



## 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](mailto: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.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php)

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

1360043922

98INPL087N

[A] 1998 PENICOT-BAUGE, P.

**Institut National Polytechnique de Lorraine  
Ecole Nationale Supérieure des Industries Chimiques  
Laboratoire des Sciences du génie Chimique**

**THESE  
pour obtenir le grade de  
DOCTEUR DE L'INPL**

**par  
Pascale PENICOT-BAUGE  
Ingénieur ENSIC**

**Etude de la performance de filtres à fibres  
lors de la filtration d'aérosols liquides ou solides  
submicroniques**

**Soutenue publiquement le : 23 octobre 1998 devant la Commission d'Examen**

**Président : D. Tondeur  
Rapporteurs: J. Baeyens  
A. Bernis  
Examineurs : D. Leclerc  
D. Thomas  
J. Vendel**

**Service Commun de la Documentation  
INPL  
Nancy-Brabois**





## Avant-propos

Ce travail a été réalisé au sein du Laboratoire des Sciences du Génie Chimique dans le Groupe Génie des Séparations en Milieux Poreux et s'inscrit dans la cadre d'une collaboration avec le C.E.A. (Saclay).

Je tiens à remercier en premier lieu mon directeur de thèse, le Professeur D. Leclerc, pour m'avoir accueillie au sein de son équipe « filtration des gaz » ainsi que Monsieur J. Vendel, Ingénieur de recherche au C.E.A., pour la confiance qu'il m'a accordée tout au long de ce travail, en espérant que celui-ci permettra d'élucider un certain nombre de questions au sein de l'I.P.S.N.

Je tiens également à exprimer ma profonde gratitude envers Messieurs P.Contal et D.Thomas dont l'expérience dans la filtration des aérosols et les conseils avisés m'ont permis de mener à bien cette étude.

Mes remerciements vont aussi à Monsieur D. Tondeur, Directeur de Recherche au CNRS, qui me fait l'honneur de présider ce jury de thèse malgré les nombreuses tâches qui lui incombent.

Je suis également très reconnaissante envers Messieurs J.Baeyens, Professeur à l'Université Catholique de Leuven (Belgique) et A.Bernis, Professeur à l'Ecole Supérieure d'Ingénieurs de Chambéry, qui ont accepté d'être rapporteurs de ce travail.

Je suis également redevable à Monsieur Bourchenin, Directeur de la Société Bernard Dumas, qui m'a généreusement offert l'ensemble des filtres testés dans le cadre de mes expériences. Qu'il trouve ici l'expression de ma reconnaissance pour avoir pris part à la réalisation de ce travail.

Je ne saurais oublier Monsieur U. d'Ortona pour sa contribution à ma thèse par l'élaboration d'un programme de simulation d'un dépôt de particules et Monsieur J.F. Remy pour son assistance technique en particulier dans la réalisation des observations au microscope électronique des filtres colmatés.

J'aurai une pensée pour tous les thésards et microthésards du Laboratoire et plus particulièrement les membres de l'équipe GSMP dont la bonne humeur et le soutien ont contribué à l'aboutissement de cette thèse.

Enfin, je ne saurais oublier de remercier, Jean-Christophe, mon mari, pour le soutien qu'il m'a apporté tout au long de ma thèse et l'exemple qu'il a su me donner.

A mes parents,  
A Jean-Christophe,

<b>TABLE DES MATIERES</b>
---------------------------

## Chapitre I

### La filtration stationnaire des aérosols : généralités

<b><u>I. Capture des aérosols par des filtres à fibres</u></b>	<b>17</b>
<b>I.1. Généralités sur les aérosols</b>	<b>17</b>
<b>I.2. Les propriétés du fluide porteur</b>	<b>17</b>
I.2.1. Fluide considéré comme un milieu discontinu ou moléculaire	17
I.2.2. Fluide considéré comme un milieu continu	18
<b>I.3. Ecoulement dans un filtre à fibres</b>	<b>19</b>
I.3.1. Présentation d'un filtre à fibres	19
I.3.2. Ecoulement autour d'une fibre: les différents modèles	21
I.3.3. Les mécanismes de capture des aérosols par les fibres du filtre.	24
<b><u>II- Etude bibliographique de l'efficacité d'un filtre vierge.</u></b>	<b>26</b>
<b>II.1. Efficacité unitaire de collection.</b>	<b>26</b>
II.1.1. Efficacité unitaire de capture par diffusion $\eta_d$ .	27
II.1.2. Efficacité unitaire de capture par interception $\eta_r$ .	29
II.1.3. Efficacité unitaire de capture par inertie $\eta_i$ .	30
II.1.5. Efficacité totale de capture des fibres $\eta$ .	33
II.1.6. Importance relative des différents mécanismes de capture.	36
II.1.7. Adhésion des particules	36
<b>II.2. Expression de l'efficacité ou rendement E d'un filtre.</b>	<b>37</b>
<b><u>III- Etude bibliographique de la perte de charge d'un filtre vierge.</u></b>	<b>38</b>
<b>III.1. Régime laminaire (<math>Re_f &lt; 1</math>)</b>	<b>38</b>
<b>III.2. Régime intermédiaire et turbulent (<math>Re_f &gt; 1</math>)</b>	<b>40</b>
Bibliographie	41

## Chapitre II

### Etude de la caractérisation des filtres

<b><u>I. Présentation des différents filtres utilisés.</u></b>	<b>47</b>
<b><u>II. Grandeurs caractéristiques courantes.</u></b>	<b>47</b>

II.1. Epaisseur des filtres.	47
II.2. Compacité des filtres.	49
<b><u>III. Diamètre des fibres</u></b>	<b>50</b>
III.1 Détermination par analyse d'images.	50
III.2 Détermination par loi de Davies.	52
III.3 Confrontation des différentes approches.	53
<b><u>IV. Validation de la loi de Davies</u></b>	<b>54</b>
IV.1 Présentation de l'étude expérimentale.	54
IV.2 Etude descriptive des fibres de verre.	55
IV.3 Résultats obtenus.	57
<b><u>V. Tableau récapitulatif des caractéristiques des filtres.</u></b>	<b>61</b>
Bibliographie	63

## Chapitre III

### Etude de la filtration dynamique d'un aérosol solide submicronique

<b><u>PARTIE I- ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE</u></b>	<b>69</b>
<b><u>I.1. Structure du filtre colmaté.</u></b>	<b>69</b>
I.1.1 Colmatage du filtre en profondeur	69
I.1.2 Colmatage du filtre en surface	71
<b><u>I.2. Influence du dépôt sur le comportement d'un filtre.</u></b>	<b>72</b>
<b><u>I.3. Modèles de perte de charge.</u></b>	<b>74</b>
I.3.1 Colmatage du filtre en profondeur	74
I.3.2 Colmatage du filtre en surface	78
<b><u>I.4. Modèles d'efficacité.</u></b>	<b>79</b>
<b><u>PARTIE II- BANC D'ESSAIS ET PROCEDURE EXPERIMENTALE</u></b>	<b>80</b>
<b><u>II.1. Présentation du banc d'essai</u></b>	<b>80</b>
II.1.1 Schéma général	80
II.1.2 Eléments constituant le banc d'essai	81
<b><u>II.2. Dispositif expérimental de filtration d'un aérosol solide d'uranine</u></b>	<b>82</b>
II.2.1 Présentation du générateur d'uranine.	82
II.2.2 Système de prélèvement.	84
II.2.3 Etude granulométrique de l'aérosol	85
II.2.3 Procédure expérimentale	87

<b><u>PARTIE III- EXPERIENCES REALISEES ET RESULTATS</u></b>	<b>88</b>
<b><u>III.1. Bilan des expériences réalisées.</u></b>	<b>88</b>
<b><u>III.2. Résultats obtenus.</u></b>	<b>88</b>
III.2.1 Evolution de la perte de charge au cours du colmatage.	88
III.2.2 Allure du dépôt au cours du colmatage.	89
III.2.3 Profil de pénétration de l'aérosol au sein du média filtrant.	92
III.2.4 Evolution de l'efficacité du filtre au cours du colmatage.	93
III.2.5 Discussion	94
III.2.6 Influence des conditions opératoires.	95
III.2.7 Caractérisation du gâteau.	102
III.2.8 Colmatage d'autres types de filtres.	111
<b><u>III.3 Conclusion.</u></b>	<b>117</b>
<b><u>PARTIE IV- MODELISATION</u></b>	<b>119</b>
<b><u>IV.1. Modélisation de la filtration en profondeur (<math>m/S &lt; w_T</math>)</u></b>	<b>119</b>
IV.1.1 Comparaison avec des modèles existants.	119
IV.1.2 Comparaison avec un nouveau modèle: le modèle dendritique.	122
<b><u>IV.2. Modélisation de la filtration en surface (<math>m/S &gt; w_T</math>)</u></b>	<b>126</b>
<b><u>V.3. Amélioration de la modélisation</u></b>	<b>127</b>
<b><u>IV.4. Conclusion</u></b>	<b>139</b>
CONCLUSION	140
Bibliographie	141

## Chapitre IV

### Etude de la filtration dynamique d'un aérosol liquide submicronique

<b><u>PARTIE I- ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE</u></b>	<b>147</b>
<b><u>I.1. Structure du filtre colmaté.</u></b>	<b>147</b>
<b><u>I.2. Influence du dépôt sur le comportement d'un filtre.</u></b>	<b>149</b>
<b><u>I.3. Modèles de perte de charge .</u></b>	<b>151</b>
<b><u>I.4. Modèles d'efficacité.</u></b>	<b>151</b>

<b><u>PARTIE II- DISPOSITIF EXPERIMENTAL</u></b>	<b>154</b>
<b><u>II.1. Présentation du banc d'essai.</u></b>	<b>154</b>
<b><u>II.2. Dispositif expérimental de filtration d'un aérosol liquide</u></b>	<b>154</b>
II.2.1 Présentation du générateur de DiOctylPhtalate (DOP).	154
II.2.2 Etude d'autres liquides	157
II.2.3 Procédure expérimentale	159
<b><u>PARTIE III- EXPERIENCES REALISEES ET RESULTATS</u></b>	<b>160</b>
<b><u>III.1. Bilan des expériences réalisées.</u></b>	<b>160</b>
<b><u>III.2. Résultats obtenus.</u></b>	<b>160</b>
III.2.1 Evolution de la perte de charge au cours du colmatage.	160
III.2.2 Allure du dépôt au cours du colmatage.	161
III.2.3 Influence des conditions opératoires.	163
III.2.4 Influence de la nature de l'aérosol.	165
III.2.5 Evolution de l'efficacité au cours du colmatage.	168
III.2.6 Etude de la stabilité du dépôt : le réentraînement.	170
<b><u>III.3. Conclusion de la partie expérimentale.</u></b>	<b>174</b>
<b><u>PARTIE IV- MODELISATION</u></b>	<b>175</b>
<b><u>IV.1. Modélisation selon le modèle de Davies</u></b>	<b>175</b>
IV.1.1 Présentation du modèle.	175
IV.1.2 Comparaison avec les points expérimentaux	175
<b><u>IV.2. Approche d'une seconde modélisation.</u></b>	<b>177</b>
IV.2.1 Présentation du modèle combiné.	177
IV.2.2 Comparaison avec les points expérimentaux	179
<b><u>IV.3. Autre approche : corrélation de nos points expérimentaux.</u></b>	<b>180</b>
IV.3.1 Principe de la méthode.	180
IV.3.2 Confrontation avec l'ensemble des points expérimentaux	181
CONCLUSION	183
Bibliographie	185
<b>CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES</b>	<b>187</b>
<b>ANNEXES</b>	<b>189</b>
<b>Annexes du chapitre I</b>	<b>191</b>
<b>Annexes du chapitre II</b>	<b>195</b>
<b>Annexes du chapitre III</b>	<b>203</b>
<b>Annexes du chapitre IV</b>	<b>215</b>

**Notations utilisées :**

A	Aire projetée des fibres	(m <sup>2</sup> )
a	Constante dans le modèle de Lecoq	(-)
a <sub>g</sub>	Surface spécifique des fibres	(m <sup>-1</sup> )
a <sub>gP</sub>	Surface spécifique des particules	(m <sup>-1</sup> )
b	Rayon de la cellule dans le modèle de Kuwabara	(m)
b'	Constante dans le modèle de Lecoq	(-)
Cc	Coefficient de Cunningham	(-)
Cd <sub>p</sub>	Coefficient de Cunningham fonction de d <sub>p</sub>	(-)
Cd	Facteur de correction	(-)
Cd'	Facteur de correction	(-)
C	Concentration de l'aérosol entrant dans un élément filtrant	(kg/m <sup>3</sup> )
C <sub>am</sub>	Concentration de l'aérosol en amont du filtre	(kg/m <sup>3</sup> )
C <sub>av</sub>	Concentration de l'aérosol en aval du filtre	(kg/m <sup>3</sup> )
CE	Coefficient d'épuration du filtre	(-)
Ci <sub>0</sub>	Facteur de compressibilité initial du filtre	(-)
C <sub>sol</sub>	Concentration de la solution de fluorescéine	(kg/m <sup>3</sup> )
C <sub>T</sub>	Coefficient de traînée	(-)
D <sub>diff</sub>	Coefficient de diffusion	(m <sup>2</sup> /s)
d <sub>Davies</sub>	Diamètre des fibres selon Davies	(m)
d <sub>f</sub>	Diamètre de fibre	(m)
d <sub>f Davies</sub>	Diamètre de fibres selon Davies d'un filtre colmaté	(m)
d <sub>f</sub> '	Diamètre de fibre colmatée	(m)
dF	Flux de particules retenues dans la tranche de filtre	(kg/s)
d <sub>mod</sub>	Diamètre des fibres le plus fréquemment rencontré	(m)
d <sub>mol</sub>	Diamètre d'une molécule	(m)
d <sub>p</sub>	Diamètre des particules	(m)
dz	Épaisseur d'une tranche élémentaire de filtre	(m)
d <sub>50</sub>	Diamètre médian	(m)
E	Rendement d'un filtre	(-)
F	Flux de particules entrant dans la tranche de filtre	(kg/s)
f(α)	Résistivité du filtre	(-)
F <sub>T</sub>	Force de traînée par unité de longueur de fibre	(N/m)
F <sub>T</sub> *	Force de traînée adimensionnelle	(-)
G	Grammage du filtre	(kg/m <sup>2</sup> )
Gr <sub>v</sub>	Nombre de gravité	(-)
h <sub>k</sub>	Constante de Kozeny	(-)
h <sub>B</sub>	Constante de Burkle-Plummer	(-)
K	Constante	(Pa.s/m)
k	Constante de Boltzman	(J/K)
k	Numéro du pas de masse	(-)
k <sub>2</sub>	Paramètre du modèle de Novick	(s <sup>-1</sup> )
K <sub>p</sub>	Perméabilité du filtre vierge	(m <sup>2</sup> )
Kn	Nombre de Knudsen	(-)
H <sub>ha</sub>	Facteur hydrodynamique de Happel	(-)
H <sub>ku</sub>	Facteur hydrodynamique de Kuwabara	(-)



$H_{la}$	Facteur hydrodynamique de Lamb	( - )
$\ell$	Longueur totale des fibres	(m)
$L_f$	Longueur totale des fibres par unité de surface	( $m^{-1}$ )
$L_p$	Longueur totale des dendrites par unité de surface	( $m^{-1}$ )
$m$	Masse de particules retenues	(kg)
$m_A/S$	Point de transition dans le modèle combiné	( $kg/m^2$ )
$m_{fib}$	Masse des fibres	(kg)
$m_1$	Masse seuil dans le modèle de Lecoq	(kg)
$m_{mol}$	Masse d'une molécule	(kg)
$m/S$	Masse de particules retenues par unité de surface	( $kg/m^2$ )
$nc$	Nombre de classes granulométriques	( - )
$ne$	Nombre de charges élémentaires sur la particule	( - )
$n_{mol}$	Nombre de molécules par unité de volume	( $m^{-3}$ )
$np$	Nombre de tranches du filtre	( - )
$n$	Concentration de particules arrivant sur la fibre	( $kg/m^3$ )
$N$	Nombre de mécanismes impliqués dans la capture	( - )
$N(m)$	Paramètre du modèle de Lecoq	( - )
$P$	Perméance du filtre	( - )
$P_{am}$	Pression en amont du filtre	(Pa)
$P_{av}$	Pression en aval du filtre	(Pa)
$Pe$	Nombre de Peclet	( - )
$q$	Constante de la procédure de calcul du modèle dendritique	( - )
$Q_a$	Débit volumique d'air de gainage	( $m^3/s$ )
$Q_e$	Débit volumique d'air d'excès	( $m^3/s$ )
$Q_v$	Débit volumique d'air circulant dans le filtre	( $m^3/s$ )
$Q_p$	Débit volumique d'aérosol polydispersé	( $m^3/s$ )
$R$	Nombre d'interception	( - )
$R_G$	Raison géométrique de l'épaisseur de tranches du filtre	( - )
$r$	Rayon	(m)
$r'$	Rayon hydrodynamique de la fibre entourée de dépôt	(m)
$Re$	Nombre de Reynolds	( - )
$r_f$	Rayon de fibre	(m)
$R_t$	Résistance à l'écoulement	( $m^{-1}$ )
$S$	Surface filtrante	( $m^2$ )
$Sc$	Nombre de Schmidt	( - )
$Se$	Saturation liquide à l'équilibre	( - )
$Sr$	Saturation résiduelle	( - )
$St$	Nombre de Stokes	( - )
$S_v$	Surface spécifique du medium filtrant	( $m^{-1}$ )
$t_s$	Tension superficielle	(N/m)
$T$	Température	(K)
$t_f$	Temps de filtration	(s)
$U_0$	Vitesse en fût vide	(m/s)
$U$	Vitesse intersticielle du fluide	(m/s)
$V_{fib}$	Volume des fibres	( $m^3$ )
$V_{filtre}$	Volume du filtre	( $m^3$ )
$V_L$	Volume occupé par le liquide	( $m^3$ )
$V_p$	Volume occupé par les particules	( $m^3$ )

$w$	Vecteur tourbillon	( - )
$w_{COLM}$	Point de colmatage (filtration d'un aérosol liquide)	(kg/m <sup>2</sup> )
$w_T$	Point de transition entre la filtration profondeur et surface	(kg/m <sup>2</sup> )
$Z$	Epaisseur de filtre	(m)
$Z_G$	Epaisseur du gâteau de particules	(m)
$Z_P$	Mobilité électrique des particules	(m <sup>2</sup> /s/V)
$\alpha$	Compacité du filtre	( - )
$\alpha_0$	Compacité initiale du filtre	( - )
$\alpha_f$	Compacité du filtre colmaté	( - )
$\alpha_P$	Compacité des particules dans la profondeur du filtre	( - )
$\alpha_{PG}$	Compacité des particules dans le gâteau	( - )
$\Delta n$	Concentration de particules capturées par la fibre	(kg/m <sup>3</sup> )
$\Delta P$	Perte de charge du filtre	(Pa)
$\Delta P_0$	Perte de charge du filtre vierge	(Pa)
$\Delta P_f$	Perte de charge du filtre pour la filtration en profondeur	(Pa)
$\Delta P_G$	Perte de charge du gâteau	(Pa)
$\Delta P_P$	Perte de charge d'un filtre hypothétique constitué de dendrites	(Pa)
$\Delta P_{we}$	Perte de charge du filtre mouillé en saturation liquide à l'équilibre	(Pa)
$\Delta P_{wr}$	Perte de charge du filtre mouillé en saturation résiduelle	(Pa)
$\varepsilon$	Porosité du filtre	( - )
$\varepsilon'$	Porosité du filtre colmaté	( - )
$\varepsilon_G$	Porosité du gâteau	( - )
$\eta$	Efficacité unitaire de collection d'une fibre	( - )
$\eta_0$	Efficacité unitaire de collection d'une fibre vierge	( - )
$\eta_C$	Efficacité unitaire de collection d'une fibre colmatée	( - )
$\eta_d$	Efficacité unitaire de collection due au mécanisme de diffusion	( - )
$\eta_i$	Efficacité unitaire de collection due au mécanisme d'inertie	( - )
$\eta_r$	Efficacité unitaire de collection due au mécanisme d'interception	( - )
$\lambda_P$	Libre parcours moyen	(m)
$\lambda$	Constante	( - )
$\mu_g$	Viscosité du fluide porteur	(Pa.s)
$\nu$	Viscosité cinématique	(m <sup>2</sup> /s)
$\theta$	Angle entre la direction de l'écoulement et la dendrite	(rad)
$\theta_L$	Angle de contact de la goutte sur la fibre	(rad)
$\rho_g$	Masse volumique du fluide porteur	(kg/m <sup>3</sup> )
$\rho_{fib}$	Masse volumique des fibres	(kg/m <sup>3</sup> )
$\Psi$	Fonction de courant	( - )
$\sigma_G$	Ecart-type géométrique de la loi Log-normale	( - )

### Indices

P	Relatif aux particules
f	Relatif à la fibre



## Introduction

Comptant parmi les principaux responsables de la pollution et de la radioactivité atmosphérique, les aérosols jouent un rôle très important dans de nombreux phénomènes naturels (formation des nuages, précipitations ...) et domaines industriels (climatisation, salles blanches...)

Des exigences de plus en plus sévères pour l'épuration des particules des courants gazeux industriels et pour la protection des individus ont considérablement accru l'intérêt porté aux filtres à fibres. Ceux-ci sont relativement bon marchés, simples d'utilisation et peuvent être considérablement efficaces. En particulier, la demande d'un environnement exempt de particules dans le domaine de la fabrication de produits électroniques ou de l'agro-alimentaire, secteur où la qualité des produits fabriqués dépend essentiellement des transferts de la contamination, a eu pour conséquence la mise en place de filtres Très Haute Efficacité.

Les filtres Très Haute Efficacité développés durant la seconde guerre mondiale, sont utilisés dans une multitude d'applications telles que les industries nucléaires, pharmaceutiques où la concentration de poussières est faible. Ils sont maintenant de plus en plus utilisés dans les procédés industriels.

L'un des problèmes qui se pose fréquemment lors de la conception d'installations de ventilation et de filtration est de connaître la durée de vie de l'étage de filtration final généralement constitué de filtres T.H.E.

La notion de « durée de vie » d'un filtre est importante car elle détermine le temps au bout duquel le remplacement est nécessaire entraînant des coûts de renouvellement non négligeables. On distingue généralement deux phases dans le processus de filtration : la filtration stationnaire (en début de filtration) régie par les mécanismes de filtration tels que la diffusion brownienne, l'interception et l'impaction inertielle. Cette première phase est suivie par la filtration dynamique lorsque les particules déposées vont avoir une influence sur le comportement du filtre en modifiant la perte de charge et l'efficacité de ce dernier.

Les recherches relatives à la filtration des aérosols convergent généralement vers l'étude du domaine du « minimum d'efficacité » pour des tailles de particules comprises entre 0,1 et 1  $\mu\text{m}$ . Un nombre important de travaux relatifs à la filtration stationnaire ont permis de comprendre assez bien les phénomènes mis en jeu et de nombreux modèles d'efficacité sont à notre disposition pour estimer l'efficacité d'un filtre vierge. La filtration dynamique qui est l'objet d'études plus récentes concernent essentiellement les particules solides, peu de travaux ayant été consacrés à la filtration dynamique d'un aérosol liquide submicronique.

Notre travail s'inscrit dans le cadre d'une collaboration avec le C.E.A. Il se veut d'étudier la filtration dynamique d'un aérosol (solide et liquide) submicronique et en particulier de prévoir l'évolution de la perte de charge du filtre au cours du colmatage.

Ce travail est constitué de quatre chapitres.

Dans une première partie, consacré à l'étude de la filtration stationnaire, nous présentons quelques généralités sur les différentes approches qui ont été réalisées relatives à la capture de particules par des filtres à fibres.

Dans un second chapitre, nous nous intéressons plus précisément à la caractérisation de filtres à fibres afin de déterminer les valeurs des paramètres influant lors du processus de filtration (compacité, épaisseur, diamètre des fibres...).

Les deux derniers chapitres sont consacrés à la filtration dynamique lorsque les filtres sont chargés graduellement en particules.

Le chapitre 3 concerne la filtration dynamique de particules solides submicroniques : après un aperçu des différentes études de la littérature, nous présentons l'ensemble de nos résultats expérimentaux relatifs essentiellement à un filtre T.H.E. Quelques essais avec d'autres types de filtres ont néanmoins été réalisés. Enfin, nous consacrons la fin de ce chapitre à la modélisation permettant de rendre compte au mieux des expériences réalisées.

Le chapitre 4 dont le schéma est calqué sur celui du chapitre 3, concerne la filtration dynamique de particules liquides submicroniques

**Chapitre I**  
**La filtration stationnaire des aérosols : généralités**





## I. Capture des aérosols par des filtres à fibres

### I.1. Généralités sur les aérosols

Un aérosol est une suspension de particules solides ou liquides de vitesse de chute négligeable dans un milieu gazeux. Les aérosols solides résultent souvent d'agglomérations de nombreuses particules unitaires ce qui leur confère une forme plus ou moins complexe. Les aérosols liquides ont en général une forme sphérique, il s'agit de gouttelettes.

Les particules sont de taille comprise entre quelques nanomètres et une centaine de micromètres. On distingue un aérosol **monodispersé** où toutes les particules ont approximativement la même dimension, d'un aérosol **polydispersé** présentant un spectre de dimension étendue.

Les aérosols qu'on rencontre dans l'atmosphère sont d'origine naturelle (volcans, océans...) et anthropogène (automobiles, industries ...)

La concentration des particules peut s'étendre de quelques centaines de particules par m<sup>3</sup> (salle blanche) à quelques 10<sup>12</sup> particules par m<sup>3</sup> (atmosphère urbaine).

L'interaction entre les particules et le milieu dans lequel elles sont en suspension n'est pas négligeable puisque le fluide agit pour limiter le mouvement aléatoire des particules ou leur dérive sous l'effet d'un champ de force. Le comportement d'un aérosol est donc fortement lié aux propriétés du fluide porteur.

### I.2. Les propriétés du fluide porteur

L'approche descriptive des propriétés du fluide peut se faire de deux façons.

On peut considérer le milieu comme un ensemble de molécules (**milieu moléculaire**) soumises à un mouvement aléatoire et appliquer la théorie cinétique des gaz. Dans cette approche, on s'intéresse aux propriétés microscopiques du fluide.

Une deuxième approche consiste à considérer que toutes les molécules agissent en harmonie les unes avec les autres et s'intéresser aux forces agissant sur un élément de fluide tel que le ferait la dynamique des fluides. On parle alors de **milieu continu**.

#### I.2.1. Fluide considéré comme un milieu discontinu ou moléculaire

La théorie cinétique des gaz implique un certain nombre d'hypothèses telles que :

- le volume de gaz considéré contient un grand nombre de molécules,
- les molécules sont de petite taille en comparaison avec la distance les séparant et leur trajectoire est rectiligne après chaque collision,
- les molécules sont sphériques et n'interagissent entre elles que par collision élastique.

Un certain nombre de paramètres caractérisant le milieu peuvent être calculés tels que:

- la vitesse moyenne d'agitation thermique  $\bar{v}$  définie par :

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_{\text{mol}}}}$$

où  $k$  est la constante de Boltzman ( $k=1,38066 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ )

$T$  est la température absolue en K

$m_{\text{mol}}$  est la masse d'une molécule en Kg



▪ le **libre parcours moyen**  $\lambda_p$  qui exprime la distance moyenne parcourue par une molécule entre deux collisions est défini par :

$$\lambda_p = \frac{1}{\sqrt{2} n_{\text{mol}} \pi d_{\text{mol}}^2} \quad \text{où} \quad n_{\text{mol}} \text{ est le nombre de molécules par unité de volume}$$

$d_{\text{mol}}$  est le diamètre d'une molécule

Remarque : Dans le cas de l'air à 273 K sous  $10^5$  Pa,  $d_{\text{mol}} = 0,36$  nm et  $n_{\text{mol}} = 2,69 \cdot 10^{25}$  mol/m<sup>3</sup> on obtient alors  $\lambda_p = 65$  nm.

En calculant le rapport entre le libre parcours moyen  $\lambda_p$  et le rayon de la particule, on obtient le nombre de Knudsen Kn qui permet de distinguer le régime continu du régime discontinu.

$$\text{Kn} = 2 \frac{\lambda_p}{d_p}$$

Une première approche consiste à considérer que si  $\text{Kn} \ll 1$ , le régime est continu et pour  $\text{Kn} \gg 1$ , le régime est moléculaire.

Toutefois, afin de mieux caractériser la transition, Pich (1977) a proposé de distinguer 4 types de régimes recensés dans le tableau suivant :

Régime	Limites de Kn
Régime continu	$\text{Kn} \ll 1$
Régime de glissement	$0,001 < \text{Kn} < 0,25$
Régime de transition	$1 < \text{Kn} < 10$
Régime moléculaire	$\text{Kn} > 10$

Tableau 1 : Les différents d'écoulement.

### I.2.2. Fluide considéré comme un milieu continu

#### ▪ Nombre de Reynolds

Afin de décrire le type d'écoulement du fluide, on évalue le nombre de Reynolds qui compare les forces d'inertie aux forces de viscosité qui sont les principales forces agissant sur un élément de fluide (on néglige ici l'effet de la gravité).

En filtration des gaz, on définit ainsi :

- le Reynolds de fibre, pour l'écoulement du fluide autour d'une fibre de diamètre  $d_f$  :

$$\text{Re}_f = \frac{\rho_g U_0 d_f}{\mu_g}$$

- le Reynolds de particule, pour l'écoulement du fluide autour d'une particule de diamètre  $d_p$  :

$$\text{Re}_p = \frac{\rho_g U_0 d_p}{\mu_g}$$

- le Reynolds de pores, pour l'écoulement du fluide dans un milieu poreux de porosité  $\varepsilon$  :

$$Re_{pO} = \frac{\rho_g U_0}{(1-\varepsilon) a_g \mu_g}$$

$U_0$ ,  $\rho_g$  et  $\mu_g$  sont respectivement la vitesse en fût vide, la masse volumique et la viscosité dynamique du gaz et  $a_g$  la surface spécifique des fibres du milieu poreux

Le tableau 2 recense les différents types d'écoulement possibles selon que celui-ci se fait autour d'une sphère de diamètre  $d_p$ , d'une fibre de diamètre  $d_f$ , ou dans un milieu poreux.

	Écoulement autour d'une sphère ou d'une fibre	Écoulement dans un milieu poreux
	Limites de $Re_f$ et $Re_p$	Limites de $Re_{pO}$
Écoulement laminaire	<1	<1
Domaine intermédiaire	1-1000	1 - 100
Écoulement turbulent	> 1000	> 100

Tableau 2 : Valeur du nombre de Reynolds pour différents types d'écoulement (Midoux (1995))

#### ▪ Force de traînée

Si on s'intéresse à la résistance du milieu au déplacement d'une particule d'aérosol sphérique de diamètre  $d_p$ , il convient d'étudier la force de traînée qui s'écrit :

$$F_T = C_T \pi \rho_g d_p^2 \frac{U_0^2}{8} \text{ où } C_T \text{ est le coefficient de traînée}$$

Il existe plusieurs expressions empiriques du coefficient de traînée, selon le régime d'écoulement et la valeur du nombre de Reynolds de particule. Le tableau 3 en présente différentes expressions :

	Expression de $C_T$	
Écoulement laminaire	$\frac{24}{Re_p}$ pour $Re_p \leq 0,01$	$(\frac{24}{Re_p})(1 + \frac{3}{16} Re_p)$ pour $0,01 < Re_p < 0,16$
Écoulement intermédiaire	$(\frac{24}{Re_p})(1 + \frac{1}{6} Re_p^{2/3})$ pour $0,8 < Re_p \leq 650$	$(\frac{24}{Re_p})(1 + 0,158 Re_p^{2/3})$ pour $Re_p \leq 1000$
Écoulement turbulent	<b>0,44</b> pour $1000 < Re_p \leq 2 \cdot 10^5$	<b>0,1</b> pour $Re_p > 2 \cdot 10^5$

Tableau 3 : Expressions des coefficients de traînée (Renoux et Boulaud (1998)).

### I.3. Écoulement dans un filtre à fibres

#### I.3.1. Présentation d'un filtre à fibres

##### ▪ Caractéristiques physiques

Le filtre à fibres est constitué d'un enchevêtrement de fibres de différente nature possible (verre, téflon...). La figure 1 montre un exemple d'observation au microscope électronique à balayage d'un filtre constitué d'un enchevêtrement de fibres de verre.

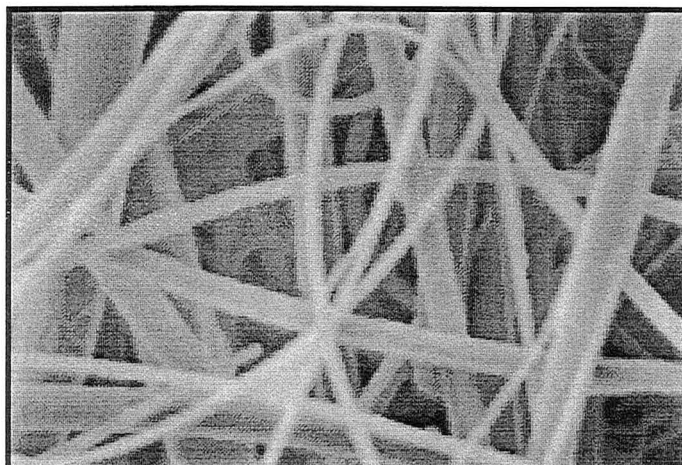


Figure 1: Observation au microscope électronique à balayage d'un filtre à fibres (X 5000)

Les fibres possèdent généralement une distribution de taille qu'il est assez difficile à caractériser. Nous nous intéresserons principalement à un diamètre moyen  $d_f$  que nous caractériserons par le biais de différentes méthodes présentées dans le Chapitre II.

Enfin, le filtre à fibres se caractérise par sa compacité  $\alpha$  définie comme le rapport du volume des fibres ( $V_{fib}$ ) sur le volume du filtre ( $V_{filtre}$ ) :  $\alpha = \frac{V_{fib}}{V_{filtre}}$

#### ▪ Paramètres caractéristiques de la performance du filtre

Les paramètres intervenant lors de la filtration de particules d'aérosol et permettant de juger les performances d'un filtre sont sa **perte de charge** et son **efficacité**.

La perte de charge correspond à la différence de pression régnant en amont  $P_{am}$  et en aval  $P_{av}$  du filtre :

$$\Delta P = P_{am} - P_{av}$$

La perte de charge résulte de la résistance qu'offrent toutes les fibres individuelles au passage de l'air (de viscosité  $\mu_g$ ) à travers le medium filtrant de surface  $S$ . La résistance à l'écoulement  $R_t$  s'exprime en fonction de la perte de charge et du débit volumique d'air  $Q$  circulant par la relation:

$$R_t = \Delta P S / (\mu_g Q)$$

L'efficacité du filtre peut se définir de différentes manières selon le paramètre utilisé, le tableau 4 en recense les différentes approches:

	Notation	Définition	Remarque
Rendement	E	$\left[ \frac{C_{am} - C_{av}}{C_{am}} \right]$	$C_{am}$ : Concentration amont des particules $C_{av}$ : Concentration aval des particules
Perméance	P	$C_{av}/C_{am}$	$P=1-E$
Coefficient d'épuration	CE	$C_{am}/C_{av}$	$CE=1/P$

Tableau 4: Les différents paramètres évaluant l'efficacité du filtre.

Remarque: On définit (selon la norme américaine) un filtre très haute efficacité noté THE par un filtre ayant un rendement  $E$  supérieur ou égal à 99,97% pour l'aérosol de DOP (dioctylphthalate) de taille  $0,3 \mu\text{m}$ .

### I.3.2. Écoulement autour d'une fibre: les différents modèles

La première étape pour résoudre les problèmes fondamentaux lors de la filtration est le calcul du champ d'écoulement associé aux fibres. La structure des filtres étant plus ou moins irrégulière et non-uniforme, le champ d'écoulement est quasiment impossible à déterminer. Aussi, afin de simplifier la résolution des équations de Navier-Stokes, des modèles ont été créés. Dans ces modèles, on considère généralement le filtre comme un milieu continu de structure idéale.

Remarque: Lors de l'écoulement du fluide dans un filtre à fibres, on calculera plutôt le nombre de Knudsen relatif à la fibre  $Kn_f = 2 \frac{\lambda_p}{d_f}$ .

Ainsi, le milieu pourra effectivement être considéré comme continu si  $Kn_f < 10^{-3}$ . Cette condition est vérifiée pour des diamètres de fibre supérieurs à  $100 \mu\text{m}$  pour les conditions normales de température et pression. Lorsque le milieu est discontinu, il faut alors tenir compte des effets de glissement du fluide sur les fibres.

#### ▪ Les modèles les plus fréquemment utilisés : les modèles à cellules

Le filtre peut être considéré comme constitué d'un certain nombre de cellules, chaque cellule comprenant une seule fibre entourée par une enveloppe concentrique de fluide. C'est le cas des modèles de Kuwabara et Happel (1959).

Kuwabara (1959) considère le filtre comme un assemblage de cylindres (à section circulaire et de même diamètre) parallèles et perpendiculaires à la direction du fluide. Les cylindres sont en mouvement, à la vitesse  $-U_0$  par rapport au fluide. Étant donné les mouvements opposés des zones de fluide autour de cylindres voisins, Kuwabara considère des frontières autour de chaque cylindre caractérisées par des mouvements tourbillonnaires nuls (vecteur tourbillon  $w=0$ ).

Ainsi, chaque cylindre est entouré d'une **cellule** concentrique de fluide de telle façon que la proportion de fluide par rapport au solide dans chaque cellule soit représentative de la proportion de fluide par rapport au solide dans le filtre.

Kuwabara construit alors un modèle mathématique de la façon suivante : il prend un cylindre imaginaire de rayon  $b$  entourant coaxialement le cylindre-fibre de rayon  $r_f$ .

