



HAL
open science

La faisabilité de l'électrofiltration d'une atmosphère chargée en poussières de bois : Etude expérimentale et numérique

Brahim Benamar

► **To cite this version:**

Brahim Benamar. La faisabilité de l'électrofiltration d'une atmosphère chargée en poussières de bois : Etude expérimentale et numérique. Autre. Université Henri Poincaré - Nancy 1, 2008. Français. NNT : 2008NAN10100 . tel-01748529

HAL Id: tel-01748529

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01748529>

Submitted on 29 Mar 2018

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

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



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

UFR : ENSTIB
Ecole doctorale : RP2E
Département de Formation Doctorale Sciences du Bois

THESE

Présentée pour l'obtention du titre de

Docteur de l'Université Henri Poincaré, Nancy 1

En Sciences du Bois et des Fibres

Par **Brahim BENAMAR**

**La faisabilité de l'électrofiltration d'une atmosphère chargée en poussières
de bois : étude expérimentale et numérique**

Soutenue le 13 novembre 2008

Directeur de thèse : Professeur Marie-Odile RIGO

Membres du jury

Rapporteurs :	A. HAKAM	Professeur, Université Mohammed V, Rabat
	S. WALTER	Professeur, ENSCM de Mulhouse, UHA
Examineurs :	R. BENELMIR	Professeur, Université H. Poincaré-Nancy 1
	A. MAILFERT	Professeur, ENSEM, INPL
	A. DONNOT	Maître de conférences, Université H. Poincaré-Nancy 1
	M. KHALIJ	Maître de conférences, ESSTIN, UHP

Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé au Laboratoire d'Etudes et de Recherches sur le Matériau Bois (LERMAB), sur le site de la faculté des Sciences et Technique à Nancy, sous la direction scientifique du professeur Marie-Odile RIGO.

Je tiens en premier lieu à remercier très sincèrement Marie-Odile RIGO qui a assuré la direction de ce travail de thèse. Je lui suis extrêmement reconnaissant de m'avoir permis de travailler avec une grande autonomie sur un sujet passionnant, de m'avoir fait partager son affection pour la recherche, pour la confiance qu'elle m'a attribuée dans la réalisation de ce projet, pour la qualité de son encadrement, ses conseils avisés et d'avoir assuré les bonnes conditions pour le déroulement de ce travail.

Je remercie également chaleureusement André DONNOT, encadrant de ce travail. Son écoute, sa grande disponibilité, l'efficacité et la qualité de son encadrement m'ont permis de mener à bien l'ensemble des travaux de recherche, de communication et de rédaction liés à cette thèse.

Je tiens aussi à remercier Messieurs Serge WALTER et Abdelillah HAKAM d'avoir accepté d'être rapporteurs pour ma thèse. J'en suis très honoré, et je tiens à leur exprimer ma profonde gratitude. Je veux aussi remercier Riad BENELMIR d'avoir accepté de présider mon jury de thèse et Messieurs Alain MAILFERT et Mohamed KHALIJ d'avoir accepté de faire partie du jury et pour leur remarques constructives sur le manuscrit.

Je tiens également à adresser toute ma reconnaissance à Jean-Louis TANGUIER pour sa relecture attentive du manuscrit et la pertinence de ses corrections et à Emmanuel MARTIN pour sa grande disponibilité et son aide précieuse pour la réalisation de l'installation expérimentale.

J'adresse ma reconnaissance à l'ensemble des membres du LERMAB, Permanent & Doctorants, pour la sympathie qu'ils m'ont toujours témoigné, l'aide qu'ils ont pu m'apporter et qui ont rendu ces années de thèse très agréables.

Je remercie également le duo du midi, Mathieu et Mohamed qui m'ont offert, jour après jour, des petits instants de détente.

Un grand merci à mon épouse, Nadoua, pour tout son amour et son attention, sa patience et son soutien, qu'elle trouve ici l'expression de mes sincères reconnaissances.

Enfin, je tiens à remercier mes parents, mes frères et ma sœur pour leurs encouragements et de m'en avoir donné les moyens pour y arriver. Encore un grand MERCI !

Résumé

Les poussières de bois sont à l'origine de pathologies dont les plus graves sont des cancers des voies respiratoires supérieures. Compte tenu de la dangerosité avérée de ces poussières, un système de filtration très performant est nécessaire pour assainir les ambiances de travail. Couramment, l'industrie de bois utilise des filtres à média sujets à l'encrassement et produisant des déchets. Pour remédier à ceci nous avons choisi une épuration par électrofiltration, procédé sans déchet.

Dans une première phase expérimentale nous avons étudié la performance d'un électrofiltre de géométrie fil-cylindre à encrassement contrôlé. Cet appareil conçu et mis au point au LERMAB a permis l'étude des paramètres tels que : la géométrie des électrodes, la tension appliquée, la granulométrie et la nature des particules. Nous avons pu montrer que l'électrofiltration était faisable et d'une efficacité pouvant atteindre 99,9%.

Dans une deuxième phase nous avons développé un modèle numérique basé sur l'équation de convection-diffusion couplée aux équations de Navier-Stokes moyennées et au champ électrique local avec la prise en compte des effets électrohydrodynamiques. Ce modèle permet de décrire avec précision les phénomènes locaux et globaux d'un électrofiltre de type Cottrell. Ses prévisions sont en parfaite concordance avec les résultats expérimentaux et avec les données issues de la littérature. Il constitue un outil fiable pour le dimensionnement des électroprécipitateurs.

Mots clés : sciure, précipitation électrostatique, dépoussiérage, décharge couronne, modélisation,

Abstract

Wood dust causes a number of pathologies including cancers of the upper respiratory tract and allergic-type diseases. Considering the dangerousness of this dust, a filtration system high performance is required for the treatment of work environments. For this purpose, we have investigated the electrofiltration of wood particles-laden atmospheres. A dust-controlled wire-cylinder electrostatic precipitator has been created and developed at the LERMAB laboratory and a computer code has been developed using the software Comsol Multiphysics. The study of the filtration efficiency has been carried out. This efficiency is larger than 99.9% for the range of fine particles [0.3 μ m - 1 μ m]. The experimental study allows us to identify various parameters governing the electrofilter in operation. The numerical model, in perfect agreement with the experimental results obtained during this study and with the literature, allows to describe with a good precision local and global phenomena occurring in wire-cylinder electrostatic precipitator. It is a good tool for the design of electroprecipitators.

Passwords: wood dust; corona discharge; modelling; electrostatic precipitator.

SOMMAIRE

INTRODUCTION.....	13
1. POUSSIÈRES DE BOIS.....	13
1.1. Définition d'une poussière.....	13
1.2. Les agents nocifs du bois.....	14
1.2.1. Le contact cutané :.....	16
1.2.2. L'inhalation :.....	16
2. PRESENTATION DU MEMOIRE.....	17
2.1. Contexte de L'étude.....	17
2.2. Plan de l'étude.....	18
CHAPITRE I : PRECIPITATION ELECTROSTATIQUE.....	19
1. LES ELECTROFILTRES.....	19
1.1. Historique.....	19
1.2. Principes de l'électrofiltration.....	20
1.3. Différents types d'électrofiltres.....	21
1.3.1. Les électrofiltres à un seul étage.....	22
1.3.2. Les électrofiltres à double étage.....	22
1.3.3. Les électrofiltres humides.....	24
2. LA DECHARGE COURONNE.....	25
2.1. En Polarité négative.....	26
2.2. En polarité positive.....	27
2.3. Caractéristique courant-tension.....	27
2.4. Approches théoriques.....	28
3. LA CHARGE DES PARTICULES.....	29
3.1. Charge par champ.....	30
3.2. Charge par diffusion.....	32
3.3. Modèles précis de lois de charge.....	34
4. PHENOMENOLOGIE DU FONCTIONNEMENT D'UN ELECTROFILTRE.....	34
4.1. Efficacité de collecte.....	35
4.2. Vitesse de migration.....	35
4.3. Modèle laminaire.....	39
4.4. Modèle de Deutsch.....	40
4.5. Modèles avec diffusion turbulente.....	43
4.6. Paramètres influençant l'efficacité.....	47
4.6.1. Contre émission.....	47
4.6.2. Le réentraînement.....	48
4.6.3. Les effets électrohydrodynamiques.....	48

5. DISCUSSIONS & CONCLUSION	51
CHAPITRE II : INSTALLATION EXPERIMENTALE & MODE OPERATOIRE	52
1. LE BANC D'ETUDE EXPERIMENTAL	52
1.1. Le circuit d'air principal	55
1.2. Le circuit secondaire : mélange air-particules	56
1.3. Système d'injection	57
1.4. Particules utilisées	58
1.5. Le précipitateur électrostatique (ESP)	61
1.6. Le compteur optique	62
1.7. La sonde de prélèvement	63
2. MODE OPERATOIRE	64
2.1. Mesure d'efficacité	65
2.2. Mesure du courant	66
3. CONCLUSION	68
CHAPITRE III : MODELISATION NUMERIQUE.....	69
1. INTRODUCTION.....	69
2. TRAVAUX ANTERIEURS	70
3. PRESENTATION GLOBALE DU MODELE.....	72
4. MODELISATION DU CHAMP ELECTRIQUE	73
4.1. Ecriture des équations	75
4.2. Validation de la simulation des grandeurs électriques.....	76
4.2.1. Potentiel électrique local.....	78
4.2.2. Densité de charge locale	80
4.2.3. Champ électrique.....	81
4.3. Influence du diamètre du fil.....	81
5. MODELISATION DE L'ÉCOULEMENT GAZ-PARTICULES.....	87
5.1. Modélisation de l'écoulement turbulent	87
5.2. Modèles de fermeture	88
5.3. Modélisation de la dispersion des particules.....	89
5.4. Généralités sur le code de calcul.....	91
6. CONCLUSION	94
CHAPITRE IV : RESULTATS EXPERIMENTAUX & NUMERIQUES	95
1. RESULTATS EXPERIMENTAUX.....	96
1.1. Spectres de particules	96
1.2. Efficacité de filtration.....	96
1.2.1. Influence de la nature et de la taille des particules.....	97
1.2.2. Influence de la tension d'ionisation	98
1.2.3. Influence du courant particulaire sur le courant d'ionisation.....	99

1.2.4. Influence de la vitesse du gaz	101
1.2.5. Influence du dépôt sur le courant d'ionisation	102
1.2.6. Influence de la longueur de l'électrofiltre.....	103
1.2.7. Influence du diamètre du fil.....	104
<i>1.3. Comparaison des mesures d'efficacité au modèle de Deutsch.....</i>	<i>106</i>
2. ETUDE NUMERIQUE DE L'EFFICACITE DE COLLECTE	109
<i>2.1. Coefficient de diffusion turbulente.....</i>	<i>109</i>
<i>2.2. La constante diélectrique.....</i>	<i>111</i>
<i>2.3. Effets électrohydrodynamique</i>	<i>114</i>
<i>2.4. Vérification de la simulation avec différentes tensions</i>	<i>117</i>
<i>2.5. Vérification de la simulation avec différentes longueurs de l'électrofiltre.....</i>	<i>120</i>
<i>2.6. Comparaison de la simulation avec les différents modèles</i>	<i>123</i>
3. CONCLUSION	125
CONCLUSIONS & PERSPECTIVES	126
1. CONCLUSION GENERALE	126
2. PERSPECTIVES	127
BIBLIOGRAPHIE.....	128
ILLUSTRATION DES FIGURES.....	138
ILLUSTRATION DES TABLEAUX	143
ANNEXES.....	144

NOMENCLATURE

Lettres minuscules

d_p	m	Diamètre de la particule
dp_a	m	Diamètre aérodynamique
d_c	m	Diamètre de la conduite
d_f	m	Diamètre du fil ionisant
d_k		Micro échelle de longueur de Kolmogorov
d_{sonde}	m	Diamètre de la sonde
e	C	Charge élémentaire de l'électron
f		Facteur de friction de Fanning
k	m^2 / s^2	Energie cinétique turbulente
k_B	J / K	Constante de Boltzmann
m_p	kg	Masse d'une particule
m_i	kg	Masse d'un ion
n_2		Nombre d'électrons extraits de la cathode
n_0		Nombre d'électrons germe présents dans le gaz
n		Nombre d'électrons
q_p	C	Charge de la particule
q_p^s	C	Charge de saturation de la particule pour $t \rightarrow \infty$ (charge limite)
q_c	C	Charge par champ

q_d	C	Charge par diffusion
$r^* = r/r_c$		Position radiale relative
r_c	m	Rayon de l'électrode collectrice ou réceptrice, Rayon de la conduite
r_f	m	Rayon du fil
w_E	m/s	Vitesse de migration des particules
w_{th}	m/s	Vitesse de migration théorique
w_{ek}	m/s	Vitesse de migration liée au facteur k
w_E^{eff}	m/s	Vitesse moyenne thermique = 500 m/s

Lettres majuscules

C_{ca}	N_p / m^3	Concentration d'aérosols à l'entrée
C_{cs}	N_p / m^3	Concentration d'aérosols à la sortie
C_0	$part / m^3$	Concentration de particules à l'entrée du précipitateur
C_c		Coefficient de Cunningham
C_μ		Constante de la turbulence
C^{st}		Constante
$C_{\varepsilon 1}$		Constante de la turbulence
$C_{\varepsilon 2}$		Constante de la turbulence
D		Diamètre de l'électrofiltre
D_0	m^2 / s	Coefficient de diffusion turbulente au cœur de l'écoulement
D_t	m^2 / s	Coefficient de diffusion turbulente

D_e	m^2 / s	Coefficient de diffusion ionique
$\overline{\overline{D_t}}$		Tenseur de diffusion turbulente
E_{peak}	V / m	Champ de rupture de PEEK
\overline{E}	V / m	Champ électrique moyen
\vec{E}	V / m	Champ électrique
E_0	V/m	Champ électrique disruptif
E_c	V / m	Champ électrique de minimum d'ionisation
\vec{F}_c	N	Force de Coulomb
\vec{F}_t	N	Force de traînée
I	A	Courant
I_T		Intensité de la turbulence
\vec{J}	A / m^2	Densité de courant ionique
\vec{J}_{part}	A / m^2	Densité de courant particulaire
L	m	Longueur de l'électrofiltre
L_T	m	Echelle de longueur turbulente
$K1$		Constante de la turbulence
$K2$		Constante de la turbulence
M	g/mol	Masse molaire
N	m^{-3}	Concentration des atomes neutres dans l'air
N_{crit}	m^{-3}	Concentration volumique des ions

N_p		Nombre de particules
N_{ci}		Nombre de particules collectées
N_{cs}		Nombre de particules à la sortie
P	Pa	Pression absolue
P_a	Pa	Pression de l'air
Q_v	m^3/s	Débit volumique
R		Paramètre d'isocinétisme
R_0	m	Rayon critique d'ionisation
T	K	Température absolue
T_a	K	Température de l'air
U_{sonde}	m / s	Vitesse d'aspiration à l'embouchure de la sonde
\vec{U}_g	m / s	Vitesse du gaz
\vec{U}_p	m / s	Vitesse de la particule
V	V	Potentiel électrique

Lettres grecques et symboles

ρ_{part}	kg/m^3	Masse volumique de la particule
ρ_g	kg/m^3	Masse volumique du gaz
ρ	C/m^3	Densité de charge d'espace
$\bar{\rho}$	C/m^3	Densité de charge d'espace moyenne
η_D		Efficacité de Deutsch

η_L		Efficacité laminaire
η_f		Efficacité fractionnaire
η_f^i		Efficacité fractionnaire pour une classe i
μ	$m^2.V^{-1}.s^{-1}$	Mobilité ionique
μ_g	Pa / s	Viscosité dynamique du gaz
$\varepsilon_0 = \frac{10^{-9}}{36\pi}$	F/m	Permittivité du vide
ε_r		Constante diélectrique relative de la particule
ε	m^2/s^3	Taux de dissipation turbulente
ε		Coefficient de rugosité
δ_a		Densité relative de l'air
δ	m	Epaisseur de la couche limite
δ_{ij}		Symbole de Kronecker
λ_g	m	Libre parcours moyen des molécules
ΔP	Pa	Perte de charge
τ_d	s	Temps caractéristique du gaz
τ_p	s	Temps de relaxation des particules
τ_{ij}		Tenseur de Reynolds
σ_k		Constante de la turbulence
σ_ε		Constante de la turbulence
ν	m^2/s	Viscosité cinématique
ν_T	Pa . s	Viscosité turbulente

Nombres adimensionnels

De	Nombre de Deutsch
N_{EHD}	Nombre electrohydrodynamique
Pe	Nombre de Péclet
Re	Nombre de Reynolds

INTRODUCTION

1. Poussières de bois

1.1. Définition d'une poussière

Au sens réglementaire, une poussière est une particule dont le diamètre est inférieur ou égal à 100 μm (0,1 mm) ou dont la vitesse de chute dans l'air est inférieure ou égale à 25 cm/s. Cette définition correspond concrètement aux poussières inhalables qui, pour les plus petites d'entre elles, peuvent arriver aux poumons et se déposer dans les alvéoles pulmonaires. Parmi ces poussières, il faut distinguer :

- les plus grosses, de 50 à 100 μm , qui ne pénètrent pas en totalité dans les voies respiratoires. Elles restent bloquées dans les fosses nasales ou dans la gorge avant d'être rejetées par l'organisme. Cependant, certaines, du fait de leur composition chimique, sont nocives et peuvent générer des maladies graves, telle que le cancer de l'ethmoïde. L'ethmoïde est un os qui sépare les fosses nasales des orbites oculaires. Il est creusé de petites cavités appelées sinus.
- les plus fines, inférieures à 50 μm , qui pénètrent dans les poumons et, pour celles inférieures à 5 μm , vont jusqu'aux alvéoles pulmonaires, lieu des échanges respiratoires (Figure 1).

La taille des poussières dépend de la nature du travail et de celle des matériaux. A titre d'exemple, un bois massif génère, lors des opérations de tronçonnage, délignage, dégauchissage, rabotage, des particules de 0,7 à 1,5 mm (700 à 1500 μm). Au toupillage, les particules sont inférieures à 100 μm , donc inhalables. Quant aux poussières de ponçage, elles sont en majorité inférieures à 5 μm !

Par contre, s'il s'agit d'un panneau de fibres, son calibrage (tronçonnage, délignage) génère 15% de poussières supérieures à 20 μm et 50 % de poussières inférieures à 2 μm !

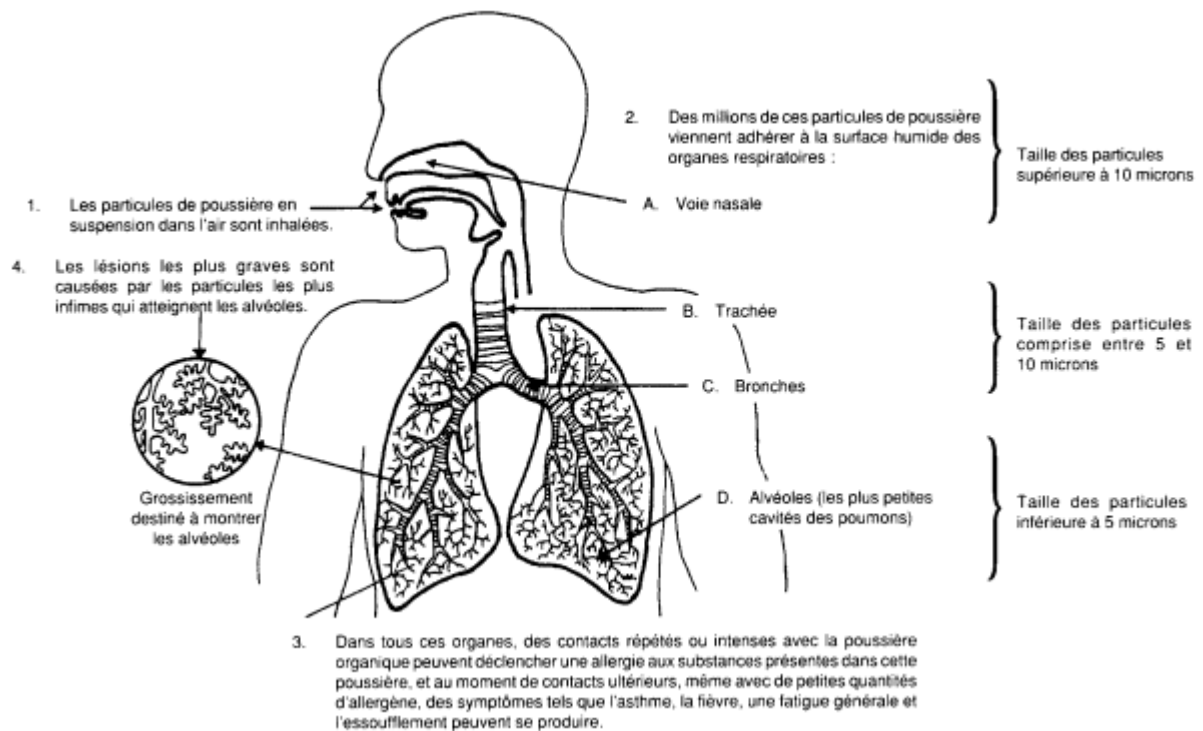


Figure 1: Morphologie de la pareil respiratoire [1]

1.2. Les agents nocifs du bois

Le matériau bois renferme, sur le plan de sa composition chimique, de très nombreux constituants, variables suivant les essences, les facteurs climatiques et la composition des sols. Le récapitulatif des substances chimiques pouvant être contenues dans les poussières de bois est présenté dans Tableau 1 : Substances chimiques des poussières de bois [1]

Par ailleurs, les lichens et moisissures présents sur le bois peuvent être à l'origine de pathologies le plus souvent allergiques.

Les plus connus sont :

- Le *Frullania* (mousse du chêne) qui possède des propriétés allergisantes dues à la présence de lactones sesquiterpéniques.
- *Aspergillus*
- *Alternaria* (pâte à papier)
- *Cladosporium*
- *Coniosporium*
- *Penicillium*

- Epicoccum

Substances chimiques	Propriétés
Tanins	Carcinogènes
Quinones	Allergisants, action sur la coagulation, fongicides
Terpènes	Toxiques, irritants, allergisants
Glucosides	Eternuements violents
Saponines	Irritant des muqueuses, action hémolytique
Tropolones	Fongicides, antimétaboliques (action voisine de la colchicine)
Alcaloïdes :	
Glycocolle-bétaïnes	Epistaxis
Cystéine	Irritation cutanée et respiratoire
Xanthotoxine	Céphalées, vomissements

Tableau 1 : Substances chimiques des poussières de bois [1]

Il faut également prendre en compte les produits de traitement du bois (fongicides, insecticides), les colles (à base de résines synthétiques, formol) et les vernis.

Le tableau ci-dessous résume ces différents produits (Tableau 2) :

Substances chimiques	Effets toxiques
Benzols	Troubles hématologiques
cétones	Irritation voies respiratoires
Isocyanates	Asthme, irritation voies respiratoires
Anhydride phtallique et triméllitique	Signes généraux, asthme.
Formol	Asthme retardé, eczéma de contact, irritation.
lindane	Troubles hématologiques.
pentachlorophénol	Troubles hématologiques, eczéma de contact

Tableau 2: substances chimiques et leur effet toxique [1]

On remarque que les agents responsables des pathologies sont très nombreux. Une essence de bois peut contenir jusqu'à 30 agents nocifs.

Le travail mécanique du bois lors des opérations de transformation, telles que sciage, fraisage, corroyage ou ponçage, produit des quantités importantes de poussières qui peuvent être dispersées dans l'air et inhalées par les personnes exposées pendant leur travail. Cette exposition aux poussières de bois peut induire des affections respiratoires et cutanées. La durée d'exposition constitue un facteur aggravant.

1.2.1. Le contact cutané :

Plusieurs études confirment l'existence de pathologies cutanées diverses chez les travailleurs exposés aux poussières de bois. Ces affections se caractérisent par la survenue d'allergies de contact. Il s'agit le plus souvent d'eczémas, notamment sur le cou, le visage, les mains, les avant-bras et parfois les yeux (conjonctivite). Elles se manifestent par des vésicules suintantes accompagnées de démangeaisons et souvent de fissures. Les bois exotiques comme l'iroko, le makoré, le teck, le bété et l'acajou en sont le plus souvent la cause. Des produits associés, comme les colles urée-formol contenues dans les panneaux de fibres, peuvent aussi être responsables de ces allergies [4, 51].

1.2.2. L'inhalation :

L'inhalation de poussières de bois se traduit par une irritation des voies respiratoires. Elle se manifeste par des éternuements répétés, des rhinites aiguës (rhumes), des saignements de nez, de l'asthme [6]. Cette inhalation, notamment de poussières de chêne ou de hêtre, peut provoquer le cancer de l'ethmoïde [5, 54, 55], os constituant la partie supérieure des fosses nasales. Les premiers signes surviennent parfois des années après la fin de l'exposition. Il s'agit d'écoulements purulents et sanglants par le nez accompagnés de douleurs de la face. C'est une maladie très grave dont le traitement est difficile. Plus des 3/4 de ces cancers surviennent chez les travailleurs du bois [52, 53, 63].

Les maladies dues aux poussières de bois font l'objet des tableaux de reconnaissance de maladies professionnelles n° 47 (annexe B) du régime général et n° 36 du régime agricole. Entre 2000 et 2003, 128 cas de maladies, dont 78 cas de cancers, ont été reconnus en moyenne par an au titre de ces tableaux.

De plus, depuis le 1er juillet 2005, une valeur limite d'exposition professionnelle (VLEP), à ne pas dépasser dans l'atmosphère des lieux de travail, a été fixée à $1\text{mg}/\text{m}^3$. Il s'agit d'une

limite de la moyenne pondérée sur une période de 8 heures. Le respect de cette valeur limite sera toutefois considéré comme un objectif minimal de prévention, l'exposition des travailleurs devant être réduite au niveau le plus bas techniquement possible.

Le recyclage de l'air est autorisé en période froide à condition que la concentration en poussières réintroduites dans l'atelier ne dépasse pas $0,2 \text{ mg/m}^3$. Ce recyclage présente une économie d'énergie certaine pour le chauffage des locaux. Par contre, sa mise en œuvre est à faire sous certaines conditions notamment un système de filtration performant.

L'air transportant les poussières doit être filtré avant rejet à l'extérieur ou avant d'être recyclé dans l'atelier. En effet, les poussières de bois comme toute poussière rejetée dans l'environnement, sont soumises à la réglementation concernant les installations classées (classe A) Art. 27 de l'arrêté du 02/02/1998 et JO du 03/03/1998.

Généralement, La filtration est assurée par un groupe filtrant dont le rôle est double : Filtration de l'air pollué et récupération des déchets. Le groupe est souvent composé d'une chambre de décompression qui ramène la vitesse de l'air de 20 m/s à 0,5 m/s et d'un système de manchons filtrants.

2. Présentation du mémoire

2.1. Contexte de L'étude

Ce travail, s'inscrit dans le cadre de la continuité du contrat MAP N° : 61.45.40/01 [107] dans le quel le LERMAB a déjà publié un rapport sur les conséquences physiologiques de l'inhalation des poussières fines de bois et sur les méthodes de filtration employées. Suite à cette étude le LERMAB a constaté que l'électrofiltration n'est pas utilisée pour l'épuration des atmosphères chargées en poussières de matériaux bois.

L'objectif du présent travail consiste à étudier la faisabilité de cette méthode pour l'épuration des ambiances chargées en poussières fines de matériaux bois, ceci via une étude expérimentale et théorique sur un électroprécipitateur de géométrie fil-cylindre de type Cottrell, conçu et mis au point au LERMAB. Notre étude se limite aux cas d'ambiances faiblement chargées en particules car les moyens de mesure que nous utilisons ne nous permettent pas d'aller au-delà d'un certain seuil de concentration (10^6 part/litre).

Notre but est de comprendre les mécanismes influençant la collection des particules notamment les paramètres électriques et aérauliques.

2.2. Plan de l'étude

Ce document est composé de six parties distinctes :

L'introduction qui permet de situer les motivations et le contexte de notre travail. Nous donnons un aperçu des problèmes et pathologies liés à l'exposition aux poussières de bois lors des opérations de transformations.

Le premier chapitre est consacré au sujet qui nous intéresse c'est-à-dire l'électrofiltration. Nous rappelons les concepts théoriques de la précipitation électrostatique et nous exposons les différents modèles décrivant le fonctionnement de l'électrofiltre. Ensuite, nous dresserons un état de l'art de la précipitation électrostatique en présentant les différents types de précipitateurs. Enfin, nous terminerons ce chapitre par une analyse bibliographique des différents phénomènes qui influencent les efficacités de collectes des électrofiltres.

Le second chapitre est consacré à la présentation de l'installation expérimentale réalisée et adaptée aux poussières de matériaux bois. Sont présentées les différentes parties composant le dispositif ainsi que le mode opératoire.

Le troisième chapitre présente le code de calcul numérique réalisé. Il est basé sur un modèle de convection-diffusion avec une prise en compte du champ électrostatique spatial couplé aux équations de Navier-Stokes moyennées.

Le quatrième chapitre regroupe nos résultats expérimentaux, concernant les efficacités de filtration de différents types de matériaux bois étudiés et ceux de la modélisation numérique.

Dans la dernière partie de ce travail, les conclusions principales des différents chapitres qui résument les points originaux de notre étude ainsi que les perspectives sont exposées.

CHAPITRE I : PRECIPITATION ELECTROSTATIQUE

1. Les électrofiltres

L'électrofiltration est un procédé extrêmement efficace pour la séparation des particules d'un gaz. Les électrofiltres sont principalement utilisés dans l'industrie lourde telle que la sidérurgie, les unités d'incinération des déchets, les cimenteries, les unités de production d'énergie. Ils peuvent également être utilisés pour des applications domestiques telles que l'épuration de l'air des locaux (fumées de tabac, ...) ou celle des ambiances de travail (brouillards d'huile, poussières de bois, ...). Leur efficacité est extrêmement élevée, notamment pour les particules microniques et submicroniques où d'autres systèmes sont peu efficaces.

1.1. Historique

Les phénomènes électrostatiques ont été observés par les philosophes grecs vers 600 av. JC. Ils ont remarqué l'attraction de petites particules par l'ambre jaune (résine fossile) frotté sur de la peau d'animal. Au début du 17^{ième} siècle, William Gilbert a noté qu'un diélectrique frotté attire les particules de fumée produite par un feu éteint. Les relations quantitatives décrivant les forces électrostatiques ont été introduites par F. Coulomb au 18^{ième} siècle.

De nombreux rapports sur les effets électrostatiques voient le jour au début du 19^{ième} siècle. Le premier appareil expérimental utilisant ces phénomènes est issu des travaux de Hohlfeld (cités par [109]). Il a montré qu'une étincelle électrique pouvait dissiper la fumée contenue dans une bouteille. En 1850, Guitard avait observé qu'une décharge couronne produisait les mêmes effets sur la fumée. En 1883, Lodge propose de purifier l'air dans les salles de fumeurs et dans les tunnels. Ce n'est qu'en 1907 que le premier électrofiltre conçu par Cottrell fonctionna de manière efficace. Le premier précipitateur électrostatique est né et depuis, de nombreux travaux sont consacrés aux électrofiltres.

1.2. Principes de l'électrofiltration

L'électrofiltration ou précipitation électrostatique est basée sur trois étapes fondamentales (Figure 2) :

- charger électriquement les particules en suspension dans les gaz à traiter ;
- collecter les particules chargées sous l'action d'un champ électrique ;
- récupérer les particules collectées.

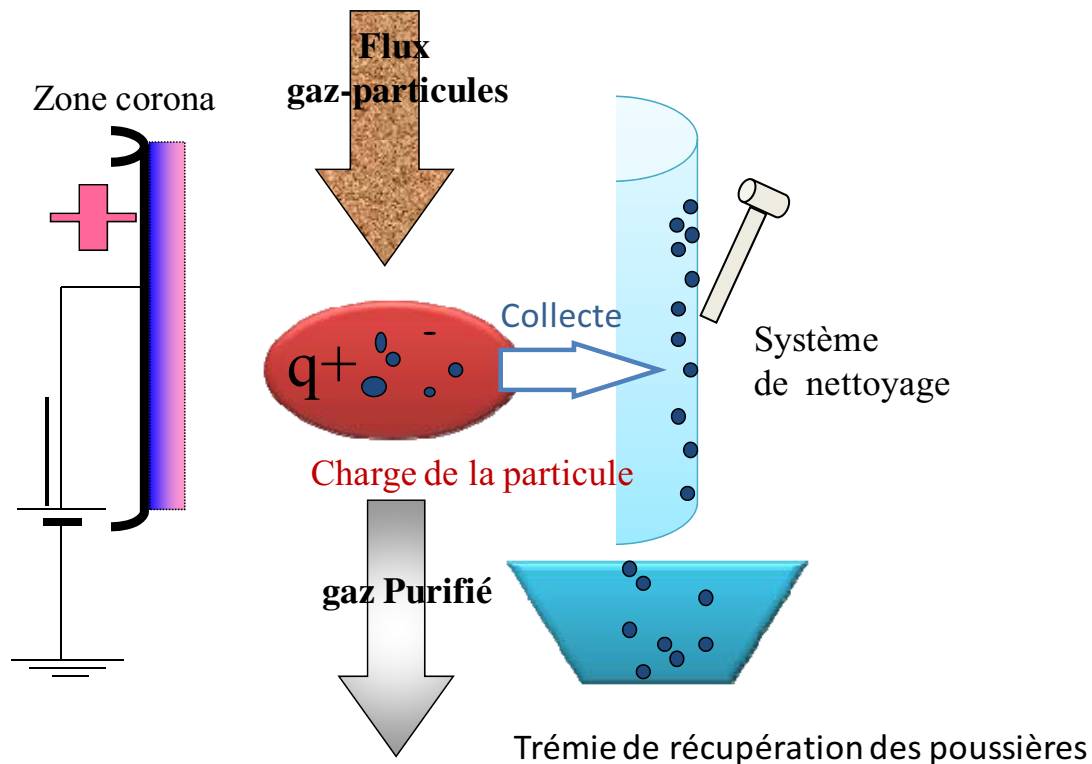


Figure 2: Principe de la précipitation électrostatique dans les électrofiltres

Dans les électrofiltres les plus simples, fil-cylindre concentriques, un potentiel électrique très élevé est appliqué au fil, appelé électrode émettrice, il est placé dans l'axe du cylindre, appelé électrode collectrice, qui lui est relié à la terre. Le gaz chargé en particules traverse l'espace inter-électrodes. Une décharge couronne se forme autour du fil, les ions qui ont la même polarité que le fil, sont repoussés vers le cylindre. Une zone bi-ionisée se forme à proximité

du fil, tandis que la quasi-totalité de l'espace inter-électrodes est rempli par les ions monopolaires. Ces ions sont attirés vers les particules en raison de la distorsion locale du champ électrique, causée par la différence de permittivité relative entre les particules et le gaz. Les particules captent les ions positifs et se chargent jusqu'à atteindre une charge limite lorsque le champ électrique de répulsion, dû aux charges acquises, est équilibré par le champ électrique de distorsion. Les particules chargées positivement subissent alors une force due au champ électrique qui les conduit vers l'électrode reliée à la terre. Les particules isolantes ne peuvent pas perdre leur charge au contact de cette électrode. Elles adhèrent ainsi à la paroi jusqu'à ce qu'elles soient enlevées par lavage, grattage ou frappage. Les particules conductrices, quant à elles, perdent leur charge au contact de la paroi et se chargent en polarité opposée.

La précipitation électrique n'est donc utilisable que pour des particules relativement isolantes. Il existe donc un intervalle de résistivité dans lequel doivent se situer les particules qu'on veut traiter par électrofiltration. Des études théoriques et expérimentales ont montré que la conductivité maximum requise est de l'ordre de $10^{-6} S/m$ [9] et la résistivité maximum ne doit pas dépasser $10^{12} \Omega.m$.

Afin d'obtenir des voltages élevés sans création d'arcs lors du dimensionnement d'un électrofiltre, de nombreux paramètres sont pris en considération : la résistivité, la granulométrie et la nature des poussières, la concentration en poussières, la vitesse, la température et la composition de l'effluent gazeux et la tension appliquée aux électrodes.

A partir de ces principes simples de fonctionnement, plusieurs types d'électrofiltres ont vu le jour.

1.3. Différents types d'électrofiltres.

Hormis la forme géométrique de l'électrode collectrice du filtre électrostatique qui peut être cylindrique ou sous la configuration de plaque, on distingue plusieurs types de précipitateurs :

- les électrofiltres à un seul étage,
- les électrofiltres à double étage,
- les électrofiltres humides.

1.3.1. Les électrofiltres à un seul étage

Les électrofiltres à un seul étage sont les plus utilisés dans les applications industrielles. L'ionisation et la collecte des particules sont réalisées simultanément tout au long de l'électrofiltre (Figure 3)

Les électrofiltres à un seul étage n'occasionnent que de faibles pertes de charge (50-100 Pa) et sont donc recommandés pour traiter les grands débits gazeux (80 000 m³/h par exemple). Le rendement d'épuration peut atteindre 99 % pour des particules fines de l'ordre du micromètre. Le minimum d'efficacité apparaît pour des poussières de diamètre égal à 0,2 µm.

Cependant le coût d'investissement est très élevé et la dépense électrique est de l'ordre de 1 Wh/m³ traité.

Les électrofiltres secs comportent les éléments suivants : un caisson, des électrodes émissives (fils ou grille) et collectrices (plaques), des systèmes de battage des électrodes et d'extraction des poussières (souvent un frappeage périodique des électrodes par marteaux), un dispositif de répartition des gaz. Leur efficacité est maximale pour des vitesses d'écoulement de l'ordre 1 à 4 m/s (en général des grilles ou des chicanes placées en amont) et une alimentation haute tension (de 30 à 120 kV pour un courant de 20 à 600 mA).

Un précipitateur électrostatique peut être alimenté par une haute tension de polarité positive ou négative. Cependant, pour une configuration d'électrofiltre donnée, la valeur électrique de l'amorçage de la décharge couronne, ainsi que celle de claquage entre les électrodes sont plus grandes en polarité négative qu'en polarité positive. C'est la raison pour laquelle la polarité négative est souvent utilisée dans les électrofiltres en un seul étage.

1.3.2. Les électrofiltres à double étage

Les filtres électrostatiques à double étage sont équipés d'un premier étage ionisant dans lequel les particules sont chargées suivi d'un filtre électrostatique proprement dit. Ils ont une construction plus compliquée ce qui conduit à des coûts de fabrication plus élevés. C'est la principale raison pour laquelle ces appareils ont des dimensions réduites et sont utilisés principalement dans des installations de conditionnement d'air. Les deux étages d'un tel filtre sont alimentés séparément en tension ce qui nécessite en général une double source de haute tension.

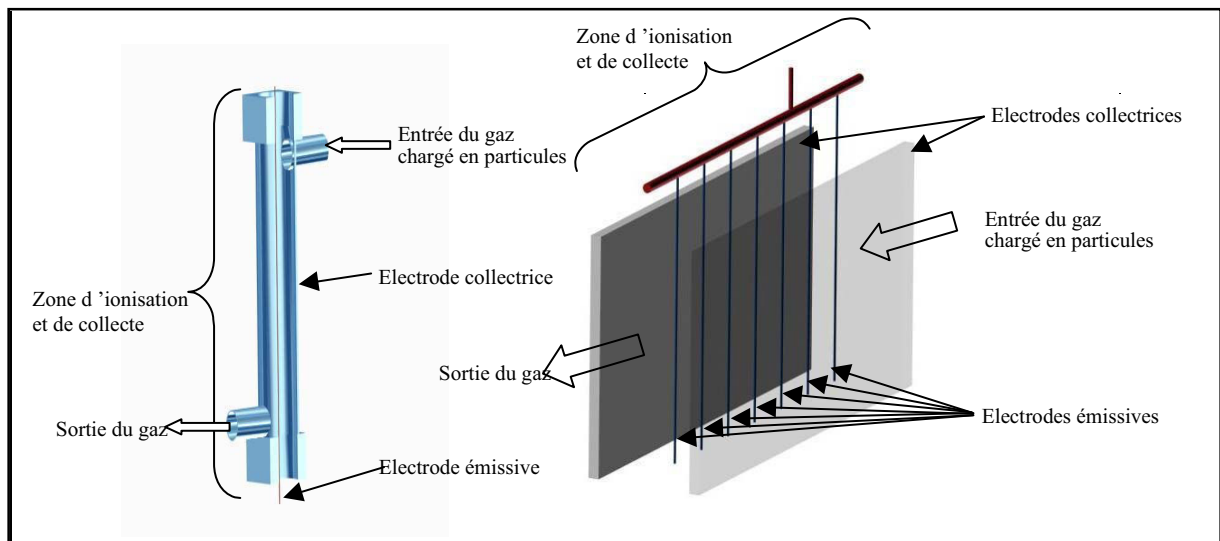


Figure 3 : Electrofiltre à un seul étage fil-cylindre à gauche, fil-plaque à droite [50]

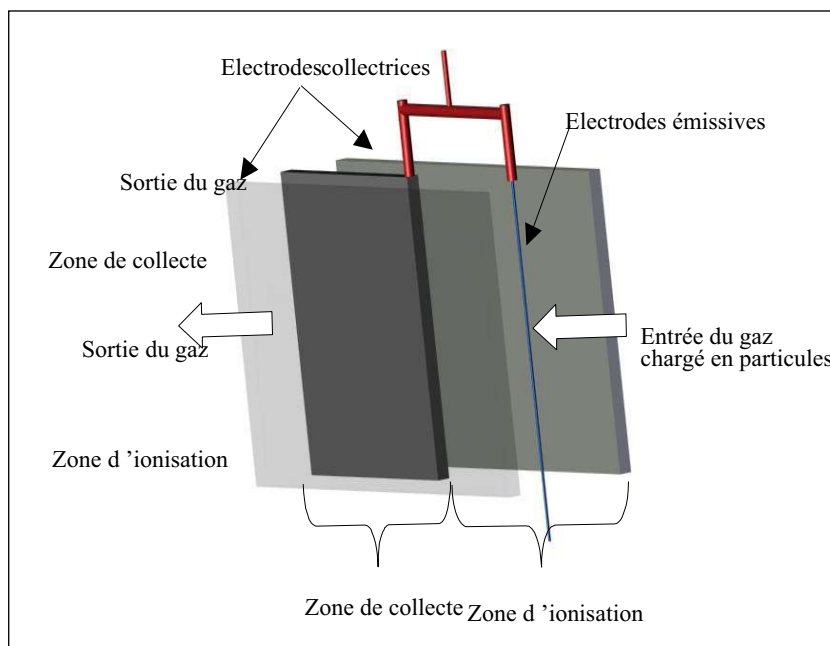


Figure 4 : Electrofiltre à deux étages fil-plaque [50].

Le premier étage constitue la zone d'ionisation, comporte des électrodes de décharge en forme de fil ou de tube. Les électrodes de collecte peuvent être soit des plaques parallèles, soit des cylindres coaxiaux. La figure 4, présente une vue schématique d'un électrofiltre à deux étages ayant des électrodes de collecte sous forme de plaques. Ce type de précipitateur ne dispose pas de système de battage par frappe car le risque de réenvol des poussières est trop important. La récupération des particules se fait souvent par lavage des électrodes. Afin

d'avoir une production faible d'ozone, une haute tension de polarité positive est appliquée aux électrodes ionisantes.

1.3.3. Les électrofiltres humides

Le principe de base (Figure 5) est identique à celui des électrofiltres secs. La différence provient de la présence d'un film humide ruisselant sur l'électrode collectrice. L'effluent à traiter est saturé en vapeur d'eau qui permet, par l'intermédiaire de la condensation, d'augmenter la taille des particules. Ce procédé autorise une efficacité de collection moins sensible aux caractéristiques électriques de la particule et permet l'épuration d'effluents chargés en particules, difficilement réalisable avec un électrofiltre sec. En effet, cette procédure limite l'effet de contre-émission pour les particules dont la résistivité est trop forte ainsi que le phénomène de réentraînement pour celles dont la résistivité est trop faible.

Le gain de performance est notable mais les inconvénients majeurs sont : le coût d'investissement énergétique ajouté pour le procédé de lavage, la température de fonctionnement qui est limitée à 90°C et enfin la nécessité de traiter l'effluent liquide.

Notre travail est dédié essentiellement aux électrofiltres secs de type fil-cylindre concentriques en raison de l'importance de cette classe d'électrofiltres dans la précipitation électrostatique.

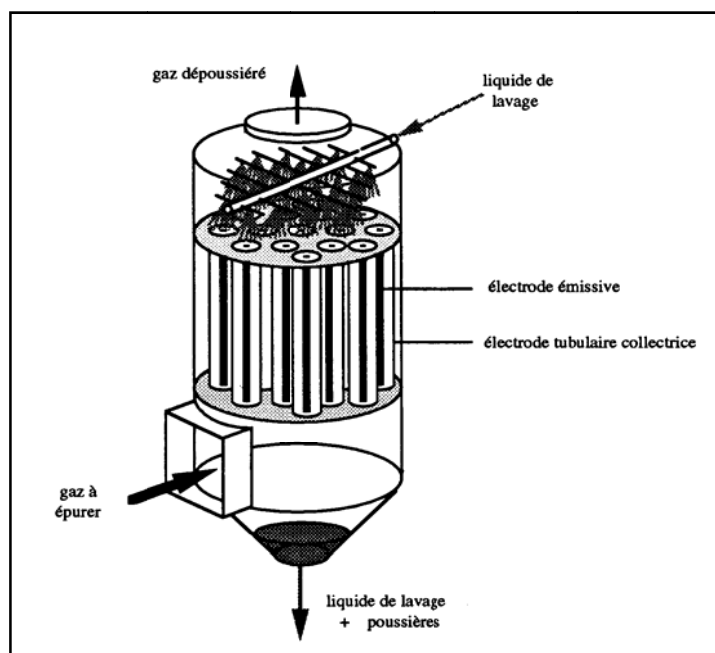


Figure 5 : Exemple d'un électrofiltre humide [102]

2. La décharge couronne

L'effet couronne représente l'ensemble des phénomènes liés à l'apparition d'une conductivité dans un gaz au voisinage d'un conducteur de faible rayon de courbure, porté à une tension suffisante.

Ce phénomène a été découvert au début du XX^{ème} siècle. En effet, les premières expériences sur les fils conducteurs minces portés à des tensions suffisantes, ont montré qu'il se forme autour d'eux une gaine lumineuse, de couleur bleu-violet, dont l'épaisseur augmente avec la tension. C'est la présence de cette lueur qui a donné naissance à l'expression, universellement employée, de décharge couronne ou effet corona.

Cette décharge a lieu généralement dans un milieu gazeux, soumis à des champs électriques intenses mais non disruptifs, séparant deux électrodes. Les géométries les plus courantes sont les suivantes : pointe-plan, fil-cylindre, fil-plan, sphère-plan, etc. La décharge couronne se caractérise par des phénomènes de nature optique, acoustique et électrique qui dépendent de trois classes de paramètres :

- Electriques tels que la nature et la polarité de la tension appliquée à l'électrode active.
- Géométriques tels que la forme, et les dimensions des électrodes ainsi que la distance inter-électrodes.
- Physiques, liés à la nature du gaz inter-électrodes, à sa densité, à sa pression, à sa température et à sa teneur en vapeur d'eau et en impuretés. Le (ou les) matériau(x) constituant les électrodes jouent également un rôle non négligeable.

L'une des géométries les plus simples d'électrodes pour l'étude de la décharge couronne en laboratoire est le système d'électrodes cylindriques (fil-cylindre concentriques) car on connaît les solutions analytiques de toutes les équations régissant les phénomènes électriques, de transport des particules et d'écoulement. En outre, ce système offre une symétrie de révolution permettant de simplifier l'expression du champ électrostatique existant entre les électrodes et de mener une étude simple en vue de l'élaboration d'une simulation numérique de la décharge couronne.

Comme l'indique la Figure 6, ce système consiste en une électrode cylindrique de faible rayon r_f , dite active, mise sous haute tension continue. Elle est centrée dans l'axe d'un cylindre conducteur de rayon r_c et de longueur L , mis à la terre.

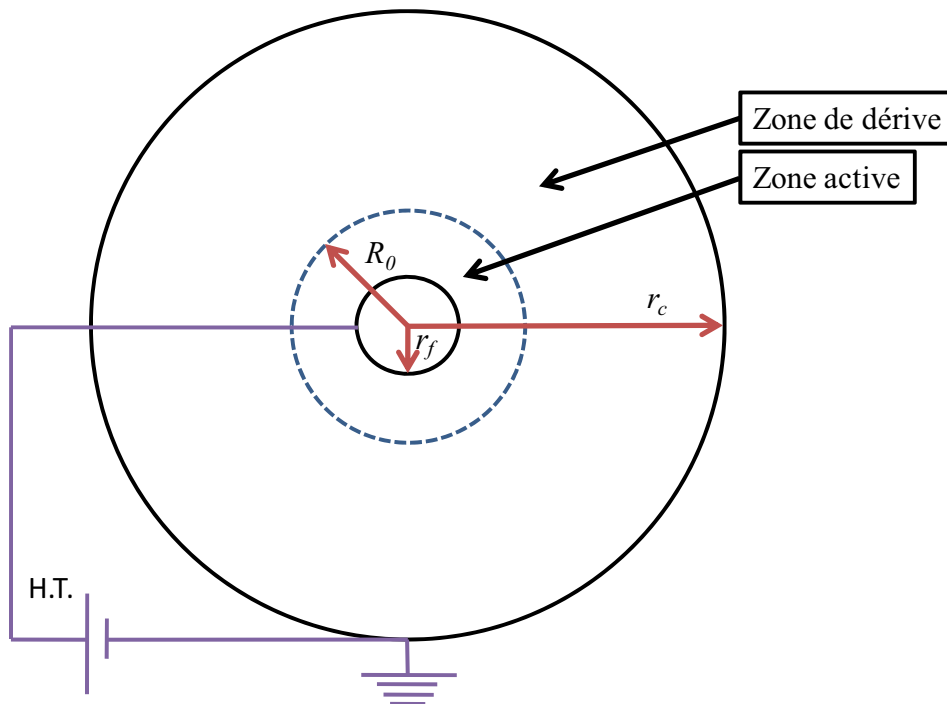


Figure 6 : Représentation schématique d'une décharge couronne en géométrie fil-cylindre

L'application d'une tension continue suffisante sur le fil, amorce une décharge couronne. De ce fait, l'espace inter-électrodes se trouve réparti en deux zones : la première, voisine du fil où le champ électrique et son gradient sont intenses. Dans cette zone l'ionisation du gaz peut avoir lieu, on l'appelle la zone active. La seconde zone, le champ électrique n'y est plus suffisant pour produire une ionisation supplémentaire, elle constitue la zone de dérive des ions et des électrons. La zone de dérive constitue une décharge d'espace mono-polaire.

Les deux zones actives et de dérive, sont délimitées par une frontière circulaire de rayon R_0 dit rayon critique d'ionisation.

2.1. En Polarité négative.

Dans le cas d'une décharge négative, l'avalanche électronique se développe depuis la cathode vers l'extérieur. Elle s'arrête au rayon critique R_0 (Figure 6). Les électrons fournis par l'avalanche s'attachent aux molécules neutres de la zone de dérive pour former des ions négatifs. Les ions positifs, se concentrent au voisinage immédiat de l'électrode active. Cette décharge présente l'inconvénient de produire des molécules d'ozone.

2.2. En polarité positive

Pour une décharge positive, les avalanches électroniques prennent naissance dans zone interne au rayon R_0 critique et se développent vers la cathode. Au-delà du rayon critique il ne reste qu'un nuage d'ions positifs. Ces derniers beaucoup moins mobiles (400 fois moins mobiles que les électrons [8]) ne peuvent générer une ionisation supplémentaire.

En polarité positive, les ions produisent une charge d'espace importante dans la zone de fort champ électrostatique, il en résulte un claquage plus rapide ainsi pour un gaz donné, la décharge électrique négative est la plus stable [9,10]

2.3. Caractéristique courant-tension

La courbe courant-tension d'un électrofiltre est une caractéristique fondamentale. Elle permet d'appréhender l'augmentation du courant liée à l'augmentation de la tension appliquée.

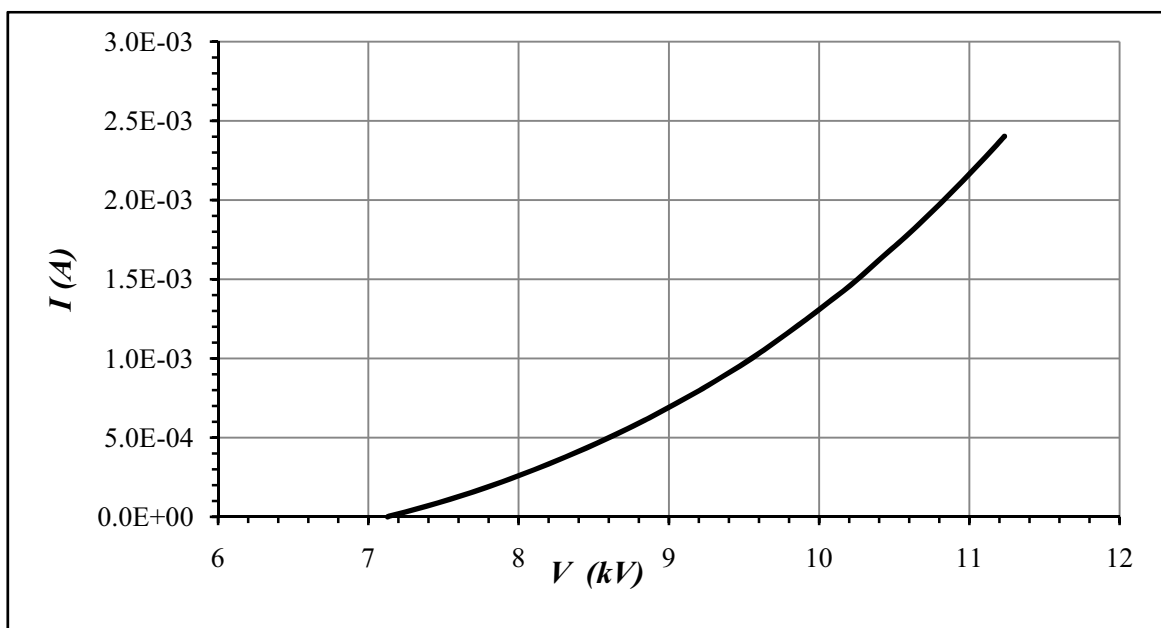


Figure 7 : Courbe caractéristique courant-tension d'un électrofiltre

La Figure 7, montre l'allure de la caractéristique « courant-tension » pour une décharge couronne positive. Le courant augmente graduellement avec la tension appliquée lorsqu'elle dépasse une certaine valeur V_s et ce jusqu'au claquage du milieu gazeux. Le courant continu qui traverse l'espace inter-électrodes est une fonction non linéaire de la tension appliquée.

