mouvement des particules. La Figure V.18 montre l'évolution des différentes forces en fonction du diamètre de la particule. Pour la force de Coulomb et la force image, leurs composantes F_{C-y} et F_{img} sont présentées pour trois niveaux de charge différents. Toutes les forces étudiées augmentent avec la taille des particules. Mais, la dominance d'une force par rapport aux autres dépend de la gamme de taille des particules.

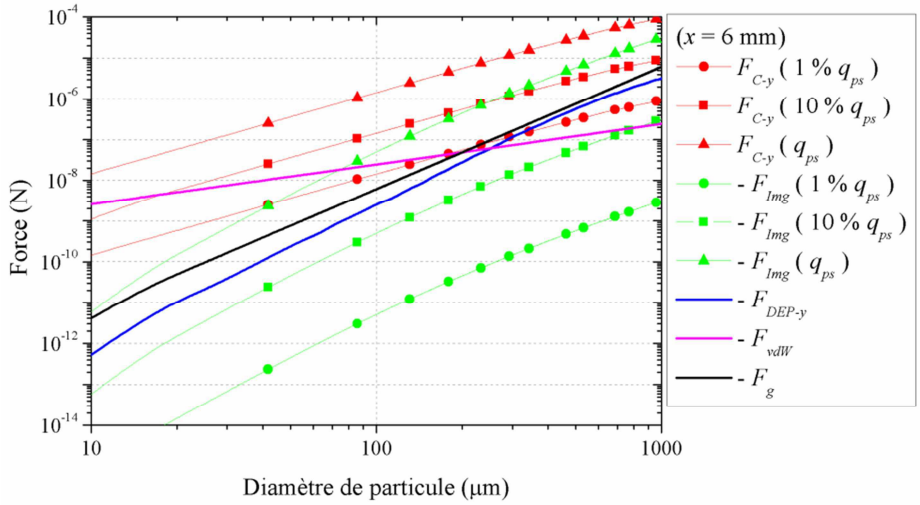


Figure V.18. Evolution des composantes y des forces de Coulomb (F_{C-y}) et dielectrophorétique (F_{DEP-y}), de la force image (F_{img}), de la force de van de Waals (F_{vdW}) et de la force de gravite (F_g) en fonction de la taille de la particule. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, position de particule $(x; y) = (6$ mm; 0 mm$)$, $t = 0$ s.

Prenant le cas des particules chargées à 1 % de leur charge de saturation q_{ps}, pour les petites particules de diamètre inférieur ou égale à 150 µm, la force d'attraction dominante est la force de van der Waals; toutefois, cette force ne s'exerce que lorsque la particule est en contact avec la surface. Pour les particules avec un diamètre supérieur ou égale à 200 µm, c'est la force de gravité qui domine. La force image est nettement plus faible que les autres

forces pour cette valeur de charge des particules. La force diélectrophorétique est relativement faible aussi pour les petites particules, mais elle peut avoir un impact négatif car elle surpasse la force de Coulomb à partir de 300 µm. Pour une valeur de charge des particules de 10 % q_{ps}, la force de Coulomb domine quasiment toute la gamme de tailles étudiée, sauf pour les particules ayant un diamètre inférieur à 18 µm pour lesquelles la force d'adhésion de van der Waals est plus élevée. Si les particules sont chargées jusqu'à la valeur de saturation, la force de Coulomb sera dominante quelle que soit la taille des particules. Il faut noter que la force image a une valeur significative lorsque les particules sont chargées jusqu'à la saturation. Sa valeur est supérieure à celle des forces de gravité et diélectrophortique dans toute la gamme de tailles étudiée ; par contre, la force de van der Waals est la force attractive dominante pour des tailles de particules inférieures à 50 µm.

La Figure V.19 présente l'évolution de la somme des forces en fonction du diamètre de la particule. Cette figure montre clairement la gamme de taille pour laquelle les particules peuvent être soulevées efficacement. Dans les conditions de cette simulation, une charge de 1 % q_{ps} n'est pas suffisante pour avoir une somme de forces positive. Dans ce cas-là, la particule ne pourra pas se déplacer verticalement lorsqu'elle est en contact avec la surface. Pour une charge de 10 % q_{ps}, la somme des forces est plutôt négative pour des particules en dessous de 10 µm de diamètre à cause de la contribution de la force de van der Waals. Au-dessus de 10 µm, la force de Coulomb positive surpasse toutes les autres forces négatives jusqu'à environ 900 µm. A partir de cette taille, la somme des forces dévient négative à cause de la force de gravité. Lorsque la particule porte la charge de saturation, la somme des forces est positive pour des tailles des particules inférieures à 2 mm.

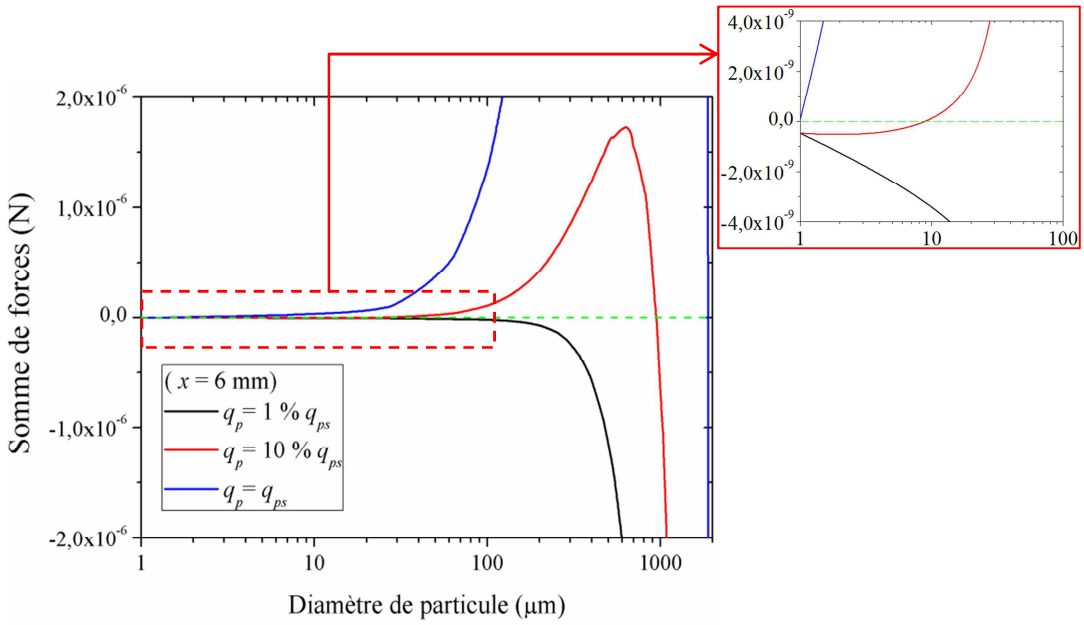


Figure V.19. Evolution de la somme des forces sur l'axe des y en fonction du diamètre de la particule. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, position de particule $(x; y) = (6\text{ mm};\ 0\text{ mm})$, $t = 0$ s.

V.3.2. Effet de la hauteur de lévitation

La Figure V.20 montre l'évolution de la composante y des forces en fonction de la hauteur des particules. Comme prévu, toutes les forces diminuent en s'éloignant loin de la surface à l'exception de la force de gravitation qui reste constante. Près de la surface, la force de Coulomb domine toutes les autres forces, y compris la force de gravitation. La charge initiale des particules est donc très importante pour leur mouvement. La composante verticale de la force DEP commence par augmenter avec la hauteur avant d'atteindre son maximum à quelques centaines de micromètres de la surface, puis elle décroît très rapidement avec la hauteur de lévitation des particules.

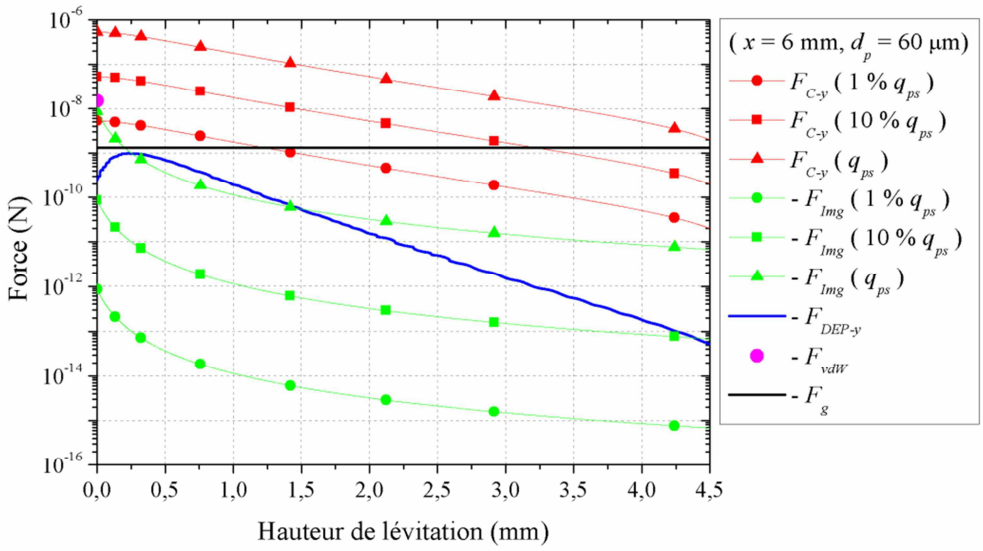


Figure V.20. Evolution des composantes y des forces de Coulomb (F_{C-y}) et dielectrophorétique (F_{DEP-y}), de la force image (F_{img}), de la force de van de Waals (F_{vdW}) et de la force de gravite (F_g) en fonction de la hauteur de lévitation de la particule. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $x = 6$ mm, $d_p = 60$ µm, $t = 0$ s.

La Figure V.21 présente la somme des forces en fonction de la hauteur de lévitation d'une particule de 60 µm pour différentes valeurs de charge. Cela donne une idée de la hauteur maximale que peut atteindre une particules pour différentes valeurs de la charge. Sur les courbes, la valeur de la somme des forces chute lorsque la particule est sur la surface (hauteur $=$ 0 mm) à cause de la contribution de la force de van de Waals lors du contact. Pour une charge de 1 % q_{ps}, la somme des forces est plutôt négative lorsque la particule est en contact avec la surface, toutefois, elle est positive jusqu'à 1 mm au-dessus de la surface. Pour une application de nettoyage de surface par exemple, il serait intéressant d'activer la tension en continu, afin d'éviter le dépôt des particules.

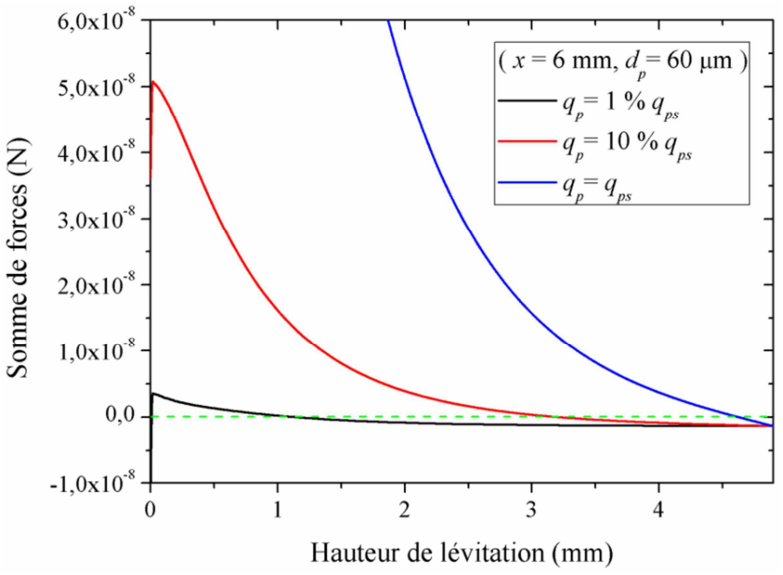


Figure V.21. Evolution de la somme des forces sur l'axe des y en fonction de la hauteur de lévitation de la particule. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $x = 6$ mm, $d_p = 60$ µm, $t = 0$ s.

La hauteur maximale de lévitation bien évidement ne dépend pas seulement de la charge, mais aussi de taille de la particule, la tension appliquée, la fréquence, etc. De plus, la force de trainée n'est pas prise dans ce calcul car la particule est supposée dans un état statique. Afin d'avoir des résultats précises et comparable avec l'expérience, un modèle de la trajectoire de la particule en mouvement est indispensable. La modélisation des trajectoires et l'effet de ces paramètres entre autres sur la hauteur de lévitation et la vitesse des particules seront étudiés en détail dans le prochain chapitre.

V.4. Synthèse du Chapitre V

L'objectif de ce chapitre a été d'étudier le champ électrique et les principales forces exercées sur les particules afin de les prendre en considération dans le calcul de la trajectoire des celles-ci. Les principaux résultats sont les suivants :

- Le champ électrique comporte deux composantes : directe et inverse. Dans un COP, le champ électrique total tourne dans le sens antihoraire. Le champ résultant de l'onde directe tourne aussi dans le sens antihoraire ; par contre, le champ résultant de l'onde inverse tourne dans le sens horaire. Les sens de rotation des trois champs peuvent être inversés si on inverse l'ordre de succession des phases. Les trois champs tournent avec la même vitesse ω.
- La force de Coulomb est la seule force répulsive qui peut pousser les particules loin de la surface. Ainsi, l'augmentation de la charge initiale des particules et l'amplitude de la tension appliquée peuvent améliorer l'efficacité de leur déplacement. Les autres forces étudiées, y compris la force diélectrophorétique, sont attractives. La force de Coulomb peut aussi être attractive au-dessus des électrodes ayant une polarité contraire à celle des particules.

- La domination de la force de Coulomb par rapport aux autres forces dépend de plusieurs paramètres comme la charge, la taille et la position des particules.
- Les principales forces qui empêchent le mouvement des particules sont la force de van der Waals qui prédomine pour les petites particules, la force gravitationnelle prédominante pour les grosses particules, et la force DEP qui est significative dans une petite région proche des bords des électrodes.

Le prochain chapitre portera sur la modélisation des trajectoires et l'étude des différents modes de mouvement des particules.

CHAPITRE VI

Modélisation des trajectoires des particules

Chapitre VI. Modélisation des trajectoires des particules

L'objectif dans ce chapitre est de modéliser les trajectoires des particules dans un champ électrique à onde progressive en prenant en considération les forces décrites précédemment. L'étude de l'état de l'art (Chapitre I) nous a permis de trouver dans la littérature plusieurs travaux sur les trajectoires des particules notamment ceux de Melcher *et al*. [156]–[158], Balachandran *et al*. [155], [169], [170], Kawamoto *et al*. [27], et plus récemment de Zhang *et al*. [161], [188]. Ces travaux sont très pertinents, mais il reste encore plusieurs effets qui n'ont pas été suffisamment étudiés, qui laissent plusieurs questions en suspens, par exemple : y'a-t-il d'autres modes de mouvement des particules en plus de ceux déjà cités dans la littérature ? Quels sont les paramètres qui peuvent affecter les modes de mouvement des particules ? Comment la vitesse des particules varie en fonction de ces paramètres?

Le but de cette étude est de confirmer d'une part les résultats obtenus par d'autres études, notamment celles qui concernent les modes de mouvement des particules et l'effet de la fréquence. D'autre part, nous nous intéresserons aussi à la compréhension de l'influence des paramètres qui n'ont pas été suffisamment étudiés dans la littérature comme, la charge et la taille des particules, leur position initiale, le nombre de phases et les ondes harmoniques inverses. Les résultats sont discutés et analysés à l'égard des observations expérimentales faites dans les chapitres précédents.

Dans la première section de ce chapitre, nous décrivons le modèle mathématique et les hypothèses prises en considération ainsi que l'algorithme numérique utilisé pour la résolution du système d'équations de mouvement des particules. Nous analysons ensuite l'évolution spatio-temporelle de l'accélération, qui est l'image de la somme des forces exercées sur les particules. Après cela, une étude détaillée des trajectoires des particules sera effectuée en fonction de plusieurs paramètres, de plus l'évolution des caractéristiques comme la vitesse moyenne des particules et la distance déplacée en fonction de ces paramètres sera analysée.

VI.1. Modèle mathématique

Les forces prises en considération dans ce modèle pour le calcul des trajectoires sont : la force de Coulomb, la force diélectrophorétique, la force image, la force de traînée, la force de gravité et la force d'adhésion de van der Waals. Cette dernière n'intervient dans le modèle

que si la particule est en contact avec la surface. Pour simplifier le problème, nous avons pris en considération les hypothèses suivantes :

- La résolution du problème est faite en deux dimensions, nous considérons qu'il n'y a pas de mouvement sur l'axe (Oz).
- Il n'y a pas d'échange de charges lorsqu'une particule touche la surface du convoyeur, la particule conserve sa charge initiale pendant le mouvement.
- La simulation est effectuée pour une particule seule en supposant que les interactions mécaniques et électriques entre particules sont négligeables.
- Une condition de choc élastique est prise en compte au niveau de la surface avec un coefficient de restitution égal à 1. Cela signifie que lorsque la particule effectue un rebond sur la surface, sa vitesse suivant l'axe normal est inversée : $v_{y-après} = -v_{y-avant}$.
- L'épaisseur des électrodes est négligeable et il n y a pas de barrière diélectrique.

Le système d'équations résolues dans cette modélisation est le suivant :

$$\begin{cases} m_p \frac{d^2x_p}{dt^2} + 6\pi\eta r_p \frac{dx_p}{dt} = q_p E_x(x_p, y_p, t) + 4\pi {r_p}^3 . \varepsilon_0 . \frac{\varepsilon_{rp} - 1}{\varepsilon_{rp} + 2} \left[E_x(x_p, y_p, t) \frac{\partial E_x(x_p, y_p, t)}{\partial x_p} + E_y(x_p, y_p, t) \frac{\partial E_y(x_p, y_p, t)}{\partial x_p} \right] \\ m_p \frac{d^2y_p}{dt^2} + 6\pi\eta r_p \frac{dy_p}{dt} = q_p E_y(x, y_p, t) + 4\pi {r_p}^3 . \varepsilon_0 . \frac{\varepsilon_{rp} - 1}{\varepsilon_{rp} + 2} \left[E_x(x, y_p, t) \frac{\partial E_x(x, y_p, t)}{\partial y_p} + E_y(x, y_p, t) \frac{\partial E_y(x, y_p, t)}{\partial y_p} \right] \\ -m_p g - \frac{A_h r_p}{6D^2} \cdot \left[\frac{\gamma^2}{\gamma^2 + 58.14 r_p \cdot RMS} + \frac{D^2}{(D + 1.817 \cdot RMS)^2} \right] . \delta(y - r_p) - \frac{{q_p}^2}{4\pi\varepsilon_0 (2.y_p)^2} \end{cases} \quad \text{(VI.1)}$$

x_p et y_p sont les coordonnées de la position de la particule. $\delta(y - r_p)$ est la fonction de Dirac, donnée par la relation :

$$\delta(y - r_p) = \begin{cases} 1 \; si \; y = r_p \text{ (Particule sur la surface)} \\ 0 \; sinon \end{cases} \quad \text{(VI.2)}$$

Le champ électrique $E(x, y, t)$ est donné par l'équation (V.3).

La résolution d'un système d'équations différentielles de 2ème ordre de manière directe est compliquée. Pour cela, il est préférable de le décomposer en un système de quatre équations de 1er ordre :

$$\begin{cases} v_x = \frac{dx_p}{dt} \\ a_x = \frac{d^2x_p}{dt^2} = -T \frac{dx_p}{dt} + C . E_x(x_p, y_p, t) + D . \left[E_x(x_p, y_p, t) \frac{\partial E_x(x_p, y_p, t)}{\partial x_p} + E_y(x_p, y_p, t) \frac{\partial E_y(x_p, y_p, t}{\partial x_p} \right. \\ v_y = \frac{dy_p}{dt} \\ a_y = \frac{d^2y_p}{dt^2} = -T \frac{dy_p}{dt} + C . E_y(x_p, y_p, t) + D . \left[E_x(x_p, y_p, t) \frac{\partial E_x(x_p, y_p, t)}{\partial y_p} + E_y(x_p, y_p, t) \frac{\partial E_y(x_p, y_p, t}{\partial y_p} \right. \\ -g - W . \delta(y - r_p) - M . \frac{1}{{y_p}^2} \end{cases} \quad \text{(VI.3)}$$

où, (v_x, v_y) et (a_x, a_y) sont respectivement les composantes de vitesse et d'accélération de particule sur les axes (Ox) et (Oy). T, C, D, W et M sont des constantes données par :

$$T = \frac{6\pi\eta r_p}{m_p} \tag{VI.4}$$

$$C = \frac{q_p}{m_p} \tag{VI.5}$$

$$D = \frac{4\pi {r_p}^3}{m_p} . \varepsilon_0 . \frac{\varepsilon_{rp} - 1}{\varepsilon_{rp} + 2} \tag{VI.6}$$

$$W = \frac{1}{m_p} . \frac{A_h r_p}{6D^2} \left[\frac{\gamma^2}{\gamma^2 + 58.14 r_p \cdot RMS} + \frac{D^2}{(D + 1.817 \cdot RMS)^2} \right] \tag{VI.7}$$

$$M = \frac{{q_p}^2}{16\pi\varepsilon_0 m_p} \tag{VI.8}$$

Le système d'équations est résolu en utilisant un code sur MATLAB® avec la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 (RK4). L'algorithme du code est illustré sur la Figure VI.1. Cette figure résume de façon succincte la procédure de calcul des trajectoires que nous avons mise en œuvre. Le processus commence par la déclaration des paramètres constantes et des conditions initiales. Il faut aussi définir le pas de temps ainsi que le temps d'arrêt ou le temps de simulation. Dans cette étude, les trajectoires des particules correspondent à une durée de simulation de 1 s. Le pas de temps est fixé initialement à 10^{-6} s, mais ce temps peut varier dans la prochaine itération en fonction des résultats de déplacement des particules. Les équations du système sont ensuite résolues pour l'instant suivant en utilisant la méthode RK4. Après vérification de la condition de rebond sur la surface, une nouvelle itération est effectuée. Le calcul s'arrête donc lorsque le temps de calcul atteint 1 s. La dernière étape consiste à afficher les résultats et calculer les paramètres caractéristiques des trajectoires comme la hauteur de lévitation maximale (y_{max}), la distance de déplacement $(dép)$, la vitesse maximale atteinte par la particule suivant l'axe (Ox) (v_{x-max}) et la vitesse moyenne de transport (v_{x-moy}).