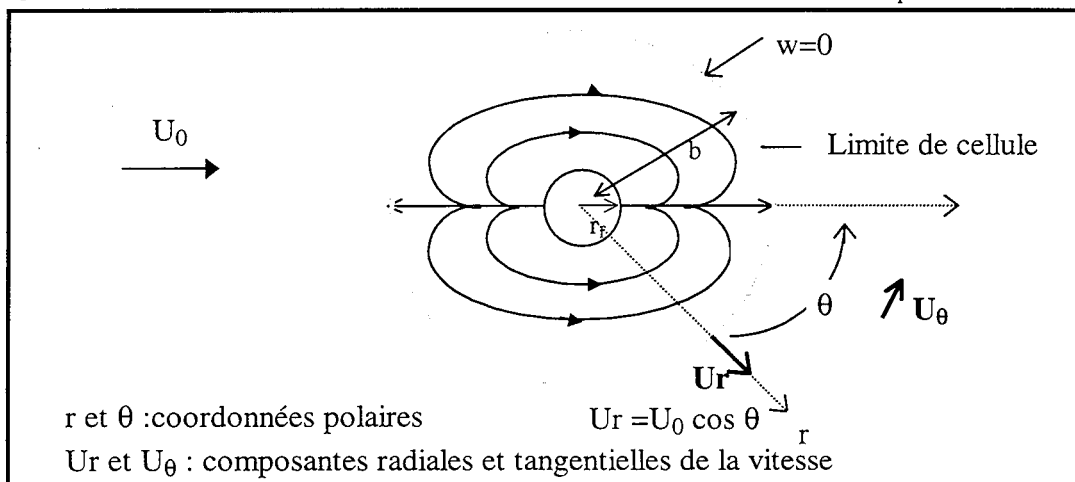


Figure 2 : Modèle d'écoulement à cellules de Kuwabara

Les conditions limites de non-glissement sont prises à la surface du cylindre-fibre, ainsi Kuwabara résout l'équation fondamentale du mouvement .

$\nabla^4 \psi = 0$  où  $\psi$  est la fonction de courant

$U_r(r_f) = 0$  ;  $U_\theta(r_f) = 0$  pour les composantes radiales et tangentielles de la vitesse

$w(b) = 0$  pour le « vecteur tourbillon »

$U_r(b) = U_0 \cos \theta$  pour la vitesse au niveau des frontières de cellules

Le modèle de Kuwabara ne peut cependant pas décrire l'effet de la configuration c'est-à-dire l'orientation des cylindres les uns par rapport aux autres.

Happel (1959) utilise le même modèle mathématique que Kuwabara mais choisit d'autres conditions limites.

Remarque: Les solutions des équations relatives à la fonction de courant et à la vitesse correspondant aux approches de Kuwabara et Happel sont fournies en Annexe du chapitre I.

La validité des modèles à cellules a fait l'objet de nombreuses investigations. En particulier, Kirsh et Fuchs (1966) ont voulu donner quelques précisions sur les formules de Happel et Kuwabara. Ils ont pour cela photographié en fonction du temps les trajectoires des particules. Ils ont ensuite dessiné les lignes de courant données par les formules de Happel et Kuwabara et y ont superposé les photos expérimentales. Ils en ont conclu que l'accord entre théorie et expérience pouvait être considéré comme satisfaisant pour les lignes de courant passant près du cylindre.

Henry et Ariman (1983) ont réfléchi à la description du modèle de Kuwabara et posent deux questions fondamentales :

- dans quelles mesures le modèle décrit-il le flux à travers un arrangement de cylindres parallèles et à section circulaire ?
- dans quelles mesures, le flux à travers un tel arrangement est-il représentatif du flux à travers un filtre à fibres ?

Ils apportent quelques éléments de réponse à la première question. Afin d'évaluer la déficience du modèle quant à l'influence de la configuration des cylindres, 3 arrangements ont été considérés (figure 3).

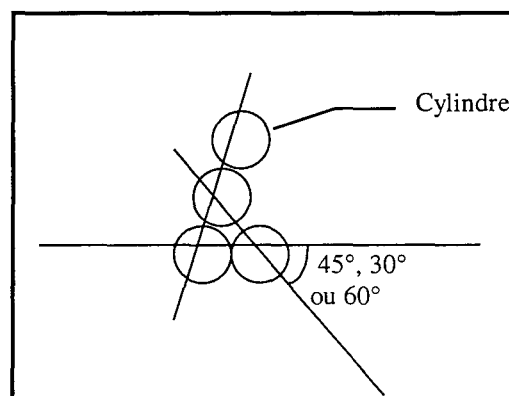


Figure 3: étude de l'effet de l'arrangement des cylindres dans le modèle de Kuwabara

Ils utilisent une méthode numérique afin de calculer les lignes de courant et constatent que l'accord avec le modèle de Kuwabara est meilleur pour l'arrangement  $30^\circ$  que pour  $45^\circ$  où il y a divergence. De plus, l'accord augmente quand la compacité diminue c'est-à-dire lorsque l'effet des autres cylindres ( plus écartés) est moindre.

En conclusion à leur étude, Henry-Ariman affirment que l'hypothèse de Kuwabara selon laquelle chaque cylindre est entouré « d'une ligne » de mouvement tourbillonnaire nul est généralement incorrecte. De plus, dans le cas où effectivement cette « ligne » existe bien, il est difficile de l'approximer par un cercle. Néanmoins, pour certaines configurations, le champ d'écoulement prévu par Kuwabara est relativement bien adapté ( configuration  $30^\circ$ ). Le modèle ne décrit effectivement bien la réalité que proche des cylindres.

En conclusion, il semblerait que le modèle de Kuwabara ne soit satisfaisant que pour les lignes de courant proches du cylindre. Même si des interrogations persistent quant à sa validité et surtout quant à sa représentativité dans un milieu fibreux, ce modèle a été et reste le plus utilisé.

### ▪ Les autres approches

Nous ne présentons ici que les différentes approches qui ont été faites. Les équations qui en découlent se trouvent en Annexe du chapitre I.

Le modèle le plus ancien est le modèle de Lamb (1932) qui étudie pour un écoulement visqueux ( $Re_f \ll 1$ ) le champ de vitesse autour d'un cylindre perpendiculaire à la direction du fluide incompressible. L'approche de Lamb n'est valable que pour un écoulement visqueux et pour des zones proches de la surface du cylindre.

Spielman et Goren (1968) ont résolu l'équation de la fonction de courant pour une fibre individuelle intégrée dans un continuum ayant les caractéristiques d'un filtre. Un certain nombre de formes pouvaient être choisies, mais la plus simple est un arrangement aléatoire.

Un autre modèle ( à 3 dimensions) a été développé par Kirsh et Stechkina (1978). Il s'agit d'un modèle éventail (fan model) qui consiste en un système de rangées parallèles de cylindres orientées aléatoirement avec un arrangement régulier des cylindres au sein d'une même rangée. Le champ de flux est donné comme simple modification de la solution de Kuwabara.

Gentry et Choudhary (1977) ont développé un modèle en étudiant le champ d'écoulement autour de deux cylindres parallèles et perpendiculaires à la direction du flux. Une fois que le flux a été établi, les trajectoires des particules autour de l'un des deux cylindres ont pu être calculées. Il s'avère que le modèle du double cylindre est une représentation adéquate du comportement d'un élément filtrant constitué de grilles.

Sangani et Acrivos (1982) ont tenu compte du fait que dans les modèles à cellules précédemment décrits, les cylindres ne remplissent pas tout l'espace. Selon les auteurs, la fibre pourrait être mieux entourée en prenant une surface prismatique plutôt qu'une surface cylindrique.

En 1985, Lajos a étudié l'effet de l'inhomogénéité des filtres sur le champ d'écoulement. Il explique que l'inhomogénéité au sein du filtre est due à la fois à l'inhomogénéité de la compacité (liée à la méthode et la qualité de fabrication du filtre) et à la distorsion des fibres due aux forces de traînée sur les fibres (compression ou forces liées à l'utilisation du filtre).

Il semblerait que le modèle utilisé pour décrire le flux peut influencer de façon significative le dépôt de particules d'où la nécessité de développer une méthode calculant le champ

d'écoulement dans un filtre réel. Lajos a donc mis au point un modèle calqué sur la méthode des cellules de Kuwabara mais en prenant un modèle deux dimensions.

Brown (1993) modélise les filtres à fibres par des rangées de fibres parallèles ce qui signifie que le motif de flux est supposé ne pas varier le long de la fibre et l'approximation d'un flux 2 dimensions peut être utilisé. Le flux en régime laminaire ne peut être résolu pour des fibres isolées et le modèle le plus simple pour un filtre est une feuille de fibres placées orthogonalement à la direction du flux (la résolution est réalisée grâce à la théorie des variables complexes).

Nagel et Buggish (1996) considèrent les résultats des « fan model » et présentent un modèle qui essaie de prendre en compte les micro-inhomogénéités des filtres réels en espaçant les cylindres d'une distance non constante.

Ainsi, une multitude d'approches de l'écoulement autour des fibres ont été menées. Néanmoins, les modèles à cellules de Kuwabara et Happel restent les plus utilisés. Les autres approches sont trop complexes par rapport à leur supériorité ou nécessitent des moyens de calculs puissants. On peut penser qu'à l'aube d'une nouvelle ère informatique, d'énormes progrès dans ce domaine pourront être effectués et permettront d'optimiser le champ d'écoulement dans une configuration aussi complexe que celle d'un medium fibreux.

Remarque : Lorsque le fluide est considéré comme discontinu, les équations de Navier-Stokes sont utilisables mais avec des conditions aux limites différentes. Natanson (1962) et Pich (1966) se sont en particulier intéressés à cette approche.

### I.3.3. Les mécanismes de capture des aérosols par les fibres du filtre.

Différents mécanismes peuvent intervenir pour arrêter les particules sur les fibres. L'ampleur de ces mécanismes est fonction de différents paramètres relatifs à la particule (principalement son diamètre, sa masse volumique) et aux conditions de filtration (vitesse de filtration, taille des fibres, température ...). En l'absence de tout champ de force extérieur autre que le champ de gravité, les différents mécanismes sont les suivants :

- la **diffusion brownienne** qui concerne surtout des particules de très petite taille ( $d_p < 0,1 \mu\text{m}$ )
- l'**interception** qui concerne surtout des particules de taille supérieure à  $0,1 \mu\text{m}$
- l'**impaction inertielle** qui concerne surtout les plus grosses particules de taille supérieure à  $1 \mu\text{m}$ .
- la **sédimentation** qui concerne les particules de taille beaucoup plus élevée ( $d_p \gg 10 \mu\text{m}$ )

Le tableau 5 recense ces mécanismes et le paramètre adimensionnel qui le caractérise:

Mécanisme	Paramètre	Schéma
<p><b>Diffusion</b>  <math>d_p &lt; 0,1 \mu m</math>                      Les particules de petite taille sont agitées par le mouvement brownien ce qui les dévie des lignes de courant porteur vers les fibres du filtre.</p>	<p>Nombre de Péclet  <math display="block">Pe = \frac{d_f U_0}{D_{diff}}</math>  <math>D_{diff}</math> est le coefficient de diffusion défini ci-après</p>	
<p><b>Interception</b>  <math>0,1 \mu m &lt; d_p</math>                      Lorsque la distance de la particule par rapport à la surface de la fibre est inférieure à son rayon, la particule est capturée.</p>	<p>Nombre d'interception  <math display="block">R = \frac{d_p}{d_f}</math></p>	
<p><b>Impaction</b>  <math>d_p &gt; 1 \mu m</math>                      Les plus grosses particules ont suffisamment d'inertie pour quitter les lignes de courant qui contournent la fibre pour s'y impacter.</p>	<p>Nombre de Stokes  <math display="block">St = \frac{C_c \rho_p d_p^2 U_0}{18 \mu_g d_f}</math>  <math>C_c</math> est le coefficient de Cunningham défini ci-après</p>	
<p><b>Sédimentation</b>  <math>d_p \gg 10 \mu m</math>                      La vitesse de dérive des particules due au champ de pesanteur entraîne leur capture par les fibres.</p>	<p>Nombre de gravité  <math display="block">Grv = \frac{(\rho_p - \rho_g) d_p^2 C_c g}{18 \mu_g U_0}</math></p>	

Tableau 5: Les différents mécanismes de capture des aérosols par les fibres.

Le coefficient de diffusion  $D_{diff}$  est calculé pour une particule sphérique selon l'équation :

$$D_{diff} = \frac{kTCc}{3\pi\mu_g d_p} \text{ où } k \text{ est la constante de Boltzmann}$$

Le facteur de correction de Cunningham  $Cc$  est un facteur qui tient compte des discontinuités du milieu lorsque la taille des particules est proche de la valeur du libre parcours moyen du gaz.

Il s'exprime alors par :

$$Cc = 1 + Kn (A + B \exp(-C/Kn))$$

Le tableau 6 recense les valeurs des coefficients A, B, C données par différents auteurs.

Auteur	Date	A	B	C
Millkan	1923	1,209	0,406	0,893
Hidy	1984	1,257	0,400	0,596
Allen-Raabe	1982	1,105	0,400	0,596
Boulaud	1988	1,257	0,400	1,1
Buckley-Loyalka	1989	1,155	0,471	0,596
Rader	1990	1,207	0,440	0,78

Tableau 6: Les différentes valeurs des constantes de l'expression du facteur de Cunningham.



## II- Etude bibliographique de l'efficacité d'un filtre vierge.

### II.1. Efficacité unitaire de collection.

Le filtre étant constitué de fibres, il semble évident que l'efficacité du filtre est étroitement liée à celle des fibres qui le constituent. On définit le paramètre  $\eta$ , l'efficacité unitaire d'une fibre correspondant à la capacité de capture d'une fibre unique par la relation suivante:

$$\eta = \frac{\Delta n}{n} \quad \text{où} \quad \Delta n \text{ est la concentration en particules capturées par la fibre}$$

$n$  est la concentration en particules arrivant sur la fibre

De nombreuses études ont été menées afin de donner une expression théorique de  $\eta$  pour chaque mécanisme de collection. Les auteurs partent en général de l'analyse de la trajectoire des particules qu'ils représentent selon le schéma de la figure 4:

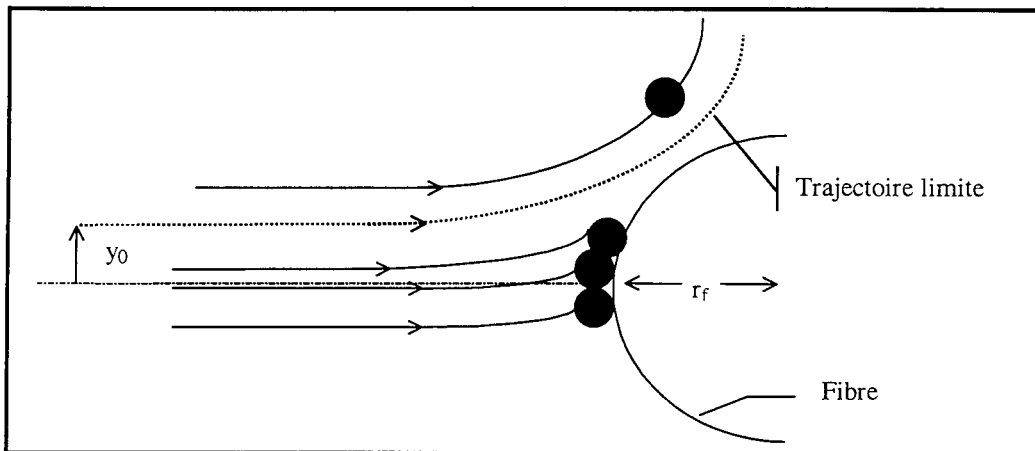


Figure 4: Exemple d'un modèle de trajectoire pour une fibre placée perpendiculairement à l'écoulement.

La méthode appliquée pour analyser la trajectoire et la capture possible de la particule est la suivante: chaque position successive de la particule autour de la fibre est calculée en considérant le flux d'air, l'inertie de la particule et sa position quelques instants plus tôt.

Les auteurs partent du point origine de la particule d'ordonnée  $y$ , étudient sa trajectoire jusqu'à la capture par la fibre et augmentent progressivement la valeur de  $y$  jusqu'à ce que la particule échappe à la surface de la fibre. Une trajectoire limite est ainsi calculée par interpolation entre les deux trajectoires finales. L'efficacité de capture de la fibre est alors définie par :

$$\eta = \frac{y_0}{r_f} \quad \text{où } y_0 \text{ est l'ordonnée limite précédemment décrite}$$

Remarque : Cette méthode de calcul de l'efficacité de capture par le biais des trajectoires des particules est surtout utilisée pour l'inertie et l'interception. La capture par interception peut également être obtenue directement à partir de la nature du champ d'écoulement et la capture par diffusion peut être obtenue en résolvant les équations de diffusion ou leurs approximations.

Ainsi, fondées sur différents modèles de champ d'écoulement, de nombreuses corrélations ont été développées reliant  $\eta$  au nombre adimensionnel correspondant au mécanisme impliqué dans le processus de filtration. Certains auteurs ont également construit des modèles semi-empiriques selon leurs données expérimentales. Ainsi, pour un seul mécanisme, une large série de corrélations existe.

**II.1.1. Efficacité unitaire de capture par diffusion  $\eta_d$ .**

Le tableau 7 recense l'ensemble des expressions rencontrées dans la littérature pour le régime continu (tableau 7a) et le régime non continu (tableau 7b).

Nom	Date	Expression	Remarques
Langmuir	1942	$\eta_d=1,7 H_{la}^{-1/3} Pe^{-2/3}$	Modèle théorique. Flux de Lamb
Natanson	1957	$\eta_d=2,9 H_{la}^{-1/3} Pe^{-2/3}$	Modèle théorique. Flux de Lamb
Stechkina et Fuchs	1966	$\eta_d=2,9 H_{ku}^{-1/3} Pe^{-2/3}$	Modèle théorique. Flux de Kuwabara
Stechkina Kirsh Fuchs	1969	$\eta_d=2,9 H_{ku}^{-1/3} Pe^{-2/3} + 0,62 Pe^{-1}$	Modèle théorique. Flux de Kuwabara
Davies	1973	$\eta_d=1,5 Pe^{-2/3}$	
Stechkina	1968	$\eta_d=2,7 Pe^{-2/3}$	0,01< $\alpha$ <0,15
Lee Liu a	1982a	$\eta_d=2,6 \left[ \frac{1-\alpha}{H_{ku}} \right]^{1/3} Pe^{-2/3}$	Modèle théorique. Flux de Kuwabara
Lee Liu b	1982b	$\eta_d=1,6 \left[ \frac{1-\alpha}{H_{ku}} \right]^{1/3} Pe^{-2/3}$	Modèle théorique précédent adapté aux résultats expérimentaux.
Rao Faghri	1988	$\eta_d=4,89 \left[ \frac{1-\alpha}{H_{ku}} \right]^{0,54} Pe^{-0,92}$ [1] $\eta_d=1,8 \left[ \frac{1-\alpha}{H_{ku}} \right]^{1/3} Pe^{-2/3}$ [2]	Filtre assimilé à un quadrillage de cylindres. [1] pour $Pe < 50$ 0,029< $\alpha$ <0,1 [2] pour 100< $Pe$ <300 0,029< $\alpha$ <0,1

Tableau 7a : Ensemble des expressions théoriques de l'efficacité unitaire de diffusion (régime continu)

Nom	Date	Expression	Remarques
Liu Rubow	1990	$\eta_d=1,6 \left[ \frac{1-\alpha}{H_{ku}} \right]^{1/3} Pe^{-2/3} Cd$ $Cd=1+0,388 Kn_f \left[ \frac{(1-\alpha)Pe}{H_{ku}} \right]^{1/3}$	Flux de Pich Cd facteur dû au glissement
Payet et al	1992	$\eta_d=1,6 \left[ \frac{1-\alpha}{H_{ku}} \right]^{1/3} Pe^{-2/3} Cd Cd'$ $Cd' = \frac{1}{1 + 1,6 \left[ \frac{1-\alpha}{H_{ku}} \right]^{1/3} Pe^{-2/3} Cd}$	Cd et Cd' facteurs de correction

Tableau 7b: Ensemble des expressions théoriques de l'efficacité unitaire de diffusion (régime non continu)

Différents facteurs hydrodynamiques apparaissent dans les expressions de  $\eta_d$ , ce sont les facteurs hydrodynamiques de Kuwabara, Happel et Lamb définis par :

$$H_{ku} = -0,5 \ln \alpha - 0,75 + \alpha - \alpha^2/4$$

$$H_{ha} = -0,5 \ln \alpha - 0,5 + \alpha^2 / (1 + \alpha^2)$$

$$H_{la} = 2 - \ln Re_f$$

Nous avons comparé l'ensemble de ces expressions en fonction du paramètre adimensionnel Péclet représentatif de ce mécanisme qui décrit le rapport entre le transport par convection et le transport par diffusion. Nous avons pour cela imposé une valeur de la vitesse ( $U_0=2$  cm/s dans notre cas particulier) et fait varier le diamètre des particules. Le diamètre des fibres a été choisi égal à  $1\mu\text{m}$  et la compacité  $\alpha = 0,08$ . Ces données correspondent à une valeur du Reynolds de fibre  $Re_f = 1,35 \cdot 10^{-3}$ . Elles ont été choisies pour correspondre aux valeurs généralement rencontrées en filtration des gaz à l'échelle industrielle.

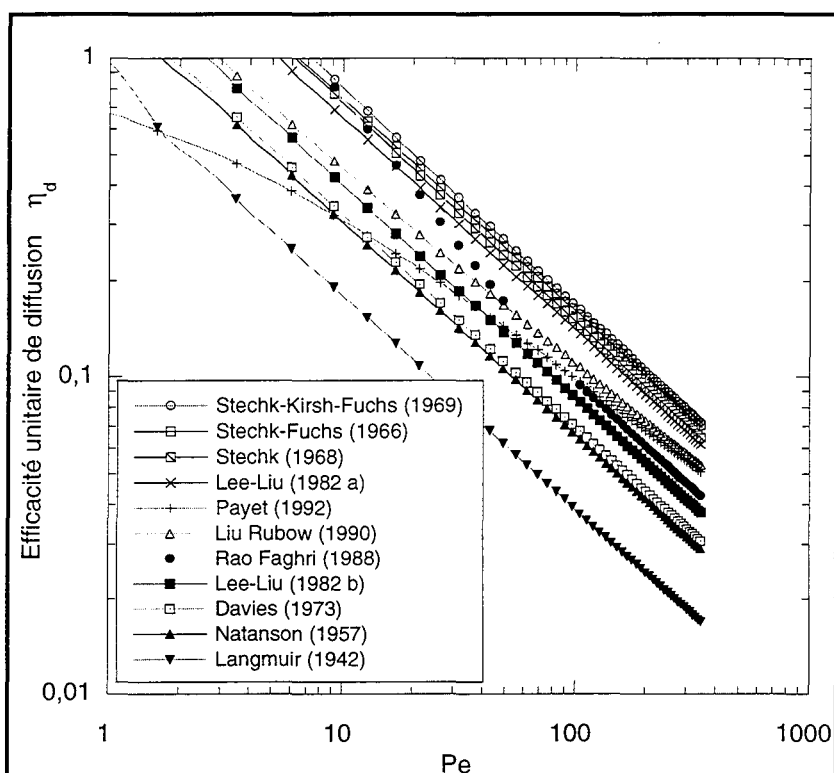


Figure 5: Comparaison des expressions des efficacités de diffusion en fonction du nombre de Péclet. ( $d_f=1\mu\text{m}$ ,  $U_0=2$  cm/s,  $\alpha=0,08$ ).

Nous constatons dans un premier temps que l'efficacité unitaire de diffusion est une fonction décroissante du nombre de Péclet et donc de la taille des particules. Nous constatons également qu'il existe une large dispersion entre toutes les expressions proposées. Nous pouvons néanmoins distinguer trois familles de modèles :

- la première famille regroupe les modèles les plus anciens ou dérivés des plus anciens avec les expressions de Langmuir, Natanson et Davies. Leurs expressions mathématiques sont relativement simples mais semblent sous-estimer l'efficacité de capture par diffusion. Leur utilisation est donc limitée.
- la seconde famille rassemble les corrélations de Stechkina et de Lee-Liu (1982a). Le tracé de ces expressions en fonction du nombre de Péclet révèle toutefois une majoration de l'efficacité unitaire de capture par diffusion.
- entre ces deux groupes de valeurs extrêmes, la troisième famille est constituée des modèles les plus récents qui corrigent des modèles déjà établis en leur affectant un coefficient qui s'ajuste au mieux avec des résultats expérimentaux (Lee-Liu (1982b) ou qui tiennent compte du glissement du fluide (Liu-Rubow (1990) et Payet (1992)).

Nous pouvons également noter que tous les modèles sont fonction de  $Pe^{-2/3}$  sauf les modèles les plus récents (Payet (1992), Liu- Rubow (1990)) qui tiennent compte du glissement autour des fibres et le modèle de Rao Faghri (1988).

Dans la suite de notre étude, nous retiendrons le modèle de Payet qui donne de bons résultats lorsqu'on le confronte avec des points expérimentaux (Pénicot (1996), Gougeon (1994)).

Enfin, notons que seul le modèle de Payet a été établi de façon à faire tendre  $\eta_d$  vers 1 pour des valeurs de  $Pe$  très petites.

### II.1.2. Efficacité unitaire de capture par interception $\eta_r$ .

Nous avons recensé cinq modèles (tableau 8) et comme dans le cas de la diffusion, certains prennent en compte les effets de glissement ; ils sont signalés par les lettres NC (non continu). Les autres concernent le régime continu (RC)

Nom	Date		Expression	Remarques
Yeh Liu Stechkina	1974	RC	$\eta_r = \frac{1}{2H_{Ku}} [2(1+R)\ln(1+R) - (1+R) + \frac{1}{1+R}]$	Modèle théorique. Flux de Kuwabara
Lee-Liu	1982	RC	$\eta_r = 0,6 \left[ \frac{1-\alpha}{H_{Ku}} \left( \frac{R^2}{1+R} \right) \right]$	Modèle théorique. Flux de Kuwabara. Modèle adapté à l'expérience. $1 < U_0 < 30$ cm/s $0,05 < d_p < 1,3$ $\mu$ m $0,0045 < R < 0,12$ $0,0086 < \alpha < 0,151$
Kuwabara	1986	RC	$\eta_r = 2,9 \alpha^{1/3} R^{1,75}$	Modèle théorique. Flux de Kuwabara
Natanson	1987	RC	$\eta_r = \frac{R(R + 1,996 Kn_f)}{H + 1,996 Kn_f (H + 0,5)}$	$H = -0,7 - 0,5 \ln \alpha$
Liu et Rubow	1990	NC	$\eta_r = 0,6 \left[ \frac{1-\alpha}{Ku} \left( \frac{R^2}{1+R} \right) \right] Cr$	$Cr = 1 + 1,999 Kn_f / R$ $0,5 < U_0 < 100$ cm/s $0,005 < d_p < 1$ $\mu$ m

Tableau 8: Ensemble des expressions théoriques de l'efficacité unitaire d'interception.

Nous avons comparé l'ensemble de ces expressions en fonction du nombre d'interception  $R$  représentatif de ce mécanisme. Nous avons pour cela imposé une valeur de la compacité ( $\alpha=0,08$ ), une valeur du diamètre des fibres choisi égal à  $1\mu$ m et nous avons fait varier le diamètre des particules.

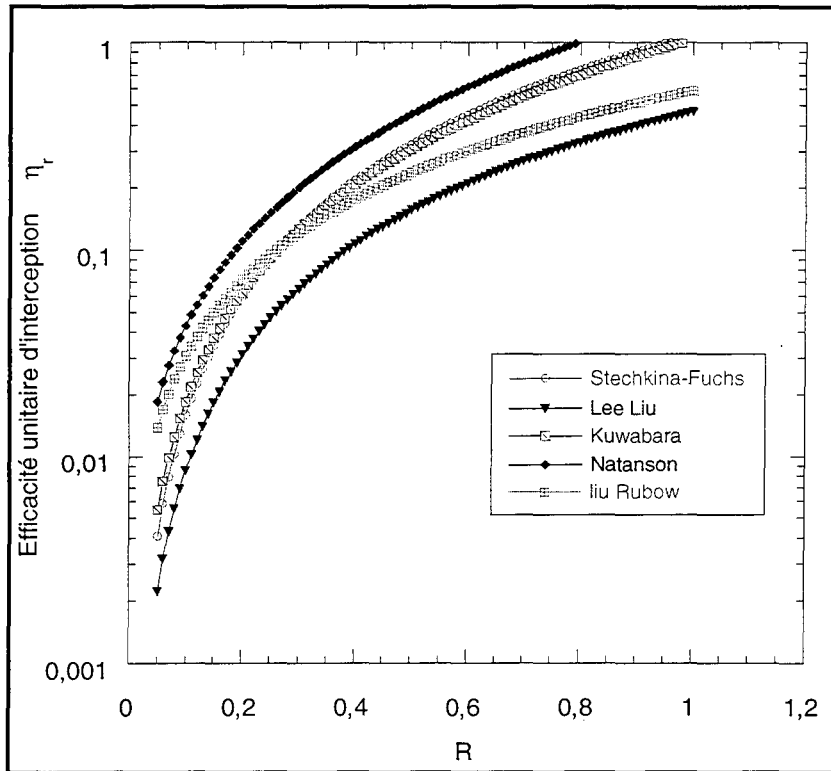


Figure 6: Comparaison des expressions des efficacités de diffusion en fonction de  $R$  ( $d_f=1\mu\text{m}$ ,  $\alpha=0,08$ ).

La figure 6 nous montre dans un premier temps que l'efficacité individuelle d'interception augmente avec la taille des particules.

Nous observons également dans le cas de l'interception, une large dispersion entre tous les modèles. Les modèles s'étendent entre celui de Natanson pour les valeurs les plus élevées et Lee-Liu pour les plus faibles valeurs.

Dans la suite de notre travail, nous considérerons le modèle de Liu et Rubow, qui non seulement semble être un compromis entre tous les modèles présentés (car situé au milieu de la plage de dispersion des modèles) mais donne également un assez bon accord avec des points expérimentaux (Pénicot (1996)).

Comme dans le cas de la diffusion, notons que la plupart des auteurs n'ont pas précisé de domaine de validité de leurs modèles ce qui a pour conséquence que l'efficacité unitaire de capture par interception  $\eta_r$  dépasse la valeur 1 pour des valeurs élevées du nombre d'interception.

### II.1.3. Efficacité unitaire de capture par inertie $\eta_i$ .

Le tableau 9 recense les différents modèles de l'efficacité de capture par inertie pour différents régimes d'écoulement caractérisés par  $Re_f$ .

Nom	Date	Expression	Remarques
Langmuir	1948	$\eta_i = \frac{St^2}{(1 + 0,55 St)^2}$	$Re_f < 1$
Friedlander	1967	$\eta_i = 0,075 St^{6/5}$	Corrélation empirique $0,8 < St < 2$ $Re_f < 1$ $R < 0,2$
Stechkina	1969	$\eta_i = \frac{I St}{(2 Ku)^2}$ $I = (29,6 - 28\alpha^{0,62}) R^2 - 27,5 R^{2,8}$	Approche théorique $0,01 < R < 0,4$ $0,0035 < \alpha < 0,111$
Gougeon	1993	$\eta_i = 0,0334 St^{3/2}$	Corrélation empirique $0,5 < St < 4,1$ et $0,0263 < Re_f < 0,25$
Landhal Herman	1949	$\eta_i = \frac{St^3}{St^3 + 0,77 St^2 + 0,22}$	Correlation empirique
Suneja Lee	1974	$\eta_i = \left( 1 + \frac{[1,53 - 0,23 \ln(Re_f) + 0,0167 (\ln(Re_f))^2]}{St} \right)^{-2} + \frac{2R}{3St}$	$Re_f < 500$
Ilias Douglas	1989	$\eta_i = \frac{St^3 + \frac{1,62 \cdot 10^{-4}}{St}}{1,031 St^3 + (1,14 + 0,04 \ln(Re_f)) St^2 + 0,20}$	$30 < Re_f < 40$ $0,07 < St < 5$

**Tableau 9: Ensemble des expressions théoriques de l'efficacité unitaire d'inertie.**

Deux séries de modèles ont été comparés selon la valeur de  $Re_f$ .

La figure 7 est une comparaison des modèles dans le cas d'une faible valeur du nombre de  $Re_f$  ( $Re_f = 0,1$ ). Les quatre modèles correspondant à ce cas de figure ont été comparées dans le cas particulier de  $d_f = 8 \mu\text{m}$ ,  $\alpha = 0,08$ ,  $\rho_p = 1500 \text{ kg/m}^3$  et une vitesse de filtration  $U_0 = 0,2 \text{ m/s}$ .

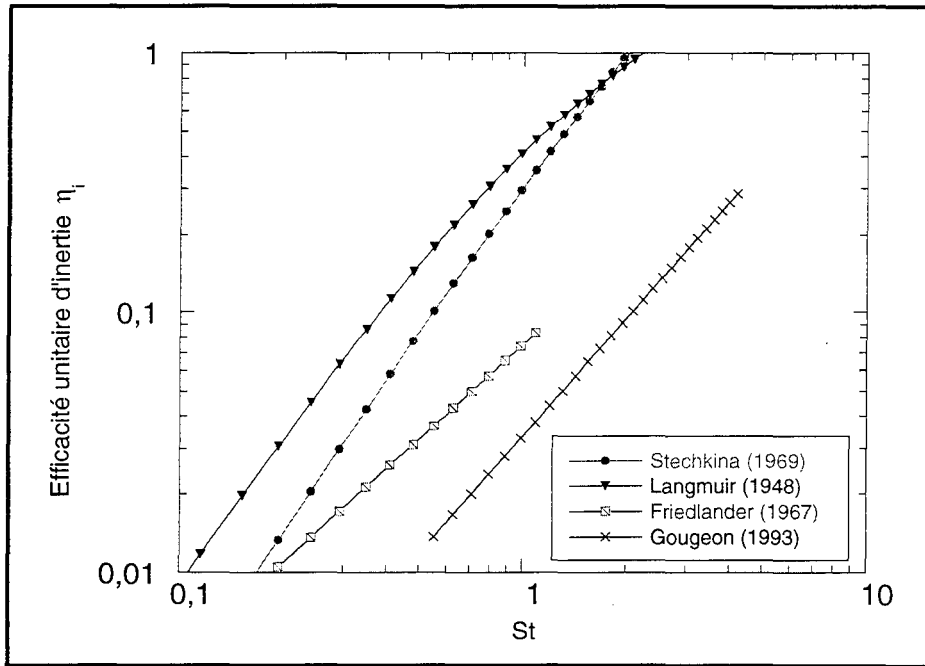


Figure 7 : Comparaison des efficacités unitaire d'inertie en fonction du nombre de Stokes ( $Re_f = 0,1$ ).

Dans ce cas encore, on constate une très large dispersion des modèles entre celui de Gougeon pour les plus faibles valeurs et celui de Langmuir pour les plus grandes : cet écart représente environ un facteur 10

La figure 8 représente une comparaison des modèles dans le cas d'une valeur intermédiaire du nombre de  $Re_f$  ( $Re_f = 30$ ). Les modèles de Landhmal, Suneja et Ilias ayant été établis pour des valeurs intermédiaires du nombre de Reynolds nous les avons donc ici comparés.

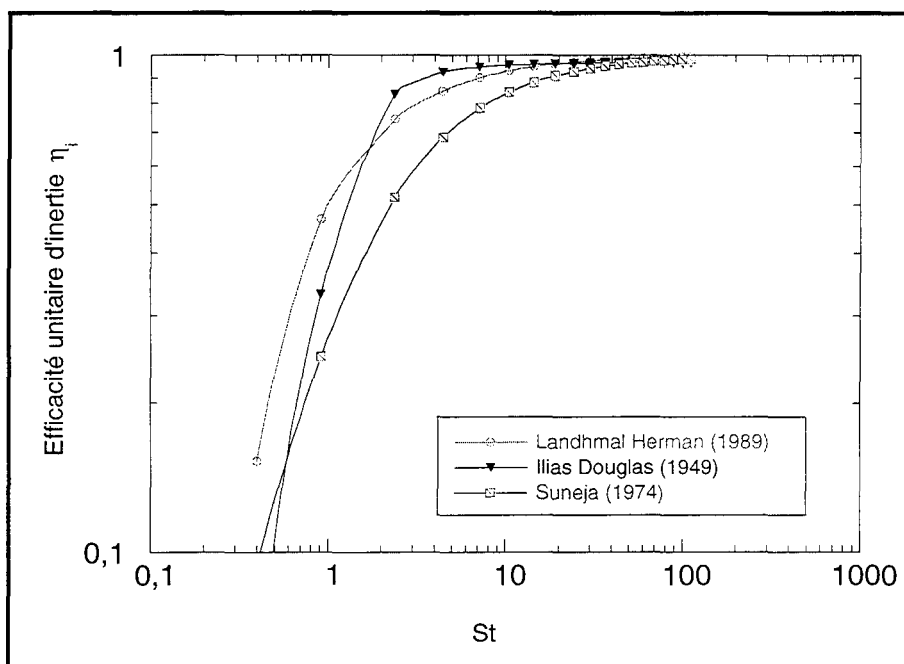


Figure 8 : Comparaison des efficacités unitaire d'inertie en fonction du nombre de Stokes ( $Re_f = 30$ ).

L'écart entre les modèles est encore une fois relativement important, spécialement pour des faibles valeurs du nombre de Stokes. Pour des valeurs plus élevées ( $St > 10$ ), on constate un assez bon accord entre les modèles de Suneja et Landhmal.

L'inertie est le mécanisme où on rencontre le plus de dispersion entre tous les modèles : il est difficile de choisir celui qui est le plus approprié. Dans le cas de notre étude où nous serons confrontés à la filtration de particules submicroniques, la capture des aérosols par inertie n'est pas significative et nous n'aurons pas à effectuer le délicat choix du modèle.

**II.1.5. Efficacité totale de capture des fibres  $\eta$ .**

Différentes études ont été menées afin de déterminer l'efficacité totale  $\eta$  tenant compte de tous les mécanismes.

▪ **Calcul de  $\eta$  à partir des efficacités unitaires.**

Ainsi, on peut calculer  $\eta$  à partir des expressions des efficacités  $\eta_x$  de chaque mécanisme  $x$  pris séparément.

Une première approche (Kasper, 1978) consiste à supposer que la pénétration des particules sous l'effet de plusieurs mécanismes peut être approximée par le produit des pénétrations individuelles dues aux mécanismes de collection pris séparément.

$$\text{Ainsi, } (1-\eta) = \prod_{x=1}^N (1-\eta_x)$$

Une seconde approche plus simple est de considérer que les efficacités individuelles dues aux mécanismes de collection pris séparément sont additives.

$$\text{Ainsi, } \eta = \sum_{x=1}^N \eta_x \text{ où } \eta \text{ est l'efficacité de capture d'une fibre sous les effets combinés de } N$$

mécanismes. Cette approche consistant à sommer les efficacités individuelles n'est en fait qu'une approximation de la première dans le cas où  $\eta_x \ll 1$ .