Bien que la décharge recouvre des phénomènes complexes, une relation empirique simple entre le courant et la tension est généralement utilisée [11]. Elle s'exprime par:

$$I = C^{st} \cdot V(V - V_s) \quad (1)$$

Où C^{st} est une constante qui dépend de la configuration des électrodes, de la température, de la pression et de la composition du gaz, V_s représente la tension seuil d'ionisation.

D'après Dupuy [18], pour une géométrie fil-cylindre la constante C^{st} est donnée par la relation suivante :

$$C^{st} = \frac{8 \cdot \pi \cdot \mu \cdot \epsilon_0}{r_c \cdot \ln\left(\frac{r_c}{r_f}\right)} \quad (2)$$

2.4. Approches théoriques

En 1929, Peek (cité par Adamiak [12]) a proposé une loi empirique du champ seuil E_0 en tension alternative. Il l'a écrite sous la forme :

$$E_0 = 31 \cdot \epsilon \cdot \delta_a \cdot \left(1 + \frac{0,0308}{\sqrt{\delta_a \cdot r_f}}\right) \left[\frac{kV}{cm}\right] \quad (3)$$

Où ϵ est le facteur de rugosité de la surface de l'électrode active. Il est égal à 1 pour une

surface lisse, $\delta_a = \frac{P(\text{torr})}{760} \times \frac{293}{293+T(^{\circ}C)}$.

La tension seuil V_s s'obtient alors à l'aide de l'expression suivante :

$$E_0 = \frac{V_s}{r_f \cdot \ln\left(\frac{r_c}{r_f}\right)} \quad (4)$$

La loi de Peek est valable pour une tension continue pour des rayons d'électrode active allant de 1 mm à quelques centimètres.

Zaleski en 1948 (cité par Benali [15]), a établi une loi empirique en géométrie fil-cylindre pour une tension continue sous la formule suivante :

$$E_0 = 24,5 \left(1 + \frac{0,613}{r_f^{0,4}} \right) \left[\frac{kV}{cm} \right] \quad (5)$$

Robinson [14] en 1968, a élaboré une loi empirique pour un système fil-cylindre concentriques avec des diamètres du fil allant de 0,0178 à 0,0635 cm et des diamètres du cylindre variant de 4,72 à 15,4 cm. Cette équation s'écrit :

$$E_0 = \delta_a \cdot \left(32,2 + \frac{8,46}{\sqrt{\delta_a \cdot r_f}} \right) \left[\frac{kV}{cm} \right], r_f \text{ en cm} \quad (6)$$

Cobine en 1975 (cité par [16]), donnent une relation empirique décrivant la variation de R_0 avec r_f :

$$R_0 = r_f + 0,3\sqrt{r_f} \quad [cm] \quad (9)$$

Selon l'équation 9, pour un fil de 0,3 mm de diamètre, le rayon d'ionisation de la zone active R_0 est de 0,51 mm.

3. La charge des particules

Les poussières dispersées naturellement dans un gaz sont porteuses de charges électriques acquises soit par frottement, soit par effet thermique, soit sous l'effet des rayonnements naturels. Toutefois ces charges sont trop faibles pour qu'un champ électrique puisse exercer sur ces particules une force capable de modifier leur trajectoire pour provoquer leur collecte. Ainsi, une action efficace du champ d'un électrofiltre exige que les poussières reçoivent une charge de signe unique aussi élevée que possible. Cette charge ne peut leur être communiquée que par une ionisation intense due à un champ porteur (Figure 8).

Une fois le champ électrique et le courant établis, l'ionisation des particules peut alors s'opérer.

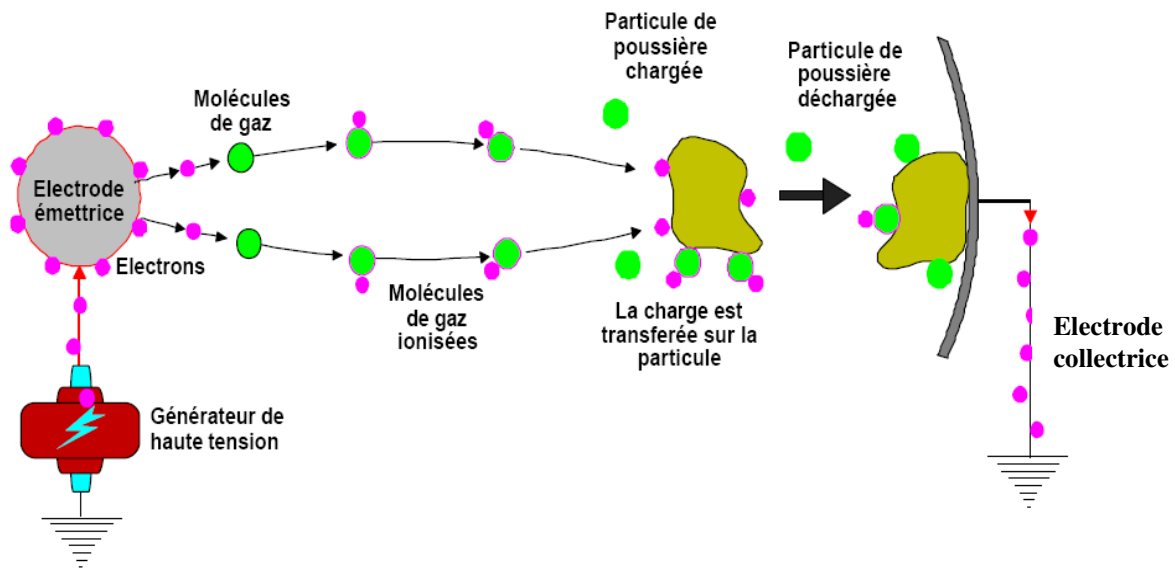


Figure 8 : mécanisme de charge de particules

La modélisation du fonctionnement des électrofiltres nécessite le calcul de la charge accumulée par les particules le long de leur trajectoire. Ceci demande donc des modèles physiques capables de décrire le plus fidèlement possible le processus de charge en tenant compte des conditions spécifiques présentes dans les précipitateurs électrostatiques.

De nombreuses études [9,21] ont montré que la charge des particules peut être principalement attribuée à deux mécanismes :

- la charge par champ
- la charge par diffusion.

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

3.1. Charge par champ

Le champ électrique constitue dans ce cas le facteur déterminant pour le processus de charge. Une particule présente dans un gaz provoque une distorsion locale du champ électrique; les lignes de champ aboutissent à la surface de celle-ci. Cette distorsion locale du champ dépend de la nature de la particule : lorsque la particule est conductrice la distorsion du champ est maximale. Pour une particule non-conductrice (isolante), la perturbation du champ dépend de

sa permittivité. Ainsi, l'intensité du champ électrique augmente à la surface de la particule. Dans ce cas, les ions présents dans le gaz se déplacent le long des lignes de champ électrique, et peuvent atteindre la surface de la particule. Chaque ion qui atteint la particule change la distribution locale du champ électrique. Tant que le champ électrique créé par la charge de la particule est inférieur au champ électrique maximum qui existe à la surface de la particule lorsqu'elle n'est pas chargée, les ions continuent d'atteindre la surface de celle-ci. Lorsque la charge acquise est suffisante, les lignes de champ contournent la particule ; on dit que la particule a acquis la charge de saturation par champ q_p^s [17,63].

Pauthenier [19] a montré qu'à cause du phénomène de répulsion électrostatique, seule une partie réduite de la surface des particules est atteinte par les ions. D'après McDonald [22], ce mécanisme de charge est prépondérant tant que la taille des particules est supérieure à environ $0,5 \mu\text{m}$. La quantité de charge acquise par les particules dépend de leur diamètre, du champ électrique, de la densité d'ions présents, du temps de présence des particules dans le champ électrique, de la mobilité des ions et de la constante diélectrique des particules. Le calcul de la charge limite des particules est principalement basé sur la théorie développée par Pauthenier [19]. L'évolution temporelle de la charge pour une particule située dans un champ électrique E , est décrite par l'expression suivante donnée par White [9] :

$$\frac{dq_p}{dt} = \frac{\rho \cdot \mu \cdot q_p^s}{4 \cdot \varepsilon_0} \cdot \left(1 - \frac{q_p}{q_p^s}\right)^2 \quad \text{pour } q_p < q_p^s \quad (10)$$

Dans laquelle ρ représente la densité d'ions et μ est la mobilité ionique. La charge limite par champ est donnée par l'expression suivante [9] :

$$q_p^s = 3 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_r + 2} \cdot E \cdot d_p^2 \quad (11)$$

Où ε_r est la permittivité relative des particules. Nous observons dans l'équation 11 que la charge limite par champ est une fonction de l'intensité du champ électrique local, de la permittivité relative ε_r des particules ; q_p est obtenue par l'intégration dans le temps de l'équation (10). Dans le cas particulier où les répartitions du champ électrique et de la charge d'espace ionique sont uniformes, l'intégration de (11) conduit à :

$$\begin{cases} q_p(t) = q_p^s \cdot \left(\frac{t}{t + \tau_p} \right) \\ \tau_q = \frac{4 \cdot \varepsilon_0}{\rho \cdot \mu} \end{cases} \quad (12)$$

Où τ_p est le temps caractéristique de charge par champ et représente la durée au bout de laquelle la charge de la particule atteint la moitié de la charge limite. Dans le cas des filtres électrostatiques, l'intensité du champ électrique et la densité d'ions varient dans l'espace inter-électrodes ; la valeur de la charge limite sera donc spécifique pour chaque position des particules.

En partant de la théorie de Pauthenier, Cochet [20] a proposé en 1961 une expression simple qui permet le calcul de la charge limite pour les fines particules de taille comparable au libre parcours moyen des ions. Cette relation (13) qui fait intervenir le rapport λ_g/d_p , représente un moyen simple de calcul de la charge de saturation, en offrant toutefois une bonne précision pour les particules d'un diamètre supérieur à 0,1 μm [21].

$$q_p^s = \left[\left(1 + \frac{2 \cdot \lambda_g}{d_p} \right)^2 + \left(\frac{2}{1 + 2 \cdot \lambda_g/d_p} \right) \cdot \left(\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} \right) \right] \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot d_p^2 \cdot E \quad (13)$$

Avec λ_g est libre parcours moyen des molécules de gaz peut être estimé par :

$$\lambda_g = \frac{\mu_g}{0.499 \cdot \rho_g} \cdot \sqrt{\frac{\pi \cdot M}{8 \cdot R \cdot T}} \quad (14)$$

Avec M masse molaire, R constante universelle des gaz parfaits (8,31 J/K.mol) et T température absolue. Dans des conditions normales de température et de pression, le libre parcours moyen des ions vaut : $\lambda_g = 6,53 \cdot 10^{-8}$ (m).

3.2. Charge par diffusion

Le concept de charge par diffusion décrit la charge des particules lorsque le champ électrique appliqué est faible ou même nul et lorsque la taille des particules est suffisamment petite (quelques libres parcours moyens). Il est alors nécessaire de prendre en compte le phénomène

de diffusion des ions dans le processus de charge [9, 21, 43]. Ce mécanisme dépend de la probabilité de collision entre les particules et les ions animés d'un mouvement aléatoire d'agitation thermique. Dans une zone où le champ électrique appliqué est nul, les ions ont une répartition uniforme autour des particules. Dans ces conditions, tous les éléments de surface d'une particule ont la même probabilité de choc avec les ions et la particule peut accumuler une certaine charge électrique. Ce mécanisme de charge par diffusion concerne les particules très fines, de diamètres inférieurs à 0,2 μm [9]. Dans la charge par diffusion, la quantité de charge accumulée dépend de la taille des particules, de la densité des ions, de la vitesse moyenne d'agitation thermique des ions, de la constante diélectrique de la particule, de la température absolue du gaz, du temps de présence des particules au sein du champ.

White [9] montre que l'évolution au cours du temps de la charge acquise par une particule sous l'effet du processus de diffusion est :

$$\begin{cases} \frac{dq_p}{dt} = \frac{\pi \cdot d_p^2}{4} \cdot v_i \cdot \rho \cdot \exp\left(-\frac{q_p \cdot e}{2 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot d_p \cdot k \cdot T}\right) \\ v_i = \sqrt{\frac{3 \cdot k_B \cdot T}{m_i}} \end{cases} \quad (15)$$

Où $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ représente la constante de Boltzmann, v_i est la vitesse d'agitation thermique des ions et avec m_i la masse de l'ion. En considérant une densité d'ions ρ uniforme, l'expression (15) après intégration conduit à :

$$q_p(t) = q^* \cdot \ln\left(1 + \frac{t}{\tau_d}\right) \quad (16)$$

Avec $q^* = 2 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot d_p \cdot k_B \cdot T/e$ représente la constante de charge par diffusion et $\tau_d = 8 \cdot \varepsilon_0 \cdot k_B \cdot T/d_p \cdot v_i \cdot \rho \cdot e$ est le temps caractéristique de charge par diffusion. Nous observons que l'équation (16) ne conduit pas à une limite de charge pour $t \rightarrow \infty$. Cependant, l'expression (15) montre que le processus de charge par diffusion est influencé d'une façon continue par la charge q_p déjà acquise par la particule.

3.3. Modèles précis de lois de charge

Lorsque la taille des particules est comprise entre 0,5 et 1 μm , dans ce cas, les deux mécanismes de charge interviennent. Donc seuls les modèles théoriques considérant simultanément la charge par diffusion et la charge par champ peuvent conduire à des résultats satisfaisants. Ces deux mécanismes de charge sont fortement liés entre eux [9, 21, 49].

Smith & McDonald en 1976 [22] exposent un modèle précis permettant de déterminer localement la charge de la particule, en fonction du champ électrique local, au cours de son déplacement. Ce modèle est complexe et nécessite une résolution numérique.

Fjeld & McDonald (1989) [23] ont bâti des lois de charge sélectives suivant l'importance de chacun des mécanismes. À partir des relations établies pour la charge par champ et par diffusion, des lois prenant en compte le couplage entre les deux mécanismes ont été élaborées en considérant deux régimes de charge suggérés par Liu & Yeh (1969) [24] : l'un dans lequel la charge par champ et par diffusion est présente, l'autre dans lequel la particule a atteint la charge limite et où seule la charge par diffusion intervient. Ainsi, une série de relations simples, faisant appel aux grandeurs électriques locales, sont obtenues.

Les travaux de Lawless & Altman [75] inspirés du modèle de Fjeld en modifiant les lois de charge qui, cette fois-ci, conduisent à un modèle précis et simple et donne de bons résultats même dans le cas où le champ électrique extérieur est important.

Dans le présent travail, pour relier la vitesse de migration à la taille des particules on fera appel à la relation établie par Cochet [20]. Elle donne la charge limite d'une particule qui se trouve dans un champ électrique d'intensité E en tenant compte de manière indirecte de l'effet de la charge par diffusion (elle offre une bonne corrélation avec les résultats expérimentaux pour $d_p > 0,3 \mu\text{m}$ [20]).

4. Phénoménologie du fonctionnement d'un électrofiltre

Lors de la réalisation d'un nouveau électrofiltre, l'estimation de son efficacité de filtration est un paramètre très important qui reste un problème difficile à résoudre de nos jours. Un bon dimensionnement représente finalement un problème économique car, entre le gabarit d'un filtre et son coût total de fabrication il y a une liaison très étroite. Au cours du temps plusieurs modèles théoriques, capables de décrire le fonctionnement de certaines installations, ont vu le jour. Au début il y a eu des approches simples, semi-empiriques, qui ont leurs racines dans les

observations directes du fonctionnement des électrofiltres déjà existants. Ce sont les modèles analytiques ; ils permettent de décrire l'efficacité de collecte en fonction de paramètres géométriques, électriques et mécaniques. Récemment, le développement des moyens de calcul ont permis de mettre au point des modèles numériques, basés sur la modélisation des phénomènes produits au sein d'un électrofiltre [49].

4.1. Efficacité de collecte

L'efficacité fractionnaire de filtration η_f , est définie comme étant le nombre de particules collectées par tranche granulométrique N_{ci} rapporté au nombre de particules N_{ca} de cette même tranche en amont du filtre. L'efficacité fractionnaire s'écrit :

$$\eta_f = \frac{N_{ci}}{N_{ca}} \text{ ce qui donne en terme de concentration } \eta_f = 1 - \frac{C_{cs}}{C_{ca}} \quad (17)$$

Avec C_{ca} concentration en particules en amont du filtre et C_{cs} en aval.

Les concentrations sont mesurées à l'aide d'une sonde isocinétique placée en aval du filtre, dans une section pour laquelle la concentration est uniforme et où le profil de vitesse est établi. Quand aucun potentiel n'est appliqué au fil, on a vérifié qu'aucune particule n'était piégée, la concentration mesurée en aval est C_{ca} . En présence d'un champ électrique cette même sonde mesure C_{cs} .

4.2. Vitesse de migration

Lorsqu'on applique un champ électrique intense dans l'espace inter-électrodes de l'électrofiltre, les particules chargées qui s'y sont présentes subissent une force proportionnelle à la charge électrique ; c'est la force de Coulomb. La présence de cette force a comme résultat un mouvement radial des particules vers la cathode collectrice, processus appelé migration des particules. La vitesse de migration est obtenue en égalant la force de Coulomb à la force de résistance du fluide au déplacement de la particule, appelé force de traînée.

Usuellement, cette vitesse a pour expression (supposant que les particules sont sphériques) :

$$w_{th} = \frac{q_p E}{3\pi\mu_g d_p} \quad (18)$$

Où q_p est la charge de la particule, μ_g est la viscosité dynamique du gaz, E est le champ électrique et d_p est le diamètre de la particule.

Cependant, pour des particules de diamètre inférieur à $1\mu m$, leur taille devenant comparable au libre parcours moyen des molécules du gaz porteur à pression atmosphérique, on doit tenir compte du mouvement brownien des molécules de gaz. Dans ce cas, la vitesse de migration est corrigée par un facteur de correction C_c appelé facteur de Cunningham (Figure 9) [9]. La relation (18) devient :

$$w_{th} = \frac{q_p E}{3\pi\mu_g d_p} \cdot C_c \quad (19)$$

Le facteur de Cunningham C_c est défini par l'expression :

$$C_c(Kn) = 1 + A \cdot Kn \quad (20)$$

Qui dépend du nombre de Knudsen Kn caractérisant les différents régimes de mouvement de la particule dans le gaz :

$$Kn = \frac{2\lambda}{d_p} \quad (21)$$

Avec λ est le libre parcours moyen des molécules de gaz ($\lambda \sim 0,065 \mu m$ pour l'air dans les conditions normales de température et de pression). Le coefficient A a l'expression suivante :

$$A = \alpha_1 + \alpha_2 \exp\left(-\frac{\alpha_3}{Kn}\right) \quad (22)$$

et α_1 , α_2 , α_3 dépendent de la composition du gaz et de la forme de la particule.

Si la particule mobile est considérablement plus grande que le libre parcours moyen alors, elle se déplace dans le fluide comme si le fluide était un milieu continu. Mais si la particule a une

taille comparable ou plus petite que le libre parcours moyen des molécules, la particule est affectée par les collisions avec les molécules et glisse parfois entre elles. Un tel mouvement s'appelle écoulement moléculaire libre. La Figure 1.15 présente la variation du facteur de Cunningham en fonction du diamètre des particules sphériques dans le cas de l'air atmosphérique pour lequel on a : $\alpha_1 = 1,246$, $\alpha_2 = 0,42$ et $\alpha_3 = 0,87$ [21]. L'équation 20 devient :

$$C_c(Kn) = 1 + 1,246 \cdot Kn + 0,42 \cdot Kn \cdot \exp\left(-\frac{0,87}{Kn}\right) \quad (23)$$

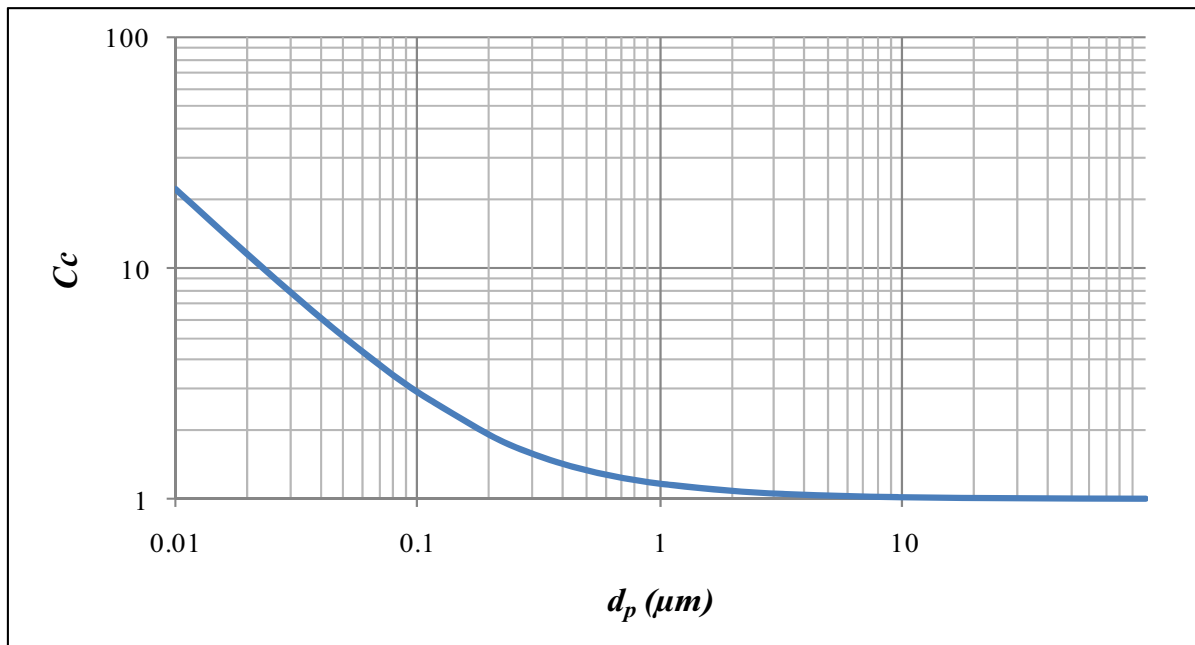


Figure 9 : variation du facteur de correction de Cunningham en fonction du diamètre des particules.

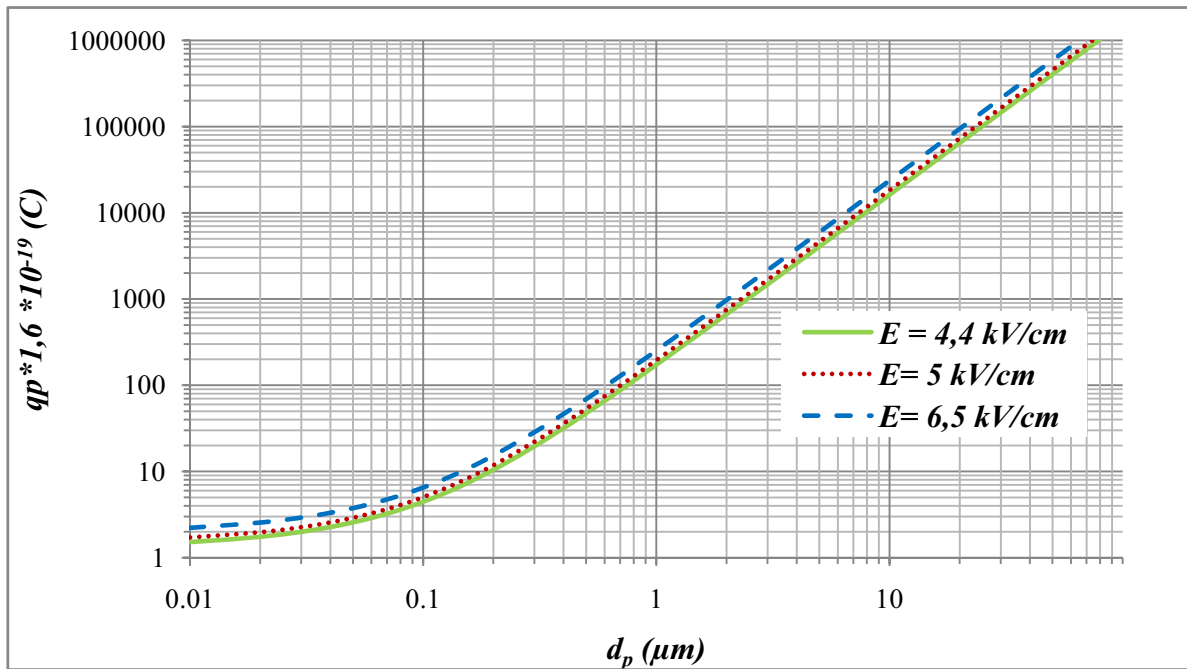


Figure 10 : l'évolution de la charge des particules donnée par le modèle de Cochet en fonction du diamètre des particules(21).

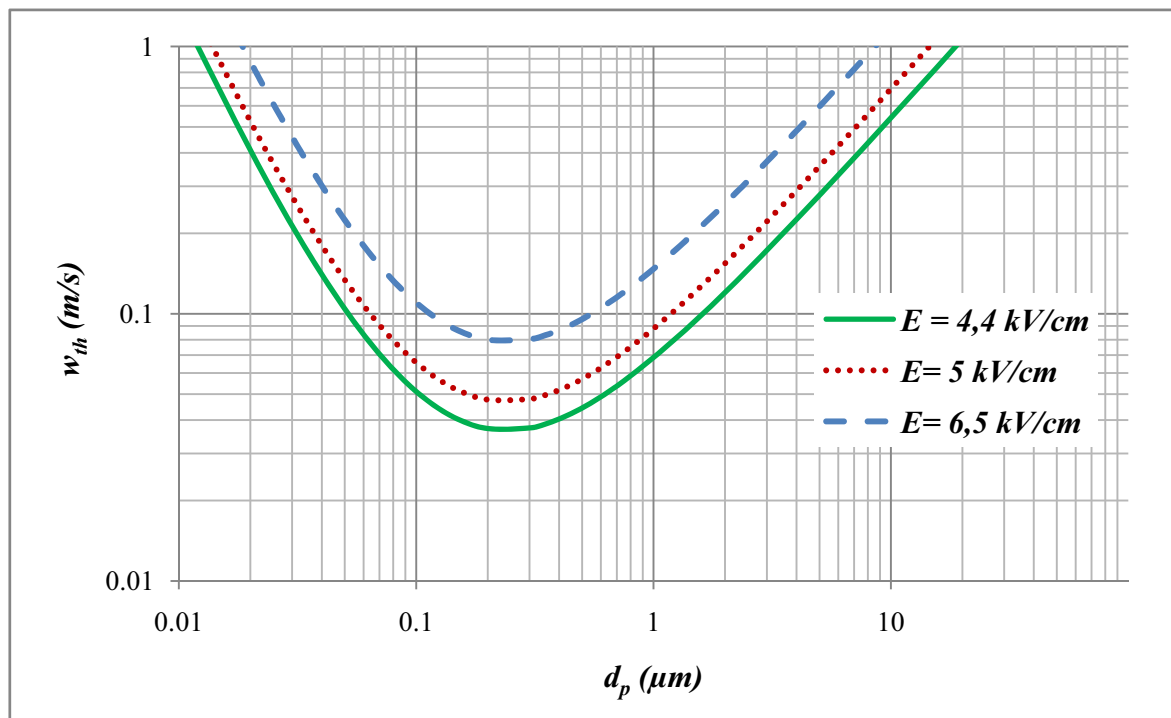


Figure 11 : l'évolution de la vitesse de migration w_{th} en fonction du diamètre des particules(26)

La Figure 10, montre l'évolution de la charge électrique des particules en fonction de leurs diamètres. En utilisant ces résultats, on peut évaluer les valeurs de la vitesse de migration

théorique w_{th} (Figure 11). On remarque que cette vitesse w_{th} en fonction du diamètre des particules passe par un minimum pour d_p égale à environ $0,25 \mu\text{m}$. Donc on peut prédire que pour les électrofiltres, le minimum de l'efficacité de filtration est obtenu pour les particules dont le diamètre est compris entre $0,1$ et $1 \mu\text{m}$.

4.3. Modèle laminaire

Lorsque l'écoulement est laminaire dans un précipitateur fil-cylindre, les particules subissent l'action axiale de l'écoulement et l'action radiale du champ électrique. Les particules ont donc des trajectoires rectilignes portées par le vecteur de composante w_E et U_g (Figure 12).

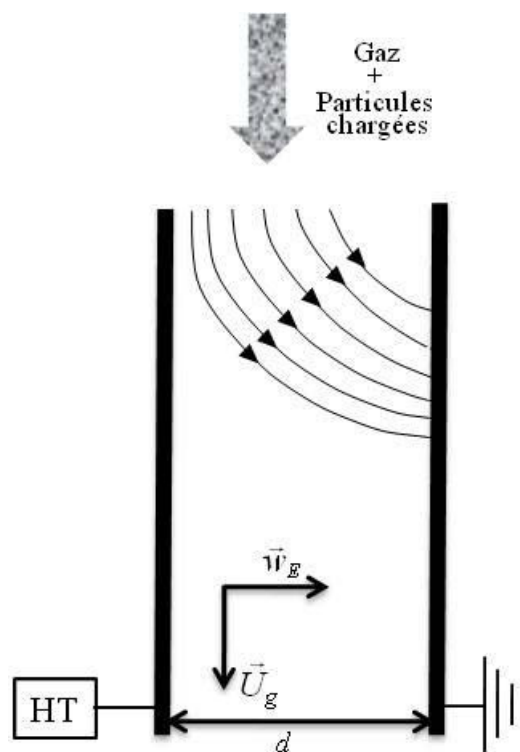


Figure 12 : trajectoires des particules en écoulement uniforme laminaire

Une particule chargée qui rentre dans la zone du champ à une distance d de la cathode collectrice sera collectée au bout d'un temps $t = d/w_E$; pendant ce temps, la particule se déplace dans la direction du gaz, elle aura parcouru une distance :

$$L = \bar{U}_g \cdot \frac{d}{w_E}$$

(24)

L'efficacité laminaire η_L est proportionnelle à la vitesse de migration et la longueur du précipitateur rapportée à la vitesse du gaz.

$$\eta_L = \frac{w_E \cdot L}{\bar{U}_g \cdot d}$$

(25)

Dans les précipitateurs industriels, l'écoulement est rarement laminaire à cause de la complexité des installations. Le fluide est en contact avec différents obstacles qui peuvent être à l'origine du caractère fluctuant de l'écoulement. La charge d'espace créée d'une part par l'effet couronne et d'autre part par la présence de particules, accentue ce caractère turbulent.

4.4. Modèle de Deutsch

En 1919, les travaux expérimentaux d'Andersen [24] ont montré qu'à la sortie des ESP, il existait une décroissance exponentielle du nombre de particules en fonction de leur longueur. S'appuyant sur cette constatation et afin de prendre en compte l'effet de la turbulence, Deutsch [25] propose en 1922, un modèle pour le calcul de l'efficacité de collecte d'un ESP. Ce modèle est basé sur des hypothèses simples. Le précipitateur est constitué de deux zones (Figure 13) :

Une couche limite laminaire δ très fine s'appuyant sur les électrodes.

Dans l'espace entre les deux couches limites, le cœur de l'écoulement est suffisamment turbulent avec une vitesse moyenne uniforme \bar{U}_g .

De plus, Il suppose que la densité des particules est uniforme dans la direction transversale, ceci revient à admettre que la diffusivité turbulente D_t est infinie et que la particule ne peut être piégée que lorsqu'elle entre dans la couche limite laminaire δ .

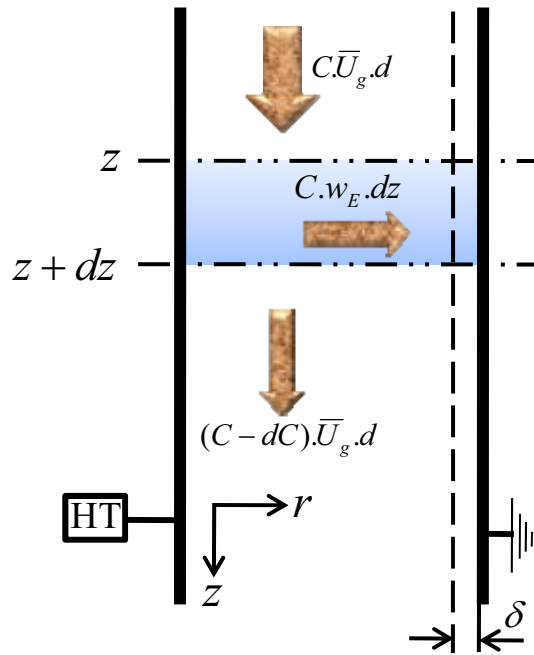


Figure 13 : représentation du modèle de Deutsch

Si nous considérons deux sections transversales situées à une distance dz l'une de l'autre dans la direction d'écoulement du gaz, l'expression du bilan de concentration de particules entre les sections d'entrée et de sortie s'exprime.

$$C \cdot \bar{U}_g \cdot d = (C - dC) \cdot d \cdot \bar{U}_g - C \cdot w_E \cdot dz \quad (26)$$

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

$$c_s(d_p) = c_e(d_p) \cdot \exp \left[-\frac{2 \cdot w_E(d_p) \cdot L}{r_c \cdot U_g} \right] \quad (27)$$

Ce qui conduit à la formule de Deutsch-Anderson (28) :

$$\eta_D(d_p) = 1 - \exp \left[-\frac{2 \cdot w_E(d_p) \cdot L}{r_c \cdot \bar{U}_g} \right] = 1 - \exp \left[-w_E(d_p) \cdot \frac{S}{D_g} \right] \quad (28)$$

où S est la surface totale des électrodes collectrices et D_g est le débit volumique du gaz. Le modèle de Deutsch ignore tous les phénomènes qui peuvent diminuer le rendement de

collecte, comme le réentraînement des particules collectées par le flux gazeux, l'influence de la charge d'espace des particules sur la décharge couronne [49],...

Le terme suivant est appelé le nombre de Deutsch D_e avec :

$$D_e = \frac{w_E \cdot L}{r_c \cdot \bar{U}_g} \quad (29)$$

L'équation de Deutsch peut aussi s'écrire sous la forme suivante:

$$\eta_D = 1 - \exp(-w_{th} \cdot SCA)$$

Avec (30)

$$SCA = \frac{2 \cdot L}{r_c \cdot U_g} \quad (31)$$

Le terme SCA (Specific Collection Area), qui correspond à l'aire spécifique de collection, est souvent utilisé pour le dimensionnement des précipitateurs et pour la comparaison des ESP de formes géométriques différentes.

Quelques formes de l'équation de Deutsch modifiée existent dans la littérature, la plus répandue étant [26] :

$$\eta_D = 1 - \exp(-w_{ek} \cdot (SCA)^k) \quad (32)$$

Où k est un exposant empirique, approximativement égal à 0,5 et w_{ek} la vitesse de migration effective liée à l'exposant k. Fondamentalement, cette relation n'est pas très différente de celle de Deutsch.

L'équation de Deutsch a été étudiée rigoureusement par White [9] afin de lui donner un sens physique et la compléter. Néanmoins, certains auteurs ont émis des réserves sur cette formulation [27, 28, 29, 30, 31, 32].

En pratique, si l'efficacité η_D et la valeur du SCA sont connues par des tests alors l'équation de Deutsch permet de déterminer la vitesse de migration effective w_E^{eff} en écrivant :

$$\eta_D = 1 - \exp(-w_E^{eff} \cdot (SCA)) \quad (33)$$

Le modèle de Deutsch est donc assimilé à un modèle de similitude qui présente un inconvénient majeur. En effet, deux électrofiltres d'apparence semblable peuvent avoir des vitesses de migration effectives différentes si les conditions de fonctionnement ne sont pas semblables. Cela conduit à un dimensionnement erroné des précipitateurs. L'utilisation de la vitesse théorique conduit à des précipitateurs surdimensionnés. En effet, la vitesse de précipitation théorique est de 2 à 10 fois supérieure à la vitesse de migration effective. La différence entre la vitesse de migration théorique et la vitesse de migration effective, réside dans le caractère turbulent et irrégulier de l'écoulement, le réentraînement et d'autres processus physiques qui ne sont pas pris en compte.

Afin de palier aux inconvénients du modèle de Deutsch, Friedlander [33] et Williams & Jackson [32] introduisent le concept de coefficient de diffusion turbulent. Ils estiment que la concentration n'est pas homogène au cœur de l'écoulement, hypothèse reprise également par d'autres auteurs [32,34]. Le gradient de concentration observé entre le centre et la paroi conduit à un modèle s'appuyant sur le transport convectif et diffusif de la particule Cooperman [27]. Le modèle permet de prendre en compte les effets de réentraînement par un coefficient empirique difficile à évaluer.

4.5. Modèles avec diffusion turbulente

Des théories plus affinées [34,35] basées sur le concept de la diffusivité turbulente, ont été développées dans le but de mieux tenir compte des phénomènes aérodynamiques intervenant dans le processus de précipitation.

L'hypothèse principale du modèle de Deutsch, à savoir une concentration de particules uniforme dans chaque section transversale (Figure 15), a été critiquée par plusieurs auteurs [34,36]. Léonard et al. [34] ont utilisé le concept de diffusivité turbulente pour rendre compte de l'effet du mélange turbulent sur le transport des particules. Cette diffusion contrecarre l'effet du champ électrique et il en résulte une concentration de particules non uniforme dans la direction transversale.

Le modèle mathématique développé par le groupe Leonard et *al.* consiste à résoudre l'équation de convection-diffusion pour les particules dans la géométrie la plus simple où le champ électrique est uniforme (Figure 14). Ces auteurs considèrent comme point de départ l'équation de conservation pour les particules [34] :

$$\frac{\delta C}{\delta t} + \text{div}(C \cdot \vec{U}_p) = 0 \quad (34)$$

Où $C = C(r, z)$ est la concentration des particules et \vec{U}_p le champ de vitesse des particules.

$$\vec{U}_p = \vec{U}_g + \vec{U}_E = \begin{cases} w + w_E \\ v \\ u \end{cases} \quad (35)$$

Où w, v et u sont les composantes de la vitesse du gaz en coordonnées cylindriques et w_E représente la composantes de la vitesse des particules chargées sous l'effet du champ électrique.

En développant l'équation (34) et en tenant compte du fait que $\text{div}\vec{U}_g = 0$ (fluide incompressible) on arrive à :

$$\frac{\delta C}{\delta t} + (w + w_E) \cdot \frac{1}{r} \frac{\delta(r \cdot C)}{\delta r} + u \cdot \frac{\delta C}{\delta z} + C \cdot \frac{1}{r} \frac{\delta(r \cdot w_E)}{\delta r} = 0 \quad (36)$$

En décomposant en valeurs moyennes et fluctuantes [37] : $u = \bar{u} + u'$, $w = \bar{w} + w'$ et $C = \bar{C} + C'$ et en prenant la moyenne temporelle de l'équation ci-dessus, on obtient :

$$\bar{u} \cdot \frac{\delta \bar{C}}{\delta z} + w_E \cdot \frac{1}{r} \frac{\delta(r \cdot \bar{C})}{\delta r} + \frac{\delta \overline{C' \cdot u'}}{\delta z} + \frac{1}{r} \frac{\delta(r \cdot \overline{C' \cdot w'})}{\delta r} + \bar{C} \cdot \frac{1}{r} \frac{\delta(r \cdot w_E)}{\delta r} = 0 \quad (37)$$

Les deux premiers termes représentent le transport des particules par convection et par migration tandis que les trois termes suivants représentent le transport par diffusion turbulente. Le dernier terme peut être négligé si le champ électrique n'est pas influencé par la charge d'espace créée par les particules chargées. On peut modéliser les termes de transport par diffusion à l'aide du concept de diffusivité turbulente :

$$\overline{C' \cdot u'} = -D_{tz} \cdot \frac{\delta \bar{C}}{\delta z}, \quad \overline{C' \cdot w'} = -D_{tr} \cdot \frac{\delta \bar{C}}{\delta r}, \quad (38)$$

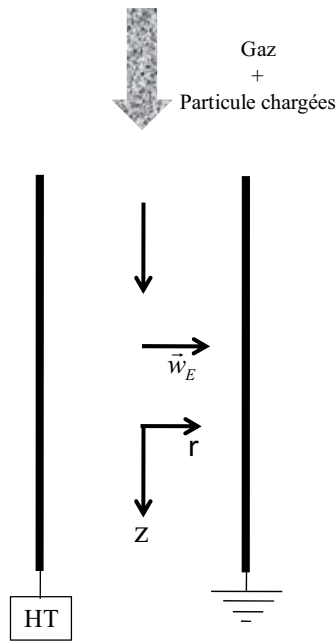


Figure 14 : représentation schématique du problème considéré par Leonard et al.

En supposant que la diffusivité turbulente est homogène et isotrope ($D_{tz} = D_{tr} = D_{t\theta} = D_t$), la diffusion se réduit au scalaire D_t , l'équation se réduit à la forme suivante :

$$\bar{u} \cdot \frac{\delta \bar{C}}{\delta z} + w_E \cdot \frac{\delta \bar{C}}{\delta r} - D_t \cdot \left[\frac{1}{r} \frac{\delta}{\delta r} \left(\frac{\delta(r \cdot \bar{C})}{\delta r} \right) + \frac{\delta^2 \bar{C}}{\delta z^2} \right] = 0 \quad (39)$$

Les deux premiers termes représentent le transport des particules par convection et migration tandis que le troisième terme représente le transport de particules associé à la diffusion turbulente.

En introduisant des variables adimensionnelles dans l'équation (39), il apparaît un terme important appelé nombre de Peclet électrique :

$$P_e = \frac{w_E \cdot d}{D_t} \quad (40)$$

qui mesure l'importance des forces électriques sur le transport des particules par rapport à l'entraînement dû à la turbulence (Figure 16). Ainsi, la théorie de Deutsch ($D_t = \infty$) correspond à $P_e = 0$ tandis que le cas laminaire correspond à $P_e = \infty$. L'efficacité de collecte

dépend à la fois de la vitesse de migration des particules et du coefficient de diffusivité turbulente.

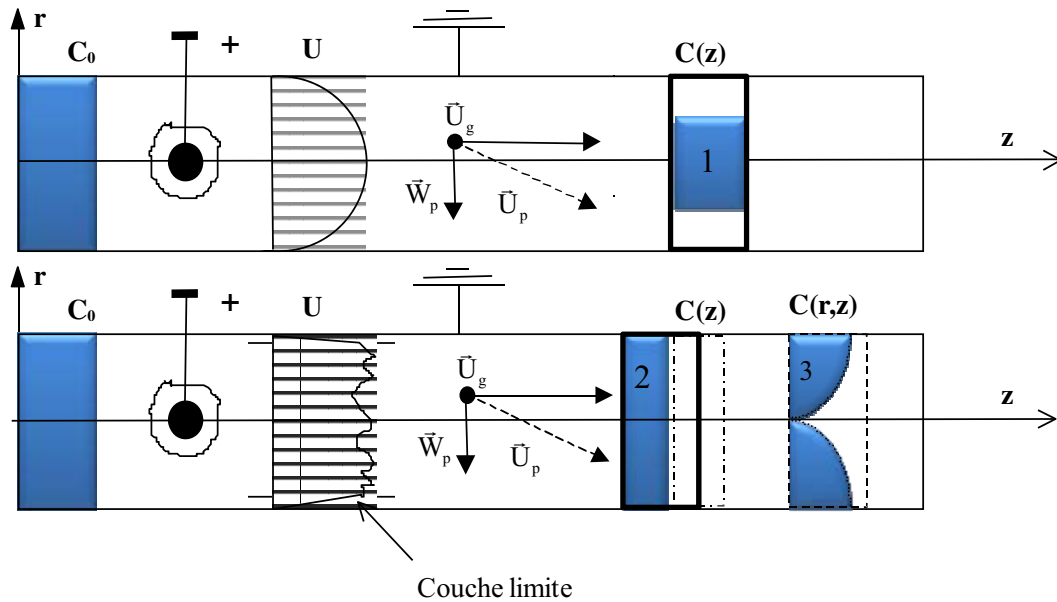


Figure 15 : Illustration des différents modèles mathématiques pour la théorie de précipitation
 1 : modèle laminaire - 2 : modèle de Deutsch – 3 : concept de diffusion turbulente

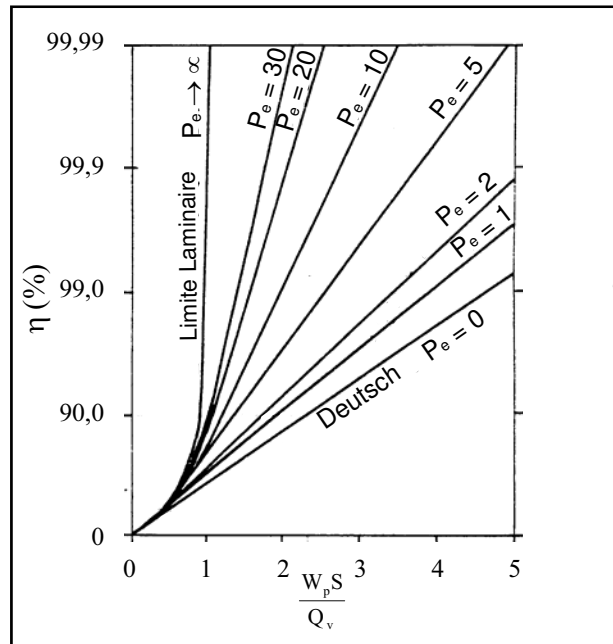


Figure 16 : Variation de l'efficacité en fonction du nombre de Péclet selon Leonard.

4.6. Paramètres influençant l'efficacité

Nous avons vu que l'efficacité dépendait de la vitesse de migration et de la charge de la particule ainsi que du caractère turbulent de l'écoulement (Figure 16). D'autres processus peuvent influencer l'efficacité rendant son dimensionnement très difficile. Parmi ces phénomènes, la contre émission, le réentraînement, la concentration des particules et la turbulence jouent un rôle prépondérant.

4.6.1. Contre émission

La contre-émission est un terme décrivant la décharge électrique locale sur une électrode normalement passive dans le système lorsque celle-ci est recouverte de poussières faiblement conductrices. Sous certaines conditions de tension et de courant, le dépôt isolant, se casse localement et un petit trou ou cratère se forme à partir duquel une décharge électrique apparaît. Celle-ci réduit le rendement de collecte en abaissant la tension de claquage et en produisant des ions de signe opposé à la décharge principale, qui diminue la charge des poussières. Si la particule est conductrice, il y a peu de perturbation. Lorsque la conductivité baisse, les ions créés par décharge couronne commencent à être gênés par la résistance de la couche. Ceci entraîne une augmentation de la tension à travers le dépôt et une baisse correspondante au sein du gaz ce qui entraîne une baisse du courant. Si la conductivité est encore réduite, la tension à travers la couche continue d'augmenter jusqu'à créer une décharge diélectrique dans le dépôt ce qui correspond à l'initiation de la contre-émission.

La chute de tension à travers la couche déposée suit la loi d'Ohm. Pour des résistivités des particules élevées ($> 10^{11} \text{ Ohm} \cdot \text{cm}$), il se produit une chute de tension de plusieurs kilovolts dès que l'épaisseur de la couche atteint quelques millimètres. Dans ce cas, il se peut que l'effet couronne ne démarre pas car la différence de potentiel n'est plus suffisante.

Pour des résistivités inférieures à 10^4 Ohm.cm , l'agglomération des particules sur l'électrode réceptrice est négligeable et celles-ci sont ré-entraînées par le courant gazeux.

Entre ces deux valeurs opératoires limites, plus la résistivité des particules est grande, plus l'électrofiltre est efficace.

4.6.2. Le réentraînement

Le réentraînement intervient lorsque les particules déposées sur l'électrode collectrice se déchargent rapidement et donc ne sont plus le siège de la force électrostatique. Elles se détachent donc de l'électrode et sont emportées par l'écoulement. Il est difficile de retenir les poussières de résistivité de 10^3 à 10^4 Ohm. cm . La résistivité peut être modifiée en jouant sur la température et l'humidité du gaz [38]. Ce phénomène de réenvol peut être aussi dû à la contre émission qui détériore la couche de particules déposée. De plus, il peut être provoqué par une mauvaise répartition de l'écoulement et notamment par les effets de la turbulence. En effet, les grandes fluctuations du champ de vitesses du gaz affectent la diffusion turbulente des particules de telle sorte que l'efficacité de l'ESP décroît.

4.6.3. Les effets électrohydrodynamiques

Le comportement des particules chargées dans un précipitateur électrostatique industriel est largement déterminé par le champ électrique ainsi que par l'écoulement principal et secondaire du gaz (vent ionique). De nombreuses investigations expérimentales sur l'origine de la turbulence et l'écoulement secondaire ont été réalisées. La turbulence est selon les auteurs, engendrée par différents phénomènes qui ont pour conséquence la modification de l'efficacité de l'ESP qui est fonction :

- Du profil de vitesse et de l'intensité de la turbulence.
- De l'intensité et de la distribution du champ électrique.
- De la taille et de la charge de la particule.
- Du caractère « non idéal » (rugosité des parois, inhomogénéité de la décharge couronne...).
- Du réentraînement des particules.
- Du vent ionique.

Il est généralement admis que la présence du vent ionique au sein des ESPs réduit leur efficacité de collection en augmentant le taux de turbulence et donc la diffusion qui lui est associée [32, 34, 39, 40].

Dans le cas d'un fil associé à une plaque, en l'absence d'un écoulement forcé, la force motrice induite par la décharge couronne donne naissance à deux tourbillons réguliers situés

symétriquement par rapport au fil et selon la même direction (axe vertical) [41]. Ils en ont donc conclu que l'écoulement résultant du vent ionique était laminaire.

Yamamoto [42] et *al.* ont observé que ces tourbillons (Figure 17) tendent à disparaître en aval du fil lorsque l'écoulement forcé intervient, en admettant que l'effet de la particule chargée est négligeable. Comme pour Leonard et *al.* [39], la superposition de l'écoulement secondaire, due à la décharge couronne et de l'écoulement principal du gaz, donne un écoulement non turbulent.

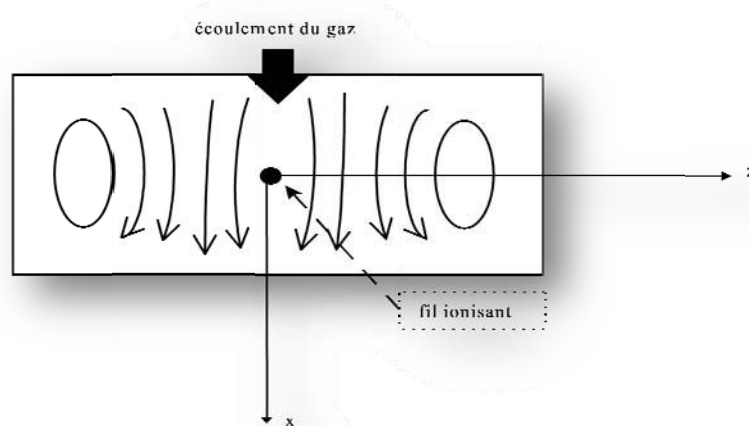


Figure 17 : *Écoulement secondaire observé par Yamamoto.*

Pour Yamamoto et Leonard, la turbulence n'est pas générée par le vent ionique mais par les effets « non idéaux ». Il est donc possible de réduire la turbulence et par conséquent d'augmenter l'efficacité d'un ESP en réduisant les irrégularités aérodynamiques.

Ceci est en accord avec Self et *al.* [36] qui ont admis que la turbulence présente dans un précipitateur, résulte uniquement de l'écoulement forcé associé à certains facteurs géométriques.

Yamamoto et Velkorff ont introduit un nombre adimensionnel caractérisant le rapport entre la force électrique et les forces inertielles agissant sur une particule de fluide. Ce nombre est appelé nombre électrohydrodynamique :

$$N_{EHD} = \frac{I}{\mu \cdot \rho_g \cdot U_g^2} \quad (41)$$

où I est le courant de la décharge par unité de longueur d'électrodes émissives.

Dans le cas limite $N_{EHD} = 0$, le flux gazeux n'est pas affecté par les effets EHD. Dans le cas où $N_{EHD} \rightarrow \infty$ le flux moyen, n'affecte pas les mouvements EHD.

Masuda [44] et *al.* ont visualisé dans un ESP à un étage en configuration fil-plaque, que la turbulence se développe le long du fil ionisant et occupe toute la section droite de l'ESP. Ils en ont conclu que cette turbulence est due au vent ionique.

En décharge négative, les travaux, de Leonard [34, 39] et Davidson [45] ont mis en évidence que la production de la turbulence était due à l'irrégularité de la décharge couronne.

Davidson [45] annonce que le niveau du élevé courant génère à la fois la turbulence principale et l'écoulement secondaire. Du point de vue théorique, en étudiant les équations de l'électrohydrodynamique, il est possible de constater que le comportement rotationnel, provoqué par la densité de courant, est la cause de la production des tourbillons de l'écoulement secondaire.

Les études de Flippen [46] sur la géométrie de l'électrode émissive donnent une idée du rôle que peut jouer l'électrode dans la production du vortex électrique.

Pour Shaugnessy [48], il y a production d'un vortex d'origine électrique lorsque les lignes de champ électrique ne sont pas normales, en tout lieu, aux lignes de champ de la densité de charge spatiale. Flippen [46] montre que c'est physiquement possible pour trois géométries d'électrodes polarisées positivement. Ces géométries sont des sphères et des cylindres concentriques ainsi que des plans parallèles. Pour toutes les autres géométries et les trois précédentes, une décharge non uniforme de la densité de courant provoque un comportement rotationnel. Pour réduire au minimum la turbulence et l'écoulement secondaire, Enliang [103] et Shaugnessy [48], préconisent d'optimiser la forme des électrodes pour délivrer le courant désiré afin de diminuer les perturbations sur l'écoulement.

Pour Atten et *al.* [106], c'est la différence de vitesses entre les ions et les particules chargées qui est responsable de la production de la turbulence.