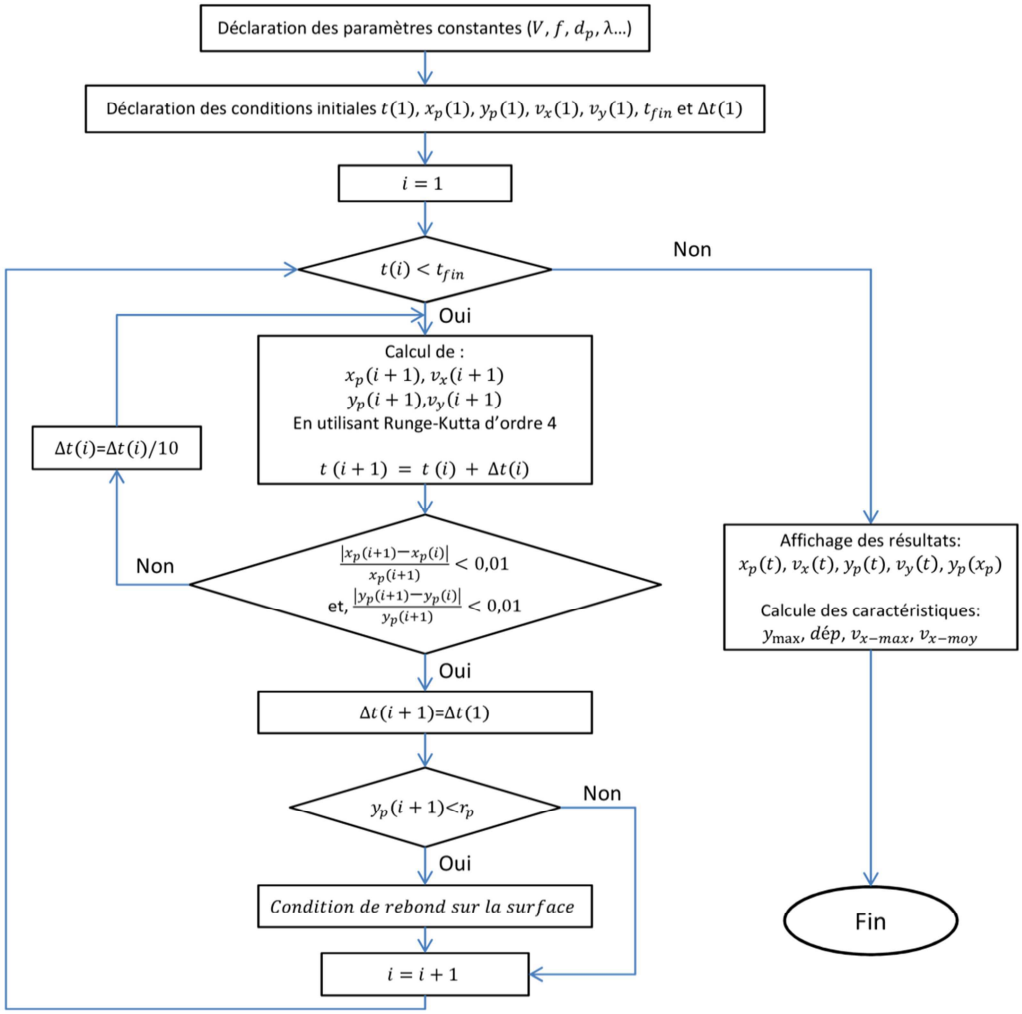
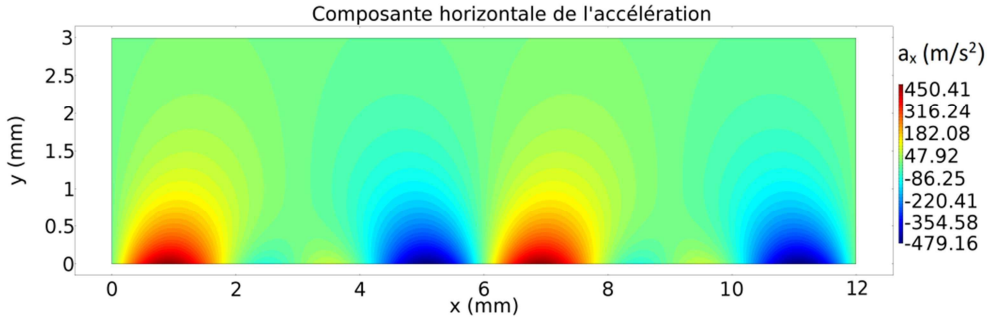


Figure VI.1. Algorithme utilisé pour le calcul des trajectoires des particules.

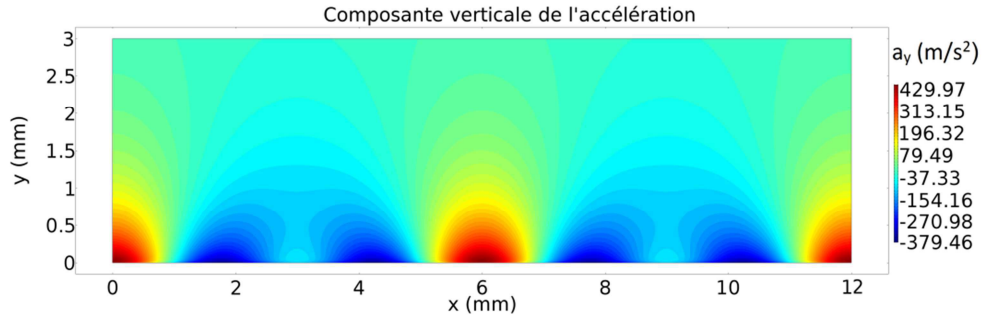
VI.2. Distribution spatiale de l'accélération

Avant d'étudier les trajectoires des particules, la distribution de l'accélération dans l'espace et dans le temps est analysée dans cette section. L'accélération est donnée par la somme de toutes les forces exercées sur une particule divisées par sa masse. La Figure VI.2 présente les distributions en 2D des deux composantes de l'accélération a_x et a_y à l'instant $t = 0$ s. Dans cette simulation, le diamètre de la particule est fixé à 60 µm et sa charge à 10 % de la charge totale de saturation. De plus, on considère que la particule est dans un état statique, ce qui signifie que sa vitesse est nulle. Les milieux des électrodes sont situés aux points $x = 0, 2, 4, 6, 8, 10$ et 12 mm. L'accélération positive dans une position donnée indique que le mouvement de la particule aura lieu dans le sens direct. Il faut noter que la composante horizontale de l'accélération a_x est nulle sur l'axe perpendiculaire aux milieux des électrodes à cause de la symétrie du potentiel électrique à cet instant. La composante verticale est positive sur l'électrode mise sous potentiel électrique positive ($x = 0, 6$, et 12 mm), et elle est négative sur le reste de la surface. La position la plus favorable au déclanchement du mouvement des particules dans le sens direct est lorsque les deux

composantes de l'accélération sont positives. Les particules peuvent commencer leur mouvement par un déplacement dans le sens inverse si la composante verticale est positive alors que la composante horizontale est négative.



(a) $a_x(x, y)$



(b) $a_y(x, y)$

Figure VI.2. Evolution spatiale des deux composantes de l'accélération à l'instant $t = 0$ s. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $d_p = 60$ µm, $q_p = 10$ % q_{ps}.

VI.3. Etude paramétrique des trajectoires des particules

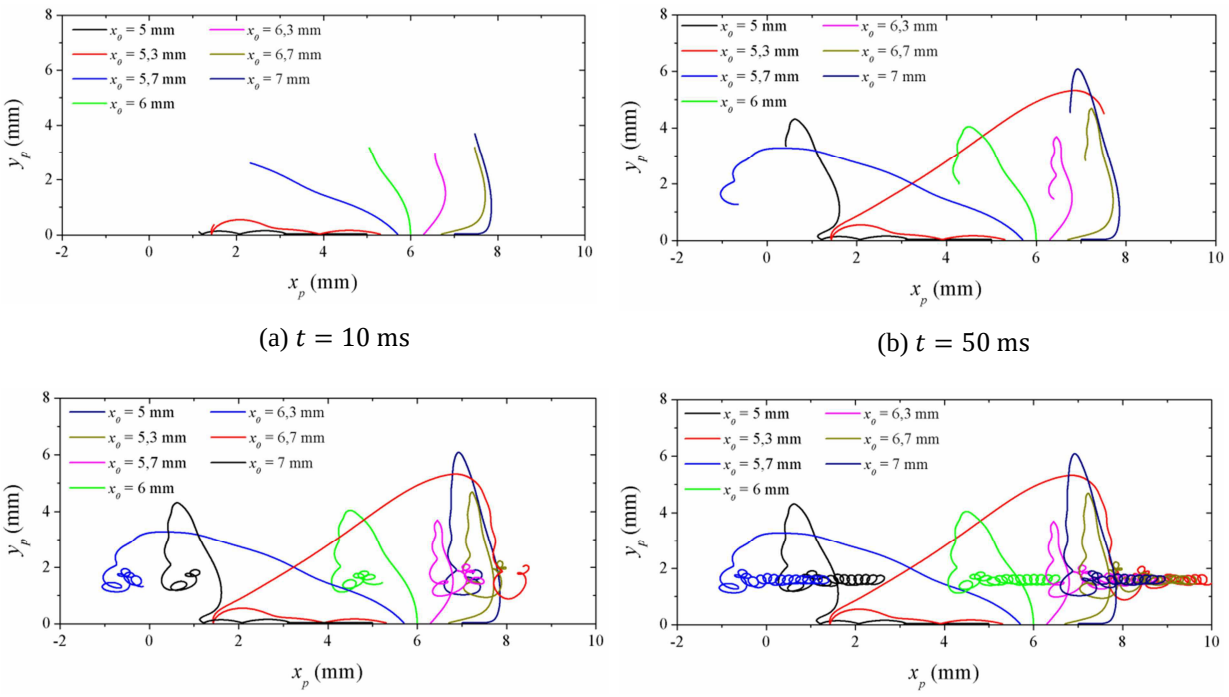
Dans cette partie, nous analysons les trajectoires des particules en fonction de différents facteurs comme : la tension appliquée, la fréquence, la taille et la charge des particules. Le but est de caractériser les différents modes de mouvement des particules et d'étudier l'effet des différents facteurs suscités sur quelques caractéristiques de mouvement comme la hauteur de lévitation maximale (y_{max}), la distance de déplacement ($dép$), la vitesse maximale atteinte par la particule (v_{x-max}) et la vitesse moyenne de transport (v_{x-moy}). La distance de déplacement est calculée sur un temps de 1 s avec cette formule :

$$dép = x_p(t = 1\ \text{s}) - x_0 \qquad \text{(VI.9)}$$

où $x_p(t = 1\ \text{s})$ et x_0 sont les positions de la particule au instants $t = 1$ s et $t = 0$ s, respectivement.

Le calcul de la vitesse moyenne de transport est très critique, en raison de l'existence de plusieurs phases de mouvement des particules en fonction du temps. De plus, il est indispensable de s'assurer que la vitesse moyenne de transport ne varie pas considérablement en fonction de la position initiale de la particule. La Figure VI.3 illustre les trajectoires des

particules pour plusieurs positions de départ à des instants particuliers de leur mouvement (10 ms, 50 ms, 100 ms et 200 ms). Ces instants ont été choisis pour illustrer les différentes phases de mouvement des particules en fonction du temps.



(a) $t = 10$ ms (b) $t = 50$ ms

(c) $t = 100$ ms (d) $t = 200$ ms

Figure VI.3. Trajectoires des particules ayant différentes positions de départ pour les instants (a) 10 ms, (b) 50 ms, (c) 100 ms et (d) 200 ms. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $d_p = 60$ µm, $q_p = 10$ % q_{ps}.

Dans cette simulation, la tension et la fréquence sont fixées à 1000 V et 100 Hz respectivement. Les particules ont un diamètre de 60 µm et une charge de 10 % de la charge de saturation q_{ps}. Les particules situées sur les électrodes à l'instant $t = 0$ s sautent dès que la tension est appliquée, cependant, les particules situées entre les électrodes se déplacent horizontalement jusqu'à ce qu'elles se trouvent sur une électrode avec un potentiel positif. Par ailleurs, il est possible que les particules se fixent temporairement au niveau des bords des électrodes à cause de la force diélectrophorétique qui domine cette zone. Ce phénomène peut influencer négativement le mouvement des particules, mais il n'est pas significatif, car la zone de dominance de la force diélectrophorétique est très restreinte.

Comme nous l'avons indiqué auparavant, le mouvement des particules passe par deux principaux régimes: un régime transitoire et un régime permanent. Durant le régime transitoire, nous distinguons trois phases de mouvement des particules, une phase de lévitation durant laquelle les particules sont projetées à quelques millimètres de la surface dès qu'on applique la tension (Figure VI.3.a). La phase de lévitation est suivie par une phase de chute des particules (Figure VI.3.b), puis une phase d'accélération (Figure VI.3.c et d). Dans les conditions de cette simulation, les particules se déplacent dans la direction de propagation de l'onde durant la phase d'accélération en mouvement rotatif. Cependant, elles peuvent se déplacer dans la direction inverse avec d'autres modes de mouvement pour des conditions

particulières. Les modes de mouvement des particules seront étudiés en détail dans les sections suivantes.

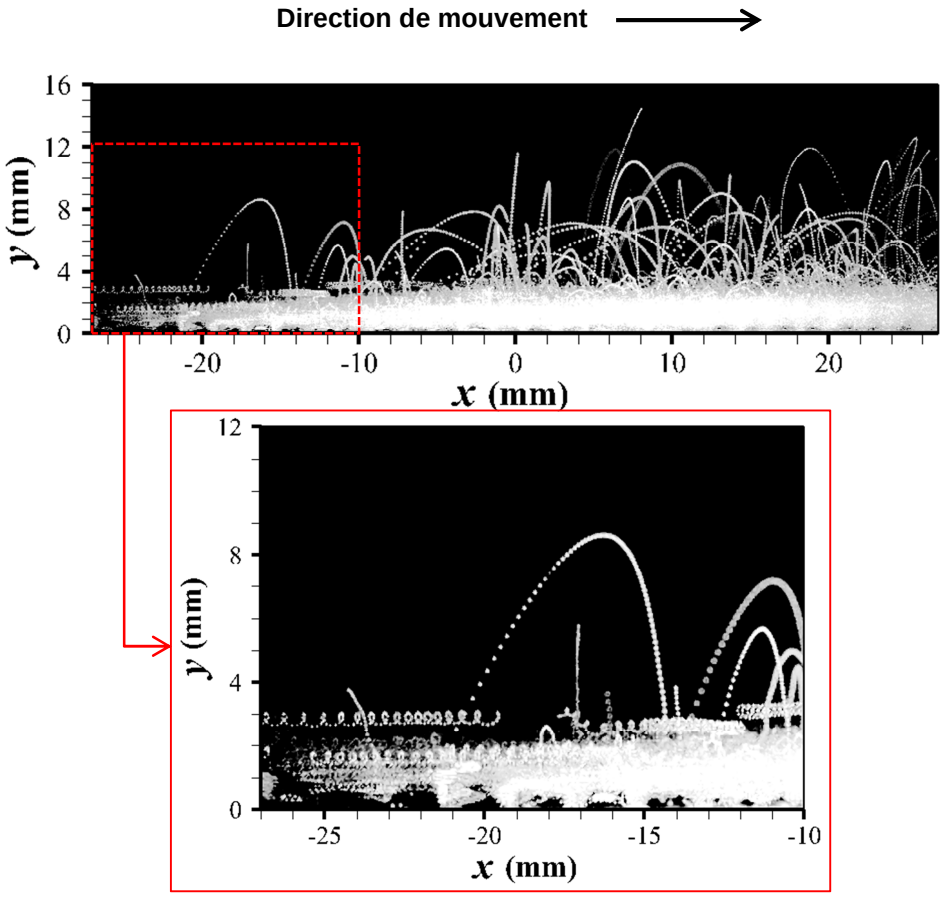
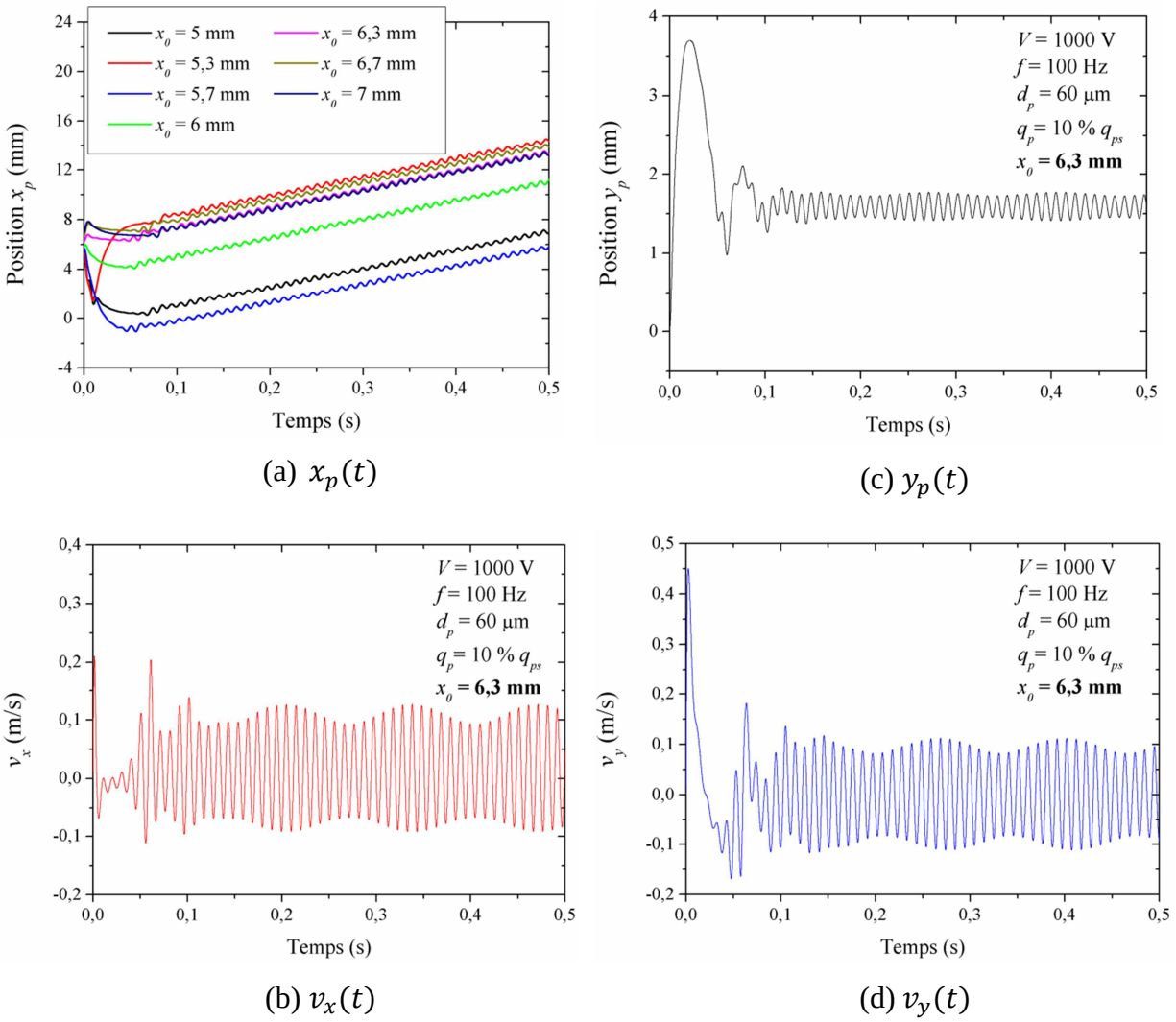


Figure VI.4. Trajectoires de particules obtenues expérimentalement par caméra ultra rapide pendant 200 ms de leur mouvement, avec un zoom sur les trajectoires du mouvement rotatif des particules. Condition : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $d_p[50\ \%] = 57$ µm.

La Figure VI.4 présente les trajectoires des particules obtenues expérimentalement par caméra ultra rapide, le montage expérimental et les techniques de mesure de cette manipulation ont été présentée auparavant dans la section IV.I. Les conditions de l'expérience sont similaires à celle de la simulation. Ces images ont été obtenues en accumulant les positions des particules pendant 200 ms de leur mouvement. Le taux d'acquisition de la caméra est réglé à 1000 images/s. Plusieurs similitudes entre les trajectoires obtenues par simulation et celles obtenus expérimentalement ont été obtenus. D'abord on peut voir les sauts à grande hauteur des particules qui apparait, d'après la simulation, au début de leur mouvement. Le mouvement rotatif des particules dans le sens antihoraire est aussi obtenu expérimentalement (voir la zone agrandie sur la figure), l'observation de ce mouvement expérimentalement était difficile vu le nombre très élevé des particules dans nos expériences. Ce mouvement est causé par le champ électrique rotatif dans le sens antihoraire. On peut trouver dans la littérature d'autres chercheurs qui ont pu le détecter expérimentalement à savoir Balachandran *et al.* [155], [170] et Dudzizc *et al.* [172], [173], ce qui confirme nos observations. Dans la simulation, les particules atteignent des hauteurs très proches à celles de

l'expérience. Dans l'expérience, les trajectoires rotatives de plusieurs particules à différentes hauteurs peuvent être observées. Ceci est dû au fait que dans l'expérience, les particules de la même classe de taille ($d_p[50\ \%] = 57$ µm dans ce cas) peuvent avoir différentes tailles ainsi que différentes charges.

L'évolution des composantes de la position et de la vitesse des particules en fonction du temps est illustrée sur la Figure VI.5, qui indique clairement les différents régimes de mouvement. La courbe $x_p(t)$ indique que, les particules se déplacent dans la direction du champ électrique durant la phase de lévitation. Par conséquent, les particules situées à droite de l'électrode mise sous tension positive se déplacent dans le sens direct ($x_p(t)$ augmente), et les particules situées à gauche de la même électrode se déplacent dans le sens inverse au début de leur mouvement ($x_p(t)$ diminue), avant qu'elles reviennent dans le sens direct ultérieurement.



(a) $x_p(t)$ (c) $y_p(t)$

(b) $v_x(t)$ (d) $v_y(t)$

Figure VI.5. Evolution des composentes verticales et horizontales de la position et la vitesse des particules (a) $x_p(t)$, (b) $y_p(t)$, (c) $v_x(t)$, et (d) $v_y(t)$. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $d_p = 60$ µm, $q_p = 10\ \%\ q_{ps}$, $x_0 = 6{,}3$ mm.

La courbe $y_p(t)$ indique que les particules atteignent la hauteur de lévitation maximale $y_{max} = 3{,}7$ mm à l'issue de la phase de lévitation dans le cas $x_0 = 6{,}3$ mm. La courbe $v_x(t)$ monte que la phase d'accélération se caractérise par un régime permanent durant lequel la variation de la vitesse en fonction du temps est oscillatoire avec une valeur moyenne non-nulle ($v_{x-moy} \approx 0{,}02$ mm/s). Le régime transitoire dans cette simulation dure environ 120 ms. Cependant, la durée de ce régime peut varier de quelques millisecondes jusqu'à quelques centaines de millisecondes en fonction des paramètres de la simulation (tension, fréquence, taille et charge des particules). L'apparition ou non des différentes phases de mouvement dépend aussi des paramètres cités précédemment. Les différentes trajectoires en fonction des différents paramètres seront présentées dans les sections qui vont suivre.

Dans l'étude expérimentale détaillée dans le Chapitre IV, nous avons calculé la vitesse moyenne de transport sur une durée de 50 ms à l'issue du régime transitoire. Pareillement, dans cette étude numérique, la valeur moyenne de transport est calculée sur une durée de 50 ms pendant le régime permanent. La Figure VI.6 présente la vitesse de transport moyenne (v_{x-moy}) en fonction de la position de départ de la particule pour trois fréquences différentes. Ce résultat montre que la position initiale d'une particule n'a pas un effet significatif sur sa vitesse moyenne calculée dans le régime permanent. Toutefois, elle a un effet sur la trajectoire de la particule en régime transitoire c.-à-d. au début de leur mouvement. Dans les prochaines sections, l'étude de l'effet des différents paramètres sera effectuée pour une seule position de départ, située sur la surface d'une électrode.

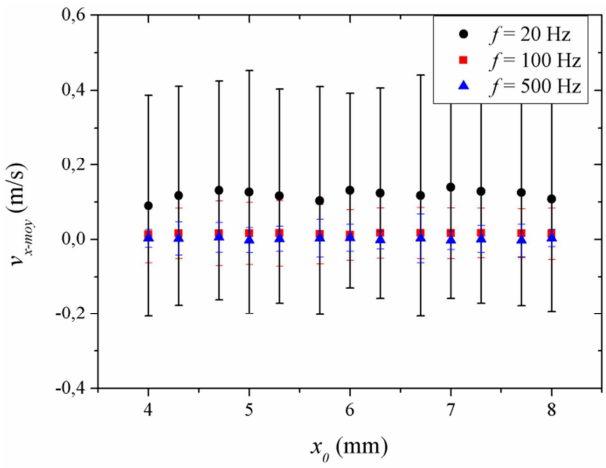


Figure VI.6. Evolution de la vitesse moyenne de transport en fonction de la position initiale des particules. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $d_p = 60$ µm, $q_p = 10$ % q_{ps}.