Certains auteurs considèrent qu'en présence de deux mécanismes simultanés, un terme d'efficacité d'interaction doit être ajouté à la somme des efficacités individuelles dues à chaque mécanisme pris séparément. Ainsi, dans le cas où les mécanismes de diffusion et d'interception sont tous deux présents, Stechkina and Fuchs (1966) suggèrent d'ajouter un terme d'interaction  $\eta_{dr}$ . Son expression est  $\eta_{dr} = 1,24 H_{ku}^{-1/2} Pe^{-1/2} R^{2/3}$ .

Les expressions proposées dans la littérature de l'efficacité totale figurent dans le tableau 10.

Auteur	Année	Expression de $\eta$	Expression de $\eta_d$	Expression de $\eta_r$	Expression de $\eta_i$	Expression de $\eta_{dr}$
Miecret-Gustavson	1989	$\eta_d + \eta_r + \eta_i + \eta_{dr}$	Kirsh Fuchs	Kuwabara	Suneja Lee	Stechkina
Kasper	1978	$1 - (1-\eta_d)(1-\eta_r)(1-\eta_i)$	non précisé	non précisé	non précisé	
Lee-Liu	1982	$\eta_d + \eta_r$	Lee-Liu b	Lee-Liu		
Liu-Rubow	1990	$\eta_d + \eta_r$	Liu-Rubow	Liu-Rubow		
Payet	1992	$\eta_d + \eta_r$	Payet	Liu-Rubow		
Gougeon	1995	$\eta_d + \eta_r + \eta_i$	Lee-Liu b	Lee-Liu	Gougeon	

Tableau 10 : Expressions de l'efficacité totale de capture en fonction des efficacités individuelles.



Comme le montre le tableau, bien souvent, les auteurs ne prennent pas en compte le mécanisme d'inertie peu souvent présent dans leur domaine d'études. En effet, les travaux concernent essentiellement la filtration de particules submicroniques qui, comme nous l'avons déjà précisé sont peu concernées par le mécanisme d'inertie.

Les auteurs ayant développé un modèle d'efficacité unitaire de capture par diffusion et interception préconisent de sommer les deux expressions (Lee-Liu, Liu-Rubow). Le modèle de Payet ayant développé un modèle d'efficacité de capture par diffusion suggère d'y ajouter le modèle de Liu-Rubow relatif à l'interception : cette approche étant complémentaire de la sienne puisque le glissement du fluide est également pris en compte.

Dans la suite de ce travail, nous prendrons en compte le modèle de Payet qui donne un bon accord avec des points expérimentaux relatifs aux filtres T.H.E (Pénicot (1996)).

#### ▪ Calcul de $\eta$ par le biais de similitude avec le transfert de matière.

En 1989, Ramarao et Tien ont une nouvelle approche de l'efficacité de collection d'une fibre qu'ils abordent par le biais des corrélations des transferts de matière. Ils ont fait la similitude entre la filtration d'aérosols submicroniques au moyen d'un filtre à fibres et le transfert de matière lorsqu'un courant de fluide circule à travers un lit granulaire. Cette similitude devrait rendre possible l'étude de la filtration à partir des données de transfert de matière et vice-versa.

Soit  $j_D$  le flux de transfert de matière entre le fluide circulant à travers le lit granulaire et les grains du lit

$Sc$  le nombre adimensionnel de Schmidt

Par définition, :  $j_D = \frac{k_c}{U_0} Sc^{2/3}$  et  $Sc = \nu / D_{diff}$

où  $k_c$  est le coefficient de transfert,  $U_0$  la vitesse du fluide en fût vide dans le lit et  $\nu$  sa viscosité cinématique.

Ils ont alors établi les correspondances suivantes :  $j_D = \frac{\eta}{\pi (1 - \alpha)} Sc^{2/3}$  et  $Pe = Re Sc$

De plus, les conditions opératoires en filtration et en transfert de matière étant différentes, cela permet en prenant en compte les résultats des deux domaines, d'élargir davantage la plage d'étude. A partir de cette plus large plage, une corrélation plus générale peut être développée.

Dans cette étude, Ramarao et Tien considèrent principalement les données fournies par Lee-Liu et les corrélient sous la forme de  $j_D$  en fonction de  $Re$ . Ils font alors une comparaison avec des points expérimentaux relatifs au transfert de matière et constatent un bon accord pour des valeurs de compacité faibles ( $\alpha < 0,1$ ).

Il serait donc intéressant dans la perspective de prochaines études, d'avoir la démarche inverse et d'essayer d'obtenir de nouvelles corrélations de l'efficacité de capture des fibres d'un filtre à partir des relations du transfert de matière.

#### ▪ Approche probabiliste de l'efficacité de capture d'une ou plusieurs fibres :

L'hypothèse principale de l'approche de l'efficacité jusqu'ici décrite est que les auteurs supposent une probabilité d'adhésion de la particule dès la collision égale à 100 %. D'autres auteurs ont tenté de prendre en compte cette probabilité d'adhésion.

Ainsi, Schweers et al. (1994) ont fait une approche probabiliste et ont de plus étudié l'efficacité totale de plusieurs fibres individuelles en fonction de leur arrangement

Les mécanismes de capture qui sont ici considérés sont l'interception et l'inertie.

Ils étudient 4 configurations différentes représentées par la figure 9.

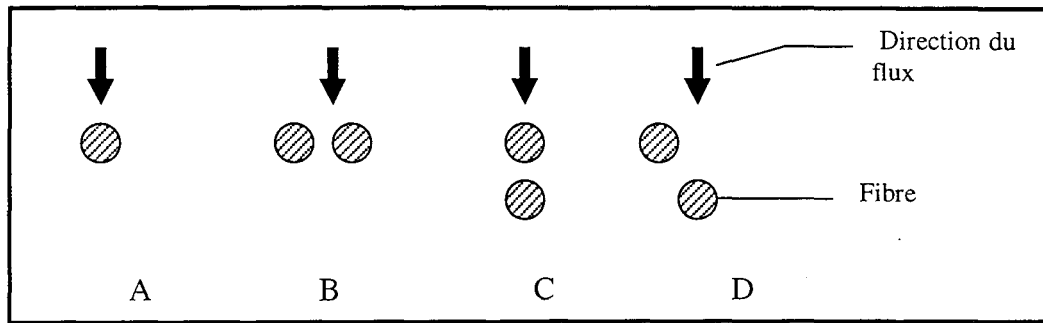


Figure 9 : Configurations étudiées par Schweers et al.

L'étude qualitative a été réalisée pour les quatre configurations. Des corrélations n'ont été établies que pour A et B

Les auteurs écrivent:

$$\eta = \eta^* \varphi \quad \text{où} \quad \begin{array}{l} \eta \text{ est l'efficacité de capture d'une fibre} \\ \eta^* \text{ est l'efficacité de collision de la particule avec la fibre ou une} \\ \text{autre particule} \\ \varphi \text{ est la probabilité d'adhésion une fois que la collision s'est} \\ \text{produite} \end{array}$$

Cas A :  $\eta$  augmente avec l'inertie, atteint un maximum puis diminue car la probabilité d'adhésion diminue.

Cas B :  $\eta$  augmente par rapport au cas A Les auteurs constatent que cette augmentation de l'efficacité de capture est d'autant plus marquée que le diamètre de fibre est grand : la surface offerte aux particules est nettement améliorée dans ce cas. Ils remarquent également que  $\eta$  est accrue lorsque la distance séparant les deux fibres diminue. Les auteurs expliquent ce résultat par une compression des lignes de courant au voisinage des fibres ce qui a pour conséquence d'amener les particules plus près de la surface des fibres.

Cette configuration avait été théoriquement étudiée par Choudhary et Gentry (1977) qui constatent également une augmentation de  $\eta$  quand la distance entre les deux fibres décroît.

Cas C :  $\eta$  est plus petit que dans le cas A ce que les auteurs attribuent à un effet d'ombre de la fibre inférieure. Cet effet d'ombre est d'autant plus grand que les fibres sont proches. En fait, les deux fibres agissent comme si elles ne formaient plus qu'une seule fibre isolée plus grosse que dans le cas A : l'efficacité en est fortement diminuée.

Cas D : dans ce cas, l'effet d'ombre ne se fait plus ressentir.

Si les fibres sont proches  $\eta_{\text{cas D}} = \eta_{\text{cas A}}$  et si les fibres sont plus écartées  $\eta_{\text{cas D}} > \eta_{\text{cas A}}$ .

La probabilité d'adhésion  $\varphi$  n'est pas correctement décrite, des écarts importants subsistent entre la théorie et l'expérience. Il est néanmoins possible de dégager des résultats qualitatifs relatifs à  $\varphi$ . La probabilité d'adhésion augmente avec le compactage ce qui semble indiquer qu'au-dessus d'une certaine densité de fibres, les particules qui rebondissent ont plus de chances de toucher une autre fibre.

La distribution irrégulière des fibres dans des filtres industriels conduit au fait que même dans des filtres de porosité élevée, certaines particules qui rebondissent, entrent en collision avec d'autres fibres avec une vitesse relativement basse :  $\eta_{\text{filtre industriel}} > \eta_{\text{prédit mathématiquement}}$

### II.1.6. Importance relative des différents mécanismes de capture.

Afin de nous rendre compte de l'importance relative des différents mécanismes de capture selon la taille des particules, nous avons représenté sur la figure suivante l'évolution des efficacités de capture individuelles de chaque mécanisme ainsi que celle de l'efficacité totale due à l'ensemble des mécanismes.

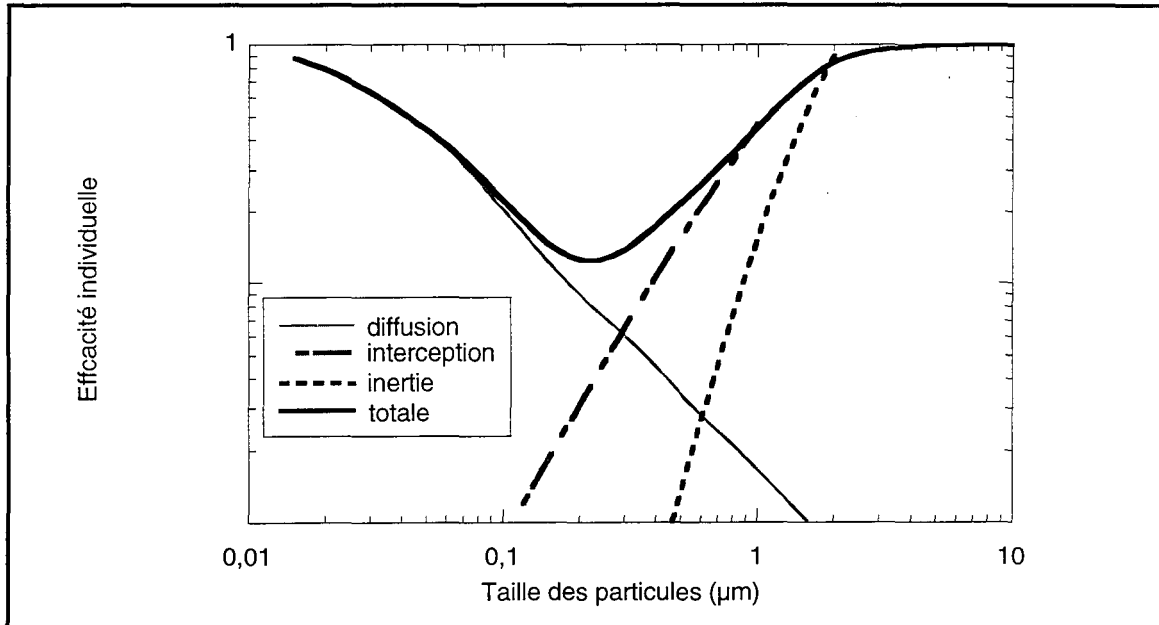


Figure 10: Importance relative des différents mécanismes de capture selon la taille des particules.

On constate que la courbe d'efficacité totale de capture due à l'ensemble des mécanismes présente un minimum d'efficacité situé entre 0,1  $\mu\text{m}$  et 0,3  $\mu\text{m}$ . En effet, pour des particules de petite taille ( $d_p < 0,1 \mu\text{m}$ ), le mécanisme de diffusion est prédominant et est d'autant plus efficace que les particules sont petites. Pour un aérosol de taille supérieure à 0,3  $\mu\text{m}$ , les mécanismes de capture prépondérants sont l'interception et l'inertie dont l'importance croît avec la taille des particules. Dans la zone correspondant à 0,1  $\mu\text{m}$  - 0,3  $\mu\text{m}$ , il y a compétition entre les différents mécanismes ce qui explique le minimum d'efficacité. Notre étude va principalement porter sur la filtration de ces particules, les plus difficiles à arrêter.

### II.1.7. Adhésion des particules

#### ▪ Généralités

Malgré de nombreuses études théoriques, il n'est pas encore possible de décrire de façon précise et satisfaisante les forces adhésives. Des modèles ont donc été développés qui, par le biais de considérables simplifications, rendent possible le calcul des forces d'adhésion. Il est cependant possible de classer en fonction des contraintes les différents mécanismes d'adhésion dans l'ordre d'adhésion croissante:

- les forces électrostatiques
- les forces de Van der Waals
- les ponts liquides
- les ponts solides

Pour des particules qui se touchent déjà ou sont à proximité proche, ce sont principalement les ponts liquides (contact particule liquide - fibre) et forces de Van der Waals (contact particule solide - fibre) qui sont responsables de l'adhésion.

### ▪ Etudes expérimentales de l'adhésion de particules sur les fibres

Jordan (1954) et Löffler (1968) ont mené des expériences pour vaincre l'adhésion de certaines particules sur les surfaces filtrantes. Ils ont constaté que les forces d'adhésion qui pouvaient ainsi être vaincues par les forces de traînée de l'air sont du même ordre de grandeur que les forces de Van der Waals. Dans le cas des filtres à fibres où la vitesse de l'air est approximativement de 10 cm/s, l'adhésion des particules aux fibres est forte si bien que la théorie de la filtration abordée en supposant que « collision sur des fibres individuelles » est synonyme de « capture », est bien fondée.

On suppose communément que le "sort" des particules déposées dépend des forces d'adhésion agissant entre une particule et une fibre et des forces aérodynamiques agissant sur les particules déposées. En fait, les expériences citées précédemment montrent que les particules 1-3  $\mu\text{m}$  sont peu susceptibles d'être délogées si le filtre est propre.

Des expériences visant à étudier l'adhésion de particules sur un filtre ont également été menées par Walkenhorst (1972) qui a réalisé des essais avec un filtre multi-couches. Il en déduit un certain nombre de résultats:

- les particules de diamètre inférieur à 0,50  $\mu\text{m}$  adhèrent très bien lors de la collision avec les fibres du filtre et ne sont pas redécollées par les forces aérodynamiques même à des valeurs élevées de la vitesse.

- les particules de taille supérieure à 0,5  $\mu\text{m}$  peuvent rebondir ou se redécoller. Cependant lorsque la vitesse de l'air augmente, cet effet est moindre à cause de l'augmentation du phénomène inertiel.

- l'adhésion des particules augmente avec la vitesse de collision ainsi que le dépôt inertiel si bien que l'efficacité du filtre peut augmenter avec une vitesse croissante même si la traînée aérodynamique sur les particules déposées augmente aussi.

- les particules peuvent nécessiter plusieurs collisions successives avec les fibres avant de perdre assez d'énergie pour rester attachées lors de la dernière collision.

- l'adhésion de particules solides n'est pas sensible à la nature de la particule mais aux charges électriques qui améliorent considérablement l'efficacité.

### II.2. Expression de l'efficacité ou rendement $E$ d'un filtre.

L'efficacité d'un filtre d'épaisseur  $Z$  peut s'exprimer en fonction de l'efficacité totale des fibres individuelles par le biais d'un bilan de matière sur une tranche de filtre d'épaisseur  $dZ$  comme indiqué sur le schéma de la figure 11.

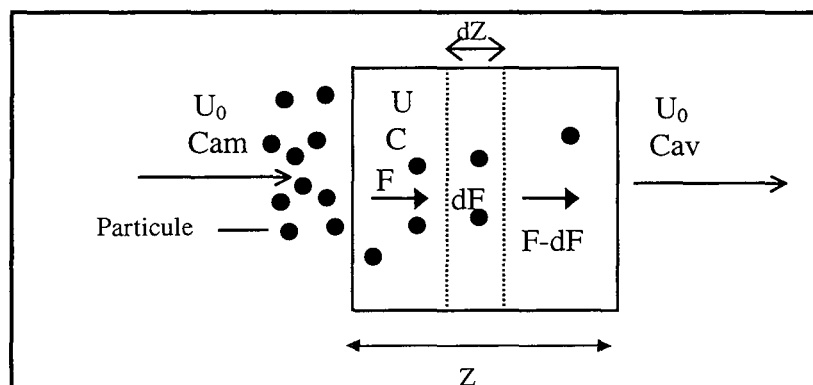


Figure 11: Vue d'ensemble du filtre découpé en tranches d'épaisseur  $dZ$ .

Soit  $S \cdot dz$  un volume élémentaire du filtre et  $\eta$  l'efficacité totale des fibres en supposant que toutes les fibres aient la même efficacité. Considérons  $F$  le flux de particules entrant dans la tranche de filtre et  $dF$  le flux de particules retenues dans la tranche de filtre.  $C$  est la concentration en particules,  $S$  la section droite du filtre,  $A$  l'aire projetée de l'ensemble des fibres,  $U$  la vitesse interstitielle dans le filtre et  $\ell$  la longueur totale des fibres dans la tranche de volume considérée.

On a  $F = U_0 C S$  et  $dF = -U C A \eta$

or on peut exprimer  $A$  et  $S$  de la façon suivante:

Le volume élémentaire des fibres est :  $dV_{\text{fib}} = \alpha S dz = \pi d_f^2 \ell / 4$   
et  $A = d_f \ell$

La vitesse interstitielle  $U$  dans le filtre est reliée à la vitesse  $U_0$  par  $U = U_0 / (1 - \alpha)$

En faisant le rapport des deux quantités  $dF$  et  $F$ , on obtient l'équation :

$\frac{-dF}{F} = \frac{4 \alpha \eta dz}{(1 - \alpha) \pi d_f}$  qui donne en intégrant sur toute l'épaisseur du filtre:

$$E = 1 - \exp\left[\frac{-4 \alpha Z \eta}{\pi(1 - \alpha) d_f}\right] \quad (1)$$

### III- Etude bibliographique de la perte de charge d'un filtre vierge.

#### III.1. Régime laminaire ( $Re_f < 1$ )

▪ La forme générale est issue de la loi de Darcy reliant la perte de charge à la vitesse de filtration :

$$\Delta P = \mu_g U_0 Z [f(\alpha)/r_f^2] = \frac{\mu_g U_0 Z}{K_p}$$

$r_f$  : rayon de la fibre

$\alpha$  : compacité des fibres

$f(\alpha)$  : fonction de la compacité

$Z$  : épaisseur du filtre

$K_p$  : perméabilité du filtre.

$f(\alpha)$  est souvent calculée à partir de la force de traînée  $F_T$  représentant la force par unité de longueur agissant sur une fibre placée dans un fluide en mouvement.

Elle s'écrit  $f(\alpha) = \frac{F_T^* \alpha}{\pi}$  ou  $F_T^*$  est la force de traînée adimensionnelle ( $F_T^* = \frac{F_T}{\mu_g U_0}$ )

Dans la littérature, on rencontre généralement comme expression de  $F_T^*$  :  $F_T^* = \frac{4\pi}{H}$  où  $H$  est un facteur hydrodynamique.

Différents modèles pour l'écoulement autour de fibres proposent une expression différente de la fonction  $f(\alpha)$ . Le tableau 11 récapitule les différentes expressions de  $f(\alpha)$ .

Auteur	Année	Expression de $f(\alpha)$	Remarques
Davies	1973	$f(\alpha) = 16 \alpha^{3/2} (1+56\alpha^3)$	$56\alpha^3$ souvent négligé pour de faibles valeurs de la compacité. $0,006 < \alpha < 0,3$
Happel	1959	$f(\alpha) = \frac{8\alpha}{-\ln \alpha - \frac{(1-\alpha^2)}{1+\alpha^2}}$	
Kuwabara	1959	$f(\alpha) = \frac{8\alpha}{-\ln \alpha + 2\alpha - \frac{\alpha^2}{2} - \frac{3}{2}}$	
Fuchs et Stechkina	1966	$f(\alpha) = \frac{8\alpha}{-\ln \alpha - \frac{3}{2}}$	Approximation de l'expression précédente $\alpha < 0,223$
Henry et Ariman	1983	$f(\alpha) = 2,446\alpha + 38,16 \alpha^2 + 138,9 \alpha^3$	

Tableau 11: les différentes expressions de  $f(\alpha)$

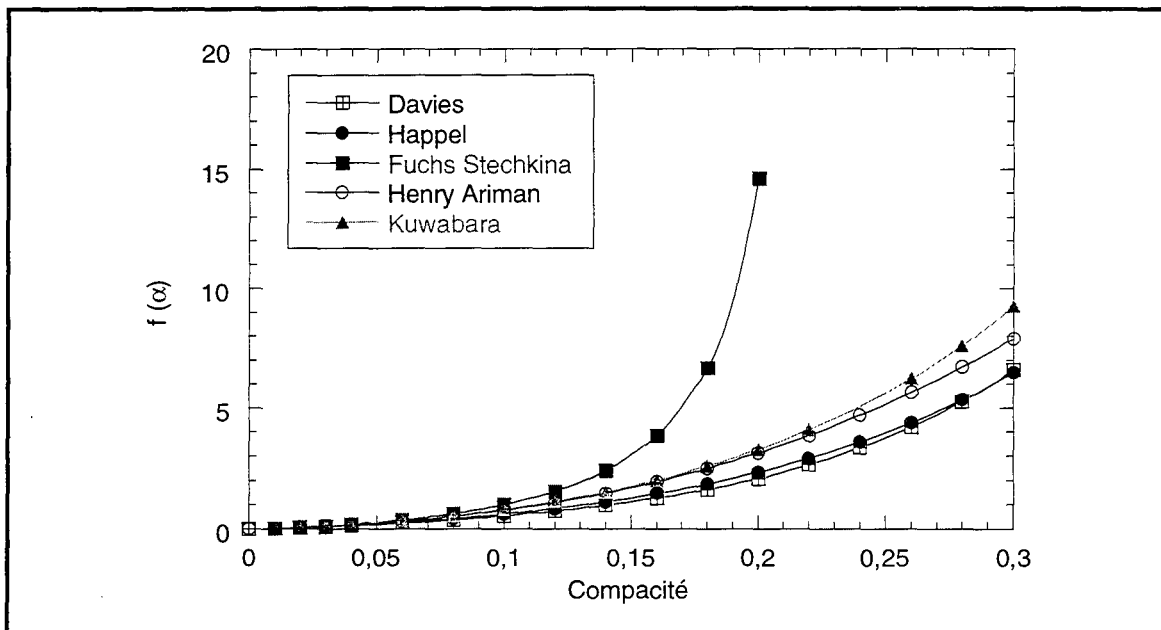


Figure 12 : Comparaison des différentes expressions de la résistance

Nous avons tracé sur une même courbe les différentes expressions  $f(\alpha)$  en fonction de la compacité comme le montre la figure 12. Nous constatons un relativement bon accord pour des faibles valeurs de la compacité pour des valeurs inférieures à 0,1. Pour une compacité supérieure, les résultats sont légèrement plus dispersés. Exceptée l'expression de Fuchs Stechkina qui n'est finalement une bonne approximation de l'expression de Kuwabara que pour des valeurs de compacité inférieure à 0,1, l'ensemble des valeurs de  $f(\alpha)$  restent assez proches.

Il est difficile de choisir l'expression qui est la plus proche de la réalité : nous retiendrons pour la suite de ce travail celle de Davies car c'est la relation généralement employée en filtration de l'air.

Désormais, nous appellerons la loi de Davies, la relation suivante exprimant la perte de charge d'un fluide de viscosité  $\mu_g$  et de vitesse  $U_0$  à travers un filtre d'épaisseur  $Z$ , de compacité  $\alpha$ , constitué de fibres de rayon  $r_f$  :

$$\Delta P = 16 \mu_g U_0 Z \frac{\alpha^{3/2} (1 + 56\alpha^3)}{r_f^2} \quad \text{Loi de Davies} \quad (2)$$

▪ La perte de charge peut également être estimée par la loi de Kozeny :

$$\Delta P = h_k \frac{a_g^2 (1 - \varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \mu_g U_0 Z \quad \text{Loi de Kozeny} \quad (3)$$

$h_k$  : constante de Kozeny, voisine de 5 selon Kozeny pour des particules isométriques

$\varepsilon$  : porosité du filtre soit  $\varepsilon = (1 - \alpha)$

$a_g$  : surface spécifique des fibres

Cette loi est peu utilisée en filtration de l'air.

### III.2. Régime intermédiaire et turbulent ( $Re_f > 1$ )

Lorsque le régime d'écoulement n'est plus laminaire, on peut utiliser la loi de Ergun qui ajoute un second terme à la loi de Kozeny précédemment décrite.

$$\frac{\Delta P}{Z} = h_k \frac{a_g^2 (1 - \varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \mu_g U_0 + h_B \frac{a_g (1 - \varepsilon)}{\varepsilon^2} \mu_g U_0^2 \quad (4)$$

$h_B$  : constante de Burke-Plummer

Remarque : Dans la suite de ce travail, nous ne considérerons désormais que les équations de Davies et Kozeny, étant donné que les conditions opératoires en filtration des gaz correspondent au régime laminaire.

**Bibliographie :**

- Allen, A.F., Raabe O.G.** (1982) Reevaluation of Millikan's Oil Drop Data for the Motion of Small Particles in Air. *Journal of Aerosol Science* **6**, 537-547
- Boulaud, D.** (1988) Les paramètres physiques qui caractérisent la particule d'aérosol : leur calcul et les applications en mécanique des aérosols, FILTRA 88, Paris, 136-152
- Brown, R. C.** (1993) Theory of airflow through filters modelled as arrays of parallel fibres. *Chemical Engineering Science* **48**, 3535-3543.
- Buckley, R.L., Loyalka, S.K.** (1989) Cunningham Correction Factor and Accomodation Coefficients : Interpretation of Millikan's data. *Journal of Aerosol Science* **20/3**, 347-349
- Davies, C. N.** (1973) *Air filtration*, Academic Press London, New-York.
- Friedlander, S.K.** (1967) Biochemical and biological engineering, ed. N. Blakenbrough, Academic Press, London
- Fuchs, N. A., Stechkina, I. B.** (1963) A note on the theory of fibrous aerosol filters. *Annals of Occupational Hygiene* **6**, 27.
- Gentry, J.W., Choudhary, K.R.** (1977) A model for particle collection with potential flow between two parallel cylinders. *Canadian Journal of Chemical Engineering* **55**, 403-407.
- Gougeon, R.** (1994) Filtration des aérosols liquides par des filtres à fibres en régime d'interception et d'inertie, *Thèse Université de Paris XII*.
- Happel, J.** (1959) Viscous flow in arrays of cylinders. *American International Chemical Engineering Journal* **5**, 174-177.
- Henry, F. S., Ariman, T.** (1983) An evaluation of the Kuwabara Model. *Particulate Science and Technology* **1**, 1-20.
- Hidy, G.M.** (1984) *Aerosols. An industrial and Environmental Science*. Academic Press
- Ilias, S., Douglas, P. L.** (1989) Inertial impaction of aerosol particles on cylinders at intermediate and high Reynolds numbers. *Chemical Engineering Science* **44**, 81-99.
- Jordan, D.W.** (1954) The adhesion of dust particles. *British Journal of Applied Physics*. Suppl. **3**, 194-198.
- Kasper, G., Preining, O., Matteson, M.J.** (1978) Penetration of a multistage diffusion battery at various temperatures. *Journal of Aerosol Science* **8**, 331-338.
- Kirsch, A. A., Stechkina, I. B.** (1977) Inertial deposition of aerosol particles in model filters at low Reynolds numbers. *Journal of Aerosol Science* **8**, 301-307.



**Kirsch, A. A., Stechkina, I. B.** (1978) Fundamentals of aerosol Science, Wiley, New-York Ch 4

**Kirsch, A. A., Fuchs, N.A** (1966) The fluid flow in a system of parallel cylinders perpendicular to the flow direction at small Reynolds numbers. *Journal of the Physical Society of Japan* **22**, 1251-1255.

**Kuwabara, S.** (1959) The forces experienced by randomly distributed parallel circular cylinders or spheres in a viscous flow at small Reynolds Numbers. *Journal of the Physical Society of Japan* **14**, 527-532.

**Lamb, H.** (1932). *Hydrodynamics*, Cambridge University Press, London.

**Landhal H., Hermann K.** (1949) Sampling of liquid aerosols by wires, cylinders and slides and the efficiency of impaction of droplets. *Journal of Colloidal Science*, **4**, 103

**Langmuir, I.** (1942) Report on Smokes and Filters. *Section I. U.S. Office of Scientific Research and Development*, **865**, part IV.

**Lajos, T.** (1985) The effect of inhomogeneity on flow in fibrous filters. *Staub Reinhaltung der Luft* **45**, 19-22.

**Löffler, F.** (1968) Über die Haftung von Staubteilchen an Faser- und Teilchenoberflächen. *Staub-Reinhaltung der Luft* **28**, 456-2462.

**Lee, K. W., Liu, B. Y. H.** (1982) Theoretical study of filtration by fibrous filters. *Aerosol Science and Technology* **1**, 147-161.

**Liu, B. Y. H., Rubow, K. L.** (1990) Efficiency, pressure drop and figure of merit of High efficiency fibrous and membrabe filter media. *5th World Filtration Congress*, Nice, France.

**Midoux, N.** (1985) *Mécanique et Rhéologie des fluides en génie chimique*, Technique et Documentation - Lavoisier, Paris

**Midoux, N.** (1995) *Les écoulements diphasiques*, Cours ENSIC, 2e année.

**Miecret, G., Gustavsson, J.** (1989) Mathematic expression of HEPA and ULPA filters efficiency experimental verification - Practical alliance to new efficiency test methods. *Contaminexpert*, Versailles, France.

**Millikan, R.A.** (1923) Coefficientss of Slip in Gases and the Law of Reflection of Molecules from the Surfaces of Solids and Liquids. *Physical Revue* **21**, 217-238

**Natanson, G. L.** (1957) Diffusion deposition of aerosol particles flowing past a cylinder. *Dokl. Akad. Nauk. USSR* **112**, 100-103

**Natanson, G. L.** (1987) *Filtration, principles and practices*, Marcel Dekker, New-York.

**Nagel, F., Buggisch, H.** (1996) Low Reynolds number flow fields in imperfect fibre arrangements. *Powder Technology* **86**, 7-20.

**Payet, S., Boulaud, D., Madelaine, G., Renoux, A.** (1992) Penetration and pressure drop of a HEPA filter during loading with submicron liquid particles. *Journal of Aerosol Science* **7**, 723-735

**Pénicot, P., Thomas, D., Contal, P., Leclerc, D.** (1996) Comparison of different models for predicting collection efficiency of fibres during filtration of aerosols and confrontation with experimental values. *International Symposium of Filtration and Separation of Fine Dust*, Vienne, Autriche, 81-89

**Pich, J.** (1966) Theory of aerosol filtration by fibrous and membrane filters, in *Aerosol Science*, Academic Press, London and New-York, 223-285

**Pich, J.** (1977) Gas filtration theory, *Filtration-Principles and Practices*, (Orr. C. ed.) Part I, Marcel Dekker, New-York

**Rader, D.J.** (1990) Momentum Slip Correction Factor for Small Particles in Nine Common Gases. *Journal of Aerosol Science* **21/2**, 161-168

**Ramarao, B.V., Tien, C.** (1989) On the extension of mass transfer j-factor correlation to the collection efficiency of fibrous filters. *Aerosol Science and technology* **11**, 58-64

**Ramarao, B.V., Tien, C., Mohan, S.** (1994) Calculation of single fiber efficiency for interception and impaction with superposed brownian motion. *Journal of Aerosol Science* **25**, 295-313.

**Rao, N., Faghri, M.** (1988) Computer modelling of aerosol filtration by fibrous filters. *Aerosol Science and Technology* **8**, 133-156.

**Renoux, A., Boulaud, D.** (1998) Les aérosols, Physique et Métrologie, Technique et Documentation - Lavoisier, Paris, 49-54

**Sangani, Acrivos** (1982) Slow flow past periodic arrays of cylinders with applications to heat transfer. *International Journal Multiphase Flow* **8**, 193-206

**Spielman, L., Goren, S. L.** (1968) Model for predicting pressure drop and filtration efficiency in fibrous media. *Environmental Science and Technology* **2**, 279-287.

**Stechkina, I. B., Fuchs, N. A.** (1966) *Annals of Occupational Hygiene* **9**, 59

**Stechkina, I. B., Kirsh, A. A., Fuchs, N. A.** (1969) Investigations of fibrous filters for aerosols calculation of aerosol deposition in model filters in the region of maximum particle breakthrough. *Colloid Journal of the USSR* **31**, 97-101.

**Suneja, S. K., Lee, C. H.** (1974) Aerosol filtration by fibrous filters at intermediate Reynolds Numbers (<100) *Atmospheric Environment* **8**, 1081-1094.

**Schweers E., Umhauer H., Löffler F.** (1994) Experimental investigations of particle collection on single fibres of different configurations Particle and Particle system characterization II, 275-283

**Walkenhorst, W.** (1972) Über den Einfluss der Haftkraft auf den Abscheidegrad von Staubfiltern. *Staub-Reinhaltung der Luft* **32**, 259-263.

**Yeh, H.C., Liu, B.Y.H** (1974) Aerosol filtration by fibrous filters- II. Experimental. *Journal of Aerosol Science*, **5**, 205-217

**Chapitre II**  
**Etude de la caractérisation des filtres**





Comme nous l'avons vu dans le chapitre I, la connaissance des caractéristiques du filtre (épaisseur, compacité, diamètre de fibres) est d'un intérêt majeur car les résultats expérimentaux de la performance du filtre et la modélisation qui en est faite y est étroitement liée. Citons la loi de Davies qui relie la perte de charge du filtre à l'épaisseur, la compacité et le diamètre des fibres du filtre.

### **I. Présentation des différents filtres utilisés.**

Nous avons cherché à caractériser plusieurs types de filtres, tous constitués de fibres de verre et d'efficacité variée : filtres THE et filtres moyenne efficacité.

Le tableau suivant présente l'ensemble des filtres, leur dénomination, leur provenance et leur caractère THE ou non.

Dénomination	Fabricant	Efficacité
A320	Bernard DUMAS	Moyenne efficacité
B346	Bernard DUMAS	Moyenne efficacité
B356	Bernard DUMAS	Moyenne efficacité
D309	Bernard DUMAS	THE
D350	Bernard DUMAS	THE
D38	Prolabo	Moyenne efficacité
Whatman	Whatman	THE
Donaldson	Donaldson	Moyenne efficacité

Tableau I.1 : Présentation des filtres étudiés.

### **II. Grandeurs caractéristiques courantes.**

#### **II.1. Epaisseur des filtres.**

Une des caractéristiques importantes du filtre est son épaisseur. En effet, comme nous le verrons plus loin (chapitre III), la filtration peut prendre naissance à l'intérieur des media fibreux .

Nous avons testé différentes méthodes afin de valider les valeurs des épaisseurs fournies par le fabricant. Ainsi, nous avons utilisé :

- un micromètre (mesure manuelle de l'épaisseur)
- des microscopes : microscope optique (MO) et microscope électronique à balayage (MEB)

Le micromètre est un appareil constitué de deux petits disques (surface voisine de 1 cm<sup>2</sup>) qui se placent de part et d'autre du filtre et viennent pincer le filtre : l'écart entre les disques est déterminé par simple lecture sur l'appareil.

Les deux autres méthodes utilisées consistent à observer le filtre sur sa tranche. Celle-ci ainsi grossie peut être mesurée de façon plus précise. La figure 1 montre la tranche d'un filtre grossie au MEB.

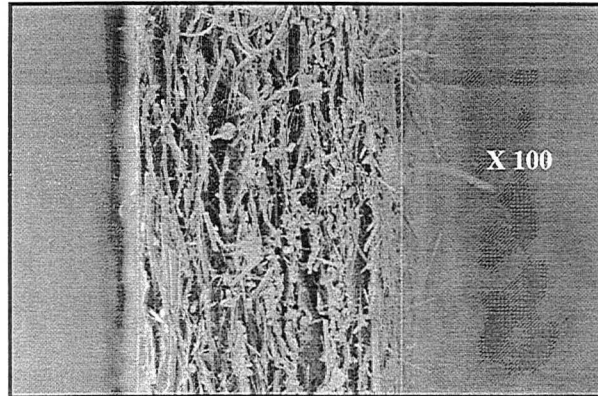


Figure 1 : Tranche d'un filtre observée au MEB.

Les résultats obtenus ont été confrontés aux valeurs données par le fabricant. La figure 2 illustre cette comparaison dans le cas de quatre filtres. Le cas des autres filtres n'est pas traité car les valeurs du fabricant ne nous sont pas connues.

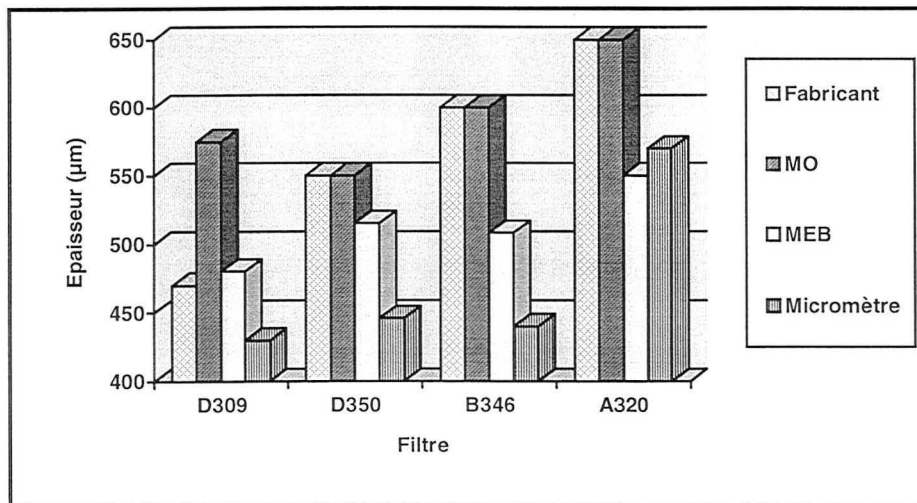


Figure 2 : Comparaison des différentes méthodes de mesure de l'épaisseur des filtres.

