



HAL
open science

Collecte et dispersion de particules de fumée dans un électrofiltre

Pierre Atten, H.L Pang, J. Podlinski

► **To cite this version:**

Pierre Atten, H.L Pang, J. Podlinski. Collecte et dispersion de particules de fumée dans un électrofiltre. 6ème Conférence de la Société Française d'Electrostatique, Jul 2008, Paris, France. pp.134-141. hal-00372144

HAL Id: hal-00372144

<https://hal.science/hal-00372144>

Submitted on 31 Mar 2009

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.

Collecte et dispersion de particules de fumée dans un électrofiltre

P. Atten, H. L. Pang et J. Podlinski,

Abstract—On examine deux phénomènes qui peuvent jouer un rôle dans l'efficacité modeste de capture des fines particules (de 0,1 μm à $\sim 2 \mu\text{m}$) par les électrofiltres. Le premier concerne la turbulence qui tend à diminuer le taux de collecte; on rappelle une conjecture sur la génération de tourbillons qui est due principalement à la charge spatiale associée aux fines particules chargées. En travaillant avec de la fumée de cigarette, les mesures montrent que l'efficacité de collecte par l'électrofiltre diminue avec la concentration de la fumée et ce fait est attribué à l'augmentation du taux de turbulence. Le second phénomène observé est la dispersion dans l'électrofiltre des agrégats de particules qui se forment par collisions entre les particules en suspension. L'éclatement des agrégats se produit sous l'effet de la répulsion coulombienne.

Index Terms—Electrofiltres, électrohydrodynamique, fragmentation d'agrégats, particules fines, turbulence EHD.

I. INTRODUCTION

Les électrofiltres industriels à un étage sont constitués par des plaques parallèles (mises à la terre) entre lesquelles s'écoule le gaz empoussiéré à traiter. Des électrodes ionisantes régulièrement espacées sont placées à mi-distance entre les plaques et sont portées à une haute tension généralement négative. Les ions créés par décharges couronne chargent les particules qui migrent vers les plaques sous l'effet du champ et, pour la plupart, sont collectées. Les électrofiltres industriels traitant de très grands débits de gaz empoussiérés ont une efficacité de collecte en terme de masse supérieure à 99% [1]. Mais la partie non captée est constituée essentiellement par des fines particules comme le montre la figure 1 (la pénétration est la proportion de particules sortant de l'électrofiltre). Ces fines particules sont dangereuses pour la santé et la réglementation de plus en plus rigoureuse concernant les rejets dans l'atmosphère rend nécessaire d'accroître fortement l'efficacité de leur filtration.

En vue d'améliorer l'efficacité des électrofiltres, il est

P. Atten : G2Elab, CNRS, Institut Polytechnique Grenoble et Univ. Joseph Fourier, BP 166, 38042 Grenoble Cedex 9, France (auteur correspondant : Tél. 04 76 88 11 71; fax: 04 76 88 79 45; e-mail: pierre.atten@grenoble.cnrs.fr).

H. L. Pang, qui a préparé sa thèse au G2Elab est à présent à Tianjin, Chine (e-mail: felixespfr@hotmail.fr).

J. Podlinski est Attaché de Recherches au "Centre for Plasma and Laser Engineering", "The Szwalski Institute of Fluid Flow Machinery", Polish Académie des Sciences de Pologne, Fiszerza 14, 80-952 Gdańsk, Pologne (e-mail: janusz@imp.gda.pl)

d'abord nécessaire de caractériser les divers phénomènes qui contribuent à rendre le taux de collecte si faible pour les fines particules et d'estimer leur importance relative. La raison principale des difficultés de collecte des fines particules est la faible valeur de leur vitesse de migration par rapport au gaz sous l'effet du champ électrique. Le second facteur qui joue sur l'efficacité de collecte est le degré de turbulence de l'écoulement du empoussiéré. Bien que l'influence de ce facteur soit reconnue, l'origine de la "turbulence" n'est pas clairement établie et admise ; ainsi les auteurs qui prennent en compte les forces électriques ne considèrent généralement que l'action du champ sur la charge d'espace ionique. Nous mettons en évidence dans la suite l'importance de la charge d'espace associée aux fines particules chargées. Le troisième phénomène qui pourrait jouer un rôle non négligeable, au moins dans le cas des gaz de combustion des centrales thermiques brûlant du charbon pulvérisé est l'éclatement d'agrégats de fines particules sous l'effet de la répulsion coulombienne.

II. CHARGE DES PARTICULES ET VITESSE DE MIGRATION

Dans les gaz de combustion des centrales brûlant du charbon pulvérisé les particules en suspension ont une taille s'échelonnant typiquement de 20 nm à 200 μm ; la plus grande partie de la masse est due aux particules de diamètre d_p allant

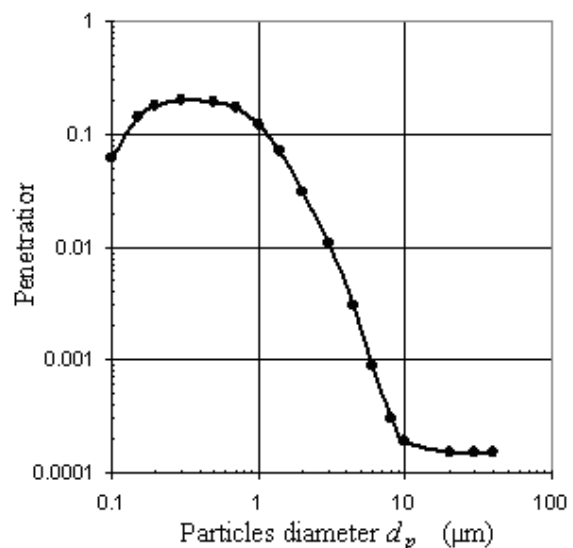


Fig. 1 - Valeur moyenne sur sites industriels de la pénétration en fonction du diamètre des particules (d_p après Plaks [3]).