VI.3.1. Effet de la fréquence

Dans cette section, nous étudions l'effet de la fréquence sur la trajectoire, la hauteur de lévitation maximale, la distance de déplacement et la vitesse des particules. Pour les simulations, la tension appliquée est fixée à 1000 V, les particules ont une taille de 60 µm et une charge de 10 % de la charge de saturation q_{ps}. La durée de mouvement des particules

considérée est de 1 s. La Figure VI.7 présente la variation de la hauteur de lévitation maximale des particules y_{max} la distance de déplacement $dép$ en fonction de la fréquence. Les résultats montrent que les deux courbes passent par un maximum. La hauteur de lévitation maximale augmente avec la fréquence, elle atteint sa valeur maximale de 7,6 mm à 40 Hz. Entre 40 Hz et 200 Hz, y_{max} diminue lorsque la fréquence augmente. La même dynamique est observée pour la distance de déplacement. Celle-ci est maximale (189 mm) à 60 Hz. Au-dessus de 60 Hz, la distance traversée par la particule chute. A partir de 400 Hz, la distance de déplacement prend des valeurs négatives ce qui signifie que les particules commencent à se déplacer dans le sens inverse, mais cette distance reste très courte. Malgré les hypothèses prises dans cette simulation, les résultats obtenus sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux de l'efficacité de déplacement présentés dans le Chapitre II. En effet, une meilleur efficacité a été obtenus pour une fréquence de 50 Hz, et pour les hautes fréquences, le mouvement des particules dans le sens inverse a été observé.

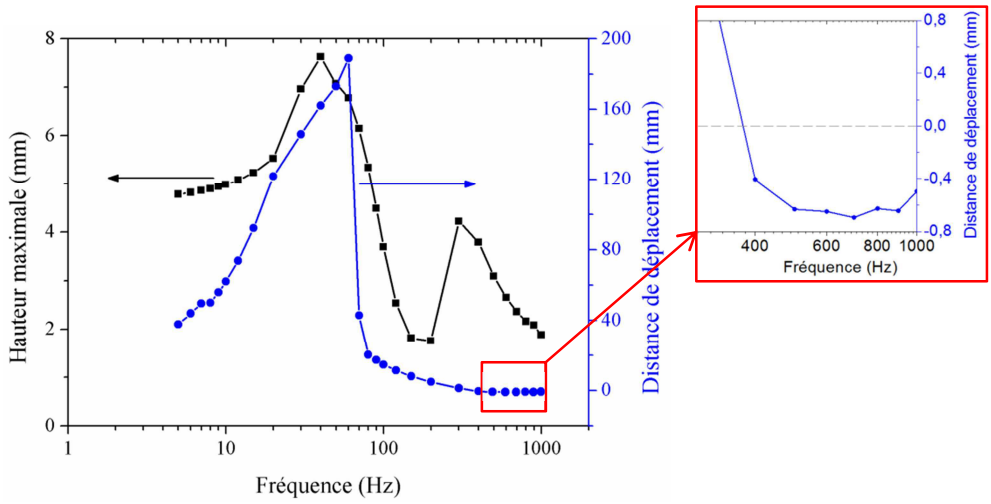


Figure VI.7. Variation de la hauteur de lévitation maximale et la distance de déplacement en fonction de la fréquence. Conditions : $V = 1000$ V, $d_p = 60$ µm, $q_p = 10$ % q_{ps}, $x_0 = 6{,}3$ mm.

La Figure VI.8 illustre la variation de la vitesse moyenne des particules en régime permanent v_{x-moy} ainsi que la vitesse maximale en fonction de la fréquence. La vitesse de synchronisme, donnée par le produit de la fréquence et la période géométrique λ, a été intégrée pour la comparaison (courbe bleue). Sur cette figure, il est possible de distinguer les deux principaux modes de mouvement mentionnés dans la littérature [27], [156], [157], [161]: les **modes synchrone** et **asynchrone**. Dans le mode synchrone, la particule se déplace sur le plan horizontal avec une vitesse moyenne égale à la vitesse de synchronisme. Ce mode est obtenu pour des fréquences inférieures ou égales à 60 Hz. Pour des fréquences entre 70 et 300 Hz, la particule continue à se déplacer dans le sens direct mais avec une vitesse largement inférieure à la vitesse de synchronisme, c'est ce qu'on appelle le mode asynchrone. Pour des fréquences supérieures ou égale à 400 Hz, la particule va dans le sens inverse avec une vitesse très faible. Nous pouvons considérer que le mouvement de la particule pour cette gamme de fréquence comme un mode séparé, nous l'appelons **mode de mouvement inverse**. La courbe

de la vitesse maximale (ligne verte) indique que les particules peuvent atteindre une vitesse largement supérieure à la vitesse de synchronisme pour des fréquence inférieures ou égales à 60 Hz. Par exemple, à 10 Hz, la particule peut dépasser 0,6 m/s durant son mouvement, alors que la vitesse de synchronisme pour cette fréquence est limitée à 0,03 m/s. Cela confirme les observations expérimentales et l'interprétation déjà faite dans le Chapitre IV. Néanmoins, nous ne pouvons pas considérer **le mouvement hyper-synchrone** comme mode séparé car la vitesse moyenne des particules calculée dans le régime permanent indique qu'on est toujours en mode synchrone pour ces fréquences. En effet, le mouvement hyper-synchrone apparait pour les faibles fréquences pendant le régime transitoire du mouvement des particules, pendant lequel les particules poussées par la force de Coulomb font des sauts de longues distances avec des fortes vitesses.

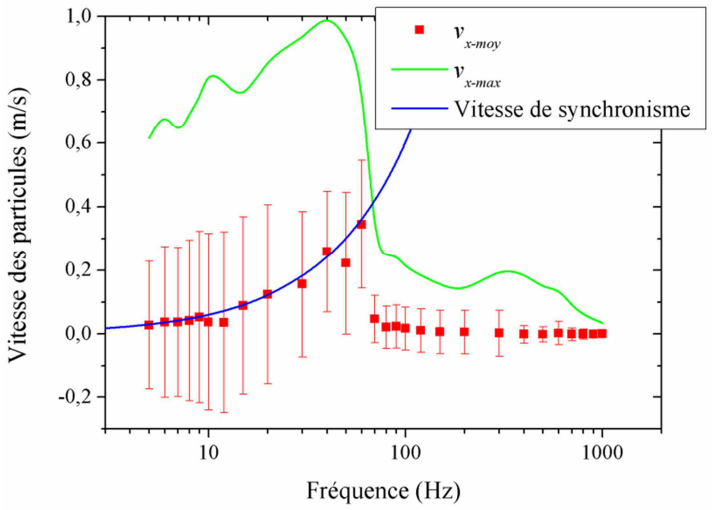


Figure VI.8. Variation des vitesses de déplacement moyenne et maximale en fonction de la fréquence. Conditions : $V = 1000$ V, $d_p = 60$ µm, $q_p = 10$ % q_{ps}, $x_0 = 6{,}3$ mm.

La Figure VI.9 illustre la variation du déplacement et de la composante horizontale de la vitesse de la particule en fonction du temps pendant les 200 ms qui suivent l'application de la tension. Pendant les premières 60 ms, nous pouvons dire que la particule est en mouvement hyper-synchrone. Pour les faibles fréquences, la vitesse des particules en fonction du temps est très fluctuante ; à un instant donné, sa valeur est soit supérieure soit inférieure de la vitesse de synchronisme, mais sa valeur moyenne est égale à la vitesse de synchronisme. Le mouvement hyper-synchrone n'existe pas pour des fréquences supérieures à 60 Hz, puisque la vitesse maximale est inférieure à la vitesse de synchronisme. Nous affirmons que les faibles fréquences sont plus favorables pour l'obtention d'une meilleure efficacité de déplacement des particules et aussi pour le contrôle de leur vitesse, car les particules ont un mouvement hyper-synchrone au début de leur mouvement, et un mode synchrone dans lequel leur vitesse augmente linéairement avec la fréquence. Cela permet aux particules de traverser une longue distance suivant l'axe horizontale, en un temps très court.

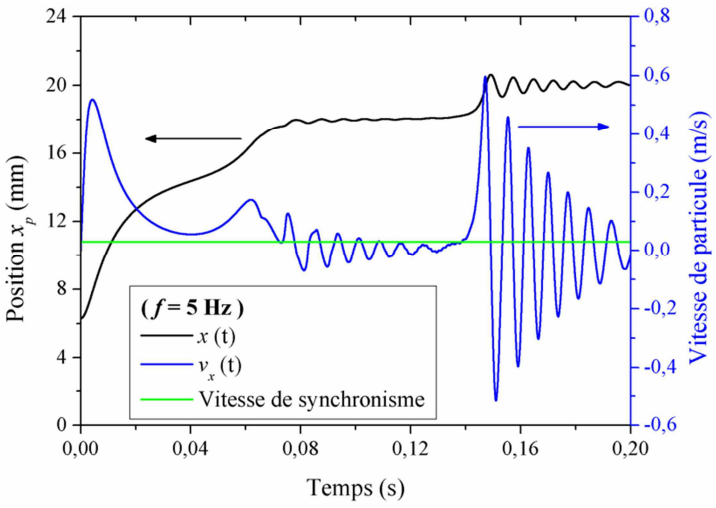


Figure VI.9. Evolution temporelle de la position $x_p(t)$ et la vitesse de déplacement de particule $v_x(t)$ à 5 Hz. Conditions : $V = 1000$ V, $d_p = 60$ µm, $q_p = 10$ % q_{ps}, $x_0 = 6{,}3$ mm.

La Figure VI.10 représente les trajectoires des particules pour différentes valeurs de fréquence entre 5 Hz et 500 Hz, ces trajectoires ont été calculées pour une durée de 1 s. Les résultats montrent que les trajectoires sont très sensibles à la fréquence. A 5 Hz par exemple, le mouvement de la particule commence par un mouvement hyper-synchrone qui dure environ 60 ms ; ensuite, la particule glisse sur la surface en mode synchrone. Une dynamique similaire est obtenu pour une fréquence de 20 Hz, sauf que la durée du mouvement hyper-synchrone est très courte, puisque la particule passe rapidement à un **mode synchrone sautillant**, dans la littérature on peut le trouver sous le nom « hopping mode » [27], [156], [157], [161]. Dans ce cas, la particule se déplace en faisant des sauts au-dessus de la surface avec une vitesse horizontale qui oscille autour de la vitesse de synchronisme. A 50 Hz, les particules se déplacent en mode synchrone sautillant, mais cette fois la hauteur des sauts sont plus importants. En effet, les particules sont poussées par la force de Coulomb lorsqu'elles se trouvent sur une électrode de potentiel positif, puis elles sont attirées vers la surface sous l'influence de la force la gravité, mais aussi la force diélectrophorétique et la force de Coulomb négative. A 100 Hz, la particule se déplace en mode asynchrone, car sa composante horizontale moyenne de vitesse est beaucoup plus faible que la vitesse de l'onde comme nous l'avons vu sur la Figure VI.8. Dans son mouvement, la particule a un mouvement rotatif et reste en suspension dans l'air. Elle n'a pas suffisamment de temps pour revenir à la surface à cause de la vitesse rapide de l'onde, c'est **le mode asynchrone rotatif**, on peut le trouver dans la littérature sous le noms « curtain mode » [27], [156], [157], [161]. Le même type de mouvement asynchrone est obtenu à 200 Hz mais avec une hauteur et une vitesse de déplacement plus faibles. A 500 Hz, nous pouvons observer un déplacement dans le sens inverse sur une courte distance (moins de 1 mm). Cependant, le mouvement horizontal s'arrête rapidement et la particule ne fait que des vibrations et des petits sauts sans déplacement important, ce mouvement peut être considéré comme mode séparé qui s'appelle

mode vibratoire. Dans ce dernier mode, la vitesse des particules dans le régime permanent oscille autour d'une valeur moyenne nulle.

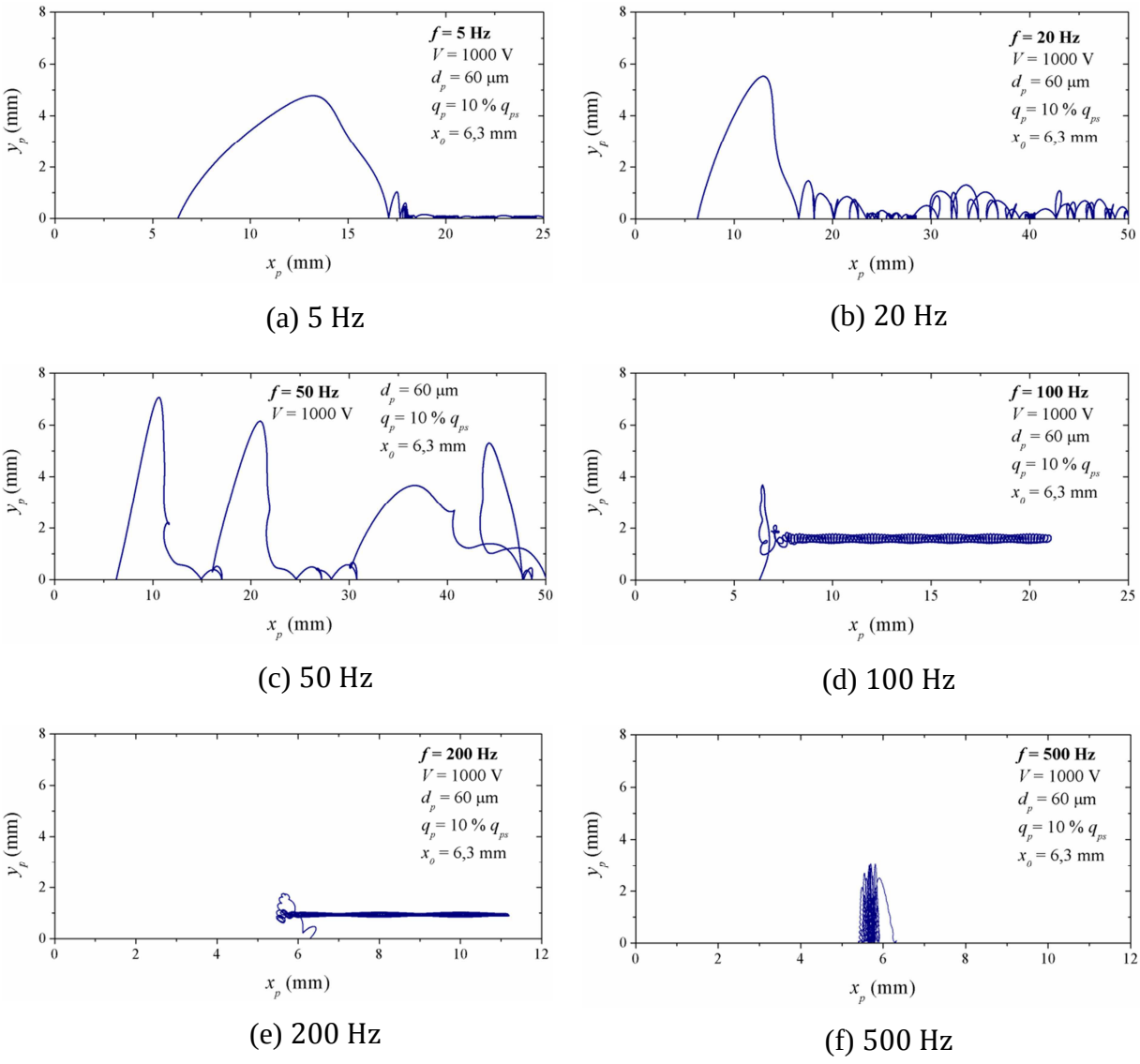


Figure VI.10. Trajectoires des particules pour différentes valeurs de fréquence entre 5 Hz et 500 Hz. Conditions : $V = 1000$ V, $d_p = 60$ µm, $q_p = 10\ \%\ q_{ps}$, $x_0 = 6{,}3$ mm.

VI.3.2. Effet de la tension appliquée

Dans la littérature, rares sont les études qui parlent de l'effet de la tension, la taille, la charge des particules, ou le nombre de phases sur la trajectoire et les modes de mouvement des particules, ou sur la vitesse et la distance de déplacement des particules. A l'exception des travaux théoriques [156], [157] menés il y a environ 30 ans et concernant des actionneurs hexa-phasés, il n'existe pas une étude quantitative détaillée, puisque la plupart des recherches récentes se focalisent plus sur les applications des convoyeurs à ondes stationnaire et progressive que sur les phénomènes physiques mis en jeu. Nous souhaitons à travers cette étude paramétrique savoir s'il existe d'autres paramètres, en plus de la fréquence, qui peuvent

modifier le mode ou le type de mouvement des particules, et de quelle manière ces paramètres affectent la hauteur maximale, la distance et la vitesse de déplacement des particules.

La Figure VI.11 illustre la variation de la hauteur de lévitation maximale et la distance de déplacement de la particule en fonction de la tension appliquée. Les résultats montrent que les deux paramètres augmentent avec la tension appliquée. La hauteur maximale passe de 1,15 mm à 200 V jusqu'à environ 3,7 mm à 1000 V, tandis que la distance de déplacement augmente de $-0{,}83$ mm à 200 V, indiquant que les particules se déplacent dans le sens inverse, jusqu'à environ 11,63 mm à 1000 V.

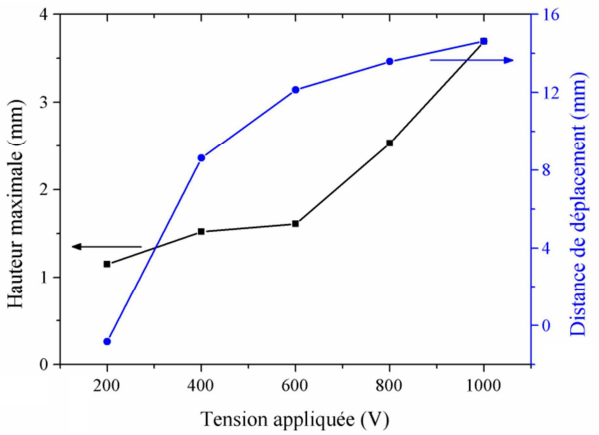


Figure VI.11. Variation de la hauteur de lévitation maximale et la distance de déplacement en fonction de la valeur de tension. Conditions : $f = 100$ Hz, $d_p = 60$ µm, $q_p = 10\ \%\ q_{ps}$, $x_0 = 6{,}3$ mm.

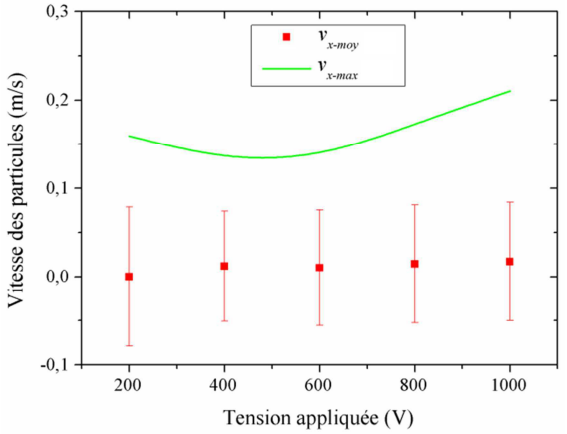


Figure VI.12. Variation des vitesses de déplacement moyenne et maximale en fonction de la valeur de tension. Conditions : $f = 100$ Hz, $d_p = 60$ µm, $q_p = 10\ \%\ q_{ps}$, $x_0 = 6{,}3$ mm.

La Figure VI.12 illustre l'effet de la tension sur la vitesse moyenne de transport. L'augmentation de la tension engendre une légère augmentation de la vitesse moyenne qui passe de 0,043 mm/s pour 200 V à 17 mm/s à 1000 V. Cet effet est dû à l'augmentation de la valeur de la force de Coulomb responsable du mouvement des particules.

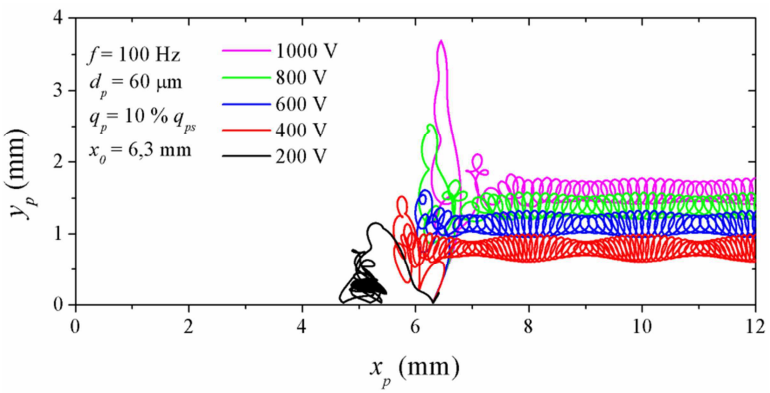


Figure VI.13. Trajectoires des particules pour différentes valeurs de tension entre 200 V et 1000 V. Conditions : $f = 100$ Hz, $d_p = 60$ µm, $q_p = 10\ \%\ q_{ps}$, $x_0 = 6{,}3$ mm.

La Figure VI.13 présente l'effet de la tension appliquée sur la trajectoire d'une particule de diamètre 60 µm, déposée sur la surface du convoyeur à $x_0 = 6{,}3$ mm. La fréquence est fixée à 100 Hz et la durée de la simulation est de 1 s. Les résultats montrent que la tension ne

change pas seulement la trajectoire d'une particule, mais aussi le mode de mouvement. Pour les valeurs de tension étudiées, au-dessus de 400 V, la particule se déplace en mode asynchrone rotatif. De plus, la hauteur de déplacement augmente lorsque la tension augmente. Pour une tension de 200 V, le mouvement de la particule est orienté dans le sens inverse avec une distance de déplacement très courte.

VI.3.3. Effet de la charge des particules

Un autre paramètre qui peut avoir un effet remarquable sur le mouvement des particules c'est leur charge. La Figure VI.14 présente l'effet de la charge de la particule sur la hauteur de lévitation maximale et la distance de déplacement. La simulation est effectuée pour des particules de 60 µm de diamètre, la tension et la fréquence sont fixées à 1000 V et 100 Hz respectivement. Les résultats montrent que la hauteur de lévitation et la distance de déplacement augmentent globalement avec sa charge. La cassure dans les courbes au niveau de la charge 3 % q_{ps} indique un changement de mode de mouvement à partir de cette valeur. Une autre particularité est observée pour une charge entre 80 % q_{ps} et 100 % q_{ps} puisque la hauteur maximale chute avec la charge. Ce point sera discuté en détail dans l'analyse des trajectoires plus loin dans cette section.

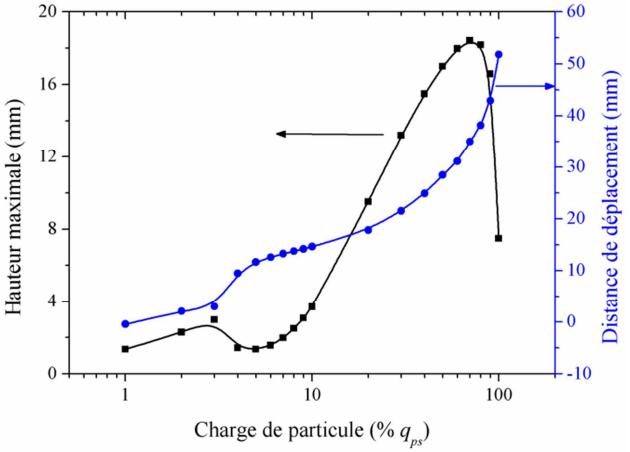


Figure VI.14. Variation de la hauteur de lévitation maximale et la distance de déplacement en fonction de la charge de particule. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $d_p = 60$ µm, $x_0 = 6{,}3$ mm.