En 2001, Khalij [50] a mené une étude expérimentale pour mieux comprendre les effets électrohydrodynamiques sur un électrofiltre de type fil-cylindre concentriques. Il a constaté que les structures électrohydrodynamique s'amplifient de manière considérable pour un faible nombre de Reynolds et s'effondrent pour les grands nombres de Reynolds.

5. Discussions & Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons traité les phénomènes physiques de la précipitation électrostatique, tels que la décharge couronne dans les gaz, la charge des particules dans un champ électrique avec ionisation et le transport des particules. De plus, les modèles de fonctionnement des électrofiltres ont été présentés et critiqués.

Dans le cadre de cette étude, nous allons étudier la faisabilité de l'électrofiltration pour l'épuration d'une atmosphère chargée en poussières de matériaux bois. Nous procéderons de la façon suivante :

- les poussières de matériaux bois issues essentielles par ponçage dans nos locaux vont être caractérisées et testées,
- un électrofiltre de type fil-cylindre concentriques, conçu et réalisé dans notre laboratoire, va être testé. Un ensemble de données expérimentales concernant le fonctionnement électrique et les performances de filtration sera alors à notre disposition.
- Un modèle numérique pour prédire l'efficacité de filtration et les paramètres électriques et aérauliques locaux, va être développé et éprouvé avec les mesures expérimentales et les données de la littérature.

Le chapitre suivant présente les moyens expérimentaux mis en œuvre pour réaliser les objectifs de cette étude. Ainsi, l'installation expérimentale, les techniques et les moyens de mesures seront détaillés.

CHAPITRE II : INSTALLATION EXPERIMENTALE & MODE OPERATOIRE

1. Le banc d'étude expérimental

Dans ce chapitre, nous présentons le banc expérimental qui nous a permis de caractériser un électrofiltre cylindrique de type Cottrell. Ce précipitateur électrostatique (ESP), comme nous l'avons indiqué, sert au traitement des ambiances chargées en poussières de matériau bois (usine de seconde transformation de bois, scieries....).

La conception de la boucle d'essai est basée sur les normes AFNOR [56, 57, 58, 59, 60]. Ces normes précisent les conditions à respecter pour la conception de la veine d'essai d'évaluation de performance des filtres. Elles préconisent notamment les méthodes d'ensemencement, d'échantillonnage et les longueurs d'établissement à respecter.

Notre choix porte sur une boucle d'essai en « surpression » avec un encrassement contrôlé. La surpression permet en plus du contrôle, de pallier les éventuels problèmes d'étanchéité et donc de limiter l'entrée d'aérosols atmosphériques non désirables dans la veine. L'encrassement de l'air injecté dans le filtre est ainsi mieux contrôlé. L'encrassement contrôlé indique que le niveau de concentration des aérosols atmosphériques contenus dans l'air est très nettement inférieur aux concentrations de particules injectées dans la veine (Tableau).

dp (μm)	0,3-0,4	0,4-0,5	0,5-0,65	0,65-0,8	0,8-1	1-1,6	1,6-2	2-3	3-4	Total
Nombre de particules (%)	1,9	0,26	0,027	0,01	0,01	0,012	0,006	0,006	0	1,15

Tableau 3 : Proportion des particules indésirables par rapport à la proportion des particules injectées.

Le banc expérimental est doté de différents dispositifs et appareils permettant de modifier certains paramètres de fonctionnement du filtre, ainsi que de mesurer les principales grandeurs caractéristiques.

Ce banc est constitué de trois parties principales :

- un circuit d'air principal,
- un circuit secondaire : mélange air-particules,
- le précipitateur électrostatique.

Les caractéristiques générales du banc expérimental sont présentées dans le tableau 4, et le schéma global de la veine d'essai est présenté dans la Figure 18. Les détails de diverses composantes sont développés dans les paragraphes qui suivent.

Circuit	Fluides	Débit (m^3/h)	Température ($^{\circ}C$)	Pression (bar)
Air principal	Air atmosphérique	135	Ambiante	1 (veine d'essai)
Air secondaire (injection de particules)	Air comprimé	20	Ambiante	3 (niveau injection)

Tableau 4 : Caractéristiques générales du banc expérimental.

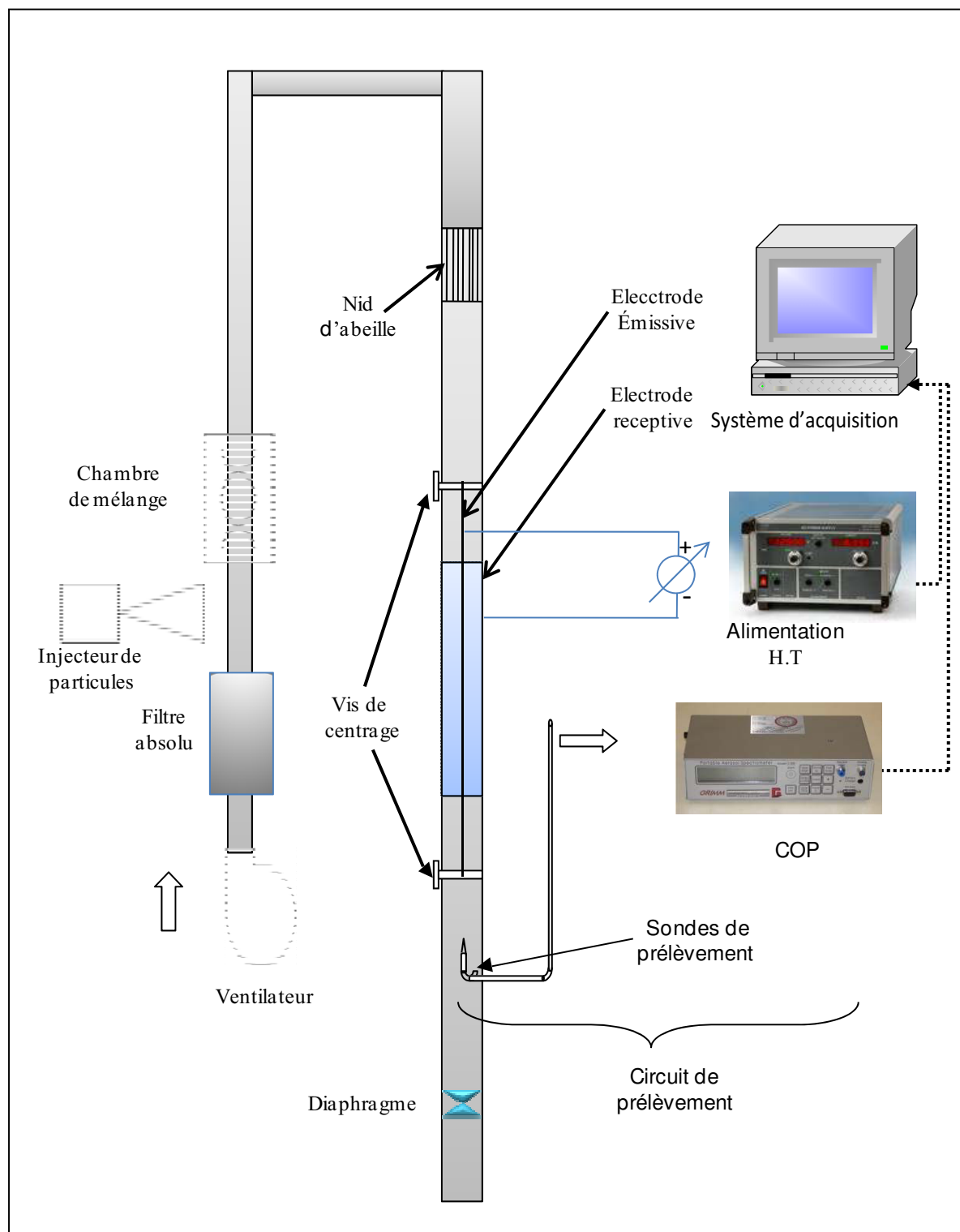


Figure 18 : Schématisation du banc expérimental.

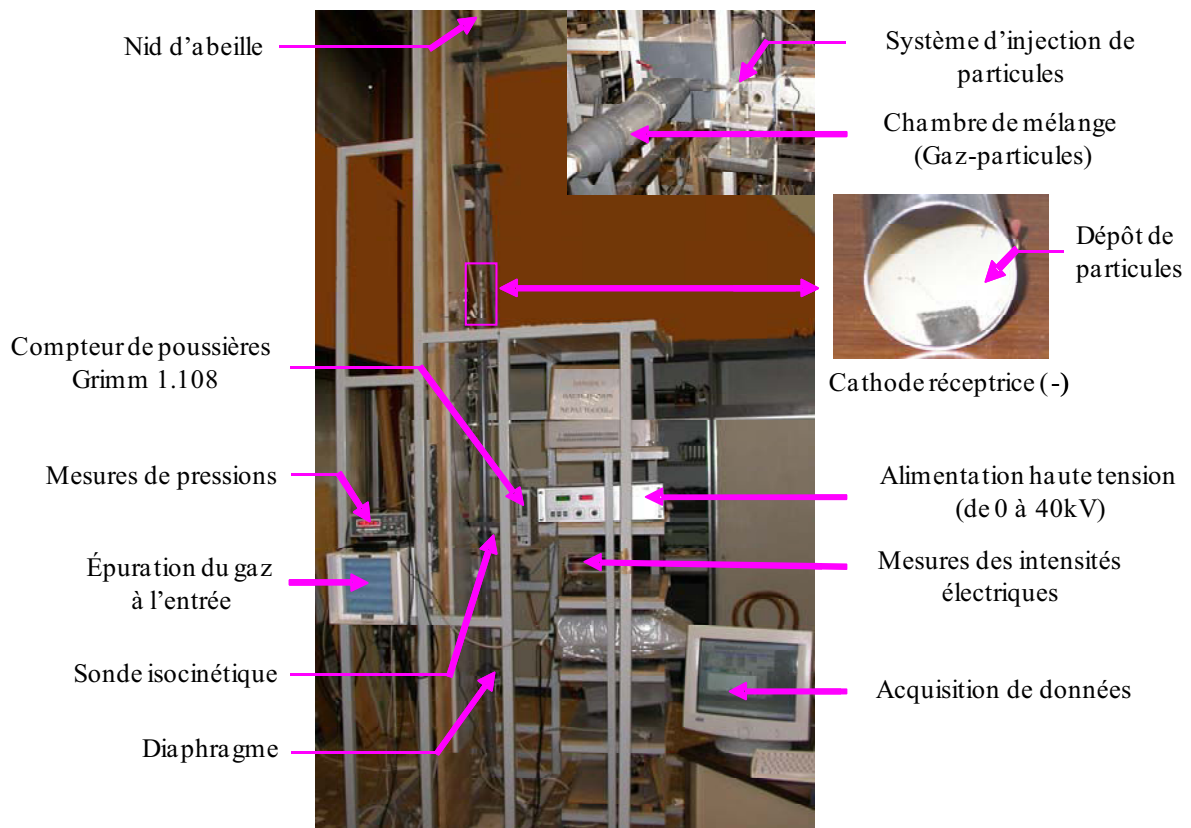


Figure 19 : Photo du banc expérimental

1.1. Le circuit d'air principal

Le circuit d'air (Figure 18 & 19) est composé d'un ventilateur aspirant l'air ambiant et le refoulant vers la veine d'essai avec un débit maximum de $135 \text{ m}^3/\text{h}$. L'air traverse un filtre à haute capacité de filtration (filtre absolu) de la société Air-Filtre. Ce filtre a une efficacité supérieure à 99,99% au DOP. A la sortie du filtre, l'air est chargé en particules de bois par apport d'un flux d'air contenant des poussières de bois. Une chambre de tranquillisation permet de laisser décanter les particules trop grosses pour être entraînées. A la sortie de la chambre, l'air pénètre dans un tube de 5 m de longueur et de 34 mm de diamètre intérieur qui le conduit au travers d'un nid d'abeille de façon à éliminer toutes turbulences. A la sortie un tube de 40 mm prépare et régularise l'écoulement avant son entrée dans l'ESP proprement dit. En aval de l'électrofiltre, loin de toute perturbation hydraulique et dans une zone dans laquelle la concentration en particules a eu le temps de s'homogénéiser, nous avons placé une sonde de prélèvement, destinée à alimenter le système de prélèvement en poussières.

Un diaphragme, disposé en sortie de l'installation, permet de contrôler le débit dont La mesure est obtenue via les mesures des pressions aux bornes du diaphragme. Ce débitmètre est conçu pour permettre des mesures de débit dans la plage désirée c'est-à-dire –

1.2. Le circuit secondaire : mélange air-particules

Un apport d'air issu d'un compresseur MSC2, commercialisé par la société MAUGIERE[®], fournit l'air comprimé pour l'injection des aérosols de poussières de bois. Cet air est pré-filtré puis séché par un module CD7 de ATLAS COPO[®], constitué de matériaux granulaires très poreux et desséchants. A la sortie du sécheur, les particules résiduelles sont éliminées par un filtre absolu ayant une efficacité de 99,99% avec le test DOP (Dioctyl Phthalate) à $0,3 \mu m$. Le taux de particules de l'aérosol d'huile, rejeté par le compresseur, est indétectable par nos appareils de mesures.

La pression d'injection couvre une gamme de $0 - 5 \text{ bars}$. Le débit est mesuré par un débitmètre à flotteur (Figure 20).

Figure 20

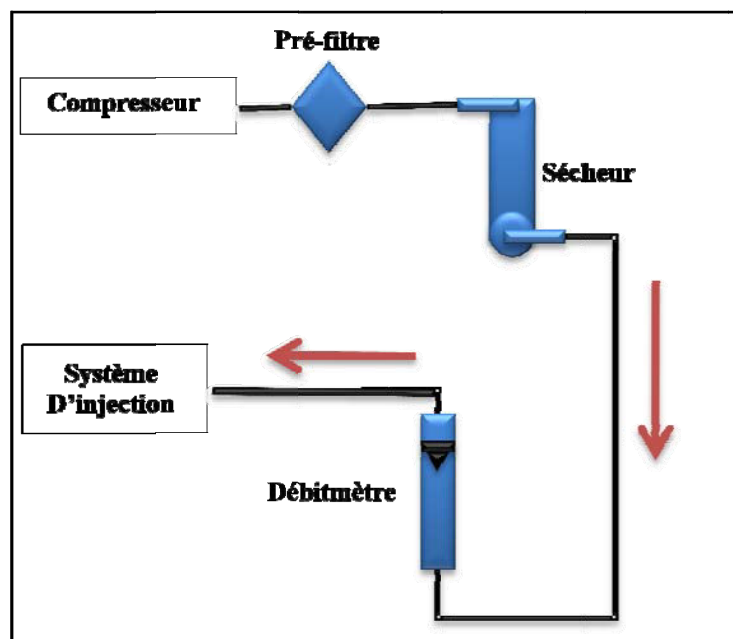


Figure 20 : Schéma du circuit secondaire (air comprimé).

1.3. Système d'injection

Pour injecter les poussières de matériau bois, nous avons réalisé un système d'ensemencement similaire à celui utilisé pour l'ensemencement de poudres (Figure 21). L'injecteur est composé d'un cylindre, dans lequel se trouvent les particules de bois, fermé par un piston poussé par un système de vis sans fin à une vitesse constante et continue de $1 \text{ tour}/10 \text{ min}$. Cette vitesse a été choisie pour assurer une concentration en particules compatible avec nos appareils de mesure (environ $0,12 \text{ mg/litre}$). Un balai en rotation rapide à l'extrémité ouverte du cylindre permet de casser les agglomérats des particules. Ensuite, ces particules sont entraînées par l'air comprimé, et mélangées avec l'air principal.

L'injection des particules se fait à 5 m de la zone de prélèvement pour obtenir une concentration homogène sur la section et disposer d'un échantillon représentatif.

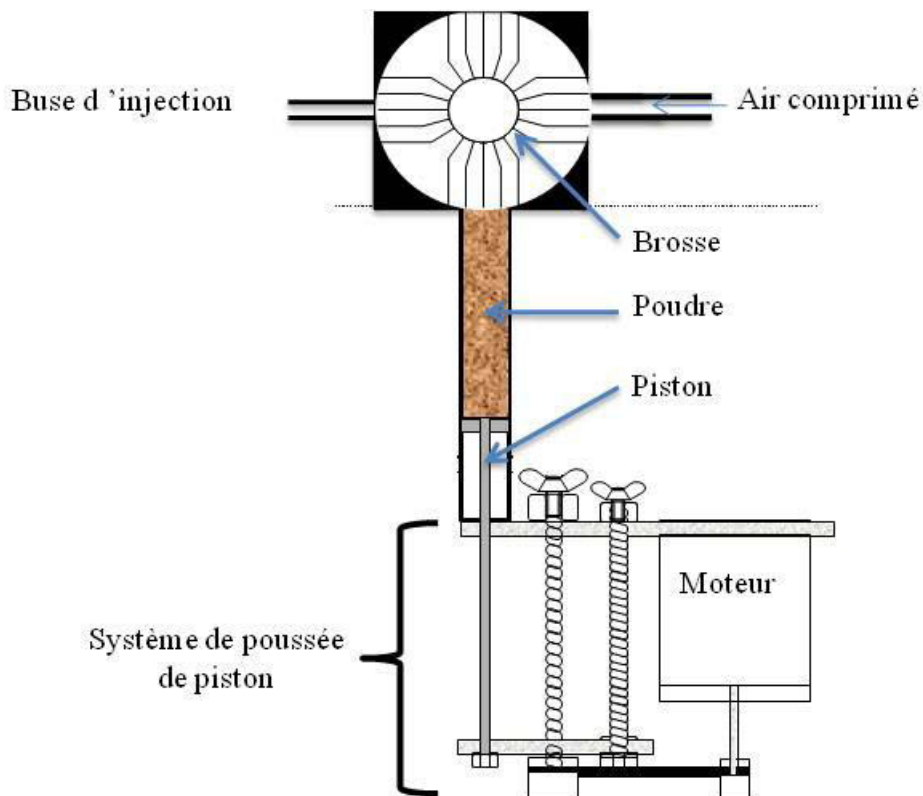


Figure 21 : Système d'injection par entraînement.

1.4. Particules utilisées

Dans ce travail, nous avons utilisé plusieurs types de particules de matériaux bois à savoir :

- Le bois reconstitué : MDF (Medium Density Fiberboard),
- Le bois traité thermiquement : peuplier et chêne,
- Bois massif : chêne, hêtre et sapin.

Nous avons deux sources différentes de particules : les particules issues de l'usinage dans les ateliers de l'ENSTIB et des particules de ponçage obtenues par nos soins dans nos locaux (LERMAB).

Les particules issues de l'ENSTIB sont récupérées après divers usinages telles que sciage, ponçage et corroyage. Elles représentent ce qu'une usine de seconde transformation du bois produirait comme poussières. Ces dernières sont récupérées par le système de ventilation de l'outil, au niveau du filtre à médium des poussières. La granulométrie de ces particules varie de 0,3 μm à quelques millimètres. Pour obtenir la répartition massique des particules de matériaux bois, nous avons utilisé un tamiseur mécanique avec différentes tailles de tamis, à savoir : 2 mm, 1mm et 0,4 mm

De cette manière, nous obtenons quatre classes de particules : une inférieure à 400 microns, une comprise entre 400 microns et 1 mm, une comprise entre 1 et 2 mm et une dernière pour les particules supérieures à 2 mm. Seuls les résultats concernant le ponçage sont exposés ici (Figure 22). Les autres opérations de transformation, elles sont présentées dans l'annexe A.

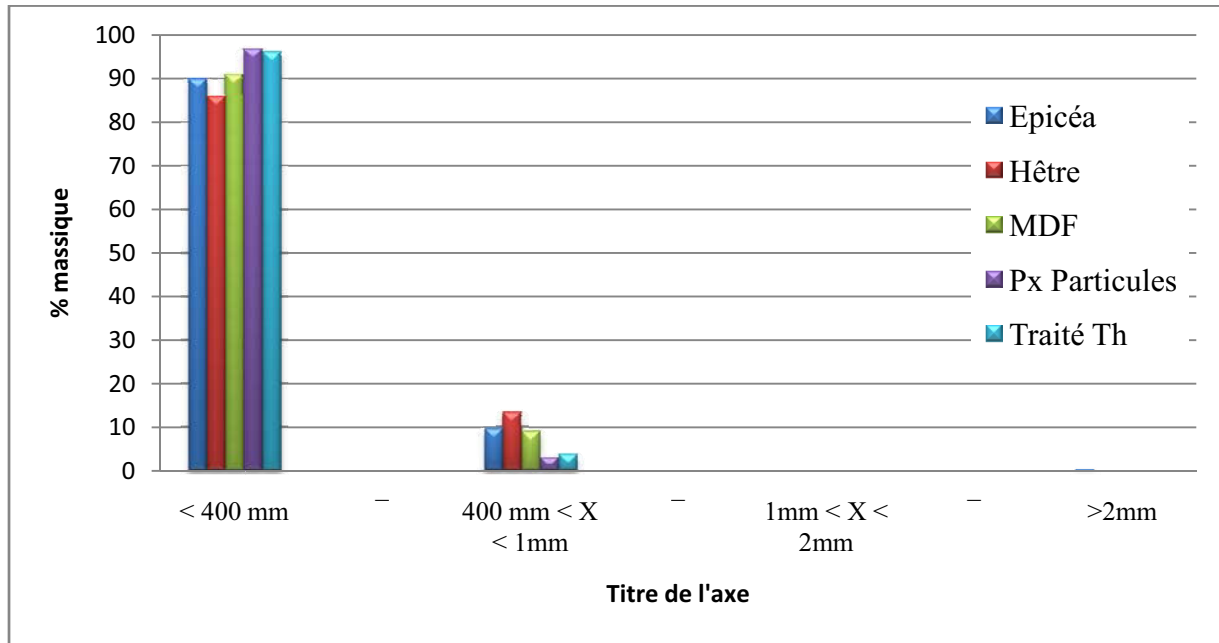


Figure 22 : Répartition massique pour différents matériaux bois lors de l'opération de ponçage

Selon la figure 22, le ponçage génère 90% des particules qui sont inférieures à 400 microns et qu'il y a peu de différence entre les différents matériaux bois.

La majorité des particules produites présentent un danger pour l'homme, d'où l'importance d'un système de filtration performant pour ce type d'opération de transformation.

Afin d'isoler les particules, compatibles avec notre électrofiltre et séparer les particules qui sont dangereuses pour les voies respiratoires humaines dites inhalables dont le diamètre aérodynamique est inférieur à 100 μm , nous avons tamisé à nouveau la fraction des particules obtenues dont la taille est inférieure à 400 μm . Les tailles de tamis sont alors : 20 μm , 50 μm et 100 μm . De cette façon on a obtenu une distribution de quatre classes granulométriques (Figure 23).

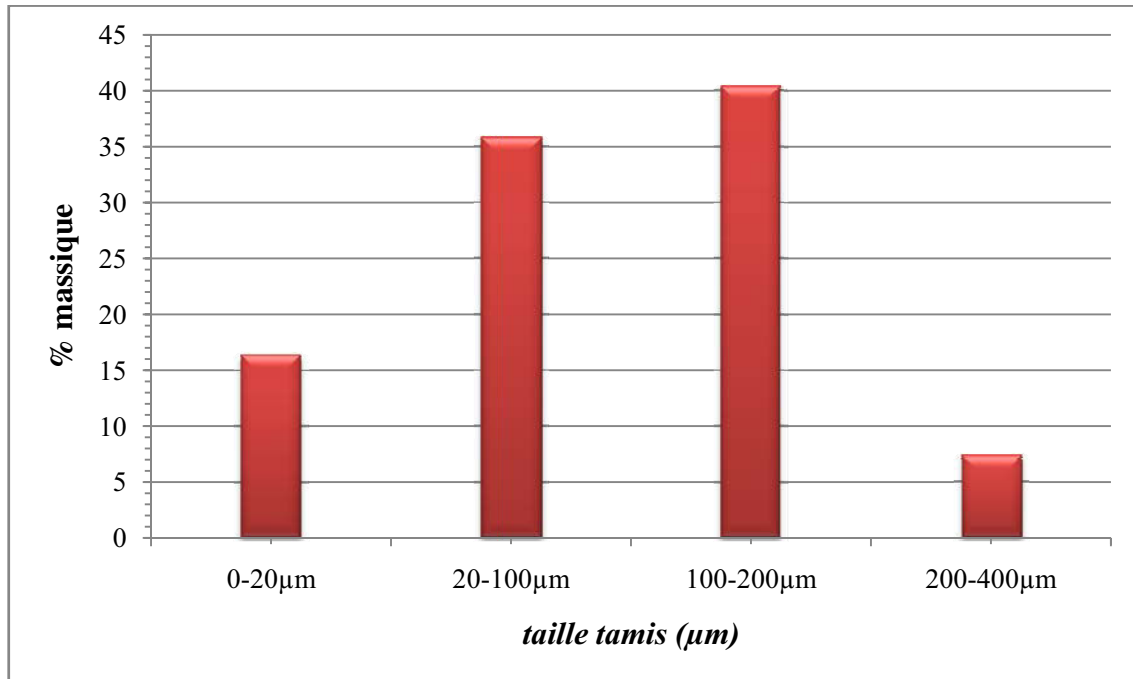


Figure 23 : Répartition massique pour le Hêtre lors de l'opération de ponçage (ENSTIB)

Pour améliorer le rendement de production de particules, nous avons décidé de traiter nous même à la ponceuse des morceaux de matériaux bois. Ce choix s'impose à d'autres méthodes d'usinage, comme le corroyage ou le sciage de bois, car le ponçage génère plus de particules fines. Le ponçage, du fait de la configuration des grains de ponçage, ne produit pas de copeaux mais de la poussière fine facilement inhalable par les opérateurs [62].

Les bois massifs ou planches ont été poncés avec une ponceuse de la Marque SCHEPPACH HM-2600, munie d'une bande abrasive présentant 120 grains/pouces². Les particules sont récoltées dans le filtre d'aération de la machine. Après récolte, elles sont ensuite tamisées de façon à isoler les deux tranches granulométriques 0-20 μm et 20-100 μm , le rendement en masse est alors de 85% à 90%. La Figure 24, montre que plus de 84 % de la masse de poussières récupérées correspond à la tranche granulométrique 0 - 20 μm . ceci corrobore le fait que le ponçage est l'opération qui génère le plus de fines particules. Donc ce processus de transformation du matériau bois présente un risque pour la santé des personnes exposées.

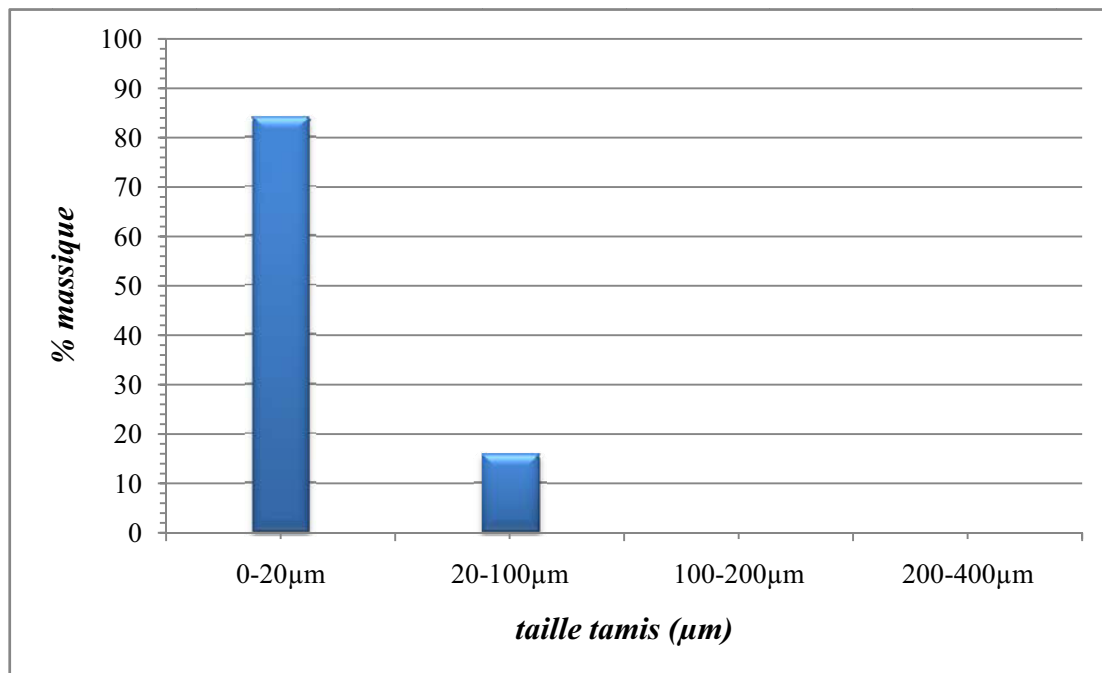


Figure 24 : Répartition massique pour le Hêtre lors de l'opération de ponçage (LERMAB)

1.5. Le précipitateur électrostatique (ESP)

Le précipitateur est de type Cottrell. L'électrode collectrice est un tube en inox de $\phi = 100$ mm de diamètre intérieur qui constitue l'armature externe de l'électrofiltre. Sa longueur définit la longueur de l'ESP, elle varie entre 19 et 1020 mm. L'acier inoxydable est choisi pour ses qualités de conducteur électrique, sa faible rugosité, sa résistance à la corrosion et son faible effet triboélectrique. Cette propriété permet de limiter les dépôts. L'électrode émissive est constituée d'un fil en acier inoxydable (AISI 204L). On a trois diamètres différents de fil : 0,15 ; 0,3 et 0,5 mm. Le centrage des électrodes l'une par rapport à l'autre est effectué à l'aide de deux vis. La première se situe, en amont de la zone d'entrée à une distance de 10 fois le diamètre de la conduite [61] de façon à laisser l'écoulement reprendre sa structure. La seconde se trouve en aval de la zone de sortie à 10 fois le diamètre de la veine [61] de façon à ne pas perturber l'écoulement dans la zone de filtration. Il convient de veiller au vieillissement du fil afin d'assurer un état de surface avec un minimum de défauts [61] qui pourrait perturber localement le champ électrostatique.

Le précipitateur est alimenté par une alimentation haute tension de la marque FÜG. Elle délivre une tension à polarité réversible (positive ou négative) de 10 kV pour un courant maximum de 6 mA et avec une stabilité de $\pm 1\%$.

Les tensions de travail choisies sont 0 – 7,5 – 8,5 – 9,5 – 10,5 et 11 kV. Nous nous sommes limités à 12 kV avec notre géométrie, en raison de l'apparition possible d'un arc électrique à cette tension.

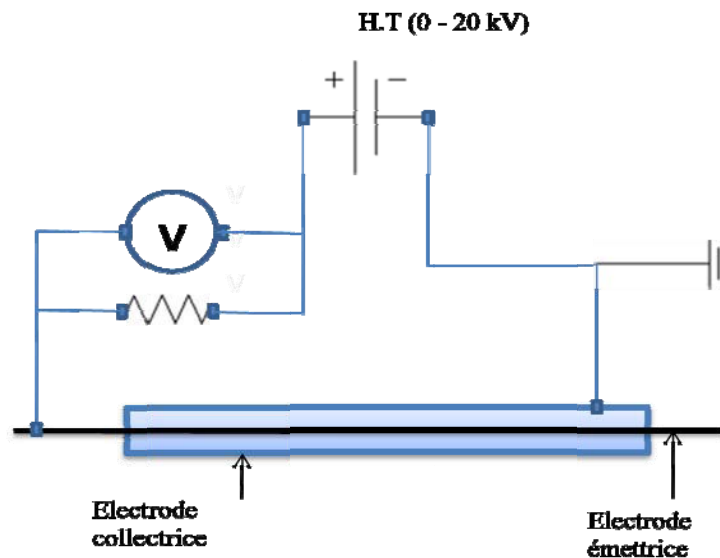


Figure 25 : Circuit électrique.

1.6. Le compteur optique

La mesure de l'évolution de la concentration en particules à la sortie de l'électrofiltre a été faite par comptage optique des particules. Le compteur de poussières utilisé est celui commercialisé par la société Grimm Technologies Inc. (Figure 26) ; il est basé sur la diffusion de la lumière. Une pompe interne prélève l'air de la veine d'essai avec un débit constant de $1,2 \text{ l/min}$. A l'entrée de la cellule optique de mesure, une buse contraint l'écoulement à passer une section où il est traversé perpendiculairement par un faisceau laser. Chaque particule qui passe diffuse une certaine quantité de lumière; l'intensité de la lumière diffusée, qui pour un même matériau ne dépend que de la taille des particules, est mesurée par une photodiode. Ainsi chaque signal est mesuré puis classifié dans un des quinze canaux correspondant aux tailles $0,3 - 0,4 - 0,5 - 0,65 - 0,8 - 1 - 1,6 - 2 - 3 - 4 - 5 - 7,5 - 10 - 15 - 20 \mu\text{m}$; Le nombre de particules comptabilisées est alors divisé par le volume d'air prélevé. Le résultat donné est donc une concentration en particules. La gamme de concentration mesurable s'étend de 1 à $2 \cdot 10^6 \text{ part/l}$. La sensibilité du compteur est de 1 part/l et sa reproductibilité certifiée à plus ou moins 2%.



Figure 26 : compteur optique type GRIMM 1.108

1.7. La sonde de prélèvement

Le prélèvement d'air chargé en poussières est effectué en aval du filtre étudié au moyen d'une sonde placée dans l'écoulement. Un échantillon représentatif d'air est acheminé par cette sonde vers le compteur de poussières.

La position de la sonde est déterminée pour que la concentration et le spectre granulométrique des particules prélevées soient identiques à la moyenne obtenue sur une section de l'écoulement.

La condition d'isocinétisme est nécessaire pour obtenir un échantillonnage représentatif. La vitesse de prélèvement dans la sonde doit donc être égale à la vitesse moyenne de l'écoulement.

La sonde que nous avons utilisée est celle dite à bords minces (Figure 27) préconisée dans la norme NFX44-052 [56]. Nous les avons réalisées à partir de tubes Inox de 3 mm de diamètre intérieur, de 4 mm de diamètre extérieur, de longueur 30 cm et de hauteur $h = 10$ cm. La vitesse d'entrée d'air dans la sonde est de $4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ce qui correspond à la vitesse débitante dans la veine, (débit de $14 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ et nombre de Reynolds de 9000). Ce débit a été choisi comme le débit nominal du filtre. Un débit inférieur supposerait que la sonde considérée est plus grosse, ce qui risque de perturber l'écoulement. De plus, pour des vitesses supérieures à $5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, les conditions d'écoulement sont généralement mauvaises [62]. Une valeur plus importante du débit augmenterait de manière significative la turbulence et donc les

fluctuations de vitesses ce qui se ressentirait sur l'isocinétisme. L'efficacité est donc évaluée pour ce débit nominal.

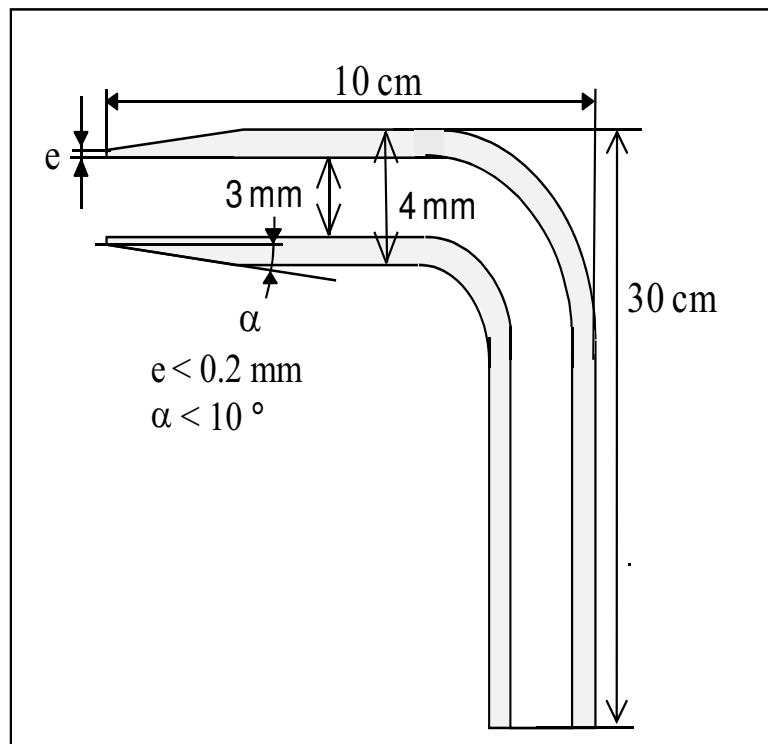


Figure 27 : Sonde isocinétique à bords minces.

2. Mode opératoire

Les mesures expérimentales effectuées dans notre laboratoire consistent d'une part à mesurer les efficacités de filtration pour différents types de poussières de matériau bois en faisant varier plusieurs paramètres et d'autre part à mesurer les paramètres électriques de l'électrofiltre.

Avant chaque expérience l'appareil est totalement nettoyé au moyen d'une soufflette à air comprimé propre. La propreté est mesurée en faisant des mesures de la concentration en poussières résiduelles avec notre compteur de poussières (tableau 5).

Diamètres des particules (µm)	0,3-0,4	0,4-0,5	0,5-0,65	0,65-0,8	0,8-1	1-1,6	1,6-2	2-3	3-4
Concentration en particules (part/litre) atmosphériques dans la veine sans le filtre absolu	13121	1363	795	449	509	420	194	388	273
Concentration en particules (part/litre) présentes dans la veine après le nettoyage et en présence du filtre absolu	646	20	2	0,46	0,39	0,23	0,05	0,05	0

Tableau 5 : concentration en particules dans la veine d'essai.

2.1. Mesure d'efficacité

Le réglage du débit est alors vérifié par mesure de la différence de pression régnant de part et d'autre du diaphragme.

Une vérification rapide en deux points de la courbe « courant – tension » indique l'état de fatigue de l'électrode centrale. Si les points obtenus diffèrent de plus de 5% de la courbe obtenue avec un fil neuf alors nous le changeons.

Le système d'alimentation en poussières est alors chargé en prenant les précautions pour que le remplissage du cylindre soit homogène sur toute sa longueur. Ceci garanti une teneur très constante en poussières durant toute la durée de l'ensemencement soit environ 80 min.

Ces vérifications effectuées nous pouvons commencer l'essai :

- L'air alimente l'installation, nous relevons la pression atmosphérique et la température du jour.
- Le système d'injection de particules est mis en mouvement.
- Nous attendons que l'ensemencement en particules devienne régulier, soit environ 10 à 15 minutes (Figure 27)
- Nous mesurons la concentration fractionnaire en poussières sans champ, ceci nous donne la concentration amont
- Nous mettons le champ électrique à une des tensions désirées

- Nous opérons la mesure de la concentration en poussières, qui nous donne la valeur de la concentration à l'aval,
- la valeur du courant électrique.
- L'alimentation haute tension est arrêtée, ceci nous permet de vérifier que la concentration de poussières ne change pas dans de grandes proportions (5%)
- Nous remettons la tension électrique à une autre valeur et nous recommençons la prise de mesures aval
- Nous réitérons la procédure 2 à 3 fois tant qu'il reste suffisamment de poussières dans le piston pour assurer un ensemencement constant
- L'appareil est alors mis hors tension.
- Les résultats se présentent sous la forme d'un tableau contenant les conditions du jour (température, pression), les concentrations de chaque tranche granulométriques en fonction du temps et les valeurs des courants et tensions utilisées.
- A partir des résultats expérimentaux, nous calculons l'efficacité fractionnaire η_f de collection, chaque classe de taille est caractérisée par un diamètre moyen d_p . par exemple, pour la classe i , l'efficacité de collection est définie par la relation (42). Cette efficacité est donc un résultat donné en pourcentage (%) pour une tranche donnée.

$$\eta_f^i = 1 - \frac{C_{cs}(d_p^i)}{C_{ca}(d_p^i)} \quad (42)$$

2.2. Mesure du courant

Les mesures de la valeur du courant de la décharge s'effectuent au niveau de l'électrode extérieure par un multimètre Keithley 2000. Cet appareil est utilisé comme voltmètre. Dans ce cas il est capable de mesurer des tensions allant de 1 μV à 1000 V. Une résistance électrique variable de 1 $k\Omega$ à 11 $M\Omega$, est montée en parallèle sur le multimètre Keithley (Figure 25). Par l'application de la loi d'ohm on obtient les valeurs du courant. Pour obtenir la courbe caractéristique courant-tension pour l'électrofiltre, on procède comme suit : nous appliquons

au fil un potentiel électrique continu positif, nous mesurons ainsi le courant électrique moyen collecté au niveau du cylindre.

Nous augmentons progressivement la tension électrique sur le fil et mesurons le courant électrique sur le cylindre. Nous opérons de la même façon jusqu'à une tension électrique proche de celle du claquage. Nous obtenons ainsi un ensemble de points tension-courant (Figure 29).

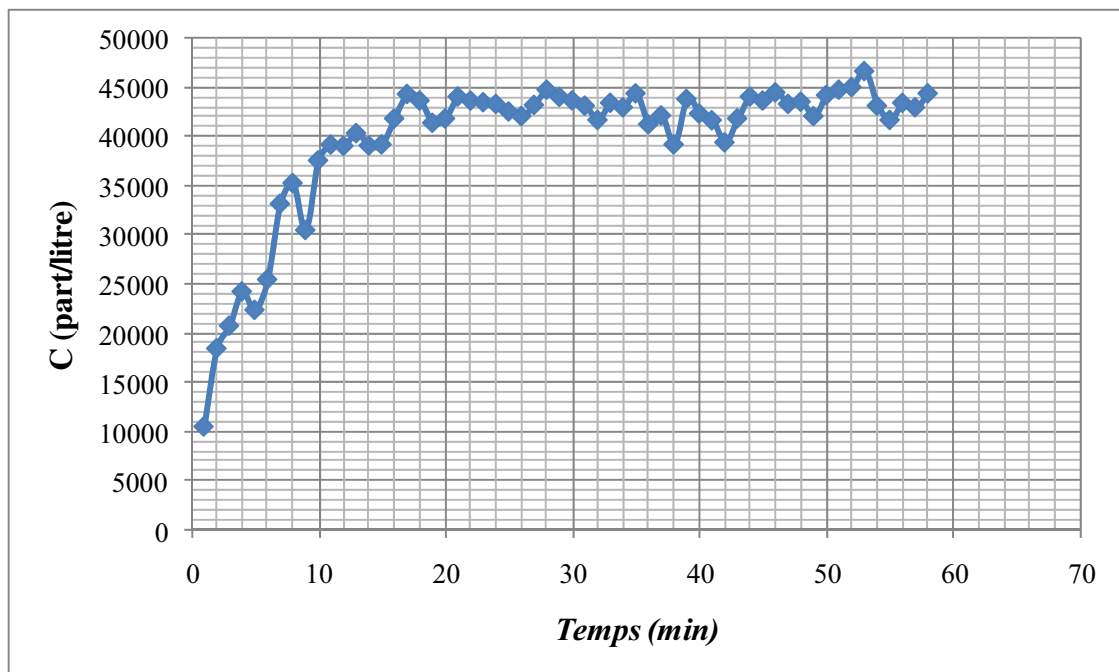


Figure 28: L'évolution de la concentration en particules à l'aval de l'électrofiltre en fonction du temps.

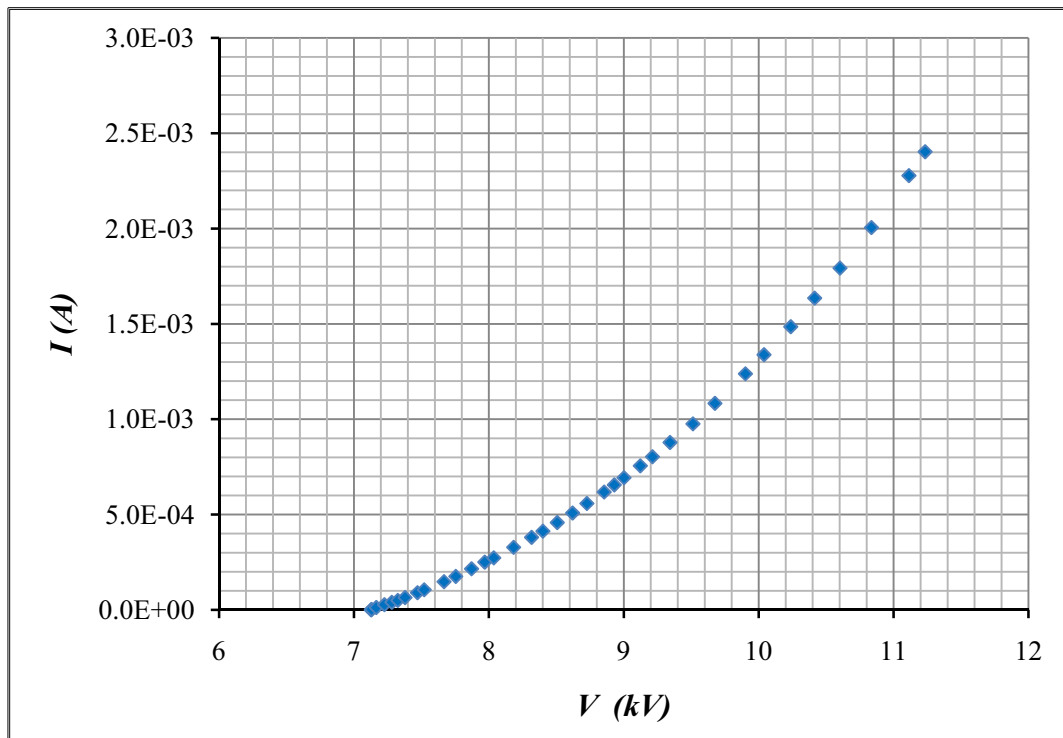


Figure 29 : Caractéristique courant-tension du précipitateur en absence de particules (mesures expérimentales).

3. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les moyens expérimentaux mis en œuvre lors de ce travail. Ainsi, le ban expérimental, destiné à l'étude de l'électrofiltration des atmosphères chargées en particules de matériau bois, a été décrit. Puis les moyens et les méthodes pour la caractérisation de particules et l'efficacité de filtration ont été présentés.

Le chapitre suivant traite de la modélisation et des programmes de simulation mis en œuvre lors de ce travail. Ils constitueront des outils complémentaires aux moyens expérimentaux en vue de l'étude du fonctionnement et de l'optimisation d'électrofiltre de dimensions variables.

CHAPITRE III : MODELISATION NUMERIQUE

1. Introduction

Le second objectif de ce travail est le développement d'un code de calcul pour décrire le fonctionnement et de calculer l'efficacité de collection de l'électrofiltre. Nous nous sommes attachés à la modélisation d'un électrofiltre de configuration fil-cylindre dans une atmosphère faiblement chargée en particules de matériau bois. Cela permet de négliger l'influence de la densité de charge particulaire sur la répartition du champ électrique dans l'espace inter-électrode. Dans ce travail, nous modélisons la dispersion du polluant par une approche eulérienne basée sur l'équation de convection-diffusion.

Dans la littérature, l'équation de convection-diffusion (CD) est utilisée avec différents types de considérations concernant le profil de vitesse du gaz, le coefficient de diffusion turbulent D_T , le calcul la vitesse de migration et la définition des conditions aux limites à la paroi. Llewelyn [65] et Cooperman [96] étudient l'effet d'un coefficient de diffusion fini avec une solution analytique de l'équation de CD en 2 dimensions (2D). Dans le but de simplifier mathématiquement leur Modèles, ils utilisent un profil de vitesse uniforme et un coefficient de diffusion turbulent constant. Leonard [39] utilise un champ électrique moyen pour calculer la vitesse de migration et propose de prendre un gradient de concentration nul comme condition aux limites à l'électrode de collecte. Riehle [97] prend en compte dans sa simulation le champ électrique local et un coefficient de diffusion turbulent uniforme.

Plus récemment, Park [105] modélise le transport des particules dans un électrofiltre, il utilise l'équation de convection-diffusion avec un profil de vitesse turbulent et un coefficient de diffusion turbulent qui varie linéairement près de la paroi et qui tend vers une constante au cœur de l'écoulement. Pour la condition aux limites à la paroi de collection, Park impose une concentration nulle.

Dans le présent travail, nous proposons une direction différente. Elle consiste à coupler le modèle de convection-diffusion aux équations de Navier-Stokes moyennées (RANS) pour prendre en compte un coefficient de diffusion turbulent local qui dépend de la taille des particules. Dans ce modèle la charge des particules est calculer avec le model de Cochet avec la prise en compte du champ électrique local.

Le choix du modèle de convection-diffusion se justifie par certaines hypothèses à savoir que les particules se comportent comme un scalaire passif, c'est-à-dire que leur influence sur l'écoulement est négligeable.

Le choix du modèle de charge de cochet [20] est motivé par le fait que ce modèle tient en compte de l'effet de la charge par diffusion, d'une manière indirecte, et de la charge par champ. Il offre une bonne corrélation avec les résultats expérimentaux pour les particules dont la taille est supérieure à $0,3 \mu m$ [20]. En plus, il est simple d'utilisation, il ne nécessite aucune résolution numérique très coûteuse en temps de calcul comme les modèles numériques de Fjeld & McDonald [23] et Smith & McDonald [22].

2. Travaux antérieurs

Il existe deux modèles fondamentaux très connus dans la littérature pour estimer le rendement des électrofiltres. Le modèle laminaire et le modèle de Deutsch [25]. Tout les deux considère que les particules sont transportées avec une vitesse uniforme qui la même que celle du fluide. Mais ils se posent dans la modélisation de la dispersion des particules. Dans le model laminaire la dispersion turbulente est négligé. Alors que le model de Deutsch considère que la concentration des particules est uniforme dans la section transversale et néglige la dispersion axiale. Quelques années plus tard, Mc donald [64] complexifie le modèle de Deutsch en introduisant l'équation de Poisson discrétisée par un schéma aux différences finies. La prise en compte des charges spatiales est effectuée par Yamamoto et Velkoff [42] qui résolvent les équations de l'électrohydrodynamique par la méthode des différences finies. Ce modèle permet de déterminer les caractéristiques de l'écoulement dans un ESP fil-plaque.

Mosley et Mc donald [67] développent un modèle décrivant le processus de l'électrofiltre qui prend en compte l'effet de la charge d'espace due aux particules. Afin de déterminer la répartition du champ électrique dans un électroprécipitateur, une résolution numérique des équations de Maxwell par la méthode des éléments finis a été proposée par Cristina [72]. Ce code ne tient pas compte des particules chargées.

En 1994, Schwab et Johnson [73] présentent un code de calcul qui permet d'évaluer les caractéristiques de l'écoulement à l'intérieur d'un ESP. Pour mesurer la résistivité des poussières dans un ESP, Shuit [74] développe un code qui utilise les données d'ensemble des

ESP. Le modèle numérique de Lawless et Altman [75] prend en compte le réentraînement, le choc entre particules et l'effet de la contre-émission.

Lami et al. [76] proposent un algorithme qui calcule la distribution de courant de la décharge couronne en régime établi. Cet algorithme est un bon outil pour la prédiction et la comparaison des performances en termes de courant et de distribution du champ électrique des différents ESP. Il peut être également utilisé pour l'optimisation des paramètres géométriques. Khare et Sinha [77] développent un code numérique qui permet de simuler l'écoulement des poussières sous une décharge couronne positive. Il peut tenir compte de différents phénomènes physiques pour un électroprécipitateur à double étage tel que la densité de charge ionique, la charge des particules et leur entraînement dû à la combinaison du champ électrique et de l'écoulement, ainsi que le phénomène de dépôt sur l'électrode collectrice.

Ces dernières années, différents travaux multidisciplinaires ont vu le jour. Ils combinent les modèles de dynamiques des fluides à l'électrostatique. Une liste non exhaustive des ces travaux est reportée dans le tableau 6.

Références	Champ électrique	Charge des particules	Transport du gaz	Transport des particules
	Conditions limites			$0 < Dt < \infty$
Yamamoto 1983 [11]	DF-DF / Peek	Charge de saturation (CS)	laminaire	Euler / 0
Khim 1985 [112]	Analytique	CS	laminaire	Euler / 0
Zamany 1996 [82]	DF-DF / Mesures	Charge par champ (CC)	$k - \varepsilon$	Euler / Constant
Goo-Lee 1997 [81]	DF-DF / Cooperman	CC	$k - \varepsilon$	Lagrangien
Meroth 1997 [113]	EF-VF	Lawless	$k - \varepsilon$	Lagrangien
Soldati 2000 [69]	DF-DF / Peek	CS	DNS	Lagrangien
LERMAB 2001	VF-VF / Peek	McDonald	Vitesse uniforme	Euler / Constant
Park 2002 [105]	Analytique	Cochet	Profil analytique	Euler / linéaire
Schmid 2003 [110]	EF-VF / Peek	Lawless	$k - \varepsilon$ (EHD)	Lagrangien
LERMAB 2008	EF-EF / Peek ou Mesures	Cochet	$k - \varepsilon$ (EHD)	Euler/ Local

Tableau 6 : Exemples des modèles de simulation de transport de particules dans des ESPs

DF : Méthode des Différences Finis ; **EF :** Méthode des Eléments Finis ; **VF :** Méthode des Volumes Finis ; **DNS :** Simulation Numérique Directe ; **LERMAB :** représente notre équipe.

3. Présentation globale du modèle

Le logiciel Comsol est un outil de résolution d'équations aux dérivées partielles (EDP) par la méthode des éléments finis [86]. Il permet une résolution des problèmes physiques en une dimension (1D), en deux dimensions (2D) et en trois dimensions (3D) qu'ils soient

stationnaires ou instationnaires. Il permet de simuler divers processus physiques tels que les écoulements internes et externes avec ou sans transfert de chaleur, ainsi que le couplage multiphysique. La résolution du modèle physique (continu) nécessite l'écriture des équations dans un espace discret représenté schématiquement par le maillage. Ce dernier est automatique et il est possible de l'affiner globalement ou de manière localisée. Comsol autorise différents types de maillage (2D et 3D) notamment les maillages triangulaire et rectangulaire. D'un point de vue pratique, nos calculs sur l'électrofiltre s'effectuent sur un maillage triangulaire (Figure 30) pour la simulation du champ électrique et sur un maillage rectangulaire pour l'écoulement. La géométrie cylindrique de l'ESP présente un axe de symétrie axiale, nous utilisons cette propriété pour ne simuler qu'une partie du domaine composé de dimensions radiale et axiale. A la frontière, du domaine nous appliquons une condition limite spécifique pour l'écoulement, pour le transport des particules et pour le champ électrique.