de 10 à 200 μm [2]. La distribution en taille est caractérisée par plusieurs modes dépendant des propriétés du charbon. En général il existe un mode de taille de quelques dizaines à quelques centaines de microns correspondant aux inclusions minérales dans le charbon [2]; ces grosses particules sont pratiquement totalement collectées par les électrofiltres. Le plus souvent il existe un mode de taille de quelques microns comme le montre la figure 2 relative à des cendres collectées dans le dernier champ de l'électrofiltre d'une centrale (en France) brûlant du charbon (dans ce cas le pic - en nombre - à $d_p \cong 0,7 \mu\text{m}$ des cendres collectées est différent du pic caractérisant les fines particules de la fumée traitée). Les particules sub-microniques des gaz de combustion du charbon pulvérisé ont une distribution centrée à environ $0,1 \mu\text{m}$; ce sont des agrégats dendritiques résultant de la soudure partielle de sphérules ultra-fines ($d_p = 20$ à 30 nm) [4]. La génération des sphérules est attribuée à des processus chimiques complexes donnant des sous-oxydes volatilés et des vapeurs métalliques qui s'oxydent et donnent naissance à des particules par nucléation homogène [4].

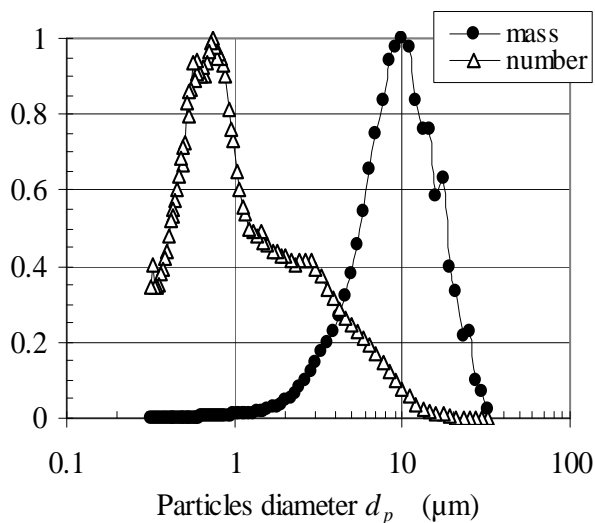


Figure 2 - Distributions normalisées en masse et en nombre en fonction du diamètre pour des cendres collectées dans le 4^{ème} champ de l'électrofiltre d'une centrale brûlant du charbon (d'après Blanchard [5]).

Les valeurs limitées du taux de collecte des fines particules (d_p de $0,1$ à $2 \mu\text{m}$) résultent principalement des faibles vitesses de migration de ces particules par rapport au gaz sous l'effet du champ électrique. La charge des particules se fait par l'intermédiaire de deux mécanismes. Le premier est la charge par champ où l'on considère que les ions gazeux unipolaires se déplacent le long des lignes de champ électrique et certains ions rencontrent la particule et s'y fixent. La charge de saturation q_{sat} acquise par la particule est proportionnelle au champ électrique à son voisinage et au carré du diamètre d_p [6]. Cette façon de déterminer la charge de la particule est valable tant que le libre parcours moyen des molécules λ_g et des ions est beaucoup plus petit que sa taille. Pour des particules suffisamment petites, le mécanisme de charge par

diffusion des ions est dominant. L'approche théorique simplifiée de White [7] prédit une charge q_p proportionnelle à d_p et dépendant de manière logarithmique du temps. Dans la gamme de diamètres allant de $0,1$ à $2 \mu\text{m}$, il faut tenir compte des deux mécanismes de charge; la somme des deux contributions fournit une borne supérieure pour q_p (Fig. 3) et, en pratique, de nombreux auteurs utilisent la formule empirique de Cochet [8].

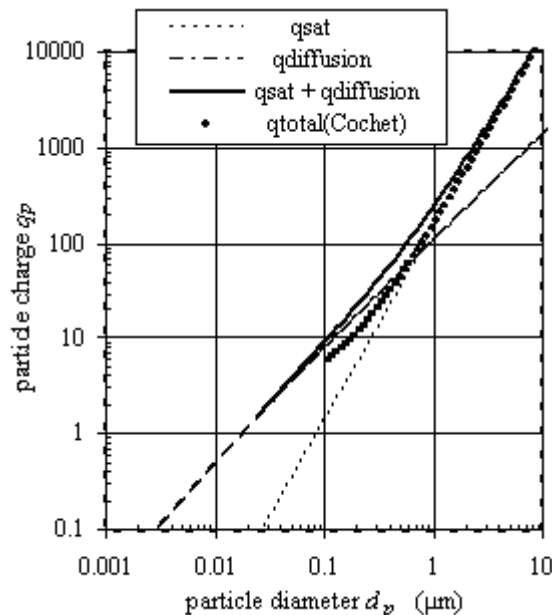


Fig. 3 - Charge de particules sphériques (nombre de charges élémentaires e) en fonction de leur diamètre ($\epsilon_r = 4$, $T = 403 \text{ K}$ ($130 \text{ }^\circ\text{C}$), $E = 4 \text{ kV/cm}$, $t_{charge} = 1 \text{ s}$).