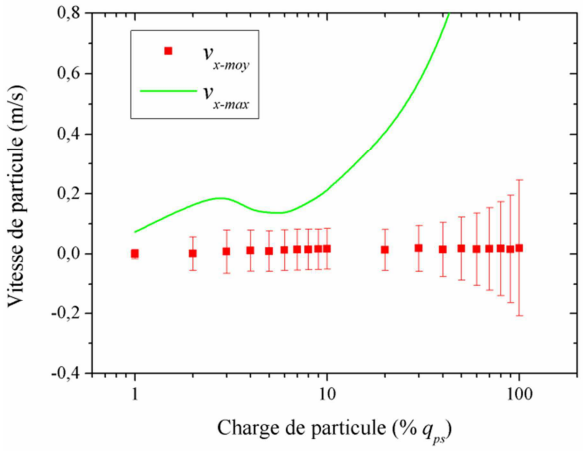


Figure VI.15. Variation des vitesses de déplacement moyenne et maximale en fonction de la charge de particule. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $d_p = 60$ µm, $x_0 = 6{,}3$ mm.

La variation de la vitesse moyenne de transport de la particule en fonction de sa charge est présentée sur la Figure VI.15. La vitesse moyenne mesuré en régime permanent augmente légèrement lorsque la charge augmente, elle passe de $-0{,}38$ mm/s pour 1 % q_{ps}, à 18,87 mm/s pour 100 % q_{ps}. La courbe de la vitesse maximale en vert indique un passage par un optimum local à 3 % q_{ps}, avec une augmentation importante au-dessus de 5 % q_{ps}. A partir d'une charge de 30 % q_{ps}, la vitesse maximale dépasse la vitesse de synchronisme qui est 0,6 m/s à 100 Hz. Cela indique la possibilité d'avoir un mouvement hyper-synchrone dans le cas d'une charge de particule élevée.

La Figure VI.16 présente les trajectoires des particules pour différentes valeurs de charge entre 1 % et 100 % de la charge totale de saturation. Pour une charge très faible de 1 % q_{ps}, la trajectoire ressemble à celle obtenue pour une très faible tension avec une charge plus importante. En effet, la particule ne fait que des petits sauts et ne se déplace pas à grande distance en raison d'une faible force de Coulomb. Pour les cas de charge de 5 % q_{ps} et 10 % q_{ps}, les particules se déplacent dans le sens direct avec un mode asynchrone rotatif, puisqu'elles restent en suspension dans l'air pendant leur mouvement. Les résultats obtenus pour les particules chargées à 50 % q_{ps} et 100 % q_{ps} sont très intéressants car ils montrent un mouvement hyper-synchrone au début de mouvement, suivi par un mode asynchrone rotatif.

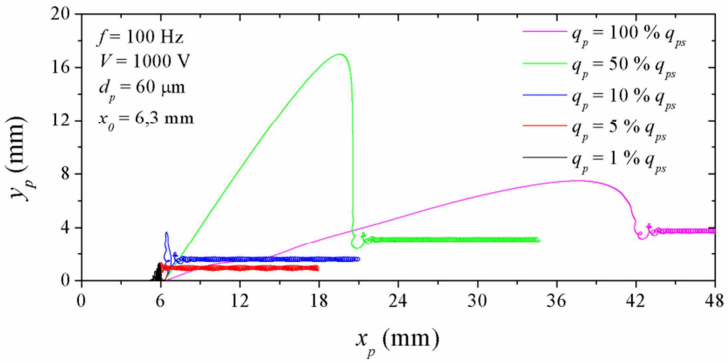


Figure VI.16. Trajectoires des particules pour différentes valeurs de la charge entre 1 % q_{ps} et 100 % q_{ps}. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $d_p = 60$ µm, $x_0 = 6{,}3$ mm.

La Figure VI.17 représente la variation de la position $x_p(t)$ et la vitesse de la particule $v_x(t)$ en fonction du temps pour le cas de particule avec une charge de saturation. Les résultats montrent que la vitesse de la particule durant les premières 20 ms de son mouvement est supérieure à la vitesse de synchronisme. Durant cette phase, la particule effectue un grand saut dans la direction positive.

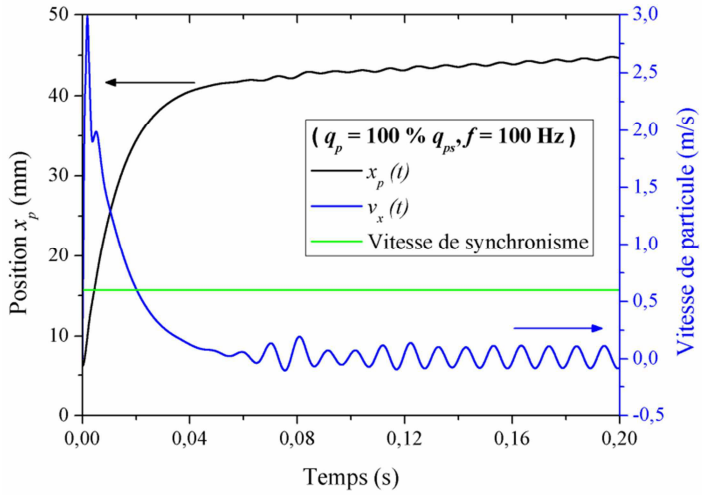
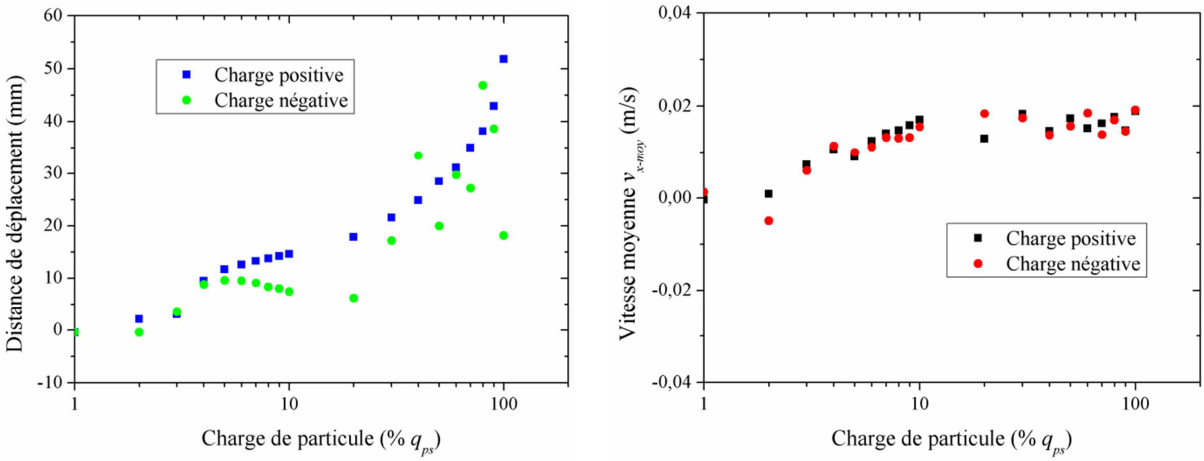


Figure VI.17. Evolution temporelle de la position $x_p(t)$ et la vitesse de déplacement de particule $v_x(t)$ pour une particule ayant une charge de 100% q_{ps} . Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $d_p = 60$ µm, $x_0 = 6{,}3$ mm.

Il est important de rappeler que le mouvement hyper-synchrone est favorable à une meilleure efficacité de mouvement des particules. Ce résultat montre qu'il est possible d'avoir ce mode de mouvement à hautes fréquences si les particules ont une charge suffisamment élevée.

L'effet de la polarité de la charge fait aussi l'objet d'une analyse dans cette section. La Figure VI.18 présente l'évolution de la distance et la vitesse moyenne de transport en fonction de la valeur de la charge pour deux polarités différentes. Les particules étudiées ont un diamètre de 60 µm, la tension et la fréquence sont fixées à 1000 V et 100 Hz respectivement. Pour la distance de transport, nous pouvons remarquer le fait que les valeurs sont positives, ce qui montre que même si la particule porte une charge négative, elle se déplace dans le sens direct, dans les conditions de la simulation. Ceci est en accord avec les résultats expérimentaux. Par contre, les distances de déplacement sont plus importantes avec une charge positive. L'effet de la polarité sur la vitesse moyenne de transport n'est pas très important, car les valeurs de vitesse obtenues pour différentes charges sont très proches.



(a) $dép$ (b) v_{x-moy}

Figure VI.18. Evolution de (a) la distance et (b) la vitesse moyenne de déplacement en fonction de la charge pour les deux polarités positive et négative. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $d_p = 60$ µm, $x_0 = 6{,}3$ mm.

VI.3.4. Effet de la taille des particules

Dans cette partie, l'effet de la taille de la particule sur sa trajectoire fait l'objet d'une étude détaillée. Les variations de la hauteur de lévitation maximale et la distance de déplacement de la particule en fonction de son diamètre sont illustrées sur la Figure VI.19. Les particules dans cette étude ont une charge de 10 % q_{ps}. La fréquence et la tension sont fixées à 1000 Hz et 1000 V respectivement, et la durée de la simulation est 1 s. Il est important de constater que le comportement est clair et conforme à nos expectations pour des particules inférieures ou égale à 120 µm. En effet, la distance de déplacement diminue lorsque la taille des particules augmente dans cette gamme, puisqu'elle passe de 18,57 mm pour une particle de 10 µm de diamètre à 9,11 mm pour une particule de 120 µm de diamètre. Ceci est expliqué par le fait que la force de traînée, qui freine le mouvement des

particules, est proportionnelle à leur taille. Par ailleurs, la hauteur maximale commence par augmenter lorsque le diamètre de particule passe de 10 µm à 40 µm, puis elle diminue lorsque la taille de la particule augmente pour atteindre une valeur 1,44 mm pour une particule de 120 µm de diamètre. La raison de la diminution de y_{max} lorsque la taille augmente est liée au fait que la force gravitationnelle est proportionnelle au r_p^3, et elle augmente de manière significative avec la taille de la particule. La raison pour laquelle la hauteur de lévitation maximale chute pour les particules ayant une taille inférieure à 40 µm est probablement lié à la contribution de la force d'adhésion de van der Waals qui devient importante par rapport aux autres forces dans cette gamme de taille. On rappelle que les particules dans la simulation sont initialement déposées sur la surface, par conséquent, la force d'adhésion a un effet remarquable lors du décollage des particules. Cela réduit ainsi la valeur de y_{max} qui est généralement atteinte par la particule lors de la phase de lévitation.

L'évolution des vitesses moyenne et maximale en fonction du diamètre de la particule est illustrée sur la Figure VI.20. Pour la gamme des particules ayant un diamètre inférieur à 120 µm, la vitesse moyenne est relativement stable avec valeur autour 15 mm/s ; par contre, la vitesse maximale diminue lorsque la taille augmente.

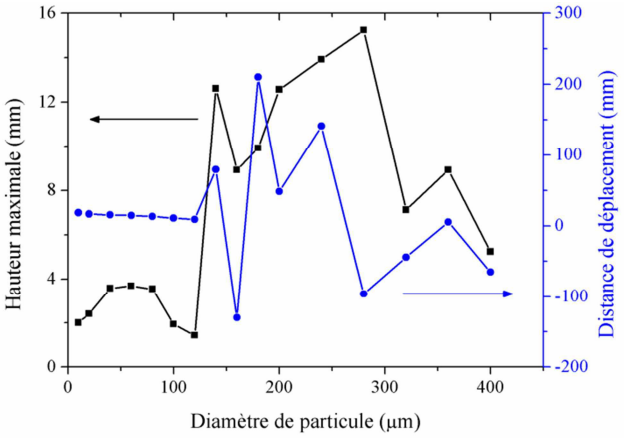


Figure VI.19. Variation de la hauteur de lévitation maximale et la distance de déplacement en fonction du diamètre de la particule. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $q_p = 10\ \%\ q_{ps}$, $x_0 = 6{,}3$ mm.

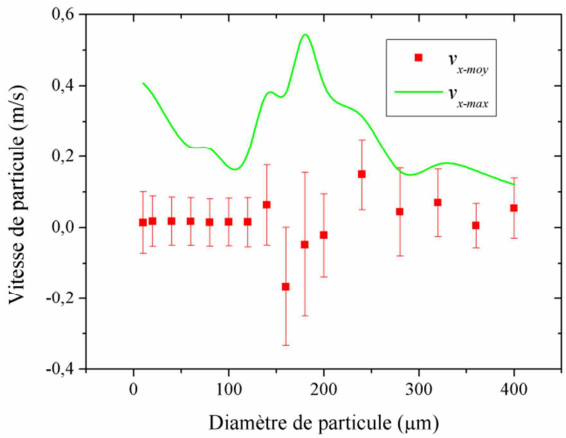
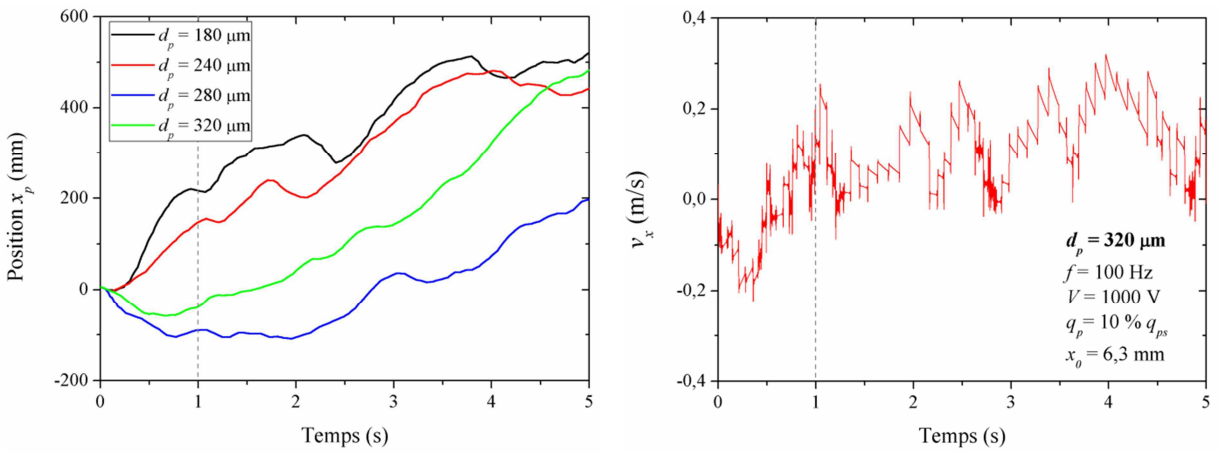


Figure VI.20. Variation des vitesses de déplacement moyenne et maximale en fonction du diamètre de la particule. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $q_p = 10\ \%\ q_{ps}$, $x_0 = 6{,}3$ mm.

Pour le cas des particules ayant un diamètre supérieur à 120 µm, la tendance des courbes n'est pas claire. La hauteur maximale passe par une phase où elle augmente avec le diamètre entre 120 µm et 280 µm, puis elle diminue pour les diamètres supérieurs. La distance de déplacement montre que dans la gamme de diamètres comprise entre 120 µm et 400 µm, les particules se déplacent dans le sens inverse comme les cas des particules de 160 µm, 280 µm, 320 µm, et 400 µm, mais il est difficile de retenir une tendance claire de la courbe. Cette remarque est valable aussi pour la vitesse de déplacement dans cette gamme des particules illustrée sur la Figure VI.19. Nous pensons que cela est dû au fait que le régime de mouvement n'est pas régulier sur cette gamme et que les particules n'atteignent pas le régime

permanant au bout de la première seconde de leur mouvement. Afin de confirmer cette analyse, nous avons effectué quelques simulations pour une durée de 5 s. Les résultats de l'évolution de la position de la particule $x_p(t)$ et la vitesse $v_x(t)$ en fonction du temps sont illustrés sur la Figure VI.21. La courbe $x_p(t)$ montre que les particules peuvent changer la direction de leur mouvement sur des périodes plus ou moins courtes. Si on prend par exemple le cas des particules de dimaètre 180 µm, elles se déplacent dans le sens direct, mais elles reculent aux instants 0,9 s, 2 s et 3,8 s pendant quelques dizaines de millisecondes avant de se déplacer à nouveau dans le sens direct. Pour les cas des particules de 280 µm et 320 µm, elles se déplacent dans le sens inverse au début de leur mouvement, avant de changer la dynamique de mouvement à partir de 2 s. La courbe de la vitesse en fonction du temps pour une particule de 320 µm est illustrée sur la Figure VI.21.b. Ce résultat montre clairement que la particule n'atteint pas le régime permanent ni dans la première seconde, ni après 5 s. Finalement, on peut conclure que les grosses particules ayant un diamètre entre 120 µm et 400 µm ont un mouvement irrégulier, qui rend très difficile l'analyse de la tendance des paramètres caractéristiques comme y_{max} et v_{x-moy}.



(a) $x_p(t)$ (b) $v_x(t)$

Figure VI.21. Evolution en fonction du temps de (a) la position $x_p(t)$ des particules de différentes tailles et (b) la vitesse de déplacement $v_x(t)$ pour une particule de 320 µm de diamètre. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $q_p = 10\ \%\ q_{ps}$, $x_0 = 6{,}3$ mm.

La Figure VI.22 illustre les trajectoires des particules de différentes tailles pour une charge de $10\ \%\ q_{ps}$. Les résultats montrent que les particules de 10 µm, 60 µm et 120 µm ont un mode de mouvement asynchrone rotatif, car les particules après leur décollage ne reviennent pas à la surface. Plus les particules sont petites, plus la hauteur de mouvement en régime permanent est élevée à cause de la force de gravité. Nous pouvons constater aussi un comportement différent des particules de 10 µm au moment de la phase de décollage, puisqu'elles partent dès le début dans le sens direct sans passer par la phase de lévitation et la descente observé précédemment. Ceci est dû à la contribution de la force d'adhésion de van der Waals.

Pour les particules de 180 µm de diamètre, le mode de mouvement se transforme en mode asynchrone sautillant. Les particules partent dans le sens direct en faisant des sauts de quelques millimètres. Pour le cas des particules de 320 µm de diamètre, les particules se déplacent dans le sens inverse avec un mouvement sautillant. Ce résultat est en accord avec les résultats obtenus expérimentalement dans le Chapitre II, ce qui montrent que l'efficacité de déplacement dans le sens inverse augmente avec la taille des particules.

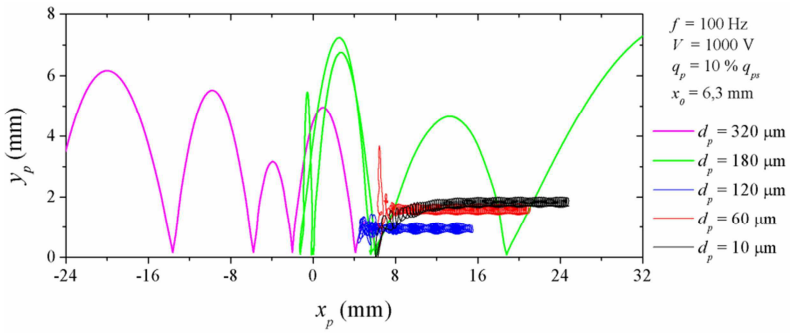
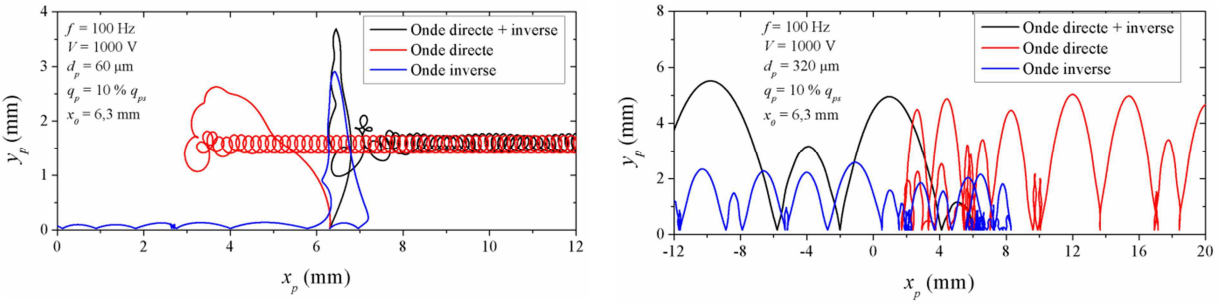


Figure VI.22. Trajectoires des particules de différents diamètres entre 10 µm et 320 µm. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $q_p = 10\ \%\ q_{ps}$, $x_0 = 6{,}3$ mm.

VI.3.5. Effet des ondes harmoniques

Dans cette partie, l'effet des ondes harmoniques du potentiel électrique sur le mouvement des particules est étudié. Pour ce faire, une étude comparative des trajectoires, des distances de déplacement ainsi que des vitesses moyennes de transport des particules entre trois cas a été réalisée. Le premier cas prend en considération le champ électrique total (le même cas de la section précédente). Dans le deuxième cas, la simulation ne prend en considération que le champ électrique créé par l'onde directe donnée par l'équation V.4 du chapitre précédent. Dans le troisième cas, seulement le champ électrique créé par l'onde harmonique inverse est pris en considération, l'équation analytique de la variation spatio-temporelle du champ de l'onde inverse est donnée par l'équation V.5. Les trajectoires typiques des particules pour les trois cas sont présentées sur la Figure VI.23. Les conditions de la tension, la fréquence et la charge des particules sont : 1000 V, 100 Hz, et 10 % q_{ps} respectivement. Deux cas sont simulés ici, un cas où les particules se déplacent dans le sens direct (cas de $d_p = 60$ µm), et un cas où les particules se déplacent dans le sens inverse (cas de $d_p = 320$ µm). Nous constatons dans le premier cas (Figure VI.23.a) que la particule avec onde directe seulement se déplace dans le sens direct avec mode asynchrone rotatif, par contre lorsque nous appliquons seulement l'onde inverse, la particule se déplace dans la direction inverse mais avec un mode différent, il ressemble à un mode synchrone sautillant. Sur le deuxième cas (Figure VI.23.b), lorsque les deux ondes sont prises en considération, la particule se déplace dans la direction inverse ; mais une fois l'onde inverse est négligée, nous voyons clairement qu'elle se déplace dans le sens direct (courbe en rouge). Ces résultats montrent qu'effectivement l'onde harmonique inverse qui se propage proche de la surface est la raison principale du déplacement des particules dans le sens inverse. Pour ce deuxième cas,

nous constatons que le mode de mouvement est le même pour les trois cas, et que la hauteur de lévitation maximale pour le cas de l'onde inverse est inférieure à celle obtenue avec les autres cas. Cela aurait dû à une faible amplitude de l'onde inverse par rapport à celle de l'onde directe.



(a) (b)

Figure VI.23. Trajectoires de particule de (a) 60 µm et (b) 320 µm de diamètre pour trois cas : avec onde directe et inverse, avec seulement onde directe, avec seulement onde inverse. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $q_p = 10\ \%\ q_{ps}$, $x_0 = 6{,}3$ mm.

La Figure VI.24 illustre la variation de la distance de déplacement en fonction de la fréquence pour les trois cas. Les résultats sont obtenus pour une particule de 60 µm de diamètre.

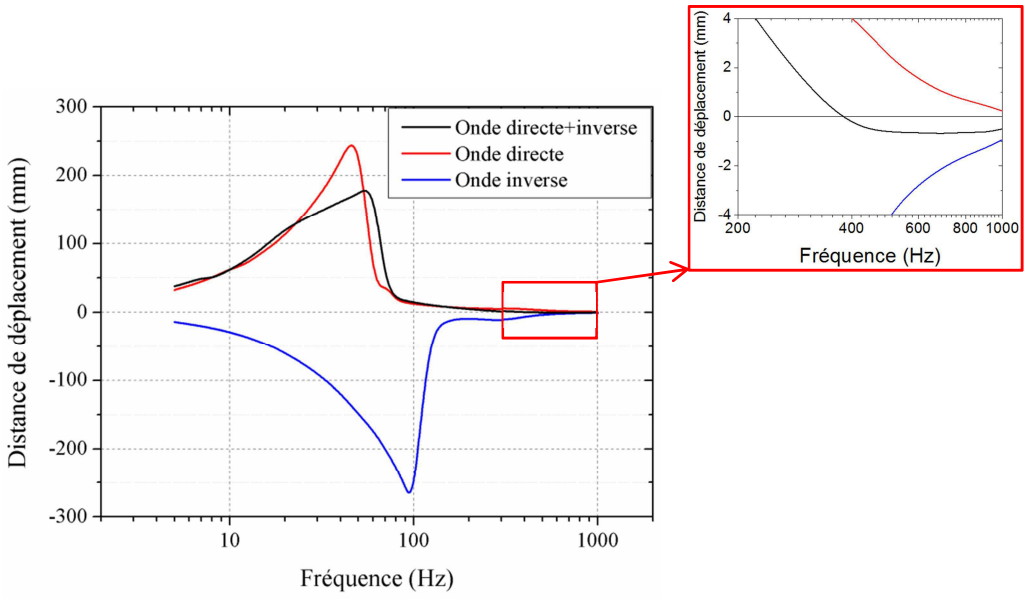


Figure VI.24. Variation de la distance de déplacement des particules en fonction de la fréquence pour trois cas : avec les ondes directe et inverse, avec seulement l'onde directe, et avec seulement l'onde inverse. Conditions : $V = 1000\ V$, $f = 100$ Hz, $d_p = 60$ µm, $q_p = 10\ \%\ q_{ps}$, $x_0 = 6{,}3$ mm.