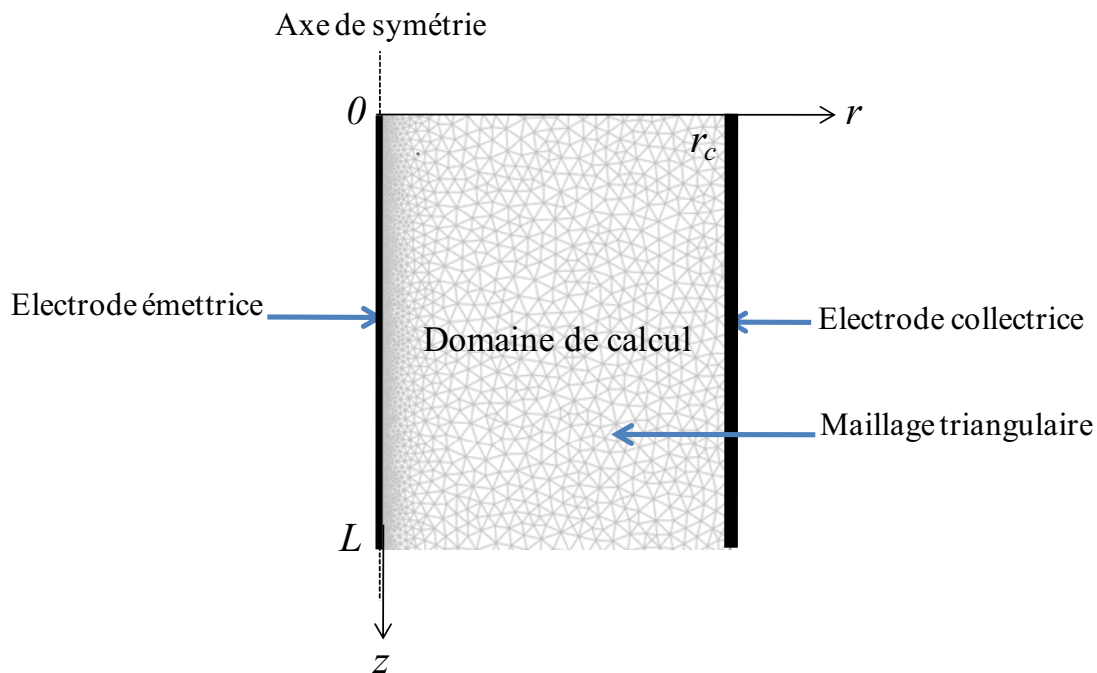


Figure 30 : Définition du domaine de calcul.

4. Modélisation du champ électrique

L'étude de l'espace ionisé inter-électrodes se ramène à la détermination de la tension seuil, du champ électrique et du potentiel électrique en tout point de l'espace, de la répartition de la densité de charge spatiale et de la caractéristique « courant-tension ». La connaissance de ces

paramètres permet de caractériser et d'optimiser le processus de charge et de contrôler l'alimentation.

La tension seuil est la valeur critique où apparaît l'ionisation et donc, une densité de charge spatiale. En dessous de cette limite, le champ électrique satisfait l'équation de Laplace :

$$\nabla^2 V = 0 \quad (43)$$

L'application d'une tension supérieure à la tension seuil V_s engendre l'apparition d'un courant qui entraîne une perturbation de la distribution de ce champ électrique. En supposant que la mobilité des ions est constante [3] et en ne tenant compte que de la zone de dérive, les équations régissant le champ électrique dans l'espace inter-électrodes d'un électrofiltre sont données par le système (44) suivant :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (44-1)$$

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} V \quad (44-2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0 \quad (44-3)$$

$$\vec{J} = \rho \cdot \mu \cdot \vec{E} - D_e \cdot \vec{\nabla} \rho \quad (44-4)$$

(44)

Avec \vec{E} champ électrique, V potentiel électrique, $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} F \cdot m^{-1}$ permittivité du vide, ρ densité de charge ionique, \vec{J} densité surfacique de courant, $\mu = 2 \cdot 10^{-4} m^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$ mobilité électrique des ions, D_e coefficient de diffusion ionique.

L'équation de Poisson (44-1) décrit le champ électrique ionisé ; (44-2) relie le champ électrique au potentiel électrique ; (44-3) exprime la conservation du courant ; (44-4) relie la densité de courant ionique au champ électrique.

Le terme $D_e/\mu = \frac{k_B \cdot T}{e}$ vaut $0.025V$ à température ambiante avec k_B constante de Boltzmann égale à $1,38 \cdot 10^{-29} J \cdot K^{-1}$. Schilling & Schachter [88] ont montré que la diffusion pouvait être négligée si $\frac{k_B \cdot T}{e} \ll V_0$. De plus, les vitesses des ions dues à la diffusion sont en général négligeables devant celles résultant du champ électrique [89, 108]. Donc ce qui revient à écrire que la densité de courant est proportionnelle au champ électrique :

$$\vec{J} = \mu \cdot \rho \cdot \vec{E}$$

(45)

Il faut noter que la diffusion ne peut plus être négligée lorsqu'il y a de fortes hétérogénéités ou discontinuités dans la distribution des densités de la charge [87]

Le champ électrique (en présence de l'ionisation au sein) d'un électrofiltre vérifie les relations (44-1), (44-2), (44-3) et (45). Cependant, la grandeur physique mesurable étant la tension, la combinaison des équations (44-1), (44-2), (44-3) et (45) permet décrire le problème sous la forme d'une simple équation [48] en supposant la mobilité électrique des ions μ constante :

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} V \cdot \vec{\nabla}^2 V) = 0 \quad (46)$$

Cette équation aux dérivées partielles est une relation homogène non-linéaire du troisième ordre. La résolution du système (44) nécessite donc trois condition aux limites.

Deux de ces conditions sont de type Dirichlet ou Neumann. La troisième condition reprend les considérations de Kaptzov [72] qui suppose que le champ électrique au voisinage de l'électrode émissive est constant et égal au champ disruptif donné par la relation empirique de Peek (Equation 3). Cette approche est l'une des méthodes la plus précise [72] et la plus utilisée [90].

4.1. Ecriture des équations

Le logiciel Comsol Multiphysics 3.4 contient un module d'électrostatique qui permet de résoudre le champ électrique mais avec une densité de charge spatiale constante. Dans un premier temps nous avons essayé de modifier les équations de ce module pour prendre en compte la variation de la densité de charge dans l'espace inter-électrodes mais sans succès. Donc pour cette raison, nous allons réécrire les équations du système (44) de façon à les intégrer dans Comsol.

Nous utilisons deux modes d'équations aux dérivées partielles (EDP) de forme générale avec leurs conditions aux frontières appropriées. Une pour le potentiel électrique et la deuxième pour la densité de charge ionique.

- L'équation pour le potentiel électrique :

En substituant le champ électrique \vec{E} par $-\vec{\nabla} V$ dans l'équation (b) on obtient :

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} V) = -\rho / \varepsilon_0 \quad (47)$$

Avec deux conditions aux limites une de type Dirichlet $V = 0$ à la cathode collectrice et l'autre de type Neumann avec $-dV/dr = E_0$ au niveau du fil ionisant.

➤ L'équation pour la densité de charge spatiale

La combinaison de ces quatre équations (44-1), (44-2), (44-3) et (45) permet d'obtenir la relation suivante :

$$\vec{\nabla} V \cdot \vec{\nabla} \rho - \frac{\rho^2}{\varepsilon_0} = 0 \quad (48)$$

Avec une condition aux limites $V = V_0$ au niveau du fil [87].

Avec V_0 potentiel électrique appliqué au fil dans nos calculs (7,5 kV, 8.5 kV, 9,5 kV, 10.5 kV et 11 kV) et E_0 champ électrique de disruption donné par la relation (3) de Peek [12].

A partir de l'équation 45, on peut obtenir le courant électrique. Cette relation relie le champ électrique et la densité de charge spatiale au courant électrique pour une configuration fil-cylindre concentriques :

$$I = 2 \cdot \pi \cdot r \cdot \rho(r) \cdot E(r) \cdot \mu \quad (49)$$

Avec I courant électrique par unité de longueur de l'électrode.

La résolution du système linéaire, obtenu après discrétisation du problème, est effectuée à l'aide du solveur UMFPACK. Ce solveur est basé sur une résolution directe du système ce qui permet d'obtenir une solution précise.

4.2. Validation de la simulation des grandeurs électriques.

Afin de vérifier si les calculs numériques sont proches des résultats auxquels on peut s'attendre, nous les avons confrontés avec le modèle analytique de Janichewskyj [91] et avec nos mesures expérimentales.

La comparaison des résultats de la simulation numérique (en termes de potentiel électrique, de champ électrique et de densité de charge spatiale) avec ceux du modèle analytique pour différentes tensions (9 kV, 10 kV & 11 kV), montre une très bonne corrélation entre la simulation et le modèle analytique (Figures 31, 32 et 33). L'erreur maximale obtenue est inférieure à $10^{-4}\%$. A partir de ces simulations numériques, nous avons obtenu le courant électrique calculé suivant la relation (Equation 51). La comparaison du courant calculé avec ce lui obtenu à partir des mesures expérimentales, montre un très bon accord (Figure 34) surtout pour le fil dont le diamètre est de 0,15 mm. Il existe tout de même une très légère différence (inférieure à 5%) pour les autres diamètres de fil (0,3 mm et 0,5 mm). Cette différence apparaît pour les grands courants de décharge couronne, provient probablement du fait que la mobilité ionique a été supposée constante. Une légère augmentation de la valeur de μ (de $2 \cdot 10^{-4}$ à $2,05 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$) permet de réduire cet écart. L'augmentation du champ électrique avec l'augmentation du diamètre du fil (Figure 35) peut expliquer ce phénomène.

Ces résultats montrent la bonne précision de nos calculs et se confirment quelque soit la tension utilisée et quelque soit le diamètre de la cathode émettrice.

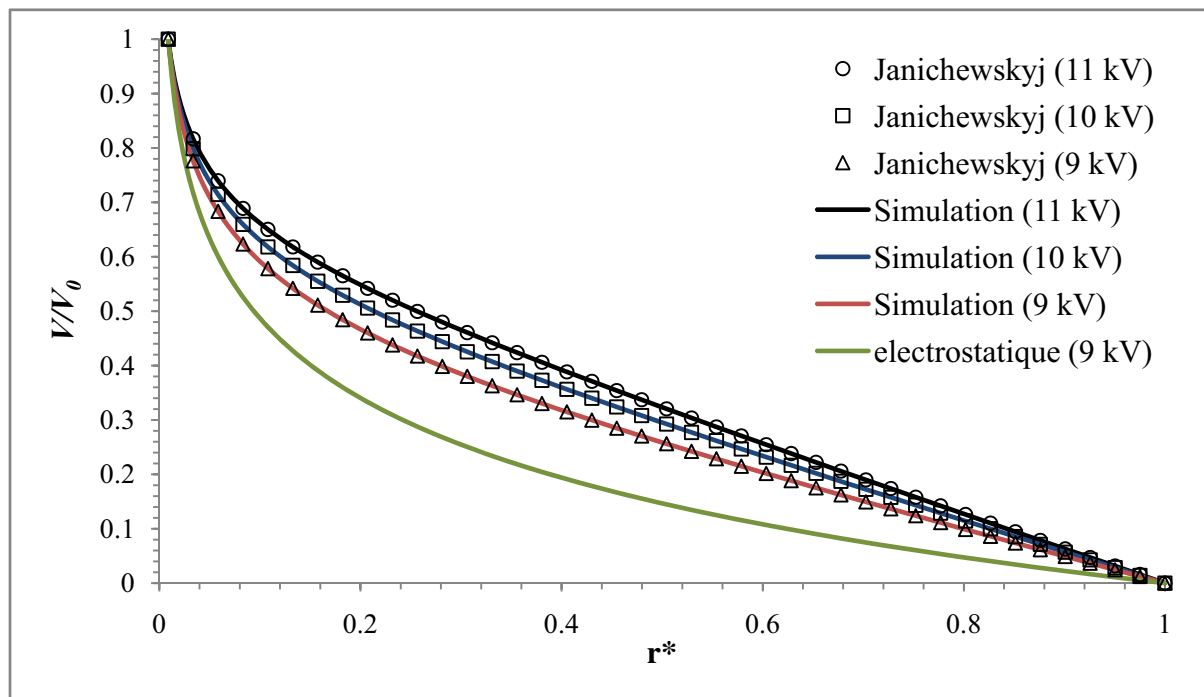


Figure 31 : Comparaison du potentiel électrique calculé (simulation) avec ce lui obtenu par le modèle analytique de Janichewskyj

Notre simulation validée nous permet d'atteindre des grandeurs que nous ne pouvons pas mesurer dans notre laboratoire. Parmi ces grandeurs nous nous attachons plus spécialement aux valeurs locales de E , V et ρ . Les paragraphes suivants donnent la répartition locale de ces grandeurs en fonction de la tension appliquée.

4.2.1. Potentiel électrique local

La figure 31, montre que dans l'espace inter-électrodes le potentiel électrique décroît moins vite que le potentiel électrique en absence de l'ionisation (Electrostatique) : la présence de charge électrique modifie considérablement le potentiel électrique local. Cette influence est d'autant plus grande que la densité de charge, donc que la tension appliquée est plus importante.

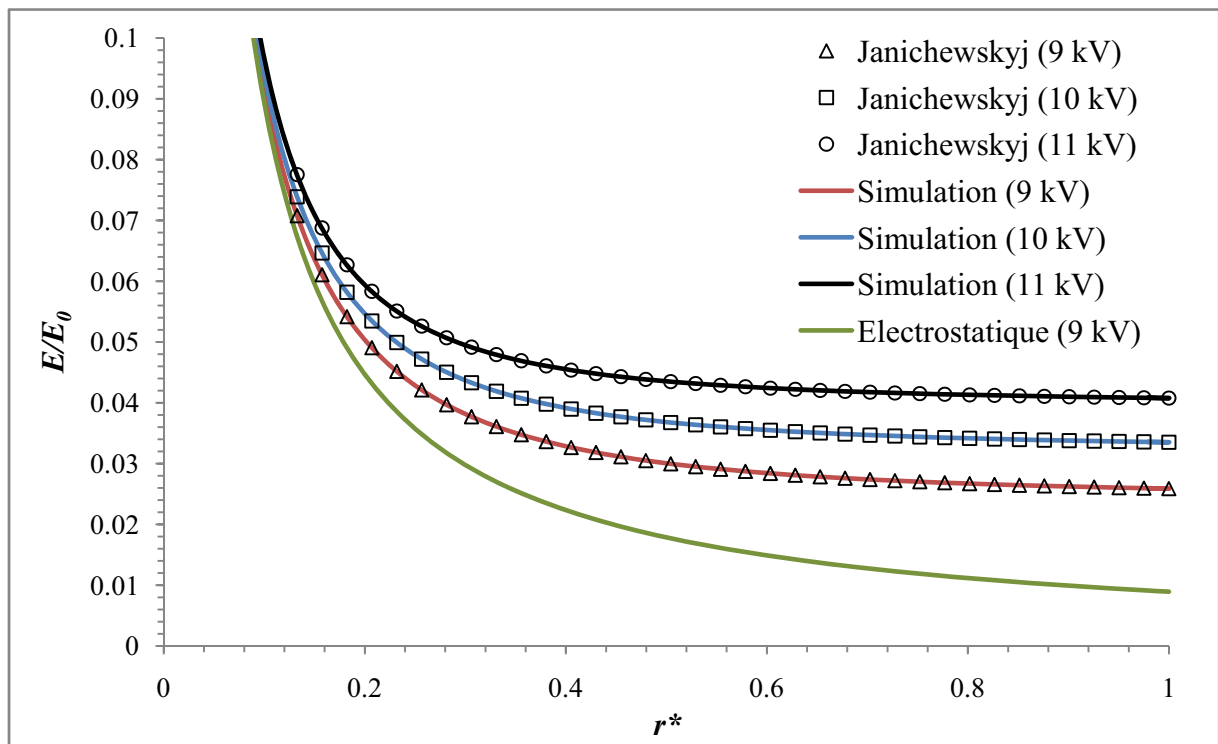


Figure 32 : Comparaison du champ électrique calculé (simulation) avec ce lui obtenu par le modèle analytique de Janichewskyj

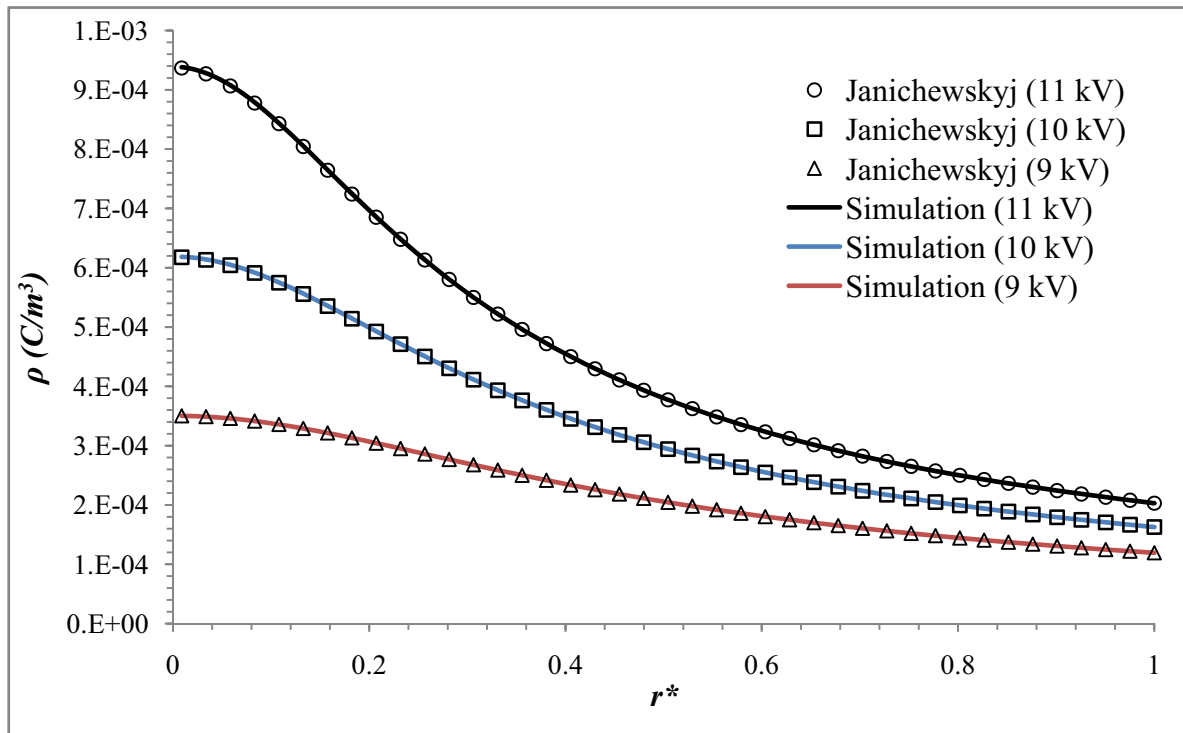


Figure 33 : Comparaison de la densité de charge ionique calculée (Simulation) avec celle obtenue par le model analytique de Janichewskyj (Analytique) pour différentes tensions

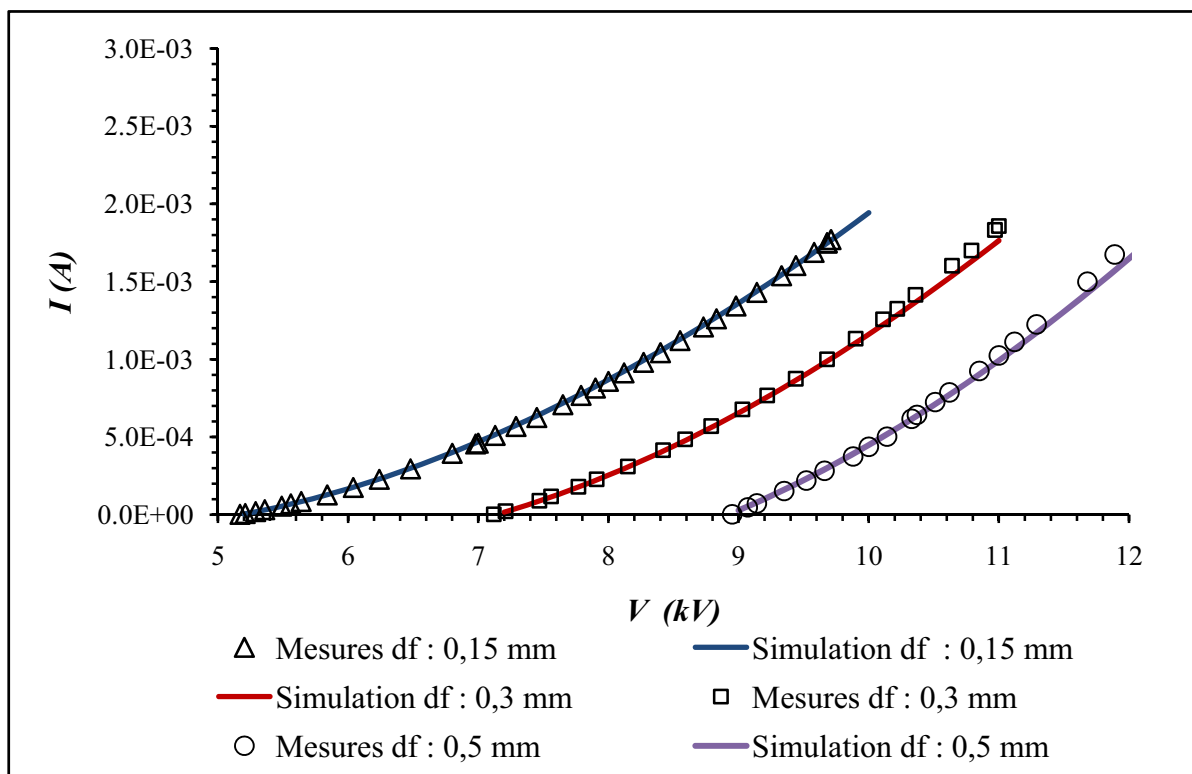


Figure 34 : Comparaison des courbes caractéristiques courant-tension expérimentales (Mesures) et calculées numériquement (Simulation) pour différents diamètres de fils

Lorsqu'on se rapproche de la tension de claquage, l'évolution de la tension tend à devenir linéaire sur une portion d'espace inter-électrodes. Dans la zone proche de la décharge couronne, le potentiel suit une décroissance proche de celle donnée par les lois de l'électrostatique. Ces résultats sont en bon accord avec ceux données par le modèle semi-analytique de Janichewskyj [91].

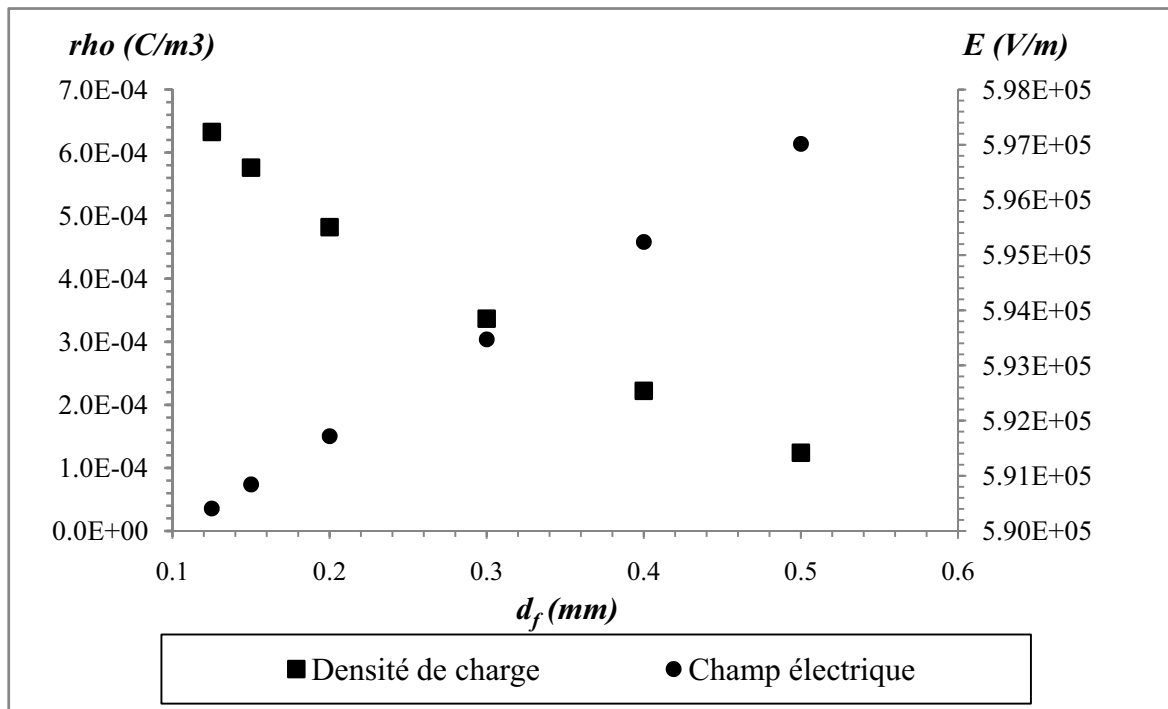


Figure 35 : l'évolution du champ électrique moyen et de la densité de charge spatiale moyenne en fonction du diamètre du fil ionisant pour une tension appliquée de 10 kV

4.2.2. Densité de charge locale

La densité de charge spatiale est une donnée essentielle pour la charge des particules. Il est cependant bien difficile de mesurer cette grandeur. Ainsi pour cette étude, seule la simulation numérique permet d'estimer son évolution dans l'espace inter-électrodes. La figure 32, montre que près de la zone couronne, la densité de charge atteint un maximum pour toutes les tensions de travail. Ceci montre bien que la zone de dérive est une zone dans laquelle il n'y a pas production de charges nouvelles. En conséquence la seule espèce ionique existante dans cette zone c'est les ions positifs en cas de décharge positive et des ions négatifs en cas de décharge négative.

4.2.3. Champ électrique

Nous pouvons voir sur la figure 33, que le champ électrique est moins influencé par la densité de charge locale que le potentiel. A partir de $r^*=0,3$, nous observons une décroissance très lente de E local, qui tends vers une valeur de champ électrique quasiment constant dans le reste de l'espace inter-électrodes. Cette valeur étant faible, les ions seront peu accélérés et donc les chocs inter moléculaires n'auront pas suffisamment d'énergie pour arracher des électrons aux molécules, ce qui confirme l'absence de production d'ions dans cette zone. A la sortie de la zone couronne, le champ électrique décroît très rapidement en suivant une loi identique à celle de l'électrostatique

4.3. Influence du diamètre du fil

Nous avons étudié la distribution des paramètres électriques dans l'espace inter-électrodes pour différents diamètres de fil en fonction de différentes tensions appliquées (11kV, 10kV et 9kV). La finalité de cette étude est de comprendre le phénomène et aussi de déterminer le diamètre du fil le plus approprié pour notre électrofiltre.

Nous avons représenté dans les figures 36, 37 & 38, les évolutions du potentiel électrique local pour des tensions de 9, 10 et 11 kV avec des électrodes émissives de 0,3 et 0,5 mm. La décroissance du potentiel pour les deux tensions est linéaire pour $0,4 < r^* < 1$ pour le fil de 0,3 mm tandis que cette portion est réduite à $0,5 < r^* < 1$ dans le cas du fil de diamètre 0,5 mm. Pour le fil le plus fin, nous observons une augmentation du courant pour une tension donnée (figure 34) : le fil de petit diamètre augmente la densité de charge au sein de l'électrofiltre et donc la quantité de porteurs de charges électriques. Dans la zone r^* proche de la zone couronne, la décroissance du potentiel est similaire pour les deux fils montrant par là un comportement identique à celui que l'on observerait en électrostatique.

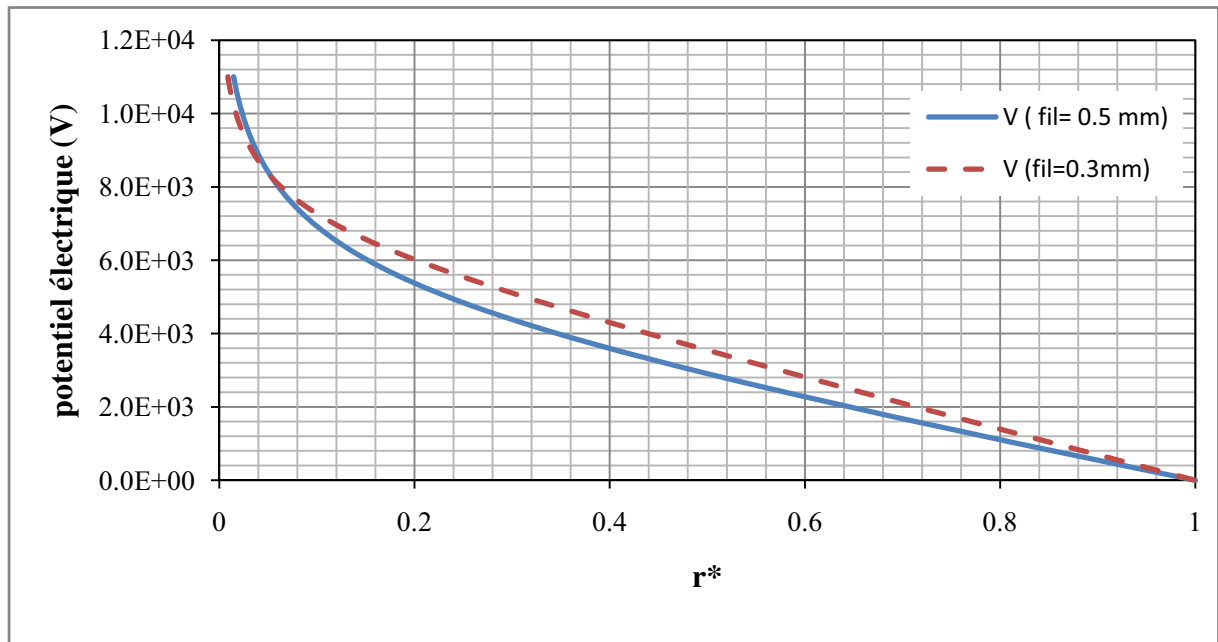


Figure 36 : distribution du potentiel électrique dans l'espace inter-électrodes pour différents diamètres de fil ionisant ($V=11\text{ kV}$)

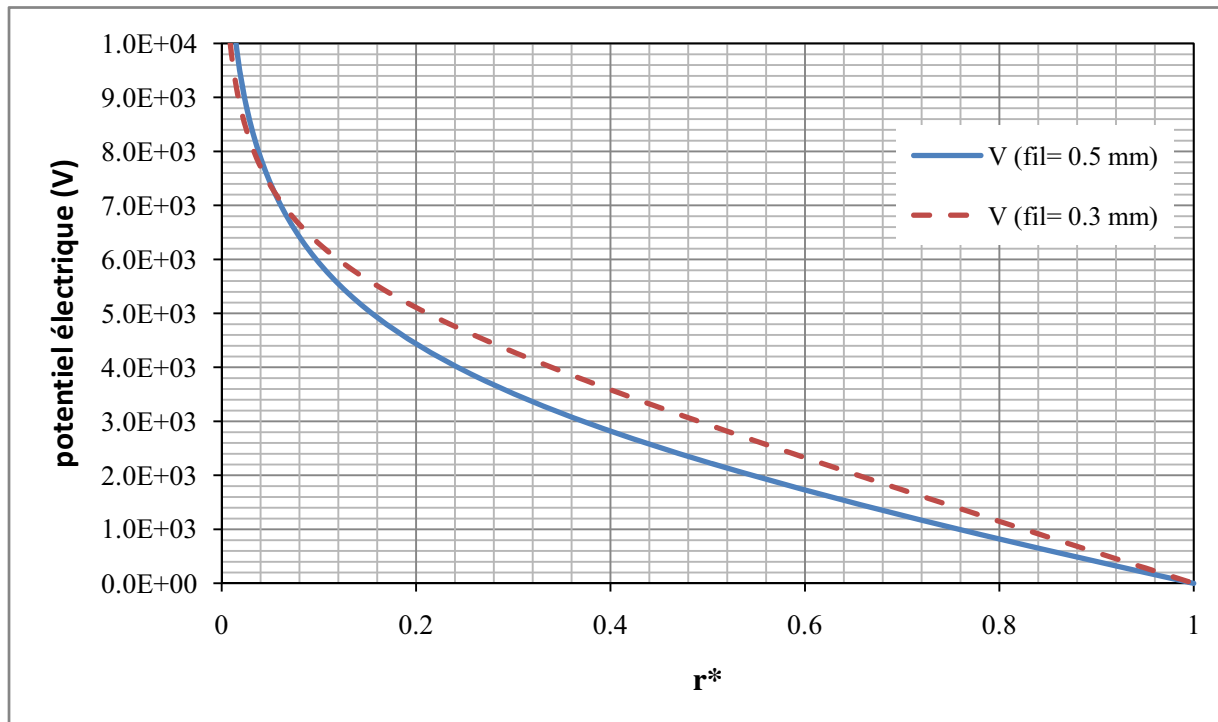


Figure 37 : distribution du potentiel électrique dans l'espace inter-électrodes pour différents diamètres de fil ionisant ($V=10\text{ kV}$)

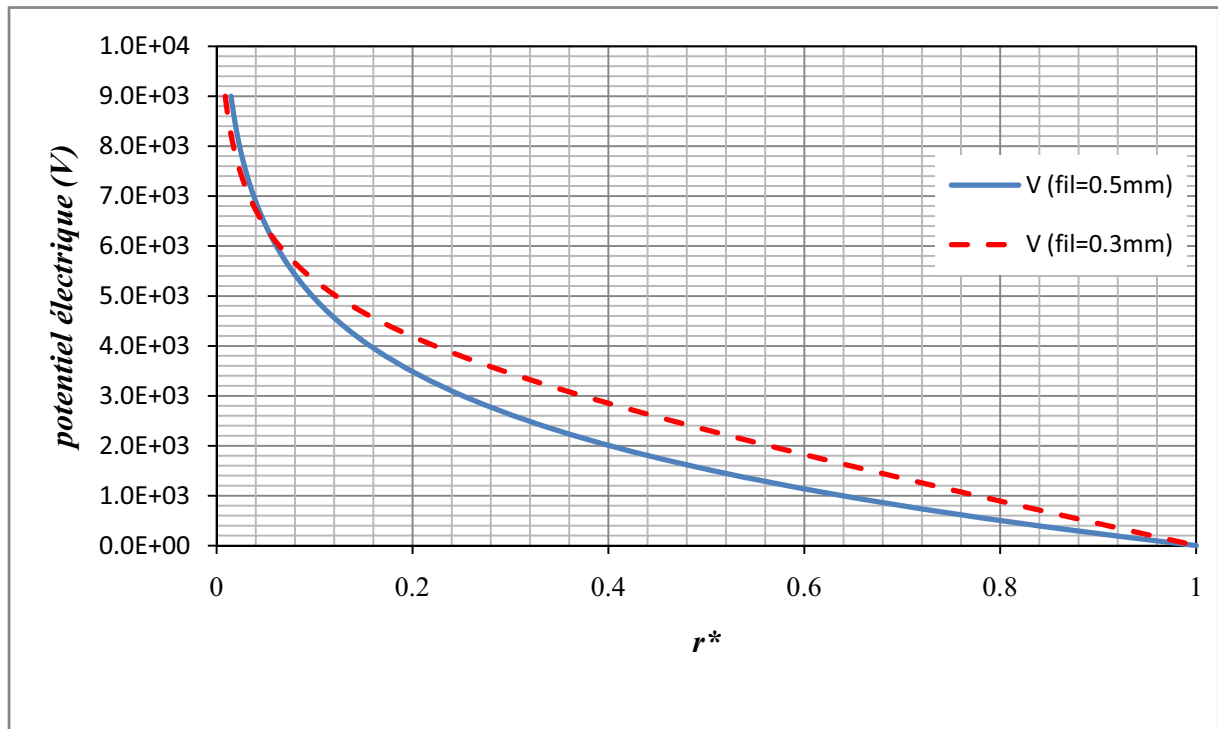


Figure 38 : distribution du potentiel électrique dans l'espace inter-électrodes pour différents diamètres de fil ionisant ($V=9\text{ kV}$)

Au niveau de la zone du fil, nous remarquons que le champ électrique augmente de 16% pour un diamètre de fil de 0,3 mm par rapport un diamètre de 0,5 mm (Figures 39, 40 & 41). Mais cette tendance s'inverse dans l'espace inter-électrodes puisque le champ électrique moyen augmente linéairement avec l'augmentation du diamètre du fil (figure 35).

Par contre pour la densité de charge spatiale, nous remarquons que plus le diamètre du fil est petit, plus la densité de charge ionique est importante : cette augmentation est plus marquée au niveau du fil comme pour le champ électrique (Figures 35, 42, 43 & 44).

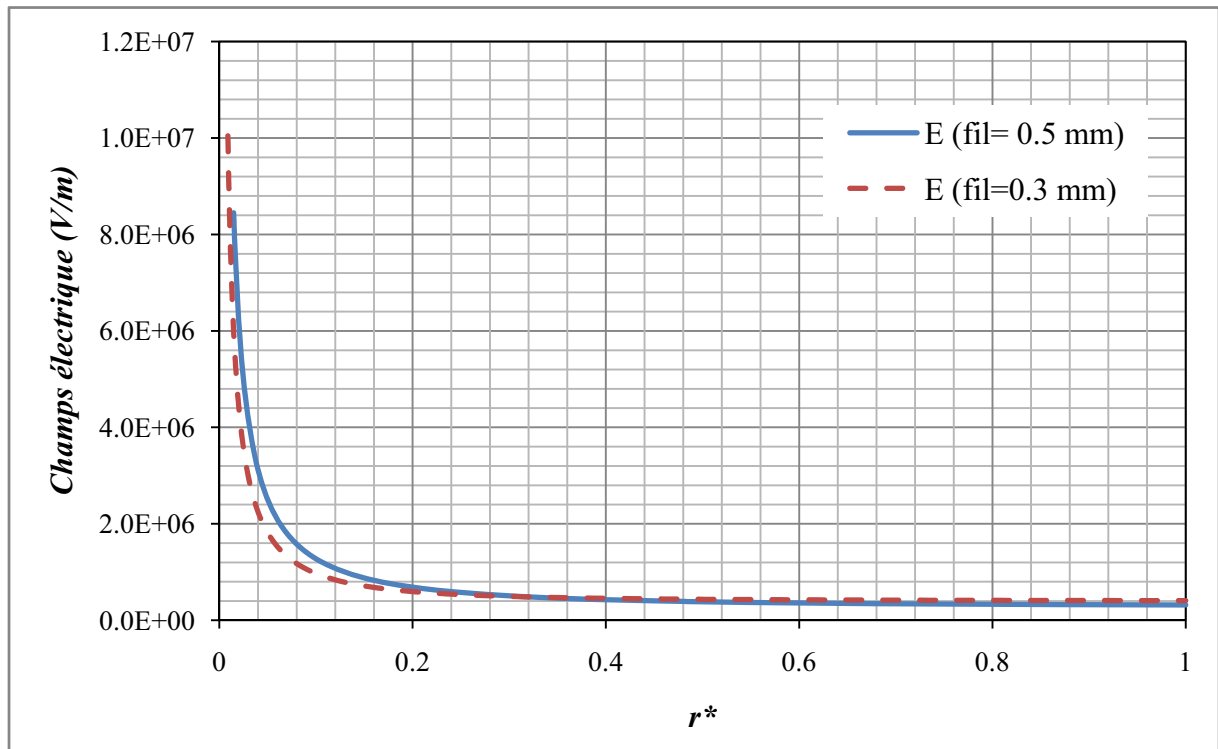


Figure 39 : distribution du champ électrique dans l'espace inter-électrodes pour différents diamètres de fil ionisant ($V=11$ kV)

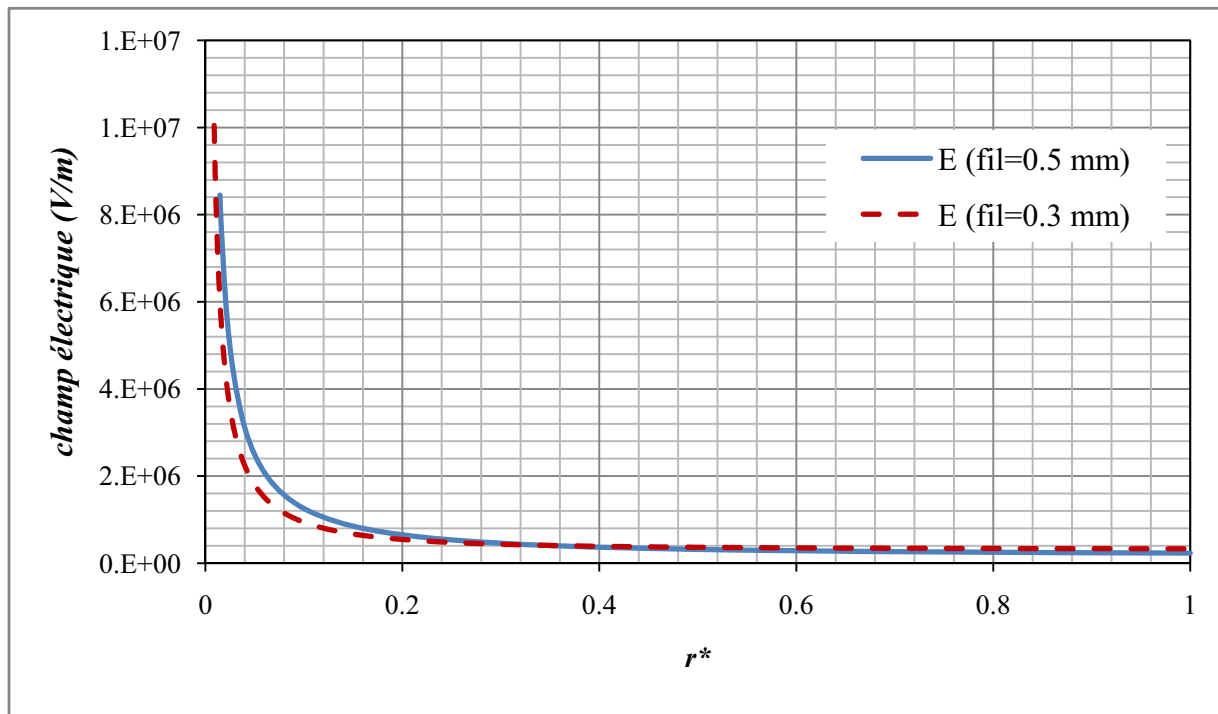


Figure 40 : distribution du champ électrique dans l'espace inter-électrodes pour différents diamètres de fil ionisant ($V=10$ kV)

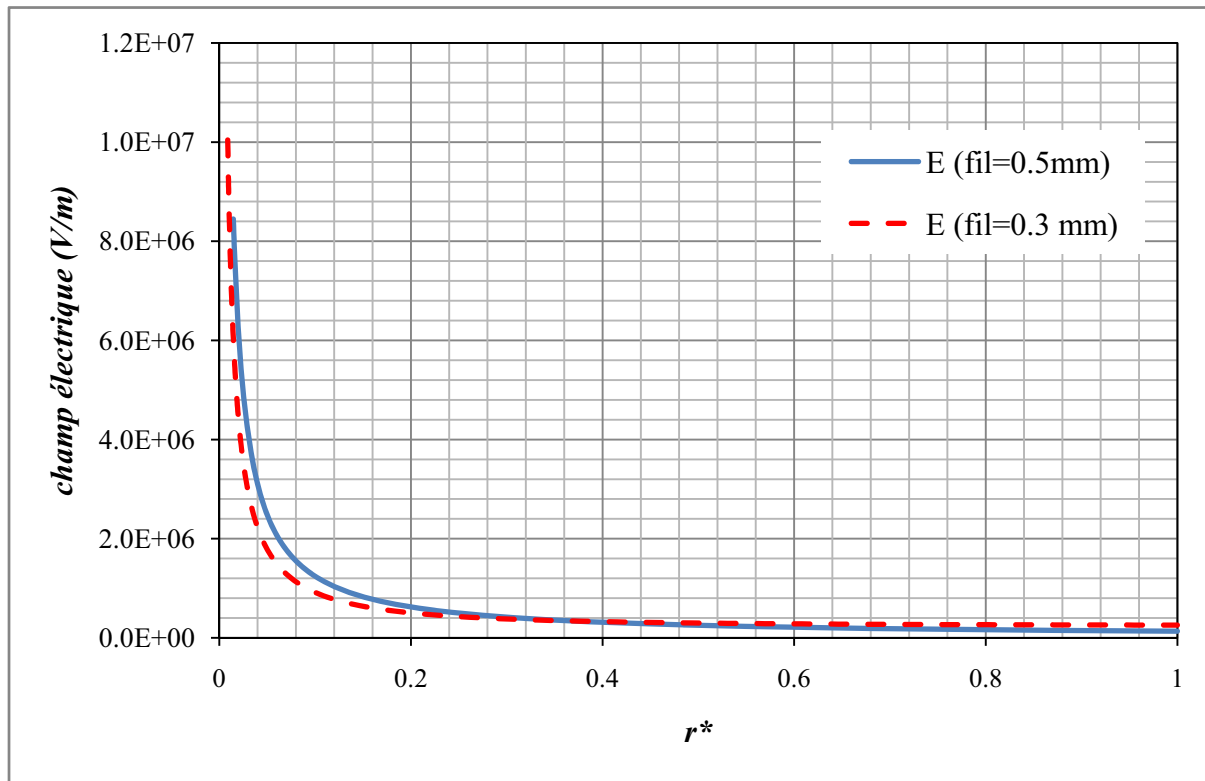


Figure 41 : distribution du champ électrique dans l'espace inter-électrodes pour différents diamètres de fil ionisant ($V=9$ kV)

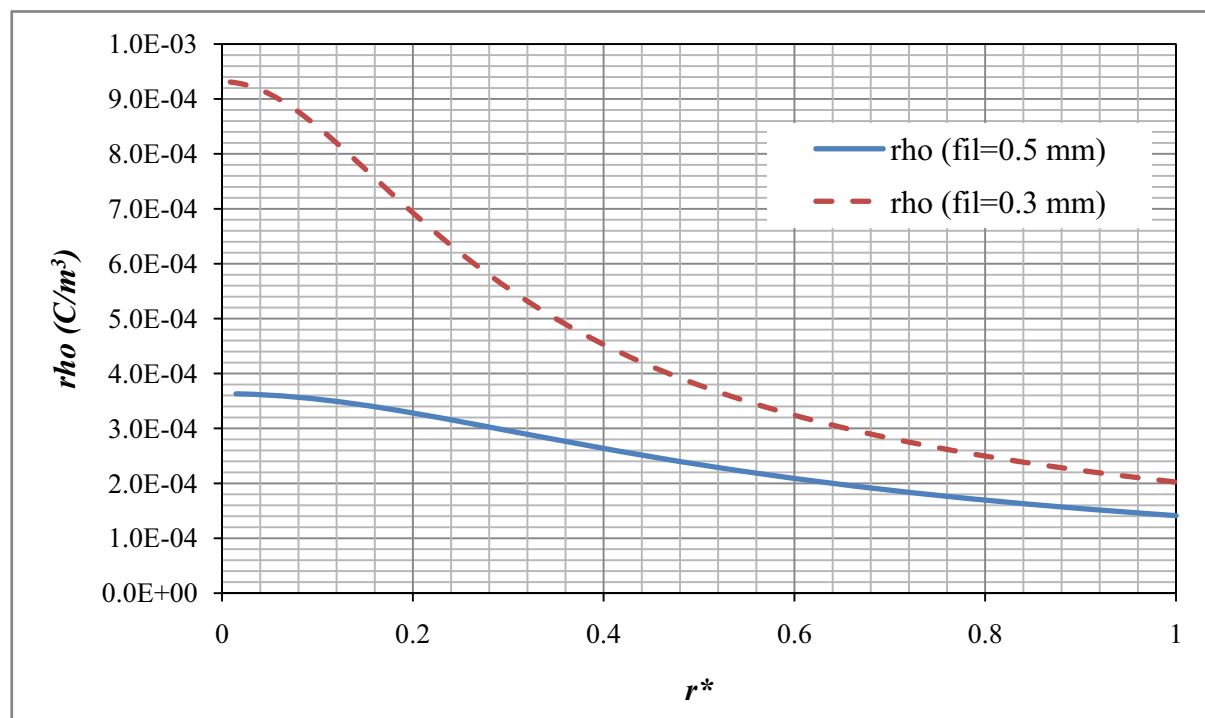


Figure 42 : distribution de la densité de charge spatiale dans l'espace inter-électrodes pour différents diamètres de fil ionisant ($V=11$ kV)

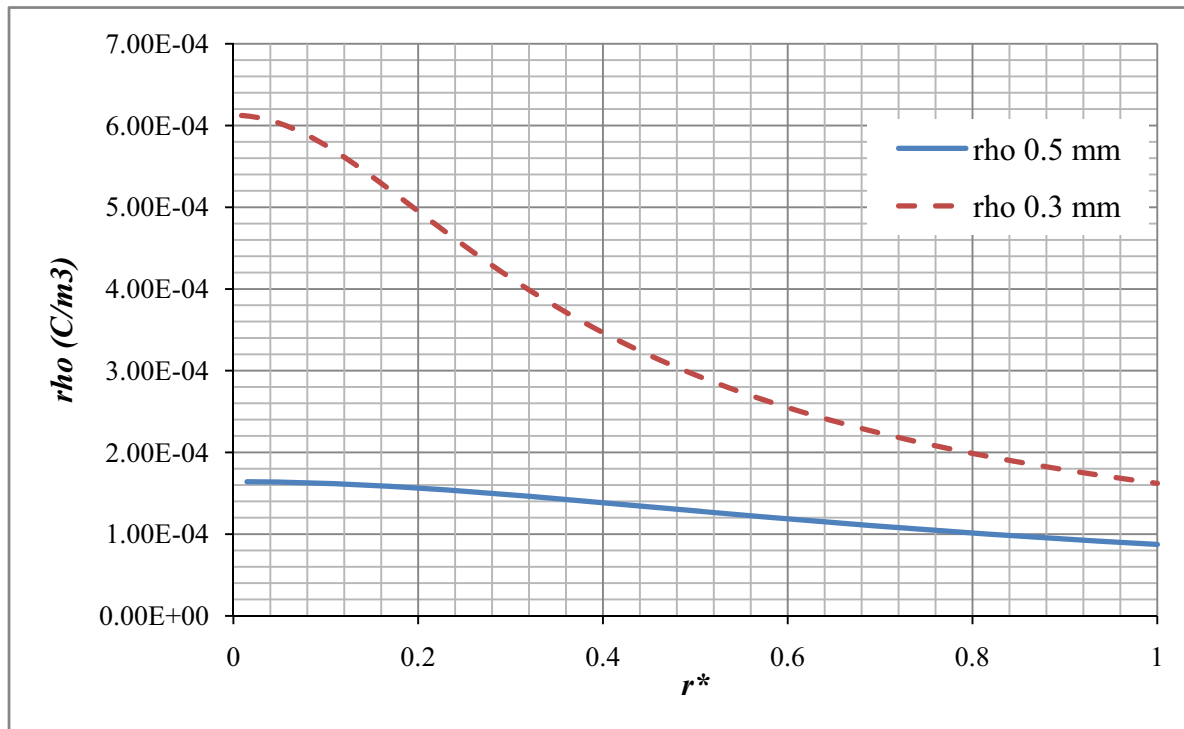


Figure 43 : distribution de la densité de charge spatiale dans l'espace inter-électrodes pour différents diamètres de fil ionisant ($V=10$ kV)

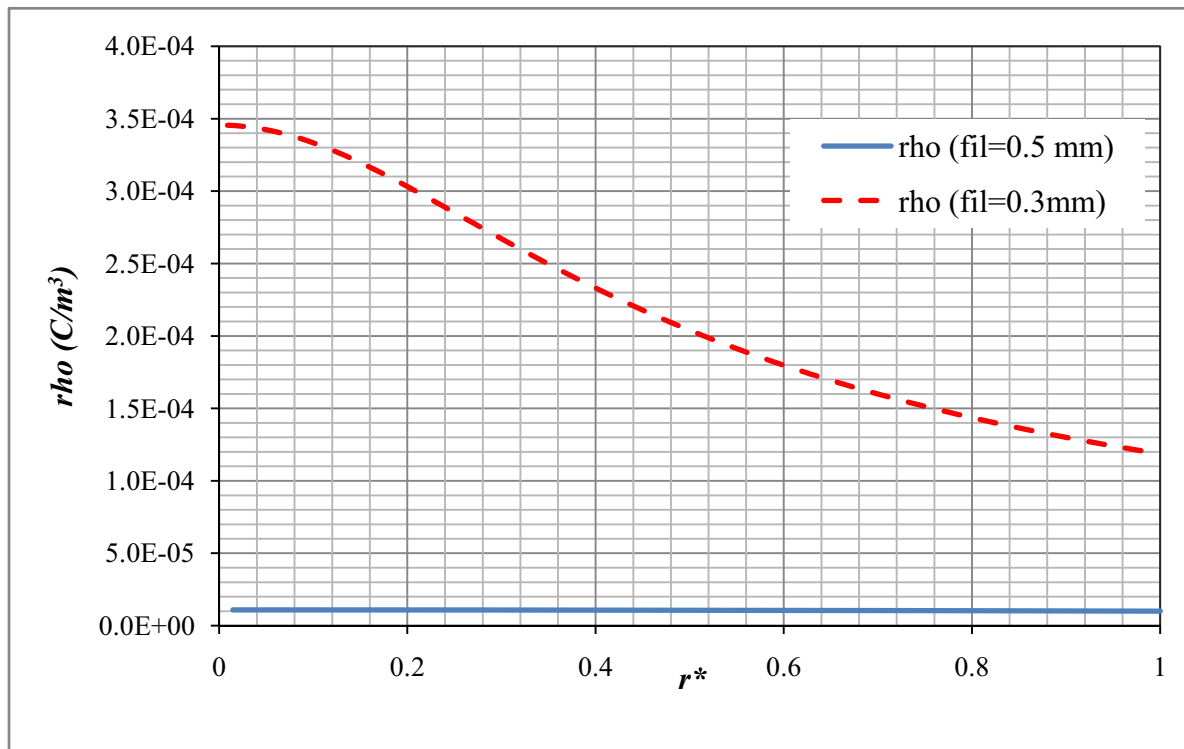


Figure 44 : distribution de la densité de charge spatiale (ρ) dans l'espace inter-électrodes pour différents diamètres de fil ionisant ($V=9$ kV)

Un autre point intéressant qui n'est pas visible sur les figures ci-dessus mais qui retient notre attention est la difficulté avec laquelle le pilotage de la décharge couronne se fait quand le diamètre de l'électrode est de 0,5 mm. En effet le pilotage à 0,5 mm est parasité par de nombreux passages à l'arc, y compris sur les faibles courants ($< 1,5 \text{ mA}$). C'est pourquoi, dans le cas de cette étude, nous pensons que 0,3 mm est le diamètre maximal d'anode utilisable. Pour le fil de 0,15 mm de diamètre, nous avons remarqué qu'il est très fragile, il demande une extrême attention quant à sa manipulation. Donc d'après cette étude le diamètre de l'anode le plus approprié est celui de 0,3 mm. Mais pour confirmer ce choix, il faut vérifier son comportement en termes d'efficacité de filtration (cf. chapitre IV).