Les particules portant une charge q_p sont soumises à la force $F_e = q_p E$ sous l'action du champ électrique E qui les

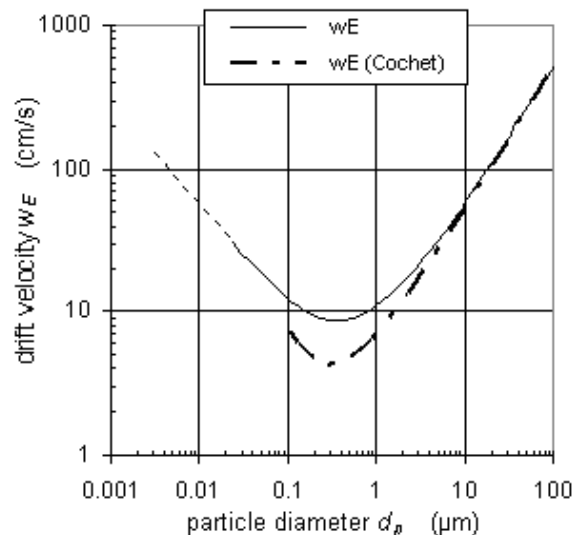


Fig. 4 - Vitesse de migration des particules sphériques en fonction de leur diamètre ($\epsilon_r = 4$, $T = 403 \text{ K}$ ($130 \text{ }^\circ\text{C}$), $E = 4 \text{ kV/cm}$, $t_{charge} = 1 \text{ s}$).

dirige vers les plaques collectrices. En négligeant l'inertie de la particule (temps d'accélération $\sim 1 \mu\text{s}$), la vitesse de migration par rapport au gaz est déterminée par la force de frottement visqueux F_v qui compense F_e ; comme le libre parcours moyen des molécules λ_g n'est pas beaucoup plus petit que le rayon des particules, le frottement est plus faible que dans un continuum et l'expression de Stokes pour F_v doit être divisée par le facteur de Cunningham Cu (≥ 1) qui dépend du rapport λ_g / d_p [7]. La vitesse de migration w_E de la particule chargée est proportionnelle au champ E et sa variation avec d_p est illustrée par la figure 4. Dans les conditions typiques de fonctionnement des électrofiltres industriels, les valeurs de w_E pour les fines particules sont comprises entre 4 et environ 10 cm/s. Ces valeurs sont bien plus faibles que la vitesse moyenne d'écoulement ($\cong 1 \text{ m/s}$) du gaz dans les conduits et ceci explique pourquoi il est difficile de collecter les fines particules (il y a une corrélation évidente entre les figures 1 et 4).

I. INFLUENCE DE LA TURBULENCE DE L'ÉCOULEMENT GAZEUX

Dans les électrofiltres industriels, même en l'absence de champ appliqué l'écoulement du gaz dans les conduits est toujours turbulent car le nombre de Reynolds $Re \sim 10^4$ est supérieur à la valeur critique $\cong 2000$. Cependant le taux de turbulence de l'écoulement gazeux mesuré dans les conditions usuelles d'épuration électrostatique est très nettement supérieur à celui caractérisant l'écoulement seul [9]. Ceci provient de l'action des forces électriques et nous allons rappeler au §4 de quelle manière ces forces génèrent une agitation intense du gaz.

Les fines particules convectées par l'écoulement moyen sont très sensibles aux fluctuations de vitesse du gaz qui ont une amplitude pouvant dépasser la vitesse de migration w_E et, par conséquent, pouvant à certains endroits entraîner les particules dans la direction opposée à celle de la force électrique qu'elles subissent. Le problème très complexe de l'influence de l'agitation tourbillonnaire sur les particules peut être simplifié

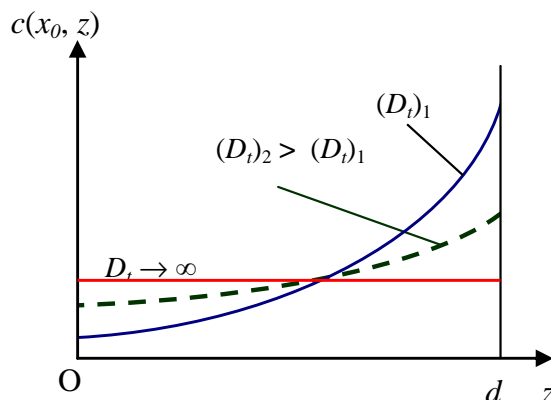


Fig. 5 - Variation entre le plan de symétrie et une plaque collectrice de la concentration des particules chargées (à la distance x_0 de l'entrée) pour différentes valeurs de D_t .

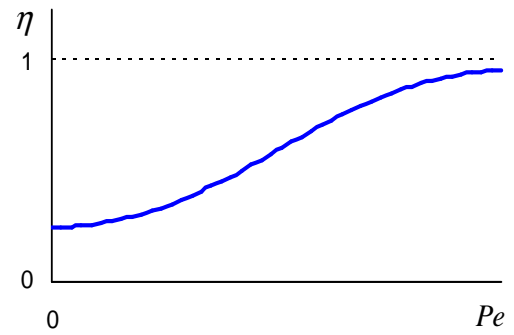


Fig. 6 - Variation du taux de collecte des particules en fonction du nombre de Péclet électrique.

en utilisant le concept de diffusion turbulente (ou tourbillonnaire) des particules [10] caractérisé par le coefficient D_t . Les propriétés de "mélange" de la turbulence se traduisent par une tendance à rendre la distribution des particules plus uniforme, en particulier dans la direction Oz perpendiculaire aux plaques collectrices. Le modèle de Deutsch considérant une distribution uniforme de la concentration c dans la direction Oz est équivalent à supposer que la composante selon z de D_t est infinie (Fig. 5). L'approche de Leonard et al. [10] est basée sur l'hypothèse d'une diffusivité tourbillonnaire finie, uniforme et isotrope. Dans ce cas on trouve que la distribution selon l'axe Oz de la concentration c devient de plus en plus uniforme lorsque D_t s'accroît (Fig. 5).