Cette confrontation semble nous montrer que le micromètre ne soit pas une méthode adéquate pour mesurer l'épaisseur du filtre. En effet, on obtient des valeurs qui sous-estiment toujours l'épaisseur par rapport à celle fournie par le fabricant. Ceci s'explique par le fait que ce système de mesure « écrase » le filtre, minimisant ainsi son épaisseur. Ce type d'appareil est surtout préconisé pour évaluer l'épaisseur de matériaux rigides.

Les valeurs fournies par les observations aux microscopes sont assez satisfaisantes. En faisant l'hypothèse que les valeurs fournies par le fabricant sont les plus proches de la réalité, nous garderons les valeurs fournies par le microscope optique qui sont les plus proches de celles précisées par le constructeur.

Le tableau 2 regroupe l'ensemble des résultats pour tous les filtres, nous y avons fait figurer la valeur fournie par le fabricant lorsqu'elle nous était connue et la valeur obtenue par le microscope optique.

Notons que les incertitudes dues à la mesure par microscopie optique sont généralement comprises dans la plage donnée par le fabricant.

Filtre	Valeur fabricant	Microscope optique
D309	470 ± 30	575 ± 50
D350	550 ± 35	550 ± 50
B346	600 ± 100	600 ± 50
A320	650 ± 50	650 ± 50
B356	600 ± 100	550 ± 50
D38	Non connue	1015 ± 100
Whatman	Non connue	540 ± 25
Donaldson	Non connue	345 ± 20

Tableau 2 : Valeurs des épaisseurs (µm) mesurées et leur incertitude

## II.2. Compacité des filtres.

### ▪ Principe de la méthode de détermination de $\alpha$ .

Rappelons que la compacité d'un filtre  $\alpha$  est définie comme le rapport du volume des fibres

( $V_{\text{fib}}$ ) sur le volume du filtre ( $V_{\text{filtre}}$ ) :  $\alpha = \frac{V_{\text{fib}}}{V_{\text{filtre}}}$

$V_{\text{fib}} = m_{\text{fib}} / \rho_{\text{fib}}$  où  $\rho_{\text{fib}}$  est la masse volumique des fibres et  $m_{\text{fib}}$  la masse de fibres

$V_{\text{filtre}} = S \times Z$  où  $S$  est la surface du filtre

Ainsi, on obtient  $\alpha = \frac{m_{\text{fib}}}{\rho_{\text{fib}} S Z} = \frac{G}{\rho_{\text{fib}} Z}$  où  $G$  est le grammage du filtre.

Les filtres étant tous constitués de fibres de verre, nous prendrons  $\rho_{\text{fib}} = 2500 \text{ kg/m}^3$ .

Il suffit de déterminer  $G$  pour chacun des filtres étudiés.

### ▪ Mesure du grammage.

Nous avons mesuré simplement le grammage de nos filtres en pesant des échantillons de surface bien définie. Nous avons ainsi pu valider les valeurs de  $G$  données par le fabricant (voir tableau 3).

Filtre	Valeur fabricant ( $\text{g/m}^2$ )	Mesure ( $\text{g/m}^2$ )
D309	75 ± 5	80 ± 2
D350	80 ± 5	81 ± 2
B346	70 ± 5	73 ± 2
A320	70 ± 5	74 ± 2
B356	70 ± 5	68 ± 2
D38	95 ± 5	102 ± 2
Whatman	Non connue	75 ± 2
Donaldson	Non connue	133 ± 2

Tableau 3 : Valeurs du grammage des filtres.

On trouve un bon accord entre les valeurs mesurées et celles fournies par le fabricant.



### ▪ Compacité des filtres.

Les valeurs des compacités des filtres sont regroupées dans le tableau 4.

Filtre	Compacité
D309	0,056 ± 0,006
D350	0,059 ± 0,007
B346	0,052 ± 0,006
A320	0,048 ± 0,007
B356	0,049 ± 0,006
D38	0,040 ± 0,005
Whatman	0,056 ± 0,004
Donaldson	0,154 ± 0,012

Tableau 4 : Valeurs des compacités des filtres.

## III. Diamètre des fibres

### III.1 Détermination par analyse d'images.

Nous avons observé des échantillons de chacun des filtres au microscope électronique à balayage. Chacun d'entre eux est constitué d'un enchevêtrement de fibres dont la taille n'est pas monodispersée. Il s'avère donc nécessaire pour étudier ces filtres de mettre au point une méthode permettant d'avoir accès à la distribution de taille des fibres.

L'utilisation d'un logiciel de traitement d'images nous a permis de mesurer le diamètre des fibres (à partir des photographies au microscope de nos filtres). Afin d'avoir le maximum de précision sur la vraie structure du filtre, un traitement statistique sur une centaine d'acquisitions d'images a été réalisé. Il nous a alors suffi de classer par intervalles les diamètres mesurés et obtenir ainsi la distribution de taille de fibres.

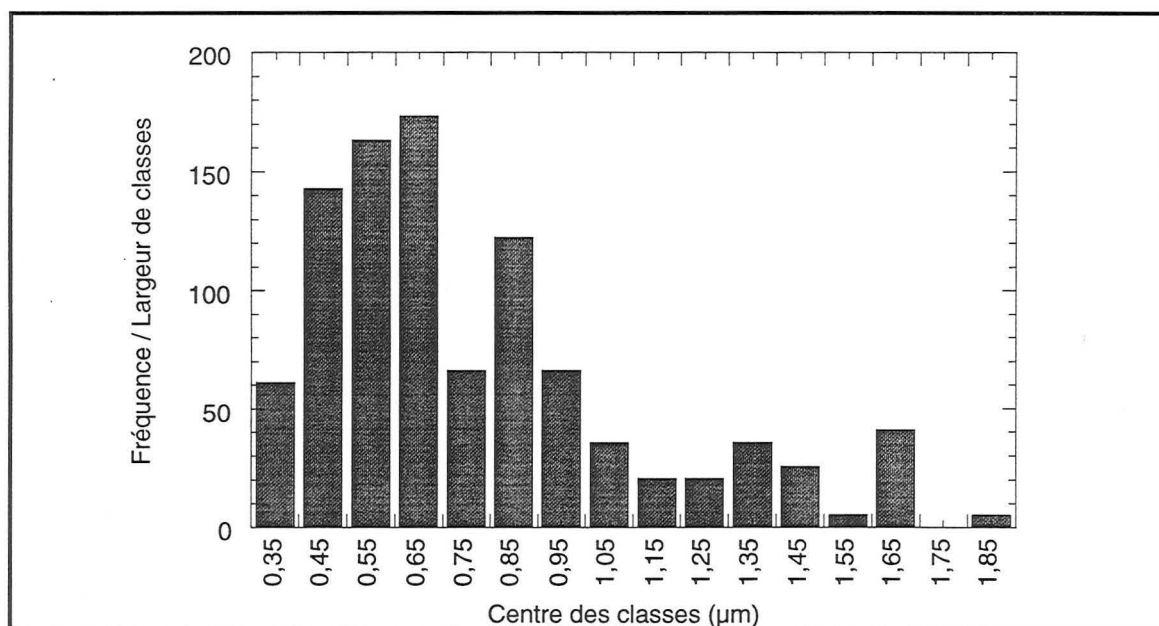


Figure 3 : Distribution de taille des fibres du filtre D309.

La figure 3 est un exemple de distribution obtenue dans le cas du filtre D309. Les autres distributions se trouvent en annexe 1 du chapitre II.

En traçant sur du papier log-normal <sup>(1)</sup> la fréquence cumulée en fonction de la taille des particules (centre des classes), on obtient pour la plupart des filtres une droite ce qui semble indiquer que la distribution de tailles des fibres suit la loi log-normale. De ces droites, on en déduit le diamètre  $d_{50}$  ainsi que la valeur de l'écart-type géométrique  $\sigma_G$ .  $d_{50}$  correspond au diamètre des fibres tel que 50% d'entre elles ont une taille inférieure à  $d_{50}$ .  $\sigma_G$  se calcule par le rapport  $d_{84}/d_{50}$  où  $d_{84}$  est le diamètre correspondant à la fréquence cumulée de 84 %.

La figure 4 est un exemple de la droite obtenue sur du papier log-normal dans le cas du filtre D309. Les autres figurent en annexe 1 du chapitre II.

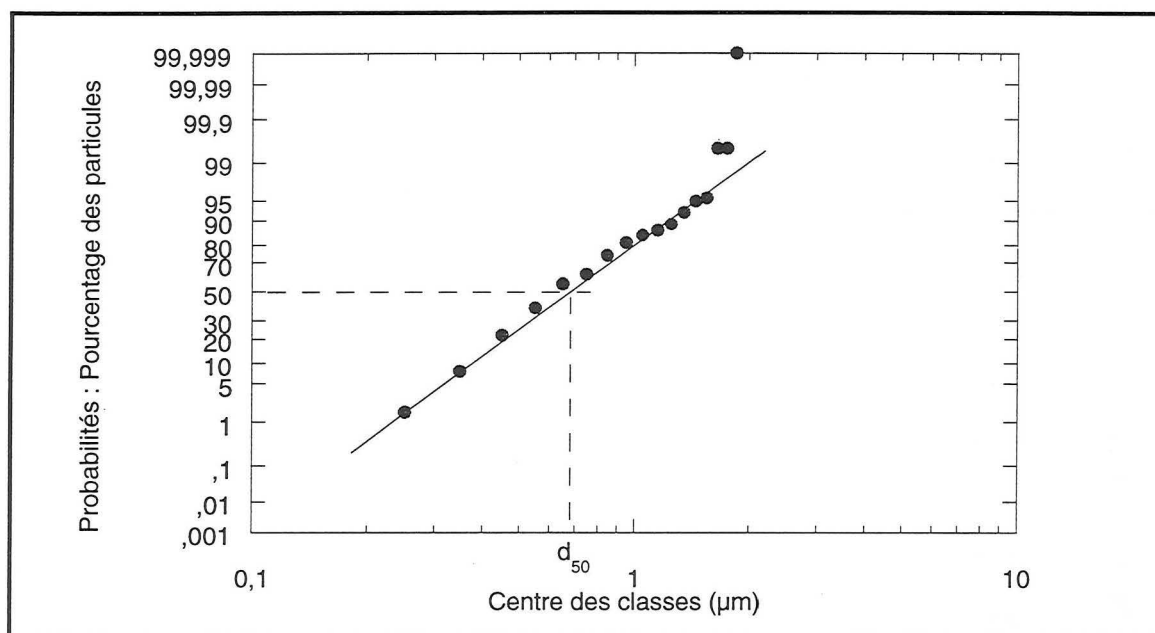


Figure 4 : Suivi de la loi log-normale et détermination du  $d_{50}$  de la distribution de taille des fibres du filtre D309.

Dans le tableau 5 sont résumées quelques grandeurs caractéristiques des distributions: la taille moyenne arithmétique  $d_{moy}$ , l'écart type  $\sigma_G$ , le diamètre  $d_{50}$ , le diamètre le plus fréquemment rencontré  $d_{mod}$  et les valeurs maximales et minimales.

Filtre	$d_{moy}$ ( $\mu\text{m}$ ) arithmétique	Ecart-type	$d_{50}$ ( $\mu\text{m}$ )	Ecart-type $\sigma_G$	$d_{mod}$	$d_{min}/d_{max}$
D309	0,86	0,61	0,7	1,44	$0,65 \pm 0,05$	0,23 / 4,96
D350	0,88	0,48	0,76	1,50	$0,55 \pm 0,04$	0,28 / 4,63
B346	1,42	1,00	1,15	1,52	$0,70 \pm 0,07$	0,40 / 8,15
A320	5,4	2,1	4,9	1,68	$4,5 \pm 0,3$	1,6 / 10,9
B356	2,7	1,3	2,4	1,45	$1,7 \pm 0,2$	0,9 / 12,3
D38	1,56	1,34	1,2	2,17	$0,66 \pm 0,06$	0,19 / 7,91
Whatman	0,36	0,19	0,33	1,63	$0,29 \pm 0,01$	0,10 / 1,09
Donaldson <sup>(2)</sup> distribution 1	0,20	0,05	0,20	1,25	$0,19 \pm 0,01$	0,05 / 0,31
distribution 2	12,6	5,04	10	1,4	$10,9 \pm 0,8$	4,79 / 34,54

Tableau 5 : Diamètre des fibres obtenu par analyse d'image.

(1) : Nous appelons papier log-normal, le papier graphique qui représente la fonction intégrale  $F(d_f)$  en fonction du diamètre des fibres  $d_f$  où  $F(d_f)$  est telle que :

$$\frac{F(d_f)}{d_f} = \frac{1}{\ln(\sigma_G)\sqrt{2\pi}d_f} \exp\left[-\frac{[\ln d_f - \ln d_{50}]^2}{2(\ln \sigma_G)^2}\right]$$

(2) : Notons que le filtre Donaldson se caractérise par deux populations de taille de fibres que nous décrivons séparément.

### III.2 Détermination par loi de Davies.

Nous avons fait circuler de l'air à travers chacun des filtres vierges puis nous avons mesuré la perte de charge en fonction de la vitesse frontale de l'air  $U_0$ . On observe dans tous les cas une augmentation linéaire de la perte de charge en fonction de la vitesse qu'on modélise très bien par une fonction du type  $\Delta P = K U_0$  où  $K$  une constante en Pa.s / m .

La figure 5 est un exemple de la droite obtenue dans le cas particulier du filtre D309. Les droites relatives aux autres filtres se trouvent en annexe 2 du chapitre II.

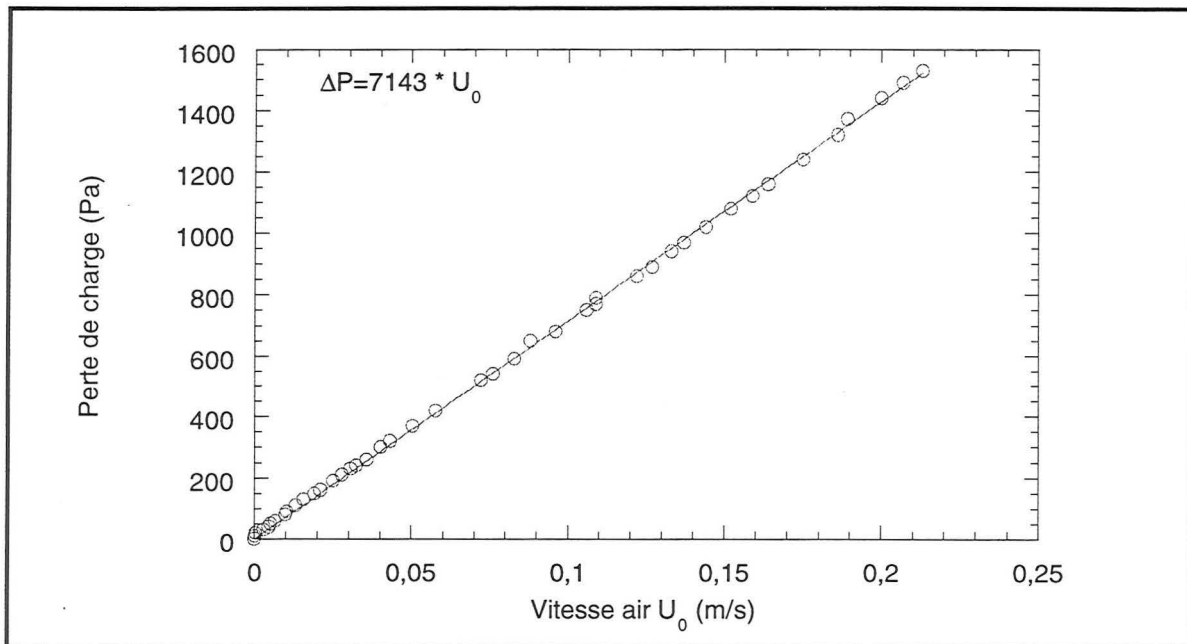


Figure 5 : Evolution de la perte de charge du filtre D309 vierge en fonction de la vitesse de l'air.

Les valeurs des pentes nous permettent de calculer un diamètre moyen de fibres grâce à la relation issue de la loi de Darcy :

$$\Delta P = \mu_g U_0 Z \frac{f(\alpha)}{r_f^2}$$

Comme nous l'avons vu, différentes expressions de  $f(\alpha)$  existent ( Davies, Happel, Kuwabara, Henry). Même si celle de Davies est la plus utilisée, nous calculons à titre indicatif les différents diamètres issus des autres approches :  $d_{\text{Davies}}$ ,  $d_{\text{Happel}}$ ,  $d_{\text{Kuwabara}}$  et  $d_{\text{Henry}}$ . Nous n'avons pas tenu compte de l'approximation faite par Fuchs et Stechkina de l'expression de Kuwabara.

Ainsi, dans le cas de Davies, en remplaçant  $f(\alpha)$  par  $16 \alpha^{3/2} (1+56\alpha^3)$ , on obtient :

$$d_{\text{Davies}} = 2 \sqrt{\frac{16\mu_g Z \alpha^{3/2} (1+56\alpha^3)}{K}}$$

Le tableau 6 regroupe l'ensemble des résultats pour tous les filtres étudiés.

Filtre	$d_{\text{Davies}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$d_{\text{Happel}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$d_{\text{Kuwabara}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$d_{\text{Henry}}$ ( $\mu\text{m}$ )
D309	$1,12 \pm 0,11$	$1,18 \pm 0,12$	$1,32 \pm 0,14$	$1,28 \pm 0,14$
D350	$1,01 \pm 0,13$	$1,07 \pm 0,13$	$1,25 \pm 0,18$	$1,16 \pm 0,16$
B346	$2,85 \pm 0,37$	$3,00 \pm 0,33$	$3,48 \pm 0,41$	$3,26 \pm 0,37$
A320	$5,59 \pm 0,68$	$5,80 \pm 0,95$	$6,65 \pm 1,21$	$6,27 \pm 1,06$
B356	$3,34 \pm 0,35$	$3,52 \pm 0,36$	$4,06 \pm 0,45$	$3,91 \pm 0,41$
D38	$1,76 \pm 0,24$	$1,86 \pm 0,25$	$2,12 \pm 0,30$	$2,01 \pm 0,27$
Whatman	$0,46 \pm 0,03$	$0,48 \pm 0,04$	$0,57 \pm 0,04$	$0,53 \pm 0,04$
Donaldson	$3,68 \pm 0,37$	$3,96 \pm 0,40$	$6,22 \pm 1,04$	$4,56 \pm 0,47$

Tableau 6 : Valeurs des diamètres de fibres selon les équations de Davies, Happel, Kuwabara et Henry.

On constate que dans tous les cas, c'est la relation de Davies qui donne les plus faibles valeurs de diamètre avec une incertitude minimale. Celle-ci est calculée à partir de l'incertitude sur la valeur de la compacité. La relation de Kuwabara donne les valeurs les plus élevées mais avec une plus grande erreur. L'écart entre ces deux valeurs extrêmes est environ de 20 %.

Les autres relations donnent un résultat tel que :  $d_{\text{Davies}} < d_{\text{Happel}} < d_{\text{Henry}} < d_{\text{Kuwabara}}$ .

### III.3 Confrontation des différentes approches.

Ainsi, nous avons décrit le diamètre des fibres constituant nos filtres selon deux approches :

- par observation au microscope électronique à balayage suivie d'analyse d'image
- par mesure de la perte de charge engendrée par circulation d'air à travers le filtre, les lois de la littérature nous permettant d'en déduire le diamètre des fibres.

Il nous semble intéressant de confronter ces deux approches : la première donnant une valeur du diamètre « réellement observé », la deuxième donnant une valeur théorique du diamètre.

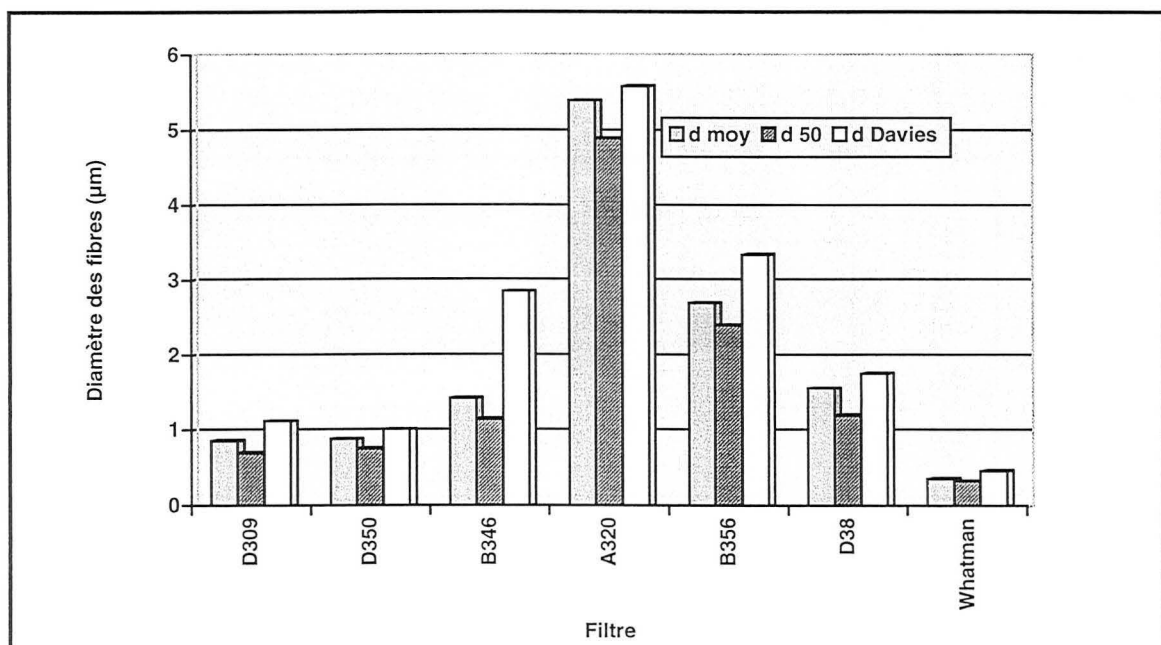


Figure 6 : Comparaison des différents diamètres mesurés et calculés.

Ainsi, la figure 6 montre la comparaison du diamètre arithmétique  $d_{\text{moy}}$ ,  $d_{50}$  et du diamètre de Davies.

On constate d'une manière générale un écart entre le diamètre de Davies et les valeurs fournies par l'analyse d'image. Nous n'avons pas fait figurer sur ce graphique le filtre Donaldson de distribution bimodale car la loi de Davies fournit un seul diamètre qui ne prend pas en compte les deux types de population. La comparaison n'est donc pas très significative.

Ainsi sauf pour le filtre A320 pour lequel la loi de Davies est en bon accord avec les autres valeurs, on note que  $d_{\text{Davies}}$  est environ 1,5 fois plus élevé que  $d_{\text{moy}}$ .

Notons que Gougeon (1995), avait également observé un écart de ce même ordre de grandeur pour les deux types de filtres étudiés : un filtre « Formette » et un filtre « Pall ». En effet, selon cette étude pour le filtre « Formette » :  $d_{\text{moy}} = 0,65 \mu\text{m}$  et  $d_{\text{Davies}} = 1,03 \mu\text{m}$ . De même, pour le filtre « Pall »,  $d_{\text{moy}} = 2,7 \mu\text{m}$  et  $d_{\text{Davies}} = 4,7 \mu\text{m}$ .

Ainsi, on peut en conclure que la loi de Davies ne permet pas de représenter le diamètre « réel » des fibres d'un filtre. Elle ne donne qu'une caractéristique supplémentaire du filtre : le diamètre de Davies :  $d_{\text{Davies}}$ .  $d_{\text{Davies}}$  est donc un diamètre aéraulique ou un diamètre fictif de fibre qui donne la même perte de charge que le filtre.

L'ensemble des résultats semble indiquer que  $d_{\text{Davies}} = 1,5$  fois  $d_{\text{moy}}$ . Avant de valider cette hypothèse, nous allons confronter la loi de Davies à d'autres résultats expérimentaux.

#### IV. Validation de la loi de Davies

##### IV.1 Présentation de l'étude expérimentale.

Les expériences permettant de tester la validité de la loi de Davies ont consisté à faire circuler de l'air à différentes vitesses à travers un lit de fibres dont on connaît la distribution de taille. La perte de charge engendrée lors de la circulation de l'air est mesurée expérimentalement et comparée à la loi de Davies. Ainsi, nous avons placé une masse  $m$  de ces fibres dans un porte-filtre constitué d'un cylindre creux, de longueur variable. Le lit de fibres est donc plus ou moins comprimé et la compacité du filtre ainsi formé, peut varier (voir figure 7).

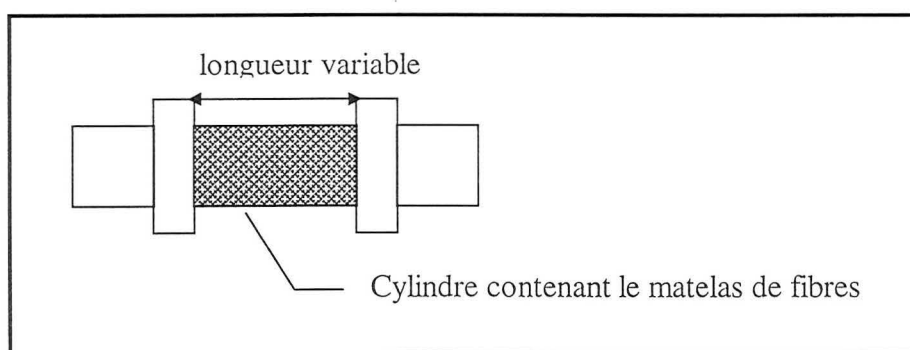


Figure 7 : Montage contenant le lit de fibres.

La compacité est calculée par :  $\alpha = m_{\text{fib}} / (\rho_{\text{fib}} \cdot S \cdot Z)$  où  $\rho_{\text{fib}}$  est la masse volumique des fibres. Nous avons à notre disposition deux types de fibres de verre fournies par la société Bernard Dumas. Selon la dénomination du fabricant, nous les nommerons: fibres fines et fibres grossières.

### IV.2 Etude descriptive des fibres de verre.

Notre technique a consisté à réaliser une centaine de photographies des observations au microscope électronique puis par la technique d'analyse d'images déjà citée, nous avons mesuré la distribution granulométrique des fibres.

▪ **Fibres grossières.**

La figure 8 représente la distribution de taille des fibres obtenue.

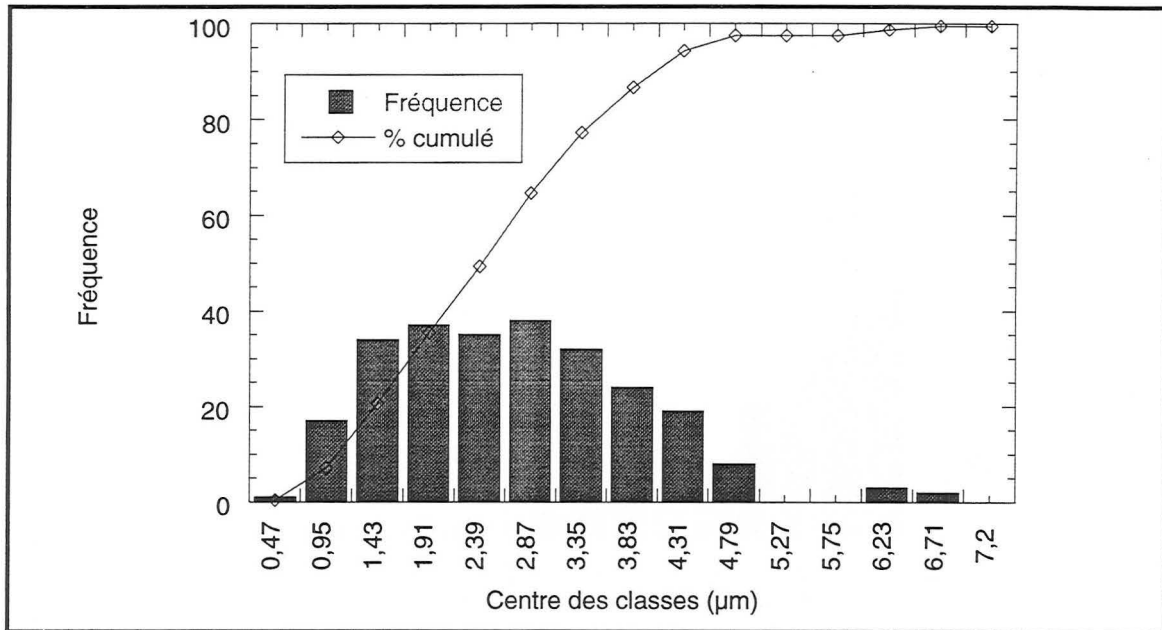


Figure 8 : Distribution de taille des fibres grossières.

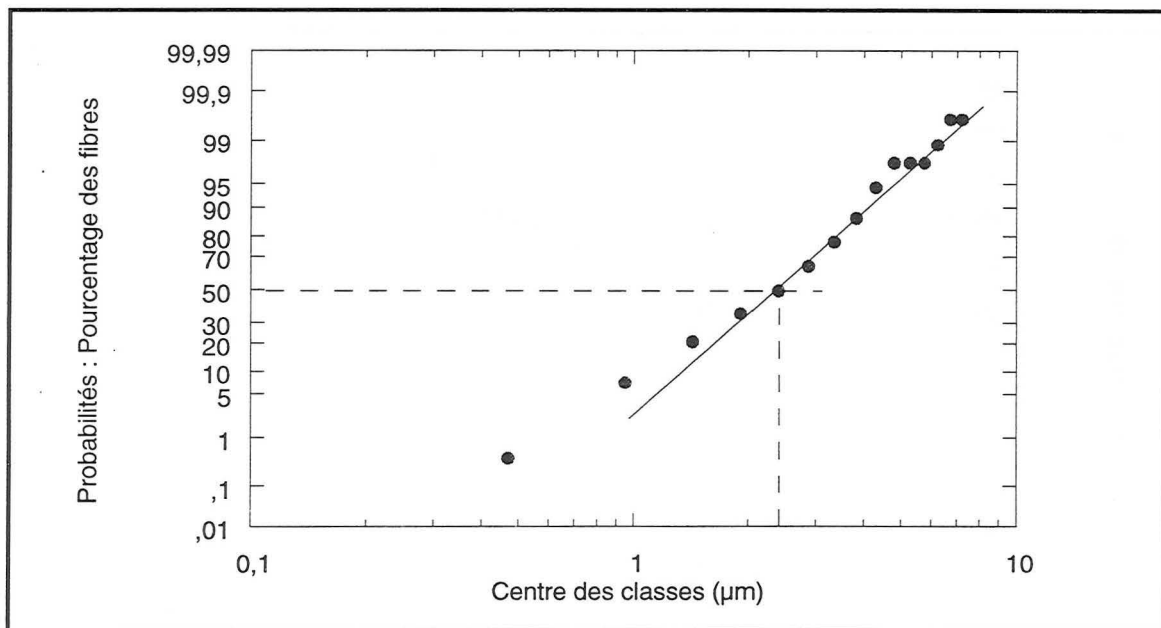


Figure 9 : Suivi de la loi log-normale et détermination du  $d_{50}$  de la distribution de taille des fibres grossières.

En traçant sur du papier log-normal la fréquence cumulée en fonction du centre des classes, on obtient une droite (voir figure 9) ce qui prouve que la distribution suit une loi log-normale.

Nous n'avons pas tenu compte des très faibles tailles de fibres car celles-ci sont difficiles à observer par l'analyse d'image, l'incertitude qui y est liée est plus importante que pour les tailles plus élevées. On en déduit le  $d_{50}$  et l'écart-type géométrique  $\sigma_G$ . L'ensemble de ces caractéristiques sont regroupées dans le tableau 7.

#### ▪ Fibres fines.

La figure 10 représente la distribution de taille des fibres obtenue.

En traçant sur du papier log-normal la fréquence cumulée en fonction du centre des classes, on obtient une droite (voir figure 11) : la distribution suit une loi log-normale.

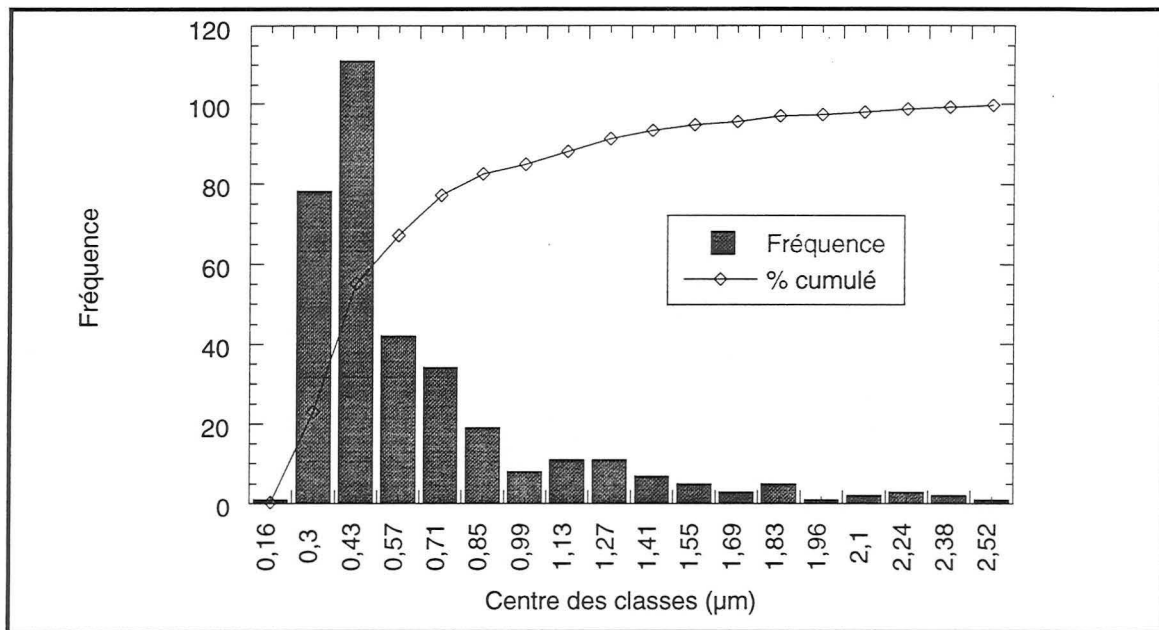


Figure 10 : Distribution de taille des fibres fines.

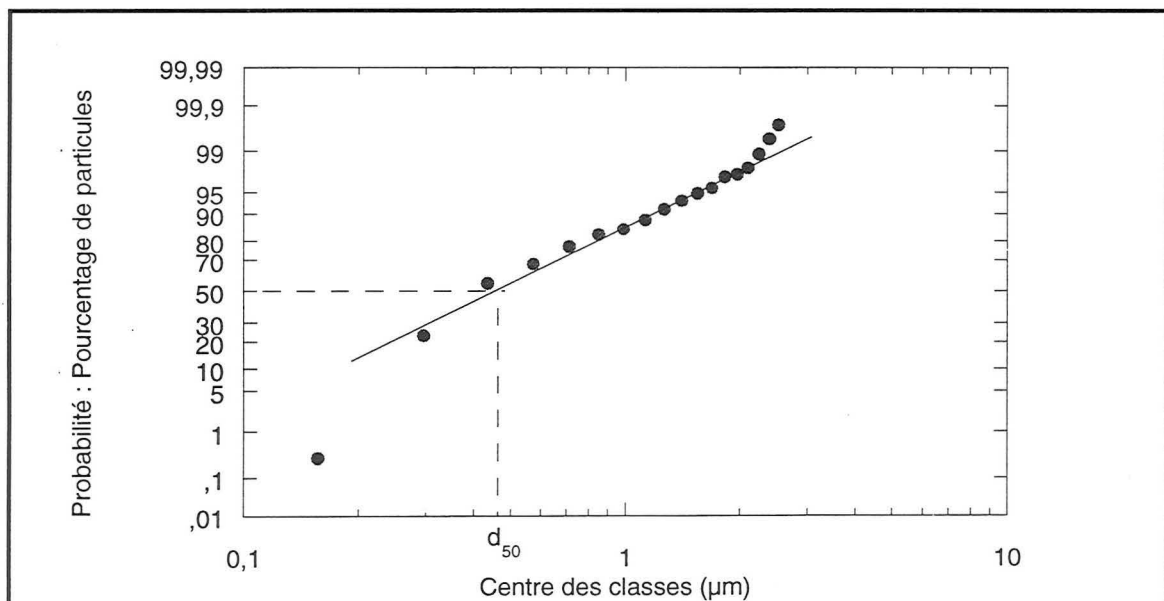


Figure 11 : Suivi de la loi log-normale et détermination du  $d_{50}$  de la distribution de taille des fibres fines.

Remarque : Le grossissement utilisé au MEB pour l'observation des deux types de fibres n'est pas identique ce qui explique que la précision sur les petites tailles n'est pas la même dans les deux cas.



Nous avons déduit des distributions et des représentations sur du papier log-normal des deux types de fibres, leurs caractéristiques granulométriques.

Fibres	$d_{\text{moy}}$ ( $\mu\text{m}$ )	Ecart-type	$d_{\text{mod}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$d_{50}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\sigma_G$	$d_{\text{min}} / d_{\text{max}}$
Grossières	2,50	1,19	1,75	2,50	1,69	0,46 / 7,67
Fines	0,59	0,44	0,42	0,47	2,3	0,16 / 2,66

Tableau 7 : Caractéristiques des fibres grossières et fines.

### IV.3 Résultats obtenus.

#### ▪ Fibres grossières.

Par compression du matelas de fibres, nous avons pu faire varier la compacité du lit entre 0,040 et 0,401. La perte de charge relevée pour différentes valeurs de la vitesse de l'air nous permet de tracer le rapport  $\Delta P/Z$  en fonction de  $U_0$ . Comme le montrent les figures 12a, 12b, 12c et 12d, on obtient un faisceau de droites dont la pente est d'autant plus élevée que la compacité est forte.