5. Modélisation de l'écoulement gaz-particules

5.1. Modélisation de l'écoulement turbulent

La résolution du problème du mouvement des particules demande tout d'abord la détermination du mouvement de l'air porteur qui entraîne les particules et les déplace à l'intérieur de l'électrofiltre.

Dans le cadre de notre étude, l'écoulement du gaz à travers l'électrofiltre est considéré comme turbulent, incompressible, et stationnaire en moyenne. La phase gazeuse est décrite à l'aide des équations de Navier-Stokes moyennées (RANS- Reynolds Averaged Navier Stokes) auxquelles est adjoint un modèle de fermeture $k - \varepsilon$ standard.

En posant U moyenne de la vitesse instantanée u et u' la partie fluctuante telles que $u = U + u'$, l'équation de la continuité s'écrit dans le cas incompressible :

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (50)$$

L'équation de la quantité de mouvement moyennée est donnée par la relation suivante :

$$\rho \frac{\partial U_i}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\mu S_{ji} - \overline{\rho u'_j u'_i})$$

(51)

Avec $\tau_{ij} = -\overline{u'_j u'_i}$ est le tenseur de Reynolds spécifique et $2\mu S_{ji}$ est le tenseur de contrainte visqueuses.

5.2. Modèles de fermeture

Il existe différents modèles de fermeture ($k - \varepsilon$, $k - w$, Reynolds Stress Model ...). Le modèle $k - \varepsilon$ est encore maintenant le plus utilisé des modèles de turbulence, en particulier dans "le monde industriel", de part sa simplicité de mise en œuvre et son faible coût numérique. Pour cette étude nous avons choisie d'utiliser ce dernier.

La fermeture au premier ordre consiste à relier les contraintes turbulentes $\overline{u'_j u'_i}$ aux inconnues principales que sont les vitesses moyennes U_i . Boussinesq fut le premier à introduire le concept de viscosité turbulente en proposant une analogie avec la loi de Newton pour les contraintes d'agitation moléculaire [92] :

$$\overline{u'_j u'_i} = \nu_T \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (52)$$

où ν_T est la viscosité turbulente, δ_{ij} est le symbole de Kronecker ($\delta_{ij} = 1$ si $i = j$ et $\delta_{ij} = 0$ autrement) et k est l'énergie cinétique turbulente.

La question est alors de savoir comment évaluer cette nouvelle inconnue qu'est la viscosité turbulente. Dans le modèle $k - \varepsilon$ développé initialement par Launder & Jones [93], ν_T est définie comme :

$$\nu_T = C_\mu \cdot k^2 / \varepsilon \quad (53)$$

la fermeture du problème est assurée en écrivant deux équations de transport pour l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation turbulente.

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_T / \sigma_k) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (54)$$

Et l'équation de transport du taux de dissipation, ε , par frottement visqueux au sein du fluide, est donnée par la relation suivante :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_T / \sigma_\varepsilon) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \quad (55)$$

Avec les constantes de la modélisation de la turbulence selon [94, 95] : $C_{\varepsilon 1} = 1.44$, $C_{\varepsilon 2} = 1.92$, $C_\mu = 0.09$, $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\varepsilon = 1.3$, ν est la viscosité cinématique. La viscosité turbulente a la même unité que la viscosité dynamique ($Pa \cdot s$).

Remarque : ν_T est une propriété de l'écoulement alors que ν est une propriété du fluide.

La résolution de l'écoulement turbulent nécessite les conditions aux limites suivantes :

- ✓ A l'entrée de l'électrofiltre ($z = 0$), on a une vitesse uniforme $U_0 = 4 \text{ m/s}$. L'échelle de la longueur turbulente $L_T = 0.07D$ (pour un écoulement turbulent en conduite selon Versteeg et al. [95]), avec D le diamètre de l'électrofiltre et l'intensité turbulente $I_T = 0.05$. L_T et I_T sont reliés à d'autres variables de turbulence par les relations suivantes :

$$k = \frac{3}{2} (|U| \cdot I_T)^2 \quad \text{et} \quad \varepsilon = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{L_T}$$

- ✓ A la sortie de l'électrofiltre ($z = L$), nous avons imposé une pression constante.
- ✓ Aux parois ($r = r_f$ et $r = r_c$), nous avons imposé la condition de la loi logarithmique de la paroi.

5.3. Modélisation de la dispersion des particules

Les particules entrant dans un électrofiltre sont initialement dépourvues de charge électrique. Leur mouvement est donc essentiellement dicté par l'entraînement du fluide porteur. La présence d'ions dans l'appareil engendre une charge des poussières qui, sous l'action du champ électrique local, vont être défléchies des lignes de courant de l'écoulement. Cette dynamique des poussières peut être déterminée à partir de l'approche eulérienne.

La méthode eulérienne modélise la phase particulaire de manière continue et résout l'équation différentielle de la concentration particulaire (Equation 57). Pour pouvoir utiliser cette

approche, la satisfaction des critères de continuité sont nécessaires. Ainsi, tous les éléments quantitatifs doivent contenir une certaine quantité de particules pour calculer les propriétés moyennes statistiques des particules. L'approche eulérienne considère que les particules constituent une deuxième phase transportée par l'écoulement. Si la taille d'une particule dépassait la taille de la plus petite structure du fluide d_k , la condition de continuité ne serait plus valable. Cette condition est vérifiée dans nos cas par l'expression donnée par Kolmogorov $d_k = (\nu^3/\varepsilon)^{0,25}$, dans notre l'électrofiltre, la valeur de d_k est approximativement de 60 μm . Or la taille de nos particule ne dépasse pas les 20 micromètres.

Nous considérons négligeable l'échange de masse entre les particules et le fluide et également l'échange de quantité de mouvement des particules vers le fluide. Les problèmes principaux à résoudre sont la détermination du coefficient de diffusion turbulente et l'introduction des conditions aux limites.

Dans la méthode eulérienne nous utilisons ainsi le champ de vitesse moyenne du fluide pour décrire le mouvement des particules transportées. Les fluctuations d'origine turbulente sont prises en compte au travers de la diffusion turbulente, nous considérons également que les particules sont suffisamment diluées pour ne pas modifier les caractéristiques du fluide. Avec l'approche eulérienne nous obtenons directement le champ de concentration en particules. L'équation de transport d'une concentration en particule en présence de champ électrique est la suivante :

$$\vec{\nabla} \cdot (C \cdot (\vec{U}_g + \vec{W}_p)) - D_T \cdot \vec{\nabla}^2 C = 0 \quad (56)$$

Avec C est la concentration des particules, U_g est la vitesse du gaz porteur, W_p est la vitesse de migration des particules chargées et D_T est le coefficient de diffusion turbulente

La résolution de l'équation 56, nécessite les conditions aux limites suivantes :

- ✓ A l'entrée de l'électrofiltre, nous considérons que la concentration des particules est uniforme :

$$z = 0 \rightarrow C = C_0$$

- ✓ La concentration particulaire au niveau de l'électrode collectrice est égale à zéro, ainsi la particule qui a touché la paroi reste collée et il n'y'a aucun effet de réentraînement ou de rebond des particules.

$$r = r_c \rightarrow C = 0$$

- ✓ Au niveau du fil ionisant, ligne de symétrie, la condition imposée à cette limite signifie physiquement que le flux total est nul. Ce dernier est la somme du flux diffusif $(-D_T \cdot \frac{\partial C}{\partial r})$ et du flux convectif $(-w \cdot C)$:

$$r = 0 \rightarrow -D_T \cdot \frac{\partial C}{\partial r} - w \cdot C = 0$$

- ✓ à la sortie de l'électrofiltre, la condition imposée à cette frontière est la suivante :

$$z = L \rightarrow -D_T \cdot \frac{\partial C}{\partial z} = 0$$

5.4. Généralités sur le code de calcul

La Figure 45, montre l'organigramme global du modèle numérique développé pour cette étude. La résolution de ce problème Multiphysiques se fait d'une manière séquentielle. Lors de la simulation, nous avons bien respecté une longueur de rétablissement de l'écoulement qui est de 80 cm. Ainsi pour simuler un ESP de 40 cm de longueur, notre domaine de calcul est de 120 cm selon l'axe z.

Pour prendre compte les effets électrohydrodynamiques (écoulement secondaire ou vent ionique) dans l'espace inter-électrodes, il suffit que nous rajoutions la force $\vec{F} = \rho \cdot \vec{E}$ à l'équation de Navier-Stokes moyennée. Celle-ci devient :

$$\rho \frac{\partial U_i}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\mu S_{ji} - \rho \overline{u'_j u'_i}) + \rho \cdot E_i \quad (57)$$

Les données du calcul pour la simulation de la dispersion des particules sont reprises dans le tableau suivant (Tableau 7) :

Symbole	Dénomination	Valeur
μ_g	Viscosité dynamique de l'air	$1,85 \cdot 10^{-5} \text{ Pa}\cdot\text{s}$
λ_g	Libre parcours moyen	$6,5 \cdot 10^{-8} \text{ m}$
U_g	Vitesse débitante	4 m/s
L	Longueur du précipitateur	0,19 à 1 m
r_c	Rayon du précipitateur	$17 \cdot 10^{-3} \text{ m}$
ϵ_r	Constante diélectrique relative de la particule	2 - 30
δ_a	Densité relative de l'air	1
\bar{v}	Vitesse moyenne thermique	$500 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$
μ	Mobilité ionique	$2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 / \text{s}$
k_B	Constante de Boltzmann	$1,38 \cdot 10^{-23}$
ϵ_0	Constante diélectrique du vide	$8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F}\cdot\text{m}^{-1}$

Tableau 7: les données pour la simulation

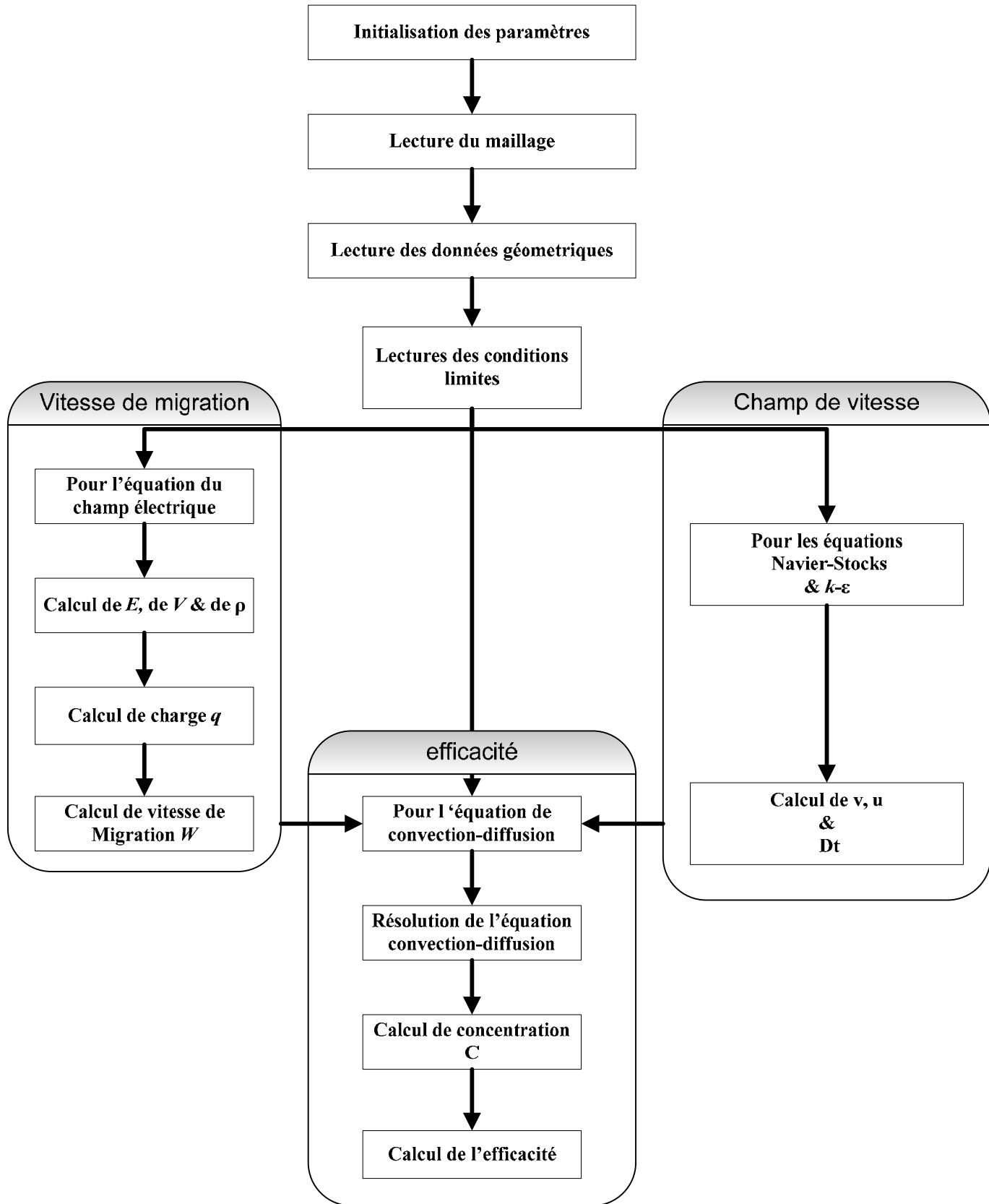


Figure 45 : Organigramme global du code de calcul

6. Conclusion

Après une discussion sur les travaux antérieurs concernant la modélisation des électroprécipitateur, nous avons présenté la méthodologie utilisée pour résoudre les équations de Maxwell, l'équation de convection-diffusion ainsi que les équations de Navier-Stokes moyennées pour l'écoulement turbulent. Cette résolution est obtenue via l'utilisation d'un code de calcul basé sur la méthode des éléments finis. La simulation des paramètres électriques de l'électrofiltre donne des résultats très précis après un temps de calcul très court. Ce modèle numérique va nous permettre d'estimer les différents paramètres locaux notamment la concentration en particules et le coefficient de diffusion turbulent. L'objet de ce code de calcul est de simuler le comportement de l'électrofiltre en termes d'efficacité pour les poussières de bois, ainsi que le dimensionnement des électrofiltres.

CHAPITRE IV : RESULTATS EXPERIMENTAUX & NUMERIQUES

Ce chapitre, a pour objectif de présenter les résultats expérimentaux concernant les efficacités de filtration de l'électrofiltre pilote et ceux données par le modèle numérique développé dans ce travail. A l'aide des résultats expérimentaux, nous vérifions une hypothèse qui permet de justifier le choix du modèle, notamment en ce qui concerne l'absence de l'influence de la densité de charge des particules de bois sur le champ électrique total. Cette hypothèse permet de légitimer les équations du champ électrique introduites dans notre modèle numérique.

A l'aide de notre simulation numérique nous allons aussi montrer que les effets électrohydrodynamiques (vent ionique) sont négligeables au sein de l'électrofiltre pour un écoulement de $Re = 9000$. Ce constat a été vérifié expérimentalement par Khalij en 2001 [50]. Les résultats expérimentaux seront comparés à ceux déduits de notre modèle de simulation et aussi à deux autres modèles de convection-diffusion issues de la littérature à savoir :

le modèle de Leonard [34] que nous adaptons à notre configuration en champ électrique uniforme moyen et que nous résolvons numériquement.

et le modèle utilisé par Riehle [97] en champ non uniforme avec un modèle de charge de Cochet.

Les différences majeures entre le modèle proposé et ces deux derniers sont la prise en compte, du profil turbulent de la vitesse. Ceci permet d'introduire un coefficient de diffusion local qui dépend de k (l'énergie cinétique turbulente) et de ϵ (taux de la dissipation turbulente) pour chaque taille de particule. Et la prise en compte des effets électrohydrodynamiques (EHD). Ceci à notre connaissance, n'a pas été testé avec une formulation eulérienne du transport de particules. La géométrie et les hypothèses émises pour le modèle sont acceptables du fait de l'absence des phénomènes non-deutschien (réentraînement, contre-émission, ...).

1. Résultats expérimentaux

1.1. Spectres de particules

La Figure 46, représente les spectres granulométriques pour les différents types de particules étudiées, nous rappelons que toutes les particules sont obtenues par ponçage avec un papier de granulométrie 120 grains/cm². Ces spectres sont obtenus par le compteur optique de poussières Grimm 1.108. On remarque que la première tranche granulométrique (0,3-0,4 μm) représente à elle seule 50% en nombre total des particules pour le hêtre, le chêne, et le MDF. Cette même tranche granulométrique représente 12% pour le peuplier traité thermiquement.

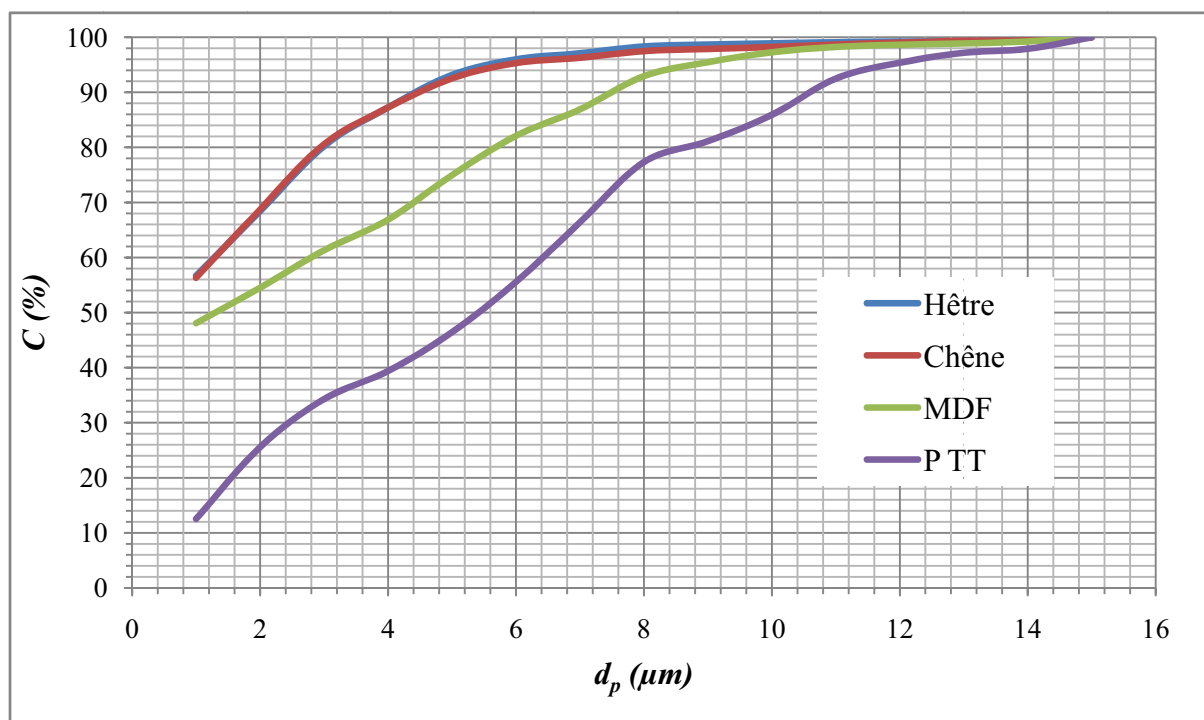


Figure 46 : spectres granulométriques pour différentes particules de matériau bois

1.2. Efficacité de filtration

Par bilan simple entre la concentration en particules à la sortie de l'électrofiltre en absence de champ électrique et celle en particules sorties en présence du champ électrique, on peut mesurer l'efficacité de collecte de l'électrofiltre. Le débit d'air dans l'installation est fixé à pour tous nos essais.

La bibliographie souligne la diminution de l'efficacité de filtration en fonction de l'encrassement de l'électrofiltre aussi, afin d'effectuer des mesures d'efficacités reproductibles, le filtre est préalablement nettoyé avant chaque cycle de mesures.

Pour chaque point de fonctionnement, une série de 15 mesures de concentration de particules est effectuée, pour permettre ainsi de déterminer l'incertitude expérimentale liée à la dispersion des points.

1.2.1. Influence de la nature et de la taille des particules

La taille des particules est un facteur important pour ce qui concerne la charge des particules et leur transport. En effet, plus la taille d'une particule augmente, plus sa charge électrique est importante mais moins elle est sensible aux mouvements du fluide qui la transporte. Cependant, ces arguments ne sont plus valables pour les particules dont la taille est inférieure à $0,2 \mu\text{m}$ pour lesquelles l'influence de l'agitation brownienne est très importante. Dans la gamme qui nous occupe (de $0,3$ à $20 \mu\text{m}$) ce phénomène n'est pas sensible et l'efficacité de collecte mesurée augmente toujours avec la taille des particules (Figure 47). Ce phénomène est conforme à la loi de charge de Cochet implantée dans le code de calcul.

Sur la figure 47, nous n'avons représenté l'efficacité de collecte pour le hêtre et le chêne, nous remarquons qu'elles sont très proches l'une de l'autre quelque soit la tension utilisée. L'écart maximum entre ces deux courbes est de 3% pour la tension appliquée de 10 kV. Ceci est vrai aussi pour les autres essences de bois que nous avons testés (annexe C). Les particules de bois ayant des masses volumiques et des formes identiques, elles se comporteront toutes statistiquement de la même manière vis-à-vis de l'écoulement. Corrélativement l'absence de différences mesurables entre les différents bois montre qu'ils ont un comportement proche vis-à-vis de la charge électrique et donc que leurs constantes diélectriques seront très voisines l'une de l'autre.

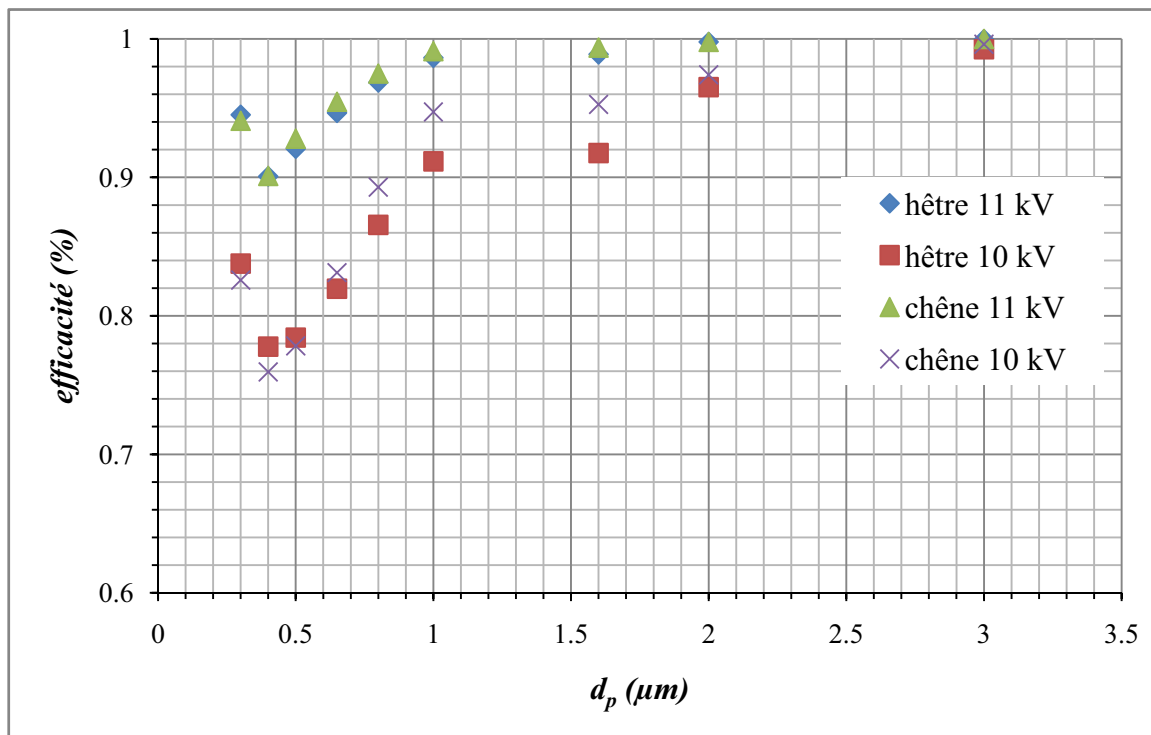


Figure 47 : Efficacité mesurée en fonction du diamètre des particules et de la tension d'ionisation pour les particules de Hêtre et de Chêne (diamètre fil = 0.5 mm)

1.2.2. Influence de la tension d'ionisation

Pour différentes tensions appliquées (9, 10 et 11 kV), l'efficacité du filtre a été mesurée. Comme ceci a été indiqué précédemment, plus grande est la tension d'ionisation, plus le champ électrique de précipitation est intense, plus le nombre d'ions produits est important et donc la charge des particules. Ainsi, les efficacités de collecte augmentent avec la tension appliquée. Cette tendance est montrée expérimentalement dans la Figure 48. Le calcul de la densité de charge moyenne pour chaque tension montre que cette augmentation est linéaire entre les tensions 9kV, 10kV et 11 kV (Tableau 8).

V (kV)	11	10	9
$\bar{\rho}_i$ ($\mu C/m^3$)	455,81	336,8	219,74

Tableau 8 : Densité de charge moyenne en fonction du potentiel électrique sur une section du précipitateur.

Une augmentation de tension de 9 kV à 11 kV (facteur 1,2) engendre une augmentation d'efficacité, pour les particules de tailles 0,35 μm , de 90% à 98,5% soit environ 5 fois moins de particules sortant du filtre. L'influence de la tension d'ionisation apparaît ici clairement. Lors de la conception d'un électrofiltre, on a intérêt à imposer une tension au fil la plus grande possible mais il y en a une limite physique lorsque le système « claque ». En effet pour une configuration donnée, à champs électriques forts au niveau de la cathode émettrice, il peut se produire des amorçages ou claquages qui endommagent l'appareil. Lors des claquages, l'électrofiltre perd toute son efficacité. Ainsi, un électrofiltre efficace allie à la fois une tension au fil suffisamment élevée pour charger fortement les particules mais assez faible pour éviter les claquages. Dans notre cas la tension de travail la plus élevée est de 11 kV sachant que l'apparition des amorces pour le claquage commence dès 12 kV.

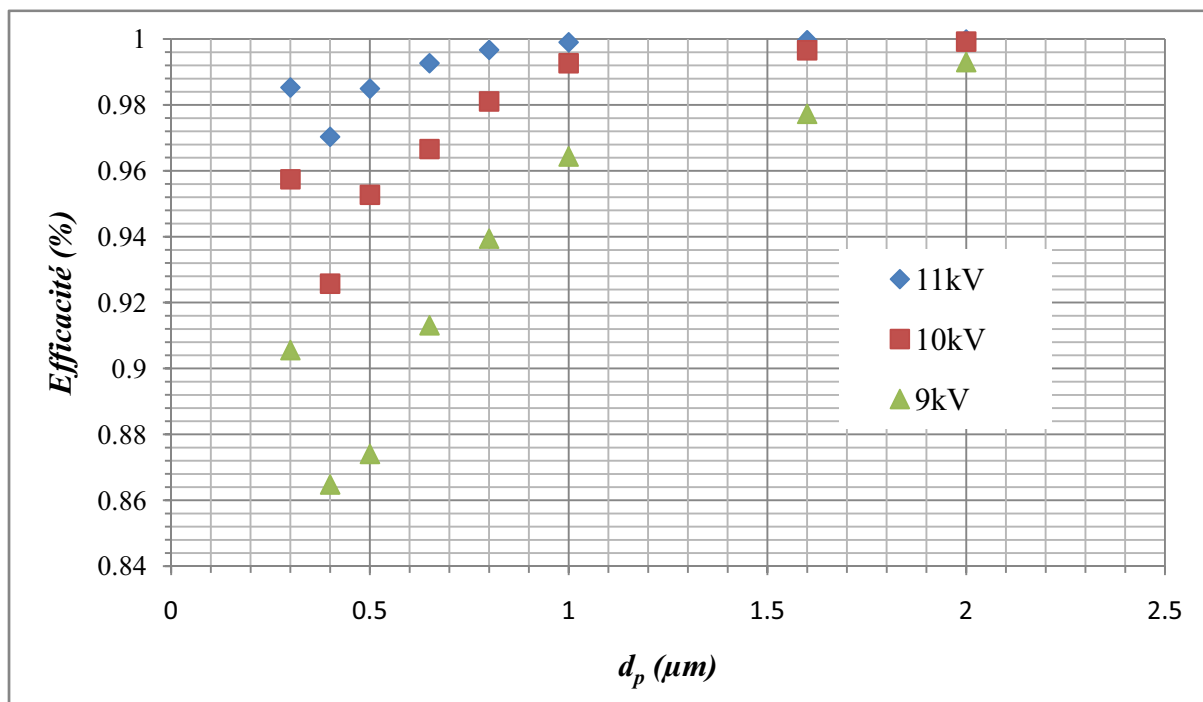


Figure 48 : Efficacité mesurée en fonction du diamètre des particules et de la tension d'ionisation pour les particules de Hêtre.

1.2.3. Influence du courant particulaire sur le courant d'ionisation

Le fonctionnement de l'électrofiltre consiste à collecter les particules chargées électriquement sur l'électrode collectrice. De ce fait, l'électrofiltre est le siège d'un déplacement de porteurs

de charges, donc d'un courant appelé courant particulaire. Ce courant change profondément la physique de la décharge par une modification de la mobilité μ des ions [66, 96] :

$$\mu_{eff} = \mu \left(\frac{J}{200 \cdot J_{part} + J} \right) \quad (58)$$

Avec J et J_{part} densités de courant ionique et particulaire respectivement.

Pour estimer la contribution du courant particulaire sur le courant total, des mesures de caractéristiques courant-tension avec et sans particules ont été effectuées (Figure 49).

Les deux courbes sont sensiblement identiques, l'écart ne dépasse pas 0.7%. Toutefois, les erreurs expérimentales ne permettent pas de conclure que le courant particulaire engendre cette petite différence.

Pendant les mesures, il a été compté N_p particules de taille d_p en 1 minute, le débit d'aspiration est de 1,2 l/min. en supposant que les particules acquièrent leurs charges théoriques limite. Dans le champ électrique uniforme E , la densité de charge spatiale vaut :

$$\rho_{part} = \frac{N_p}{1,2 \cdot 10^{-3}} \cdot q_s \quad (59)$$

Pour une taille de 0,3 μm , un champ électrique de $6,5 \cdot 10^5$ V/m et un nombre de particules de 600 000 part/ft³, la densité de charge particulaire pour cette gamme de particules est de $1,08 \cdot 10^{-10} \text{C/m}^3$. De la même façon nous calculons la densité de charge particulaire pour tout le spectre de particules et on obtient une densité de charge particulaire de $1,18 \cdot 10^{-10} \text{C/m}^3$. Or classiquement, l'air ionisé a une charge de 10^{-4} à 10^{-5}C/m^3 . La charge d'espace particulaire est donc négligeable devant la charge ionisée.

De plus, la densité de courant s'écrit $J = \mu \cdot \rho \cdot E$. Si $\mu = 2 \cdot 10^{-4} \text{m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ (mobilité ionique) et $\mu_{part} = 5 \cdot 10^{-7} \text{m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ (mobilité particulaire [100]), le rapport des courants ionique et particulaire vaut :

$$\frac{J}{J_{part}} = \frac{\mu \cdot \rho}{\mu_{part} \cdot \rho} = 3,38 \cdot 10^6 \quad (60)$$

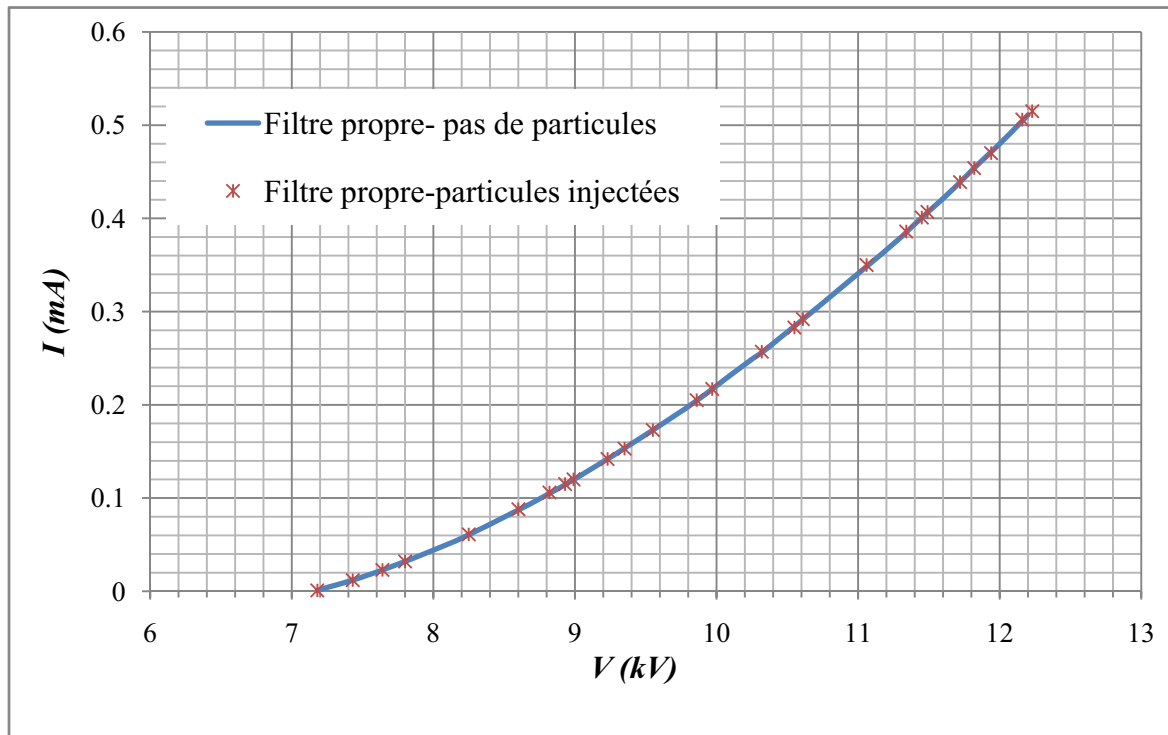


Figure 49 : Evolution du courant total en fonction de la tension avec et sans particules.

Au vu de ces estimations, il apparaît donc peu probable que dans notre cas le courant particulaire influe sur la génération de courant de l'électrofiltre et donc sur son fonctionnement. Pour cette raison ce paramètre a été négligé dans notre code de calcul.

Pour notre débit, les effets électro-hydrodynamiques sont très faibles [50] et enfin, le réenrol ainsi que la contre-émission sont négligeables. Ainsi dans notre modélisation nous considérerons la particule comme un scalaire passif.

1.2.4. Influence de la vitesse du gaz

Les phénomènes de décharges électriques sont liés intrinsèquement aux propriétés électriques du milieu (l'air), donc son mouvement ne devrait pas modifier la génération d'ions donc ne devrait pas modifier le courant électrique.

La figure 50, compare le courant mesuré avec deux vitesses de gaz (2 et 4 m/s) en fonction de la tension d'ionisation. Les résultats sont très proches et avec une différence entre elles de l'ordre du 0,5 % ce qui est inférieur aux erreurs de mesure de nos appareils.

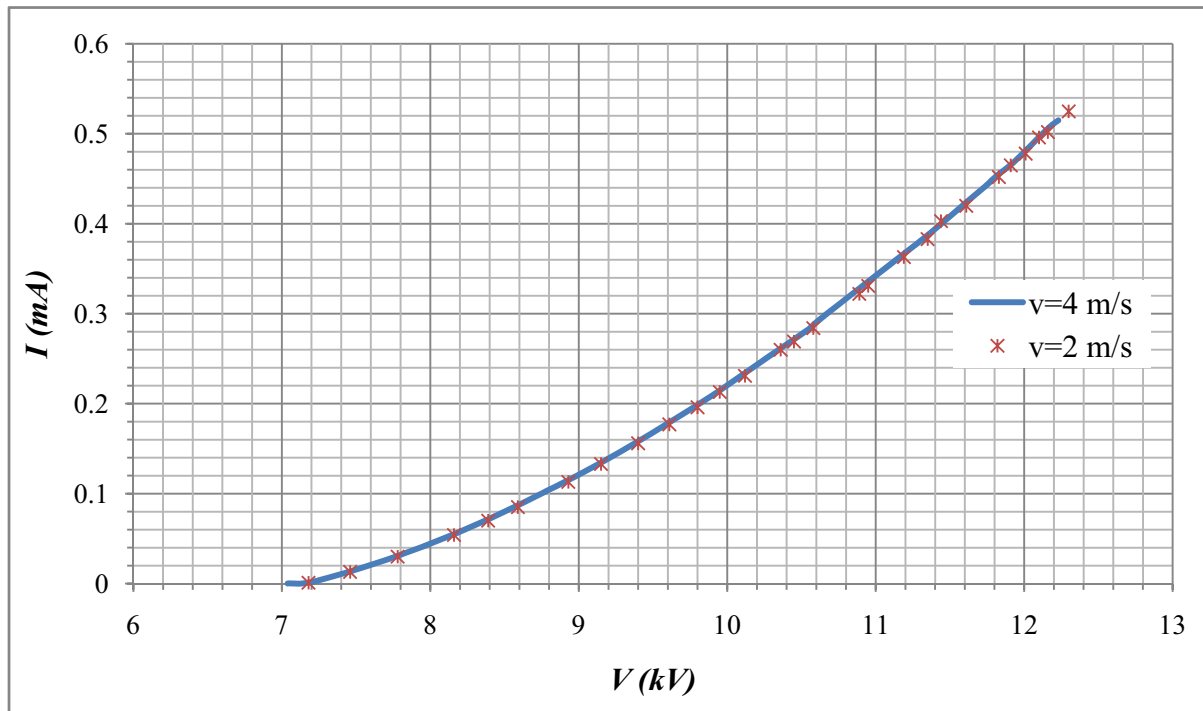


Figure 50 : Comparaison du courant d'ionisation mesuré pour des vitesses d'air de 2 m/s et 4 m/s caractéristique courant tension

1.2.5. Influence du dépôt sur le courant d'ionisation

Deux mesures de courant d'ionisation en fonction de la tension appliquée au fil sont effectuées au cours du temps. La première mesure, dite propre, est effectuée au début de l'opération de piégeage de particules de matériau bois et la deuxième mesure, dite encrassée, est effectuée après un temps de collecte de 300 min. Pendant l'intervalle de temps entre les deux mesures, l'électrofiltre est réglé sur 11 kV et épure l'air chargé de poussières de bois. Le courant d'ionisation augmente lorsque la cathode de collecte est encrassée et ceci d'autant plus que les tensions sont élevées (Figure 51). Ce phénomène est caractéristique de la contre-émission causée par le dépôt des particules sur la cathode collectrice. Ce dépôt ayant une résistance électrique R , le passage du courant crée un champ électrique local [66] :

$$\vec{E} = R \cdot \vec{J} \quad (61)$$

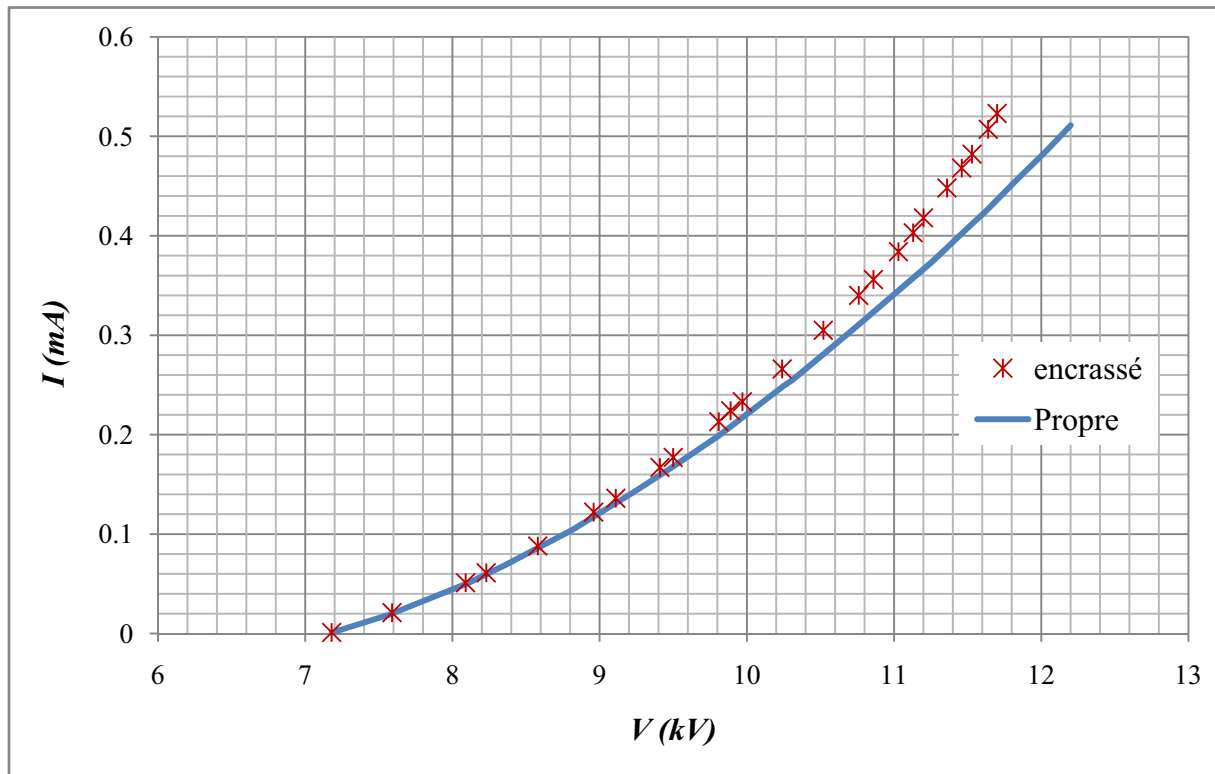


Figure 51 : Evolution du courant en fonction de l'état du filtre (propre ou encrassé)

Dans ce cas, des ions positifs et des électrons sont créés. Ces derniers se dirigent vers le fil ionisant à travers l'espace inter-électrode. L'espace devient bipolaire, la charge des particules s'en trouve affectée et amoindrie. Le courant augmente car les électrons se déplaçant vers le fil donnent la même contribution que les ions positifs traversant dans l'autre sens.

En décharge électrique classique, le courant est proportionnel à $V \cdot (V - V_s)$. En présence de contre-émission, cette linéarité est perdue et le début d'ionisation est avancé [99].

Tous les arguments présentés précédemment suggèrent donc la présence d'une contre-émission dans l'électrofiltre qui est une cause probable de l'augmentation de courant au cours du temps. Ceci engendre une baisse significative et rapide du taux de dépôt [99]. De ce fait, dans cette étude on nettoie l'électrofiltre après chaque mesure pour éviter l'augmentation de l'épaisseur de la couche déposée.

1.2.6. Influence de la longueur de l'électrofiltre

La Figure 52, représente l'évolution de l'efficacité en fonction de la longueur de l'électrofiltre. L'efficacité augmente avec la longueur de l'électrofiltre ceci s'explique par le

temps de séjour des particules dans la zone de piégeage électrostatique qui augmente. En conséquence elles ont plus de temps pour le traverser et donc une plus grande quantité de particules sera piégée ; en outre elles auront plus de temps pour atteindre leur charge limite. Une grande longueur limite aussi la concentration en particules piégées et donc diminue les effets du réenvol (qui sont négligés ici). Entre les longueurs 80 cm et 100 cm il n'y a quasiment plus de différence dans l'efficacité de filtration : ce sont presque 99,9% des particules piégées. Donc le choix d'une longueur de 80 cm réside en une baisse de l'encombrement de l'appareil, donc de son coût pour des performances sensiblement équivalentes à une longueur de 100 cm.

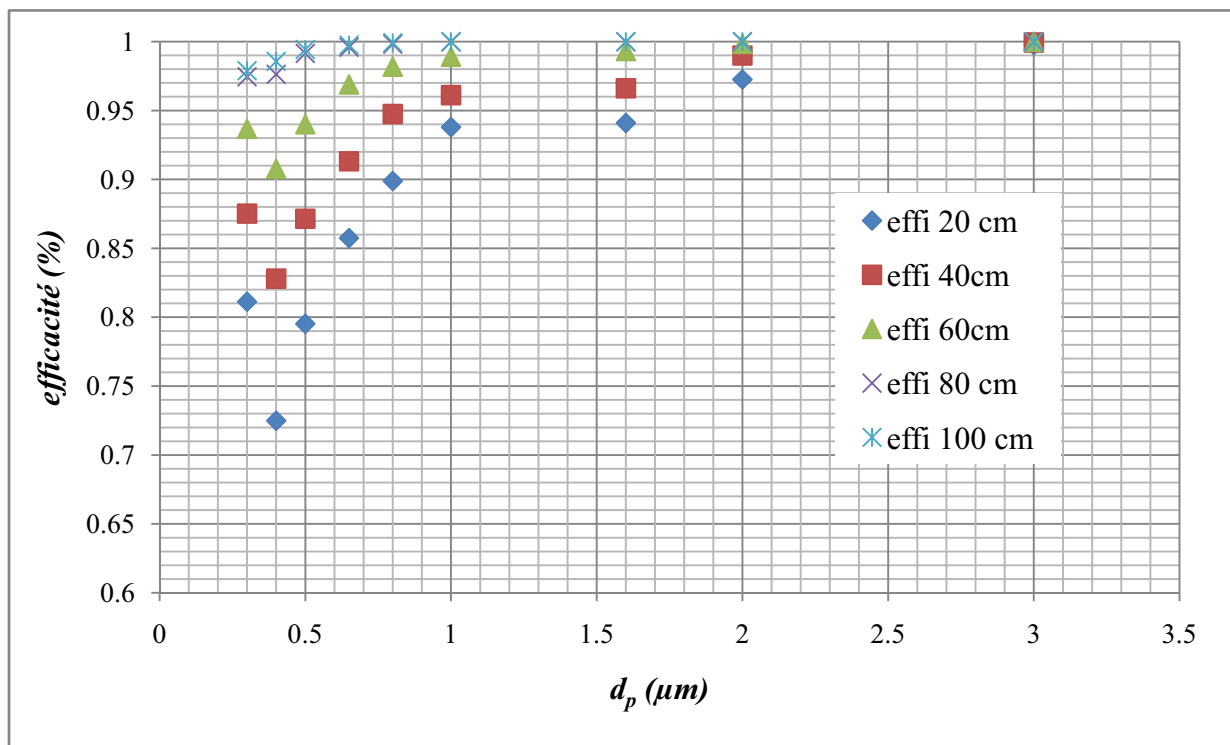


Figure 52 : Efficacité mesurée en fonction du diamètre des particules et de la taille de l'électrofiltre pour les particules de Hêtre (cas $V=11$ kV).

1.2.7. Influence du diamètre du fil

Pour différents diamètres de l'électrode émettrice ou fil, l'efficacité de collecte est mesurée (Figure 54). Plus le diamètre du fil diminue, plus l'efficacité de collecte augmente. Ceci s'explique par le fait que la densité de charges inter-électrodes et le courant produit sont plus importants lorsque le rayon de courbure du fil ionisant est petit (Tableau 9, Figure 53). Nous

remarquons aussi que plus le diamètre du fil est petit plus la tension seuil d'ionisation est petite conformément aux résultats de la littérature [108].

$\bar{\rho}$ ($\mu\text{C}/\text{m}^3$) diamètre du fil	11 kV	10 kV	9 kV	Tension seuil (kV)
0,125 mm	764,58	632,87	503,86	4,84
0,2 mm	606,51	482,01	359,98	5,95
0,3 mm	455,81	336,8	219,74	7,13
0,4 mm	338,32	222,23	106,95	8,10
0,5 mm	239,24	124,11	6,68	8,95

Tableau 9 : densité de charge moyenne en fonction de la tension appliquée et de diamètre du fil ionisant

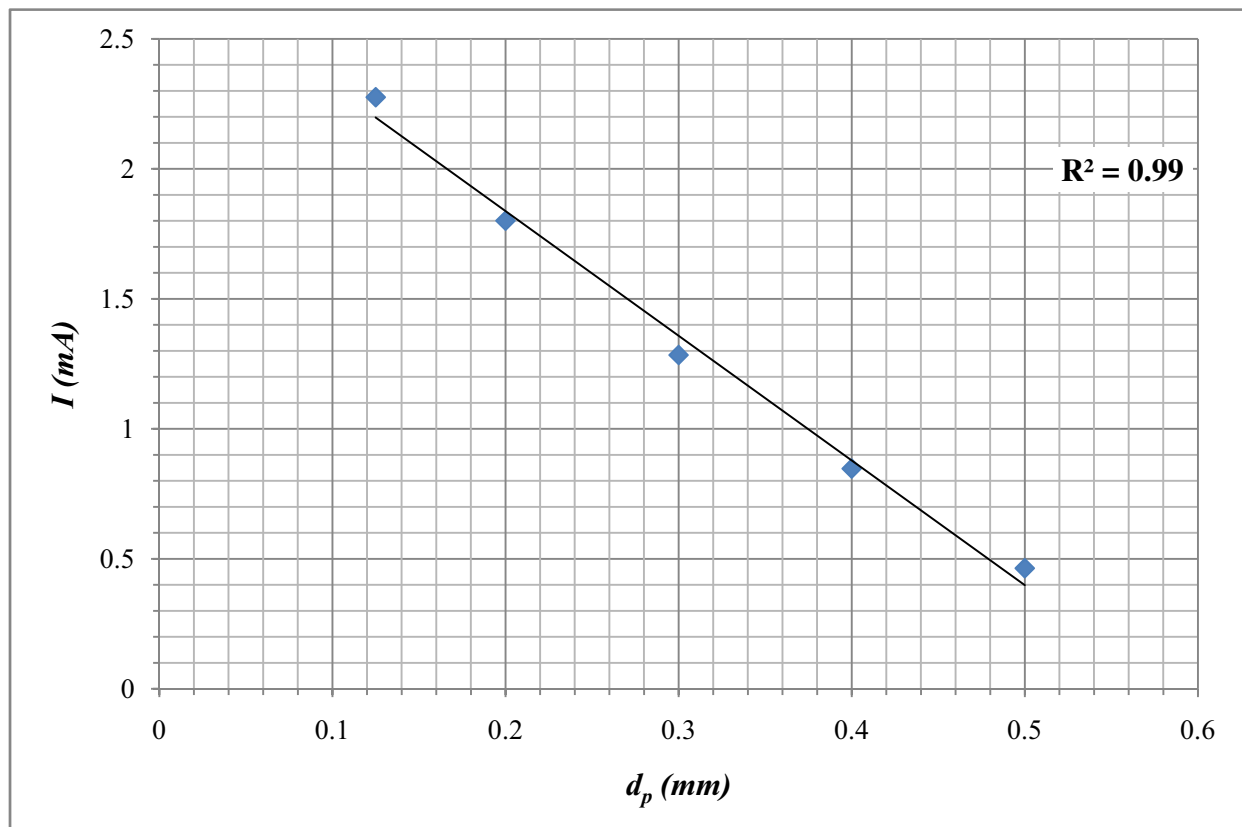


Figure 53 : courant total en fonction du diamètre du fil ionisant

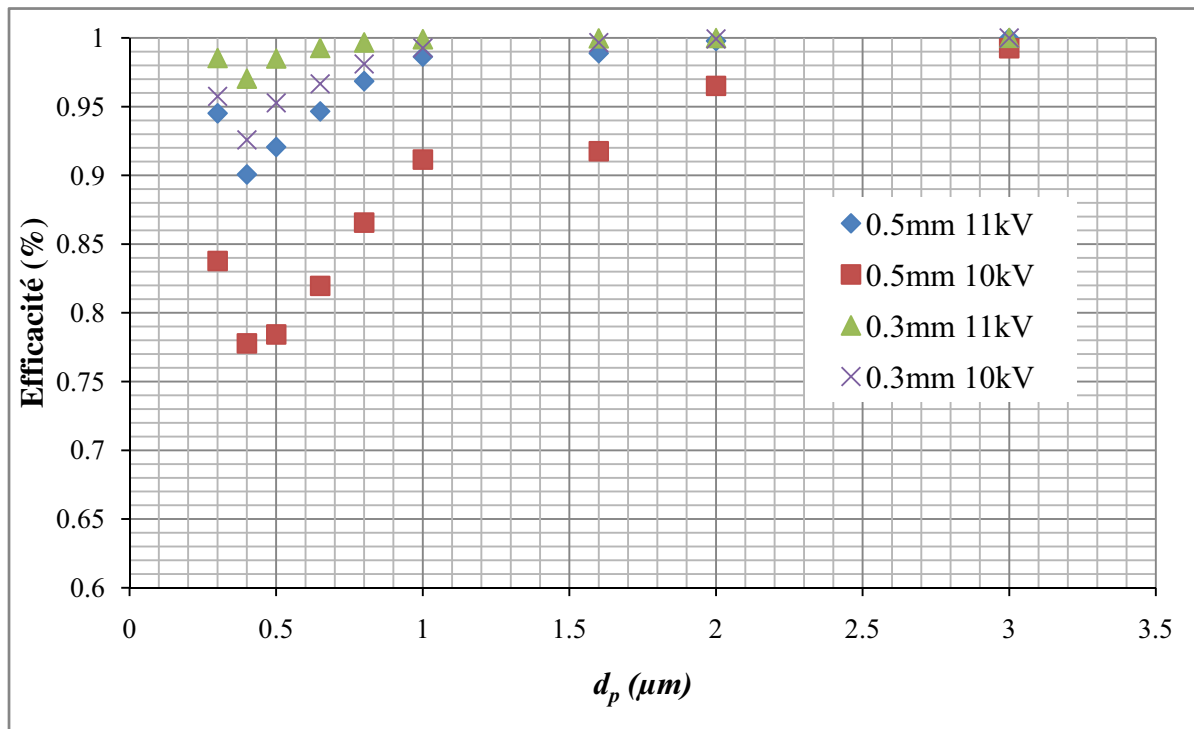


Figure 54 : Efficacité mesurée en fonction du diamètre de particule de Hêtre pour différents diamètres du fil ionisant.