Dans les modèles turbulents de collecte de particules, on considère une couche limite sur la plaque où la diffusivité tombe rapidement à zéro (vitesse du gaz = 0 sur les parois). En admettant que chaque particule qui atteint la paroi est collectée, le flux collecté est proportionnel au produit $c(x, z=d) * E(x, z=d)$ où $c(x, z=d)$ est la concentration de particules à la plaque. D'après la figure 5, on voit clairement que l'augmentation de l'intensité turbulente réduit le taux de collecte. En pratique, l'efficacité de collecte dépend également de la valeur du champ électrique et le paramètre déterminant cette efficacité est le nombre de Péclet électrique Pe [10] :

$$Pe(d_p) = \frac{w_E(d_p) d}{D_t} \quad (1)$$

Pe est une mesure de l'importance respective de l'action du champ qui dirige les particules vers les plaques de collecte et de l'influence de la diffusivité turbulente qui tend à redistribuer les particules dans tout le volume. Le rôle de Pe sur l'efficacité de collecte est illustré qualitativement Fig. 6.

II. GENERATION DE TURBULENCE PAR LES FINES PARTICULES

En l'absence de poussière, l'écoulement secondaire résultant de la force de Coulomb qu'exerce le champ sur la charge d'espace due aux ions créés par décharge couronne peut être très marqué [11] et produit en général des tourbillons d'échelle typique $\sim d$ - la demi-distance entre plaques - (dans le cas de fils ionisants de polarité négative, la décharge très hétérogène - aigrettes - induit des tourbillons plus petits). En présence de

poussière, la densité de charge associée aux fines particules chargées joue un rôle majeur en générant des tourbillons de petite taille dans une grande partie du volume.

En général, un mouvement intense du fluide est généré par l'action du champ électrique E sur la charge d'espace ρ créée par effet couronne dans les gaz ou par injection d'ions dans les liquides isolants [12]. La caractéristique électrohydrodynamique (EHD) fondamentale dans ce cas d'une charge d'espace injectée est la rétro-action entre perturbations ρ' de densité de charge et fluctuations u' de la vitesse u du fluide [13]. Ce couplage conduit à une situation potentiellement instable dans le cas d'une injection uniforme de charge dans une couche plane de fluide. Le mouvement se déclenche lorsque l'action de la force de densité ρE est suffisante pour compenser la dissipation visqueuse ; ceci conduit à la condition suivante pour le premier paramètre adimensionnel EHD, T [12,13] :

$$T = \frac{\varepsilon V_{appl}}{K \mu} > T_c \quad (2)$$

où ε est la permittivité du fluide, V_{appl} la tension appliquée, K la mobilité des porteurs de charge, μ la viscosité dynamique du fluide et T_c est une valeur critique. Pour des ions dans l'air à température ambiante, on a $(V_{appl})_c \cong 40$ kV mais pour des fines particules chargées, on obtient $(V_{appl})_c \sim$ quelques centaines de volts [13,14]. Il est donc clair que la présence de fines particules chargées peut facilement induire des instabilités et, en pratique, peut créer des tourbillons d'assez petite taille.

L'agitation du fluide contribue au transport des porteurs de charge mais son effet est important seulement lorsque l'amplitude des fluctuations de vitesse du gaz u' sont supérieures à la vitesse de migration $w_E = KE$. Le deuxième paramètre adimensionnel fondamental en EHD est le nombre M défini par :

$$M = \frac{\sqrt{\varepsilon / \rho_f}}{K} \quad (3)$$

(ρ_f : masse volumique du fluide). M est le paramètre pertinent pour comparer les vitesses u' et KE [12,13]. Pour $M \ll 1$ ($u' \ll KE$), les trajectoires des porteurs de charge ne sont que très faiblement perturbées par les fluctuations de vitesse du fluide qui n'ont pas d'influence significative sur la distribution de charge d'espace et sur le passage du courant électrique (cas des ions dans l'air : $w_E \sim 100$ m/s \gg vent électrique ~ 1 m/s). Par contre, pour $M \gg 3$ ($KE < u'$), les porteurs de charge sont en grande partie entraînés par les perturbations de vitesse du fluide qu'ils contribuent à créer, ce qui se traduit par une augmentation significative du courant moyen. L'injection d'ions dans les liquides isolants constitue l'exemple typique de cette situation [12,13]. La transition entre les deux régimes correspond à $M = 3$ [12].

Les deux paramètres T et M sont également pertinents pour des écoulements EHD plus généraux comme ceux rencontrés dans des configurations dissymétriques d'électrodes et, en particulier, dans les électrofiltres [14]. Dans ce dernier cas, l'estimation de la charge des particules conduit à l'estimation

de la valeur du paramètre de mobilité M qui, bien sûr, dépend de la taille des particules [14]. Pour les fines particules chargées sous un champ moyen $E \sim 5$ kV/cm, on trouve que $M > 3$ [14]; Par conséquent, les fines particules chargées dans le gaz ont un comportement tout à fait analogue à celui des ions dans les liquides isolants et on doit donc s'attendre à observer une génération de mouvements tourbillonnaires de petite échelle se superposant à l'écoulement moyen, l'écoulement résultant redistribuant partiellement la densité de charge associée aux fines particules. L'intensité de la turbulence ainsi générée va également dépendre de la concentration moyenne de particules ; ceci fournit un moyen de tester la validité de la conjecture selon laquelle la source principale de turbulence dans les électrofiltres résulte de l'action du champ sur la charge d'espace associée aux fines particules chargées.