En ce qui concerne le cas où seulement l'onde directe est considérée (courbe en rouge), l'évolution est similaire à ce que nous avons obtenu pour l'onde directe + inverse (courbe en noir) avec une distance de déplacement plus importante entre 20 Hz et 60 Hz, elle atteint 248 mm pour le cas de l'onde directe, et ne dépasse pas 180 mm pour le cas de l'onde directe + inverse. La fréquence de rupture, pour laquelle la distance commence à chuter, est

d'environ 50 Hz dans le cas de l'onde directe, et 60 Hz dans le cas de l'onde directe + inverse. L'onde inverse favorise le mouvement des particules dans sens inverse. La distance de déplacement augmente linéairement avec la fréquence jusqu'à 100 Hz, avant qu'elle chute pour des fréquences plus élevées. Il faut noter aussi que lorsque l'onde inverse n'est pas considérée, il n'est pas possible d'observer un déplacement dans le sens inverse à hautes fréquences.

La Figure VI.25 présente l'évolution de la vitesse moyenne de transport en fonction de la fréquence pour les trois cas étudiés. Les résultats confirment les tendances obtenues avec la distance de déplacement. La fréquence de rupture, où la vitesse moyenne atteint sa valeur maximale, est d'environ 50 Hz dans le cas de l'onde directe et 100 Hz dans le cas de l'onde inverse. Ceci est expliqué par le fait que la vitesse de propagation de l'onde inverse est deux fois plus faible que l'onde directe. Il est à noter que la vitesse de déplacement maximale atteinte en fonction de la fréquence (environ 0,3 m/s) est la même pour les cas de l'onde directe et l'onde inverse.

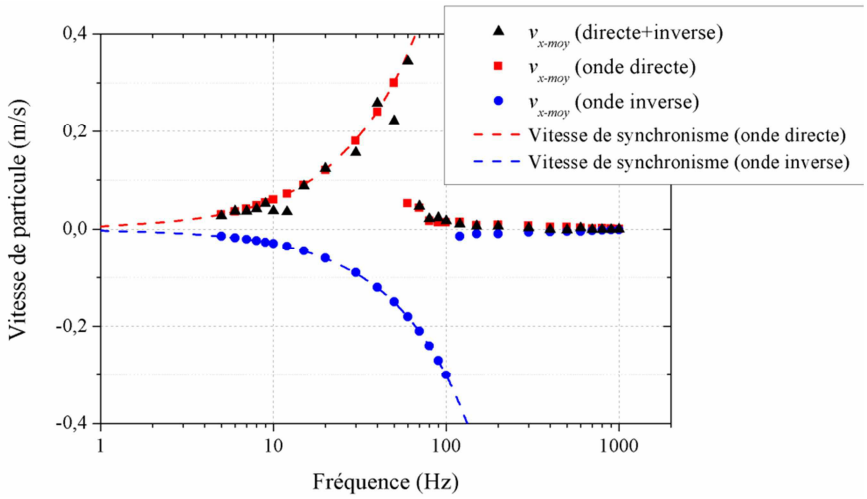


Figure VI.25. Charactéristique $v_{x-moy}(f)$ pour trois cas : avec l'onde directe et inverse, avec seulement l'onde directe, avec seulement l'onde inverse. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 100$ Hz, $d_p = 60$ µm, $q_p = 10\ \%\ q_{ps}$, $x_0 = 6{,}3$ mm.

VI.3.6. Effet du nombre de phases (Vitesse de l'onde)

Dans cette partie, l'effet de nombre de phases sur le mouvement des particules est étudié. Pour cela, il est important d'introduire les équations du champ électrique pour 4, 5 et 6 phases dans le code numérique. Dans le Chapitre III, nous avons établi une formule générale du potentiel électrique qui prend en considération les deux harmoniques les plus importants en fonction du nombre de phases, elle est donnée par l'équation (III.28). Nous rappelons que pour un nombre de phases n, les deux harmoniques les plus importants sont les harmoniques d'ordre 1 et $n-1$, qui ont des longueurs d'onde égales à λ et $\lambda/(n-1)$, respectivement. Les formules des potentiels électriques en fonction du temps et des coordonnées de l'espace pour les configurations 4, 5 et 6 phases sont données par :

$$V_{4-phase}(x,y,t) \approx V_0\left[k_1 e^{-\frac{2\pi}{\lambda}y}\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x-\omega t\right)+k_3 e^{-\frac{6\pi}{\lambda}y}\cos\left(\frac{6\pi}{\lambda}x+\omega t\right)\right] \quad \text{(VI.10)}$$

avec, $k_1 = 0{,}776$ et $k_3 = 0{,}193$ les coefficients de Fourier d'ordre 1 et 3 respectivement de l'onde du potentiel électrique quadriphasée.

$$V_{5-phase}(x,y,t) \approx V_0\left[k_1 e^{-\frac{2\pi}{\lambda}y}\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x-\omega t\right)+k_4 e^{-\frac{8\pi}{\lambda}y}\cos\left(\frac{8\pi}{\lambda}x+\omega t\right)\right] \quad \text{(VI.11)}$$

Dans cette équation, $k_1 = 0{,}845$ et $k_4 = 0{,}129$ sont les coefficients de Fourier d'ordre 1 et 4 respectivement du potentiel électrique pour une configuration à 5 phases.

$$V_{6-phase}(x,y,t) \approx V_0\left[k_1 e^{-\frac{2\pi}{\lambda}y}\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x-\omega t\right)+k_5 e^{-\frac{10\pi}{\lambda}y}\cos\left(\frac{10\pi}{\lambda}x+\omega t\right)\right] \quad \text{(VI.12)}$$

Où $k_1 = 0{,}882$ et $k_5 = 0{,}092$ sont les coefficients de Fourier d'ordre 1 et 5 respectivement pour une configuration à 6 phases.

Les formules des champs électriques pour les différentes configurations sont alors :

$$E_{4-phase}(x,y,t) \approx \begin{pmatrix} E_0[k_1 e^{-\alpha y}\sin(\alpha x-\omega t)+3k_3 e^{-3\alpha y}\sin(3\alpha x+\omega t)] \\ E_0[k_1 e^{-\alpha y}\cos(\alpha x-\omega t)+3k_3 e^{-3\alpha y}\cos(3\alpha x+\omega t)] \end{pmatrix} \quad \text{(VI.13)}$$

$$E_{5-phase}(x,y,t) \approx \begin{pmatrix} E_0[k_1 e^{-\alpha y}\sin(\alpha x-\omega t)+4k_4 e^{-4\alpha y}\sin(4\alpha x+\omega t)] \\ E_0[k_1 e^{-\alpha y}\cos(\alpha x-\omega t)+4k_4 e^{-4\alpha y}\cos(4\alpha x+\omega t)] \end{pmatrix} \quad \text{(VI.14)}$$

$$E_{6-phase}(x,y,t) \approx \begin{pmatrix} E_0[k_1 e^{-\alpha y}\sin(\alpha x-\omega t)+5k_5 e^{-5\alpha y}\sin(5\alpha x+\omega t)] \\ E_0[k_1 e^{-\alpha y}\cos(\alpha x-\omega t)+5k_5 e^{-5\alpha y}\cos(5\alpha x+\omega t)] \end{pmatrix} \quad \text{(VI.15)}$$

La Figure VI.26 présente l'évolution de la distance de déplacement en fonction de la fréquence pour différents nombres de phases. La tension est fixée à 1000 V, les particules étudiées ont un diamètre de 60 µm et la charge est de 10 % q_{ps}. Pour la représentation des résultats, nous avons choisis d'étudier séparément les cas faibles fréquences (<100 Hz) et hautes fréquences (> 100 Hz). Quel que soit le nombre de phases, la distance de déplacement des particules montre un comportement similaire à ce que nous avons obtenu avec le cas triphasé. Elle augmente linéairement en fonction de la fréquence entre 5 Hz et 45 Hz pour les cas à 5 phases et 6 phases et entre 5 Hz et 65 Hz pour le cas à 4 phases, puis elle chute pour des fréquences au-dessus des valeurs mentionnées. Pour une fréquence inférieure à 50 Hz, la distance de déplacement augmente avec le nombre de phases à cause de l'augmentation de la vitesse de déplacement de l'onde. Il faut noter aussi que la fréquence de rupture des cas à 3 phases et 4 phases est légèrement supérieure à celle de 5 phases et 6 phases, et que la distance de déplacement maximale pour le cas triphasé est la plus faible, cela est dû probablement au fait que l'onde inverse a un effet plus remarquable dans le cas triphasé.

Pour les hautes fréquences, un déplacement à très courte distance dans le sens inverse est observé à partir de 300 Hz pour les cas à 4 phases et 5 phases, mais pas pour le cas à 6 phases. Cela indique que pour le cas à 6 phases, l'effet de l'onde inverse sur la trajectoire des particules devient négligeable.

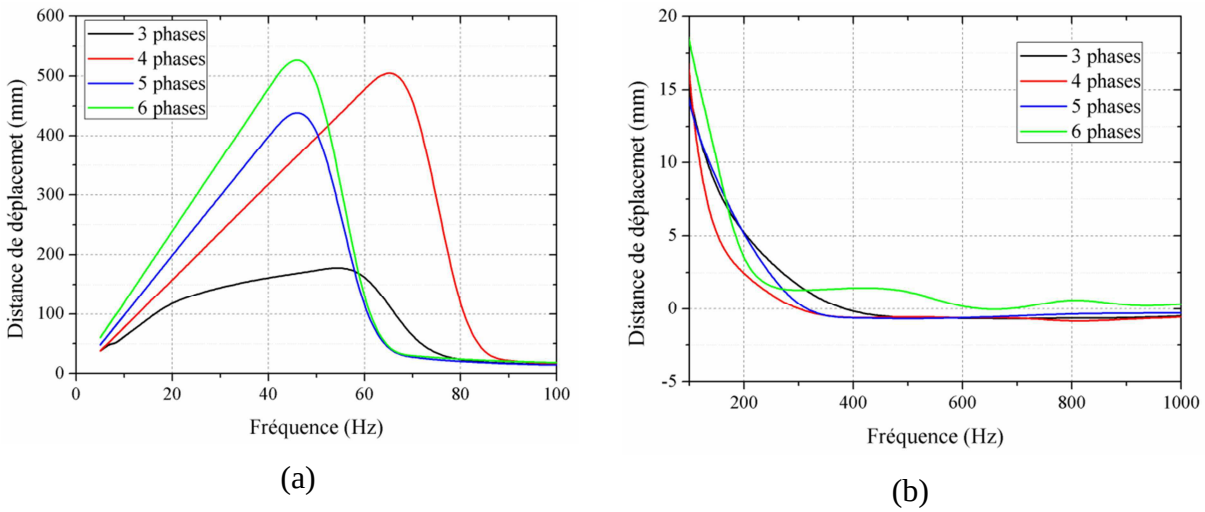


Figure VI.26. Variation de la distance de déplacement des particules en fonction de la fréquence pour les configurations : 3 phases, 4 phases, 5 phases, et 6 phases. Conditions : $V = 1000$ V, $d_p = 60$ µm, $q_p = 10$ % q_{ps}, $x_0 = 6{,}3$ mm.

L'évolution de la vitesse moyenne de transport des particules en fonction de la fréquence pour différents nombres de phases est illustrée sur la Figure VI.27. La vitesse de synchronisme est représentée par des lignes continues, et les résultats de modélisation par des points. Comme prévu la vitesse moyenne augmente avec le nombre de phases pour les faibles fréquences à cause de l'augmentation de la vitesse de l'onde progressive. Il faut noter que le mode de mouvement est synchrone pour des fréquences inférieures à 50 Hz pour les cas 5 phases et 6 phases, et 70 Hz pour le cas quadriphasée. La vitesse des particules diminue avec la fréquence au-delà des fréquences de rupture. Le mouvement des particules suit le mode asynchrone avec des vitesses de déplacement inférieures aux vitesses de synchronisme, quel que soit le nombre de phases. Dans ce régime, et pour des valeurs de fréquences élevées (Figure VI.27.b), le nombre de phases ne semble pas avoir un effet considérable sur la vitesse moyenne de transport.

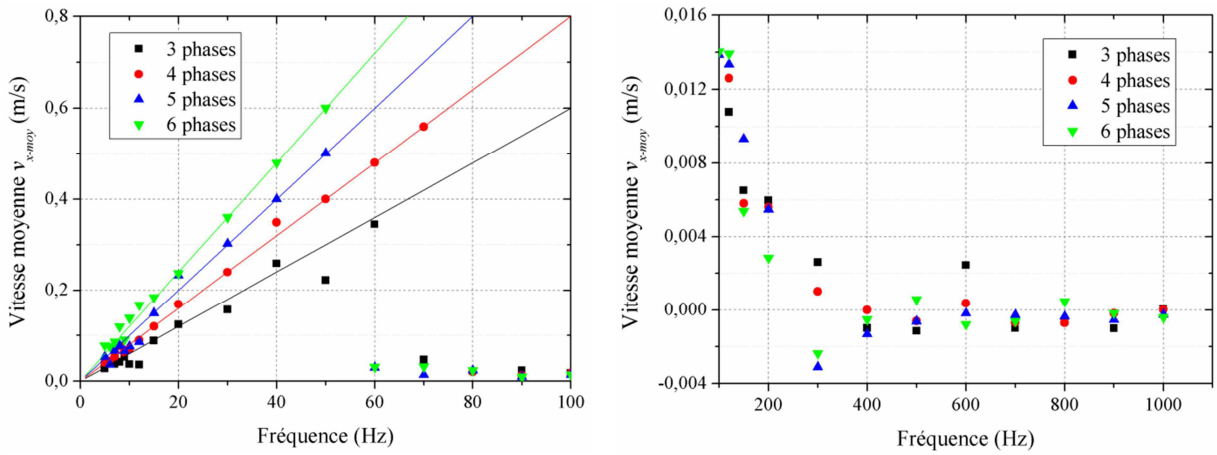


Figure VI.27. Charactéristique $v_{x-moy}(f)$ pour les configurations : 3 phases, 4 phases, 5 phases, et 6 phases. Conditions : $V = 1000$ V, $d_p = 60$ µm, $q_p = 10$ % q_{ps}, $x_0 = 6{,}3$ mm.

VI.4. Synthèse du Chapitre VI

Dans ce chapitre, nous avons étudié la trajectoire d'une individuelle dans un champ électrique à onde progressive à travers un modèle numérique. Dans une première partie, nous avons présenté le modèle mathématique et les équations différentielles du mouvement des particules. Nous avons décrit ensuite l'algorithme utilisé pour la résolution des équations de mouvement en utilisant la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 et en prenant en considération six forces principales : la force de traînée, la force de gravité, la force de Coulomb, la force diélectrophorétique, la force image, et la force d'adhésion de van der Waals. Par la suite, nous avons étudié l'influence des différents facteurs sur les trajectoires des particules et les caractéristiques de leur mouvement comme la hauteur de lévitation maximale, la distance et la vitesse de transport. Les principaux résultats peuvent se résumer comme suit :

- L'analyse des trajectoires des particules en fonction du temps montrent que le mouvement des particules passe par deux principaux régimes : un régime transitoire et un régime permanent. Dans le régime transitoire, nous avons pu distinguer trois phases de mouvement des particules, une phase de lévitation, suivie par une phase de chute des particules, puis une phase d'accélération. Ces résultats confirment les observations expérimentales présentées dans le Chapitre IV.
- En analysant l'effet de la position initiale des particules chargées positivement, nous avons appris qu'au moment de la lévitation, les particules se déplacent dans la direction du champ électrique. Les particules situées entre les électrodes se déplacent horizontalement sur la surface jusqu'à ce qu'elles arrivent aux bords ou au milieu de l'électrode où le champ est plus fort.
- La phase d'accélération se caractérise par une augmentation avant la stabilisation de la vitesse des particules vers une valeur et dans une direction précises. Dans ce cas, le mouvement des particules atteint le régime permanent, pour lequel la variation de la vitesse en fonction du temps oscille autour d'une valeur moyenne inférieure ou égale à la vitesse de synchronisme. La position initiale de la particule n'a pas un effet significatif sur la vitesse moyenne de la particule en régime permanent, mais elle peut affecter largement l'initiation du mouvement. La durée de chaque phase de mouvement peut varier en fonction des paramètres de la simulation (tension, fréquence, taille et charge des particules, etc…).
- L'analyse de l'effet de la fréquence nous a permis de distinguer quatres mode de mouvement principales : synchrone, asynchrone, mode de mouvement inverse et mode vibratoire. Le mode synchrone est obtenu pour des fréquences inférieures à 60 Hz. Dans ce mode, la particule se déplace sur le plan horizontal avec une vitesse de transport moyenne égale à la vitesse de synchronisme, qui augmente linéairement avec la fréquence. Pour des fréquences entre 70 et 300 Hz, la particule se déplace dans le sens direct mais avec une vitesse largement inférieure à la vitesse de synchronisme,

c'est le mode asynchrone. Pour des fréquences supérieures à 400 Hz, la particule se déplace dans le sens inverse avec une vitesse très faible. Dans la même gamme de fréquence, il y a aussi le mode vibratoire ou les particules n'arrivent pas à se déplacer efficacement dans une des deux directions.

- En plus des modes de mouvement mentionnés dessus, nous avons pu identifier un mouvement hyper-synchrone qui apparait à faibles fréquences pendant le régime transitoire de mouvement des particules. Dans ce mode, les particules sont poussées par la force de Coulomb avec une vitesse qui peut dépasser largement la vitesse de propagation de l'onde progressive du potentiel.
- L'étude des effets de la tension, la taille et la charge des particules sur leur trajectoire nous a permis de montrer que la distance de déplacement et la hauteur de lévitation maximale augmentent avec la tension et la charge des particules à cause de la contribution de la force de Coulomb, et diminuent lorsque la taille des particules augmente dans la gamme de diamètre entre 40 µm et 120 µm à cause de la contribution de la force de gravité. La hauteur de lévitation maximale chute pour des particules de 10 µm et 20 µm à cause de la domination de la force d'adhésion de van der Waals.
- La tension, la taille et la charge des particules peuvent aussi avoir un effet sur le mode de mouvement. Un mode de mouvement inverse a été obtenu pour des valeurs très faibles de tension et de charge, et aussi pour les grosses tailles de particules. Ce résultat est en accord avec les résultats de l'efficacité de déplacement obtenus dans le Chapitre II. Nous avons montré aussi l'existence du mouvement hyper-synchrone à hautes fréquences lorsque les particules ont une charge élevée entre 50 % et 100 % de leur charge de saturation.
- Conformément à ce que nous avons observé expérimentalement, le changement de la polarité de charge des particules n'affecte pas la direction de leur mouvement.
- L'étude de l'effet des ondes harmoniques du potentiel électrique a montré que le mode de mouvement inverse n'existe plus si nous éliminons la composante qui se propage vers le sens inverse.
- L'étude de l'effet du nombre de phases montre que la distance et la vitesse de déplacement augmentent lorsque le nombre de phases augmente pour les fréquences du régime synchrone. Ceci est expliqué par le fait que la vitesse de propagation de l'onde du potentiel électrique augmente avec le nombre de phases.

CONCLUSION GENERALE

Conclusion générale

Bilan et contributions

Les convoyeurs électrostatiques à ondes progressives (COP) et stationnaires (COS) sont une solution très prometteuse pour manipuler efficacement des particules micrométriques. Les coûts réduits de la réalisation, la consommation très faible en énergie, la flexibilité et l'absence de parties mobiles sont quelques avantages des convoyeurs électrostatiques par rapport aux systèmes mécaniques ou électromécaniques classiques. Depuis plusieurs années, ils suscitent l'intérêt de la communauté scientifique en vue de les utiliser dans une large gamme de domaines d'application telles que l'électro-photographie, la séparation et la classification électrostatiques des particules, ou encore le dépoussiérage des panneaux et des concentrateurs solaires. La revue bibliographique des principaux travaux dans la littérature nous a permis de mesurer les efforts de recherche considérables qui restent encore à faire pour que ces dispositifs puissent être utilisés à grande échelle. Les objectifs de cette étude concernent le diagnostic du mouvement des particules dans les deux types de convoyeurs, l'identification des paramètres affectants la direction, la vitesse et l'efficacité de déplacement des particules et enfin l'analyse des modes et mécanismes de mouvement.

Afin d'atteindre ces objectifs, des études expérimentales, théoriques, et numériques ont été menées. Des particules micrométriques sphériques de PMMA avec six gammes de tailles ont été étudiées. Sur le plan expérimental, l'efficacité de déplacement des particules a été évaluée en fonction de plusieurs paramètres par la mesure des masses transportées. L'étude ne repose pas seulement sur l'analyse l'efficacité totale mais aussi sur les efficacités fractionnaires de déplacement des particules dans chaque direction. L'étude de la vitesse des particules en utilisant la vélocimétrie par suivi des particules PTV est nouvelle dans le domaine des convoyeurs électrostatiques. Cette technique de post-traitement des enregistrements par caméra ultra-rapide permet de suivre les particules individuelles et de calculer leurs vitesses en se basant sur une approche Lagrangienne. Sur le plan théorique, nous nous sommes intéressés à l'étude des harmoniques du potentiel électrique et au calcul et analyse des forces exercées sur les particules en utilisant des modèles analytiques et des simulations numériques avec le logiciel COMSOL Multiphysics®. Sur le plan numérique aussi, la trajectoire a été modélisée en utilisant un code Matlab® ; ainsi, la vitesse, la distance de déplacement et la hauteur de lévitation des particules ont été calculées, ce qui nous a permis d'interpréter les observations expérimentales. Les principaux résultats de cette thèse peuvent se résumer comme suit.

Pour les deux types de convoyeurs, l'efficacité totale de déplacement des particules et leur vitesse moyenne augmentent avec la tension appliquée, due à l'intensification de la force de Coulomb, diminuent pour les grosses particules à cause de la contribution de la force

gravitationnelle, et diminuent pour les petites particules due à la force de van der Waals. La force de Coulomb est responsable du mouvement des particules. Sa domination par rapport aux autres forces dépend de plusieurs paramètres comme la charge, la taille et la position des particules. Les principales forces qui empêchent la mise en mouvement des particules sont: la force de van der Waals (pour les petites particules), la force gravitationnelle (pour les grosses particules). Contrairement à ce qu'on peut trouver dans une partie de la littérature, la force DEP a un effet négatif sur les particules, car elle a une composante verticale négative relativement élevée dans les zones très proches des bords des électrodes, là où les particules peuvent être piégées.

Le COP est plus performant que le COS. La symétrie de la configuration du COS fait que des efficacités de déplacement proches ont été obtenues dans les deux directions. Cependant, pour les deux configurations du COP, une majorité des particules se déplace dans la direction de propagation de l'onde progressive. Une minorité des particules est transportée dans le sens inverse pour : une faible tension, les grosses particules, et à haute fréquence. Ce constat se confirme sur les valeurs de vitesse moyenne calculée par PTV. Ce comportement est causé par les ondes harmoniques qui peuvent se propager dans le sens inverse.