1.3. Comparaison des mesures d'efficacité au modèle de Deutsch

En comparant nos résultats à ceux donnés par le modèle de Deutsch dans lequel la vitesse de migration serait égale à la vitesse limite de déplacement des particules dans le fluide en présence d'un champ électrique, nous remarquons que nos mesures d'efficacité sont supérieures (Figure 55, 56 & 57), contrairement à ce qui est noté dans la littérature à savoir que le modèle de Deutsch surestime globalement l'efficacité, du fait qu'il ne prend pas en compte le réentraînement, les phénomènes de coalescence et de mécanisme d'attrition des particules. Cette contradiction est due au fait que les comparaisons entre le modèle de Deutsch et la littérature sont effectuées avec des ESPs de type industriel. Ces ESPs présentent la caractéristique de favoriser d'une part, le réentraînement des particules, et d'autre part, ils favorisent les phénomènes de contre-émission dus aux fortes concentrations de particules utilisées. Dans notre cas, la sous-estimation de l'efficacité du modèle de Deutsch est due à l'absence de réentraînement, de sédimentation et autres phénomènes non-deutschien dans notre précipitateur. Notons que ce même type de résultats a été obtenu par Riehle [97].

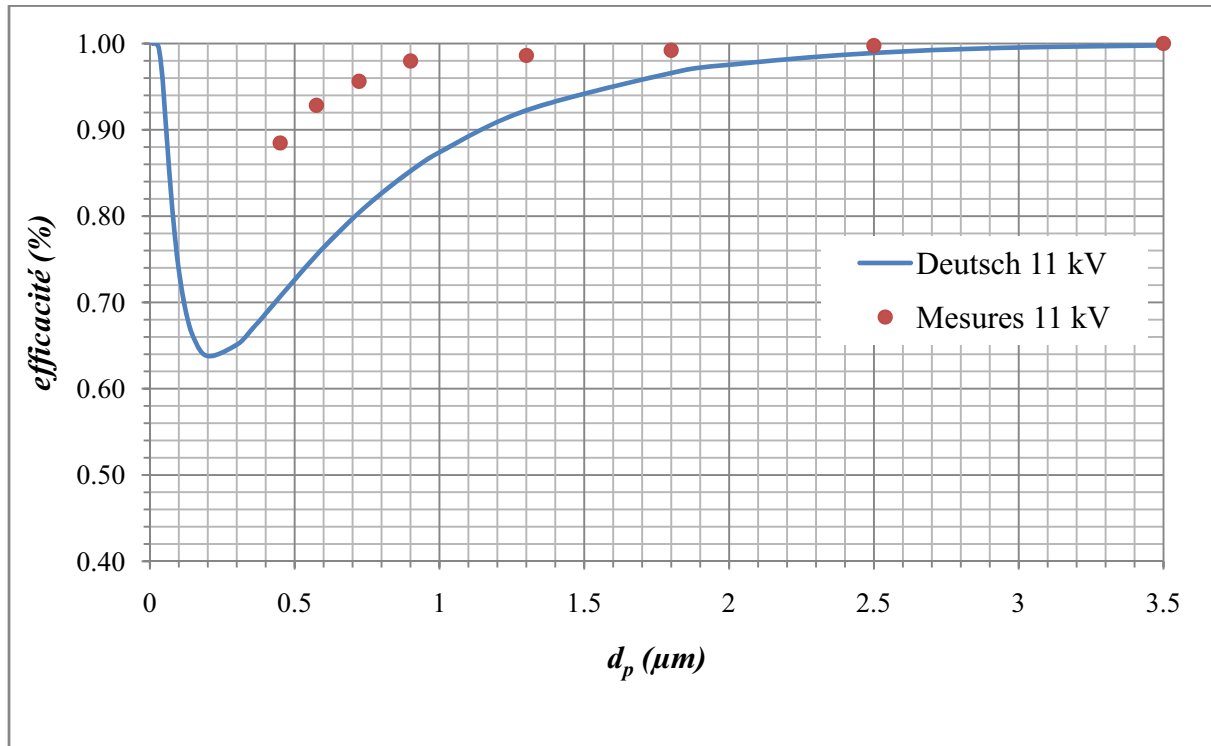


Figure 55 : Comparaison des mesures d'efficacité en fonction des diamètres de particules avec le modèle de Deutsch (cas $V = 11 \text{ kV}$).

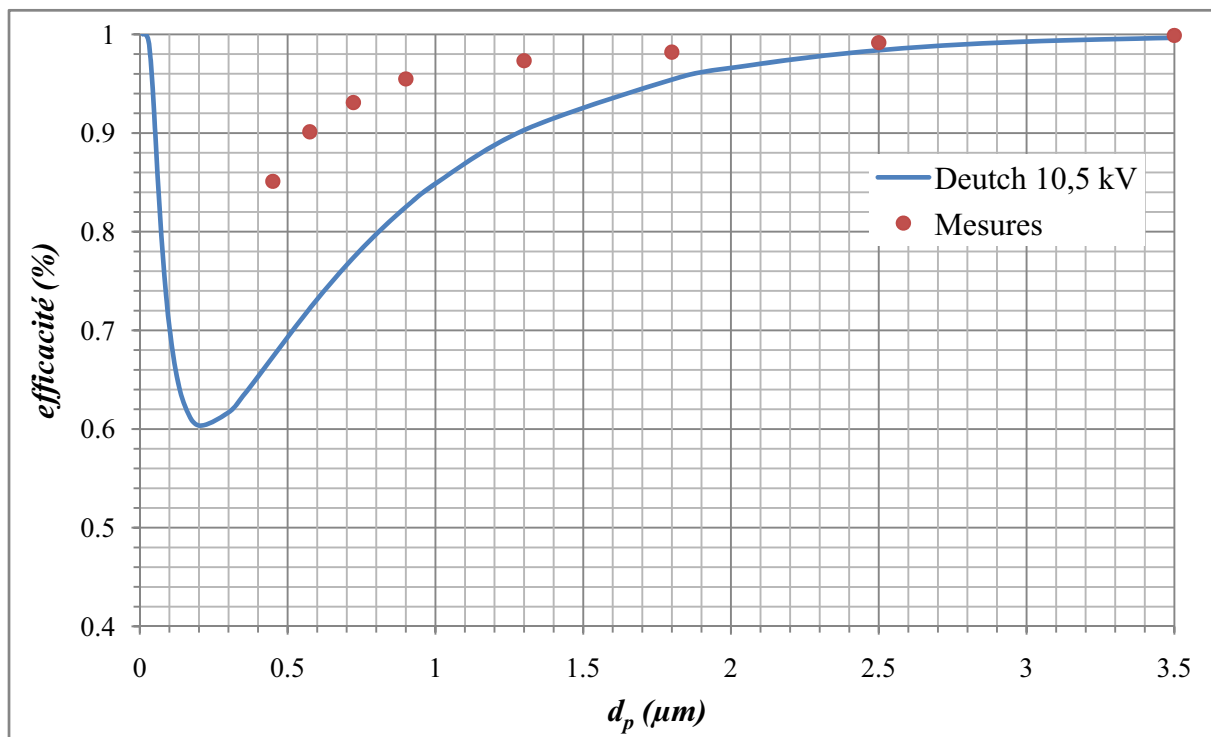


Figure 56 : Comparaison des mesures d'efficacité en fonction des diamètres de particules avec le modèle de Deutsch (cas $V = 10,5 \text{ kV}$).

En outre, à cause des faibles concentrations injectées ($< 3 \cdot 10^6 \text{ part / cm}^3$) et des précautions expérimentales observées (nettoyage de la veine après chaque cycle de mesure), les dépôts sur l'électrode sont négligeables et donc le phénomène de contre-émission est absent.

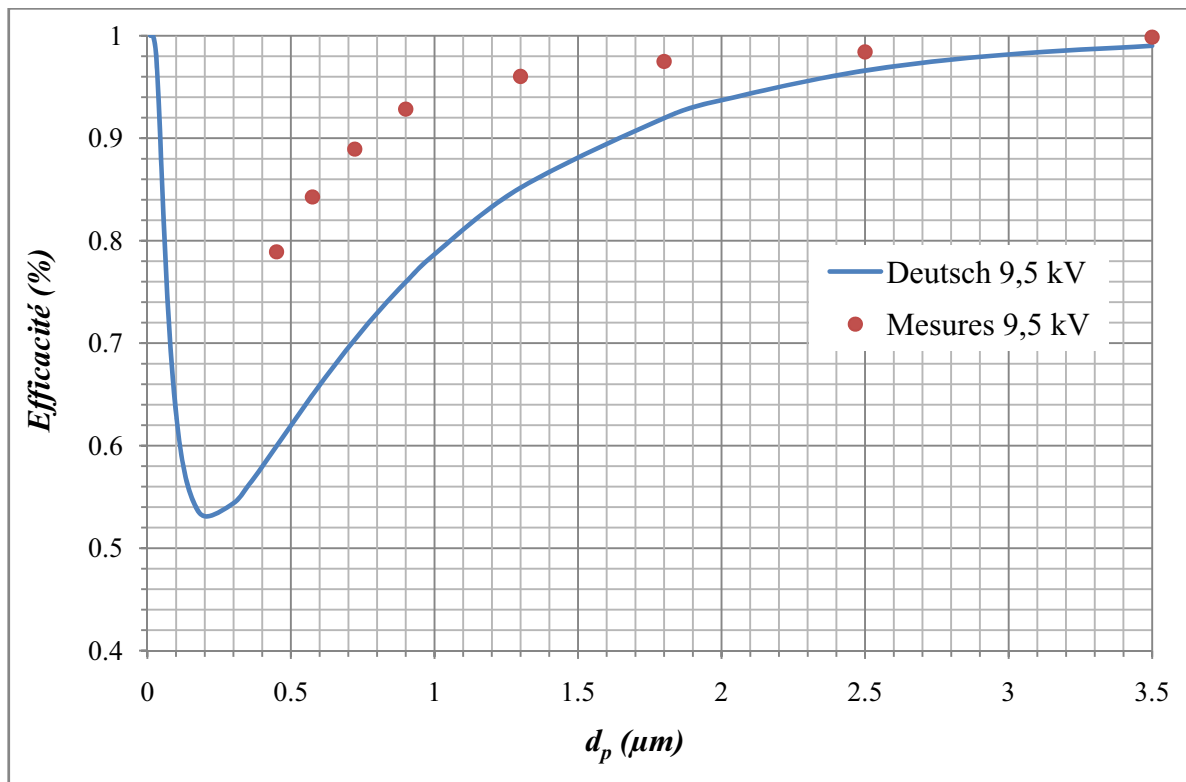


Figure 57 : Comparaison des mesures d'efficacité en fonction des diamètres de particules avec le modèle de Deutsch (cas $V = 9.5 \text{ kV}$).

La différence qui subsiste entre nos mesures d'efficacité et celles données par le modèle de Deutsch peut être due aussi à l'effet de la turbulence. En effet, le modèle de Deutsch suppose une turbulence pleinement développée qui correspond à une diffusivité infinie alors que dans nos conditions expérimentales, nous sommes en écoulement faiblement turbulent ($Re \cong 9000$) et le coefficient de diffusion est de l'ordre de $1 \text{ m}^2/\text{s}$.

2. Etude numérique de l'efficacité de collecte

Pour rendre compte de nos résultats expérimentaux, nous appliquons le modèle de convection-diffusion couplé aux équations de Navier-Stokes moyennées en présence du champ électrique avec le modèle de charge de Cochet [20] implanté dans notre programme de simulation décrit dans le chapitre III. Ce modèle sera nommé M1. Après une étude paramétrique pour évaluer la constante diélectrique du matériau bois, nous confronterons les résultats donnés par notre modèle au modèle de Leonard [39], et celui de Riehle [97]. Les trois modèles sont utilisés avec les mêmes données physiques et notamment la même constantes diélectrique. Pour le coefficient de diffusion turbulente il est de $1 \text{ m}^2/\text{s}$ pour cette comparaison car cette valeur de D_T donne presque les mêmes efficacités que le D_T local. Les modèles Léonard et Riehle utilisent le modèle de charge de Cochet [20] avec un champ électrique uniforme et non uniforme respectivement.

2.1. Coefficient de diffusion turbulente

Le phénomène diffusif prédominant dans un écoulement turbulent est dû à la cascade des tourbillons et il est souvent représenté comme une diffusion turbulente liée non plus aux caractéristiques physiques intrinsèques du fluide, mais à celles de l'écoulement. Pour évaluer ce coefficient de diffusion turbulente, il est nécessaire d'extraire les fluctuations de concentrations et de vitesses. Ces fluctuations de vitesses et de concentrations sont généralement accessibles par l'expérience à l'aide des méthodes optiques (vélocimétrie laser, anémomètre laser) ou par la modélisation des équations de Reynolds [98].

Dans notre cas, ces méthodes optiques expérimentales, sont très difficilement utilisables à cause de notre géométrie cylindrique et de la présence d'une électrode opaque qui empêche toute mesure de vélocimétrie. Donc on va estimer le coefficient de diffusion turbulente par la modélisation numérique des équations de Reynolds. Le fait d'intégrer, dans notre code de calcul, le modèle $k - \epsilon$ nous a permis de remonter au coefficient de diffusion turbulent local pour chaque taille de particule. Le D_T est fonction de l'énergie cinétique turbulente, du taux de dissipation de l'énergie turbulente et de vitesse de migration des particules. Il est donné par la relation suivante [110] :

$$Dt = \frac{K1 * \frac{4k}{9\varepsilon}}{\sqrt{1 + \left(\frac{we}{K2\sqrt{\frac{2}{3}} * k}\right)^2}} \quad (62)$$

Avec K1 et K2, constantes de turbulence valent respectivement 0,235 et 2,5 dans le cadre de notre étude.

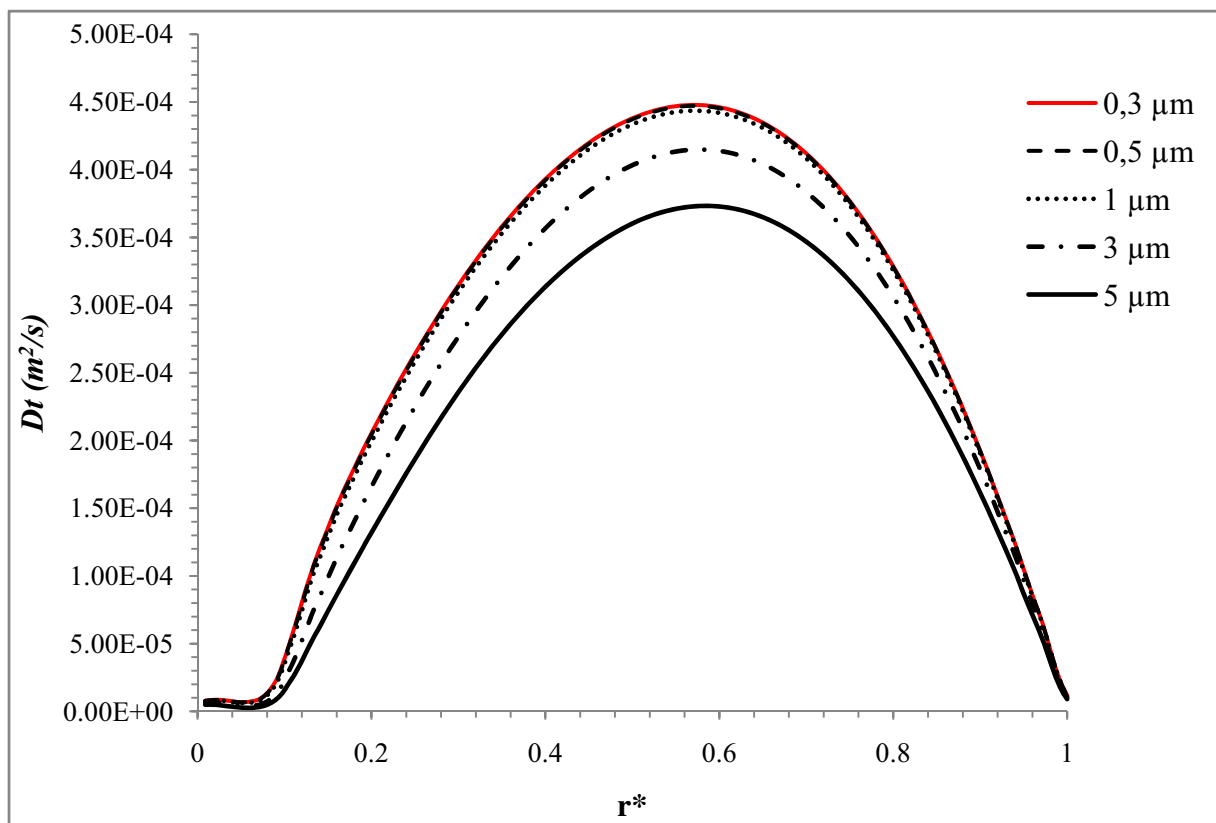


Figure 58 : profil du coefficient de diffusion en fonction du rayon pour différents diamètres de particules

D'après la figure 58, le D_T est plus élevé pour les particules de petites tailles. On remarque aussi que les particules dont la taille varie de 0,3 μm à 1 μm ont sensiblement le même coefficient de diffusion. Ce modèle de coefficient de diffusion est valable pour des particules de diamètre inférieur à 50 μm [110], ceci correspond bien avec notre étude puisque nos particules sont inférieures à 20 μm . Selon la Figure 58, le coefficient de diffusion est inversement proportionnel au diamètre des particules.

2.2. La constante diélectrique

La constante diélectrique du matériau ϵ_r , intervient dans la charge des particules (chapitre 1). Quelques soient les modèles de charge, plus ϵ_r est grand, plus la particule est polarisable et plus la charge électrique acquise est importante (Figures 59, 60, 61 & 62). Cependant, ce paramètre intervient essentiellement dans les mécanismes de chocs des ions sur les particules donc pour les grosses particules. Cette influence est moindre pour les petites particules où la charge par diffusion brownienne intervient. Pour différentes tensions appliquées (7,5 ; 8,5 ; 9,5 ; 10,5 et 11 kV), nous avons testé trois valeurs de constante diélectrique à savoir 2,5 ; 6 et 30. Les résultats de la simulation numérique montrent que la valeur 2,5 est la mieux adaptée pour décrire la courbe d'efficacité de filtration. Donc pour nos calculs nous avons considéré que la valeur de la constante diélectrique de bois est de 2,5.

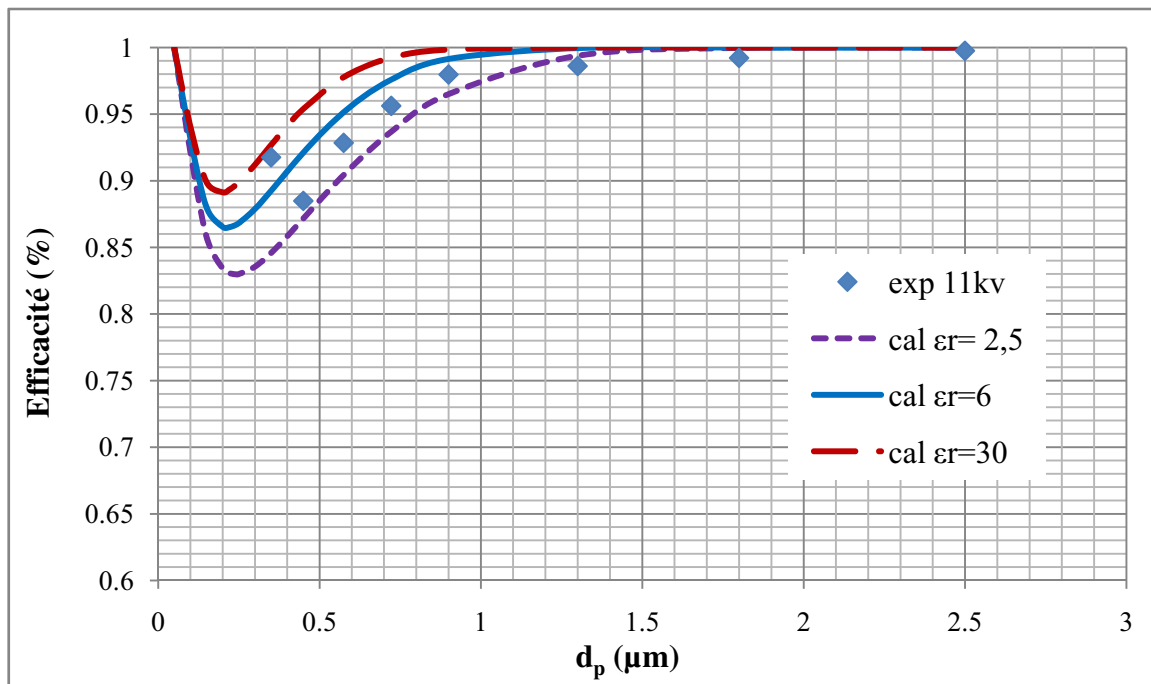


Figure 59 : comparaison en fonction ϵ_r de l'efficacité calculée (cal) avec les mesures (exp) pour une tension de 11 kV

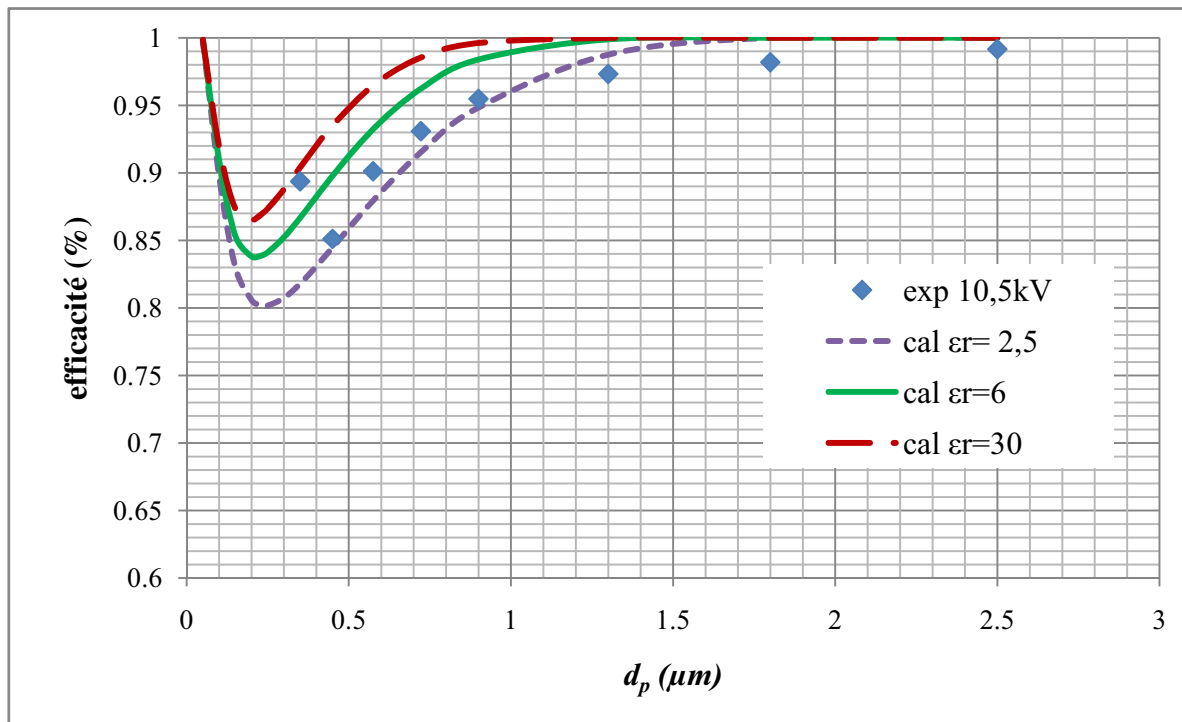


Figure 60 : comparaison en fonction ϵ_r de l'efficacité calculée (cal) avec les mesures (exp) pour une tension de 10,5 kV.

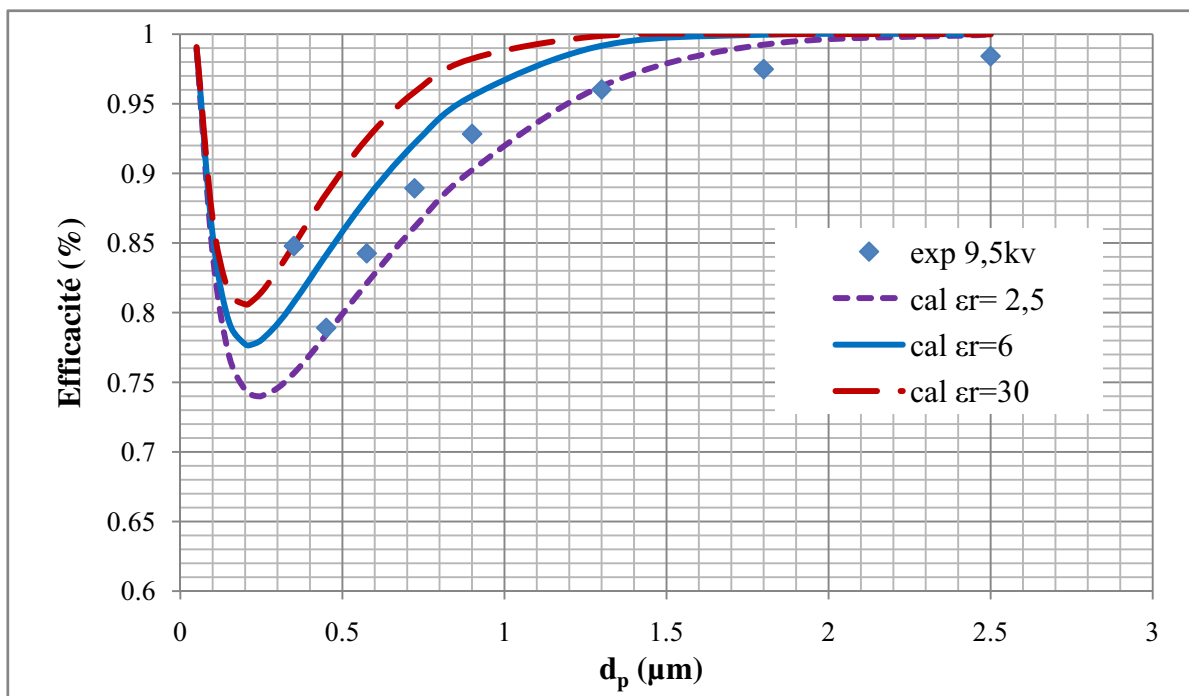


Figure 61 : comparaison en fonction ϵ_r de l'efficacité calculée (cal) avec les mesures (exp) pour une tension de 9,5 kV.

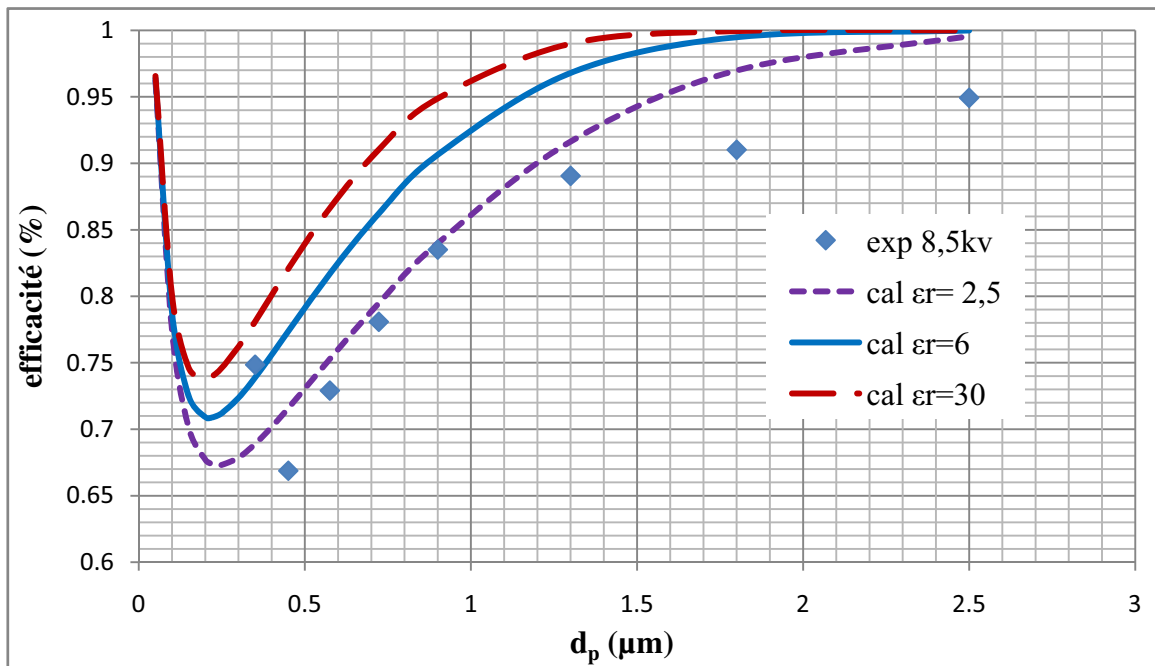


Figure 62 : comparaison en fonction ϵ_r de l'efficacité calculée (cal) avec les mesures (exp) pour une tension de 8,5 kV.

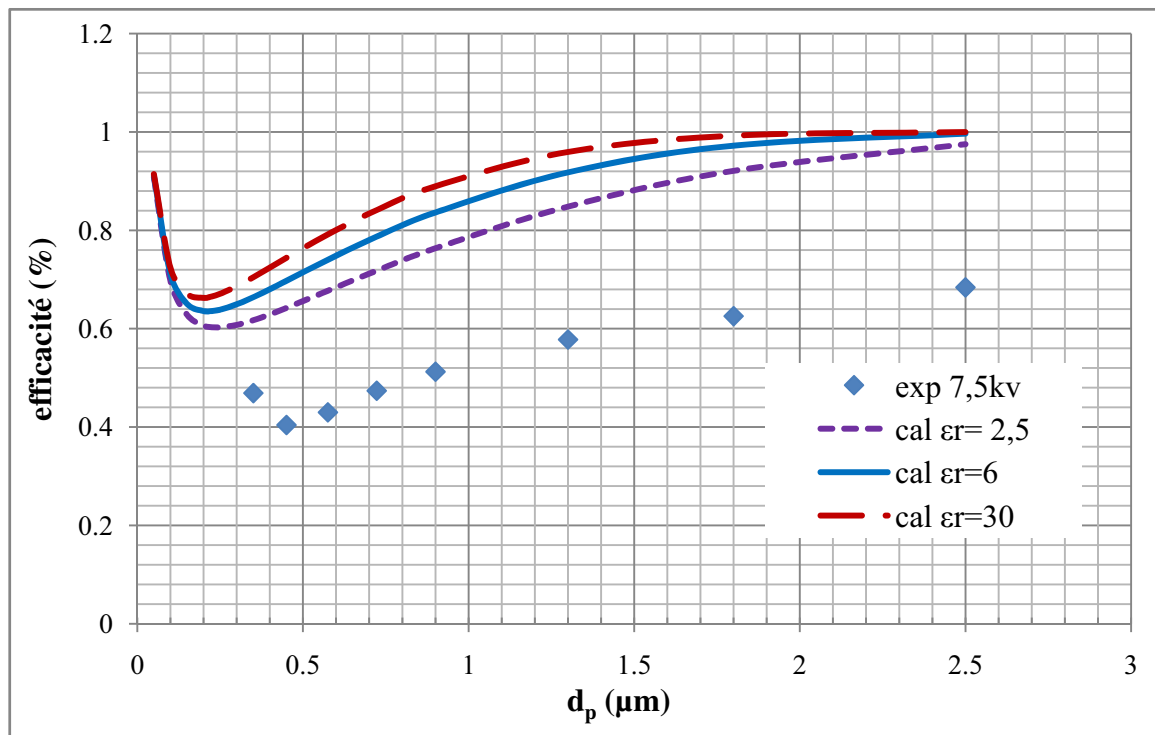


Figure 63 : comparaison en fonction ϵ_r de l'efficacité calculée (cal) avec les mesures (exp) pour une tension de 7,5 kV.

D'après la Figure 63, on remarque que l'efficacité de collecte augmente avec l'augmentation de la constante diélectrique car plus les particules sont polarisables plus elles se chargent vite.

La valeur de 2,5, correspondant à la courbe de pointillé (---), nous semble la plus adaptée pour nos mesures expérimentales.

2.3. Effets électrohydrodynamique

Il est connu que la circulation d'un faisceau d'ions sous l'effet d'un champ électrique à travers d'un gaz met celui-ci en mouvement. Dans le cas d'un ESP, les ions négatifs ou positifs issus de la décharge couronne dérivent dans l'espace inter-électrodes. Par leurs chocs avec les molécules neutres, les ions transfèrent une quantité de mouvement, ceci étant équivalent à une force agissant directement sur le gaz. Ce phénomène est connu comme l'écoulement secondaire qui influence l'efficacité de filtration. Pour vérifier l'influence de ce vent ionique sur le flux gazeux, dans un premier temps, nous avons calculé le nombre électrodynamique N_{EHD} , dans nos conditions de travail, pour une tension de $10,5\text{ kV}$ et un courant de décharge de $1,5\text{ mA}$, ce nombre selon la relation de Yamamoto (Equation 43) vaut 0,39. Cette valeur proche du zéro. Cela signifie que les mouvements EHD n'affectent pas l'écoulement du gaz.

Dans un deuxième temps, nous vérifions ce résultat avec notre modèle de simulation. Pour cela nous avons comparé à une distance $z = 15\text{ cm}$ la concentration sans l'effet EHD (C) et avec la prise en compte des mouvements EHD (C_{EHD}). Et ceci pour différents diamètres de particules à savoir $0,3\text{ }\mu\text{m}$, $0,5\text{ }\mu\text{m}$, $1\text{ }\mu\text{m}$, $3\text{ }\mu\text{m}$ et $5\text{ }\mu\text{m}$.

D'après les figures 64, 65, 66 & 67, on remarque qu'il y a une légère différence avec un maximum de 0,4% en termes d'efficacité pour les particules dont le diamètre est de $0,3\text{ }\mu\text{m}$. ceci justifie le fait de négliger les effets EHD pour les conditions de ce travail. En plus cette étude numérique va dans le sens des conclusions qui étaient dégagées par Khalij [50] suite à ces résultats expérimentaux obtenus sur la même configuration de l'électrofiltre et avec les mêmes conditions de travail.

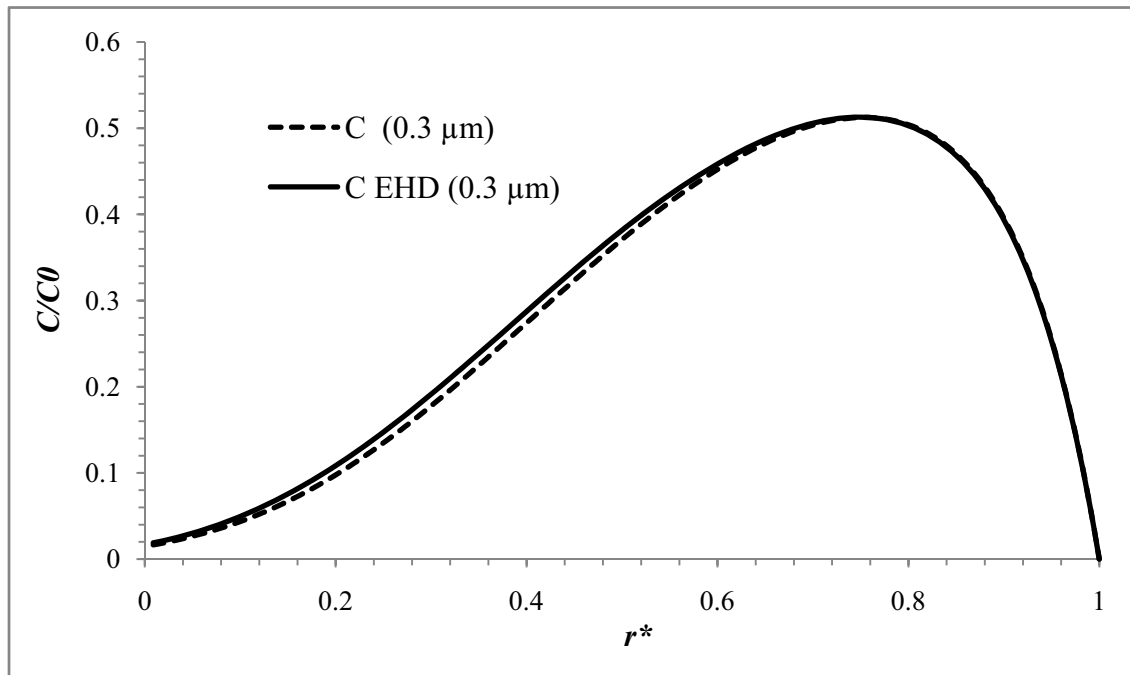


Figure 64 : comparaison entre le profil de concentration sans les mouvements EHD (C) et le profil de concentration en leurs présences (C EHD) pour ($d_p = 0.3 \mu\text{m}$) à une tension de 10.5 kV et $z = 15$ cm.

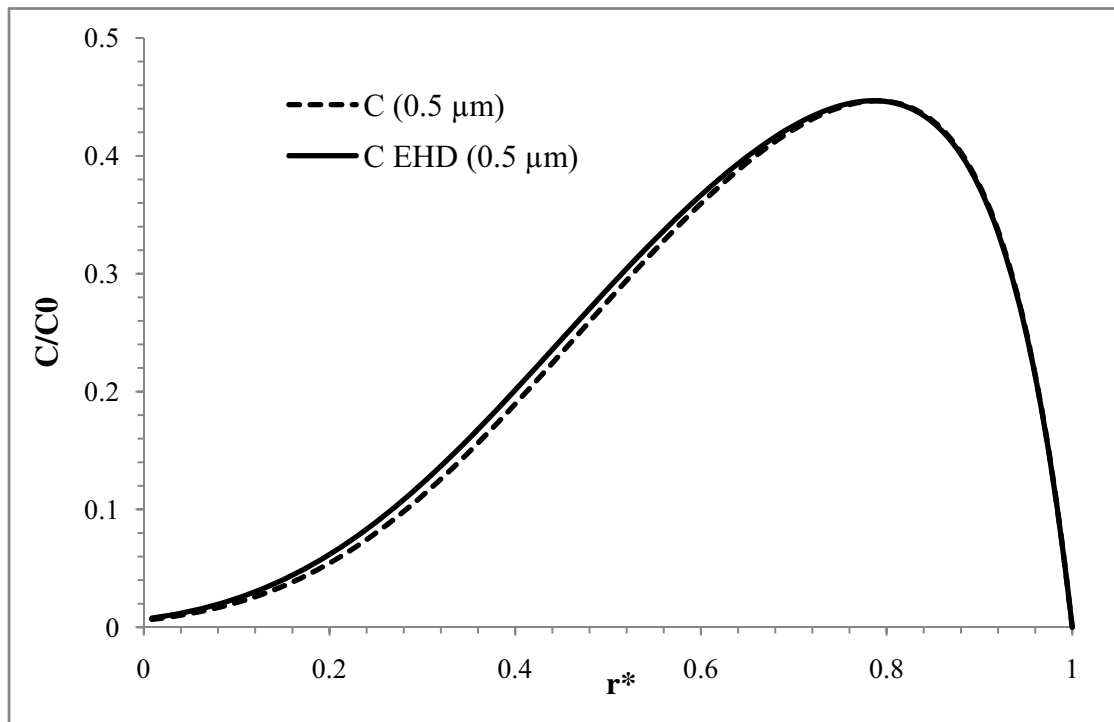


Figure 65 : comparaison entre le profil de concentration sans les mouvements EHD (C) et le profil de concentration en leurs présences (C EHD) pour ($d_p = 0.5 \mu\text{m}$) à une tension de 10.5 kV et $z = 15$ cm

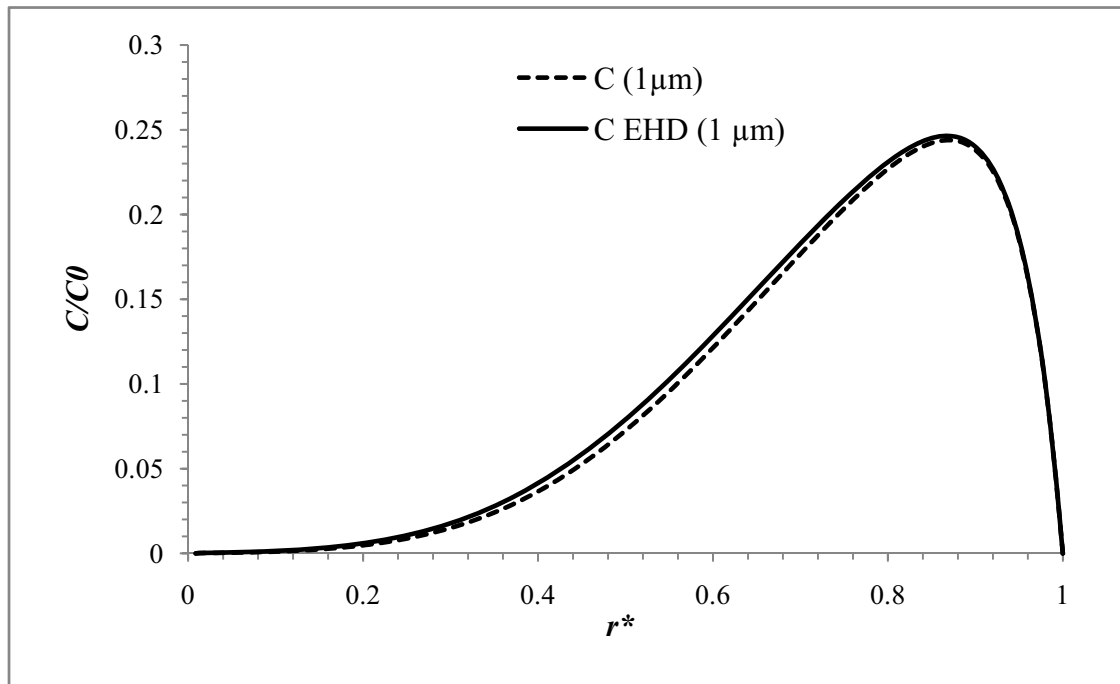


Figure 66 : comparaison entre le profil de concentration sans les mouvements EHD (C) et le profil de concentration en leurs présences (C EHD) pour ($d_p = 1 \mu\text{m}$) à une tension de 10.5 kV et $z = 15 \text{ cm}$

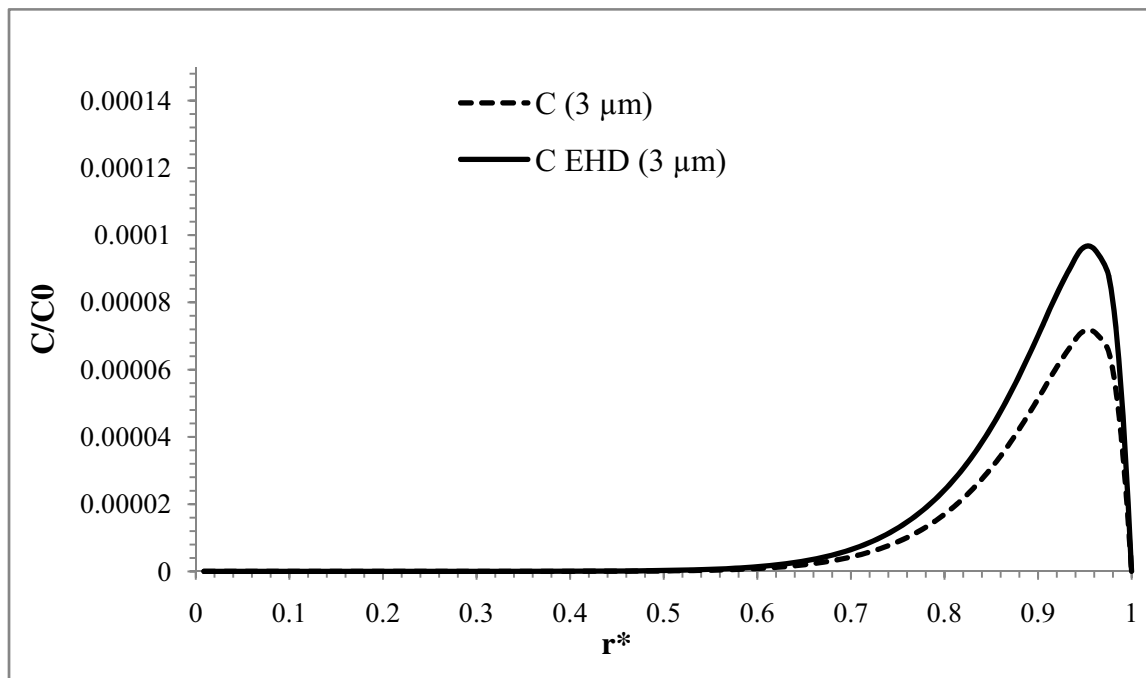


Figure 67 : comparaison entre le profil de concentration sans les mouvements EHD (C) et le profil de concentration en leurs présences (C EHD) pour ($d_p = 3 \mu\text{m}$) à une tension de 10.5 kV et $z = 15 \text{ cm}$

2.4. Vérification de la simulation avec différentes tensions

Les figures suivantes 68, 69, 70 & 71, présentent la comparaison de notre modèle de simulation (courbes sans points) avec les résultats expérimentaux (points) pour différentes valeurs de tensions d'ionisation appliquées au fil.

On remarque qu'il y a un bon accord entre les mesures et la simulation pour les tensions appliquées 11 ; 10.5 ; 9.5 ; et 8.5 kV avec un maximum d'écart de 5% pour la tension 8.5 kV.

Pour la tension 7,5 kV, les résultats calculés sont supérieurs de 25% aux résultats expérimentaux. Cet écart est dû au modèle de charge qui semble surestimer la charge des particules pour cette tension. A cette tension de 7,5 kV on est proche de celle de l'ionisation (7,13 kV). La densité de charges ioniques est très faible et donc il devient difficile pour les particules de se charger. Ce phénomène n'est pas pris en charge dans le modèle de Cochet qui considère que les particules ont toujours la charge limite possible. La simulation calcule alors une vitesse de migration donc une efficacité de filtration supérieure à la réalité. A partir des résultats de la Figure 72, on peut calculer que la vitesse de migration réelle elle est presque trois fois plus grande par rapport à la réalité, corrélativement la charge des particules doit-êtré elle aussi trois fois plus grande que celle réelle.

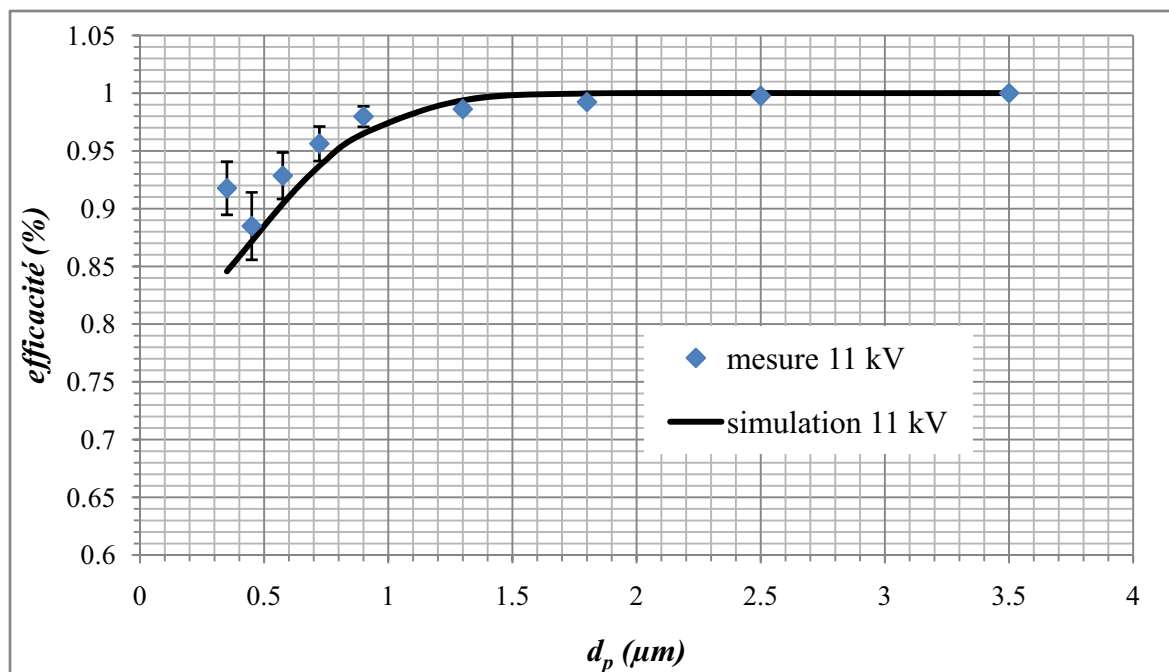


Figure 68 : comparaison de l'efficacité calculée avec les mesures pour une tension de 11 kV

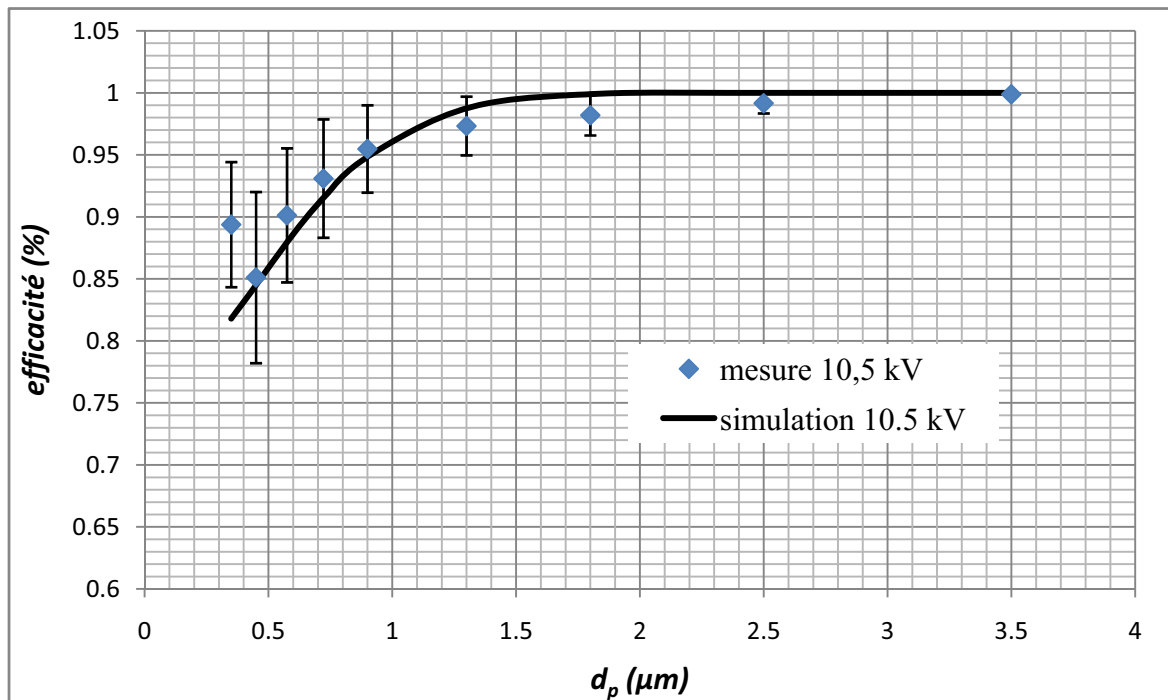


Figure 69 : comparaison de l'efficacité calculée avec les mesures pour une tension de 10.5 kV.

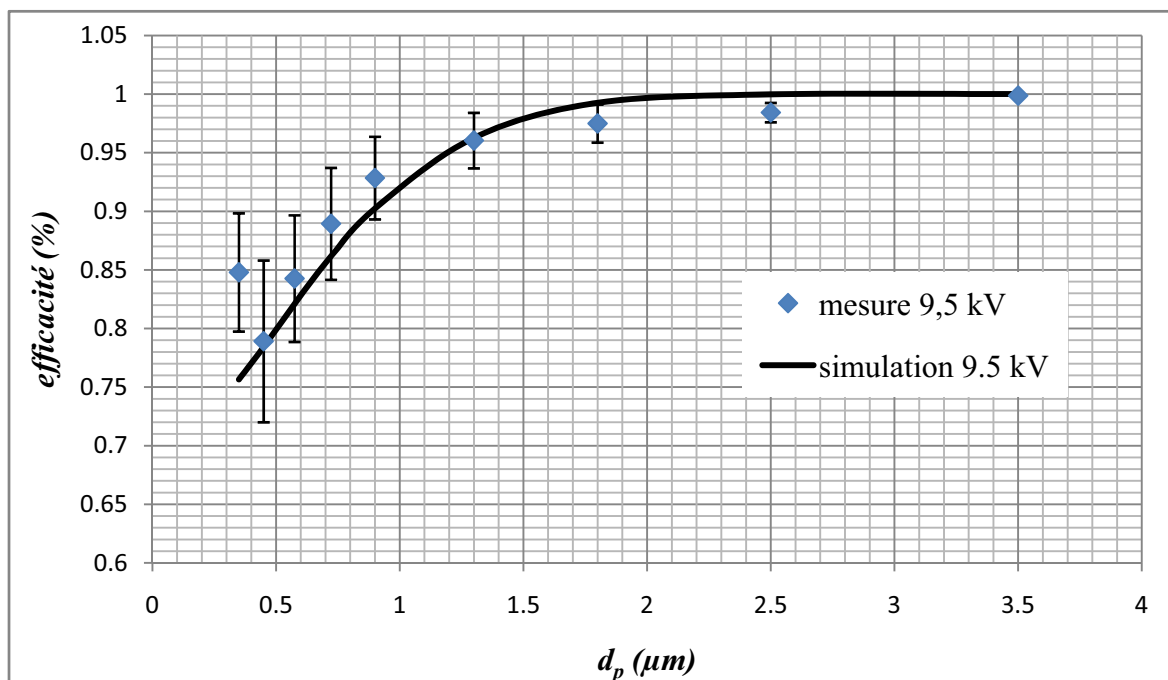


Figure 70 : comparaison de l'efficacité calculée avec les mesures pour une tension de 9.5 kV.