Ces considérations générales doivent être complétées pour tenir compte du fait que, dans les électrofiltres, il existe deux types de porteurs de charge, les ions et les particules. En ce qui concerne les décharges couronne sur des fils ionisants (positifs), d'après l'hypothèse de Kaptzov, le champ sur le fil E_{fil} est indépendant du courant émis et garde la valeur (harmonique) qu'il avait pour la tension seuil V_s de décharge couronne. Le fait que la charge d'espace qui limite le champ sur le fil soit due en partie aux particules chargées ne change rien aux conditions de décharge dans la zone bi-ionisée où les particules ne pénètrent pas (voir [15]). Pour un gaz sans poussière, la charge d'espace globale modifiant la distribution du champ est due seulement aux ions : $\tilde{\rho}_{ions}$ et l'on a :

$$(\tilde{\rho}_{total})_{propre} = \tilde{\rho}_{ions} = (\tilde{\rho}_{ions})_0 \propto (V_{appl} - V_s) \quad (4)$$

Pour un gaz empoussiéré, le champ E_{fil} n'est pas affecté par la concentration en fines particules c_0 à l'entrée de l'électrofiltre et l'on a :

$$(\tilde{\rho}_{total})_{pouss} = \tilde{\rho}_{ions} + \tilde{\rho}_{part} = C^{te} = (\tilde{\rho}_{ions})_0 \quad (5)$$

où $\tilde{\rho}_{part}$ est la charge d'espace globale due aux particules. Le courant I a également deux composantes, I_{ion} and I_{part} ($I = I_{ion} + I_{part}$); les densités de courant s'écrivent :

$$j_{ions} = K_{ions} \rho_{ions} E, \quad j_{part} = K_{part} \rho_{part} E \quad (6)$$

où K_{ions} , ρ_{ion} and K_{part} , ρ_{part} sont les mobilités et les densités de charge des ions et des fines particules respectivement. Comme le rapport $K_{part}/K_{ion} \sim 10^{-3}$, on obtient :

$$I \approx I_{ions} \propto \tilde{\rho}_{ions} \equiv (\tilde{\rho}_{ions})_0 - \tilde{\rho}_{part} \quad (7)$$

expression qui montre que le courant de décharge couronne doit diminuer lorsque la concentration de poussière s'accroît. La diminution relative de donne une estimation de la charge d'espace globale associée aux fines particules :

$$\frac{\tilde{\rho}_{part}}{\tilde{\rho}_{ions}} \equiv \frac{I_0 - I}{I} \quad (8)$$

Sauf dans le voisinage immédiat des fils, la vitesse de migration des fines particules est plus faible que la vitesse du gaz de sorte que la distribution de ρ_{part} est contrôlée principalement par l'écoulement qui, lui-même, est déterminé

par la distribution totale de charge d'espace $\rho_{ion} + \rho_{part}$. Lorsque ρ_{part} devient du même ordre que ρ_{ion} on doit s'attendre à un changement marqué de la structure de l'écoulement moyen ainsi qu'à la génération d'un taux notable de turbulence par la charge d'espace des fines particules ρ_{part} .

III. ETUDE EXPERIMENTALE DE L'INFLUENCE DE LA CONCENTRATION EN FINES PARTICULES SUR L'EFFICACITE DE COLLECTE

A. Dispositif expérimental

L'étude de la collecte de fines particules a été effectuée avec un électrofiltre de laboratoire dont le conduit a une largeur $2d = 9$ cm et une hauteur $h = 29$ cm. La cellule d'étude a une longueur $L = 100$ cm divisée en deux sections de 50 cm (un conduit de 2 m de long précède la cellule afin d'avoir un profil de vitesse bien établi). Pour créer la charge d'espace dans la première section on a utilisé d'abord un ensemble de 9 fils ionisants équidistants puis un fil unique. Dans la seconde section on peut introduire une plaque médiane que l'on polarise pour avoir un champ uniforme E_2 dans les deux demi conduits. La concentration en particules par classe de taille a été mesurée à l'aide d'un compteur optique (Topas LAP320) pour des diamètres allant de $0,31 \mu\text{m}$ à $20 \mu\text{m}$. Pour une classe de particules de taille moyenne d_p , le taux fractionnaire de collecte $\eta(d_p)$ est :

$$\eta(d_p) = 1 - c_{out}(d_p) / c_{in}(d_p) \quad (9)$$

$c_{in}(d_p)$ et $c_{out}(d_p)$ sont les concentrations de ces particules à l'entrée et à la sortie de la section considérée.

Pour avoir une concentration de particules aussi constante que possible à l'entrée de l'électrofiltre au cours du temps, on utilise un gros ballon ($\phi \cong 2,5$ m) que l'on gonfle avec de l'air poussé par un ventilateur et passant à travers un filtre en papier puis par un récipient où l'on fait brûler des cigarettes ; une fois

que le ballon est rempli, on dirige la fumée accumulée et supposée bien homogène vers le conduit de l'électrofiltre (on a vérifié que les concentrations mesurées ont des fluctuations au plus égales à 5% au cours des expériences).

Comme le compteur de particules a une borne inférieure de $0,31 \mu\text{m}$ pour les diamètres mesurés, on a utilisé des cigarettes de marque "Gauloises" qui donnent des particules de fumée de taille moyenne un peu plus élevée que les autres marques. La Fig. 7 montre les distributions en taille des particules pour différentes concentrations c_0 de fumée. Pour 8 et 16 cigarettes brûlées, les courbes présentent un maximum à $d_p \cong 0,4$ et $0,55 \mu\text{m}$ respectivement, ce qui indique que la taille moyenne des particules augmente avec la concentration de la fumée. Très vraisemblablement ceci provient de l'agglomération de très fines particules qui présentent un mouvement brownien et dont la probabilité de collision avec les autres particules croît quadratiquement avec la concentration moyenne.