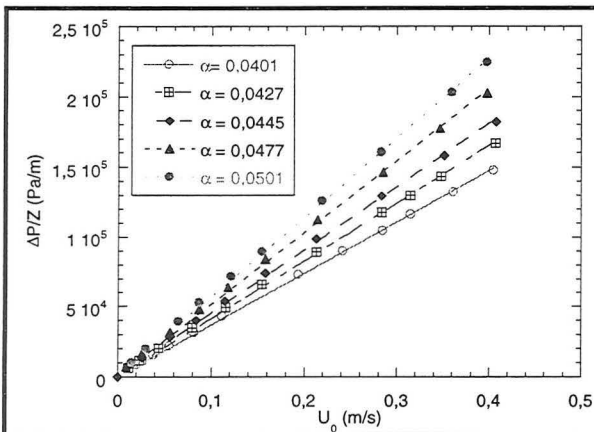


Figure 12a : Evolution du rapport  $\Delta P/Z$  en fonction de la vitesse de l'air  $U_0$  ( $0,0401 < \alpha < 0,0501$ ).

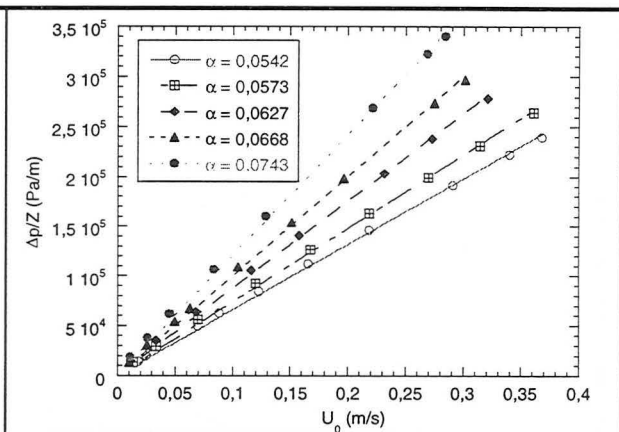


Figure 12b : Evolution du rapport  $\Delta P/Z$  en fonction de la vitesse de l'air  $U_0$  ( $0,0542 < \alpha < 0,0743$ ).

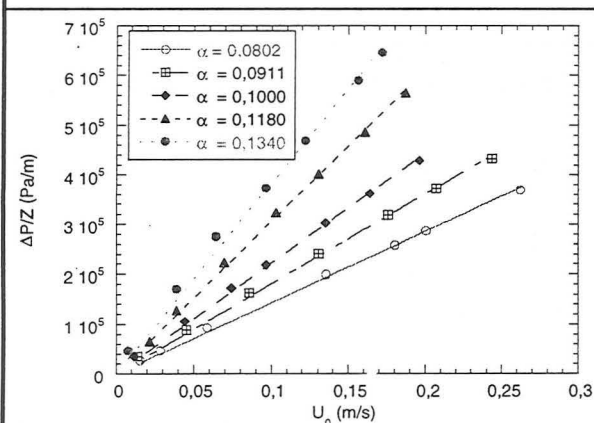


Figure 12c : Evolution du rapport  $\Delta P/Z$  en fonction de la vitesse de l'air  $U_0$  ( $0,0802 < \alpha < 0,1340$ ).

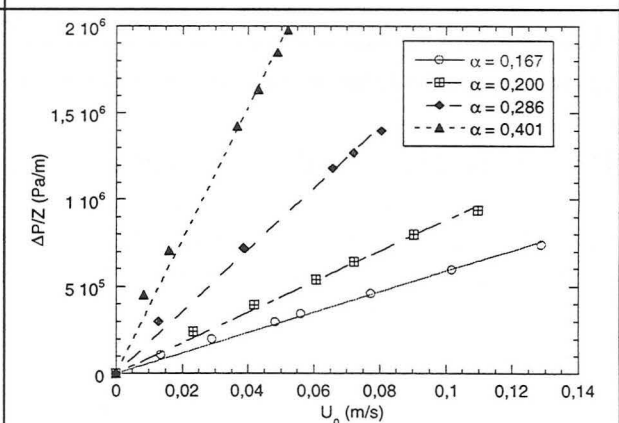


Figure 12d : Evolution du rapport  $\Delta P/Z$  en fonction de la vitesse de l'air  $U_0$  ( $0,1670 < \alpha < 0,4010$ ).

Notons  $P_{\text{exp}}(\alpha)$ , la valeur des pentes des droites soit :



$$P_{\text{exp}}(\alpha) = \frac{\Delta P}{Z U_0}$$

A partir de la loi de perte de charge :  $\Delta P = \mu_g U_0 Z \frac{f(\alpha)}{r_f^2}$ , nous pouvons en déduire la valeur de  $f(\alpha)_{\text{exp}}$  en fonction de  $P_{\text{exp}}(\alpha)$ .

$$\text{Ainsi : } f(\alpha)_{\text{exp}} = \frac{P_{\text{exp}}(\alpha) d_f^2}{4 \mu_g}$$

Nous confronterons donc la loi de Davies à nos résultats expérimentaux en comparant  $f(\alpha)_{\text{exp}}$  à  $f(\alpha)_{\text{Davies}} = 16 \alpha^{3/2} (1+56\alpha^3)$ .

La valeur de  $d_f$  utilisée pour cette comparaison est  $d_{\text{moy}}$ .

La figure 13 où sont représentés l'ensemble des points pour différents essais nous montre que la loi de Davies surestime la perte de charge à travers le lit de fibres.

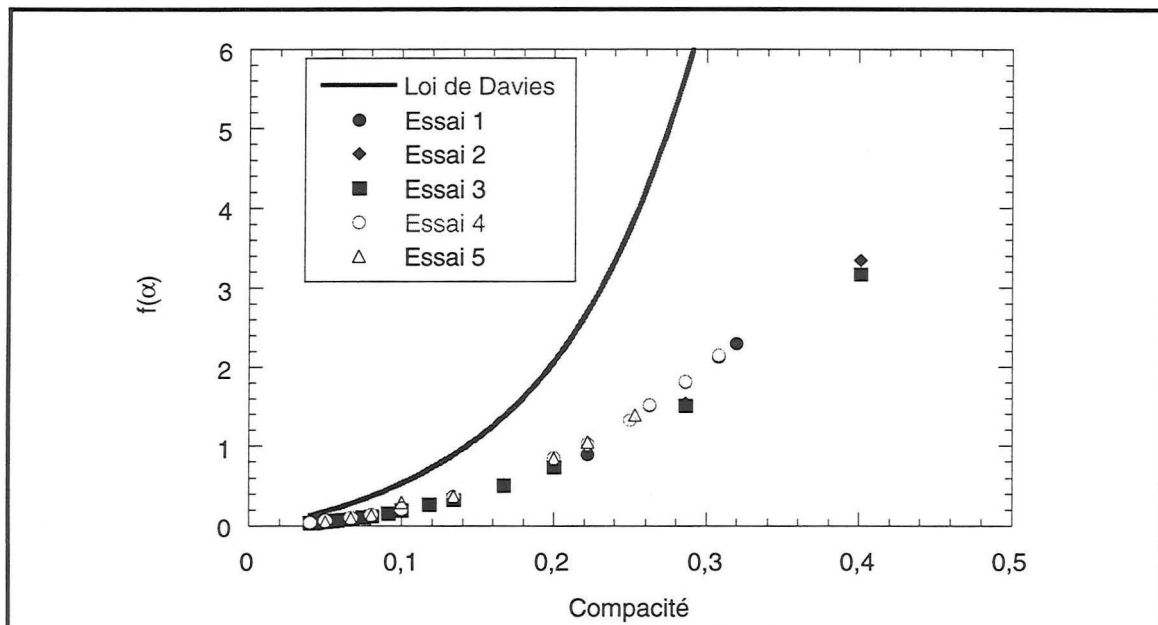


Figure 13 : Confrontation de la loi de Davies et des points expérimentaux (Fibres grossières  $d_{\text{moy}} = 2,5 \mu\text{m}$ )

Nous avons dans une deuxième étape, cherché si la taille des fibres avait une influence importante sur la courbe  $f(\alpha)$ . Ainsi, dans l'expression de  $f(\alpha)_{\text{exp}}$ , nous avons fait varier la valeur de  $d_f$  entre  $2,5 \mu\text{m}$  et  $4 \mu\text{m}$ . On constate une grande influence de cette valeur; un bon accord avec la loi de Davies est obtenu pour une valeur du diamètre de fibre  $d_f = 4 \mu\text{m}$ . Cette valeur correspond donc à  $d_{\text{Davies}}$  tel que nous l'avons défini précédemment.

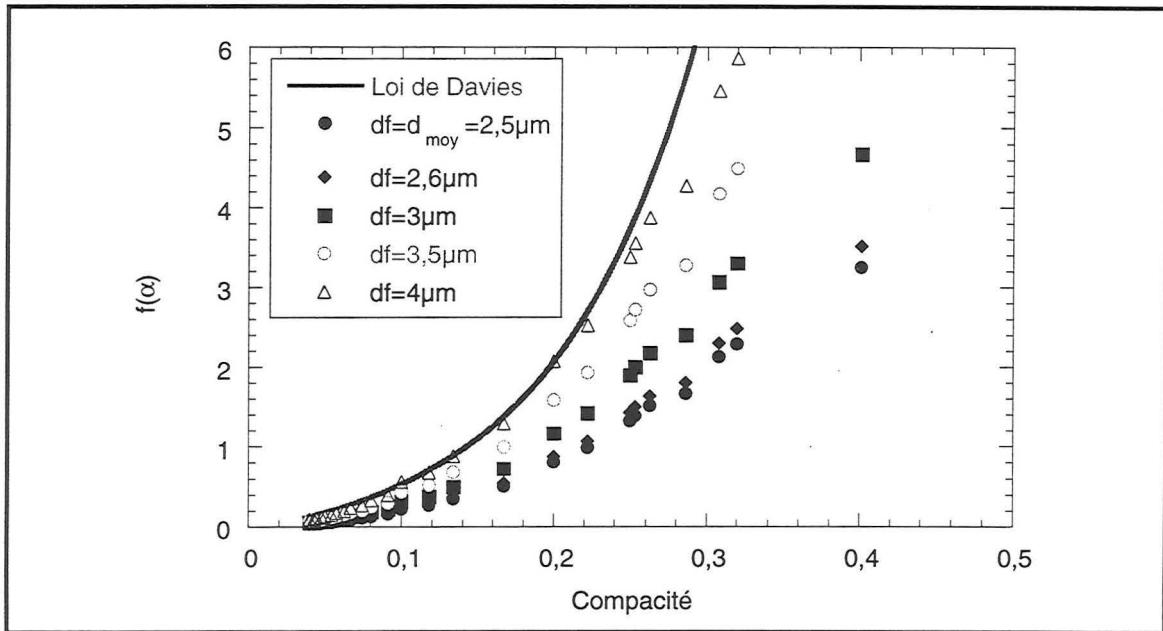


Figure 14 : Influence du diamètre des fibres sur la courbe  $f(\alpha)$  (fibres grossières).

▪ **Fibres fines.**

Par compression du matelas de fibres, nous avons pu faire varier la compacité du lit entre 0,038 et 0,125. Comme dans le cas des fibres grossières, nous avons tracé le rapport  $\Delta P/Z$  en fonction de  $U_0$  et obtenu un faisceau de droites dont la pente  $P_{exp}(\alpha)$  a été mesurée. L'ensemble de ces courbes se trouve en annexe 3 du chapitre II.

La figure 15 montre la comparaison des points expérimentaux  $f(\alpha)_{exp}$  et ceux issus de la loi de Davies  $f(\alpha)_{Davies}$ . On constate que dans ce cas également, la loi de Davies surestime les valeurs de perte de charge en prenant un diamètre de fibre égal au diamètre moyen arithmétique.

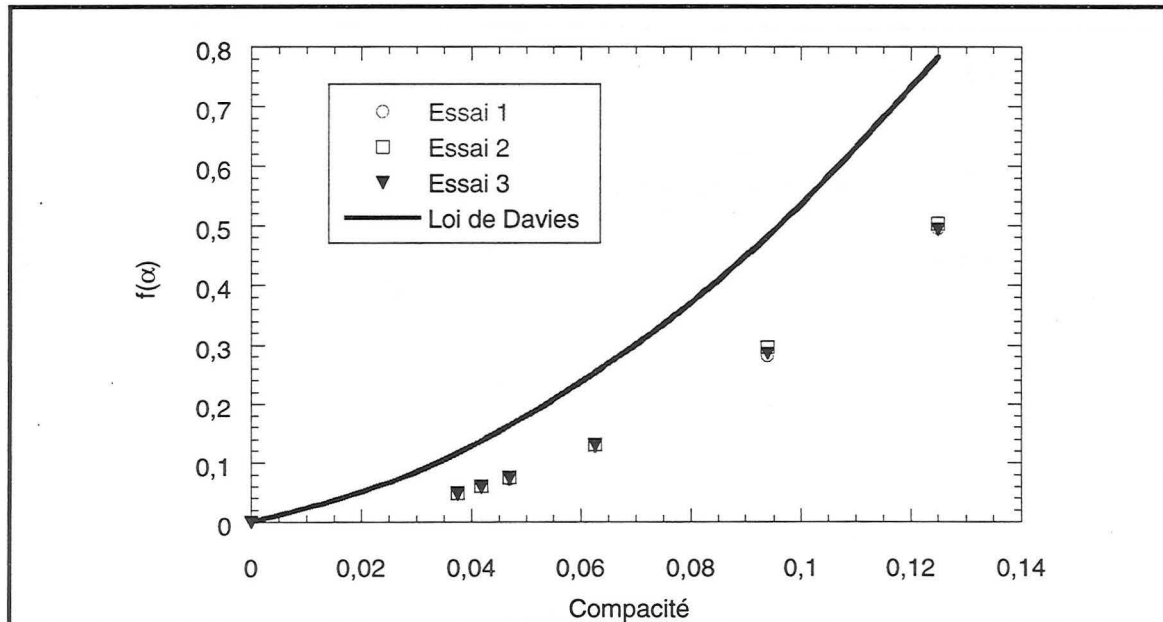


Figure 15 : Confrontation de la loi de Davies et des points expérimentaux (Fibres fines  $d_{moy} = 0,59 \mu m$ )

Nous avons également étudié l'influence du diamètre de fibres.

Ainsi, dans l'expression de  $f(\alpha)_{\text{exp}}$ , nous avons fait varier la valeur de  $d_f$  entre  $0,59 \mu\text{m}$  et  $0,95 \mu\text{m}$ . On constate comme le montre la figure 16 qu'un bon accord avec la loi de Davies est obtenu pour une valeur du diamètre de fibre  $d_f = d_{\text{Davies}} = 0,95 \mu\text{m}$ .

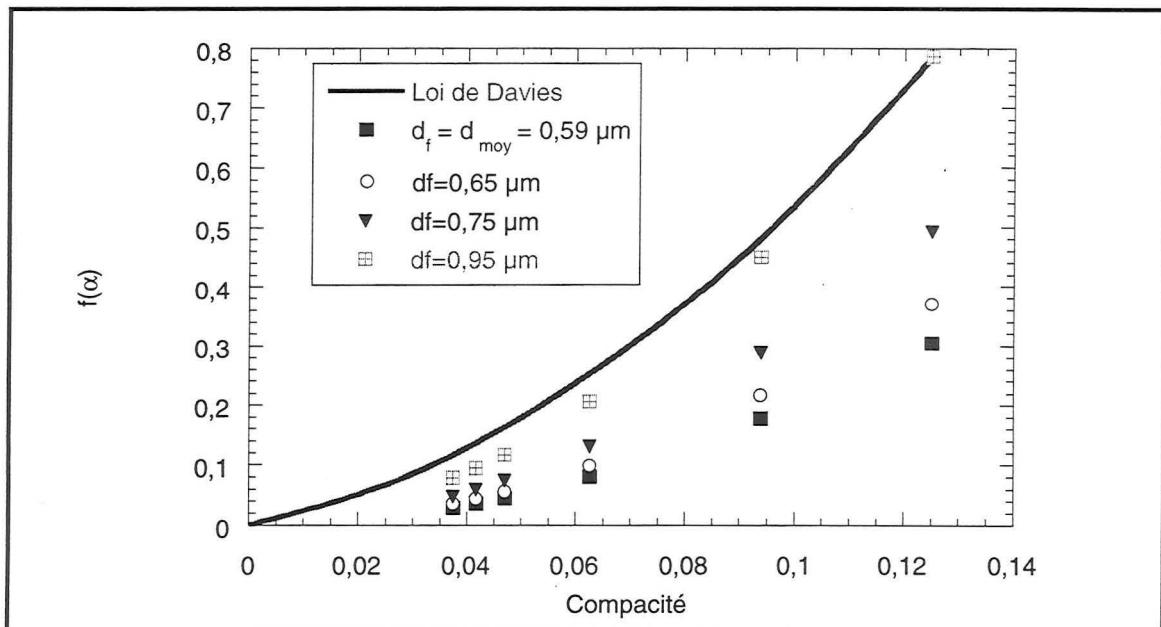


Figure 16 : Influence du diamètre des fibres sur la courbe  $f(\alpha)$  (fibres fines).

#### ▪ Bilan

Nous rassemblons sur un même graphique (figure 17) l'ensemble de nos résultats relatifs aux fibres fines et grossières.

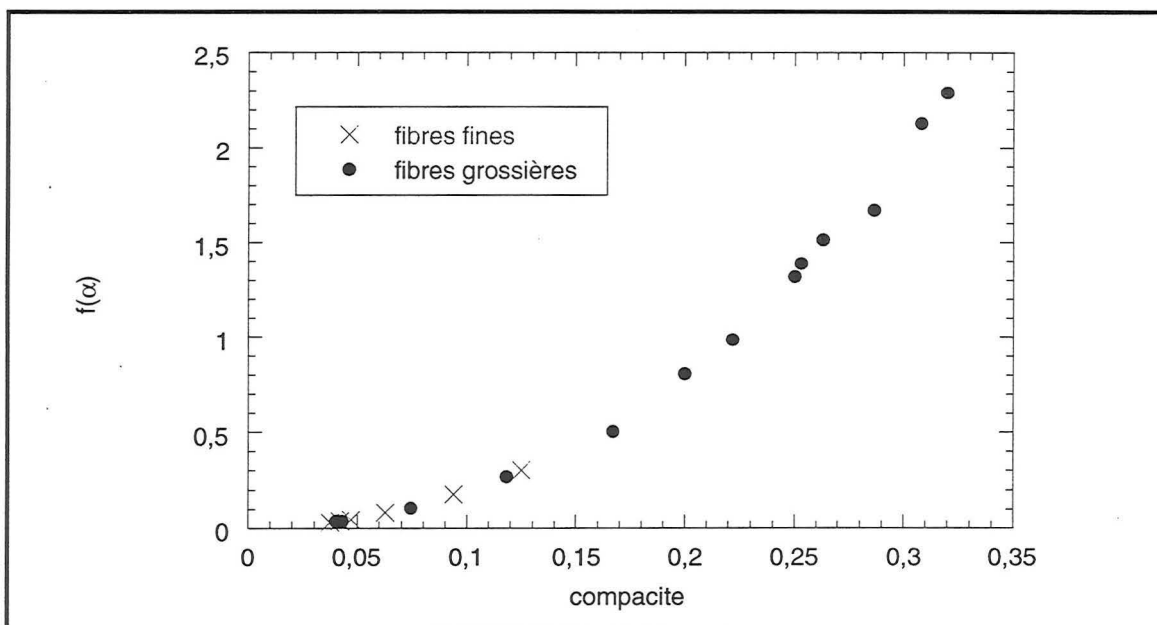


Figure 17 : Courbe  $f(\alpha)$  pour les fibres fines et grossières.

Une même courbe  $f(\alpha)$  permet de décrire le comportement des fibres fines et grossières.

Ainsi, les différents essais qui ont été menés n'ont pu valider la loi de Davies pour les deux diamètres de fibres étudiés. Les diamètres de Davies correspondants sont tous deux supérieurs aux valeurs moyennes et on a :

- pour les fibres grossières ( $d_{\text{moy}} = 2,5 \mu\text{m}$ ),  $d_{\text{Davies}} = 4 \mu\text{m}$

- pour les fibres fines ( $d_{\text{moy}} = 0,59 \mu\text{m}$ ),  $d_{\text{Davies}} = 0,95 \mu\text{m}$ .

On retrouve approximativement le même rapport entre le diamètre de Davies et le diamètre moyen que lors de notre étude de filtres : celui-ci est proche de 1,5-1,6.

On peut chercher à caractériser notre filtre en déterminant le diamètre de la sphère de même surface spécifique que les fibres du filtre :

Ainsi, la surface spécifique de la fibre assimilée à un cylindre de diamètre  $d_{\text{moy}}$  est  $a_g = 4 / d_{\text{moy}}$

La surface spécifique de sphères de diamètre  $d$  est  $6 / d$ .

On a ainsi  $d = 1,5 d_{\text{moy}}$ . On retrouve le même facteur 1,5 entre le diamètre de Davies et le diamètre moyen.

Ainsi, dans la gamme de diamètre de fibres où nous travaillons, le diamètre de Davies peut être assimilé au diamètre fictif de sphères ayant même surface spécifique que les fibres.

Afin d'expliquer cet écart entre les prédictions de la loi de Davies et nos résultats expérimentaux, nous supposons que les essais menés par Davies pour construire son modèle ont été réalisés avec des fibres de diamètres d'une gamme différente (à priori plus élevés) Ainsi, il semblerait que nous sortions du domaine de validité de cette loi (aucune information n'a été précisée à ce sujet dans la littérature). Le cas du filtre A320 (fibres assez grosses de diamètre voisin de  $5 \mu\text{m}$ ) où l'accord entre les deux types d'approches est assez bon, semble confirmer cette hypothèse.

Des expériences supplémentaires seraient nécessaires afin d'étudier une plus large gamme de diamètres de fibres et d'en déduire une loi de Davies modifiée qui rendrait mieux compte de la taille réelle des fibres.

Nous considérons désormais le diamètre de Davies comme une caractéristique supplémentaire des fibres d'un filtre.

### V. Tableau récapitulatif des caractéristiques des filtres.

Le tableau suivant recense l'ensemble des résultats de caractérisation des filtres étudiés.

Filtre	Epaisseur ( $\mu\text{m}$ )	Grammage ( $\text{g}/\text{m}^2$ )	Compacité	$d_{\text{moy}}$ ( $\mu\text{m}$ )	Ecart-type
<b>D309</b>	<b><math>575 \pm 50</math></b>	<b><math>80 \pm 2</math></b>	<b><math>0,0559 \pm 0,006</math></b>	<b>0,86</b>	0,61
<b>D350</b>	<b><math>550 \pm 50</math></b>	<b><math>81 \pm 2</math></b>	<b><math>0,0587 \pm 0,007</math></b>	<b>0,88</b>	0,48
<b>B346</b>	<b><math>600 \pm 50</math></b>	<b><math>73 \pm 2</math></b>	<b><math>0,0520 \pm 0,006</math></b>	<b>1,42</b>	1,00
<b>A320</b>	<b><math>650 \pm 50</math></b>	<b><math>74 \pm 2</math></b>	<b><math>0,0480 \pm 0,007</math></b>	<b>5,4</b>	2,1
<b>B356</b>	<b><math>550 \pm 50</math></b>	<b><math>68 \pm 2</math></b>	<b><math>0,0490 \pm 0,006</math></b>	<b>2,7</b>	1,3
<b>D38</b>	<b><math>1015 \pm 100</math></b>	<b><math>102 \pm 2</math></b>	<b><math>0,04 \pm 0,005</math></b>	<b>1,56</b>	1,34
<b>Whatman</b>	<b><math>540 \pm 25</math></b>	<b><math>75 \pm 2</math></b>	<b><math>0,056 \pm 0,004</math></b>	<b>0,36</b>	0,19
<b>Donaldson</b> (1e distribution)	<b><math>345 \pm 20</math></b>	<b><math>133 \pm 2</math></b>	<b><math>0,154 \pm 0,012</math></b>	<b>0,20</b>	0,05
(2e distribution)				<b>12,6</b>	5,04

Filtre	$d_{50}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\sigma_G$	dmin / dmax ( $\mu\text{m}$ )	$d_{\text{Davies}}$ ( $\mu\text{m}$ )
D309	0,70	1,44	0,23 / 4,96	$1,12 \pm 0,11$
D350	0,76	1,50	0,28 / 4,63	$1,01 \pm 0,13$
B346	1,15	1,52	0,40 / 8,15	$2,85 \pm 0,37$
A320	4,9	1,68	1,6 / 10,9	$5,59 \pm 0,68$
B356	2,4	1,45	0,9 / 12,3	$3,34 \pm 0,35$
D38	1,2	2,17	0,19 / 7,91	$1,76 \pm 0,24$
Whatman	0,33	1,63	0,10 / 1,09	$0,46 \pm 0,03$
Donaldson (1e distribution)	0,20	1,25	0,05 / 0,31	$3,68 \pm 0,37$
(2e distribution)	10	1,4	4,79 / 34,54	

Tableau 8 : Caractéristiques des filtres.

Ainsi, on constate qu'en général les filtres étudiés ont une épaisseur voisine de 600  $\mu\text{m}$ , un grammage voisin de 80  $\text{g}/\text{m}^2$  et une compacité voisine de 0,05. Les deux media qui se distinguent le plus sont le filtre D38 d'épaisseur plus importante (1015  $\mu\text{m}$ ) et le filtre Donaldson de faible épaisseur (345  $\mu\text{m}$ ) et de plus fort grammage impliquant une forte compacité (0,154).

Notons également que les filtres THE (D309, D350 et Whatman) se distinguent par leur faible diamètre de fibres (valeur voisine ou inférieure à 1  $\mu\text{m}$ ). Les filtres moyenne efficacité (A320, B346, B356 et D38) ont un diamètre nettement supérieur au micromètre.

En ce qui concerne la perte de charge, nous préconisons de s'appuyer sur la loi de Davies afin de caractériser hydrodynamiquement les media filtrants sous les conditions suivantes:

$$\Delta P = 64 \mu_g U_0 Z \frac{\alpha^{3/2} (1 + 56\alpha^3)}{d_f^2}$$

- $d_f = d_{\text{moy}}$  pour un medium constitué de fibres grossières ( $d_{\text{moy}} > 5 \mu\text{m}$ )
- $d_f = 1,5 d_{\text{moy}}$  pour un medium constitué de fibres fines ( $d_{\text{moy}}$  de l'ordre du micromètre)

**Bibliographie :**

**Davies, C. N.** (1973) *Air filtration*, Academic Press London, New-York.

**Gougeon, R.** (1994) Filtration des aérosols liquides par des filtres à fibres en régime d'interception et d'inertie, *Thèse Université de Paris XII*.

**Happel, J.** (1959) Viscous flow in arrays of cylinders. *American International Chemical Engineering Journal* **5**, 174-177.

**Henry, F. S., Ariman, T.** (1983) An evaluation of the Kuwabara Model. *Particulate Science and Technology* **1**, 1-20.

**Kuwabara, S.** (1959) The forces experienced by randomly distributed parallel circular cylinders or spheres in a viscous flow at small Reynolds Numbers. *Journal of the Physical Society of Japan* **14**, 527-532.



**Chapitre III**  
**Etude de la filtration dynamique d'un aérosol solide**  
**submicronique**





Il est aisé de comprendre que les particules qui se déposent vont, au fur et à mesure du colmatage, influencer le comportement du filtre, aussi bien sa perte de charge que son efficacité. Ce point est d'un intérêt capital car la durée de vie du filtre y est étroitement liée. Dans ce chapitre, nous étudierons, après une synthèse bibliographique, l'influence du colmatage sur la performance du filtre en présentant les expériences de filtration d'un aérosol solide et la modélisation qui en a été réalisée.

Remarque : Dans ce chapitre, nous emploierons les unités habituellement utilisées en filtration des aérosols qui ne sont pas systématiquement les unités SI.

Ainsi la taille des particules et des fibres est exprimée en  $\mu\text{m}$ , la vitesse de filtration en  $\text{cm/s}$  et la masse déposée par unité de surface en  $\text{g/m}^2$ .



## Partie I- Etude bibliographique

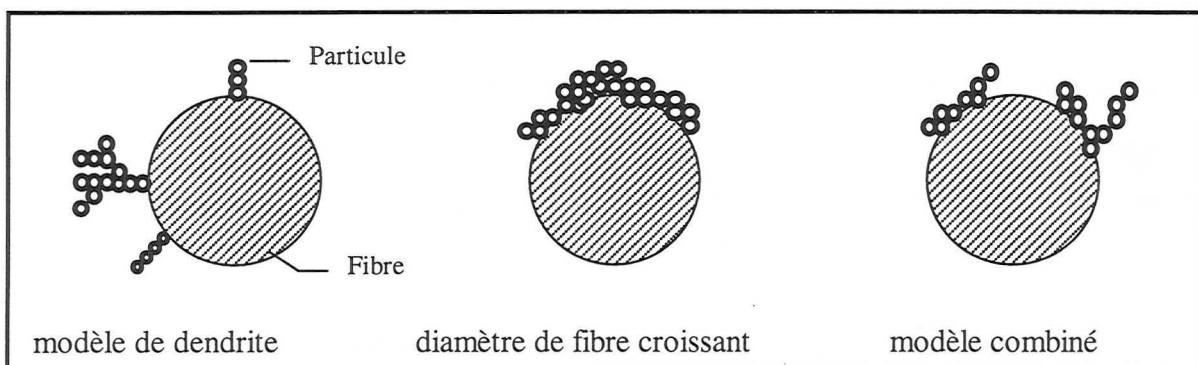
### I.1. Structure du filtre colmaté.

On distingue généralement deux types de colmatage des media filtrants : le colmatage en profondeur lorsque les particules pénètrent à l'intérieur du filtre et le colmatage en surface lorsque les particules sont collectées sur la surface du filtre pour former un gâteau d'épaisseur croissante au fur et à mesure de la filtration.

#### **I.1.1 Colmatage du filtre en profondeur**

Il y a trois géométries possibles pour représenter les dépôts :

- le **modèle de dendrite** caractérisé par une série de chaînes de particules qui s'étend à partir de la surface de la fibre
- le **modèle du diamètre de fibre** qui augmente où la géométrie est telle que les particules sont plus ou moins regroupées autour de la fibre et ont pour effet d'augmenter son rayon
- un **modèle combiné**, plus réaliste qui prend en compte les deux géométries précédentes.



**Figure I.1: les différentes représentations du colmatage en profondeur**

Payatakes (1980) a décrit le colmatage en profondeur selon 4 séquences :

- 1- le dépôt se caractérise par des particules isolées couvrant au hasard la surface interne du filtre. Les particules se déposent directement sur les fibres. Cette étape est brève comparée à la durée totale du colmatage.
- 2- les particules se déposent préférentiellement sur celles déjà capturées plutôt que sur la surface des fibres. Le dépôt est caractérisé par une surface de fibres couvertes de dendrites. Cette seconde étape a été observée expérimentalement par Billings (1966).
- 3- les particules se déposent exclusivement sur les dendrites. Le dépôt est caractérisé par des dendrites qui collées avec leurs voisines forment une couche de particules d'épaisseur non uniforme autour de chaque fibre.
- 4- les particules qui arrivent, obstruent les trous existant entre les dendrites créant ainsi une seconde matrice poreuse à l'intérieur même du filtre.

En réalité, ces séquences peuvent se chevaucher. Il peut exister au sein d'un même filtre, deux régions correspondant à des séquences différentes; en effet, il est possible que les premières couches amont du filtre soient caractérisées par un dépôt à l'étape 4 tandis que des couches situées plus en profondeur du médium soient à une étape moins avancée.

Beaucoup d'études ont été faites quant au dépôt de particules sous forme de dendrites. En particulier, Kanaoka (1990) en a étudié la croissance. Selon son étude, il semblerait que le

nombre de dendrites soit limité ce qui indiquerait que les particules sont préférentiellement captées sur des dendrites déjà créées. De plus, la taille des dendrites et leur nombre sont fonction des conditions de filtration et de la morphologie des chaînes de particules déjà créées.

En 1983, Witten et Sander décrivent un modèle statistique de l'agrégation de particules sur un filtre. Ce modèle est connu sous le nom de « Diffusion Limited Aggregation Model ». La simulation statistique de la filtration des particules qui, dès qu'elles rencontrent le collecteur ou une autre particule déjà déposée se trouvent capturées, conduit à une structure ramifiée identique à celle des dendrites.

De même, en 1977, Tien et al. simulent la formation de dendrites et tirent un certain nombre de conclusions. En particulier, une fois qu'une particule s'est « collée » sur le collecteur, elle crée une zone d'ombre autour d'elle sur la surface du collecteur, zone dans laquelle plus aucune autre particule ne peut être capturée. Cet effet est illustré par la figure I.2.

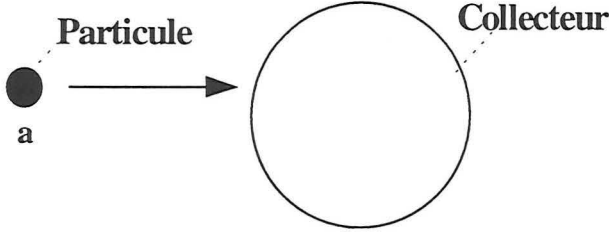
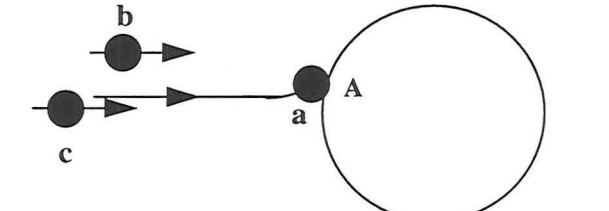
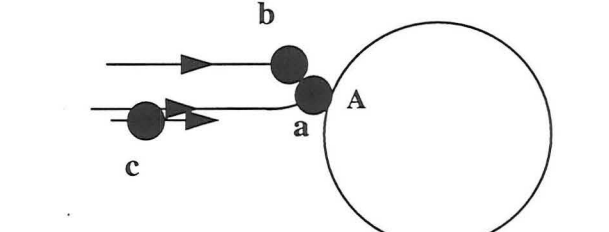
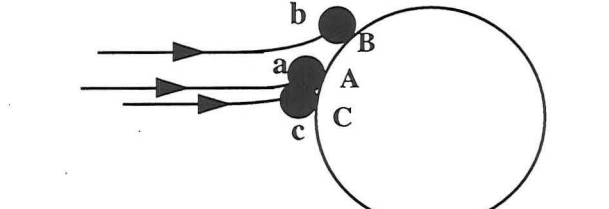
 <p>Particule <b>a</b> → Collecteur</p>	<p>Une particule <b>a</b> arrive du courant gazeux vers le collecteur.</p>
	<p>La particule <b>a</b> poursuit la ligne de courant et touche le collecteur en <b>A</b> où elle est collectée. D'autres particules <b>b</b> et <b>c</b> s'acheminent vers le collecteur.</p>
	<p>La particule <b>b</b> suivant sa ligne de courant arrive à proximité de la particule <b>a</b>.</p>
 <p><b>Légende</b> : Les lettres minuscules représentent les particules, les majuscules représentent leur point de contact avec la fibre.</p>	<p>La particule <b>b</b> ayant dépassé <b>a</b>, poursuit sa ligne de courant et se dépose sur le collecteur en <b>B</b>. De même, la particule <b>c</b> suivant sa ligne de courant, se dépose sur la fibre en <b>C</b>, tout proche de la particule <b>a</b>. La particule <b>a</b> a ainsi créé la zone d'ombre représentée par l'arc <b>BC</b>.</p>

Figure I.2: Illustration de la zone d'ombre engendrée par le dépôt d'une particule (Tien et al, 1977).

L'inhibition ainsi faite d'éventuels dépôts a deux conséquences :

- la collection de particules ne prend place qu'à certaines positions le long de la surface du collecteur, le dépôt ne peut donc en aucun cas se présenter sous la forme d'une « couverture uniforme » sur la fibre.
- une particule déposée s'avance sur la surface du filtre et offre donc une nouvelle surface supérieure à la surface de la fibre qu'elle occupe. Ainsi, la particule déposée a plus de chances de capturer les nouvelles particules que la surface de la fibre équivalente ne le ferait.

Beisher (1939) s'est intéressé aux forces d'adhésion liant les particules les unes aux autres. Il a pour cela mesuré la force nécessaire pour briser des agrégats en forme de chaînette de différentes particules d'aérosols. Il a trouvé de considérables différences de contraintes entre les différents matériaux. En général, ce sont des forces de type Van der Waals mais dans certains cas, il peut s'agir d'adhésions plus fortes (cas de particules chargées électriquement).

### **I.1.2 Colmatage du filtre en surface**

#### **▪ Généralités**

Certaines recherches ont poussé plusieurs auteurs à considérer que la filtration en surface avec formation d'un gâteau est la conséquence directe de l'existence des dendrites formées lors du dépôt en profondeur. Ainsi, Walsh et al. (1996), ont mené des expériences avec des particules solides d'acide stéarique; ils ont constaté la formation de dendrites dans les premiers instants de la filtration et grâce à des observations au microscope électronique à balayage, les auteurs suggèrent que ces dendrites finissent par se rejoindre pour former un gâteau sur la surface du filtre.

De même, Lecoq (1996) a étudié le colmatage de media fibreux en visualisant comment les polluants se répartissent dans la structure fibreuse et en quantifiant la modification de ses propriétés de structure (analyse stéréologique). Des mesures par porosimétrie au mercure sur chacun des échantillons pollués ont permis de suivre l'évolution des caractéristiques de l'ensemble de la structure fibreuse au cours du colmatage. Ainsi, l'auteur constate également une première partie où la filtration a lieu en profondeur puis les agglomérats de particules se rejoignent pour former un gâteau.

Les recherches menées par Japuntish et al. (1994) fournissent quelques informations complémentaires. Pour leurs essais de colmatage, les auteurs ont pu constater que pour de grosses particules (9  $\mu\text{m}$ ) ainsi que pour des filtres de faible diamètre d'ouverture, la formation de gâteau était instantanée.

Gupta et al. (1994) et Novick et al. (1992) considèrent uniquement la formation du gâteau de particules qui a lieu, selon eux, dès le début du colmatage.

#### **▪ Caractéristiques du gâteau de particules**

Plusieurs tentatives afin de caractériser le dépôt de particules ont été menées, en particulier la détermination de la porosité du gâteau.