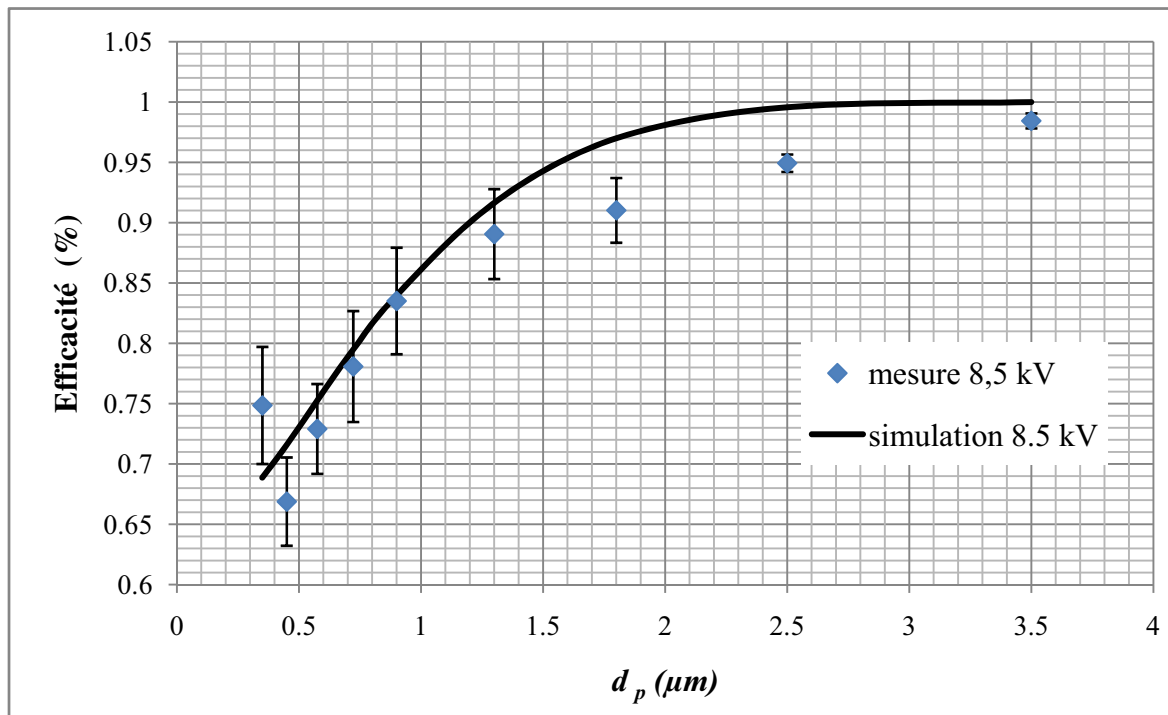


Figure 71 : comparaison de l'efficacité calculée avec les mesures pour une tension de 8.5 kV.

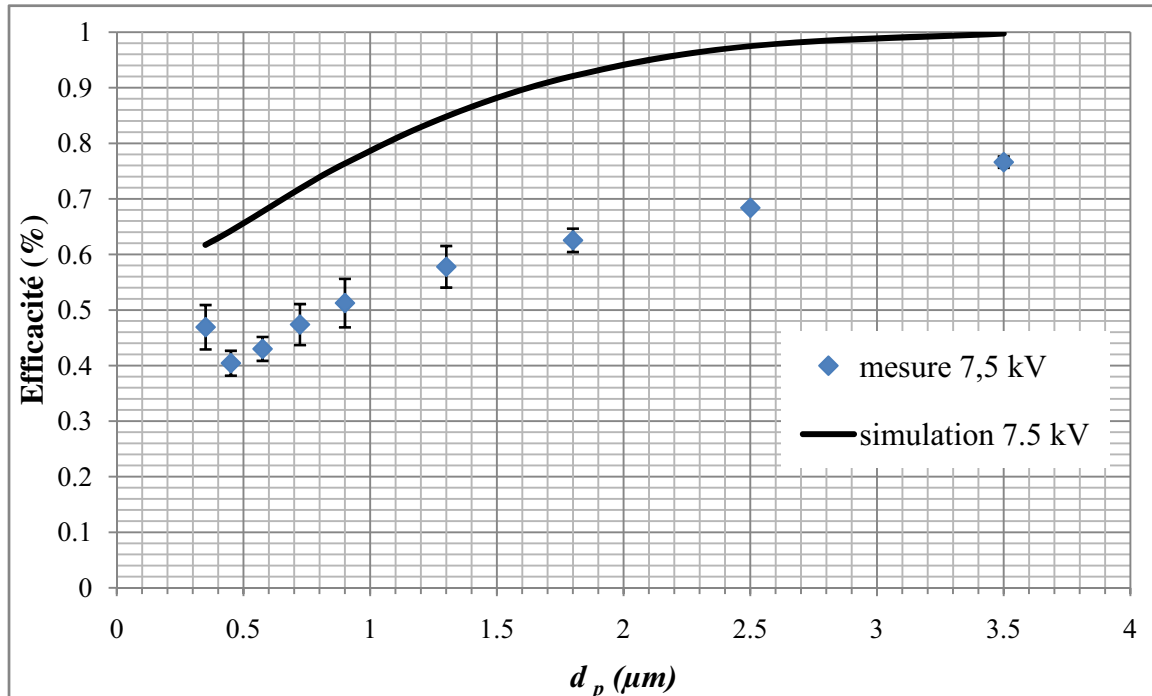


Figure 72 : comparaison de l'efficacité calculée avec les mesures pour une tension de 7,5 kV.

2.5. Vérification de la simulation avec différentes longueurs de l'électrofiltre

Les figures 73, 74, 75 & 76, présentent les comparaisons des efficacités mesurées avec celles obtenues avec notre code de calcul pour différentes longueurs d'électrofiltre. Nous constatons une parfaite concordance entre les calculs et les mesures expérimentales pour les longueurs de 40 cm à 100 cm. L'écart ne dépasse pas les 2 %. Alors que pour la longueur 19 cm, on remarque que l'écart entre la simulation et l'expérimental est important. Il est de 20% au maximum. Notre code de calcul considère que les particules ont atteint leur charge limite ou la charge de saturation or avec une petite longueur de l'électrofiltre, le temps de séjour est également petit. Ceci implique que les particules n'ont pas suffisamment de temps pour atteindre leur charge de saturation. Enfin cet écart de 20% peut être probablement imputé au modèle de charge utilisé. (Modèle de Cochet).

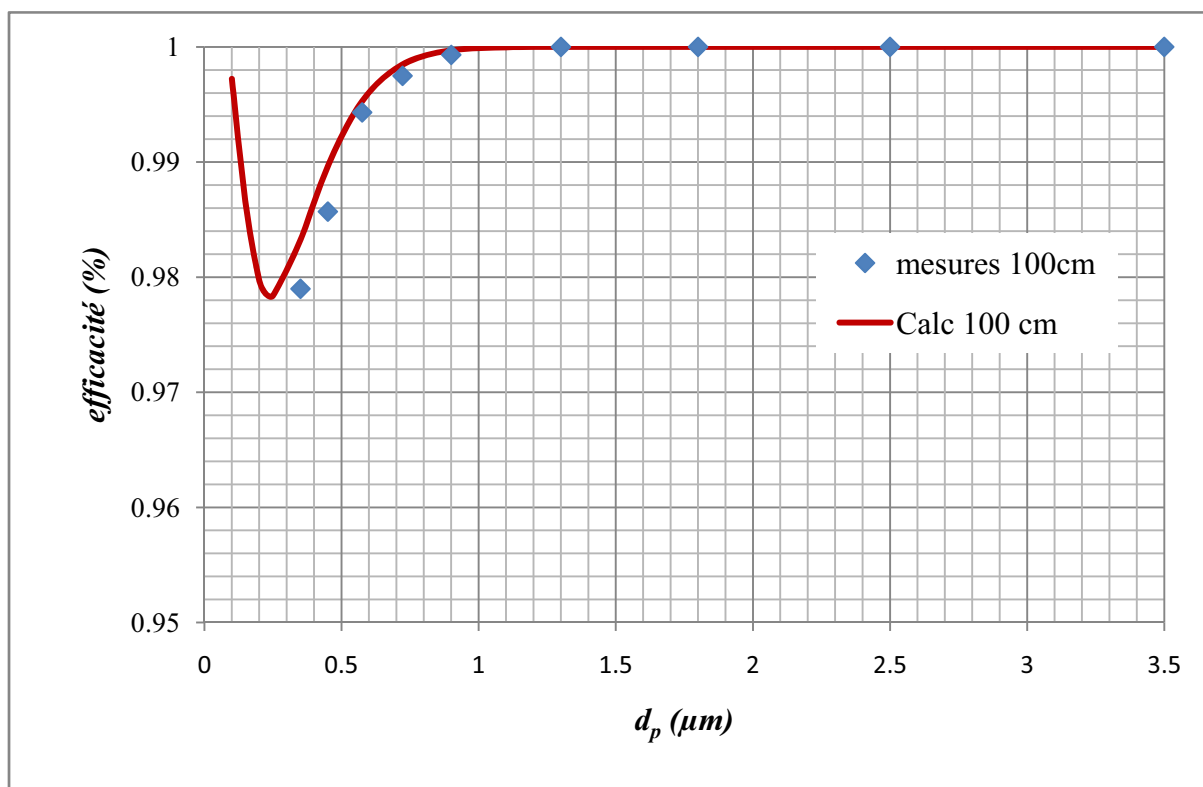


Figure 73 : comparaison de l'efficacité calculée avec les mesures Pour une longueur de cathode de 100 cm.

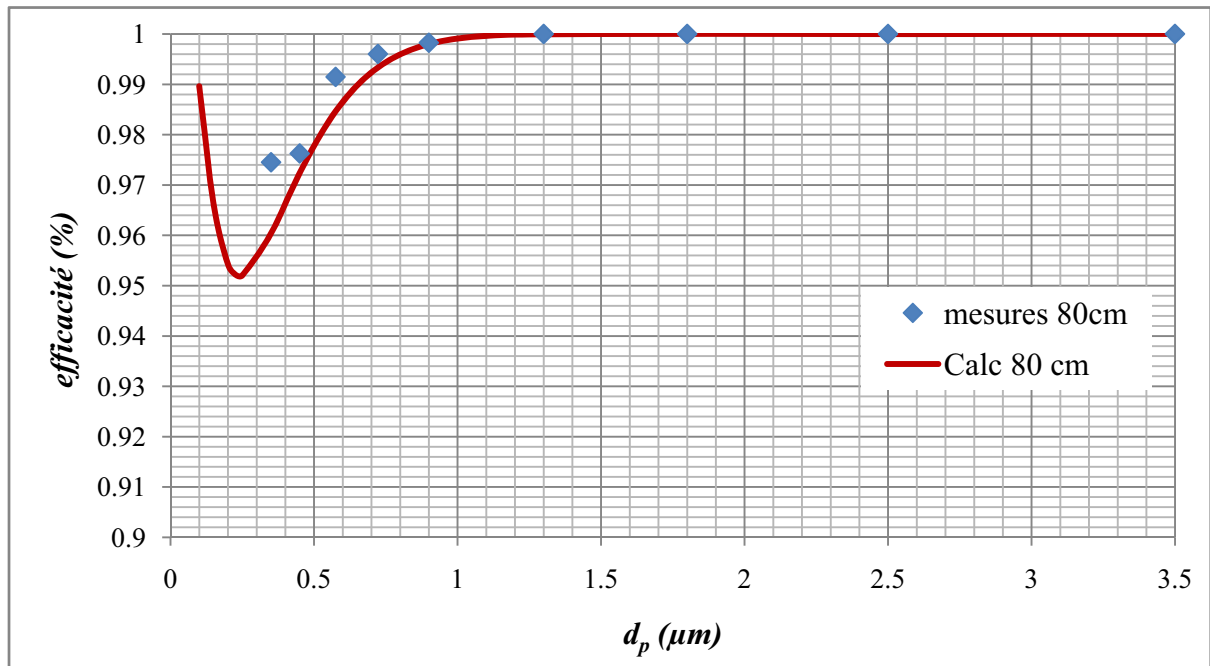


Figure 74 : comparaison de l'efficacité calculée avec les mesures pour une longueur de cathode de 80 cm.

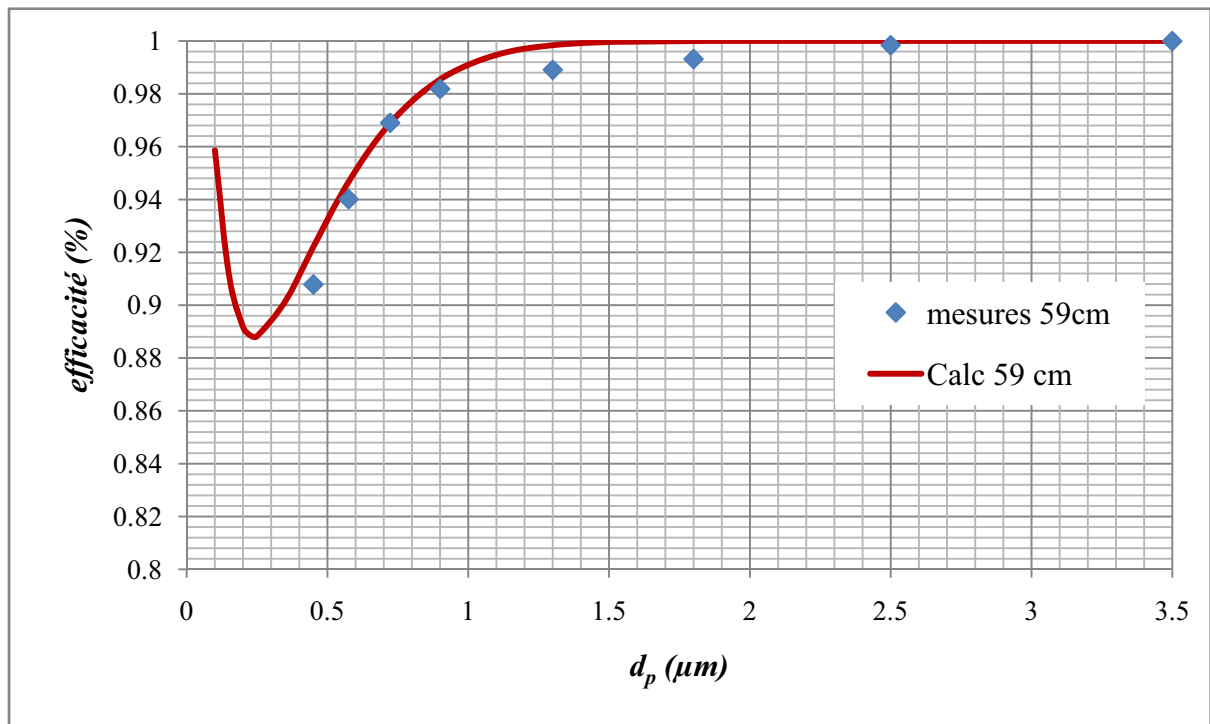


Figure 75 : comparaison de l'efficacité calculée avec les mesures pour une longueur de cathode de 59 cm.

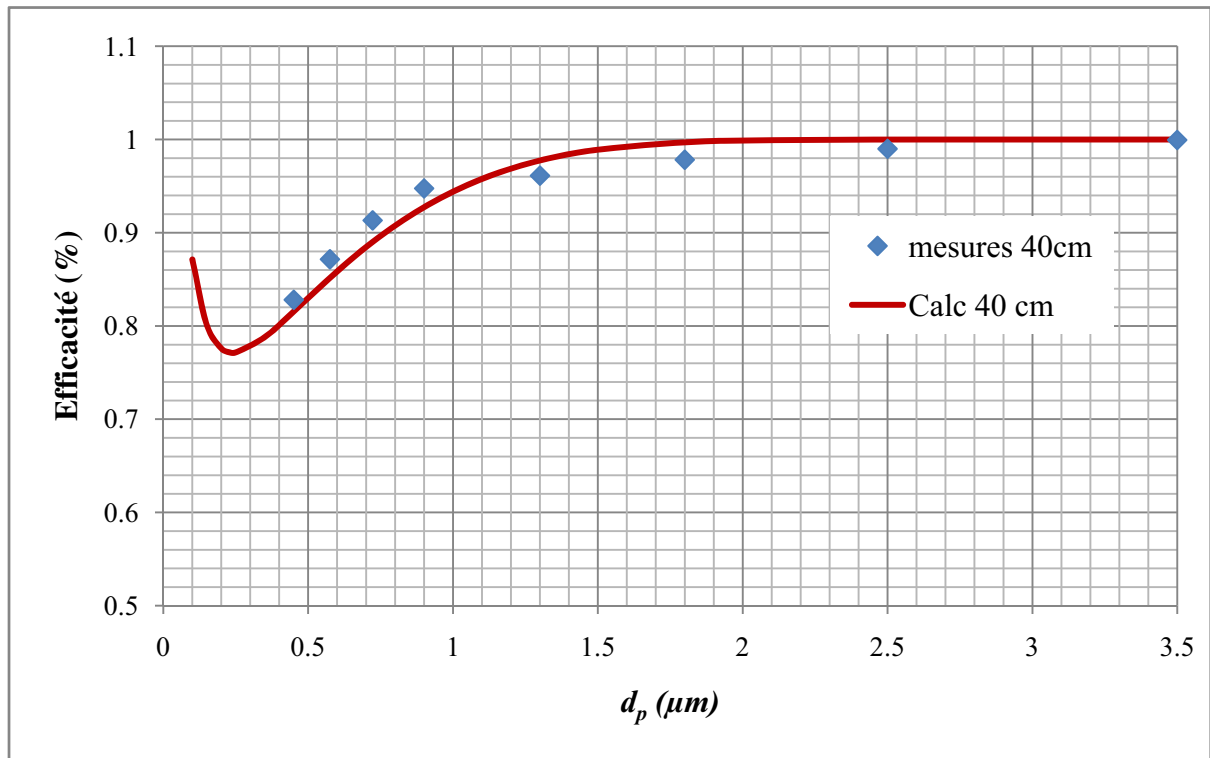


Figure 76 : comparaison de l'efficacité calculée avec les mesures pour une longueur de cathode de 40 cm.

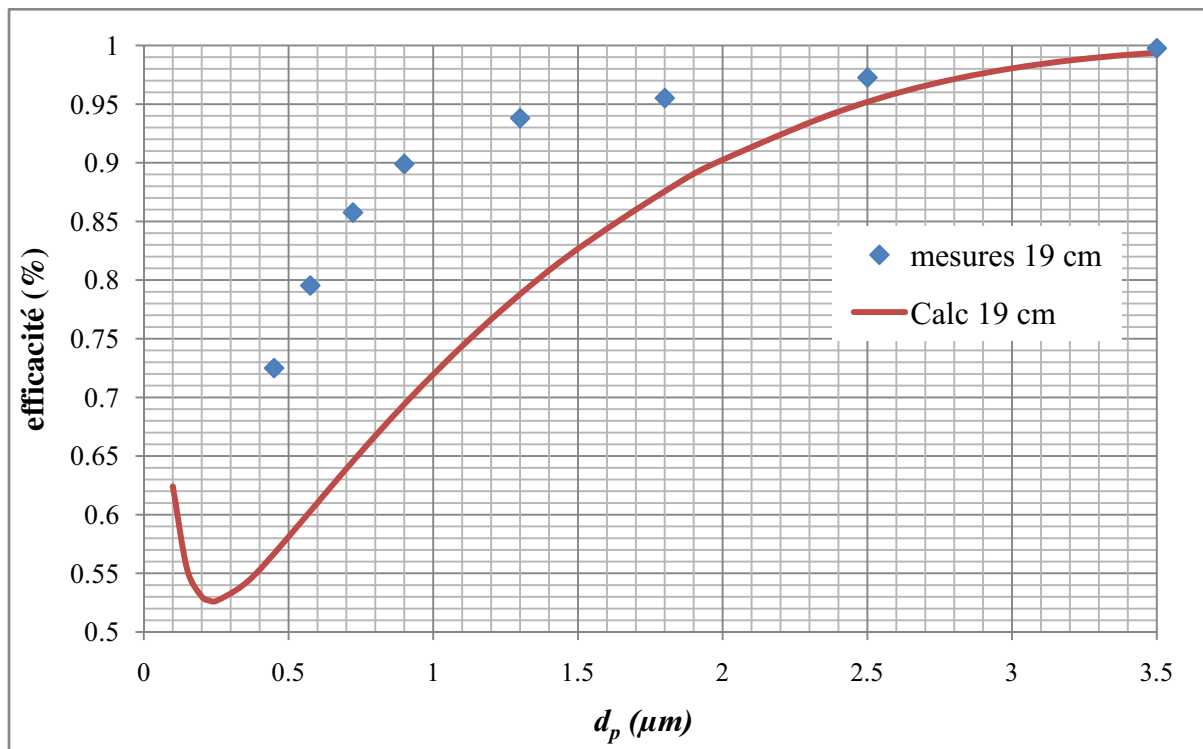


Figure 77 : comparaison de l'efficacité calculée avec les mesures pour une longueur de cathode de 19 cm.

2.6. Comparaison de la simulation avec les différents modèles

Pour évaluer notre simulation, nous la comparons aux modèles connus de la littérature à savoir le model de Leonard et celui de Riehle. La différence de ces deux modèles par rapport au notre outre le champ de vitesse turbulent et le champ électrique local est la condition aux limites à la paroi collectrice. Ces auteurs considèrent que le gradient de concentration est nul ($\frac{\partial C}{\partial r} = 0$) alors que dans notre simulation nous considérons que la concentration est nulle ($C = 0$) à la paroi. Dans notre simulation la paroi est considérée comme un puits parfait à particules interdisant ainsi tout réenvol.

La comparaison de nos résultats expérimentaux avec les 2 modèles, montre qu'il existe un grand écart de 50% pour une tension appliquée de 11 kV. Et ceci est vrai pour d'autres tensions (8,5 et 7,5 kV).

Ceci confirme l'efficacité de notre modèle de simulation pour décrire fidèlement l'efficacité de collection des particules de matériau bois pour cette configuration fil-cylindre quelque soit ces dimensions.

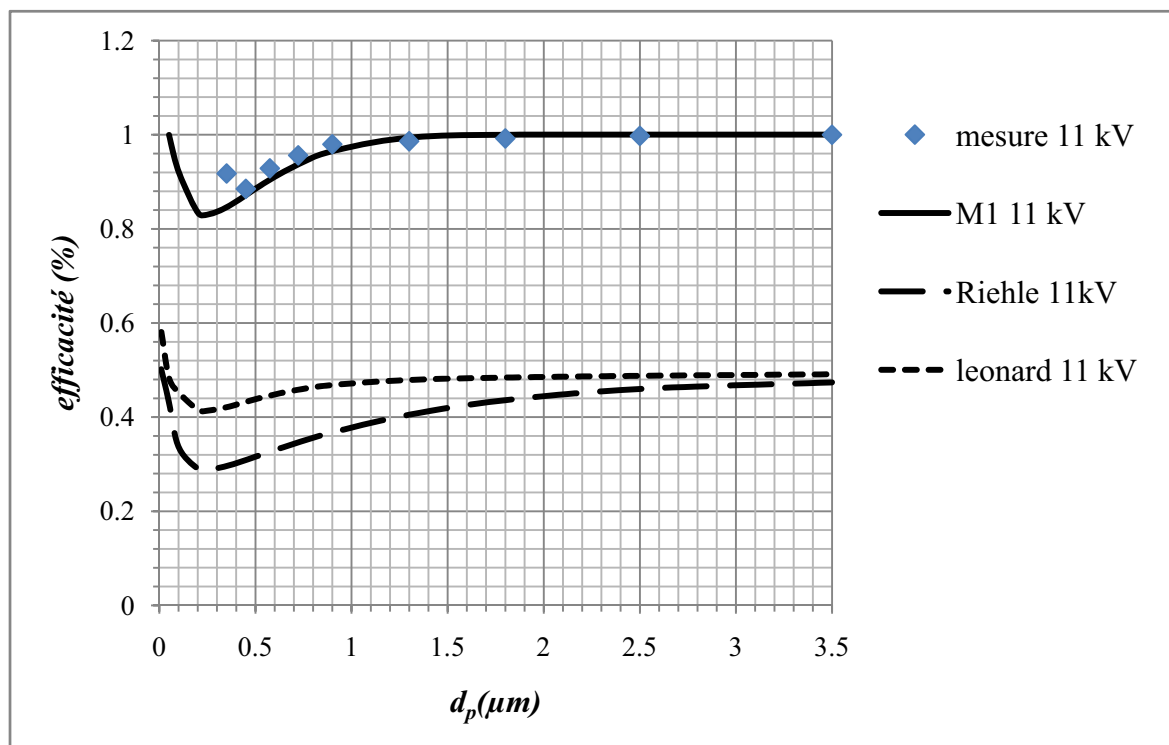


Figure 78 : Comparaison des différents modèles pour une tension de 11 kV

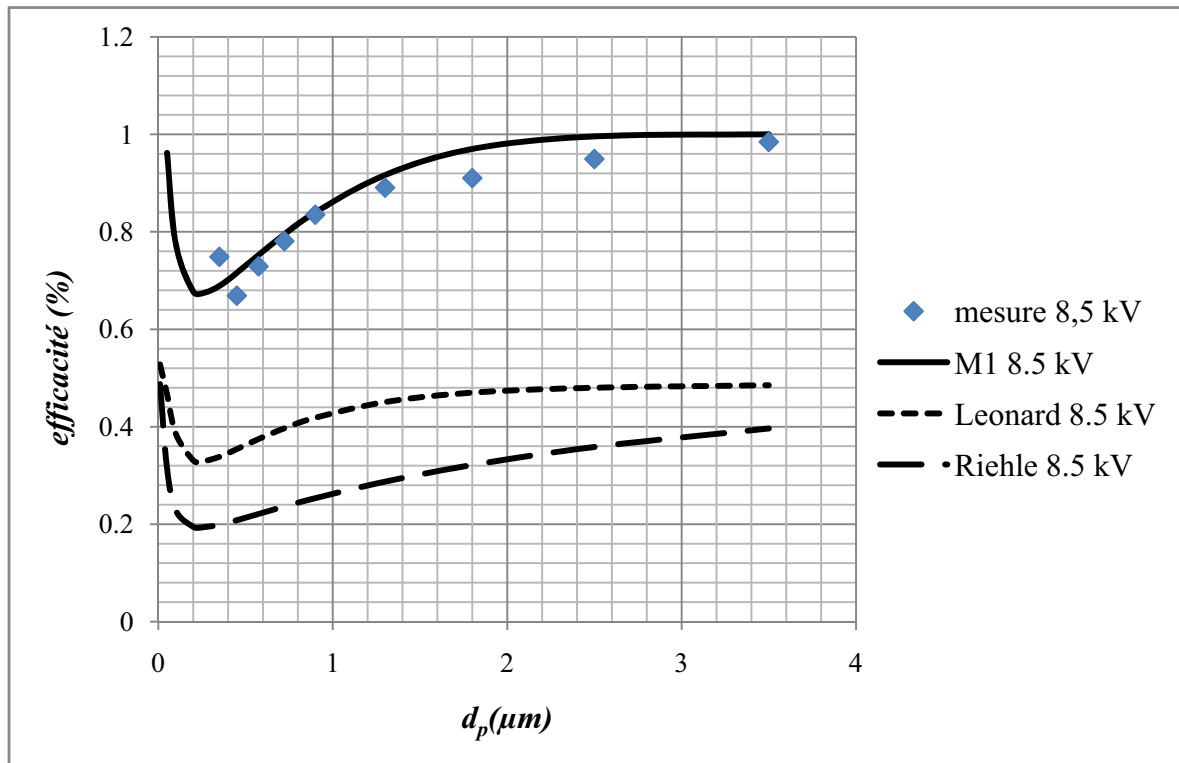


Figure 79 : Comparaison des différents modèles pour une tension de 8,5 kV

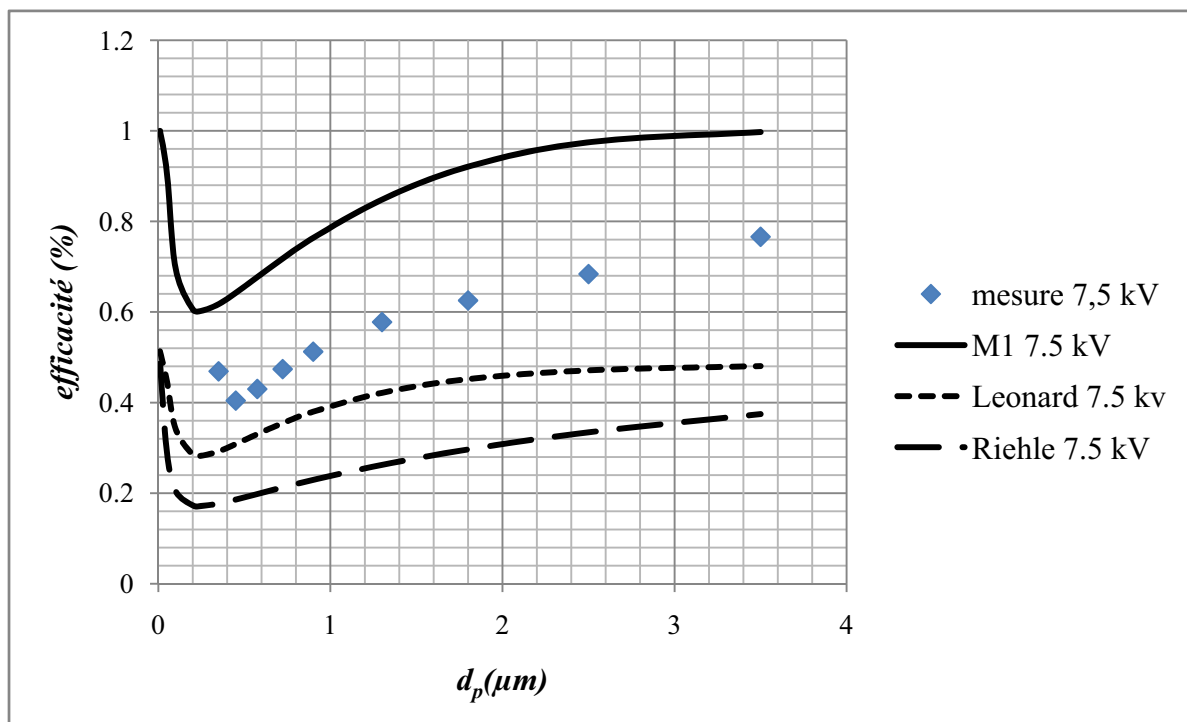


Figure 80 : Comparaison des différents modèles pour une tension de 7,5 kV

3. Conclusion

Dans ce travail, nous avons caractérisé notre électrofiltre fil-cylindre par l'intermédiaire d'outils expérimentaux (banc expérimental) et numériques (code de calcul). Les caractéristiques électriques et aérauliques ont été déterminées. De plus, des efficacités de collecte pour différentes dimensions de l'électrofiltre ont été calculées numériquement et comparées aux mesures issues de notre banc expérimental.

Les mesures expérimentales des efficacités de collecte pour différentes essences de bois, montrent bien que l'électrofiltration est un bon procédé pour l'épuration de l'air chargé en poussières de matériau bois.

L'ensemble des résultats est en bon accord avec les résultats expérimentaux pour des particules de matériau bois inférieure à 20 μm et pour une constante diélectrique $\varepsilon_r = 2,5$. Nous avons donc utilisé, pour modéliser le transport des poussières de matériau bois, l'équation de convection-diffusion. A cette équation, nous avons ajouté d'une part la prise en compte du champ électrique local et d'autre part nous avons ajouté les équations de Navier-Stokes avec une fermeture par le modèle $k - \varepsilon$ pour prendre en compte le champ de vitesse, le caractère turbulent de l'écoulement, ainsi que le coefficient de diffusion local pour chaque taille de particules.

Le modèle de charge employé dans cette simulation numérique est celui décrit par Cochet. Le code de calcul permet donc, dans une géométrie fil-cylindre variable, de décrire assez fidèlement le comportement d'un électrofiltre et permet surtout d'appréhender les facteurs importants pour le dimensionnement. Il constitue donc un outil complémentaire au banc expérimental pour l'étude des électrofiltres.

D'après l'étude paramétrique, nous avons pu optimiser les dimensions de notre électrofiltre. Il semble que la longueur 80 cm et un fil ionisant de 0,3 mm sont les meilleurs pour notre configuration avec une tension de fonctionnement de 11 kV. Ainsi l'efficacité de filtration est supérieure à 99,9%.

CONCLUSIONS & PERSPECTIVES

1. Conclusion générale

Partant d'un constat que l'électrofiltration n'est pas utilisée pour la filtration des atmosphères chargées en particules de bois, notre travail s'est naturellement orienté vers l'étude de la faisabilité de ce procédé de filtration.

Dans la première partie de ce travail, nous avons situé les motivations et le contexte de notre étude. Aussi nous avons cité les problèmes et les pathologies liés à l'exposition aux poussières de bois lors des opérations de transformations.

Dans le premier chapitre, nous avons traité la précipitation électrostatique, les différents modèles de charge de particules et présenté les différentes études effectuées auparavant.

Dans le deuxième chapitre, nous avons discuté des techniques pour évaluer au mieux l'efficacité de filtration de l'électrofiltre. Nous avons présenté le banc expérimental conçu et réalisé au LERMAB suivant les normes en vigueur en matière de filtration. Les résultats expérimentaux obtenus sont, de ce fait, reproductibles et sont en accord avec les constatations de la littérature et notamment une grande efficacité pour les particules submicroniques.

Dans la partie concernant notre Modélisation du précipitateur (chapitre III), nous avons modélisé le système champ électrostatique/dispersion des particules par une méthode des éléments finis sur un maillage triangulaire. Les résultats obtenus en termes de densité de charge ionique, de champ électrique et de potentiel électrique sont en parfaite concordance avec les modèles analytiques de la littérature. La caractéristique fondamentale des électrofiltres « courant – tension » est très bien simulée par notre code de calcul quelque soit le diamètre de l'électrode émettrice.

Dans le chapitre IV, nous avons caractérisé expérimentalement le précipitateur électrostatique. Celui-ci dispose de caractéristiques « idéales » c'est-à-dire absence des phénomènes de contre-émission, de réentraînement et d'interaction particules-particules. L'efficacité de filtration pour les fines particules de bois est supérieure à 99.9%. Cette performance démontre la faisabilité de l'électrofiltration pour l'épuration des ambiances chargées en poussières de bois.

Le modèle est issu d'un couplage de l'équation de convection-diffusion, des équations de Maxwell avec comme modèle de charge celui proposé par Cochet et les équations de Navier-Stokes moyennées avec une fermeture par le model $k - \varepsilon$. Cette modélisation, qui prend en compte les effets electrohydrodynamique avec un coefficient de diffusion turbulent local qui dépend de la taille des particules, n'a jamais été éprouvée, à notre connaissance, dans une formulation eulérienne. Les résultats obtenus décrivent très fidèlement l'efficacité de collection dans la configuration fil-cylindre, lorsque les effets non-deutschien sont négligés (réentraînement, contre-émission). Cette formulation eulérienne est 50 fois moins coûteuse en temps CPU de calcul que la formulation eulérienne-lagrangienne.

2. Perspectives

Cette étude constitue une approche sur la compréhension des phénomènes régissant l'électrofiltration des poussières de matériau bois. A l'heure actuelle, ce travail est le premier à démontrer la faisabilité de l'électrofiltration d'atmosphères chargées en poussières de matériau bois. En vue de compléter cette étude :

Il serait intéressant :

- De se placer dans des conditions de fonctionnement industriel. donc plus encrassantes, afin de mettre en évidence et d'étudier les phénomènes de réentraînement, de l'influence de charge particulaire sur le champ électrique et de contre-émission,
- De prendre en compte plus précisément la charge particulaire au niveau de la résolution du champ électrique.
- De construire et étudier les géométries d'électrofiltres différentes afin de disposer de nouveaux points de validation du modèle numérique,

BIBLIOGRAPHIE

- [1] ARNE-RODERMAN H. – Effets sur la santé de l'exposition professionnelle aux poussières de bois et de liège : a propos d'un cas – thèse de médecine, Nancy, pp 169, 2004
- [2] GOLDMAN M., GOLDMAN A. – Corona discharges – Gaseous electronic, Merles, Hirsh, N. & Oskam, H.J., Academic Press, chapter 4, 1978.
- [3] MEEK J.M., CRAGGS J.D. – Electrical breakdown of gases – A Wiley-Interscience Publication, John Wiley et sons, New-York, 1978.
- [4] [4] KRIEF P. COUTROT, D. CONSO F. – Risque toxicologique professionnel lié à l'exposition aux poussières de bois MDF – Archives des Maladies Professionnelles et de l'Environnement, pp 1-12, 2008.
- [5] FONTANA, L. LIETIN, B. CATILINA, P. DEVIF, C. FENEON, B. MARTIN, F. MOM, T. Gilain L. – Exposition professionnelle aux poussières de bois et cancers naso-sinusiens – Annales d'Otolaryngologie et de Chirurgie Cervico-Faciale, Volume 125, Issue 2 Pages 65-71, 2008.
- [6] Monier, S. Hemery, M.-L. Demoly, P. Dhivert-Donnadieu H. – L'asthme professionnel aux poussières de bois – Revue Française d'Allergologie et d'Immunologie Clinique, Volume 48, Issue 1, , Pages 31-34, 2008.
- [7] KULIKOWSKY, A.A., – Analytical model of positive streamer in weak field in air: application to plasma chemical calculations – IEEE Transactions on Plasma Science, 26 (4), pp. 1339-1346, 1998.
- [8] BRICARD J., CABANE M. and MADELAINE G. – Formation of atmospheric ultrafine particles and ions from trace gases. – J. of Colloid and Interface Science, 58-1, 113-124, 1977.
- [9] WHITE H.J. – Industrial electrostatic precipitation – Addison Wesley Publishing company, New York, 1963.
- [10] POINTU, A.M. – Décharge électrique – *Techniques de l'ingénieur* D322.

- [11] M. GOLDMAN, A. GOLDMAN, R.S. SIGMOND, – The corona discharge, its properties and specific uses – Pure and applied chemistry. 57-9, pp.1353–1362, 1985.
- [12] ADAMIAK, K. & ATTEN, P. – Simulation of corona discharge in point-plane configuration, – Journal of Electrostatics Vol. 61, pp. 85-98, 2004.
- [13] ATTEN P., MCCLUSKEY F.M.J. & LAHJOMRI A.C. – The electrohydrodynamic origin of turbulence in electrostatic precipitator – IEEE Trans. Ind. Appl. 23 (4), pp. 705-711, 1987.
- [14] ROBINSON M. – Turbulent gas flow and electrostatic precipitation – J. Air. Pollut. Control Ass., 18, pp. 235-239, 1968.
- [15] BENALI M. N. – Etude expérimentale et théorique de la conductivité de l'air à pression atmosphérique dans un système d'électrodes cylindriques concentrique, en dessous du seuil de l'effet couronne – Thèse de l'Université Paris VI, 1999.
- [16] LAMI, F. MATTACHINI F., SALA, R. & VIGL, H. – A mathematical model of electrostatic field in wires-plate electrostatic precipitators – Journal of Electrostatics Vol 39, pp. 1-21, 1997.
- [17] BROCK J.R., – Non continuum unipolar charging of aerosol: the role of external electric field. – Journal applied Physics, Vol. 41, 5, pp. 1940-1944, 1970.
- [18] DUPUY J. Effet de couronne et champs ionisés, revue générale d'Electricité, 67, 2, PP 85-104, 1958.
- [19] PAUTHENIER M.M., MOREAU M., HANOT – La charge des particules sphériques dans un champ ionisé – Journal de physique et radium, 3, 590-613, 1932.
- [20] COCHET R. – Lois de charges des fines particules (submicroniques) – La physique des forces électrostatiques et leurs applications, Edition CNRS, pp. 331–338, 1961.
- [21] PARKER K.R., Electrostatic precipitation, Chapman & hall, 1997, pp. 1-24.
- [22] SMITH W.B., MCDONALD J.R. – Development of theory for the charging of particle by unipolar ions – Journal of aerosol science 7, pp. 473-477, 1976.

- [23] FJELD, R.A. & MCFARLAND, A.R. – Evaluation of select approximations for calculating particle charging rates in the continuum regime. *Aerosol Science and technology* 10, 535-549, 1989.
- [24] ANDERSEN E., HORNE G.H. – Report on electrical precipitation experiment at the experimental installation at Santa Cruz – Unpublished report from Western Precipitation Company, 1919.
- [25] DEUTSCH W. – Bewegung und ladung der elektricitätsträger im zylinder kondensator – *Ann. Phys., Leibzig* 68, 335, 1922.
- [26] MATTS S., ÖHNFELDT P. – Efficient gas cleaning with SF electrostatic precipitator – *Fläk*, pp. 93-110, 1963.
- [27] COOPERMAN P. – Turbulent gas flow and electrical precipitation – Winter general meeting, American Institute of Electrical Engineers, New York, 1960.
- [28] COOPERMAN P. – Boundary layer effects in electrostatic precipitation – 59th annual meeting Air Pollut. Control Ass., Pittsburgh, 1966.
- [29] PENNEY G.W. – Weaknesses in the conventional theory of electrostatic precipitation – Winter annual meeting, American Society of Mechanical Engineers, 1967.
- [30] ROBINSON M. – A modified Deutsch efficiency equation for electrostatic precipitation – *Atmospheric Environment* 1, pp. 193-204, 1967.
- [31] ROBINSON M. – Turbulent gas flow and electrostatic precipitation – *J. Air. Pollut. Control Ass.*, 18, pp. 235-239, 1968.
- [32] WILLIAMS J.C., JACKSON R. – The motion of solid particles in an electrostatic precipitator – Third congress of the European federation of chemical engineering, symposium on the interaction between fluid and particles, pp. 282-288, 1961.
- [33] FRIEDLANDER S.K. – Principles of gas-solid separation in dry systems – *Chem. Eng. Prog. Symp. Ser.* 55, pp. 135-149, 1959.

- [34] LEONARD G., MITCHNER M., SELF S.A. – Particle transport in electrostatic precipitators – Atmos. Env., Vol. 14, pp. 1289-1299, 1980.
- [35] KHIM, K.D., MITCHNER M. & SELF S.A. Comparison of wire-plate and plate-plate electrostatic precipitators in turbulent flow. Journal of electrostatics, 19, pp. 21-32, 1987.
- [36] SELF.S.A., MITCHNER M., KHIM K.D., CHOI D.H., LEACH R. – Effect of turbulence on precipitator performance – Presented at second International Conference on Electrostatic Precipitation, Kyoto, Japan, Nov. 1984.
- [37] HINZE J.O. – Turbulence – McGraw-Hill,1975.
- [38] BUONICORE J.A. – Air pollution control equipment selection, design, operation and maintenance – Springer Verlag, Berlin, 1992.
- [39] LEONARD G., MITCHNER M., SELF S.A. – An experimental study of electrohydrodynamic flow in electrostatic precipitators – Journal of fluid mechanics 127, pp. 123–140, 1983.
- [40] COOPERMAN P. – A new theory of precipitator efficiency – Atmos. Environ., 5, pp. 541-551, 1971.
- [41] YABE AKIRA, MORI YASUO, HIJIKATA KUNIO – EHD study of the corona wind between wire and plate electrodes – AIAA journal, 4, pp. 340-345, April 1978.
- [42] YAMAMOTO T., VELKOFF H.R. – Electrohydrodynamics in an electroprecipitator – J. fluid mech.,18, pp. 1-18, 1981.
- [43] BLANCHARD D. – Collection des fines particules et caractérisation des couches de poussière dans un précipitateur électrostatique– Thèse, Université Joseph Fourier, Grenoble 2001.
- [44] SENICHI M., KENSUKE A., YOSHIHIRO K. – Proc. IEEE/IAS Annual Meeting, Cleveland, Ohio, U.S.A, Oct 1979.
- [45] DAVIDSON J.H. – Ph.D. Dissertation, Duke Univ, 1984.
- [46] FLIPPEN L.D. – Ph.D Dissertation, Duke Univ, 1982.

- [47] RAMADAN O.E., SOO S.L. – Electrohydrodynamic secondary flow - Phys. fluids, 12, pp1943-1945, 1969.
- [48] SHAUGHNESSY E.J., DAVIDSON J.H., HAY J.C. – The fluid mechanics of electrostatic precipitators – Aerosol Sciences and Technology 4, pp. 471-476, 1985.
- [49] DUMITRAN L. M., – Collection des fines particules dans un dépoussiéreur électrostatique – Thèse de l'Université Joseph Fourier, Grenoble 1, 2001.
- [50] KHALIJ M., – Caractérisation et modélisation de l'efficacité de filtration d'un électrofiltre de type Cottrell – Thèse de l'université Henri Poincaré, Nancy, 2001.
- [51] FOUSSERAU JP. – Guide de dermato-allergologie professionnelle. Masson, Paris, pp 464, 1991.
- [52] GUINCHARD R. – cancers de l'éthmoïde et catégories socio-professionnelles. A propos de 32 observations de tumeurs malignes de l'éthmoïde survenues chez les travailleurs du bois. These médecine. Lyon. Pp 109, 1972.
- [53] HINNEN U., WILLA-CRAPPS C., ELSNER P. – Allergic contact dermatitis from iroko and pine wood dust. Contact Dermatitis, 33 (6), pp. 428.
- [54] LIETIN B., MOM T., AVAN P., LLOMPART X., KEMENY J.-L., J. CHAZAL (3), M. RUSSIER M., GILAIN L. – Adénocarcinomes de l'éthmoïde : analyse rétrospective des facteurs pronostics – Ann Otolaryngol. Chir. Cervicofac., 123, 5, pp. 211-220, 2006.
- [55] FERNANDEZ-RIVAS M, PEREZ-CARRAL C., SENENT CJ. – Occupational asthma and rhinitis caused by ash (*Fraxinus excelsior*) wood dust. – Allergy, 52 (2), pp. 196-199, 1997.
- [56] NF X 44-052 – Prélèvement de poussières dans une veine gazeuse – Paris La Défense,
- [57] NF 44-061 – Méthodes d'essai de filtres à air utilisés en ventilation générale – AFNOR, 1992
- [58] CEN/EN779 – Filtres à air de ventilation générale pour l'élimination des particules – Exigences, essais et marquages, norme européenne, Juillet 1993.

- [59] NFX44-101 – Définition et classification de la propreté particulaire de l'air et d'autres gaz – AFNOR 1981.
- [60] CEN/TC 195/N22 – Filtre à air à très haute efficacité et filtre à air à très faible pénétration (HEPA et ULPA). Partie 1 : prescriptions, essais et marquages – Norme européenne, 1994.
- [61] NELSON D.A., OHADI M.M., ZIA S. AND WHIPPLE R.L. – Electrostatic effect on pressure drop in tube flow – Int. J. heat and flow, Vol. 11 N° 4, December 1990.
- [62] BENEMAR B., DONNOT A. & RIGO M.O. – – Wood Dust Congress Strasbourg, 2006.
- [63] CHAN-YEUNG, M. et MALO, J.-L. – Tables of major inducers of occupational asthma. – Chap. 35. In : Bernstein, D. et al., Asthma in the workplace. 2nd ed. New York : Marcel Dekker, pp. 683-720. 1999.
- [64] MCDONALD J.R., SMITH W.B., SPENCER H.W., SPARKS L.E. – A mathematical model for calculating electrical conditions in wire-duct electrostatic precipitation devices – J. Appl. Phys., 48, pp. 2231-2242, 1977.
- [65] LIEWELYN R. P. – Two analytical solutions to the linear transport diffusion equation for a parallel plate precipitator – Atmospheric Environment, 12, 2989–2997, 1978.
- [66] TOCHON P. – Etude numérique et expérimentale d'électrofiltres industriels – Thèse de l'Université de Joseph Fourier, Grenoble, 1997.
- [67] MOSLEY R.B., MCDONALD J.R. – Theoretical methods for computing electrical conditions in wire-plate electrostatic precipitators – Environn. Int. 6, pp. 161-175, 1982.
- [68] HALL H.J. – Source electrode geometry, electric field and performance effects in electrostatic precipitation – Tokyo Japan, Available from air pollution control assoc., Pittsburgh, pp. 354-361, 1984.
- [69] SOLDATI A., – On the effects of electrohydrodynamic flows and turbulence on aerosol transport and collection in wire-plate electrostatic precipitators, – journal of aerosols sciences 31 293– 305, 2000.

- [70] FAULKNER M.G., DUBARD J.L., DAHLIN R.S., SPARKS L.E. – Microcomputer programs for precipitator performance studies – In. Proc. 5th Symposium on the Transfer and Utilisation of Particulate Control Technology, available from Southern Research Institute, Birmingham, Vol. 2, Kansas city, paper 1, 1984.
- [71] WU Z.F., ZHANG G.Q. – Research on the distribution of electric field in electrostatic precipitator – Int. Conf. on Modern Electrostatics, Beijing, pp. 61-65, 1988.
- [72] CRISTINA S. DINELLI D. – Numerical computation of corona space charge and V-I characteristic in DC electrostatic precipitators – IEEE Trans. on Industry Applications, Vol.27, N° 1, Januar/februar 1991.
- [73] SCHWAB M.J., JOHNSON R.W. – Numerical design method for improving gas distribution within electrostatic precipitator – Int. Proc. American Power Conf., available from Illinois Institute of Technology, 56 Pt 1, 882-888, 1994.
- [74] SHUIT D. – Real time measurement of fly ash resistivity and autonomous measurement of rapper controls and gas conditioning for electrostatic precipitator using conventional transformer/rectifier set data – Int. Proc. American Power Conference, available from Illinois Institute of Technology, 56 Pt 1, 879-881, 1994.
- [75] LAWLESS P.A., ALTMAN F. – ESPM An advanced electrostatic precipitator model – IEEE Industry Appl. Conf., 29th IAS ann. Meeting, Denver, pp. 1519-1526, 2-5th Oct., 1994.
- [76] LAMI E., MATTACHINI F., GALLIMBERTI I., TERRI R., TRONBONI U. – Numerical procedure for computing the voltage-current characteristics in electrostatic precipitator configurations – Journal of Electrostatics. 34 (4), pp. 385-399, 1995.
- [77] KHARE M., SINHA M. – Computer-aided simulation of efficiency of an electrostatic precipitator – Environ. Inter., Vol. 22, N°4, pp. 451-462, 1996.
- [78] YAMAMOTO T., SPARKS L.E. – Numerical simulation of three-dimensional tuft corona and electrohydrodynamics- IEEE Trans. on Industry app., IA-22(5), pp. 880-885, Sept-Oct 1986.
- [79] SIGMOND R.S. – The unipolar space charge flow problem – J. electrostatics 18, pp. 249-272, 1986.

- [80] EGLI W., GRUBER R. et al. – Computational of the charge density distribution in a 3d electric field – 6th Joint EPS-APS Intl. Conf. on Phys. Comp., pp. 535-541, 1994.
- [81] GOO J.H., LEE J.W. – Monte-Carlo simulation of turbulent deposition of charged particles in a plate-plate electrostatic precipitator – *Aerosol Sc. And Techn.*, 25(1), Jul. 1996.
- [82] ZAMANY J. – Numerical modelling of electrodynamic conditions influenced by particle space charge and resistivity in electrostatic precipitators of complex geometry for industrial applications – 6th ICESP, Budapest, 1996.
- [83] LAMI E., MATTACHINI F., SALA R. – Modelling of particle deposition on the collecting plates of electrostatic precipitators – 6th ICESP, Budapest, 1996.
- [84] HOULGREAVE J.A., BROMLEY K.S. FOTHERGILL J.C. – A finite element method for modelling 3d field and current distributions in electrostatic precipitators with electrodes of any shape – 6th, ICESP, Budapest, 1996.
- [85] MEDLIN A.J., FLETCHER C.A.J., MORROW R. – An efficient pseudo-transient solution method for monopolar corona with charge advection and diffusion – 6th, ICESP, Budapest, 1996.
- [86] COMSOL MULTIPHYSICS, User guide, version 2005.
- [87] BENAMAR B., FAVRE E., DONNOT A. & RIGO M.O., – Finite element solution for ionized fields in dc electrostatic precipitator – Proc vol. 1, pp. 168- 171, Grenoble, 2007.
- [88] Shilling R.B. & Schachter H., – Neglecting diffusion in space charge limited currents – *Journal Applied Physics*, 38, pp. 841-844, 1967.
- [89] DUCRET D. – Contribution à l'étude d'un réacteur de transformation gaz-particules par une décharge électrique à effet couronne : application à l'épuration des composés iodés volatils radioactifs – Thèse de l'université de Savoie, Chambéry, 1992.
- [90] KHALIFA M. & ABDEL-SALAM M. – Calculating the surface fields of conductors in corona – *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, 120-12, pp. 1574-1575, 1973.

- [91] JANISCHEWSKYJ W., GELA G. – Finite element solution for electric fields of coronating DC transmission lines – IEEE trans. on power apparatus and systems, Vol. PAS-98, N°3, pp. 1000-1012, May-June 1979.
- [92] CHASSAING P. – turbulence en mécanique des fluides : analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur – CEPADUES-EDITION Toulouse, 2000.
- [93] JONES W.P, LAUNDER B.E, – The predictions of laminarisation with a two-equation model of turbulence – INT. J. HEAT MASS TRANSFERT, VOL.15, pp 301-314, 1972.
- [94] WILCOX D.C. – *Turbulence Modeling for CFD* – DCW Industries Inc., 1998.
- [95] VERSTEEG H.K. & MALALASEKERA W. – An introduction to Computational Fluid Dynamics – Prentice Hall, 1995.
- [96] COOPERMAN G. – A unified efficiency theory for electrostatic precipitators. Atmospheric Environment, 18, 227–285, 1984
- [97] RIEHLE C., LÖFFLER F. – Grade efficiency and Eddy diffusivity models – J. of electrostatics 34, pp. 401-413, 1995.
- [98] SCHIESTEL R. – Modélisation et simulation des écoulements turbulents – traité des nouvelles technologies, série mécanique – Hermès, 2006.
- [99] CROSS J.A. – Electrostatics principles, problems and applications – Adam Hilger Bristol, pp. 500, 1987. [100] OGLESBY S.J. & NICHOLS G.B. – Electrostatic precipitation– Marcel Dekker, Inc., NEW-YORK AND BASEL, pp. 367, 1978.
- [101] COOPERMAN P. – A theory for space-charge limited currents with application to electrical precipitation- A.I.E.E. Trans 79, I pp 47-50,1960.
- [102] CONTAL P. – Les techniques du dépolluissage – Document de synthèse de la journée sur le dépolluissage 1993 à ESIGEC, Chambéry, 1993.
- [103] ENLIAN L., YINGMIN W., RAPER J.A. – Study of gas velocity distribution in electrostatic precipitators – Aerosol Sciences and Technology 12, pp. 947-952, 1990.