B. Résultats

En utilisant d'abord l'ensemble de 9 fils ($\phi = 1$ mm) perpendiculaires à l'écoulement moyen de vitesse $U_0 = 0,4$ m/s, les mesures ont été effectuées par séries successives avec et sans tension appliquée. Les résultats typiques montrés Fig. 8 permettent de déterminer le taux de collecte η en utilisant (9). La figure 9 donne les variations de η en fonction de la taille des particules pour 5 valeurs différentes de c_0 . Le fait majeur que révèlent ces résultats est la diminution de l'efficacité de collecte lorsque c_0 augmente ($d_p < 0,9 \mu\text{m}$). Nous attribuons cette diminution à l'augmentation de l'intensité de l'agitation tourbillonnaire dans l'écoulement à mesure que la concentration de la fumée est augmentée. En effet, le courant total dû aux décharges couronne sur les fils diminue avec c_0 et l'on voit (Fig. 10) que la charge d'espace globale des particules chargées $\tilde{\rho}_{part}$ constitue une part importante de la charge

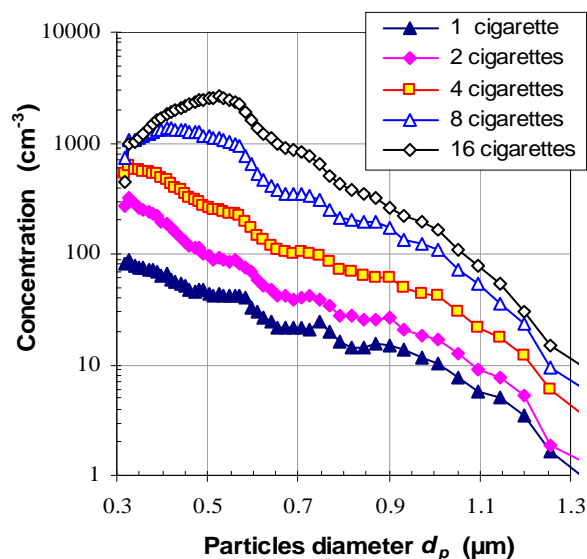


Fig. 7 - Distributions en nombre, par classes de particules, pour la fumée de cigarette ("Gauloises") emmagasinée dans le ballon.

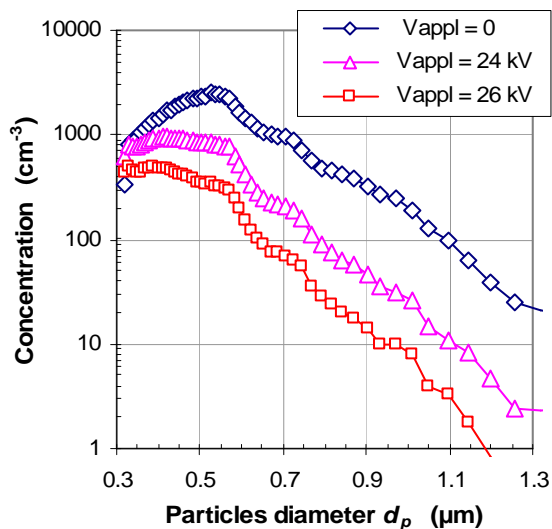


Fig. 8 - Distributions (en nombre) en fonction de la taille des particules de fumée (16 cigarettes brûlées) pour 2 tensions appliquées sur les 9 fils ionisants.

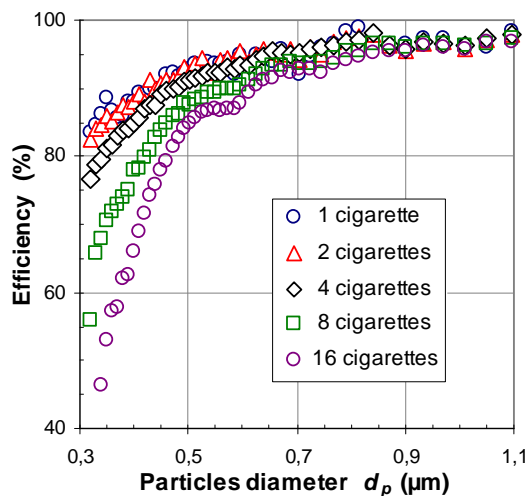


Fig. 9 - Taux de collecte en fonction de la taille des particules de fumée pour différentes concentrations c_0 (9 fils ionisants, $V_{appl} = 26$ kV).

d'espace totale ; il est donc tout à fait plausible d'attribuer l'augmentation de la turbulence à l'action des fines particules chargées.

Afin de se trouver dans des conditions très analogues à celles relatives aux expériences de Podlinski et al. qui ont visualisé et caractérisé l'écoulement de fumée de cigarettes [15], l'ensemble de 9 fils ionisants a été remplacé par un fil unique ($\phi = 0,5$ mm) situé à 21 cm de l'entrée de l'électrofiltre. Les mesures effectuées alors donnent des résultats sensiblement différents (Fig. 11). Comme dans le cas précédent, dans l'intervalle de diamètre de particules entre 0,3 et 0,6 μm , le taux de collecte diminue avec c_0 . Par contre, on a la tendance opposée pour des particules de diamètre $d_p > 0,6$ μm .

La différence entre les résultats des figures 9 et 11 peut se comprendre lorsqu'on tient compte du fait que, pour des fortes concentrations de fumée, on obtient un taux de collecte négatif pour les particules de faible diamètre (0,3 à 0,4 μm , voir Fig. 11). Ceci signifie que les très fines particules sont plus

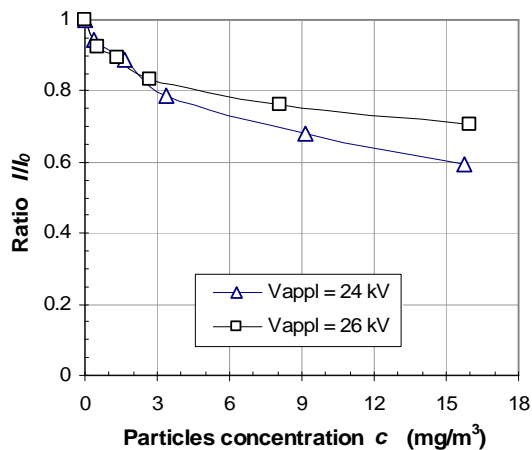


Fig. 10 - Rapport des courants I (écoulement de fumée) et I_0 (air sans poussière) en fonction de la concentration en masse de la fumée ($U_0 = 0,4$ m/s, 9 fils ionisants).