Japuntish et al. (1994) utilisent des résultats expérimentaux de l'évolution de la perte de charge lors du colmatage et en déduisent grâce à l'équation de Kozeny donnant la perte de charge à travers un lit de sphères de porosité  $\epsilon_G$ , la porosité du gâteau.

De même, Schmidt et Löffler (1990) grâce à des observations au microscope électronique à balayage suivies d'analyse d'image ont pu déterminer la porosité d'un gâteau de particules obtenu par la filtration d'un aérosol de 3  $\mu\text{m}$ .

Le tableau I.1 recense les différentes approches afin d'estimer  $\varepsilon_G$ . Nous y avons également fait figurer, à titre indicatif, les expériences différentes d'une opération de filtration mais dont les processus mis en jeu peuvent s'identifier à ceux présents lors du colmatage des filtres par des particules.

Auteur	Date	Technique utilisée	$\varepsilon_G$	Remarques
Bloomquist et al.	1940	Non précisée	0,875	Cas d'un dépôt de billes de verre humides tombant sous le seul effet de la gravité dans un solvant hydrocarboné. Taille non précisée
Vold	1959	Simulations	0,875	Hypothèse qu'une particule adhère à une autre dès leur premier contact. Taille non précisée
Kisch et Lahtin	1975	Mesure de surface spécifique (B.E.T.)	0,83-0,85	Filtration de particules de quartz polydispersées mais de taille non précisée
Schmidt et Löffler	1990	Microscope électronique à balayage et analyse d'image	0,84	Filtration de particules de 3 $\mu$ m. Valeur de $\varepsilon_G$ variant légèrement selon la hauteur dans le gâteau.
Japuntish	1994	Exploitation de résultats expérimentaux.	0,88-0,89	Filtration de particules de 1,2 à 4 $\mu$ m. Valeur de $\varepsilon_G$ peu sensible à la taille des particules.

Tableau I.1: Les différentes évaluations de la porosité du gâteau.

On constate un très bon accord entre toutes les valeurs de la porosité du gâteau voisine de 0,86. Notons que cette valeur est largement supérieure à la porosité d'un empilement de sphères dont la valeur est voisine de 0,4. Cette différence s'explique par le fait que le gâteau est constitué de dendrites juxtaposées ce qui augmente considérablement la proportion de vide.

#### ▪ Adhésion des particules

Quelques expériences visant à caractériser les forces d'adhésion au sein du gâteau ont été menées. Sievert (1988) a montré qu'au fur et à mesure que le poids du gâteau augmente par unité de surface de filtre, les forces d'adhésion sont accrues. Il n'attribue pas cet effet à l'augmentation de l'épaisseur du gâteau mais à celle du nombre de sites de contact par compression du gâteau.

Schütz (1979) a montré qu'un réarrangement des particules intervenait lors de la formation du gâteau ce qui augmentait les forces d'adhésion.

### I.2. Influence du dépôt sur le comportement d'un filtre.

De nombreuses études expérimentales ont montré que le colmatage du filtre provoquait une augmentation à la fois de sa perte de charge et de son efficacité (Kanaoka et Hiragi, 1990,



Novick et al, 1990, Stenhouse et Trottier, 1991, Japuntich, 1994, Walsh, 1996, Hinds et Kadrichu, 1997. . .).

A titre d'exemple, citons les travaux de Walsh (1996) qui décrit l'évolution de la perte de charge du filtre au fur et à mesure du colmatage en trois parties :

- durant les premiers instants du colmatage, la perte de charge du filtre augmente très lentement. L'auteur attribue cet effet au fait que les particules se déposant sur la surface de fibres individuelles dans la profondeur du medium, n'affectent pas de façon significative l'écoulement du fluide. Durant cette première étape, l'auteur constate que la pénétration au sein du filtre varie peu.

- une deuxième étape se caractérise par une accélération de la croissance de la perte de charge et de la diminution de la pénétration. L'auteur attribue cet effet à la croissance des dendrites qui finissent par se rejoindre pour former un gâteau en surface ce qui perturbe beaucoup plus l'écoulement du fluide au sein du medium fibreux.

- durant la dernière étape, l'évolution de la perte de charge devient linéaire ainsi que celle de la chute de pénétration. Cet effet s'explique par l'augmentation de l'épaisseur du gâteau.

La figure I.3 montre l'évolution au fur et à mesure du colmatage de la perte de charge et de la perméance en relation avec la structure du dépôt.

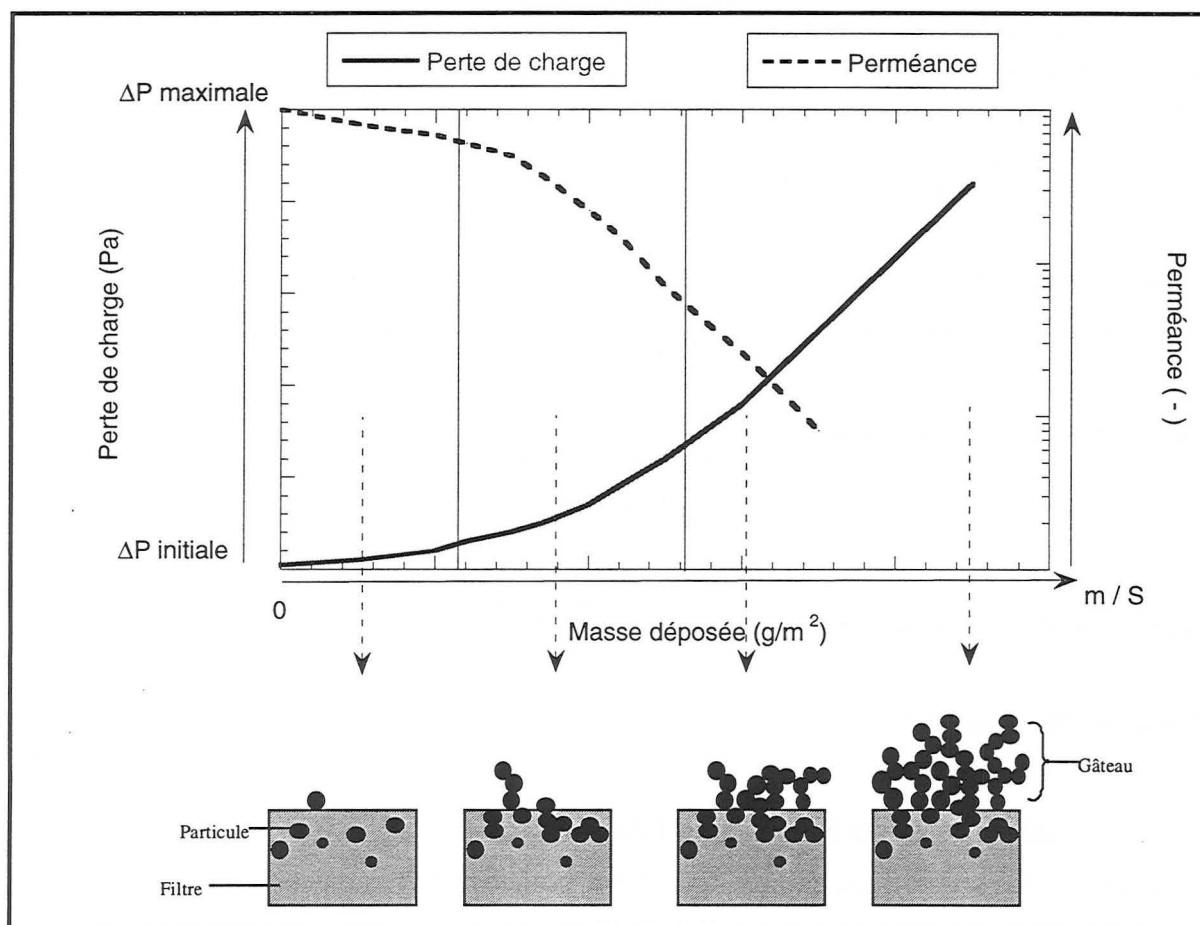


Figure I.3 : Evolution de la perte de charge et pénétration en relation avec la structure du dépôt au cours du colmatage.



### I.3. Modèles de perte de charge.

Notations : -en filtration stationnaire,  $\alpha$  est la compacité du filtre indépendante du temps  
 -en filtration dynamique, nous noterons  $\alpha_f$  la compacité du filtre qui varie avec le temps et  $\alpha$  la compacité initiale du filtre.

#### I.3.1 Colmatage du filtre en profondeur

##### ▪ Extension du modèle de Davies à des filtres colmatés.

Davies part de l'expression qu'il avait formulée pour un filtre vierge, soit :

$$\Delta P = 16 \mu_g U_0 Z \frac{\alpha^{3/2}}{r_f^2} \quad (\text{le terme } (1+56 \alpha^3) \text{ a été ici négligé car la valeur de } \alpha \text{ est faible.})$$

Pour tenir compte du dépôt formé, il modifie les expressions de  $\alpha$  et  $r_f$  de la façon suivante :

$\alpha$  est remplacé par  $\alpha + \alpha_p$  où  $\alpha$  est la compacité initiale du filtre et  $\alpha_p$  est la compacité des particules dans la profondeur du filtre.

$r_f^2$  est remplacé par  $r_f'^2$

En considérant la fibre comme des cylindres de longueur  $\ell$ , le volume d'une fibre colmatée est donc  $(V_p + V_{fib}) = \pi r_f'^2 \ell$  et le volume d'une fibre vierge  $V_{fib} = \pi r_f^2 \ell$  où  $V_p$  est le volume occupé par les particules et  $V_{fib}$  le volume des fibres.

$$\text{Ainsi } r_f'^2 = \frac{V_p + V_{fib}}{V_{fib}} r_f^2 = \left(1 + \frac{\alpha_p}{\alpha}\right) r_f^2$$

La compacité des particules  $\alpha_p$  est reliée à la masse  $m$  filtrée par la relation :

$$\alpha_p = m/(\rho_p S Z) \quad \text{où } S \text{ est la surface filtrante, } m/S \text{ est la masse filtrée par unité de surface}$$

L'expression finale de la perte de charge est donc :

$$\Delta P = \frac{16 \mu_g U_0 Z (\alpha + \alpha_p)^{3/2}}{r_f^2 \left(1 + \frac{\alpha_p}{\alpha}\right)}$$

Critique : Ce modèle ne tient pas compte de la taille des particules ni de la porosité interparticulaire.

##### ▪ Modèle de Bergman (1978)

Les détails de calculs sont donnés en annexe 1 du chapitre III.

Le filtre chargé de particules est assimilé à un milieu renfermant deux types de fibres :

- les fibres du filtre vierge
- les particules collectées formant des dendrites

Par rapport au modèle précédent, celui-ci tient compte de la taille des particules par le biais de  $r_p$  : rayon d'une particule.

On a :

$$\Delta P = \left[ 16 \mu_g U_0 Z \left( \frac{\alpha}{r_f^2} + \frac{\alpha_p}{r_p^2} \right)^{1/2} \left( \frac{\alpha}{r_f} + \frac{\alpha_p}{r_p} \right) \right]$$

Ce type de modèle suppose une répartition homogène des particules dans le filtre.

Critique : Ce modèle n'est valable que pour de faibles vitesses de filtration telles que  $U_0 < 0,02$  m/s (Letourneau et al. (1988)). De plus, comme il suppose une répartition homogène des particules dans le filtre, le profil de pénétration de l'aérosol au sein du medium n'est pas pris en compte.

▪ **Modification du modèle de Bergman (Letourneau et al.) (1990)**

Face aux écarts constatés entre le modèle de Bergman et leurs expériences, Letourneau et al. (1992) décident de modifier ce dernier. En particulier, ils « rejettent » l'hypothèse d'une répartition homogène des particules dans le filtre et intègrent dans le modèle un profil de pénétration des particules.

Le filtre est assimilé à une succession de disques d'épaisseur  $dx$  dans laquelle la compacité  $\alpha_p(x)$  sera considérée constante. On intègre alors l'expression précédente du modèle de Bergman sur toute l'épaisseur du filtre :

$$\Delta P = \int_0^Z \left[ 16 \mu_g U_0 \left( \frac{\alpha}{r_f^2} + \frac{\alpha_p(x)}{r_p^2} \right)^{1/2} \left( \frac{\alpha}{r_f} + \frac{\alpha_p(x)}{r_p} \right) \right] dx$$

La loi de distribution de l'aérosol en fonction de la profondeur  $x$  est considérée comme étant une décroissance exponentielle selon :

$$\alpha_p(x) = \frac{m}{S \rho_p (1 - \exp(-k Z))} \quad \text{où } k \text{ est le facteur de pénétration dans le médium}$$

Ainsi, la procédure de calcul est la suivante : un pas de masse collectée est introduit.

A partir des caractéristiques initiales du filtre ( $\alpha$ ,  $\Delta P_0$ ,  $r_{f0}$ ) le modèle d'efficacité de Miecret-Gustavsson (1989) est utilisé pour calculer le facteur  $k_0$ . Cette valeur est alors introduite dans l'expression de  $\Delta P$  ci-dessus afin de calculer  $\Delta P_1$ , la perte de charge du filtre au premier pas de masse. Cette valeur  $\Delta P_1$  permet alors de recalculer les nouvelles caractéristiques du filtre à partir de la loi de Davies ( $r_{f1}$ ) et de l'équation  $\alpha_1 = \alpha + m/(\rho_p S Z)$  qui conduisent à la valeur de  $k_1$ . Cette procédure est alors répétée pas à pas jusqu'à la quantité de particules déposées par unité de surface.

Critique : Ce modèle est fiable pour des vitesses de filtration telles que  $3 < U_0 < 50$  cm/s (Letourneau et al. (1992)). On peut s'interroger quant à l'utilisation du modèle d'efficacité de Miecret et Gustavsson qui utilise des expressions d'efficacité unitaires de capture qui donnent des valeurs très élevées et qui ne tiennent pas compte du glissement (Kirsh-Fuchs, Kuwabara).

▪ **Modèle de Juda et Chrosciel (1970)**

Ce modèle part de la relation de Fuchs et Stechkina établie pour la perte de charge d'un filtre vierge sous la forme suivante :

$$\Delta P = 4 \mu_g U_0 Z \frac{\alpha}{r_f^2 (-1/2 \ln \alpha - C)} \quad \text{où } C \text{ est une constante.}$$

Les auteurs supposent que les particules ne se répartissent pas de façon uniforme sur toute la circonférence de la fibre. Le dépôt est schématisé de la façon suivante :

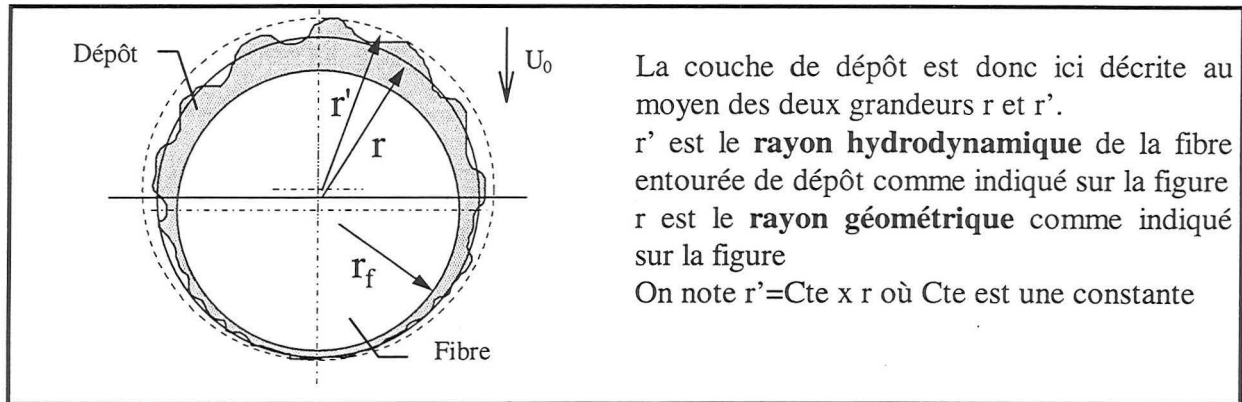


Figure I.4 : Représentation du dépôt selon le modèle de Juda et Chrosciel

En partant de l'expression de Fuchs et Stechkina, les auteurs écrivent :

$\Delta P_0 = 4 \mu_g U_0 Z \frac{\alpha}{r_f^2 (-1/2 \ln \alpha - C)}$	$\Delta P = 4 \mu_g U_0 Z \frac{\alpha_f}{r'^2 (-1/2 \ln \alpha_f - C)}$
pour le filtre vierge	pour le filtre colmaté

En remplaçant  $r'$  et  $\alpha_f$  par les expressions :

$$r'^2 = Cte^2 r_f^2 \left( 1 + \frac{\alpha_p}{\alpha} \right) \quad \text{et} \quad \alpha_f = \alpha + \alpha_p$$

L'expression de la perte de charge est donc :

$$\Delta P = \Delta P_0 \frac{\ln \alpha + 2C}{Cte^2 (\ln(\alpha + \alpha_p) + 2C)}$$

Critique : Ce modèle est difficilement utilisable car il fait intervenir des constantes qu'il n'est pas aisé à déterminer.

#### ▪ Modèle de Kanaoka et Hiragi (1990)

Ce modèle est fondé sur le calcul des forces de traînée exercées sur les fibres du filtre.

On a donc 
$$\Delta P = \Delta P_0 \int_0^Z \frac{C_{Tf}(Z,t) d_f'(Z,t) dZ}{C_{T0} d_f Z}$$

avec  $C_{T0}$  et  $C_{Tf}$ , respectivement le coefficient de traînée sur la fibre vierge et la fibre chargée de dépôt et  $d_f'$  le diamètre de la fibre colmatée.

Critique : Ce modèle est également très complexe car il fait intervenir des coefficients de traînée difficiles à déterminer.

#### ▪ Modèle de Payatakes (1976)

Ce modèle est fondé sur l'étude du dépôt sous forme de dendrites en supposant que le mécanisme de capture est l'interception.

Les dendrites sont étudiées en évaluant le nombre de particules formant chacune d'elles, leur position angulaire par rapport à la direction de l'écoulement (angle  $\theta$ ) et le nombre de couches de particules.

Payatakes et Tien supposent que :

- toutes les particules ont la même taille
- les fibres sont cylindriques

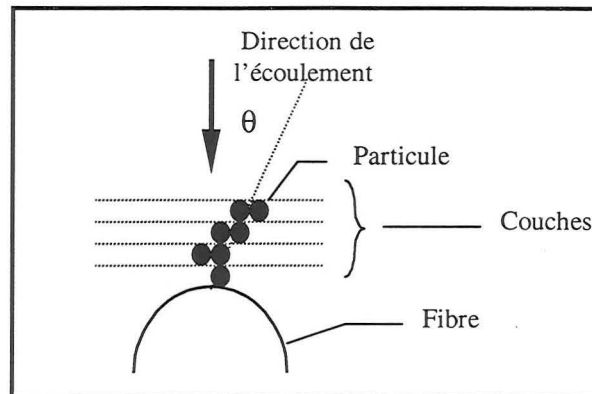


Figure I.5: modèle de Payatakes

Comme le montre la figure I.5, l'espace supérieur des fibres est divisé en couches d'épaisseur égale au diamètre des particules par des plans parallèles au plan tangent à la surface de la fibre. Une dendrite est décrite par  $m_k$  indiquant le nombre de particules sur la  $k^{\text{ième}}$  couche.

La perte de charge d'un élément différentiel d'épaisseur  $\delta x$  est calculée grâce à l'étude de la force exercée sur une fibre couverte de dendrites.

La perte de charge au temps  $t$  est alors proportionnelle à la somme des forces de traînée dues à la fibre et à chaque particule.

On a :

$$\Delta P = \Delta P_0 (1 + \beta \alpha_p)$$

$\beta$  a une expression complexe fonction de  $m_k, \theta$  et de la masse filtrée.

#### ▪ Modèle de Lecoq (1996)

L'auteur propose une expression de l'évolution de la perte de charge pour chacune des trois zones a-b-c déjà décrites (voir figure I.6)

**Pour la zone a:**  $\Delta P = \Delta P_0 \exp(m/m_1)$  où  $m_1$  est la masse de polluants retenue pour laquelle on observe un changement de la loi d'évolution de la perte de charge en fonction de la masse de polluants.

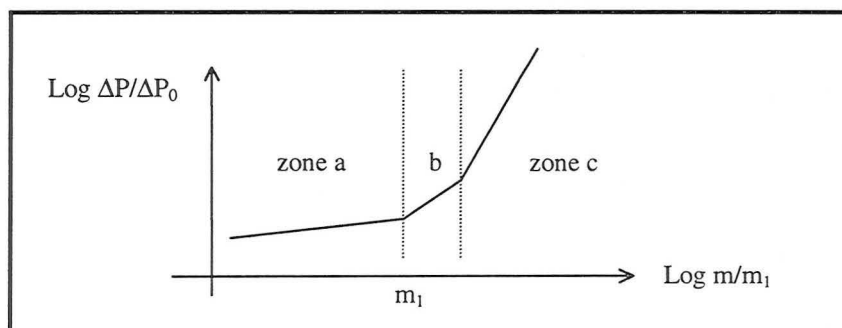


Figure I.6: Représentation des trois zones de colmatage selon Lecoq.

**Pour les zones b-c:**  $\Delta P = \Delta P_0 m^{a'}$  avec  $a' > 0$ .

$\Delta P$  résulte de l'additivité des pertes de charge d'éléments filtrants associés en série  $\Delta P_{\text{série}}$  avec celles d'éléments associés en parallèle  $\Delta P_{\text{parallèle}}$ . Silvy (1993), privilégie l'une ou l'autre des associations selon la valeur d'un paramètre  $N > 1$ ,

$$\Delta P = \frac{N-1}{N} \Delta P_{\text{parallèle}} + \frac{1}{N} \Delta P_{\text{série}}$$

$\Delta P = \Delta P_{\text{série}}$  si  $N=1$  et  $\Delta P = \Delta P_{\text{parallèle}}$  si  $N \gg 1$

Le paramètre  $N$  est fonction de la masse retenue:  $N(m) = Cte \tanh(b'm)$

$b'$  est un paramètre négatif qui modifie la rapidité avec laquelle se fait le changement d'association.

L'auteur fournit alors, d'après des manipulations, plusieurs modélisations des différents paramètres introduits.

### I.3.2 Colmatage du filtre en surface

#### ▪ Modèle théorique

Novick (1990) assimilant le dépôt de particules à la formation d'un gâteau, considère que la perte de charge résulte de deux contributions :

- la perte de charge du filtre vierge seul  $\Delta P_0$
- la perte de charge due au gâteau  $\Delta P_G$

On a donc :  $\Delta P = \Delta P_0 + \Delta P_G$ .

Il détermine la perte de charge du gâteau en utilisant la loi de Kozeny qui s'exprime :

$$\Delta P_G = h_k \frac{a_{gp}^2 \alpha_p^2}{(1 - \alpha_p)^3} \mu_g U_0 Z_G$$

où  $Z_G$  est l'épaisseur du gâteau qui s'exprime par  $Z_G = \frac{m/S}{\rho_p \alpha_p}$

On a donc :

$$\Delta P = \Delta P_0 + k_2 U_0 m/S$$

$$\text{avec } k_2 = \frac{h_k a_{gp}^2 \alpha_p \mu_g}{Cc (1 - \alpha_p)^3 \rho_p}$$

$a_{gp}$  est la surface spécifique des particules

Novick ajoute dans la loi de Kozeny  $Cc$  le coefficient de Cunningham afin de tenir compte du glissement du fluide autour des particules.

#### ▪ Modèle expérimental

En 1992, Novick complète son modèle grâce à de nouvelles expériences réalisées avec des particules de morphologie différente (particules cubiques de Chlorure de Sodium NaCl). Il en déduit alors la relation suivante :

$$\Delta P - \Delta P_0 = \left[ \frac{0,963}{d_p} - 1,64 \cdot 10^5 \right] U_0 \frac{m}{S} \quad \text{pour } 0,5 \mu\text{m} < d_p < 1,7 \mu\text{m} \text{ et } 2,5 < U_0 < 3 \text{ cm/s}$$

#### **I.4. Modèles d'efficacité.**

Peu de modèles prédisant l'évolution de l'efficacité au cours du colmatage ont été établis. Citons néanmoins les travaux de Billings et Kanaoka et al. qui ont tenté d'estimer l'efficacité de capture d'une fibre colmatée en fonction de celle de la fibre vierge.

##### ▪ **Modèle de Billings (1966)**

L'efficacité unitaire d'une fibre chargée de particules  $\eta_c$  est donnée par :

$$\eta_c = \eta_0 + k n_{pf}$$

où  $\eta_0$  est l'efficacité unitaire de capture d'une fibre vierge  
 $k$  est un coefficient d'accumulation évalué à  $1,36 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^2$   
 $n_{pf}$  est le nombre de particules déposées par  $\text{cm}^2$  de section de fibre perpendiculaire à l'écoulement

Remarque : Le type de particules utilisées pour construire le modèle n'est pas précisé ainsi que le domaine de validité du modèle.

##### ▪ **Modèle de Kanaoka et al. (1980)**

L'efficacité unitaire d'une fibre chargée de particules  $\eta_c$  est donnée par :

$$\eta_c = \eta_0 (1 + \beta V_p)$$

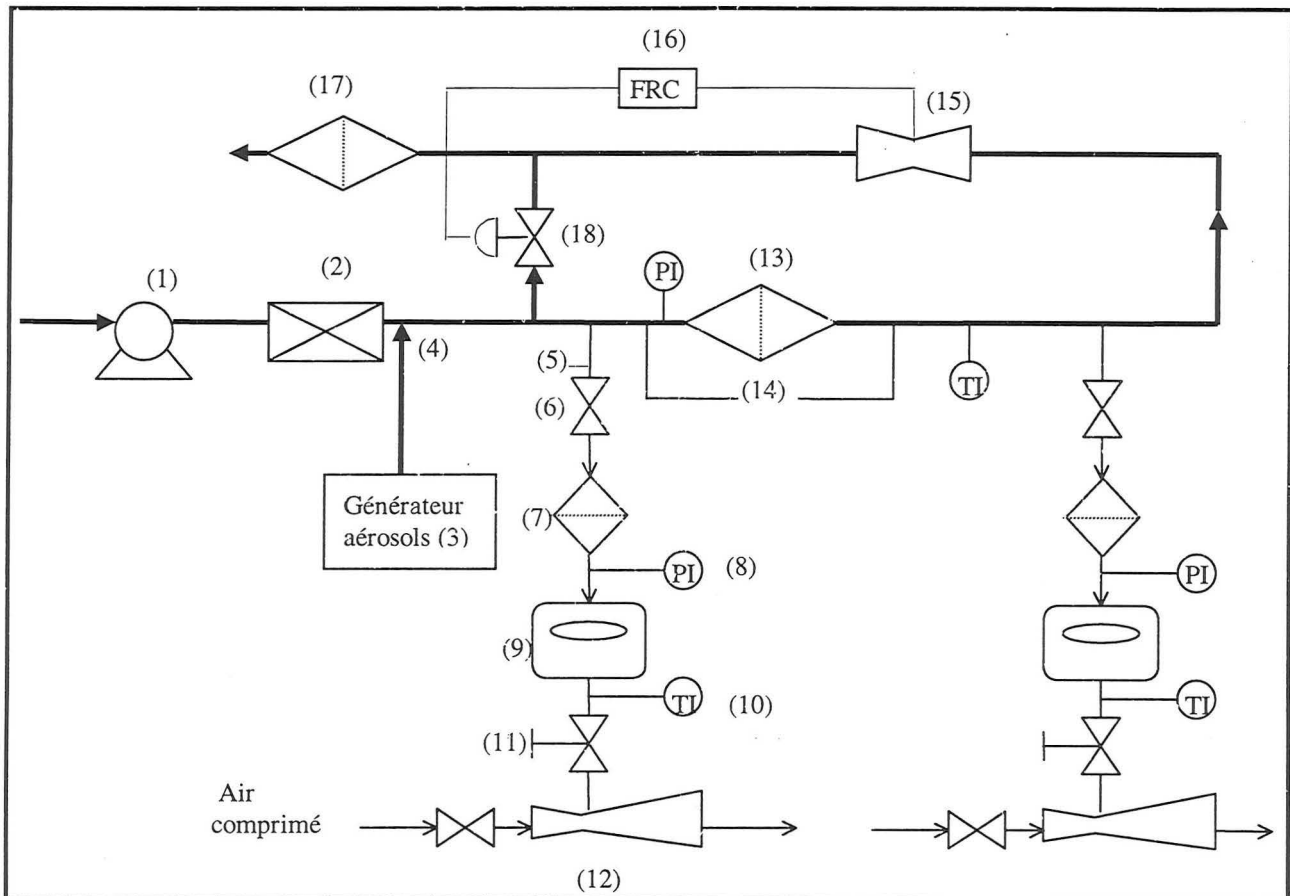
où  $\beta$  est une constante liée aux mécanismes de collection  
 $V_p$  est le volume de particules accumulées

Critique : Ce modèle est difficilement exploitable compte tenu de la difficulté de déterminer la constante  $\beta$ .

## Partie II- Banc d'essais et procédure expérimentale

### II.1. Présentation du banc d'essai

#### II.1.1 Schéma général



**Figure II.1 : schéma du banc d'essai**

1	Compresseur	10	Sonde de température
2	Sécheur d'air	11	Vanne de réglage
3	Générateur d'aérosols	12	Ejecteur venturi
4	Introduction de l'aérosol	13	Porte-filtre du filtre test
5	Ligne de prélèvement	14	Capteur de pression différentielle
6	Vanne ¼ tour	15	Venturi ou débitmètre massique
7	Porte-filtre pour filtres de prélèvements	16	Système de régulation de débit
8	Manomètre	17	Filtre T.H.E.
9	Compteur volumétrique	18	Vanne de commande électropneumatique

Le banc expérimental schématisé sur la figure II.1 est constitué des éléments principaux suivants :

- un système d'alimentation d'air

- un module de filtration constitué d'un porte-filtre contenant le filtre test
- un Venturi ou un débitmètre massique pour la mesure du débit du gaz traité
- un système de prélèvement d'aérosols en amont et en aval du filtre test
- un filtre Très Haute Efficacité à la sortie pour éviter tout rejet d'aérosols à l'atmosphère
- un système de by-pass permettant de faire varier le débit du gaz traité
- un système d'injection d'aérosol
- un système de dilution permettant de faire varier la concentration de l'aérosol

### II.1.2 Eléments constituant le banc d'essai

L'ensemble des canalisations est en acier inoxydable et de diamètre intérieur 25 mm.

#### ▪ le sécheur d'air

Il s'agit d'un sécheur de modèle CW3 selon la dénomination de la société Trumel qui le commercialise. Il peut traiter un débit de 25 m<sup>3</sup>/h avec une température d'entrée de 35° à 7 bar. Son principe est fondé sur la réfrigération du débit d'air entrant. La vapeur d'eau ainsi contenue dans l'air se trouve condensée.

#### ▪ la mesure des débits

Trois types d'appareils permettent de mesurer les différents débits sur l'installation.

- un Venturi a été dimensionné selon la norme NF-X 10-102 afin de pouvoir mesurer avec une précision adéquate des vitesses de filtration  $U_0$  comprises entre 0,1 et 1 m/s soit un débit volumique compris entre 3 et 30 Nm<sup>3</sup>/h . Il est relié à un transmetteur de pression différentielle pour l'acquisition des mesures. Ses caractéristiques géométriques ainsi que sa courbe d'étalonnage (donnant le débit volumique (Nm<sup>3</sup>/h) en fonction de la pression différentielle affichée) sont données en annexe 2 et 3 du chapitre III.

Cet appareil a l'avantage de n'occasionner qu'une très faible perte de charge.

La mesure de la température et de la pression permet de calculer le débit circulant dans l'installation, aux conditions de pression et de température au moment de la mesure.

- un débitmètre massique est installé pour mesurer avec une précision adéquate des vitesses de filtration  $U_0$  comprises entre 0,007 et 0,2 m/s soit un débit volumique compris entre 0,25 et 8 m<sup>3</sup>/h.

- un compteur volumétrique installé pour le système de prélèvement, permet de quantifier des volumes gazeux pour un débit maximal de 6 m<sup>3</sup>/h.

#### ▪ la mesure des températures

La mesure de la température du fluide circulant dans l'installation est réalisée par une thermosonde à résistance de platine (Pt 100).

#### ▪ la mesure des pressions

La perte de charge du filtre test est suivie par un capteur de pression différentielle qui peut mesurer jusqu'à une perte de charge de 10000 Pa. Le capteur est relié à un Convertisseur Analogique Numérique permettant de faire l'acquisition de la mesure.



Un capteur de pression absolue est installé en amont du filtre test, ce qui permettra de calculer les débits volumiques dans les conditions normales de pression et température ( $T_0=273\text{K}$ ,  $P_0=1,013.10^5\text{ Pa}$ ).

#### ▪ le module de filtration

Il est constitué d'un porte-filtre en acier inoxydable de diamètre 130 mm permettant de mettre en place le filtre test. La surface de filtration en est  $S=1,04.10^{-2}\text{ m}^2$ . Le schéma de construction est donné en annexe 4 du chapitre 3.

## II.2. Dispositif expérimental de filtration d'un aérosol solide d'uranine

### II.2.1 Présentation du générateur d'uranine.

#### ▪ Principe de fonctionnement

Le principe de génération est le suivant : l'aérosol d'uranine est obtenu à partir d'une solution aqueuse de fluorescéine sodée à 10 ou 100g/l selon la granulométrie désirée.

La solution est aspirée et pulvérisée par un dispositif à trous et les gouttelettes obtenues sont entraînées par un courant gazeux qui passe à travers un séparateur à inertie triant les plus grosses gouttelettes en ne laissant en sortie qu'un aérosol liquide fin. Une faible fraction d'air traversant à grande vitesse l'orifice du diaphragme est admise dans la buse. La plus grande partie contourne cette buse. Du fait de leur inertie, les grosses particules ne suivant pas la déviation des lignes de courant sont captées dans la buse et recueillies dans le pot décanteur. L'aérosol fin encore liquide sort du dispositif (selon le schéma de la figure II.2) et est injecté dans le circuit de l'installation après avoir été mélangé à un débit d'air sec de dilution servant au séchage de cet aérosol qui est alors solide.

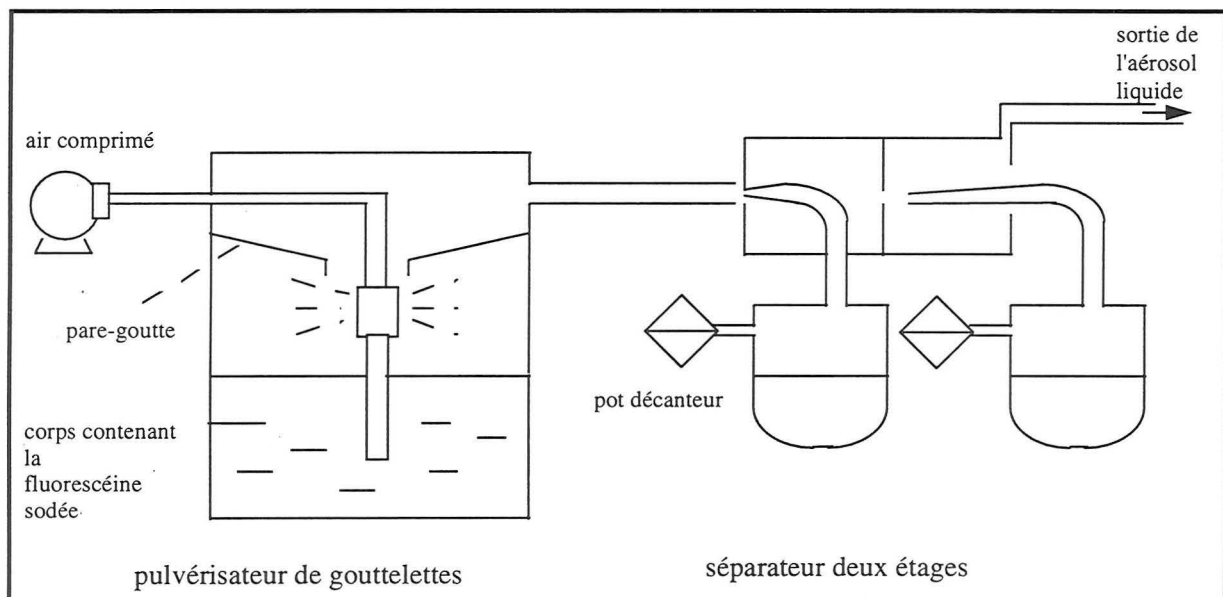


Figure II.2 : Schéma de principe du générateur d'aérosol d'uranine.

Le débit d'air de pulvérisation de la solution est de  $1,8\text{ Nm}^3.\text{h}^{-1}$ , celui de l'air de dilution est  $9\text{ Nm}^3.\text{h}^{-1}$  ce qui implique un débit d'air total de  $10,8\text{ Nm}^3.\text{h}^{-1}$ .

Le fonctionnement du générateur nécessite une pression d'alimentation supérieure à 5 bar.

#### ▪ Caractéristiques de l'aérosol généré

Sa forme :

L'observation au microscope électronique à balayage de l'aérosol généré nous permet de conclure quant à sa forme sphérique comme le montre la figure II.3.

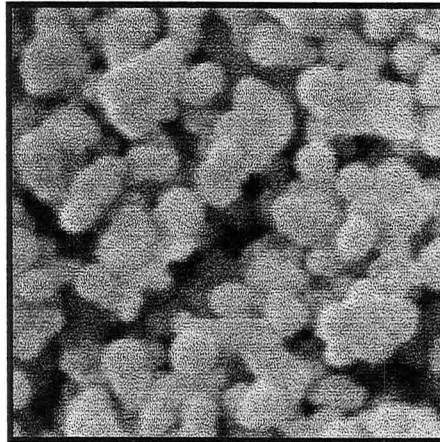


Figure II.3 : Forme sphérique des particules d'uranine (X10000)

Remarque : Les particules sont les unes sur les autres et certaines d'entre elles se trouvent agglomérées.

Sa granulométrie :

Toutes les mesures de granulométrie ont été réalisées grâce à un DMPS (Differential Mobility-Particle Sizer). Cet appareil sera décrit plus précisément dans le paragraphe suivant.