En effet, l'onde du potentiel électrique est quasi-sinusoïdale loin de la surface mais elle se déforme à l'approche de celle-ci, en raison de la géométrie rectangulaire des électrodes. Cette déformation crée des harmoniques spatiaux du potentiel électrique qui peuvent être extraits en appliquant la transformation de Fourier rapide (FFT). Pour le COP, l'onde du potentiel électrique peut être décomposée principalement en deux ondes sinusoïdales, avec des amplitudes différentes et des directions de propagation opposées. Pour le COS, les deux ondes ont la même amplitude. La vitesse de propagation des ondes est proportionnelle à la fréquence et à la période géométrique.

Les amplitudes des ondes harmoniques peuvent être contrôlées en modifiant la géométrie et la largeur des électrodes ou le gap entre eux, et en ajoutant aussi une barrière diélectrique au-dessus de la surface. L'augmentation du nombre de phases pour un COP permet d'augmenter la vitesse de propagation de l'onde directe et de réduire l'amplitude de l'onde inverse, ce qui minimise son impact sur le mouvement des particules. Elle permet aussi d'améliorer considérablement la vitesse et la distance de déplacement des particules en régime synchrone, comme il a été démontré numériquement. Par conséquent, le nombre de phases peut être considéré comme un paramètre clé pour améliorer le déplacement des particules.

L'efficacité totale de déplacement et la vitesse des particules passent par un maximum en fonction de la fréquence, en raison du changement du mode de transport des particules. En réalité, la vitesse de propagation de l'onde progressive dans le cas d'un COP est proportionnelle à la fréquence du signal électrique. Pour des fréquences relativement faibles, la proportionnalité de la vitesse moyenne des particules en fonction de la fréquence est

confirmée, même si la vitesse instantanée dépasse parfois la vitesse de synchronisme. En augmentant la fréquence, la vitesse moyenne des particules obtenue expérimentalement augmente jusqu'à ce que la fréquence atteigne une valeur critique. A partir de cette dernière, la vitesse moyenne chute et les particules n'arrivent plus à suivre l'onde progressive. Cette tendance a été observée pour les particules qui se déplacent dans le sens direct pour le COP, et dans les deux sens pour le COS.

Les trajectoires obtenues numériquement révèlent que le mouvement des particules passe par deux principaux régimes : un régime transitoire et un régime permanent. Dans le régime transitoire, nous avons pu distinguer trois phases de mouvement des particules, d'abord une phase de lévitation, suivie par une phase de chute, et enfin une phase d'accélération. Ces résultats confirment les observations expérimentales obtenues par métrologie optique. Durant le régime transitoire à faibles fréquences, les particules peuvent atteindre des vitesses largement supérieures à la vitesse de synchronisme (mouvement hyper-synchrone). Mais en régime permanent, la vitesse instantanée oscille autour d'une valeur moyenne inférieure ou égale à la valeur du synchronisme.

Les profils de vitesse moyenne en fonction de la fréquence obtenus par modélisation confirment les résultats expérimentaux. Quatre principaux modes de mouvement ont été identifiés. Le premier est le mode de mouvement synchrone sautillant pour lequel la vitesse moyenne des particules augmente linéairement avec la fréquence. Le mode asynchrone a deux types : sautillant et rotatif en suspension. Dans les deux, les particules se déplacent dans le sens direct avec une vitesse inférieure à la vitesse de synchronisme. Le mouvement rotatif est due au fait que le champ électrique en un point donné de l'espace est rotatif. Le sens de rotation peut être inversé en inversant l'ordre de succession des phases. Le mode vibratoire est caractérisé par une vitesse instantanée des particules qui oscille autour d'une valeur moyenne nulle. Enfin, il y a le mode de mouvement inverse, qui apparait à haute fréquence pour des valeurs très faibles de tension et de charge, et aussi pour les grosses tailles des particules. Ce mode est causé principalement par l'onde harmonique inverse.

Contrairement à ce qu'on peut penser, le changement de la polarité de la charge des particules ne change pas la direction dominante du mouvement dans le COP, cela est dû au fait que le sens de propagation de l'onde principale est imposé par l'ordre de succession des phases et non pas de la charge des particules.

Perspectives

Les résultats de cette thèse ont montré que la charge des particules est un paramètre essentiel à leur mise en mouvement. En effet, l'efficacité du système est très limitée lorsque les particules ne sont pas suffisamment chargées, notamment pour les plus petites d'entre elles en raison d'une force d'adhésion relativement forte. L'ajout d'un système efficace de charge des particules avec une décharge couronne ou une décharge à barrière diélectrique (DBD)

pourrait avoir un grand intérêt. Par exemple, la génération d'une DBD coplanaire pulsée au-dessus de la surface du convoyeur peut charger efficacement les particules fines, ce qui permet leur déplacement même si elles sont fortement adhérées à la surface. Il serait donc très intéressant de réaliser une étude plus fine permettant de quantifier la charge des particules avec des moyens qui restent à élaborer d'une part, et d'optimiser la consommation d'un tel dispositif d'autre part.

Dans cette thèse, le transport des particules de taille micrométrique dans des convoyeurs électrostatiques a été étudié. Il serait intéressant d'étudier le comportement d'autres gammes de tailles des particules. De plus, l'étude du comportement des particules conductrices pourrait aussi être envisagée. Par ailleurs, il serait intéressant d'étudier l'accélération et l'agglomération des particules volatiles submicrométriques et nanométriques dans des convoyeurs électrostatiques axisymétriques.

Une des difficultés expérimentales de visualisation du mouvement des particules était l'identification des trajectoires individuelles des particules. En effet, la visualisation d'un grand nombre de particules nous a permis d'être précis sur l'estimation des vitesses moyennes des particules par des calculs statistiques sur une grande population. Ceci a rendu possible la validation des résultats par modélisation. Mais, pour bien analyser les trajectoires des particules, il serait très utile de réduire leur nombre. Par ailleurs, l'utilisation d'une autre technique optique comme la LDV pourrait aboutir à de nouveaux résultats intéressants, concernant par exemple l'écoulement d'air secondaire généré par le transport des particules.

Il serait intéressant également d'étudier le comportement des particules par un tel système dans un autre milieu liquide ou gazeux. Aussi, l'effet des paramètres atmosphériques comme la température, la pression et l'humidité nécessite aussi une étude très fine.

Dans la partie modélisation des trajectoires des particules, le cas du convoyeur à ondes stationnaires pourrait être étudié. Le modèle peut être complété en ajoutant d'autres forces comme la force de capillarité et les interactions électriques et mécaniques inter-particules ou encore entre les particules et la surface. De plus, un modèle de charge des particules peut être intégré. Enfin, le développement d'un code de simulation 3D pourrait offrir une meilleure compréhension des phénomènes observés expérimentalement.

ANNEXES

Annexes

Annexe 1: Récapitulatif des principaux travaux sur la manipulation des particules par des convoyeurs électrostatiques

Tableau A.1. Récapitulatif des principaux travaux sur la manipulation des particules par des convoyeurs électrostatiques depuis l'année 2000.

Reference	**Configuration, dimensions, et (largeur, gap) = (w, g)**	**Nombre de phases & forme d'onde**	**Tension & fréquence**	**Taille et type de particules**	**Etude**	**Application**
Calle *et al*. **2004** [98]	- $(w, g) = (0{,}3 - 0{,}6\ \text{mm}, 1 - 2\ \text{mm})$ -Barrière : film de polyuréthane	-2 phases -Tension carrée	- $V = 800 - 2000$ V - $f = 1 - 500$ Hz	-Analogue de poussière martienne JSC Mars-1 [189]	-Expérimentale (air ambiant et environnement martien)	-Applications spatiales -Dépoussiérage des PV
Atten *et al*. **2005** [104], **2009** [15]	- $(w, g) = (0{,}25 - 0{,}7\ \text{mm}, 0{,}75 - 2{,}5\ \text{mm})$ - Barrière de résine époxy ($100 - 500$ µm), PTFE et Mylar (100 µm)	- 1 phase - Tension carrée -DBD	- $V = 1 - 6$ kV - $f = 30 - 100$ Hz	-Particules de PE et PVC ($d_p = 20 - 30$ µm), calcite ($d_p \approx 0{,}6$ µm), poussière analogue de Mars [106].	- Expérimentale (Conditions martiennes)	-Dépoussiérage des PV -Applications spatiales
Kawamoto *et al*. **2006** [27]	- $(w, g) = (0{,}5\ \text{mm}, 1\ \text{mm})$ - Surface : $120 \times 250\ \text{mm}^2$ -Film au-dessus de la surface	- 4 phases - Tension carrée	- $V = 800$ V - $f = 1 - 250$ Hz	- Particule de toner, différentes gammes de taille ($d_p\ [50\%] = 27{,}9 - 106{,}3$ µm).	- Expérimentale -Modèle numérique	-Electrophotographie
Kawamoto *et al*. **2008** [90]	- $(w, g) = (1\ \text{mm}, 2\ \text{mm})$ - Surface : $120 \times 250\ \text{mm}^2$ - Barrière d'acétate rayon : 40 µm - Inclinaison : $\theta = 18 - 50°$	- 4 phases - Tension carrée	- $V = 400 - 600$ V - $f = 40 - 80$ Hz	- Particule de phénoplaste ($d_p\ [50\%] = 73$ µm, $\varepsilon_r \approx 2{,}7$)	- Expérimentale	-Séparation électrostatique
Calle *et al*. **2008** [17], **2009** [101], **2013** [33]	- $(w, g) = (0{,}3 - 0{,}4\ \text{mm}, 0{,}48 - 0{,}67\ \text{mm})$ - Surface : $50 \times 80\ \text{mm}^2$	-3 phases -Tension carrée		-Analogues de poussière lunaire JSC-1A et martienne JSC Mars-1	-Expérimentale (conditions à vide, lunaires et martiennes)	-Applications spatiales -Dépoussiérage des PV

	-Barrière : film de polyester					
Sharma *et al*. **2009** [100]	- (w, g) = (0,127 mm, 508 mm) -Barrière : film de polyuréthane	-3 phases -Tension carrée	- $V = 800 - 2000$ V - $f = 2 - 20$ Hz	-Analogue de poussière martienne JSC Mars-1 [189]	-Expérimentale	-Applications spatiales -Dépoussiérage des PV
Kawamoto *et al*. **2011** [34]	- (w, g) = (0,3 mm, 0,6 mm) - Surface : 100×100 mm^2 - Barrière de résine d'époxy : 0,1 mm	- 4 phases - Tension carrée	- $V = 600 - 800$ V - $f = 1 - 200$ Hz	- Analogues de poussières lunaires FJS-1 [190] et JSC-1A [102]	-Expérimentale (conditions atmosphérique et à vide) -Modèle numérique	-Dépoussiérage des PV -Applications spatiales
Kawamoto *et al*. **2011** [110]	- (w, g) = (0,1 mm, 0,6 − 1,2 mm) - Surface : 30×30 mm^2 - Barrière de polyster : 30 µm	- 2 phases - Tension carrée	- $V = 500 - 2000$ V - $f = 1 - 100$ Hz	- Analogue de poussière lunaire FJS-1 [190]	-Expérimentale (conditions atmosphérique et à vide)	-Applications spatiales
Kawamoto *et al*. **2012** [191]	- (w, g) = (0,3 mm, 0,6 − 1,3 mm) - Surface : 100×150 mm^2 -Barrière : film de polyimide de 60 µm - Inclinaison : $\theta = 0 - 60°$	-4 phases -Tension carrée	- $V = 800 - 1500$ V - $f = 1 - 50$ Hz	- Analogue de poussière lunaire FJS-1et JSC-1A (plusieurs classes de tailles)	-Expérimentale (air ambiant, conditions lunaires) -Simulation numérique	-Applications spatiales -Transport des particules
Mazumder *et al*. **2013** [192], [132]	- (w, g) = (50 − 100 µm, 0,7 − 1 mm) - Barrière PU ou ETFE de 50 − 100 µm	-3 phases -Tension carrée	- $V = 700 - 1000$ V - $f = 4 - 20$ Hz	- Particules de sable	-Expérimentale (air ambiant) -Calcul des forces	-Dépoussiérage des PV
Kawamoto *et al*. **2014** [193]	- (w, g) = (0,18 mm, 1 mm) - Surface : 50×200 mm^2 - Inclinaison : $\theta = 0 - 45°$	- 4 phases - Tension carrée	- $V = 500 - 1000$ V - $f = 1 - 100$ Hz	- Analogue de poussière lunaire FJS-1 [190]	-Expérimentale (conditions atmosphérique et à vide) -Modèle numérique	-Classification des particules -Application spatiales
Kawamoto *et al*. **2015** [146], [145], **2018** [35]	- (w, g) = (0,3 mm, 7 mm) - Surface : 100×100 mm^2 - Barrière de verre : 0,1 mm - Inclinaison : $\theta = 0 - 40°$	- 1 phase - Tension carrée	- $V \leq 8{,}4$ kV$_{pp}$ - $f = 0{,}5 - 100$ Hz	- 6 types de particules de sable avec $\varepsilon_r = 2{,}2 - 5{,}3$. - Concentration des particules déposées de $10 - 500$ g/m^2.	-Expérimentale (Air ambiant) -Modèle numérique	-Dépoussiérage des PV
Mazumder *et al*. **2016** [137], **2017**	- (w, g) = (30 − 80 µm, 0,5 − 0,7 mm) (électrodes de nanofils d'argent)	-3 phases	- $V = 1 - 1{,}5$ kV	- Analogue de poussière martienne JSC Mars-1	-Expérimentale (air ambiant)	-Dépoussiérage des PV

[138]	- Surface : 120×120 mm^2 -Multicouches diélectriques	-Tension carrée	- $f = 5 - 20$ Hz			
Sayyah *et al*. **2015** [142], **2017** [143][144]**,**	- (w, g) = $(50 - 600$ µm, $400 - 800$ µm) - Surface : 100×100 mm^2 -Barrière : film transparent $100 - 150$ µm	-3 phases -Tension carrée	- $V = 0{,}8 - 1{,}5$ kV - $f = 5$ Hz	- Analogue de poussière martienne JSC Mars-1, $dp < 150$ µmaprès tamissage	-Expérimentale (air ambiant) -Simulation numérique	-Dépoussiérage des PV
Adachi *et al*. **2017** [194]	- (w, g) = (0,3 mm, 1,3 mm) - Surface : 128×490 mm^2 - Barrière : film de polyimide de 0,1 mm	- 4 phases - Tension carrée	- $V =$ 1000 V - $f = 10$ Hz	- Analogue de poussière lunaire FJS-1 [190], taille des particules après tamisage $dp < 106$ µm	-Expérimentale (conditions atmosphérique et à vide) -Modèle numérique	-Classification des particules -Applications spatiales
B. Guo *et al*. **2018** [148], [149], [151]	- (w, g) = (0,3 mm, 7 mm) - Surface : $140 - 1200 \times 70 - 600$ mm^2 - Barrière de verre : 0,215 mm et 0,315 mm - Inclinaison : $\theta = 20°$	- 2 phases - Tension carrée	-$V = 3 - 9$ kV$_{pp}$ -$f =$ 1 Hz	-Sable de Doha d_p [50%] < 52µm, $\varepsilon_r \approx 2{,}7$ - Concentration : $0{,}02 - 10{,}2$ mg/cm^2	-Expérimentale (Air ambiant)	-Dépoussiérage des PV
B. Guo *et al*. **2019** [153], [152]	- Surface : 140×70 mm^2 - Barrières de différents matériaux - Plan incliné	- 2 phases - Tension carrée	-$V = 6 - 9$ kV$_{pp}$ -$f =$ 1 Hz	- Sable de Doha d_p [50%] < 52 µm, $\varepsilon_r \approx 2{,}7$	-Expérimentale (Tests effectués dans l'air ambiant sur longues périodes dans le champ)	-Dépoussiérage des PV
Kavya K. Manyapu *et al*. **2017** [103], **2019** [111]	- (w, g) = (0,2 mm, 1 mm) - Electrode de nanotubes de carbone - Surface : 75×50 mm^2 - Revêtement WFM :100 nm	-2 et 3 phases - Tension carrée	- $V = 1000$ V - $f = 10$ Hz	- Analogue de poussière lunaire JSC-1A [102] - 2 gammes de tailles : $10 - 50$ µm et $50 - 75$ µm	-Expérimentale (conditions atmosphérique et à vide)	-Applications spatiales

Annexe 2: Valeurs des harmoniques spatiaux dans les COP

Tableau A.2. Coefficients de Fourier correspondants aux ondes du potentiel électrique obtenues pour différentes hauteurs. Conditions : 3 phases, $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 6$ mm, $w/g = 1$, sans barrières

Harmoniques	0 mm	0,2 mm	0,4 mm	0,8 mm	1,2 mm	1,6 mm
1	0,66977	0,58333	0,47307	0,31326	0,20785	0,13748
2	0,26413	0,22062	0,16007	0,06447	0,02984	0,01319
3	0,00472	0,00522	0,00957	0,00266	0,000353	0,000690
4	0,05048	0,00353	0,00441	0,00322	0,00139	0,000386
5	0,04681	0,00309	0,00462	0,000660	0,000878	0,000247
6	0,0052	0,00204	0,00173	0,000697	0,000356	0,000219
7	0,00687	0,0051	0,00152	0,000215	0,000514	0,000504
8	0,000898	0,00401	0,00119	0,000834	0,000392	0,000141
9	0,00202	0,00144	0,000232	0,000631	0,000349	0,000330
10	0,00977	0,00121	0,0017	0,000502	0,000534	0,000104

Tableau A.3. Coefficients de Fourier correspondants aux ondes du potentiel électrique sur une barrière diélectrique de 100 µm avec différentes valeurs de ε_r. Conditions : 3 phases, $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 6$ mm, $w/g = 1$

Harmoniques	$\varepsilon_r = 1$	$\varepsilon_r = 2$	$\varepsilon_r = 4$	$\varepsilon_r = 8$	$\varepsilon_r = 12$	$\varepsilon_r = 16$
1	0,65642	0,69447	0,72066	0,73962	0,74848	0,75388
2	0,27018	0,2719	0,28503	0,29089	0,29213	0,29239
3	0,00382	0,01716	0,01802	0,01847	0,01859	0,01864
4	0,00958	0,01199	0,0196	0,02814	0,03301	0,03621
5	0,00413	0,00608	0,00739	0,00861	0,00913	0,00938
6	0,000853	0,00501	0,00456	0,00378	0,0033	0,00298
7	0,01239	0,006	0,00631	0,006	0,00564	0,00535
8	0,00907	0,0044	0,00483	0,00487	0,00478	0,00469
9	0,000357	0,00436	0,00467	0,00461	0,00448	0,00438
10	0,00105	0,00256	0,00291	0,003	0,00297	0,00293

Tableau A.4. Coefficients de Fourier correspondants aux ondes du potentiel électrique pour différents rapports w/g . Conditions : 3 phases, $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 6$ mm, h $= 100$ µm

Harmoniques	$w/g = 0{,}2$	$w/g = 0{,}4$	$w/g = 0{,}6$	$w/g = 0{,}8$	$w/g = 1$
1	0,48416	0,56265	0,60912	0,63348	0,65642
2	0,19216	0,2158	0,20534	0,19582	0,27018
3	0,00371	0,00519	0,01829	0,02381	0,00382
4	0,05996	0,0449	0,02315	0,01213	0,00958
5	0,03985	0,02391	0,00376	0,00723	0,00413
6	0,00279	0,00753	0,00395	0,00979	0,000853
7	0,01571	0,00356	0,00956	0,01816	0,01239
8	0,00958	0,00369	0,00118	0,00533	0,00907
9	0,00273	0,00413	0,00362	0,00149	0,000357
10	0,00391	0,00238	0,00572	0,00233	0,00105

Tableau A.5. Coefficients de Fourier correspondants aux ondes du potentiel électrique pour différents nombres de phases. Conditions : $V = 1000$ V, $f = 50$ Hz, $\lambda = 6$ mm, h $= 100$ µm, $w/g = 1$

Harmoniques	2 phases **(COS)**	3 phases (COP)	4 phases (COP)	5 phases (COP)	6 phases (COP)	7 phases (COP)	8 phases (COP)
1	0,92545	0,65642	0,74889	0,82579	0,86651	0,88621	0,89955
2	0,02044	0,27018	0,01073	0,05416	0,06295	0,0554	0,05536
3	0,0131	0,00382	0,20076	0,05404	0,01168	0,00611	0,0051
4	0,00573	0,00958	0,01613	0,12802	0,04551	0,00985	0,00594
5	0,03699	0,00413	0,01149	0,02213	0,09384	0,03962	0,01018
6	0,00527	0,000853	0,0041	0,01561	0,01688	0,07523	0,03635
7	0,00274	0,01239	0,0017	0,00278	0,01703	0,01463	0,05869
8	0,00161	0,00907	0,00556	0,000557	0,00257	0,01476	0,01752
9	0,00418	0,000357	0,01412	0,000971	0,00314	0,000233	0,01199
10	0,00109	0,00105	0,00124	0,00755	0,0035	0,00314	0,0015

REFERENCES BIBLIOGRAPHYQUES

Références bibliographiques

[1] S. Masuda, “Electrostatic powder painting apparatus,” US4114810A, 19-Sep-1978.

[2] A. Voss and W. H. Finlay, “Deagglomeration of dry powder pharmaceutical aerosols,” *International Journal of Pharmaceutics*, vol. 248, no. 1, pp. 39–50, Nov. 2002.

[3] H. Schubert, “Food particle technology. Part I: Properties of particles and particulate food systems,” *Journal of Food Engineering*, vol. 6, no. 1, pp. 1–32, Jan. 1987.

[4] E. N. Wise, “Development of electrophotographic images,” US2618552A, 18-Nov-1952.

[5] A. Tilmatine, K. Medles, S.-E. Bendimerad, F. Boukholda, and L. Dascalescu, “Electrostatic separators of particles: Application to plastic/metal, metal/metal and plastic/plastic mixtures,” *Waste Management*, vol. 29, no. 1, pp. 228–232, Jan. 2009.

[6] S. C. S. Costa, A. S. A. C. Diniz, and L. L. Kazmerski, “Dust and soiling issues and impacts relating to solar energy systems: Literature review update for 2012–2015,” *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 63, pp. 33–61, Sep. 2016.

[7] A. Mizuno, “Electrostatic precipitation,” *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 7, no. 5, pp. 615–624, Oct. 2000.

[8] J.-S. Chang, A. J. Kelly, and J. M. Crowley, *Handbook of Electrostatic Processes*. CRC Press, 1995.

[9] K. R. Parker, Ed., *Applied Electrostatic Precipitation*. Springer Netherlands, 1997.

[10] H. J. White, “Particle charging in electrostatic precipitation,” *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers*, vol. 70, no. 2, pp. 1186–1191, Jul. 1951.

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

[12] S. Matsusaka, H. Maruyama, T. Matsuyama, and M. Ghadiri, “Triboelectric charging of powders: A review,” *Chemical Engineering Science*, vol. 65, no. 22, pp. 5781–5807, Nov. 2010.

[13] H. A. Pohl, *Dielectrophoresis: the behavior of neutral matter in nonuniform electric fields*. Cambridge; New York: Cambridge University Press, 1978.

[14] T. B. Jones, *Electromechanics of Particles by Thomas B. Jones*. 1995.

[15] P. Atten, H. L. Pang, and J. Reboud, “Study of dust removal by standing wave electric curtain for application to solar cells on Mars,” *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 45, no. 1, pp. 75–86, Jan. 2009.

[16] M. N. Horenstein, M. Mazumder, and R. C. Sumner, “Predicting particle trajectories on an electrodynamic screen – Theory and experiment,” *Journal of Electrostatics*, vol. 71, no. 3, pp. 185–188, Jun. 2013.

[17] C. I. Calle, E. E. Arens, J. M. McFall, S. J. Snyder, J. K. Geiger, R. A. Hafley, K. M. Taminger, and C. D. Mercer, “Reduced gravity flight demonstration of the Dust Shield technology for optical systems,” in *2009 IEEE Aerospace conference*, 2009, pp. 1–10.