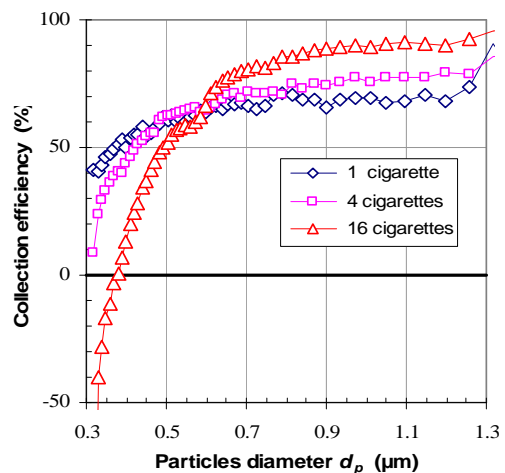


Fig. 11 - Taux de collecte en fonction de la taille des particules de fumée pour différentes concentrations c_0 dans le cas d'un seul fil ionisant ($V_{appl} = 23,5$ kV).

nombreuses à la sortie qu'à l'entrée de la zone soumise à la décharge couronne et que l'on a donc une "création" de très petites particules dans cette zone. La seule explication plausible est que l'on est en présence d'un phénomène de brisure ou désintégration de particules (de diamètre $d_p > 0,6$ μm) en plus fines particules. Ce phénomène a une incidence importante car il fait plus que compenser la réduction attendue avec c_0 du taux de collecte des plus grosses particules ($d_p > 0,6$ μm) et il accentue fortement la tendance à la diminution de η avec c_0 pour les plus fines.

Cette explication est validée par une autre série de mesures du taux de collecte effectuées dans des conditions où le phénomène de brisure de particules par les forces électriques est absent. Ces mesures ont été faites dans la deuxième section de la cellule d'étude où il n'y a ni effet couronne ni charge d'espace et où l'on impose un champ uniforme assez faible. On applique une tension de 20 kV sur le fil ionisant dans la

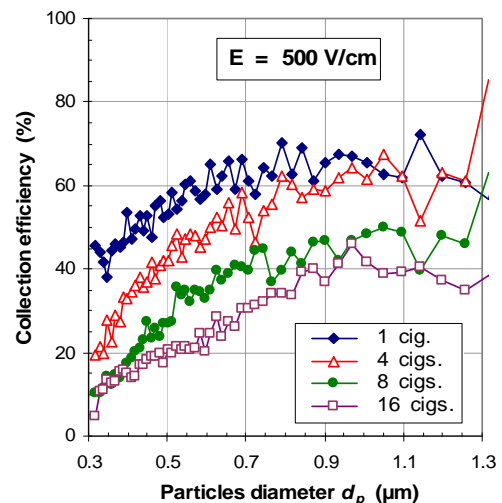


Fig. 12 - Taux de collecte η en fonction de d_p pour différentes concentrations c_0 dans la deuxième section de l'électrofiltre ($V_{appl} = 20$ kV dans la première section, $U_0 = 0,4$ m/s).

première section et l'on détermine le taux de collecte dans la deuxième section pour diverses valeurs du champ E_2 . L'agitation tourbillonnaire créée dans la première section est convectée par l'écoulement moyen ($U_0 = 0,4$ m/s), son intensité n'est que partiellement amortie dans la seconde section de sorte que l'on doit pouvoir mettre en évidence l'influence de la diffusivité tourbillonnaire. Les résultats de la figure 12 montrent sans aucune ambiguïté que le taux de collecte diminue lorsque la concentration en particules augmente, ceci dans toute la gamme de diamètres (d_p jusqu'à ≈ 1 μm) pour lesquels les mesures sont statistiquement significatives.

En comparant les ensembles de courbes des figures 9, 11 et 12, il apparaît que les mesures faites avec le réseau de 9 fils ionisants donnent des résultats intermédiaires : le phénomène de "dispersion" de particules existe mais l'allongement de la zone effective de collecte amortit l'effet qui est très marqué dans le cas d'un fil ionisant unique (Fig. 11) : en comparant avec Fig. 12, on voit que la décroissance de η avec c_0 est amplifiée pour les faibles diamètres mais diminuée pour les tailles $> 0,6$ μm .

IV. DISPERSION ELECTROSTATIQUE DES PARTICULES

Les courbes de distribution en taille des particules de fumée ont clairement mis en évidence l'existence d'un processus d'agglomération des particules de fumée de cigarettes pendant le stockage de la fumée dans le ballon, agglomération qui produit des particules d'autant plus grosses, dans un temps donné, que la concentration de la fumée est plus élevée (Fig. 7). Nous n'avons pas examiné la forme que prennent ces particules, mais il est probable qu'elles sont assez irrégulières.

Lorsque les agglomérats pénètrent dans la zone de charge d'espace ionique, ils captent des ions et se chargent ; la charge se distribue sur les agglomérats qui sont alors soumis à des forces de répulsion coulombienne. Ces forces s'opposent aux forces d'adhésion entre les différentes parties constituant les agglomérats et peuvent donc conduire à leur désintégration. Quand la concentration de la fumée est augmentée, il se crée une forte population d'agglomérats vraisemblablement assez fragiles qui se brisent sous l'effet des forces électriques. C'est ce processus de dispersion des particules dans la zone active de l'électrofiltre qui explique pourquoi il y a plus de très fines particules à la sortie de l'électrofiltre à fil unique qu'à son entrée et pourquoi le taux apparent de collecte des particules plus grosses augmente avec c_0 .