Les résultats donnés par le DMPS nous ont permis de tracer sur du papier log-normal la fréquence cumulée en fonction de la taille des particules.

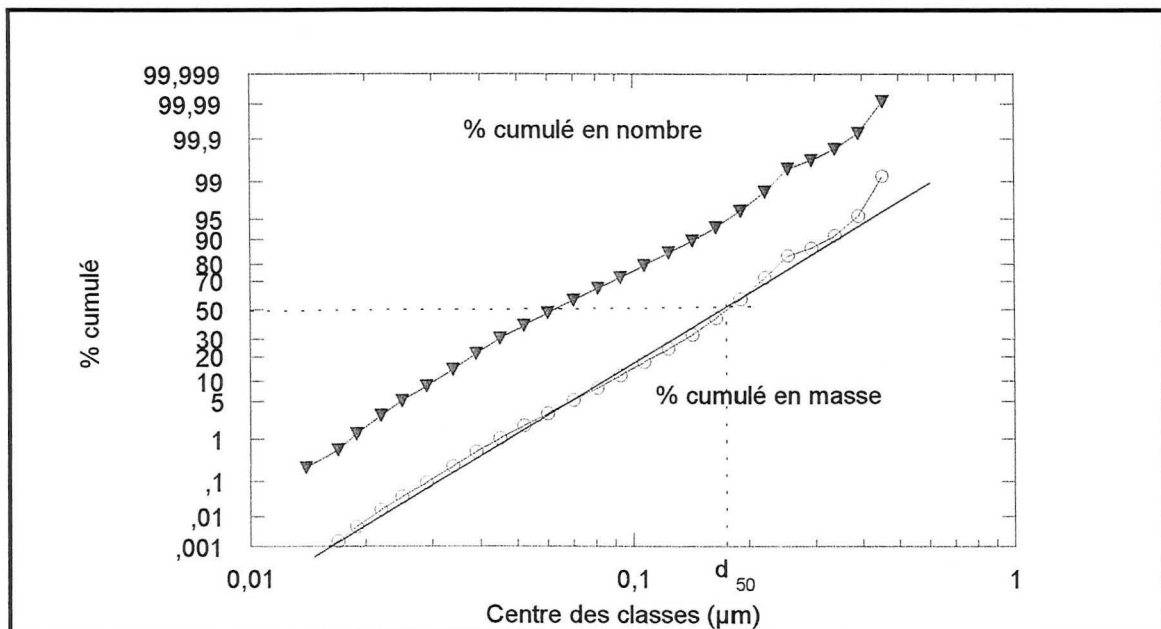


Figure II.4: Distribution granulométrique de l'aérosol d'uranine(Csol=10 g/l) déterminée par le DMPS.

La droite obtenue (figure II.4) nous permet de conclure quant à une distribution de type log-normale des particules. Nous avons ainsi pu déterminer le diamètre  $d_{50}$  et l'écart type géométrique.

Notons qu'en jouant sur Csol, la concentration de la solution de fluorescéine de départ (10 ou 100g/l), ainsi que sur la configuration interne du système générateur (dernier étage d'impaction

supprimé), nous pouvons modifier la taille de l'aérosol généré. Les résultats sont regroupés dans le tableau II.1.

Ainsi, on obtient:

	Solution à 10 g/l	Solution à 100 g/l	Dernier étage d'impacteur supprimé Solution à 100 g/l
$d_{50}$ en nombre ( $\mu\text{m}$ )	<b>0,06</b>	<b>0,11</b>	non mesuré
Ecart type géométrique en nombre	1,85	1,86	non mesuré
$d_{50}$ en masse ( $\mu\text{m}$ )	<b>0,18</b>	<b>0,31</b>	<b>0,40</b> (littérature)
Ecart type géométrique en masse	1,78	1,82	non mesuré

Tableau II.1: Granulométrie de l'aérosol d'uranine.

#### Sa concentration:

La mesure des concentrations consiste à laver les filtres ayant prélevé l'aérosol par une solution d'eau ammoniacquée (5 cm<sup>3</sup> d'ammoniaque pour 10 litres d'eau distillée). Le lavage doit s'effectuer pendant un temps assez long pour que l'uranine déposée sur le filtre soit mise en solution. Une période de 24h a été jugée suffisante dans notre cas. Les solutions ainsi obtenues sont titrées par mesure de leur fluorescence dans l'ultraviolet. A cet effet, nous utilisons un fluorimètre préalablement étalonné qui permet de mesurer la concentration d'une solution d'uranine jusqu'à 10<sup>-11</sup> g/cm<sup>3</sup>.

Ainsi, à partir de la valeur obtenue par le fluorimètre et compte tenu de sa courbe d'étalonnage (fournie en annexe 5 du chapitre III), on détermine la concentration de la fluorescéine sodée de la solution de lavage du filtre. Comme d'autre part, le volume prélevé à-travers le filtre est connu, on peut déterminer la concentration de l'aérosol présent en amont et en aval du filtre test. On corrige ensuite le volume prélevé en fonction de la pression et température mesurées au cours de l'essai. Cette procédure respecte les spécifications de la norme AFNOR NF X 44-011.

Ainsi, le générateur possède les caractéristiques suivantes:

	Aérosol 0,18 $\mu\text{m}$	Aérosol 0,31 $\mu\text{m}$	Aérosol 0,40 $\mu\text{m}$
Concentration générée (mg/Nm <sup>3</sup> )	3,5	15	37
Débit d'air total mesuré (Nm <sup>3</sup> /h)	10,4	10,5	10,5
Débit massique de l'aérosol (mg/h)	36	157	388

Tableau II.2: Caractéristiques du générateur d'uranine

### II.2.2 Système de prélèvement.

Des prélèvements de l'aérosol en amont et en aval du filtre ont été effectués au cours de la filtration afin de déterminer l'efficacité du filtre. De tels prélèvements doivent se faire dans les conditions d'isocinétisme afin que la concentration de la quantité prélevée soit représentative de la concentration dans la gaine principale. Notons cependant ces conditions concernent surtout des particules de taille supérieure au micromètre.

Ainsi, la ligne de prélèvement (amont ou aval) est constituée comme le montre la figure II.5:

- d'une canne de prélèvement implantée dans la canalisation principale de diamètre intérieur 8 mm.

- d'un porte-filtre en acier inoxydable muni d'un filtre plan T.H.E. sur lequel est recueilli l'aérosol prélevé
- d'un compteur volumétrique équipé d'un vacuomètre
- d'un éjecteur venturi qui fait office de pompe à vide.

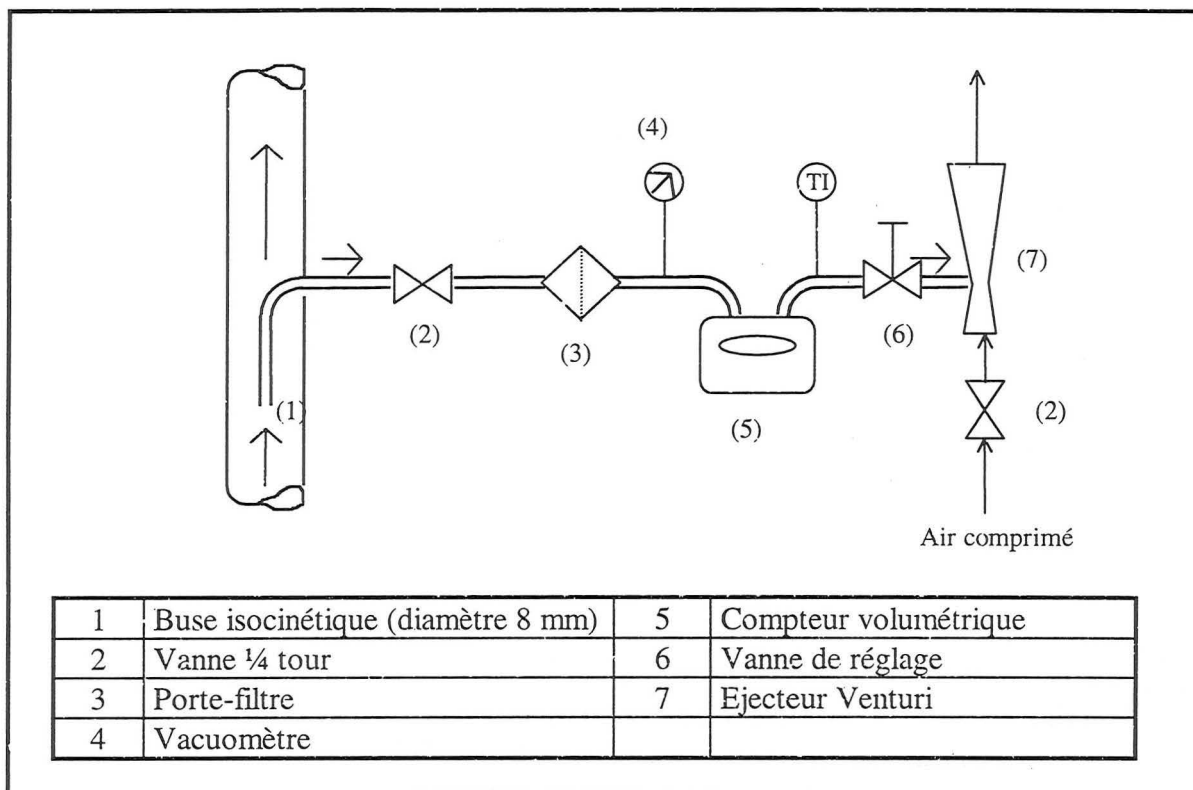


Figure II.5 : Schéma d'une ligne de prélèvement.

Ainsi la valeur du débit dans la conduite principale nous impose celle du débit dans la conduite de prélèvement (par respect de l'isocinétisme). La vanne de réglage nous permettra de respecter cette valeur afin de réaliser le meilleur échantillonnage possible de l'aérosol.

### II.2.3 Etude granulométrique de l'aérosol

La détermination de la distribution granulométrique de l'aérosol d'uranine s'est faite au moyen d'un granulomètre à détection de mobilité électrique: Differential Mobility Particle Sizer (D.M.P.S.) placé en série avec un Compteur à Noyaux de Condensation (C.N.C.).

Le D.M.P.S. mesure la distribution de tailles de particules submicroniques grâce à une technique de détection de leur mobilité électrique. Les particules sont classées par un classificateur électrostatique et leur concentration est mesurée par un C.N.C.

L'ensemble de ces appareils est schématisé figure II.6.

L'aérosol entre d'abord dans un impacteur ce qui permet de séparer les plus grosses particules. Les plus petites entrent alors dans un neutraliseur à noyau de Krypton qui expose les particules à de fortes concentrations d'ions bipolaires. Le mouvement aléatoire des ions provoque de fortes collisions ions-particules; ces dernières atteignent rapidement un état d'équilibre dans lequel elles portent une distribution de charges bipolaires. L'équilibre de Boltzmann implique que le nombre de particules de charge positive est identique au nombre de particules de charge négative. L'aérosol polydispersé ainsi chargé (débit  $Q_p$ ) ainsi qu'un débit  $Q_a$  d'air de gainage sont introduits au sommet d'un espace annulaire compris entre deux cylindres concentriques en

métal. Le courant d'aérosol entoure le courant d'air de gainage et les deux courants circulent de façon laminaire le long du tube axial sans se mélanger.

Le cylindre central est porté à une tension négative contrôlée variant de 0 à 10kV tandis que le cylindre extérieur est à la masse. Cette différence de potentiel crée un champ électrique  $E$  entre les deux cylindres ce qui provoque l'attraction des particules chargées positivement à-travers l'air de gainage vers le cylindre central.

Les particules sont ainsi collectées le long du tube central et leur position dépend de leur mobilité électrique  $Z_p$ . Ainsi, les particules possédant une gamme de mobilité étroite quittent l'analyseur par la fente réservée à l'extraction avec un débit  $Q_m$ . Le reste de particules sort avec l'air d'excès avec un débit  $Q_e$ .

La taille des particules correspondant à la valeur de la mobilité électrique est alors donnée par la relation :

$$Z_p = \frac{n_e e C_c}{3\pi \mu_g dp}$$

où  $Z_p$  est la mobilité électrique de la particule  
 $n_e$  est le nombre de charges élémentaires sur la particule  
 $e$  est la charge élémentaire ( $1,6 \cdot 10^{-19}$  C)

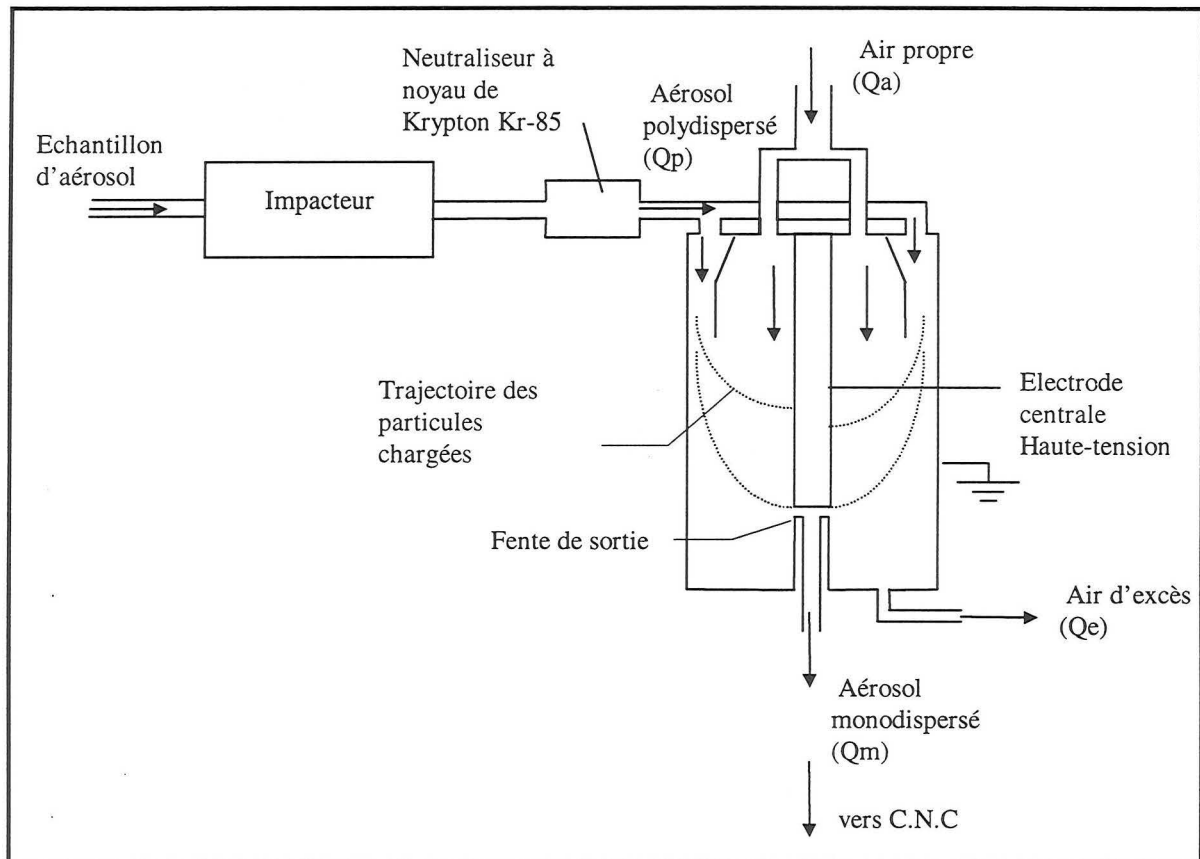


Figure II. 6 : Schéma de principe du D.M.P.S.

Une fois les particules classées selon leur mobilité, leur concentration est mesurée par le compteur à noyau de condensation.

L'aérosol entrant est tout d'abord saturé par une vapeur d'alcool en passant au-dessus d'un récipient chauffé contenant de l'alcool. L'aérosol ainsi saturé en vapeur circule jusqu'à un condenseur où il est refroidi. L'alcool se condense alors sur les particules qui se transforment en des gouttelettes assez grosses pour pouvoir être comptées optiquement.

### II.2.3 Procédure expérimentale

#### ▪ Généralités.

Nous avons réalisé dans un premier temps, toutes nos expériences avec un filtre Très Haute Efficacité D309. Quelques essais ont également été réalisés avec des filtres moyenne efficacité. La manipulation consiste donc à suivre l'évolution de la perte de charge du filtre au cours du colmatage ainsi que celle de l'efficacité par le biais de différents prélèvements en aval du filtre. Nous avons, pour chaque manipulation, fait varier différents paramètres tels que la vitesse de filtration, la taille de l'aérosol, sa concentration.

Aussi, pour chaque manipulation, plusieurs essais sont réalisés. Un premier essai consiste à filtrer jusqu'à obtention d'une perte de charge relativement importante (de l'ordre de 7 à 10 kPa). Les essais suivants vont consister à reproduire la même manipulation mais avec des temps de filtration différents. Ceci va permettre d'une part, de vérifier la bonne reproductibilité des résultats, d'autre part de faire des observations au microscope de chacun des essais afin de visualiser l'évolution du dépôt au cours du colmatage. Enfin, par pesée du filtre de chacun des essais, nous obtenons l'expression de l'équation  $m/S=f$  (temps de filtration) où  $m/S$  est la masse d'aérosol déposée par unité de surface du filtre.

#### ▪ Protocole expérimental.

Le protocole expérimental est le suivant:

1. Pesée du filtre vierge.
2. Mise en place du filtre vierge dans le porte filtre et des filtres de prélèvements amont et aval.
3. Réglages des paramètres du régulateur (selon le débit fixé) et démarrage de la génération.
4. Déclenchement du chronomètre et du système d'acquisition de la perte de charge.
5. Prélèvements amont (3 ou 4 par expérience) et aval (tout au long de l'essai).
6. Arrêt de la manipulation lorsque la perte de charge atteint une valeur élevée (entre 7000 et 10000 Pa).
7. Pesée du filtre colmaté.
8. Analyse des concentrations amont et aval, des différents prélèvements et observations au microscope électronique à balayage du filtre colmaté.
9. Détermination du profil de pénétration de l'aérosol par la méthode du pelage.

Celle-ci consiste à prélever successivement sur une surface fixée du filtre des couches grâce à un morceau de ruban adhésif. On réalise ainsi une quinzaine de pelures par filtre et chaque morceau de ruban adhésif enduit de fibres et de l'aérosol, est trempé dans un volume connu d'eau ammoniacquée afin de remettre en solution la fluorescéine. L'analyse au fluorimètre permet alors de réaliser un profil de pénétration de l'aérosol au sein du filtre et on peut également observer l'évolution de ce profil au fur et à mesure du colmatage.

## Partie III- Expériences réalisées et résultats

### III.1. Bilan des expériences réalisées.

Nous avons mené des expériences en faisant varier plusieurs paramètres tels que la **vitesse de filtration** (entre 1,1 cm/s et 50 cm/s), la **concentration amont** de l'aérosol (entre 1,4 et 15 mg/Nm<sup>3</sup>) et la **granulométrie** (0,18 - 0,31 et 0,40  $\mu$ m). Le tableau suivant recense toutes les expériences réalisées qui, comme nous l'avons déjà précisé, ont été reproduites plusieurs fois avec des temps de filtration différents.

Vitesse (cm/s)	Taille aérosol ( $\mu$ m)					
	0,18		0,31			0,40
	3,5 mg/Nm <sup>3</sup>	1,7 mg/Nm <sup>3</sup>	1,4 mg/Nm <sup>3</sup>	15 mg/Nm <sup>3</sup>	5,2 mg/Nm <sup>3</sup>	37 mg/Nm <sup>3</sup>
50			X		X	
30	X	X		X	X	X
18	X			X	X	X
9	X		X			X
3,2	X			X		X
1,1				X		

Tableau III. 1: Bilan des expériences réalisées avec l'aérosol d'uranine

### III.2. Résultats obtenus.

#### III.2.1 Evolution de la perte de charge au cours du colmatage.

La pesée des filtres de chacun des essais d'une série de mêmes conditions opératoires nous permet de tracer la masse surfacique déposée en fonction du temps de filtration  $t_f$ .

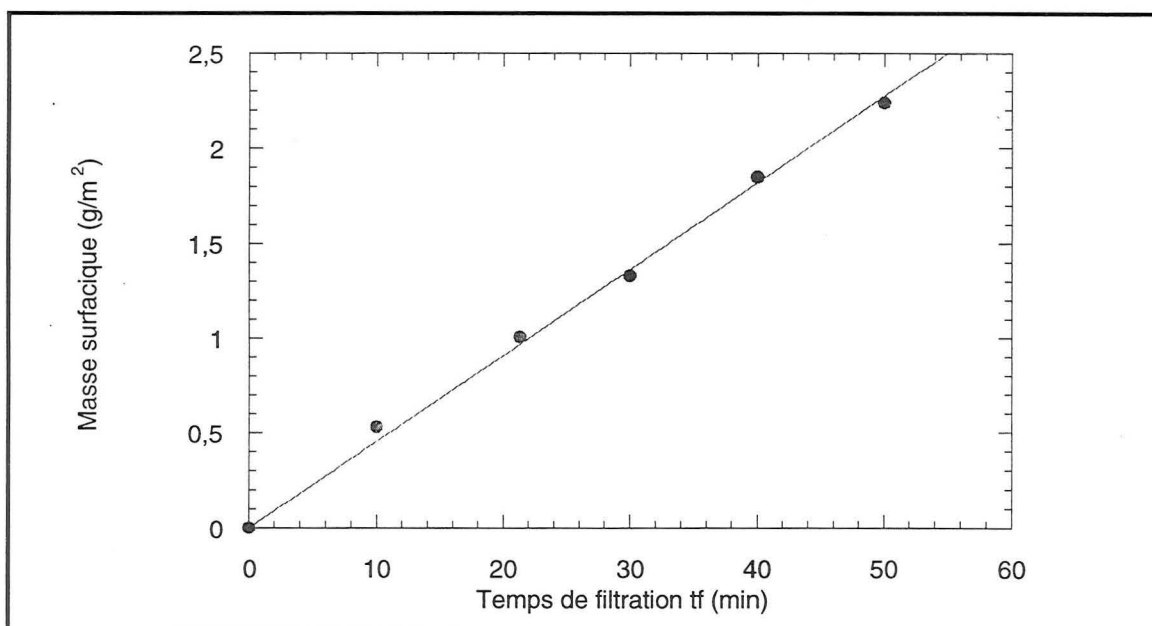


Figure III.1 : Masse déposée fonction du temps de filtration ( $d_p=0,18 \mu\text{m}$ - $U_0=18 \text{ cm/s}$ -  $C_{am}=3,5 \text{ mg/Nm}^3$ )



Comme le montre la figure III.1, remarquons le parfait alignement des points prouvant que le dépôt se fait de façon uniforme dans le temps. Cette linéarité de la masse déposée en fonction du temps est tout à fait logique puisque le débit et la concentration amont sont constants dans le temps et l'efficacité initiale d'un filtre T.H.E. est voisine de 99,97 %.

Ainsi, on peut aisément trouver une relation linéaire liant le temps de filtration à la masse déposée. L'acquisition de données nous ayant fourni les valeurs de la perte de charge du filtre en fonction du temps de filtration, nous pouvons en déduire la courbe d'évolution de la perte de charge en fonction de la masse déposée.

Les courbes d'évolution de la  $\Delta P$  au cours du colmatage ont toutes l'allure donnée par la figure III.2. Notons tout d'abord, comme le montre cette figure, une très bonne reproductibilité de nos expériences puisque tous les points décrivant l'évolution de la perte de charge sont situés sur une même courbe quel que soit le temps de filtration.

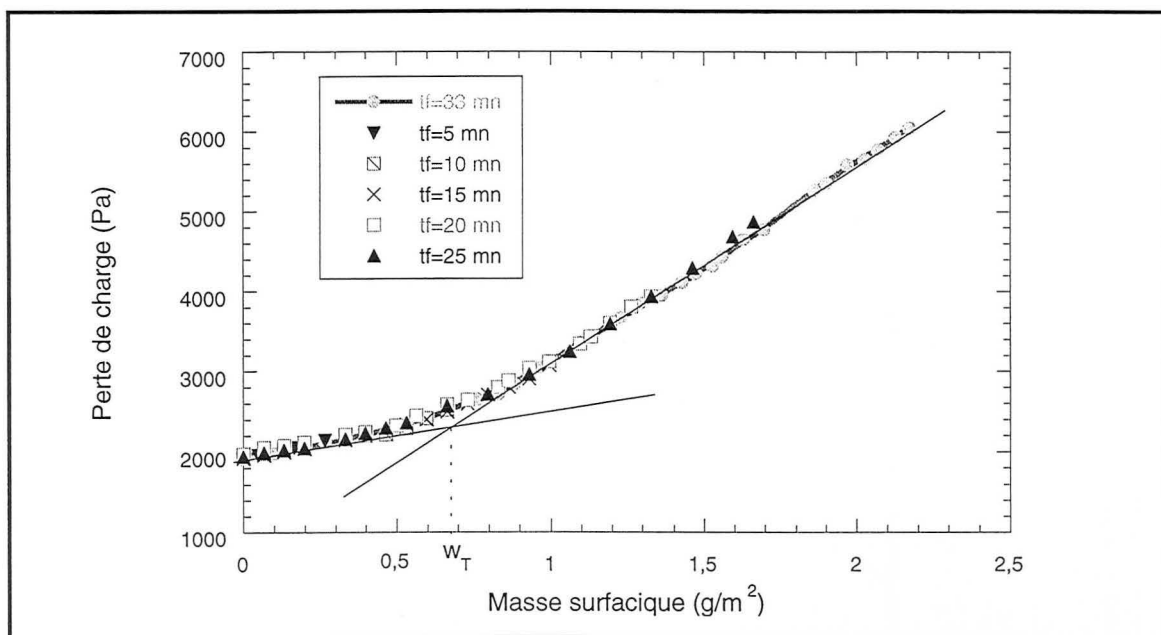


Figure III.2 : Evolution de la perte de charge au cours du colmatage ( $d_p=0,18 \mu m$  -  $C_{am}= 3,5 mg/Nm^3$  -  $U_0=18 cm/s$ )

Les courbes  $\Delta P=f(m/S)$  obtenues comportent deux parties. On note  $w_T$ , la masse déposée par unité de surface correspondant à l'intersection des tangentes à la courbe pour chacune des deux parties. Ainsi, on peut noter que :

- pour une masse déposée inférieure à  $w_T$ , la perte de charge augmente lentement.
- dans la zone intermédiaire autour de  $w_T$ , la perte de charge s'accélère.
- pour une masse déposée supérieure à  $w_T$ , l'augmentation de la perte de charge se fait de façon beaucoup plus rapide et devient linéaire avec la quantité de particules déposées.

Notons que cette description est en bon accord avec les études de la littérature ( Walsh,1996).

### III.2.2 Allure du dépôt au cours du colmatage.

Les observations au microscope électronique à balayage de la surface de nos filtres colmatés pour les différents temps de filtration vont nous permettre d'expliquer les différentes parties de la courbe d'évolution de la perte de charge.

Ainsi, les photographies de la figure III.4 correspondant à l'évolution de la perte de charge donnée par la figure III.3, montrent l'évolution du dépôt au fur et à mesure du colmatage.



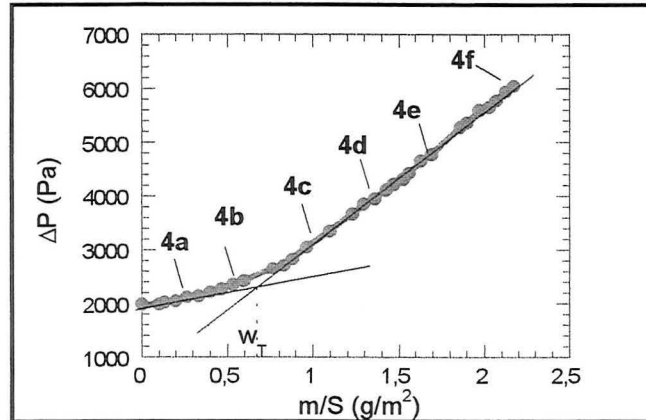


Figure III. 3 : Evolution de la perte de charge du filtre correspondants aux observations au microscope.

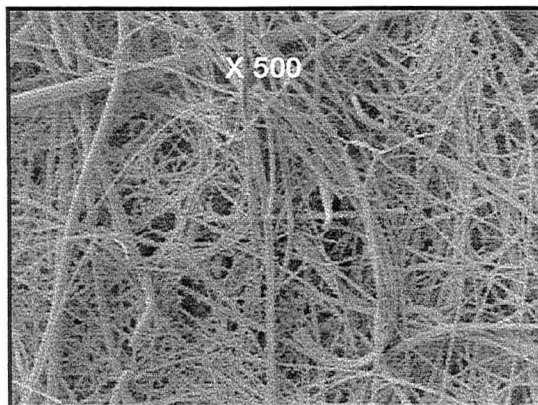


Fig. 4a: Dépôt pour  $t_f=5\text{min}$

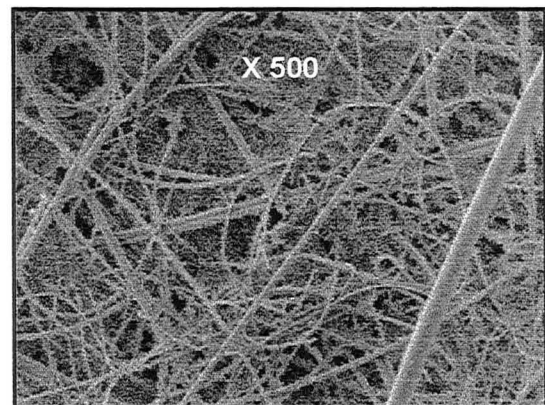


Fig. 4b: Dépôt pour  $t_f=10\text{min}$

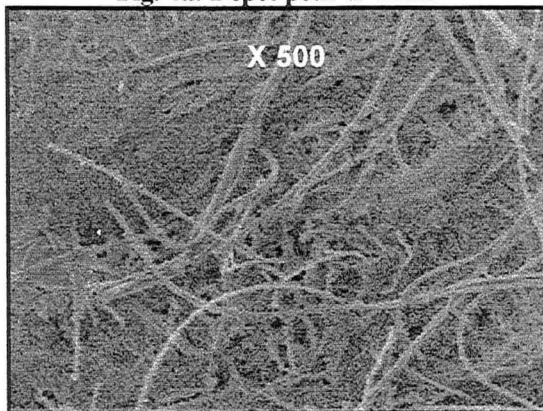


Fig. 4c: Dépôt pour  $t_f=15\text{min}$

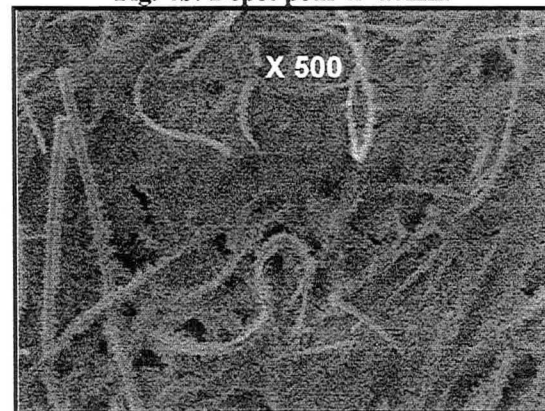


Fig. 4d: Dépôt pour  $t_f=20\text{min}$

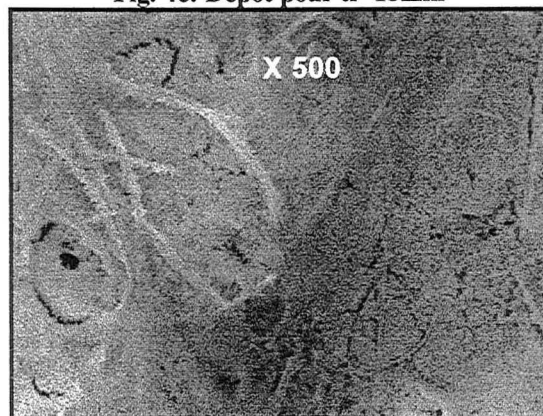


Fig. 4e: Dépôt pour  $t_f=25\text{min}$

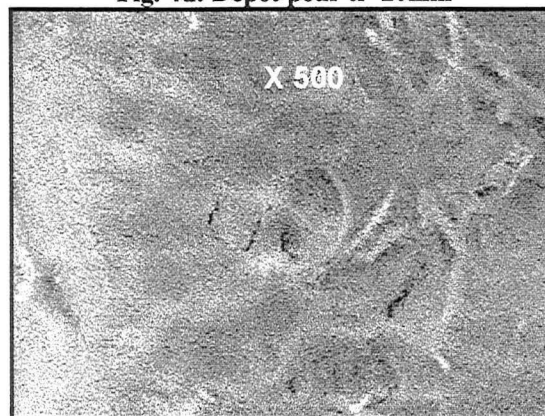


Fig. 4f : Dépôt pour  $t_f=33\text{min}$

Figure III.4: Allure du dépôt en surface du filtre pour différents temps de filtration.

Les photographies semblent indiquer un dépôt en profondeur dans la première partie de la courbe ( $m/S < w_T$ ) alors que dans la partie linéaire, le dépôt semble se faire plutôt sur les premières couches du filtre. En effet, les fibres constitutives du filtre sont encore très visibles pour les premières photographies puis disparaissent au fur et à mesure du colmatage, recouvertes par le dépôt.

En observant de façon plus précise l'aspect du dépôt pour une masse déposée inférieure à  $w_T$ , on constate que les particules collectées forment des dendrites sur les fibres (figure III.5). Cette observation est en bon accord avec les descriptions du dépôt trouvées dans la littérature.

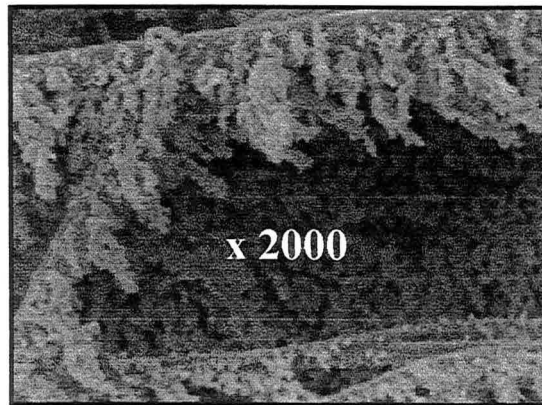


Figure III.5 : Dépôt sous forme de dendrites dans la profondeur du filtre.

De même, l'observation du dépôt lorsque la quantité de particules déposées est importante nous montre que les fibres sont totalement recouvertes par les particules qui forment alors un gâteau en surface du filtre (figure III.6).

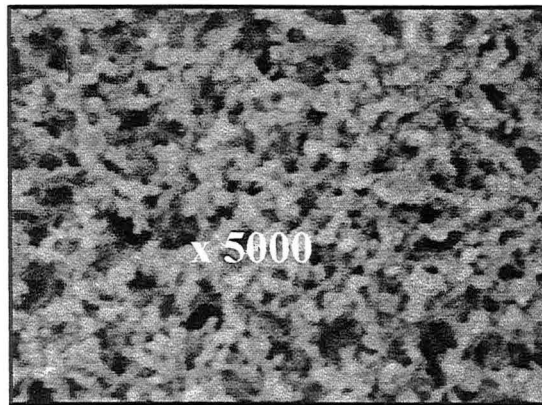


Figure III.6 : Dépôt sous forme de gâteau recouvrant la surface du filtre.

Une expérience menée avec un temps de filtration assez élevé nous a permis de capturer une quantité importante de particules et d'obtenir un gâteau d'épaisseur suffisante pour être observé. La figure III.7 est une vue du gâteau observé sur sa tranche. Celle-ci a été rendue possible par le fait qu'une partie du dépôt s'était détachée laissant réapparaître la surface du filtre. L'observation de cette surface au MEB montre peu de particules dans les premières couches du filtre (figure III.8)

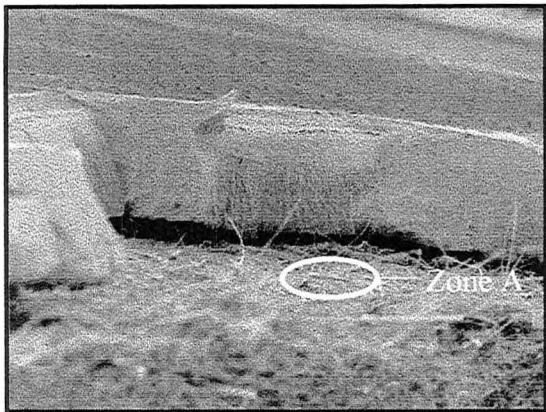


Figure III.7 : Observation du gâteau sur la tranche

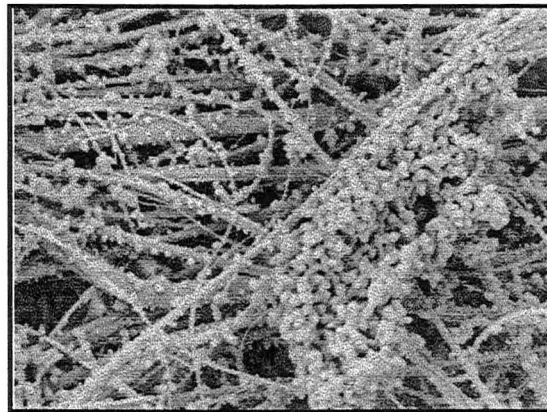


Figure III.8: Observation de la zone A.

### III.2.3 Profil de pénétration de l'aérosol au sein du media filtrant.

Par la technique des pelures, décrite dans la partie II, nous avons accès à la masse de particules déposées dans les différentes couches du filtre. La figure III.9, nous montre une décroissance exponentielle de  $m/S$  en fonction de la profondeur ce qui signifie que le dépôt en fin de manipulation, est essentiellement situé sur la surface du filtre.

Afin de tester la validité de notre méthode de détermination du profil de pénétration, nous avons fait figurer sur la figure III.10, les résultats de deux essais réalisés sur le même échantillon. Nous y avons représenté cette fois-ci, le paramètre  $R$  (%) défini comme le rapport de la masse collectée dans chacune des tranches sur la masse totale collectée par le filtre.