[18] R. F. Wuerker, H. Shelton, and R. V. Langmuir, “Electrodynamic containment of charged particles,” *Journal of Applied Physics*, vol. 30, no. 3, pp. 342–349, Mar. 1959.

[19] S. Masuda, K. Fujibayashi, K. Ishida, and H. Inaba, “Confinement and transportation of charged aerosol clouds via electric curtain,” *Electrical Engineering in Japan*, vol. 92, no. 1, pp. 43–52, Jan. 1972.

[20] S. Masuda and Y. Matsumoto, “Theoretical characteristics of standing-wave electric curtains,” *Electrical Engineering in Japan*, vol. 93, no. 1, pp. 71–77, Jan. 1973.

[21] S. Masuda, “Apparatus for electric field curtain of contact type,” US3778678A, 11-Dec-1973.

[22] S. Masuda, M. Washizu, and M. Iwadare, “Separation of small particles suspended in liquid by nonuniform traveling field,” *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. IA-23, no. 3, pp. 474–480, May 1987.

[23] A. Ramos, H. Morgan, N. G. Green, and A. Castellanos, “Ac electrokinetics: a review of forces in microelectrode structures,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 31, no. 18, p. 2338, 1998.

[24] N. G. Green, “Dielectrophoresis and AC Electrokinetics,” in *Electrokinetics and Electrohydrodynamics in Microsystems*, A. Ramos, Ed. Vienna: Springer Vienna, 2011, pp. 61–84.

[25] F. W. Schmidlin, “Development apparatus,” US4647179A, Mar-1987.

[26] F. W. Schmidlin, “A new nonlevitated mode of traveling wave toner transport,” *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 27, no. 3, pp. 480–487, 1991.

[27] H. Kawamoto, K. Seki, and N. Kuromiya, “Mechanism of travelling-wave transport of particles,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 39, no. 6, p. 1249, 2006.

[28] S. C. S. Costa, A. S. A. C. Diniz, and L. L. Kazmerski, “Solar energy dust and soiling R&D progress: Literature review update for 2016,” *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 82, pp. 2504–2536, Feb. 2018.

[29] N. Afshar-Mohajer, C.-Y. Wu, J. S. Curtis, and J. R. Gaier, “Review of dust transport and mitigation technologies in lunar and Martian atmospheres,” *Advances in Space Research*, vol. 56, no. 6, pp. 1222–1241, Sep. 2015.

[30] M. Mazumder, R. Sims, and J. Wilson, “Transparent self-cleaning dust shield,” US20040055632A1, 25-Mar-2004.

[31] M. K. Mazumder, R. Sharma, A. S. Biris, J. Zhang, C. Calle, and M. Zahn, “Self-cleaning transparent dust shields for protecting solar panels and other devices,” *Particulate Science and Technology*, vol. 25, no. 1, pp. 5–20, Jan. 2007.

[32] C. I. Calle, C. R. Buhler, M. R. Johansen, M. D. Hogue, and S. J. Snyder, “Active dust control and mitigation technology for lunar and Martian exploration,” *Acta Astronautica*, vol. 69, no. 11, pp. 1082–1088, Dec. 2011.

[33] C. I. Calle, P. J. Mackey, M. D. Hogue, M. R. Johansen, H. Yim, P. B. Delaune, and J. S. Clements, “Electrodynamic dust shields on the international space station: Exposure to the space environment,” *Journal of Electrostatics*, vol. 71, no. 3, pp. 257–259, Jun. 2013.

[34] H. Kawamoto, M. Uchiyama, B. L. Cooper, and D. S. McKay, “Mitigation of lunar dust on solar panels and optical elements utilizing electrostatic traveling-wave,” *Journal of Electrostatics*, vol. 69, no. 4, pp. 370–379, Aug. 2011.

[35] H. Kawamoto and B. Guo, “Improvement of an electrostatic cleaning system for removal of dust from solar panels,” *Journal of Electrostatics*, vol. 91, pp. 28–33, Feb. 2018.

[36] W. C. Hinds, *Aerosol technology: properties, behavior, and measurement of airborne particles*. Wiley, 1999.

[37] P. H. McMurry, “A review of atmospheric aerosol measurements,” *Atmospheric Environment*, vol. 34, no. 12, pp. 1959–1999, Jan. 2000.

[38] D. B. Kittelson, “Engines and nanoparticles: a review,” *Journal of Aerosol Science*, vol. 29, no. 5, pp. 575–588, Jun. 1998.

[39] A. D. Kappos *et al.*, “Health effects of particles in ambient air,” *International Journal of Hygiene and Environmental Health*, vol. 207, no. 4, pp. 399–407, Jan. 2004.

[40] C.-S. Tang, L.-T. Chang, H.-C. Lee, and C.-C. Chan, “Effects of personal particulate matter on peak expiratory flow rate of asthmatic children,” *Science of The Total Environment*, vol. 382, no. 1, pp. 43–51, Aug. 2007.

[41] O. Blejan, “Contribution à l’amélioration du rendement des filtres électrostatiques,” thesis, Poitiers, 2009.

[42] N. Zouzou, C. Mayer-Laigle, X. Rouau, A. Zouaghi, F. Kherbouche, and L. Dascalescu, “Study of two-stage-type electrostatic precipitator in axisymmetric configuration applied to finely ground lignocellulosic materials,” *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 55, no. 3, pp. 3114–3121, May 2019.

[43] B. Dramane, “Précipitation électrostatique de particules submicroniques par décharge à barrière diélectrique : étude électrique, granulométrique et aérodynamique,” thesis, Poitiers, 2009.

[44] R. Gouri, “Optimisation électrique et géométrique d’un électrofiltre à barrière diélectrique en configuration fil-tube carré. Application aux particules submicroniques,” thesis, Poitiers, 2012.

[45] A. Aba’a Ndong, “Décharges à barrière diélectrique pulsées de volume et de surface appliquées à la précipitation électrostatique et à la régénération de surface,” thesis, Poitiers, 2014.

[46] A. Fatihou, “Amélioration des performances des matériaux fibreux non-tissés chargés par décharge couronne utilisés pour la filtration de l’air,” thesis, Poitiers, 2016.

[47] U. Kogelschatz, “Dielectric-barrier discharges: Their history, discharge physics, and industrial applications,” *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, vol. 23, no. 1, pp. 1–46, Mar. 2003.

[48] J.-S. Chang, “Recent development of plasma pollution control technology: a critical review,” *Science and Technology of Advanced Materials*, vol. 2, no. 3–4, p. 571, Sep. 2001.

[49] A. Mizuno, “Industrial applications of atmospheric non-thermal plasma in environmental remediation,” *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 49, no. 5A, pp. A1–A15, Mar. 2007.

[50] N. Jidenko and J. P. Borra, “Self-cleaning, maintenance-free aerosol filter by non-thermal plasma at atmospheric pressure,” *Journal of Hazardous Materials*, vol. 235–236, pp. 237–245, Oct. 2012.

[51] A. Zouaghi, N. Zouzou, A. Mekhaldi, and R. Gouri, “Submicron particles trajectory and collection efficiency in a miniature planar DBD-ESP: Theoretical model and experimental validation,” *Journal of Electrostatics*, vol. 82, pp. 38–47, Aug. 2016.

[52] A. Zouaghi, A. Mekhaldi, R. Gouri, and N. Zouzou, “Analysis of nanosecond pulsed and square AC dielectric barrier discharges in planar configuration: Application to electrostatic precipitation,” *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 24, no. 4, pp. 2314–2324, 2017.

[53] D. Aouimeur, N. Zouzou, F. Miloua, and A. Zouaghi, “Measurement of total electric charge of submicrometer particles using a DBD charger coupled with a capacitive sensor,” presented at the IOP Electrostatics 2019, Manchester, UK, 2019.

[54] K. W. Lee and B. Y. H. Liu, “Theoretical study of aerosol filtration by fibrous filters,” *Aerosol Science and Technology*, vol. 1, no. 2, pp. 147–161, Jan. 1982.

[55] A. Fatihou, L. Dascalescu, N. Zouzou, M. Neagoe, A. Reguig, and L. M. Dumitran, “Measurement of surface potential of non-uniformly charged insulating materials using a non-contact electrostatic voltmeter,” *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 23, no. 4, pp. 2377–2384, Aug. 2016.

[56] A. Fatihou, N. Zouzou, and L. Dascalescu, “Particle collection efficiency of polypropylene nonwoven filter media charged by triode corona discharge,” *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 53, no. 4, pp. 3970–3976, Jul. 2017.

[57] S. Messal, “Procédés de séparation électrostatique de matériaux pulvérulents. Applications au recyclage des déchets et dans l’industrie agro-alimentaire,” thesis, Poitiers, 2016.

[58] G. Richard, “Étude expérimentale et optimisation fonctionnelle des installations de séparation électrostatique de mélanges de matériaux granulaires,” thesis, Poitiers, 2018.

[59] L. Dascalescu, R. Morar, A. Iuga, A. Samuila, V. Neamtu, and I. Suarasan, “Charging of particulates in the corona field of roll-type electroseparators,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 27, no. 6, p. 1242, 1994.

[60] I. I. Inculet, G. S. P. Castle, and J. D. Brown, “Electrostatic separation of plastics for recycling,” *Particulate Science and Technology*, vol. 16, no. 1, pp. 91–100, Jan. 1998.

[61] L.-F. Calin and L. Dascalescu, “Method for electrostatically separating a granule mixture made of different materials, and device for implementing same,” EP2411155A1, 01-Feb-2012.

[62] T. Zeghloul, S. Touhami, G. Richard, M. Miloudi, O. Dahou, and L. Dascalescu, “Optimal operation of a plate-type corona-electrostatic separator for the recovery of metals and plastics from granular wastes,” *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 52, no. 3, pp. 2506–2512, May 2016.

[63] A. Iuga, S. Vlad, M. Mihailescu, and L. Dascalescu, “A laboratory plate/screen-type electrostatic separator for granular mixtures: Design, engineering, and application,” *Particulate Science and Technology*, vol. 22, no. 3, pp. 275–283, Jul. 2004.

[64] A. Iuga *et al.*, “Removal of Metallic Particles From Acrylonitrile Butadiene Styrene Wastes Using Electrostatic Separation Methods,” *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 47, no. 1, pp. 322–330, Jan. 2011.

[65] S. Das, K. Medles, M. Younes, C. Dragan, and L. Dascalescu, “Separation of fine granular mixtures in S-Plate-Type Electrostatic Separators,” *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 43, no. 5, pp. 1137–1143, Sep. 2007.

[66] A. Younes, H. Sayah, M. Younes, A. Samuila, and L. Dascalescu, “Behavior of conducting particles in a new electrostatic separator with two high-voltage electrodes,” *Particulate Science and Technology*, vol. 28, no. 3, pp. 207–216, May 2010.

[67] A. Tilmatine, K. Medles, M. Younes, A. Bendaoud, and L. Dascalescu, “Roll-type versus free-fall electrostatic separation of tribocharged plastic particles,” *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 46, no. 4, pp. 1564–1569, Jul. 2010.

[68] S. Bendimerad, A. Tilmatine, M. Ziane, and L. Dascalescu, “Plastic wastes recovery using free-fall triboelectric separator,” *International Journal of Environmental Studies*, vol. 66, no. 5, pp. 529–538, Oct. 2009.

[69] Y. Fujita, M. Kumagai, and Y. Aizawa, “Friction electrifying-type electrostatic sorting apparatus,” US5746320A, 05-May-1998.

[70] S. Messal, T. Zeghloul, A. Mekhalef-Benhafssa, K. Medles, and L. Dascalescu, “Experimental study of a tribo-aero-electrostatic separator for finely-grinded matter,” *Journal of Electrostatics*, vol. 89, pp. 59–68, Oct. 2017.

[71] A. M. Benhafssa, K. Medles, M. F. Boukhoulda, A. Tilmatine, S. Messal, and L. Dascalescu, “Study of a Tribo-Aero-Electrostatic Separator for mixtures of micronized insulating materials,” *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 51, no. 5, pp. 4166–4172, Sep. 2015.

[72] M. Bilici, L. Dascalescu, C. Dragan, O. Fati, A. Iuga, and A. Samuila, “Tribocharging and electrostatic separation of mixed granular solids in fluidized bed devices,” *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 18, no. 5, pp. 1476–1483, Oct. 2011.

[73] M. Miloudi, M. Remadnia, C. Dragan, K. Medles, A. Tilmatine, and L. Dascalescu, “Experimental study of the optimum operating conditions of a pilot-scale tribo-aero-electrostatic separator for mixed granular solids,” *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 49, no. 2, pp. 699–706, Mar. 2013.

[74] M. Miloudi, L. Dascalescu, J. Li, K. Medles, and A. Tilmatine, “Improved overall performances of a tribo-aero-electrostatic separator for granular plastics from waste electric and electronic equipment,” *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 51, no. 5, pp. 4159–4165, Sep. 2015.

[75] B. Guo, W. Javed, B. W. Figgis, and T. Mirza, “Effect of dust and weather conditions on photovoltaic performance in Doha, Qatar,” in *2015 First Workshop on Smart Grid and Renewable Energy (SGRE)*, 2015, pp. 1–6.

[76] A. Sayyah, “Mitigation of soiling losses in solar collectors: removal of surface-adhered dust particles using an electrodynamic screen,” PhD, Boston University, Boston, USA, 2015.

[77] F. W. Schmidlin, “A new nonlevitated mode of traveling wave toner transport,” *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 27, no. 3, pp. 480–487, May 1991.

[78] H. Kawamoto and N. Hasegawa, “Traveling wave transport of particles and particle size classification,” *Journal of Imaging Science and Technology*, vol. 48, no. 5, pp. 404–411, 2004.

[79] S. Masuda, “Electrodynamic behaviour of charged aerosol particles in non-uniform alternating fields and its applications in dust control,” 1970.

[80] S. Masuda, “Electrodynamic apparatus for controlling flow of particulate material,” US3872361A, 18-Mar-1975.

[81] S. Masuda, “Booth for electrostatic powder painting with contact type electric field curtain,” US3801869A, 02-Apr-1974.

[82] F. W. Schmidlin and W. A. Sullivan, “Direct electrostatic printing apparatus and method for making labels,” US4949103A, 14-Aug-1990.

[83] F. W. Schmidlin, “Electrostatic toner conditioning and controlling means II,” US5850587A, 15-Dec-1998.

[84] F. W. Schmidlin, “Powder conveying and dispensing method and apparatus using traveling wave transport,” US6499831B2, 31-Dec-2002.

[85] F. W. Schmidlin, “Modes of traveling wave particle transport and their applications,” *Journal of Electrostatics*, vol. 34, no. 2, pp. 225–244, Mar. 1995.

[86] K. Taniguchi, S. Morikuni, Y. Nakano, H. Yamamoto, and Y. Yamamoto, “A new technique for measuring the charge-to-mass ratio of toner particles,” presented at the International Conference on Digital Printing Technologies, 1991, pp. 565–568.

[87] K. Taniguchi, Y. Yamamoto, J. Mizukami, S. Watanabe, and S. Morikuni, “Characteristics of experimental transportation systems for charged toner particles,” presented at the International Conference on Digital Printing Technologies, 1998, pp. 473–476.

[88] K. Taniguchi, S. Morikuni, S. Watanabe, T. Sakai, and T. Yugi, “Improved driving characteristics for the toner transportation system,” presented at the International Conference on Digital Printing Technologies, 2000, pp. 740–742.

[89] K. Adachi, S. Masuda, and T. Nakamura, “Development system by toner transportation using traveling wave electric field,” presented at the NIP 21, The 21st International Conference on Digital Printing Technologies, Baltimore, US, 2005, pp. 597–601.

[90] H. Kawamoto, “Some techniques on electrostatic separation of particle size utilizing electrostatic traveling-wave field,” *Journal of Electrostatics*, vol. 66, no. 3, pp. 220–228, Mar. 2008.

[91] J. R. Gaier, “The effects of lunar dust on EVA systems during the Apollo missions,” *NASA TM-2005-213610*, p. 74, 2005.

[92] R. Christoffersen, J. F. Lindsay, S. K. Noble, J. J. Kosmo, J. A. Lawrence, L. Brostoff, A. Young, and T. McCue, “Lunar dust effects on spacesuit systems,” *NASA TP-2009-214786*, p. 47, 2008.

[93] S. A. Wagner, “The Apollo experience lessons learned for constellation lunar dust management,” *NASA TP-2006-213726*, p. 73, 2006.

[94] G. A. Landis, “Dust obscuration of Mars solar arrays,” *Acta Astronautica*, vol. 38, no. 11, pp. 885–891, Jun. 1996.

[95] G. A. Landis and P. P. Jenkins, “Dust on Mars: Materials adherence experiment results from Mars Pathfinder,” in *Conference Record of the Twenty Sixth IEEE Photovoltaic Specialists Conference - 1997*, 1997, pp. 865–869.

[96] G. A. Landis, “Mars dust-removal technology,” *Journal of Propulsion and Power*, May 2012.

[97] H. L. Pang, P. Atten, and J. Reboud, “Corona discharge and electrostatic precipitation in carbon dioxide under reduced pressure simulating Mars atmosphere,” *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 45, no. 1, pp. 50–58, Jan. 2009.

[98] A. S. Biris *et al.*, "Electrodynamic removal of contaminant particles and its applications," in *Conference Record of the 2004 IEEE Industry Applications Conference, 2004. 39th IAS Annual Meeting.*, 2004, vol. 2, pp. 1283–1286 vol.2.

[99] M. K. Mazumder, R. Sharma, A. S. Biris, J. Zhang, C. Calle, and M. Zahn, "Self-Cleaning Transparent Dust Shields for Protecting Solar Panels and Other Devices," *Particulate Science and Technology*, vol. 25, no. 1, pp. 5–20, Jan. 2007.

[100] R. Sharma, C. A. Wyatt, J. Zhang, C. I. Calle, N. Mardesich, and M. K. Mazumder, "Experimental Evaluation and Analysis of Electrodynamic Screen as Dust Mitigation Technology for Future Mars Missions," *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 45, no. 2, pp. 591–596, Mar. 2009.

[101] C. I. Calle, C. R. Buhler, J. L. McFall, and S. J. Snyder, "Particle removal by electrostatic and dielectrophoretic forces for dust control during lunar exploration missions," *Journal of Electrostatics*, vol. 67, no. 2, pp. 89–92, May 2009.

[102] C. M. R. Schrader, "Overview of figure of merit analyses of simulants and the fit-to-use matrix," presented at the Lunar Regolith/Simulant Workshop, Huntsville, AL, United States, 2009.

[103] K. K. Manyapu, P. De Leon, L. Peltz, J. R. Gaier, and D. Waters, "Proof of concept demonstration of novel technologies for lunar spacesuit dust mitigation," *Acta Astronautica*, vol. 137, pp. 472–481, Aug. 2017.

[104] P. Atten, H. L. Pang, and J.-L. Reboud, "Study of dust removal by standing wave electric curtain for application to solar cells on Mars," p. 7, 2005.

[105] H. Pang, "Dépoussiérage électrostatique pour les particules submicroniques en atmosphère usuelle (Terre) et raréfiée (planète Mars)," PhD, Grenoble 1, Grenoble, France, 2006.

[106] J. Merrison, J. Jensen, K. Kinch, R. Mugford, and P. Nørnberg, "The electrical properties of Mars analogue dust," *Planetary and Space Science*, vol. 52, no. 4, pp. 279–290, Mar. 2004.

[107] "NASA technical reports server (NTRS) - Lunar dust degradation effects and removal/prevention concepts. Volume 1 - Summary Final Report." [Online]. Available: https://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=19680009551. [Accessed: 17-Jul-2019].

[108] NASA, "Asteroid redirect mission (ARM) formulation assessment and support team (FAST) final report draft for public comment," pp. 1–118, Nov. 2015.

[109] B. L. Cooper, D. S. McKay, L. A. Taylor, H. Kawamoto, L. M. Riofrio, and C. P. Gonzalez, "Extracting respirable particles from lunar regolith for toxicology studies," *Earth and Space*, pp. 66–73, 2010.

[110] H. Kawamoto and N. Hara, "Electrostatic cleaning system for removing lunar dust adhering to space suits," *Journal of Aerospace Engineering*, vol. 24, no. 4, pp. 442–444, Oct. 2011.

[111] K. K. Manyapu, L. Peltz, and P. De Leon, "Self-cleaning spacesuits for future planetary missions using carbon nanotube technology," *Acta Astronautica*, vol. 157, pp. 134–144, Apr. 2019.

[112] L. M. Ericson *et al.*, "Macroscopic, neat, single-walled carbon nanotube fibers," *Science*, vol. 305, no. 5689, pp. 1447–1450, Sep. 2004.

[113] N. Afshar-Mohajer, B. Damit, C.-Y. Wu, and N. Sorloaica-Hickman, “Electrostatic particle collection in vacuum,” *Advances in Space Research*, vol. 48, no. 5, pp. 933–942, Sep. 2011.

[114] N. Afshar-Mohajer, C.-Y. Wu, R. Moore, and N. Sorloaica-Hickman, “Design of an electrostatic lunar dust repeller for mitigating dust deposition and evaluation of its removal efficiency,” *Journal of Aerosol Science*, vol. 69, pp. 21–31, Mar. 2014.

[115] A. Sayyah, M. N. Horenstein, and M. K. Mazumder, “Energy yield loss caused by dust deposition on photovoltaic panels,” *Solar Energy*, vol. 107, pp. 576–604, Sep. 2014.

[116] F. M. Zaihidee, S. Mekhilef, M. Seyedmahmoudian, and B. Horan, “Dust as an unalterable deteriorative factor affecting PV panel’s efficiency: Why and how,” *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 65, pp. 1267–1278, Nov. 2016.

[117] M. R. Maghami, H. Hizam, C. Gomes, M. A. Radzi, M. I. Rezadad, and S. Hajighorbani, “Power loss due to soiling on solar panel: A review,” *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 59, pp. 1307–1316, Jun. 2016.

[118] W. Javed, B. Guo, Y. Wubulikasimu, and B. W. Figgis, “Photovoltaic performance degradation due to soiling and characterization of the accumulated dust,” in *2016 IEEE International Conference on Power and Renewable Energy (ICPRE)*, Shanghai, China, 2016, pp. 580–584.

[119] C. Schill, S. Brachmann, and M. Koehl, “Impact of soiling on IV-curves and efficiency of PV-modules,” *Solar Energy*, vol. 112, pp. 259–262, Feb. 2015.

[120] T. Sarver, A. Al-Qaraghuli, and L. L. Kazmerski, “A comprehensive review of the impact of dust on the use of solar energy: History, investigations, results, literature, and mitigation approaches,” *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 22, pp. 698–733, Jun. 2013.

[121] D. Deb and N. L. Brahmbhatt, “Review of yield increase of solar panels through soiling prevention, and a proposed water-free automated cleaning solution,” *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 82, pp. 3306–3313, Feb. 2018.

[122] K. A. Moharram, M. S. Abd-Elhady, H. A. Kandil, and H. El-Sherif, “Influence of cleaning using water and surfactants on the performance of photovoltaic panels,” *Energy Conversion and Management*, vol. 68, pp. 266–272, Apr. 2013.

[123] M. Mani and R. Pillai, “Impact of dust on solar photovoltaic (PV) performance: Research status, challenges and recommendations,” *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 14, no. 9, pp. 3124–3131, Dec. 2010.

[124] B. Parrott, P. Carrasco Zanini, A. Shehri, K. Kotsovos, and I. Gereige, “Automated, robotic dry-cleaning of solar panels in Thuwal, Saudi Arabia using a silicone rubber brush,” *Solar Energy*, vol. 171, pp. 526–533, Sep. 2018.

[125] A. Assi, A. Hassan, M. Al-Shamisi, and H. Hejase, “Removal of air blown dust from photovoltaic arrays using forced air flow of return air from air conditioning systems,” presented at the 2012 International Conference on Renewable Energies for Developing Countries (REDEC), 2012, pp. 1–5.