- [104] YOO K.H., LEE J.S. & OH M.D. – Charging and collection of submicron particles in two-stage parallel-plate electrostatic precipitators – *Aerosol Sciences and Technology*, 27, pp. 308-323, 1997.
- [105] PARK J-H. & CHUN C-H. – An improved modeling for prediction of grade efficiency of electrostatic precipitators with negative corona – *Aerosol Science*, 33, pp. 673–694, 2002.
- [106] Manuel, Grimm Aérosols, 2005.
- [107] RIGO M.O. & ROUX M.L. – Les poussières dans l'industrie du bois : conséquences physiologiques de l'inhalation d'atmosphère chargées en fines particules de bois. État des techniques de captation et amélioration des procédés de filtration des microparticules. – Rapport convention DERF LERMAB-UHP/CTBA, Avril 2004.
- [108] ZEBBOUDJ Y. & HARTMANN G., – Current and electric field measurement in coaxial system during the positive DC corona in humid air. – *The European Physical Journal Applied Physics*. Vol. 7, pages 167-176, 1999.
- [109] ZHONGYI G., ROBERT A. & SCHILL J., Novel quasi-electrostatic air filter: a single-particle study. *Journal of Electrostatics* Vol. 39, pages 203-230, 1997.
- [110] SCHMID H-J. & Vogel L. – On the modeling of the particle dynamics in electrohydrodynamic flow-fields: I. comparison of Eulerian and Lagrangian modeling approach – *Powder Technology* 135, 118– 135, 2003.
- [111] YAMAMOTO T, – Particle transport in the EHD field, – *Prod. 3rd Symp. Transfer and Utilisation of Part. Contr. Techn., Electrostatic Precipitators*, vol. 2, Denv. Res. Inst., Denver, 1983.
- [112] KIHM K.D., Mitchner M. & Self S. A., – Comparison of wire– plate and plate– plate electrostatic precipitators in laminar flow – *Journal of Electrostatics* 17, 193–208, 1985.
- [113] MEROTH A. M., – Numerical electrohydrodynamics in electrostatic precipitators – PhD thesis, Logos-Verlag, Berlin, 1997.

ILLUSTRATION DES FIGURES

FIGURE 1 : MORPHOLOGIE DE LA PAREIL RESPIRATOIRE [1]	14
FIGURE 2 : PRINCIPE DE LA PRECIPITATION ELECTROSTATIQUE DANS LES ELECTROFILTRES.....	20
FIGURE 3 : ELECTROFILTRE A UN SEUL ETAGE FIL-CYLINDRE A GAUCHE, FIL-PLAQUE A DROITE [50]	23
FIGURE 4 : ELECTROFILTRE A DEUX ETAGES FIL-PLAQUE [50].....	23
FIGURE 5 : EXEMPLE D'UN ELECTROFILTRE HUMIDE [102].....	24
FIGURE 6 : REPRESENTATION SCHEMATIQUE D'UNE DECHARGE COURONNE EN GEOMETRIE FIL- CYLINDRE.....	26
FIGURE 7 : COURBE CARACTERISTIQUE COURANT-TENSION D'UN ELECTROFILTRE	27
FIGURE 8 : MECANISME DE CHARGE DE PARTICULES.....	30
FIGURE 9 : VARIATION DU FACTEUR DE CORRECTION DE CUNNINGHAM EN FONCTION DU DIAMETRE.....	37
FIGURE 10 : L'EVOLUTION DE LA CHARGE DES PARTICULES DONNEE PAR LE MODELE DE COCHET	38
FIGURE 11 : L'EVOLUTION DE LA VITESSE DE MIGRATION w_{TH} EN FONCTION DU DIAMETRE.....	38
FIGURE 12 : TRAJECTOIRES DES PARTICULES EN ECOULEMENT UNIFORME LAMINAIRE	39
FIGURE 13 : REPRESENTATION DU MODELE DE DEUTSCH.....	41
FIGURE 14 : REPRESENTATION SCHEMATIQUE DU PROBLEME CONSIDERE PAR LEONARD ET AL.45	
FIGURE 15 : ILLUSTRATION DES DIFFERENTS MODELES MATHEMATiques POUR LA THEORIE DE PRECIPITATION 1 : MODELE LAMINAIRE - 2 : MODELE DE DEUTSCH – 3 : CONCEPT DE DIFFUSION TURBULENTE.....	46
FIGURE 16 : VARIATION DE L'EFFICACITE EN FONCTION DU NOMBRE DE PECLLET SELON LEONARD.	46
FIGURE 17 : ECOULEMENT SECONDAIRE OBSERVE PAR YAMAMOTO.	49
FIGURE 18 : SCHEMATISATION DU BANC EXPERIMENTAL.	54
FIGURE 19 : PHOTO DU BANC EXPERIMENTAL	55
FIGURE 20 : SCHEMA DU CIRCUIT SECONDAIRE (AIR COMPRIME).....	56
FIGURE 21 : SYSTEME D'INJECTION PAR ENTRAINEMENT.....	57
FIGURE 22 : REPARTITION MASSIQUE POUR DIFFERENTS MATERIAUX BOIS LORS.....	59

FIGURE 23 : REPARTITION MASSIQUE POUR LE HETRE LORS DE L'OPERATION	60
FIGURE 24 : REPARTITION MASSIQUE POUR LE HETRE LORS DE L'OPERATION	61
FIGURE 25 : CIRCUIT ELECTRIQUE.	62
FIGURE 26 : COMPTEUR OPTIQUE TYPE GRIMM 1.108	63
FIGURE 27 : SONDE ISOCINETIQUE A BORDS MINCES.....	64
FIGURE 28 : L'EVOLUTION DE LA CONCENTRATION EN PARTICULES A L'AVAL DE L'ELECTROFILTRE.....	67
FIGURE 29 : CARACTERISTIQUE COURANT-TENSION DU PRECIPITATEUR EN ABSENCE	68
FIGURE 30 : DEFINITION DU DOMAINE DE CALCUL.	73
FIGURE 31 : COMPARAISON DU POTENTIEL ELECTRIQUE CALCULE (SIMULATION) AVEC CE LUI OBTENU PAR LE MODEL ANALYTIQUE DE JANICHEWSKYJ	77
FIGURE 32 : COMPARAISON DU CHAMP ELECTRIQUE CALCULE (SIMULATION) AVEC CE LUI OBTENU PAR LE MODELE ANALYTIQUE DE JANICHEWSKYJ	78
FIGURE 33 : COMPARAISON DE LA DENSITE DE CHARGE IONIQUE CALCULEE (SIMULATION) AVEC CELLE OBTENUE PAR LE MODEL ANALYTIQUE DE JANICHEWSKYJ (ANALYTIQUE) POUR DIFFERENTES TENSIONS	79
FIGURE 34 : COMPARAISON DES COURBES CARACTERISTIQUES COURANT-TENSION EXPERIMENTALES (MESURES) ET CALCULEES NUMERIQUEMENT (SIMULATION) POUR DIFFERENTS DIAMETRES DE FILS.....	79
FIGURE 35 : L'EVOLUTION DU CHAMP ELECTRIQUE MOYEN ET DE LA DENSITE DE CHARGE SPATIALE MOYENNE EN FONCTION DU DIAMETRE DU FIL IONISANT POUR UNE TENSION APPLIQUE DE 10 KV.....	80
FIGURE 36 : DISTRIBUTION DU POTENTIEL ELECTRIQUE DANS L'ESPACE INTER-ELECTRODES POUR DIFFERENTS DIAMETRES DE FIL IONISANT (V=11 KV).....	82
FIGURE 37 : DISTRIBUTION DU POTENTIEL ELECTRIQUE DANS L'ESPACE INTER-ELECTRODES POUR DIFFERENTS DIAMETRES DE FIL IONISANT (V=10 KV).....	82
FIGURE 38 : DISTRIBUTION DU POTENTIEL ELECTRIQUE DANS L'ESPACE INTER-ELECTRODES POUR DIFFERENTS DIAMETRES DE FIL IONISANT (V=9 KV).....	83
FIGURE 39 : DISTRIBUTION DU CHAMP ELECTRIQUE DANS L'ESPACE INTER-ELECTRODES POUR DIFFERENTS DIAMETRES DE FIL IONISANT (V=11 KV).....	84
FIGURE 40 : DISTRIBUTION DU CHAMP ELECTRIQUE DANS L'ESPACE INTER-ELECTRODES POUR DIFFERENTS DIAMETRES DE FIL IONISANT (V=10 KV).....	84

FIGURE 41 : DISTRIBUTION DU CHAMP ELECTRIQUE DANS L'ESPACE INTER-ELECTRODES POUR DIFFERENTS DIAMETRES DE FIL IONISANT (V=9 kV)	85
FIGURE 42 : DISTRIBUTION DE LA DENSITE DE CHARGE SPATIALE DANS L'ESPACE INTER-ELECTRODES POUR DIFFERENTS DIAMETRES DE FIL IONISANT (V=11 kV).....	85
FIGURE 43 : DISTRIBUTION DE LA DENSITE DE CHARGE SPATIALE DANS L'ESPACE INTER-ELECTRODES POUR DIFFERENTS DIAMETRES DE FIL IONISANT (V=10 kV).....	86
FIGURE 44 : DISTRIBUTION DE LA DENSITE DE CHARGE SPATIALE (RHO) DANS L'ESPACE INTER-ELECTRODES POUR DIFFERENTS DIAMETRES DE FIL IONISANT (V=9 kV).....	86
FIGURE 45 : ORGANIGRAMME GLOBAL DU CODE DE CALCUL	93
FIGURE 46 : SPECTRES GRANULOMETRIQUES POUR DIFFERENTE PARTICULES DE MATERIAU BOIS	96
FIGURE 47 : EFFICACITE MESUREE EN FONCTION DU DIAMETRE DES PARTICULES ET DE LA TENSION D'IONISATION POUR LES PARTICULES DE HETRE ET DE CHENE (DIAMETRE FIL =0.5 MM).....	98
FIGURE 48 : EFFICACITE MESUREE EN FONCTION DU DIAMETRE DES PARTICULES ET DE LA TENSION	99
FIGURE 49 : EVOLUTION DU COURANT TOTAL EN FONCTION DE LA TENSION AVEC ET SANS PARTICULES.....	101
FIGURE 50 : COMPARAISON DU COURANT D'IONISATION MESURE POUR DES VITESSES D'AIR DE 2 M/S	102
FIGURE 51 : EVOLUTION DU COURANT EN FONCTION DE L'ETAT DU FILTRE (PROPRE OU ENCRASSE)	103
FIGURE 52 : EFFICACITE MESUREE EN FONCTION DU DIAMETRE DES PARTICULES ET DE LA TAILLE DE L'ELECTROFILTRE POUR LES PARTICULES DE HETRE (CAS V=11 kV).	104
FIGURE 53 : COURANT TOTAL EN FONCTION DU DIAMETRE DU FIL IONISANT	105
FIGURE 54 : EFFICACITE MESUREE EN FONCTION DU DIAMETRE DE PARTICULE DE HETRE POUR DIFFERENTS DIAMETRES DU FIL IONISANT.	106
FIGURE 55 : COMPARAISON DES MESURES D'EFFICACITE EN FONCTION DES DIAMETRES DE PARTICULES AVEC LE MODELE DE DEUTSCH (CAS V = 11 kV).....	107
FIGURE 56 : COMPARAISON DES MESURES D'EFFICACITE EN FONCTION DES DIAMETRES DE PARTICULES AVEC LE MODELE DE DEUTSCH (CAS V = 10,5 kV).....	107
FIGURE 57 : COMPARAISON DES MESURES D'EFFICACITE EN FONCTION DES DIAMETRES DE PARTICULES AVEC LE MODELE DE DEUTSCH (CAS V = 9.5 kV).....	108

FIGURE 58 : PROFIL DU COEFFICIENT DE DIFFUSION EN FONCTION DU RAYON POUR	110
FIGURE 59 : COMPARAISON EN FONCTION ϵr DE L'EFFICACITE CALCULEE (CAL) AVEC LES MESURES (EXP).....	111
FIGURE 60 : COMPARAISON EN FONCTION ϵr DE L'EFFICACITE CALCULEE (CAL) AVEC LES MESURES (EXP).....	112
FIGURE 61 : COMPARAISON EN FONCTION ϵr DE L'EFFICACITE CALCULEE (CAL) AVEC LES MESURES (EXP).....	112
FIGURE 62 : COMPARAISON EN FONCTION ϵr DE L'EFFICACITE CALCULEE (CAL) AVEC LES MESURES (EXP).....	113
FIGURE 63 : COMPARAISON EN FONCTION ϵr DE L'EFFICACITE CALCULEE (CAL) AVEC LES MESURES (EXP).....	113
FIGURE 64 : COMPARAISON ENTRE LE PROFIL DE CONCENTRATION SANS LES MOUVEMENTS EHD (C).....	115
FIGURE 65 : COMPARAISON ENTRE LE PROFIL DE CONCENTRATION SANS LES MOUVEMENTS EHD	115
FIGURE 66 : COMPARAISON ENTRE LE PROFIL DE CONCENTRATION SANS LES MOUVEMENTS EHD (C) ET LE PROFIL DE CONCENTRATION EN LEURS PRESENCES (C EHD) POUR ($D_p = 1 \mu\text{M}$) A UNE TENSION DE 10.5 kV ET $z= 15 \text{ CM}$	116
FIGURE 67 : COMPARAISON ENTRE LE PROFIL DE CONCENTRATION SANS LES MOUVEMENTS EHD (C) ET LE PROFIL DE CONCENTRATION EN LEURS PRESENCES (C EHD) POUR ($D_p = 3\mu\text{M}$) A UNE TENSION DE 10.5 kV ET $z= 15 \text{ CM}$	116
FIGURE 68 : COMPARAISON DE L'EFFICACITE CALCULEE AVEC LES MESURES POUR UNE TENSION DE 11 kV	117
FIGURE 69 : COMPARAISON DE L'EFFICACITE CALCULEE AVEC LES MESURES POUR UNE TENSION	118
FIGURE 70 : COMPARAISON DE L'EFFICACITE CALCULEE AVEC LES MESURES POUR UNE TENSION	118
FIGURE 71 : COMPARAISON DE L'EFFICACITE CALCULEE AVEC LES MESURES POUR.....	119
FIGURE 72 : COMPARAISON DE L'EFFICACITE CALCULEE AVEC LES MESURES POUR	119
FIGURE 73 : COMPARAISON DE L'EFFICACITE CALCULEE AVEC LES MESURES POUR UNE LONGUEUR DE CATHODE DE 100 CM.	120
FIGURE 74 : COMPARAISON DE L'EFFICACITE CALCULEE AVEC LES MESURES POUR UNE LONGUEUR DE CATHODE DE 80 CM.	121

FIGURE 75 : COMPARAISON DE L'EFFICACITE CALCULEE AVEC LES MESURES POUR UNE LONGUEUR DE CATHODE DE 59 CM.	121
FIGURE 76 : COMPARAISON DE L'EFFICACITE CALCULEE AVEC LES MESURES POUR UNE LONGUEUR DE CATHODE DE 40 CM.	122
FIGURE 77 : COMPARAISON DE L'EFFICACITE CALCULEE AVEC LES MESURES POUR UNE LONGUEUR DE CATHODE DE 19 CM.	122
FIGURE 78 : COMPARAISON DES DIFFERENTS MODELES POUR UNE TENSION DE 11 kV	123
FIGURE 79 : COMPARAISON DES DIFFERENTS MODELES POUR UNE TENSION DE 8,5 kV	124
FIGURE 80 : COMPARAISON DES DIFFERENTS MODELES POUR UNE TENSION DE 7,5 kV	124

ILLUSTRATION DES TABLEAUX

TABLEAU 1 : SUBSTANCES CHIMIQUES DES POUSSIÈRES DE BOIS [1].....	15
TABLEAU 2 : SUBSTANCES CHIMIQUES ET LEUR EFFET TOXIQUE [1].....	15
TABLEAU 3 : PROPORTION DES PARTICULES INDESIRABLES PAR RAPPORT A LA PROPORTION ...	52
TABLEAU 4 : CARACTERISTIQUES GÉNÉRALES DU BAN EXPERIMENTAL.....	53
TABLEAU 5 : CONCENTRATION EN PARTICULES DANS LA VEINE D'ESSAI.....	65
TABLEAU 6 : EXEMPLES DES MODELES DE SIMULATION DE TRANSPORT DE PARTICULES DANS DES ESPS	72
TABLEAU 7 : LES DONNEES POUR LA SIMULATION	92
TABLEAU 8 : DENSITE DE CHARGE MOYENNE EN FONCTION DU POTENTIEL ELECTRIQUE SUR UNE SECTION DU PRECIPITATEUR.	98
TABLEAU 9 : DENSITE DE CHARGE MOYENNE EN FONCTION DE LA TENSION APPLIQUEE ET DE DIAMETRE DU FIL IONISANT	105

ANNEXES

ANNEXE A

Corroyage

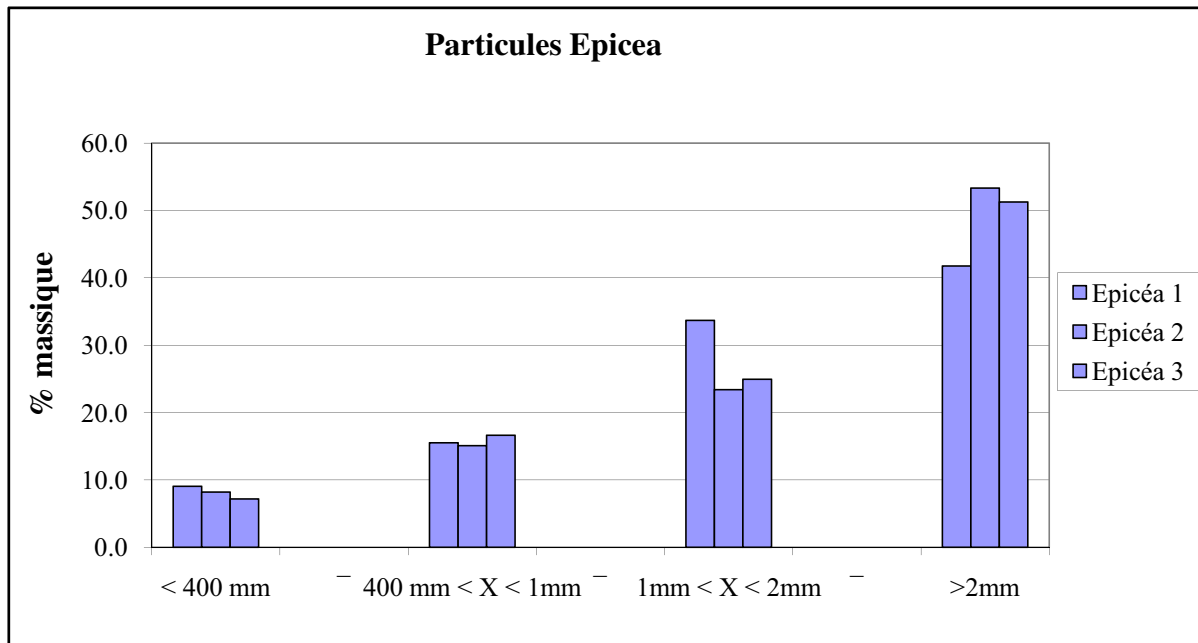


Figure 1 : Répartition massique des particules de l'épicéa.

Globalement, à la vue de l'hétérogénéité du matériau, les distributions restent relativement semblables les unes des autres. On peut noter que la quantité de particules dans les tranches « inférieures à 400 » et « comprises entre 400 microns et 1mm » sont quasi constantes.

En revanche, les deux plus grandes tranches granulométriques présentent des variations supérieures à 10 % en masse

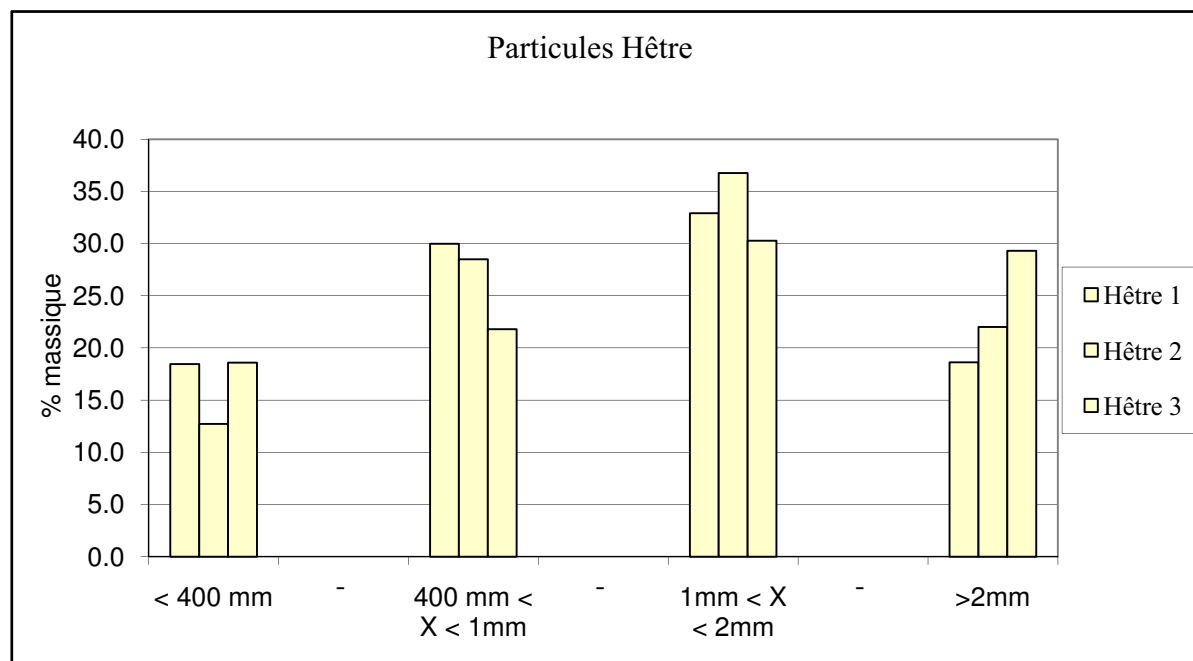


Figure 2 : Répartition massique des particules de hêtre.

Si l'on compare ces valeurs avec les précédentes, on constate clairement que le hêtre fournit plus de fines particules que l'épicéa et ceci est essentiellement dû à sa structure macroscopique.

En effet, la dureté du bois liée à sa densité influence fortement les efforts de coupe et, le hêtre présente une densité supérieure à l'épicéa ce qui engendre une plus grande fragmentation des particules produites.

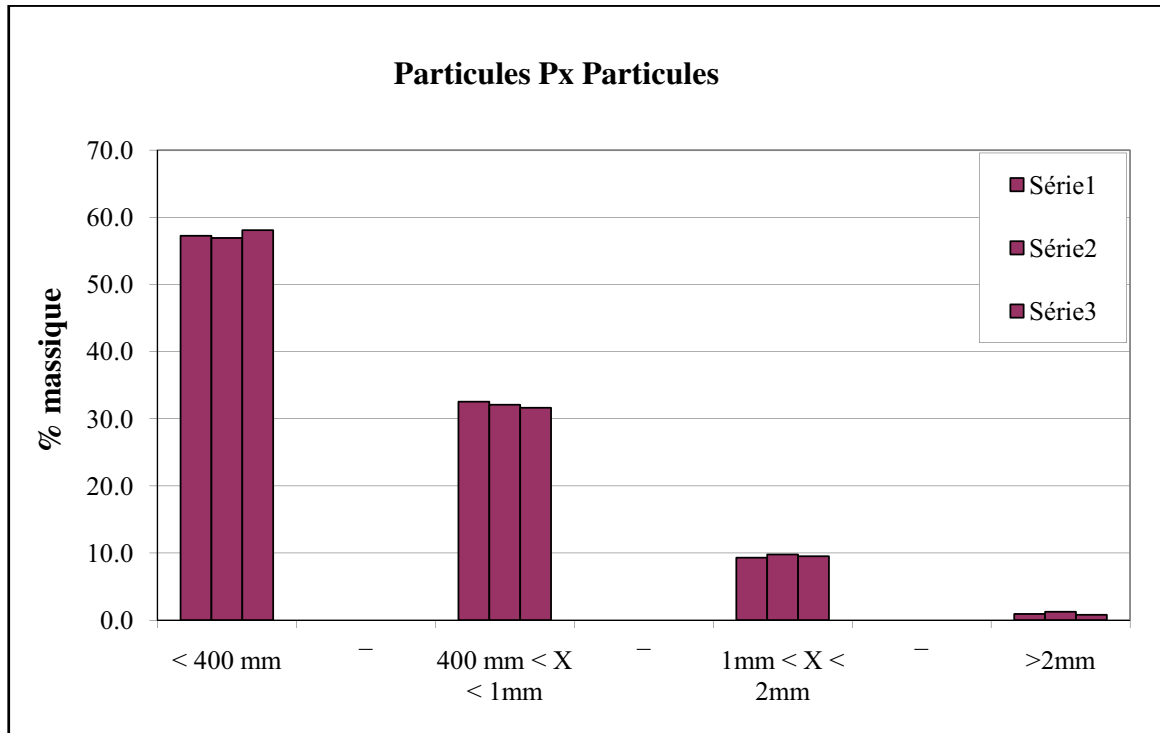


Figure 3 : Répartition massique des particules de panneaux de particules.

Contrairement aux bois massifs, les produits dérivés du bois sont plus homogènes du fait de leur méthode industrielle de fabrication. A voir la reproductibilité de ces matériaux, le constat est éloquent.

Les résultats obtenus sont similaires au pourcentage près. Comparativement aux bois massifs, le corroyage d'un panneau de particules surfacé mélaminé engendre une quantité plus importante de fines particules alors que les plus grosses sont pratiquement inexistantes.

À la vue des faibles variations, on peut donc conclure que les résultats sont uniformes

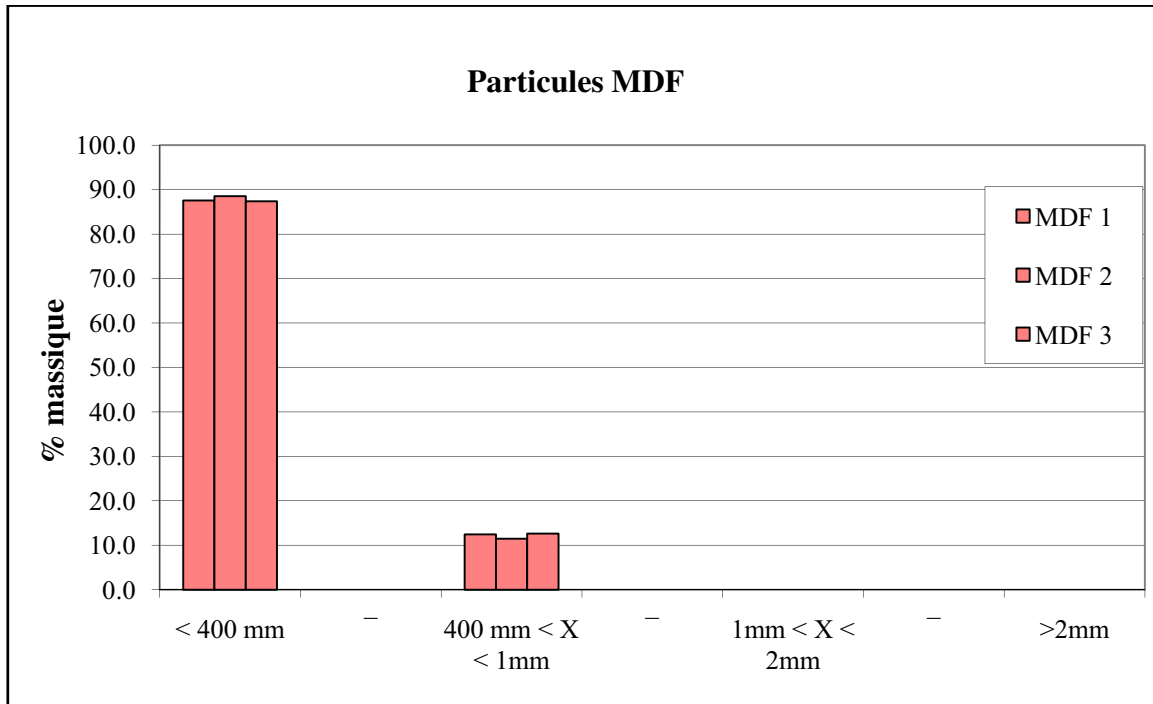


Figure 4 : Répartition massique des particules de MDF.

Le constat pour le MDF est d'autant plus parlant. Cette expérience confirme l'aptitude du MDF à fournir des fines poussières puisque environ 88% des particules sont inférieures à 400 microns, d'où le danger pour les opérateurs lorsqu'ils travaillent ce type de matériau. Les particules supérieures à 1mm sont ici inexistantes. Le MDF présente une densité supérieure aux autres matériaux d'où des efforts de coupe plus importants lors de l'usinage et donc une plus grande fragmentation des particules.

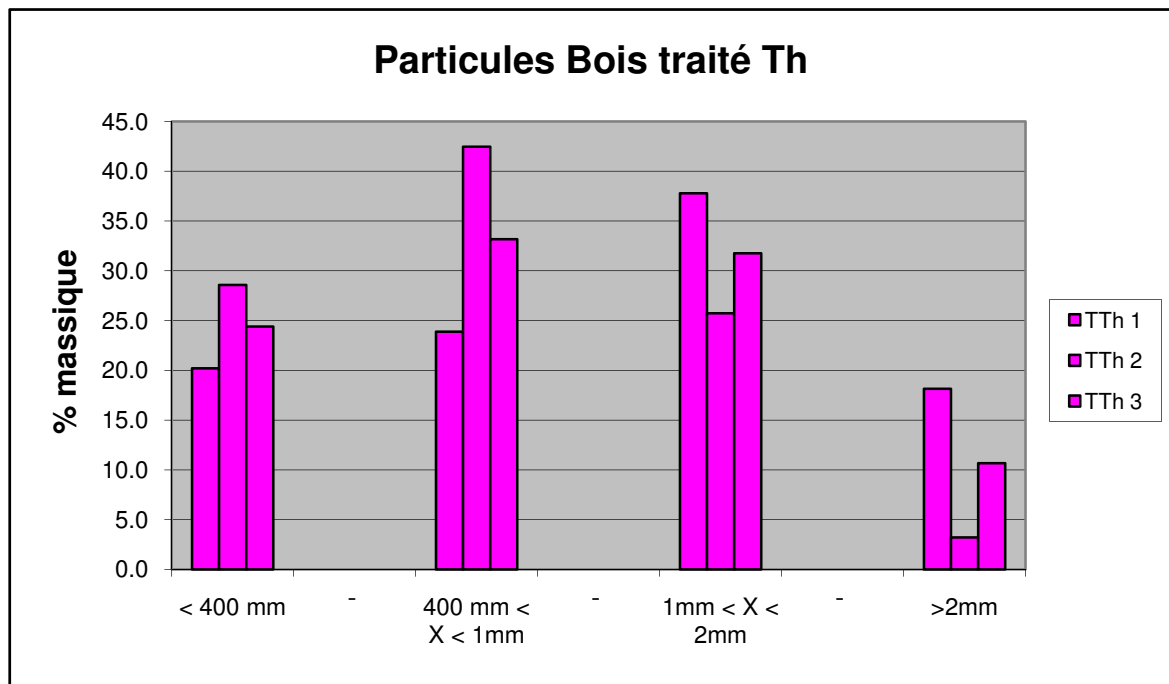


Figure 5 : Répartition massique des particules de peuplier traité thermiquement.

La production de particules est fortement hétérogène et peut présenter des variations supérieures à 25 %.

Ces différences peuvent s'expliquer par l'hétérogénéité du traitement appliqué. En effet, les industriels effectuant ce type d'opération rencontrent des difficultés pour uniformiser leur produit.

De plus, le bois perd son comportement viscoélastique et, parallèlement, la rigidité du matériau augmente de manière significative, d'où une fragmentation plus facile du copeau, ce qui pourrait expliquer que le bois traité thermiquement offre des particules plus fines que les bois massifs.

Conclusion du corroyage

Les particules les plus fines nécessitent également une attention des plus particulières puisqu'elles sont susceptibles, en cas de mauvaise captation, de rester en suspension dans l'air pendant plusieurs heures et d'être inhalé par les opérateurs.

Les valeurs obtenues sont présentées dans le tableau ci-dessous :

	Epicéa					Hêtre					Peuplier traité th.					
	n° 1	n° 2	n° 3	Moy.	Ecart type	n° 1	n° 2	n° 3	Moy.	Ecart type	n° 1	n° 2	n° 3	Moy.	Ecart type	
Corroyage	< 400 microns	12,8	9,0	8,2	10,0	2,5	12,7	18,6	18,5	16,6	3,3	20,2	28,6	24,4	24,4	4,2
	400 microns <X< 1 mm	22,4	15,5	15,1	17,7	4,1	28,5	21,8	30,0	26,8	4,4	23,9	42,5	33,2	33,2	9,3
	1 <X< 2mm	30,5	33,7	23,4	29,2	5,3	36,8	30,3	32,9	33,3	3,3	37,8	25,7	31,8	31,8	6,0
	> 2 mm	34,3	41,8	53,3	43,1	9,6	22,0	29,3	18,6	23,3	5,5	18,1	3,2	10,7	10,7	7,5

Tableau n°5 : Récapitulatif des répartitions massiques des bois massifs pour une opération de corroyage.

L'épicéa fournit les particules les plus grosses (environ 43 % sont supérieures à 2 mm) avec des variations importantes au sein de cette tranche granulométrique puisque l'écart type est très proche de 10 alors que le hêtre apparaît, lui, légèrement plus homogène.

Cette différence entre ces deux bois massifs est essentiellement due à leur structure macroscopique. En effet, le hêtre étant un matériau dit « à pores diffus », les variations internes sont plus rares dans ce type de configuration.

	MDF					Panneaux de particules					
	n° 1	n° 2	n° 3	Moy.	Ecart type	n° 1	n° 2	n° 3	Moy.	Ecart type	
Corroyage	< 400 microns	87,6	88,5	87	87,8	0,6	57,2	56,9	58,1	57,4	0,6
	400 microns <X< 1 mm	12,4	11,5	13	12,2	0,6	32,5	32,1	31,6	32,1	0,5
	1 <X< 2mm	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	9,3	9,8	9,5	9,5	0,2
	> 2 mm	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,9	1,2	0,8	1,0	0,2

Tableau n°6 : Récapitulatif des répartitions massiques des matériaux dérivés du bois pour une opération de corroyage.

Les valeurs des écarts types confirment l'homogénéité des matériaux dérivés du bois. Le MDF reste le matériau le plus favorable à la production de fines poussières et ceci est essentiellement dû à sa constitution.

En effet, ce type de panneau contient en volume 86 % de fibres et 14 % de colle de type urée formol. Celle-ci possède une densité supérieure à celle des fibres qui composent le panneau, c'est donc elle qui régit la formation du copeau.

On sait que plus un matériau est dense, plus il engendra de fines particules.

Cette explication reste valable pour le panneau de particules puisqu'il contient un pourcentage plus faible de colle (environ 8 %) d'où une densité globale plus faible et en conséquence des particules plus grosses.

SCIAGE

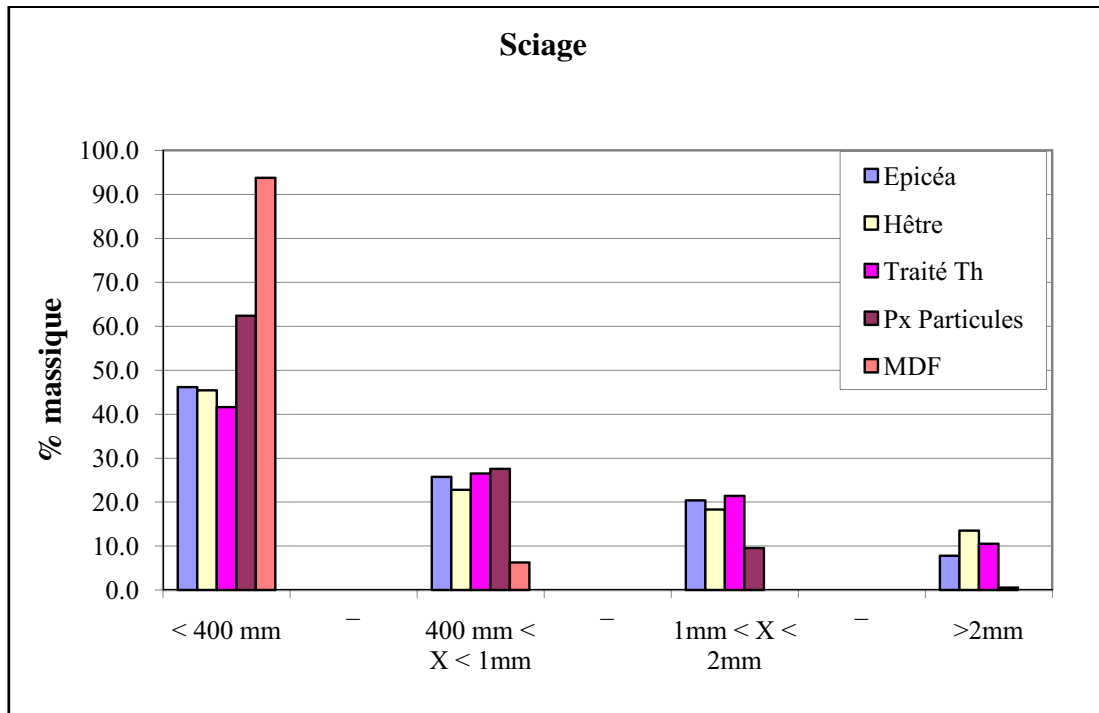


Figure 7 : Répartition massique des particules de différents matériaux de bois

Comme pour le corroyage, le MDF confirme son aptitude à fournir de fines particules avec 92% en masse de particules inférieures à 400 microns. Le bois massif reste le matériau produisant le taux le plus important de grosses particules avec une moyenne de 10% en masse.

Ce graphe démontre l'homogénéité des sciages entre bois massifs malgré une variation de la densité des matériaux (350 kg/m^3 pour le bois traité thermiquement à 750 kg/m^3 pour le hêtre).

ANNEXE B

Régime agricole : Tableau N° 36

Affections professionnelles provoquées par les bois

Date de création : 15 juin 1976

Dernière mise à jour : 15 janvier 1985

Désignation Des Maladies	Délai De Prise En Charge	Liste Limitative Des Travaux Susceptibles De Provoquer Ces Maladies
<p style="text-align: center;">-A-</p> <p>Dermites eczématiformes ou érythémateuses, conjonctivites; rhinites</p>	<p>7 jours</p>	<p>Manipulation, traitement et usinage des bois et tous travaux exposant aux poussières de bois</p>
<p style="text-align: center;">-B -</p> <p>Affections respiratoires professionnelles de mécanisme allergique (tableau 45, A, A, C)</p>	<p>Délais correspondant aux A, B et C du tableau 45</p>	<p>Manipulation, traitement et usinage des bois et tous travaux exposant aux poussières du bois.</p> <p>Travaux exposant à l'inhalation des poussières de bois, notamment :</p>
<p style="text-align: center;">-C-</p> <p>Cancer primitif de l'ethmoïde et des sinus de la face</p>	<p>30 jours</p>	<ul style="list-style-type: none"> - Travaux d'usinage des bois tels que sciage, fraisage, rabotage, perçage et ponçage - Travaux effectués dans les locaux où sont usinés les bois

Régime général : TABLEAU N° 47

Affections professionnelles provoquées par les poussières de bois

Modifié par le décret n° 2004-184 du 25-2-2004

Date de création : 18 février 1967

Dernière mise à jour : 27 février 2004

DÉSIGNATION DES MALADIES	DÉLAI de prise en charge	LISTE LIMITATIVE DES TRAVAUX susceptibles de provoquer ces maladies
<p style="text-align: center;">-A-</p> <p>Lésions eczématiformes récidivant en cas de nouvelle exposition au risque ou confirmées par un test épi cutané</p> <p>Conjonctivite récidivant en cas de nouvelle exposition au risque ou confirmée par test</p> <p>Rhinite récidivant en cas de nouvelle exposition au risque ou confirmé par test</p> <p>Asthme objectivé par explorations fonctionnelles respiratoires récidivant en cas de nouvelle exposition au risque ou confirmé par test</p> <p>Syndrome respiratoire avec dyspnée, toux, expectoration, récidivant après nouvelle exposition au risque, dont l'étiologie professionnelle est confirmée par la présence dans le sérum d'anticorps spécifiques permettant d'identifier l'agent pathogène correspondant au produit responsable.</p> <p>Fibrose pulmonaire avec signes radiologiques et troubles respiratoires confirmés par l'exploration fonctionnelle lorsqu'il y a des signes immunologiques significatifs.</p>	<p>15 jours</p> <p>7 jours</p> <p>7 jours</p> <p>7 jours</p> <p>30 jours</p> <p>1 an</p>	<p style="text-align: center;">-A-</p> <p>Manipulation, traitement et usinage des bois et tous travaux exposant aux poussières de bois</p>
<p style="text-align: center;">-B-</p> <p>Cancer primitif : carcinome des fosses nasales, de l'ethmoïde et des autres sinus de la face</p> <p><i>Cancer primitif de l'ethmoïde et des sinus de la face.</i></p>	<p>40 ans</p> <p>Sous réserve d'une durée d'exposition de 5 ans</p> <p>30 ans</p>	<p style="text-align: center;">-B-</p> <p>Travaux exposant à l'inhalation des poussières de bois, notamment :</p> <p>-travaux d'usinage des bois tels que sciage, fraisage, rabotage, perçage et ponçage,</p> <p>-travaux effectués dans les locaux où sont usinés les bois.</p> <p><i>Travaux exposant à l'inhalation des poussières de bois, notamment :</i></p> <p><i>- Travaux d'usinage des bois tels que sciage, fraisage, rabotage, perçage et ponçage ;</i></p> <p><i>- Travaux effectués dans les locaux où sont usinés les bois.</i></p>

ANNEXE C

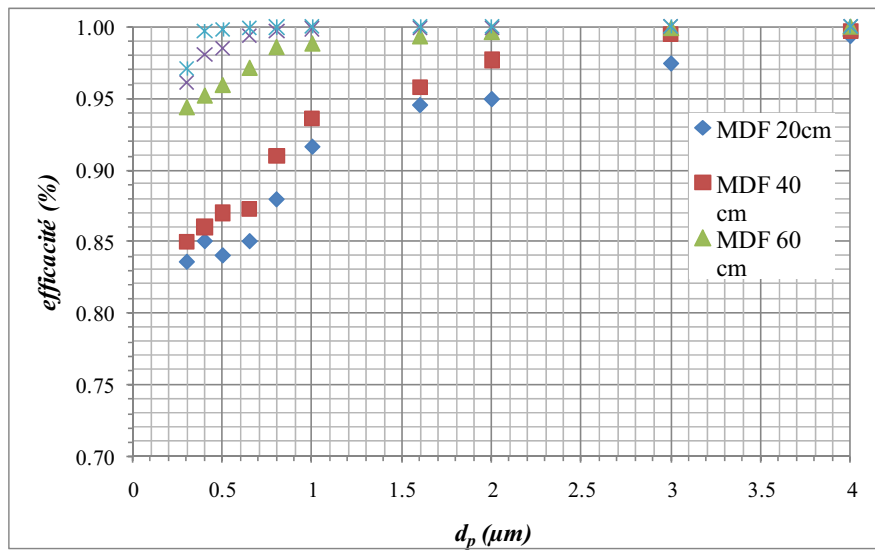


Figure 1 : Efficacité mesurée en fonction du diamètre des particules de MDF pour différentes longueurs d'électrofiltres (cas 11 kV).

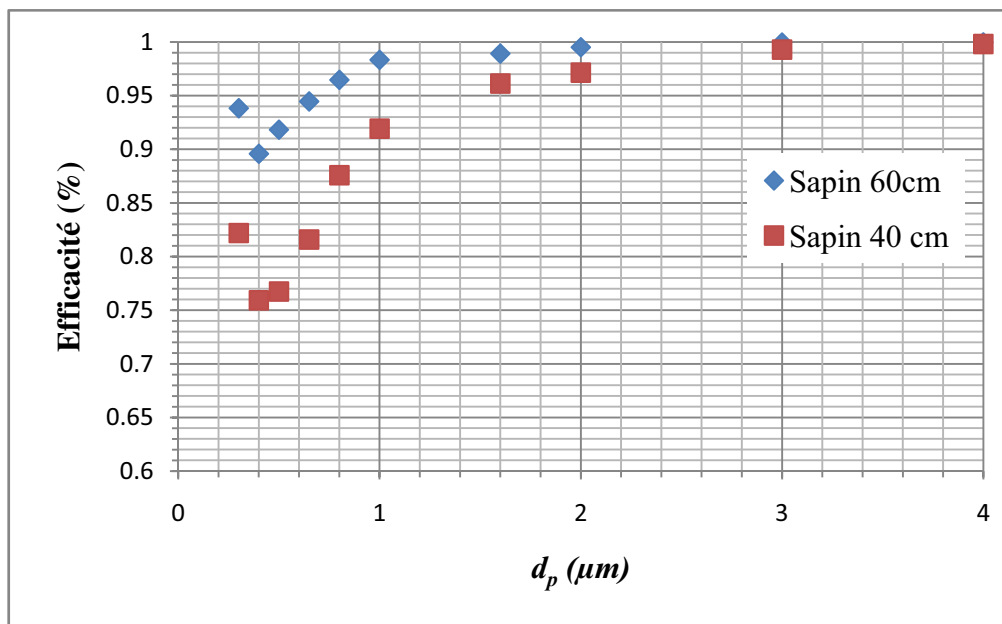


Figure 2 : Efficacité mesurée en fonction du diamètre des particules de Sapin pour différentes longueurs d'électrofiltres (cas 11 kV)

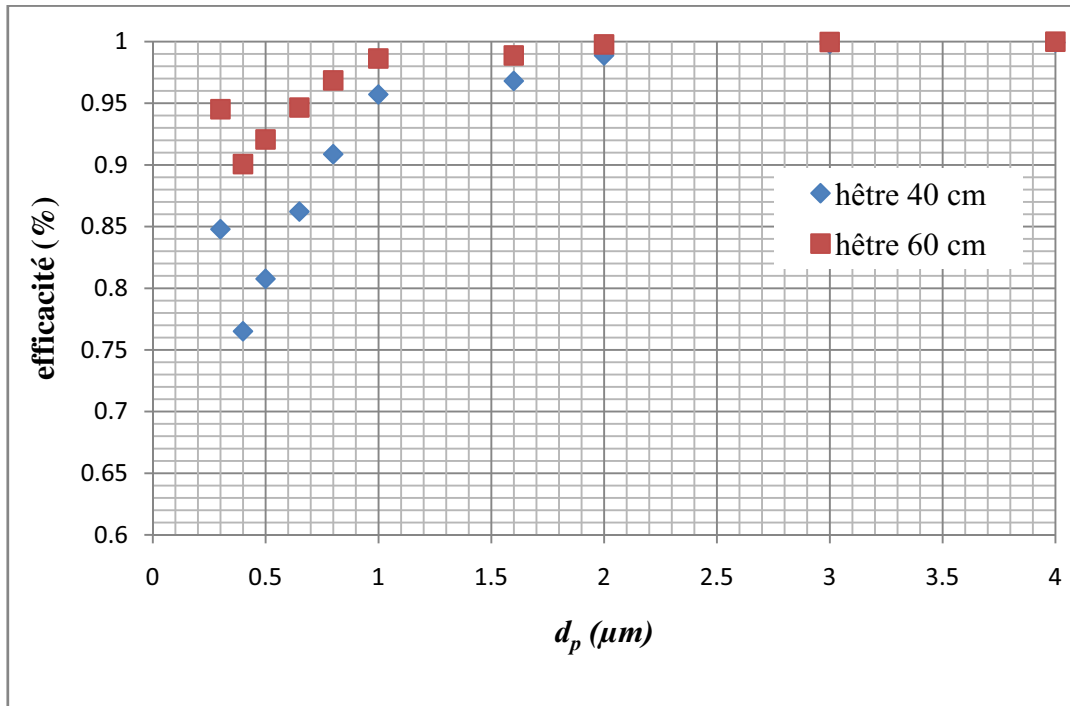


Figure 4 : Efficacité mesurée en fonction du diamètre des particules de Sapin pour différentes longueurs d'électrofiltres (cas 11 kV)

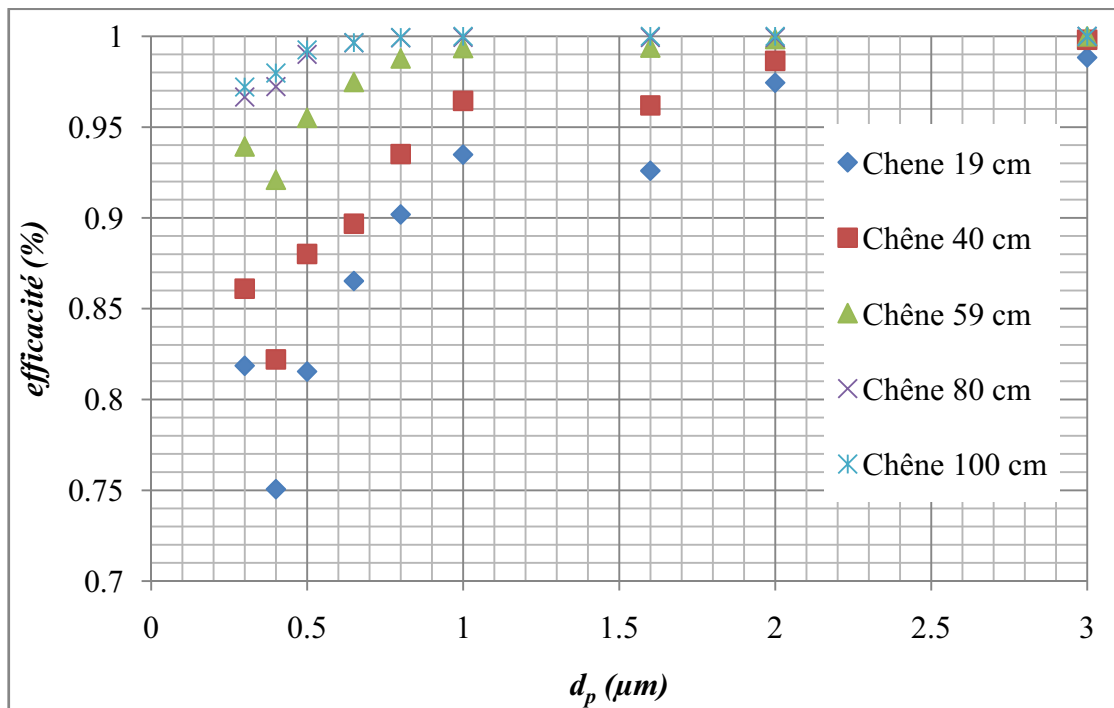


Figure 5 : Efficacité mesurée en fonction du diamètre des particules de chêne pour différentes longueurs d'électrofiltres (cas 11 kV)

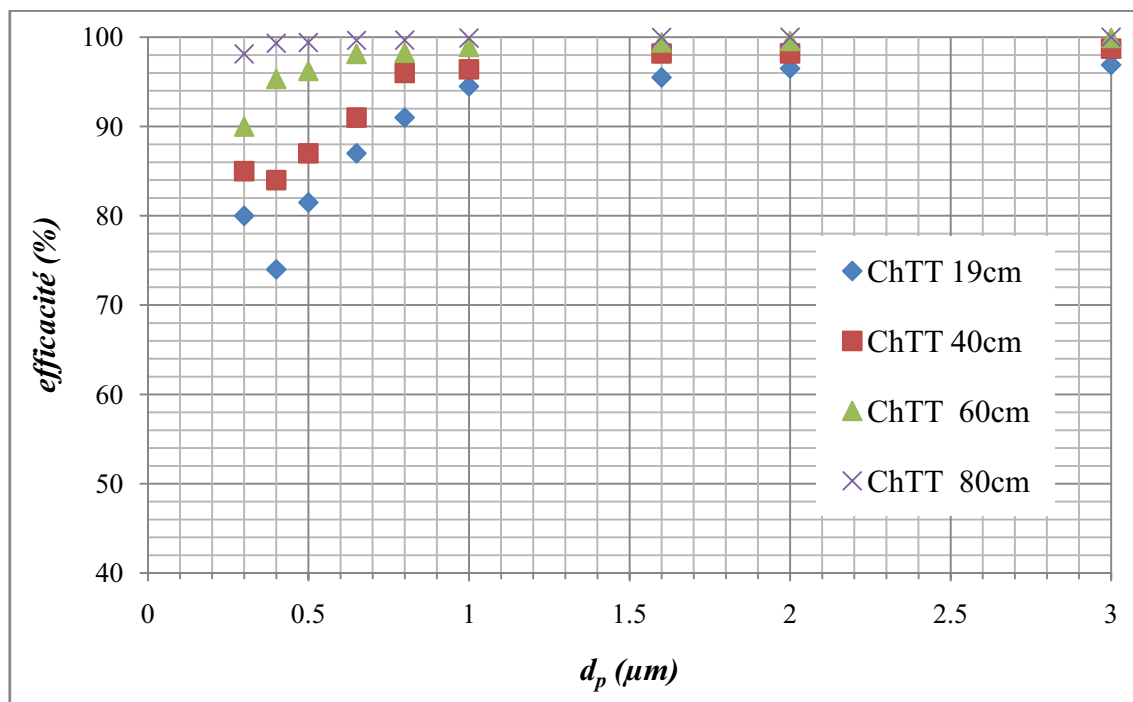


Figure 6 : Efficacité mesurée en fonction du diamètre des particules de chêne traité thermiquement (ChTT) pour différentes longueurs d'électrofiltres (cas 11 kV)