La question qui se pose est de savoir si ce phénomène d'agglomération-dispersion des fines particules est spécifique aux fumées de cigarettes ou est plus général. Si le processus est général, on pourrait alors comprendre pourquoi une collecte quasi complète des fines particules est si difficile à réaliser. Pour les cendres produites par la combustion du charbon pulvérisé, il est envisageable qu'un tel processus existe dans le domaine de taille de quelques centaines de nanomètres considéré ici. Pour d'autres types de particules, des études précises s'imposent.

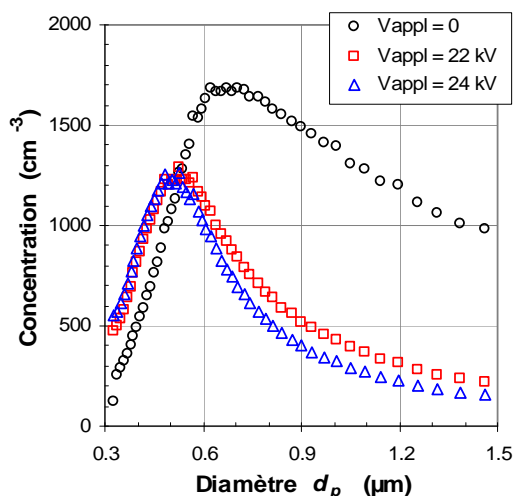


Fig. 13 - Distributions (en nombre) en fonction de la taille des particules de calcite pour 2 tensions appliquées sur les 9 fils ionisants. ($U_0 \approx 0,9$ m/s).

Nous avons testé une fine poudre de calcite (CaCO_3) utilisée dans l'industrie papetière. La poudre est injectée dans l'air bien en amont de la cellule d'étude à l'aide d'un appareil de dispersion constitué d'une trémie vibrante amenant la poudre dans un venturi alimenté par de l'air comprimé (4 bars) ; les agrégats sont brisés par les cisaillements très intenses. Malgré les fortes fluctuations de concentration de la suspension ainsi réalisée, les résultats sont raisonnablement reproductibles et significatifs. La figure 13 montre les distributions en taille à l'entrée et à la sortie de l'électrofiltre équipé de l'ensemble de 9 fils ionisants. Il est clair qu'il y a une efficacité de collecte très satisfaisante en termes de masse, mais nous observons un effet très marqué de dispersion d'agrégats par les forces électriques, qui enrichit fortement la suspension en particules de taille $d_p \leq 0,5$ μm . Il apparaît donc qu'au moins une partie des agrégats qui n'ont pas été dispersés dans le venturi le sont dans la zone de charge d'espace ionique.

V. CONCLUSIONS

Les mesures de taux de collecte des fines particules dans l'électrofiltre ont établi que l'efficacité du dépeussierage diminue avec l'augmentation de la concentration de la fumée de cigarette. Ces résultats qui complètent les observations sur la structure de l'écoulement moyen du gaz et son intensité tourbillonnaire [15] confortent la conjoncture selon laquelle la turbulence dans les électrofiltres est intrinsèque et est générée par la charge d'espace des fines particules chargées.

Le second résultat important et quelque peu inattendu de cette étude avec de la fumée de cigarette est l'existence d'un processus de dispersion, sous l'effet de la répulsion coulombienne, des agglomérats ou agrégats de particules de quelques centaines de nanomètres dans la zone active de l'électrofiltre. Il est possible que ce phénomène joue un rôle non négligeable et accentue le caractère insatisfaisant des performances des électrofiltres concernant l'épuration des fines particules.

REFERENCES

- [1] K.R. Parker, *Electrostatic precipitation*, Chapman & Hall, 1997.
- [2] Z. Chenfeng, Y. Qiang, S. Junming, *Fuel-processing-technology*, 86 (7), pp. 757-768, 2005.
- [3] N. Plaks, *Proc. VI ICESP*, Budapest, June 1996, pp. 21-26.
- [4] M. Thellefsen Nielsen, H. Livbjerg, *Combust. Sci. & Techno.*, 174, pp. 79-113, 2002.
- [5] D. Blanchard, unpublished work, 2001.
- [6] M. Pauthenier, M. Moreau-Hanot, *J. Phys. et Radium*, 86 (3), pp. 590-613, 1932.
- [7] H.J. White, *Industrial electrostatic precipitation*, Wesley Publishing Company Inc., 1963.
- [8] R. Cochet, *Proc. Colloque Intern. n° 102 "La physique des forces électrostatiques et leurs applications"*, CNRS, Paris, 1961, pp. 331-338.
- [9] G.L. Leonard, M. Mitchner & S.A. Self, *J. Fluid Mech.*, 127, pp. 123-140, 1983.
- [10] G. Leonard, M. Mitchner & S.A. Self, *Atmosph. environment*, 14, pp. 1289-1299, 1980.
- [11] D. Blanchard, L.M. Dumitran, P. Atten, *J. Electrostatics*, 51-52, pp 212-217, 2001.
- [12] P. Atten, J.-C. Lacroix, E. Hopfinger, *J. Fluid Mech.*, **69**, pp 539-563, 1975.
- [13] P. Atten, *IEEE Trans. Diel. & Electr. Insul.*, DEI3, pp. 1-17, 1996.
- [14] P. Atten, F.M.J. McCluskey, A.C. Lahjomri, *IEEE Trans. Ind. Appl.*, IA-23 (4), pp. 705-711, 1987.
- [15] J. Podlinski, A. Niewulis, J. Mizeraczyk, P. Atten, *J. Electrostatics*, 66, pp. 246-253, 2008.