[126] X. Du, F. Jiang, E. Liu, C. Wu, and F. H. Ghorbel, “Turbulent airflow dust particle removal from solar panel surface: Analysis and experiment,” *Journal of Aerosol Science*, vol. 130, pp. 32–44, Apr. 2019.

[127] M. Piliougine, C. Cañete, R. Moreno, J. Carretero, J. Hirose, S. Ogawa, and M. Sidrach-de-Cardona, “Comparative analysis of energy produced by photovoltaic

modules with anti-soiling coated surface in arid climates," *Applied Energy*, vol. 112, pp. 626–634, Dec. 2013.

[128] C. I. I. Calle, "Electrodynamic dust shield for surface exploration activities on the moon and mars," presented at the 57th International Astronautical Congress conference, Valencia, Spain, 2006.

[129] H. Kawamoto and T. Miwa, "Mitigation of lunar dust adhered to mechanical parts of equipment used for lunar exploration," *Journal of Electrostatics*, vol. 69, no. 4, pp. 365–369, Aug. 2011.

[130] M. K. Mazumder, R. A. Sims, and J. D. Wilson, "Transparent self-cleaning dust shield," US6911593B2, 28-Jun-2005.

[131] M. K. Mazumder, "Self-cleaning solar panels and concentrators with transparent electrodynamic screens," WO2012078765A2, 14-Jun-2012.

[132] M. K. Mazumder, M. N. Horenstein, J. W. Stark, P. Girouard, R. Sumner, B. Henderson, O. Sadder, I. Hidetaka, and A. S. Biris, "Characterization of electrodynamic screen performance for dust removal from solar panels and solar hydrogen generators," *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 49, no. 4, pp. 1793–1800, Jul. 2013.

[133] M. K. Mazumder, R. Sharma, A. S. Biris, J. Zhang, J. W. Stark, and O. Sadder, "Chapter 5 - Electrostatic removal of particles and its applications to self-cleaning solar panels and solar concentrators," in *Developments in Surface Contamination and Cleaning*, K. L. Mittal, Ed. Oxford: William Andrew Publishing, 2011, pp. 149–199.

[134] A. Bernard, C. Morales, R. S. Eriksen, A. C. Griffin, Y. Gao, R. Lakshmanan, R. L. Centra, A. Sayyah, J. Yellowhair, S. M. Garner, M. N. Horenstein, and M. K. Mazumder, "Design, development, and evaluation of electrodynamic screens for self-cleaning solar panels and concentrating mirrors," in *2017 IEEE 44th Photovoltaic Specialist Conference (PVSC)*, 2017, pp. 2891–2896.

[135] M. K. Mazumder, M. N. Horenstein, J. Stark, J. N. Hudelson, A. Sayyah, C. Heiling, and J. Yellowhair, "Electrodynamic removal of dust from solar mirrors and its applications in concentrated solar power (CSP) plants," in *2014 IEEE Industry Application Society Annual Meeting*, 2014, pp. 1–7.

[136] M. K. Mazumder, J. Stark, C. Heiling, M. Liu, A. Bernard, M. N. Horenstein, S. Garner, and H. Y. Lin, "Development of transparent electrodynamic screens on ultrathin flexible glass film substrates for retrofitting solar panels and mirrors for self-cleaning function," *MRS Advances*, vol. 1, no. 15, pp. 1003–1012, ed 2016.

[137] M. K. Mazumder, M. N. Horenstein, A. Sayyah, J. Stark, A. Bernard, S. Garner, J. E. Yellowhair, D. R. Crowell, C. Coutinho, and R. S. Eriksen, "Mitigation of dust impacts on solar collectors by water-free cleaning with transparent electrodynamic films: Progress and challenges," in *2016 IEEE 43rd Photovoltaic Specialists Conference (PVSC)*, 2016, pp. 2052–2057.

[138] M. K. Mazumder, M. N. Horenstein, Y. Gao, R. L. Centra, A. H. Lloyd, A. A. R. Bernard, J. E. Yellowhair, R. S. Eriksen, Y. Gao, and A. H. Lloyd, "Mitigation of dust impact on solar collectors by water-free cleaning with transparent electrodynamic films: progress and challenges," *IEEE Journal of Photovoltaics*, vol. 7, no. 5, pp. 1342–1353, Sep. 2017.

[139] M. K. Mazumder, M. N. Horenstein, J. Stark, A. Sayyah, N. Joglekar, J. Yellowhair, and A. Botts, "Self-cleaning solar mirrors using electrodynamic dust shield: Prospects

and progress," presented at the ASME 2014 8th International Conference on Energy Sustainability collocated with the ASME 2014 12th International Conference on Fuel Cell Science, Engineering and Technology, 2014, p. V001T02A055-V001T02A055.

[140] J. W. Stark, "Development of electro-optic systems for self cleaning concentrated solar reflectors," 2016.

[141] A. Sayyah, J. W. Stark, J. N. Hudelson, M. N. Horenstein, and M. K. Mazumder, "Optimization of electrodynamic screens for efficient removal of dust particles," presented at the ASME 2014 8th International Conference on Energy Sustainability collocated with the ASME 2014 12th International Conference on Fuel Cell Science, Engineering and Technology, 2014, p. V001T02A053-V001T02A053.

[142] A. Sayyah, M. N. Horenstein, and M. K. Mazumder, "Performance restoration of dusty photovoltaic modules using electrodynamic screen," in *2015 IEEE 42nd Photovoltaic Specialist Conference (PVSC)*, 2015, pp. 1–3.

[143] A. Sayyah, D. R. Crowell, A. Raychowdhury, M. N. Horenstein, and M. K. Mazumder, "An experimental study on the characterization of electric charge in electrostatic dust removal," *Journal of Electrostatics*, vol. 87, pp. 173–179, Jun. 2017.

[144] A. Sayyah, R. S. Eriksen, M. N. Horenstein, and M. K. Mazumder, "Performance analysis of electrodynamic screens based on residual particle size distribution," *IEEE Journal of Photovoltaics*, vol. 7, no. 1, pp. 221–229, Jan. 2017.

[145] H. Kawamoto and T. Shibata, "Electrostatic cleaning system for removal of sand from solar panels," *Journal of Electrostatics*, vol. 73, pp. 65–70, Feb. 2015.

[146] H. Kawamoto and T. Shibata, "Electrostatic cleaning system for removal of sand from solar panels," *2013 IEEE 39th Photovoltaic Specialists Conference (PVSC)*, pp. 0094–0098, 2013.

[147] W. Javed, Y. Wubulikasimu, B. Figgis, and B. Guo, "Characterization of dust accumulated on photovoltaic panels in Doha, Qatar," *Solar Energy*, vol. 142, pp. 123–135, Jan. 2017.

[148] B. Guo and W. Javed, "Efficiency of electrodynamic dust shield at dust loading levels relevant to solar energy applications," *IEEE Journal of Photovoltaics*, vol. 8, no. 1, pp. 196–202, Jan. 2018.

[149] B. Guo, W. Javed, C. Pett, C.-Y. Wu, and J. R. Scheffe, "Electrodynamic dust shield performance under simulated operating conditions for solar energy applications," *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 185, pp. 80–85, Oct. 2018.

[150] B. Figgis, A. Ennaoui, B. Guo, W. Javed, and E. Chen, "Outdoor soiling microscope for measuring particle deposition and resuspension," *Solar Energy*, vol. 137, pp. 158–164, Nov. 2016.

[151] B. Guo, W. Javed, and A. Al-Kuwari, "Effect of voltage rise time on the efficiency of electrodynamic dust shield," *IEEE Journal of Photovoltaics*, vol. 9, no. 4, pp. 1086–1090, Jul. 2019.

[152] B. Guo, W. Javed, Y. S. Khoo, and B. Figgis, "Solar PV soiling mitigation by electrodynamic dust shield in field conditions," *Solar Energy*, vol. 188, pp. 271–277, Aug. 2019.

[153] B. Guo, B. Figgis, and W. Javed, "Measurement of electrodynamic dust shield efficiency in field conditions," *Journal of Electrostatics*, vol. 97, pp. 26–30, Jan. 2019.

[154] W. Machowski, W. Balachandran, and D. Hu, “Influence of electrode geometry on transport and separation efficiency of powders using travelling wave field technique,” in *IAS ’95. Conference Record of the 1995 IEEE Industry Applications Conference Thirtieth IAS Annual Meeting*, 1995, vol. 2, pp. 1508–1513 vol.2.

[155] W. W. Machowski, W. Balachandran, and D. Hu, “Influence of electrode geometry on transport and separation efficiency of powders using traveling wave field technique,” *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 33, no. 4, pp. 887–892, Jul. 1997.

[156] J. R. Melcher, E. P. Warren, and R. H. Kotwal, “Traveling-wave delivery of single-component developer,” *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 25, no. 5, pp. 956–961, Sep. 1989.

[157] J. R. Melcher, E. P. Warren, and R. H. Kotwal, “Theory for finite-phase traveling-wave boundary-guided transport of triboelectrified particles,” *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 25, no. 5, pp. 949–955, Sep. 1989.

[158] J. R. Melcher, E. P. Warren, and R. H. Kotwal, “Theory for pure-traveling-wave boundary-guided transport of tribo-electrified particles,” *Particulate Science and Technology*, vol. 7, no. 1–2, pp. 1–21, Jan. 1989.

[159] A. Sayyah, M. N. Horenstein, M. K. Mazumder, and G. Ahmadi, “Electrostatic force distribution on an electrodynamic screen,” *Journal of Electrostatics*, vol. 81, pp. 24–36, Jun. 2016.

[160] M. N. Horenstein, M. K. Mazumder, R. C. Sumner, J. Stark, T. Abuhamed, and R. Boxman, “Modeling of trajectories in an electrodynamic screen for obtaining maximum particle removal efficiency,” *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 49, no. 2, pp. 707–713, Mar. 2013.

[161] Z. Jie, Z. Chuande, Z. Fuzhong, L. Shuhua, F. Miao, and T. Yike, “Experimental and numerical modeling of particle levitation and movement behavior on traveling-wave electric curtain for particle removal,” *Particulate Science and Technology*, vol. 37, no. 6, pp. 737–745, Aug. 2019.

[162] P. M. Ireland, “Triboelectrification of particulate flows on surfaces: Part I — Experiments,” *Powder Technology*, vol. 198, no. 2, pp. 189–198, Mar. 2010.

[163] P. M. Ireland, “Triboelectrification of particulate flows on surfaces: Part II — Mechanisms and models,” *Powder Technology*, vol. 198, no. 2, pp. 199–210, Mar. 2010.

[164] S. Karner, E. M. Littringer, and N. A. Urbanetz, “Triboelectrics: The influence of particle surface roughness and shape on charge acquisition during aerosolization and the DPI performance,” *Powder Technology*, vol. 262, pp. 22–29, Aug. 2014.

[165] D. J. Watson, C. P. A. Catterall, and D. E. Stephenson, “Improvements relating to particle size distribution apparatus,” GB2340932B, 14-May-2003.

[166] D. J. Watson, C. P. A. Catterall, and D. E. Stephenson, “Measurement of particle size distribution,” US6778271B2, 17-Aug-2004.

[167] K. Saleh, A. Traore Ndama, and P. Guigon, “Relevant parameters involved in tribocharging of powders during dilute phase pneumatic transport,” *Chemical Engineering Research and Design*, vol. 89, no. 12, pp. 2582–2597, Dec. 2011.

[168] Y. I. Rabinovich, J. J. Adler, A. Ata, R. K. Singh, and B. M. Moudgil, “Adhesion between Nanoscale Rough Surfaces: II. Measurement and Comparison with Theory,” *Journal of Colloid and Interface Science*, vol. 232, no. 1, pp. 17–24, Dec. 2000.

[169] D. Hu, W. Balachandran, and W. Machowski, “Computer user interface and simulation for designing a travelling wave panel electrode,” in *Proceedings of 1994 IEEE Industry Applications Society Annual Meeting*, 1994, vol. 2, pp. 1621–1626 vol.3.

[170] D. Hu, W. Balachandran, and W. W. Machowski, “Design of traveling-wave field panel for pharmaceutical powders based on computer simulation of particle trajectories,” *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 33, no. 3, pp. 641–650, May 1997.

[171] W. Machowski and W. Balachandran, “Dispersion and transport of cohesive lactose powder using travelling wave field technique,” *Powder Technology*, vol. 99, no. 3, pp. 251–256, Oct. 1998.

[172] Z. Dudzicz, “The path of oscillation of dust particles in the field of the electric curtain of the plane type supplied with AC voltage,” *Journal of Electrostatics*, vol. 23, pp. 207–214, Apr. 1989.

[173] Z. Dudzicz, “Electrodynamics of charged dust particles and repulsion force within plane-type electric curtain,” *Journal of Electrostatics*, vol. 51–52, pp. 111–116, May 2001.

[174] Z. Dudzicz, “Confinement of charged dust particles by a hybrid-type electric curtain,” *Journal of Electrostatics*, vol. 70, no. 1, pp. 72–76, Feb. 2012.

[175] Z. Dudzicz and E. Grządziel, “Influence of the AC voltage frequency on the oscillation trajectory and path length of particles inside a planar–type electric curtain,” *Journal of Electrostatics*, vol. 77, pp. 8–12, Oct. 2015.

[176] R. J. Adrian, “Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics,” *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 23, no. 1, pp. 261–304, 1991.

[177] Th. Dracos, “Particle Tracking Velocimetry (PTV),” in *Three-Dimensional Velocity and Vorticity Measuring and Image Analysis Techniques: Lecture Notes from the Short Course held in Zürich, Switzerland, 3–6 September 1996*, Th. Dracos, Ed. Dordrecht: Springer Netherlands, 1996, pp. 155–160.

[178] M. Raffel, C. E. Willert, S. Wereley, and J. Kompenhans, *Particle Image Velocimetry: A Practical Guide*, 2nd ed. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2007.

[179] B. Alain, *Vélocimétrie laser pour la mécanique des fluides (Traité MIM, série Géomécanique)*. Lavoisier, 2012.

[180] N. Zouzou, B. Dramane, E. Moreau, and 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, no. 1, pp. 336–343, Jan. 2011.

[181] N. Zouzou, A. C. A. Ndong, P. Braud, and E. Moreau, “Time-resolved measurements of electrohydrodynamic phenomena in an AC dielectric barrier discharge electrostatic precipitator,” *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 23, no. 2, pp. 651–657, Apr. 2016.

[182] L. GmbH, “LaVision.” [Online]. Available: https://www.lavision.de/fr/techniques/ldv-pdi/. [Accessed: 08-Aug-2019].

[183] P. Jiang, H. Bi, S.-C. Liang, and L.-S. Fan, “Hydrodynamic behavior of circulating fluidized bed with polymeric particles,” *AIChE Journal*, vol. 40, no. 2, pp. 193–206, 1994.

[184] R. Pethig, “Review Article—Dielectrophoresis: Status of the theory, technology, and applications,” *Biomicrofluidics*, vol. 4, no. 2, Jun. 2010.

[185] D. M. Taylor and P. E. Secker, *Industrial electrostatics: fundamentals and measurements*. Research Studies Press, 1994.

[186] J. N. Israelachvili, *Intermolecular and Surface Forces*. Academic Press, 2015.

[187] Y. I. Rabinovich, J. J. Adler, M. S. Esayanur, A. Ata, R. K. Singh, and B. M. Moudgil, "Capillary forces between surfaces with nanoscale roughness," *Advances in Colloid and Interface Science*, vol. 96, no. 1, pp. 213–230, Feb. 2002.

[188] J. Zhang, C. Zhou, Y. Tang, F. Zheng, M. Meng, and C. Miao, "Criteria for particles to be levitated and to move continuously on traveling-wave electric curtain for dust mitigation on solar panels," *Renewable Energy*, vol. 119, pp. 410–420, Apr. 2018.

[189] C. C. Allen, K. M. Jager, R. V. Morris, D. J. Lindstrom, M. M. Lindstrom, and J. P. Lockwood, "JSC Mars-1: A martian soil simulant," presented at the Space 98, 1998, p. 469.

[190] H. Kanamori, S. Udagawa, T. Yoshida, S. Matsumoto, and K. Takagi, "Properties of lunar soil simulant manufactured in Japan," in *6th ASCE Specialty Conference and Exposition on Engineering, Construction, and Operations in Space*, pp. 462–468.

[191] H. Kawamoto and K. Shirai, "Electrostatic transport of lunar soil for in situ resource utilization," *Journal of Aerospace Engineering*, vol. 25, no. 1, pp. 132–138, Jan. 2012.

[192] M. K. Mazumder, M. N. Horenstein, J. Stark, P. Girouard, R. Sumner, B. Henderson, O. Sadder, I. Hidetaka, A. Biris, and R. Sharma, "Characterization of electrodynamic screen performance for dust removal from solar panels and solar hydrogen generators," in *2011 IEEE Industry Applications Society Annual Meeting*, 2011, pp. 1–8.

[193] H. Kawamoto, "Electrostatic particle-size classification of lunar regolith for in-situ resource utilization," in *7th Symposium on Space Resource Utilization*, 0 vols., American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2014.

[194] M. Adachi, H. Moroka, H. Kawamoto, S. Wakabayashi, and T. Hoshino, "Particle-size sorting system of lunar regolith using electrostatic traveling wave," *Journal of Electrostatics*, vol. 89, pp. 69–76, Oct. 2017.

Production scientifique

Publications dans des revues avec comité de lecture (3 publications)

[1] **A. Zouaghi**, N. Zouzou, "Impact of Spatial Harmonic Waves on Dielectric Particles Displacement in Standing and Traveling Wave Electric Fields", **Journal of Electrostatics**, vol. 98, pp. 25-33, 2019. https://doi.org/10.1016/j.elstat.2019.01.006

[2] **A. Zouaghi**, N. Zouzou, and L. Dascalescu, "Assessment of forces acting on fine particles on a traveling-wave electric field conveyor: Application to powder manipulation", **Powder Technology**, vol. 343, pp. 375-382, 2019. https://doi.org/10.1016/j.powtec.2018.11.065

[3] **A. Zouaghi**, N. Zouzou, and P. Braud, "Time Resolved Measurement of Dielectric Particles Velocity on Standing Wave Electric Conveyor using PTV Technique", **Journal of Physics: Conference Series,** vol. 1322, p. 012034, 2019. https://doi.org/10.1088/1742-6596/1322/1/012034

Conférences nationales et internationales (5 conférences)

[1] **A. Zouaghi**, N. Zouzou, and P. Braud, "Particles Velocity Measurement on Traveling Wave Solar Panels Cleaning Device using PTV Technique", **ISNPEDADM** 2019, **Bonifacio, France**, 7-10 October 2019. https://isnpedadm-2019.sciencesconf.org/

[2] **A. Zouaghi**, N. Zouzou, and P. Braud, "Time Resolved Measurement of Dielectric Particles Velocity on Standing Wave Electric Conveyor using PTV Technique", Electrostatics 2019 IOP Conf., **Manchester UK**, 8-11 April 2019. http://electrostatics2019.iopconfs.org/851362

[3] **A. Zouaghi**, N. Zouzou, and L. Dascalescu, "Analysis of fine dielectric particles behavior in traveling wave electric field", Electrostatics Joint Conference **ESA**, **Boston, USA**, 18-20 June 2018. http://electrostatics.org/jointelectrostatic2018proceedings.html

[4] **A. Zouaghi**, N. Zouzou, and L. Dascalescu, "Bilan des forces électrostatiques appliquées sur des particules dans un champ électrique à onde progressive: Application au transport de matières diélectriques finement divisées", 11ème conférence de la Société Française d'Electrostatique (**SFE**), **Grenoble, France**, 29-31 Aout 2018. https://sfe2018.sciencesconf.org/resource/page/id/8

[5] **A. Zouaghi**, N. Zouzou, and L. Dascalescu, "Effect of travelling wave electric field on fine particles motion on an electrodynamic board", **IEEE Industry Applications Society Annual Meeting**, **Cincinnati, USA**, 1-5 Oct. 2017. https://doi.org/10.1109/IAS.2017.8101701

Colloques et séminaires

[1] **A. Zouaghi**, N. Zouzou, and L. Dascalescu, " Etude des harmoniques spatiaux du potentiel électrique et leur impact sur le déplacement des particules par champ électrique à ondes progressives ", Journée des Doctorants de l'Institut Pprime JDD'2019, Mars 2019.

[2] **A. Zouaghi**, N. Zouzou, and L. Dascalescu, "Analyse du comportement de particules diélectriques fines dans un champ électrique à onde progressive", Journée des Doctorants de l'Institut Pprime JDD'2018, Mars 2018.

Titre : Manipulation de particules diélectriques micrométriques par ondes électrostatiques progressives et stationnaires - Études théorique, expérimentale et numérique.

Résumé : Les convoyeurs électrostatiques à ondes progressives (COP) et stationnaires (COS) se présentent comme des moyens avantageux pour manipuler et transporter efficacement des particules sur une surface. L'objectif de cette thèse est d'étudier le comportement de particules diélectriques micrométriques sur ces systèmes. Les études expérimentales commencent par la caractérisation granulométrique et optique des particules et l'analyse de leur charge. Ensuite, l'efficacité de déplacement des particules par les deux types de convoyeurs est étudiée dans différentes conditions. Par ailleurs, les trajectoires des particules sont visualisées en utilisant une caméra ultra rapide. Un post-traitement des images obtenues en utilisant la vélocimétrie par suivi de particules (PTV) est mené pour calculer et étudier la vitesse des particules en fonction de différents paramètres. Les études théoriques et numériques menées avaient pour objectif d'étudier les ondes du potentiel électrique, la variation spatio-temporelle du champ électrique, et le bilan des forces mises en jeu. La dernière partie concerne la modélisation des trajectoires et le calcul numérique de la vitesse moyenne, ainsi que de la distance de déplacement des particules. Les résultats obtenus par modélisation sont en accord avec les observations et les calculs expérimentaux. Plusieurs modes de mouvement sont obtenus en fonction de la fréquence, la tension, la charge et la taille des particules. Les particules sont transportées plus efficacement dans le COP lorsqu'elles sont en mode synchrone sautillant. L'augmentation du nombre de phases permet à la fois de minimiser l'effet des ondes harmoniques inverses et d'augmenter la vitesse de propagation de l'onde directe ; cela mène à un déplacement plus rapide et plus loin des particules dans une seule direction, ce qui augmente l'efficacité du système.

Mots-clés : Champ électrique intense, particules diélectriques micrométriques, forces électrostatiques, convoyeur à ondes progressives (COP), convoyeur à ondes stationnaires (COS), vélocimétrie par suivi de particules (PTV).

Title : Manipulation of micrometer dielectric particles using traveling and standing electrostatic waves - Theoretical, experimental and numerical studies.

Abstract : Traveling and standing wave electrostatic conveyors (TWC and SWC) are presented as advantageous techniques to effectively manipulate and transport particles on a surface. The aim of this work is to study the behavior of micrometer particles on these systems. Experimental studies begin with granulometric and optical characterization of particles and the measurement of their charge. Then, the particles displacement efficiency in both types of conveyors is studied under different conditions. In addition, the trajectories of the particles are visualized using high speed camera. The post-processing of the obtained images using Particle Tracking Velocimetry technique (PTV) is carried out to calculate and study the particles mean velocity and how it is affected by different parameters. The theoretical and numerical studies carried out aim to study the electric potential waves, the spatial and temporal variation of the electric field and the balance of the forces acting on particles. The last part concerns the modeling of particles trajectories and the numerical computation of their average velocity and displacement distance. The results obtained by modeling are in good agreement with the experimental observations and calculations. Several modes of movement are obtained depending on frequency, applied voltage value, as well as particle charge and size. Particles are transported more efficiently in the TWC when they are in synchronous hopping mode. Increasing the number of phases can minimize the effect of the backward harmonic waves and increase the speed of propagation of the forward wave that may help the particles to move faster and farther in one direction and lead to better displacement efficiency.

Keywords : High electric field, micrometer dielectric particles, electrostatic forces, traveling wave conveyor (TWC), standing wave conveyor (SWC), Particles Tracking Velocimetry (PTV).