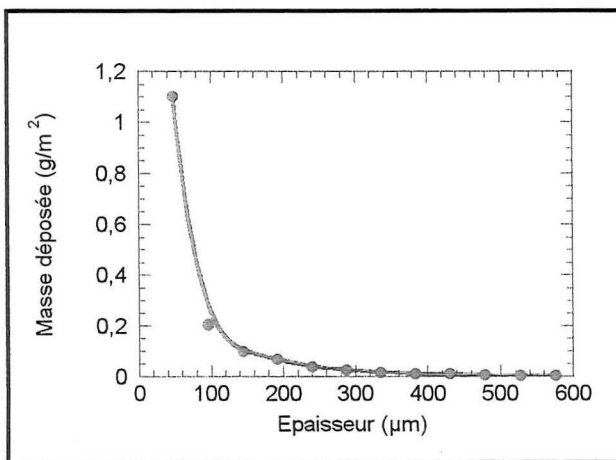


Figure III.9 : Profil de pénétration de l'aérosol au sein du média filtrant ( $d_p=0,18 \mu\text{m}$ ,  $U_0=30 \text{ cm/s}$ )

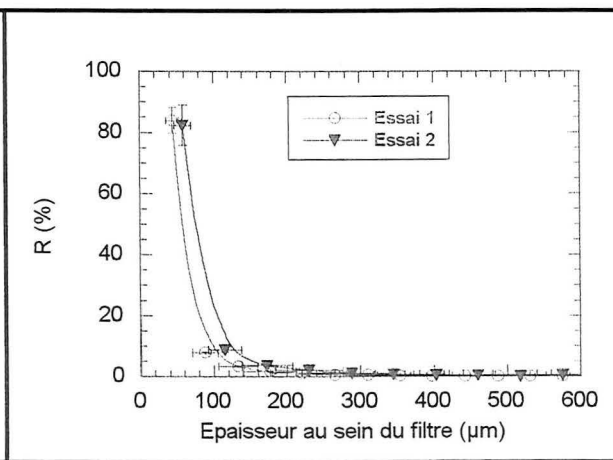


Figure III.10 : Reproductibilité de la méthode des pelures.

Les résultats des deux essais montrent une relativement bonne reproductibilité. Nous avons estimé l'erreur relative commise sur la valeur de  $R$  à 8%.

Etudions maintenant l'évolution de ce profil au fur et à mesure du colmatage du filtre. Nous avons représenté sur la figure III.11, le profil de pénétration d'un aérosol de taille  $0,18 \mu\text{m}$  au sein du filtre pour deux valeurs du temps de filtration : 10 et 25 min correspondant respectivement à une masse déposée de  $0,7 \text{ g/m}^2$  et  $1,8 \text{ g/m}^2$  dans le cas de nos conditions opératoires.

Ainsi, on peut se rendre compte qu'au début du colmatage ( $m/S = 0,7 \text{ g/m}^2$ ), la proportion massique de particules déposées dans la profondeur du filtre est plus importante que pour une masse collectée plus élevée ( $m/S = 1,8 \text{ g/m}^2$ ). De plus, on constate que pour un faible

colmatage, la première pelure correspond à environ 40 % de la masse totale déposée alors qu'elle correspond à 70 % pour un colmatage plus élevé.

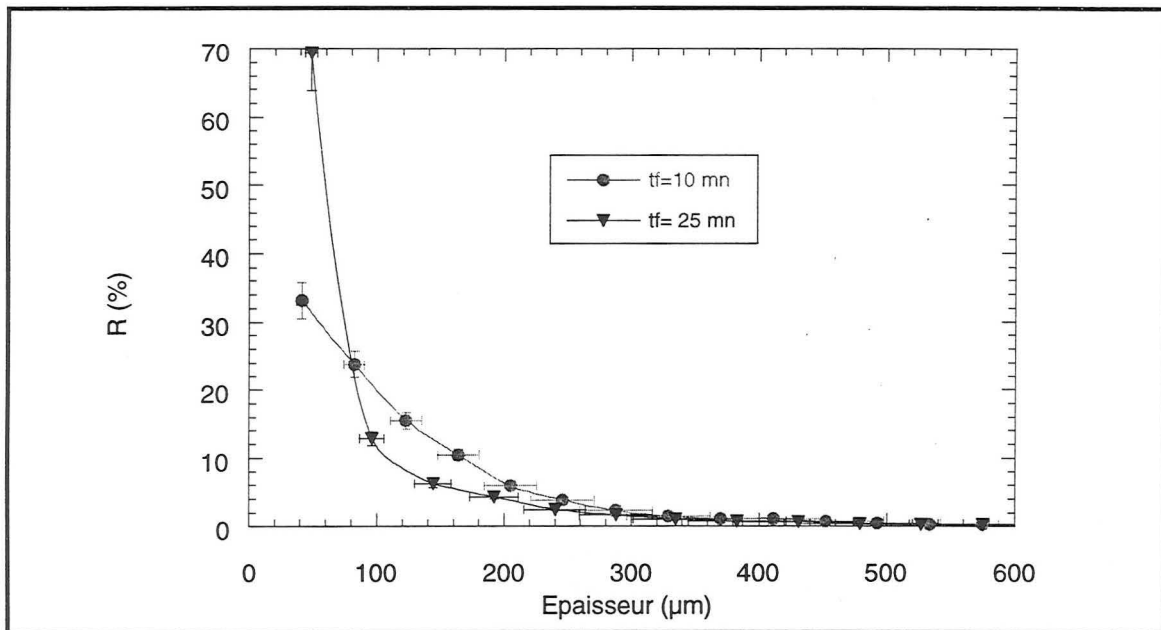


Figure III.11 : Evolution du profil de pénétration au sein du filtre au cours du colmatage ( $d_p=0,18\mu\text{m}$ - $C^0=3,5\text{mg}/\text{Nm}^3$ - $U_0=30\text{ cm/s}$ )

Le tableau suivant montre l'évolution de la masse totale collectée dans les premières et dernières couches du filtre au fur et à mesure du colmatage pour l'ensemble des temps de filtration étudiés.

tf en min	5	10	15	20	25
% de la masse totale collectée dans les deux premières couches	67	66	72	72	82
% de la masse totale collectée dans les deux dernières couches	1,40	0,55	0,71	0,60	0,42

Tableau III.2: Evolution du pourcentage de la masse totale collectée dans les premières et dernières couches au fur et à mesure du colmatage ( $d_p=0,18\mu\text{m}$  et  $U=30\text{ cm/s}$ .)

Ainsi, les résultats concernant l'évolution du profil de pénétration pour des valeurs intermédiaires du temps de filtration corroborent nos conclusions précédentes : la proportion de particules collectées dans les premières couches du filtre augmente au fur et à mesure du colmatage. Ce résultat signifie que le processus de filtration prend naissance à l'intérieur du medium filtrant et se termine majoritairement sur la surface du filtre.

Ces conclusions sont en bon accord avec nos observations au microscope.

### III.2.4 Evolution de l'efficacité du filtre au cours du colmatage.

L'efficacité du filtre D309 est mesurée grâce à différents prélèvements en aval du filtre. Son caractère THE est mis en évidence par la valeur élevée de son efficacité initiale (de l'ordre de 99,90 %).

Nous préférons cependant utiliser le paramètre P, perméance du filtre, pour caractériser l'évolution de son efficacité.

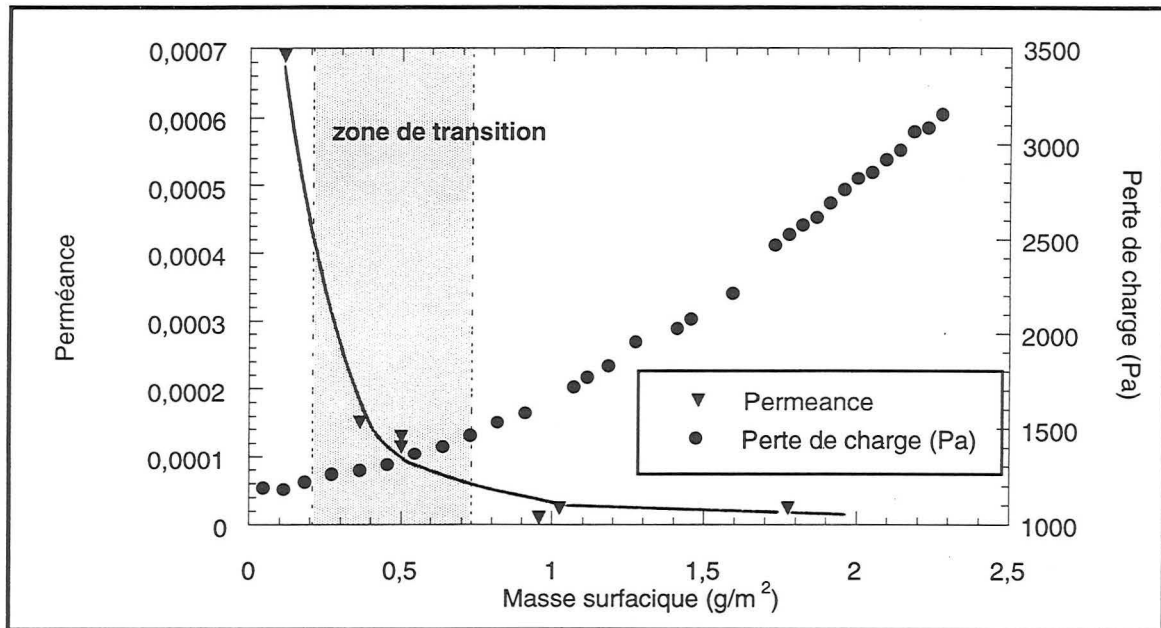


Figure III. 12 : Evolution de la perméance du filtre D309 pour  $d_p=0,18\mu\text{m}$ - $C^\circ=3,5\text{mg}/\text{Nm}^3$ - $U_0=18\text{ cm/s}$

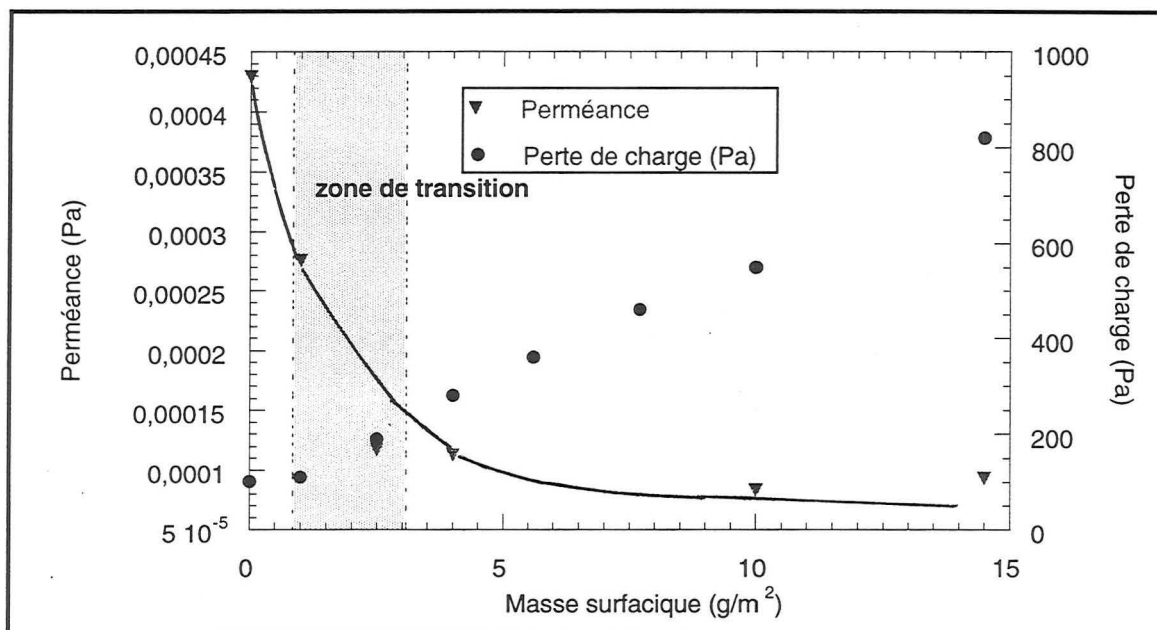


Figure III.13 : Evolution de la perméance du filtre D309 pour  $d_p=0,31\mu\text{m}$ - $C^\circ=15\text{ mg}/\text{Nm}^3$ - $U_0=1,1\text{ cm/s}$

On constate, comme le montrent les figures III.12 et III.13, que la perméance du filtre diminue très rapidement dans la première étape du colmatage puis cette diminution ralentit avant de tendre vers un pallier correspondant aux limites de détection du fluorimètre. Nous avons superposé sur ces figures, l'évolution correspondante de la perte de charge afin de mettre en évidence le fait que les changements d'évolution des deux paramètres Perméance et Perte de charge se produisent sensiblement pour une même masse déposée.

### III.2.5 Discussion

Ces différentes approches (étude de l'évolution de la perte de charge, observations au M.E.B, analyse du profil de pénétration au sein du filtre, étude de l'évolution de l'efficacité) convergent toutes vers une même description du comportement du filtre lors de la filtration de



particules solides. Aussi, l'ensemble de ces premières observations confirment les études antérieures décrites dans la partie I : le processus se fait donc de la façon suivante :

- le colmatage du filtre se décompose en **deux étapes**

- durant **les premiers instants du colmatage**, les particules sont collectées à l'intérieur du medium filtrant. Les premières sont capturées par les fibres vierges du filtre ce qui perturbe peu les lignes du courant de fluide autour des fibres; l'augmentation de la perte de charge est donc initialement très faible. Les particules suivantes se déposent essentiellement sur les premières déjà déposées formant ainsi des chaînettes de particules appelées **dendrites**.

Ce mode de dépôt a deux conséquences : la première est que les particules capturées, de part leur **structure dendritique**, offrent une plus grande résistance au passage de l'air circulant dans le filtre ce qui explique l'accélération de la perte de charge. La seconde conséquence est que les dendrites nouvellement formées agissent comme de nouvelles fibres collectrices ce qui contribue à une augmentation importante de l'efficacité du filtre.

- une **seconde étape** dans le processus de filtration démarre lorsque les dendrites se rejoignent et forment un gâteau sur la surface du filtre. Le gâteau peut être considéré comme un second filtre d'épaisseur croissante en série avec le medium initial, ceci explique l'augmentation linéaire de la perte de charge avec la masse surfacique de particules. Notons que la filtration en profondeur n'est pas inhibée par la filtration en surface. Elle peut se poursuivre lors de la formation du gâteau.

Nous discuterons plus précisément dans la suite de cette étude, du point de transition entre les deux étapes décrites ici.

### III.2.6 Influence des conditions opératoires.

#### ▪ influence de la vitesse de filtration

Différentes valeurs de la vitesse de filtration ont été testées dans la gamme  $1,1 < U_0 < 50$  cm/s correspondant au régime laminaire ( $3,8 \cdot 10^{-3} < Re_{p0} < 0,17$ )

L'évolution de la perte de charge pour l'ensemble des valeurs étudiées est représentée sur la figure III.14 dans le cas d'un aérosol d'uranine de  $0,31 \mu\text{m}$  (cinq valeurs de  $U_0$ ).

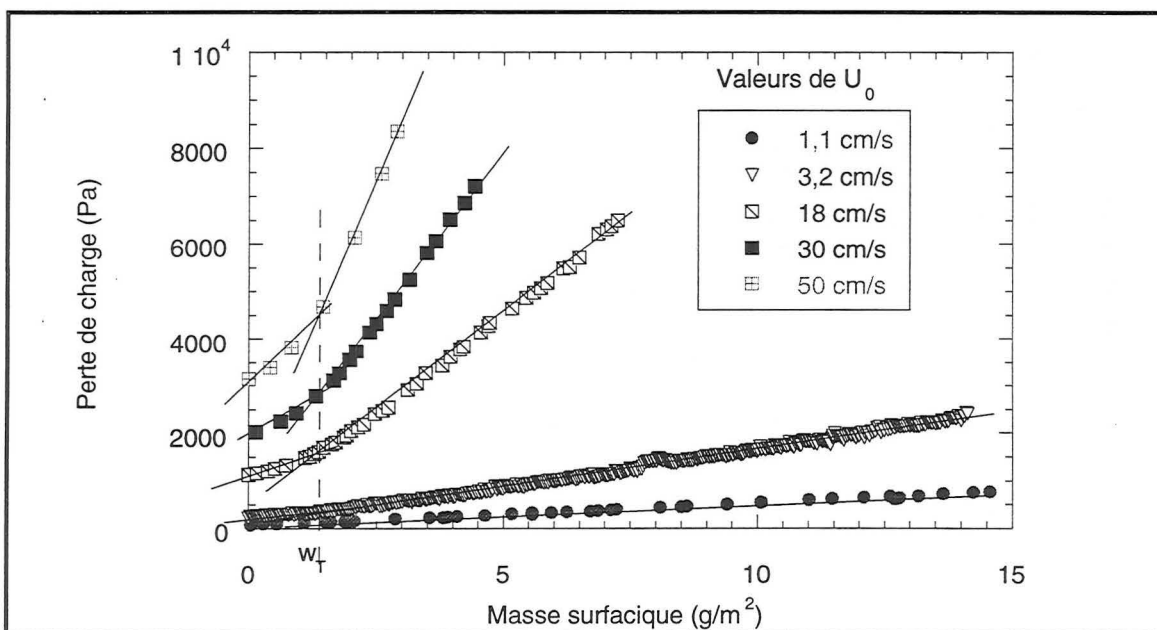


Figure III.14: Evolution de la perte de charge du filtre pour différentes vitesses de filtration ( $d_p=0,31 \mu\text{m}$ )

Dans un premier temps, cette figure nous montre que la masse de transition  $w_T$  semble indépendante de la vitesse de filtration. Ce résultat signifierait que le dépôt commence à se former en surface à partir d'une même masse de particules collectées dans la profondeur du filtre et ce quelle que soit la vitesse d'approche des aérosols.

On constate également que la pente de la partie linéaire est d'autant plus grande que la vitesse est élevée. Néanmoins, afin de déterminer si cet écart entre les courbes est dû uniquement à la différence de vitesse ou également à une modification du dépôt des particules, nous avons représenté le rapport  $\Delta P/U_0$  en fonction de la masse déposée.

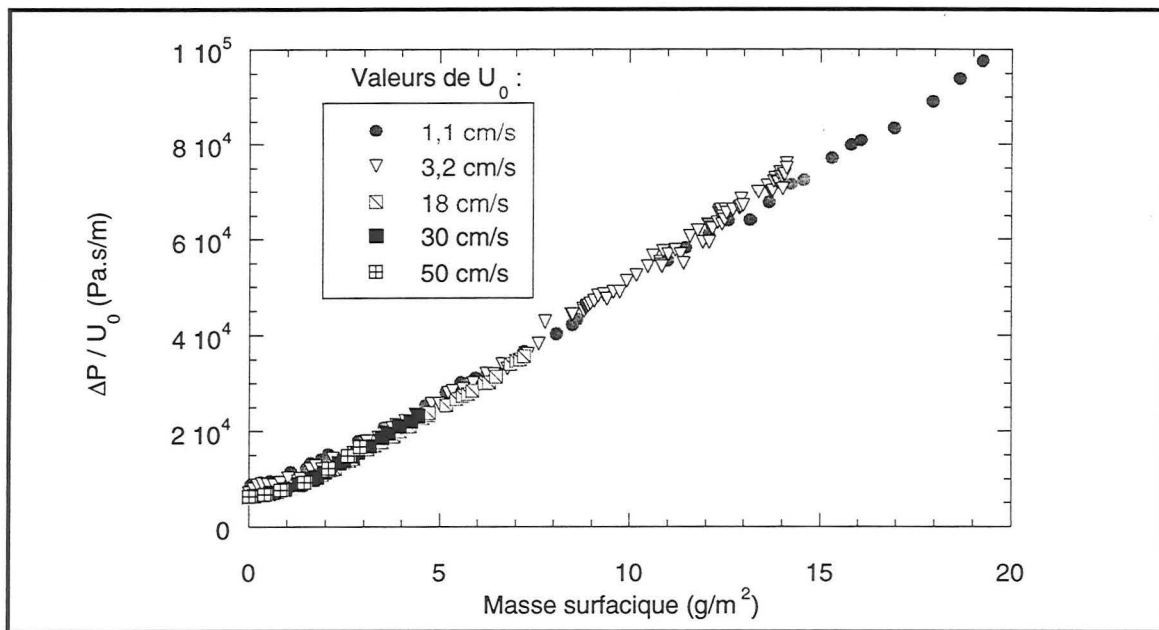


Figure III. 15 : Evolution du paramètre  $\Delta P/U_0$  pour différentes vitesses de filtration ( $d_p=0,31 \mu\text{m}$ ).

La figure III.15 nous montre que toutes les courbes sont identiques. La vitesse de filtration dans la gamme  $1,1 < U_0 < 50 \text{ cm/s}$  a peu d'influence sur la façon dont les particules se déposent sur les fibres. Ces résultats se retrouvent également pour un aérosol plus fin et plus gros (voir figures III.16 et III.17).

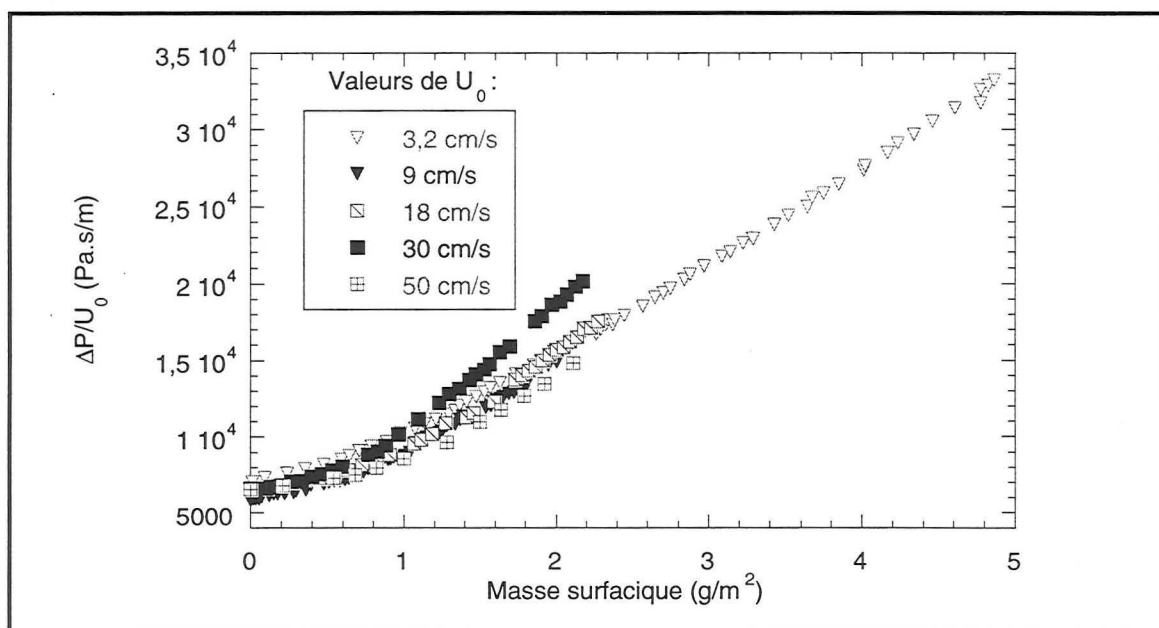


Figure III. 16 : Evolution du paramètre  $\Delta P/U_0$  pour différentes vitesses de filtration ( $d_p=0,18 \mu\text{m}$ ).

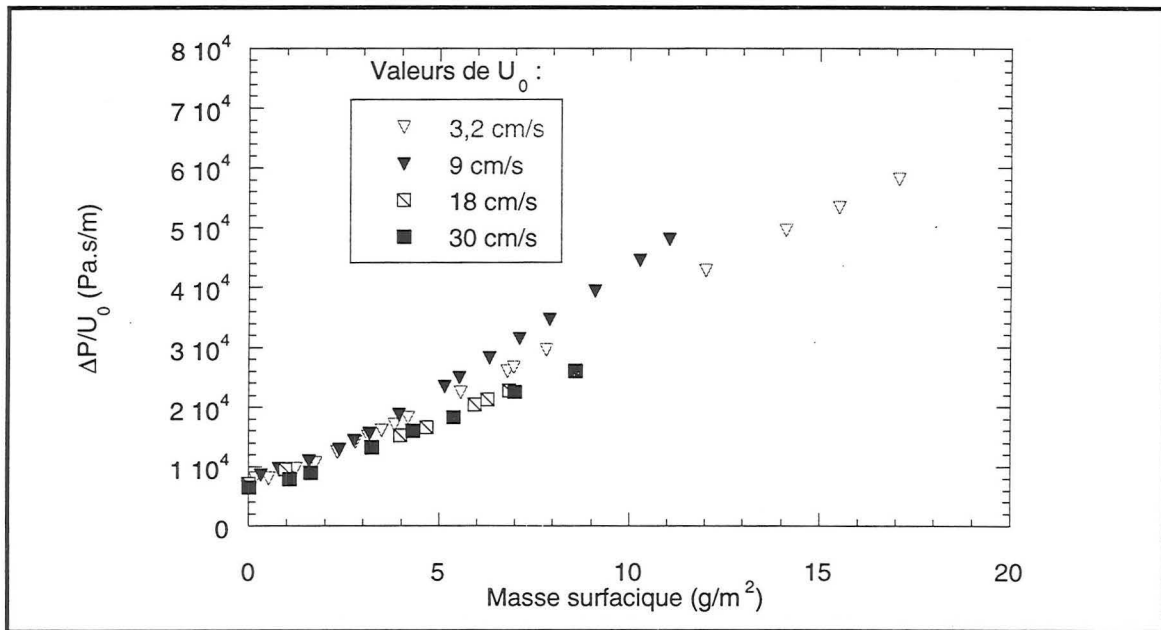


Figure III. 17: Evolution du paramètre  $\Delta P/U_0$  pour différentes vitesses de filtration ( $d_p=0,40 \mu m$ ).

Dans le cas de l'aérosol de  $0,18 \mu m$ , les courbes  $\Delta P/U_0$  sont également superposées : celle relative à la vitesse  $U_0=30 \text{ cm/s}$  est un peu plus éloignée des autres. Les expériences répétées plusieurs fois ont toutes confirmé ce résultat. Le cas de la vitesse  $U_0=30 \text{ cm/s}$  reste donc un cas particulier que nous ne pouvons pas encore expliquer.

Les résultats relatifs à l'aérosol de  $0,40 \mu m$  (figure III.17) montrent légèrement plus de dispersion, cependant avec ce type d'aérosol, le colmatage est très rapide (notamment à plus forte vitesse) et ne permet pas une parfaite régulation de la vitesse. On peut donc conclure dans le même sens que pour l'aérosol de  $0,31 \mu m$  quant à un dépôt identique quelle que soit la valeur de la vitesse (dans la gamme  $3,2 \text{ cm/s} < U_0 < 30 \text{ cm/s}$ ).

#### ▪ influence de la concentration amont de l'aérosol.

Grâce à des dilutions par de l'air sec, nous avons pu comparer l'influence de la concentration à la fois sur l'évolution de la perte de charge et sur le profil de pénétration. Malheureusement, nous sommes limités par le banc expérimental au niveau du débit de dilution; ainsi nous ne pouvons balayer qu'une faible plage de concentrations avec un rapport de dilution de 2,5.

Les figures III.18 et III.19, respectivement pour des vitesses de  $30 \text{ cm/s}$  et  $9 \text{ cm/s}$  et pour des concentrations de  $3,5$  et  $1,4 \text{ mg/Nm}^3$ , montrent une très légère diminution de la perte de charge (pour une masse déposée fixée) pour une concentration plus faible. Cette légère diminution n'est cependant pas assez significative pour conclure quant à une influence de la concentration amont de l'aérosol.



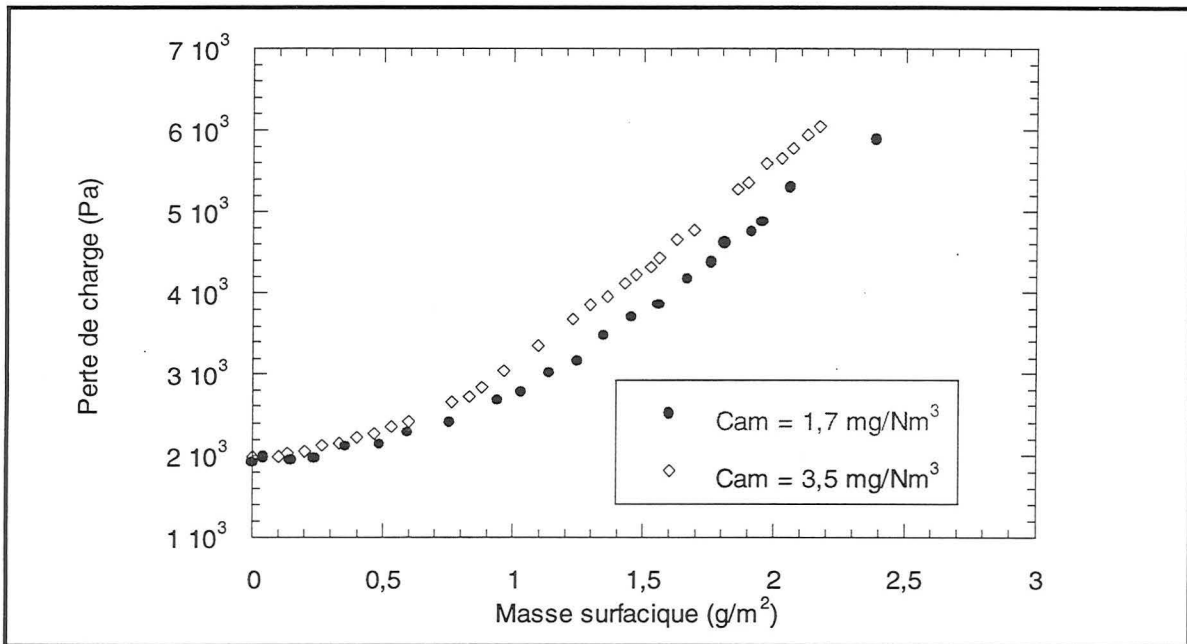


Figure III. 18: Influence de la concentration pour  $d_p=0,18 \mu\text{m}$  et  $U_0= 30 \text{ cm/s}$ .

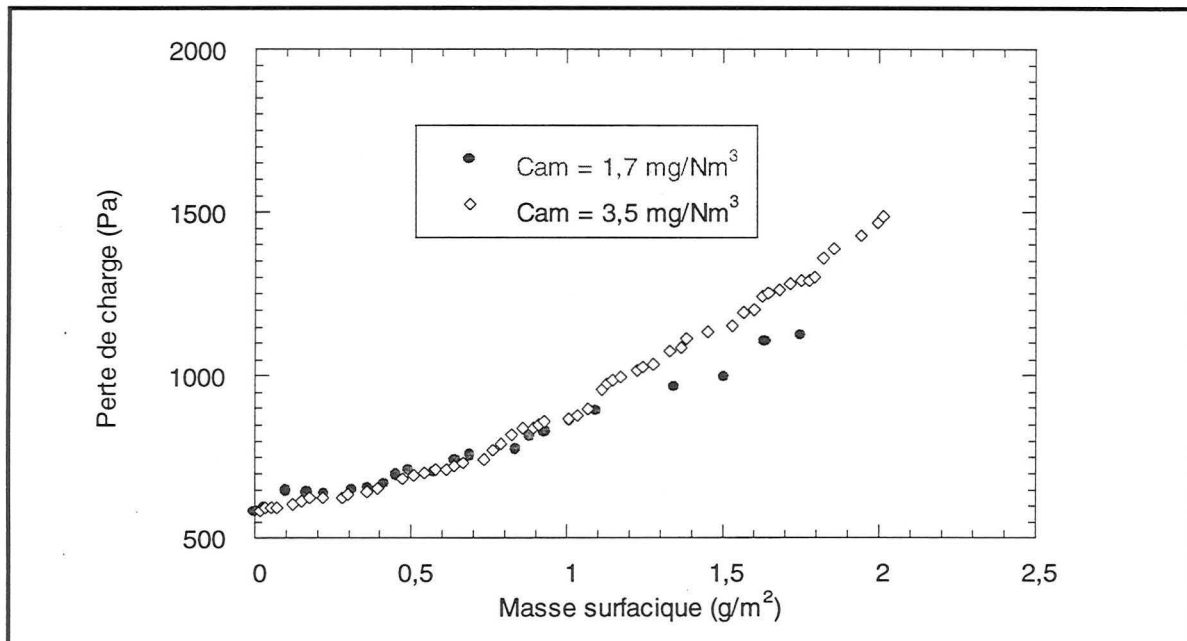


Figure III. 19: Influence de la concentration pour  $d_p=0,18 \mu\text{m}$  et  $U_0= 9 \text{ cm/s}$ .

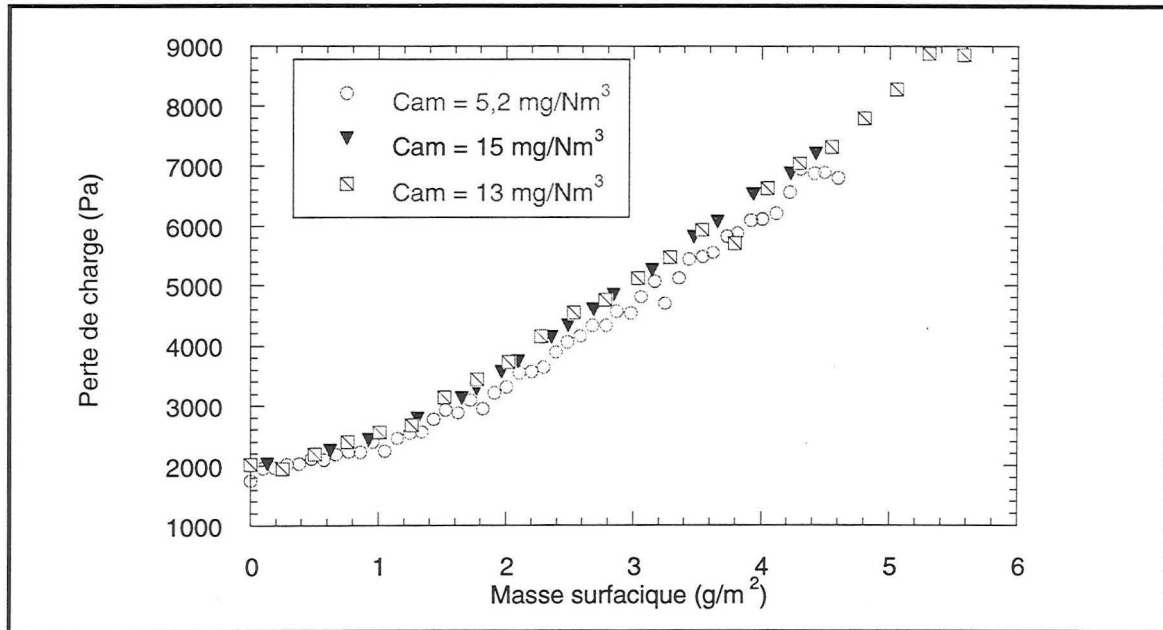


Figure III. 20: Influence de la concentration pour  $d_p=0,31 \mu\text{m}$  et  $U_0= 30 \text{ cm/s}$ .

De même, la figure III.20, concernant l'aérosol de  $0,31 \mu\text{m}$ , ne montre pas d'influence de la concentration pour un rapport de dilution voisin de 3.

Nous avons également étudié l'influence de la concentration au niveau du profil de pénétration de cet aérosol au sein du medium filtrant. Nous avons comparé les deux profils (pour  $Cam=5,2$  et  $15 \text{ mg/Nm}^3$ ) dans le cas d'un temps de filtration court (dépôt dans la profondeur du filtre) et dans la cas d'un temps de filtration long (dépôt en surface du filtre). Ces comparaisons sont illustrées par les figures III.21 et III.22 : la concentration dans le domaine étudié n'a également pas d'influence sur le profil de pénétration de l'aérosol.

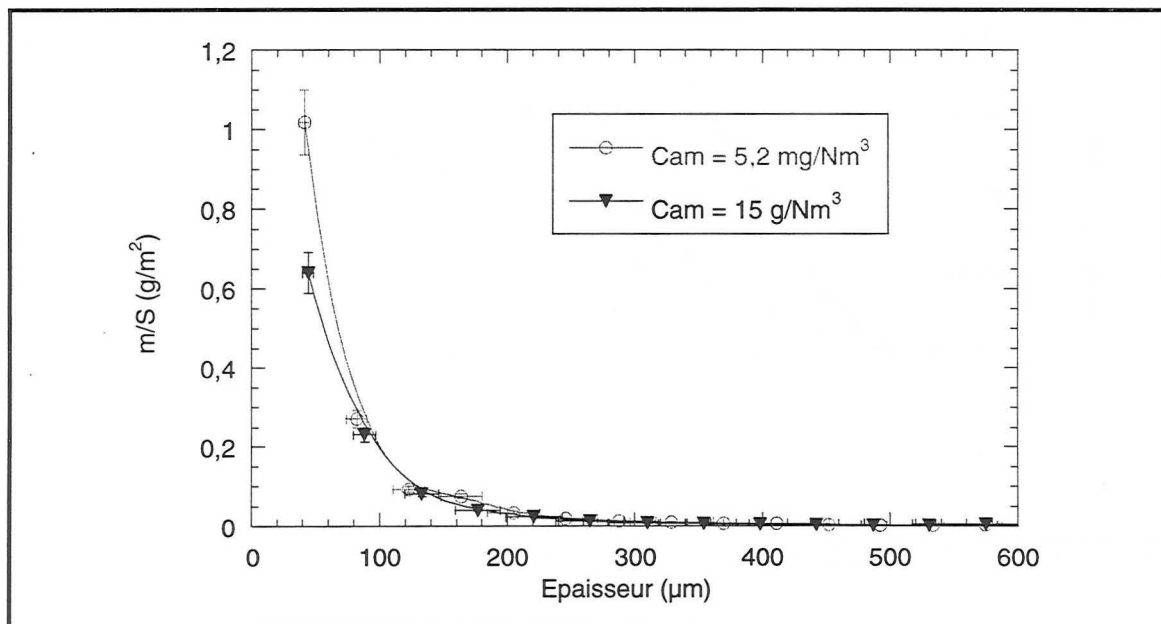


Figure III. 21: Influence de la concentration sur le profil de pénétration ( $d_p=0,3 \mu\text{m}$  -  $U_0= 18 \text{ cm/s}$  - masse déposée =  $1,4 \text{ g/m}^2$ )

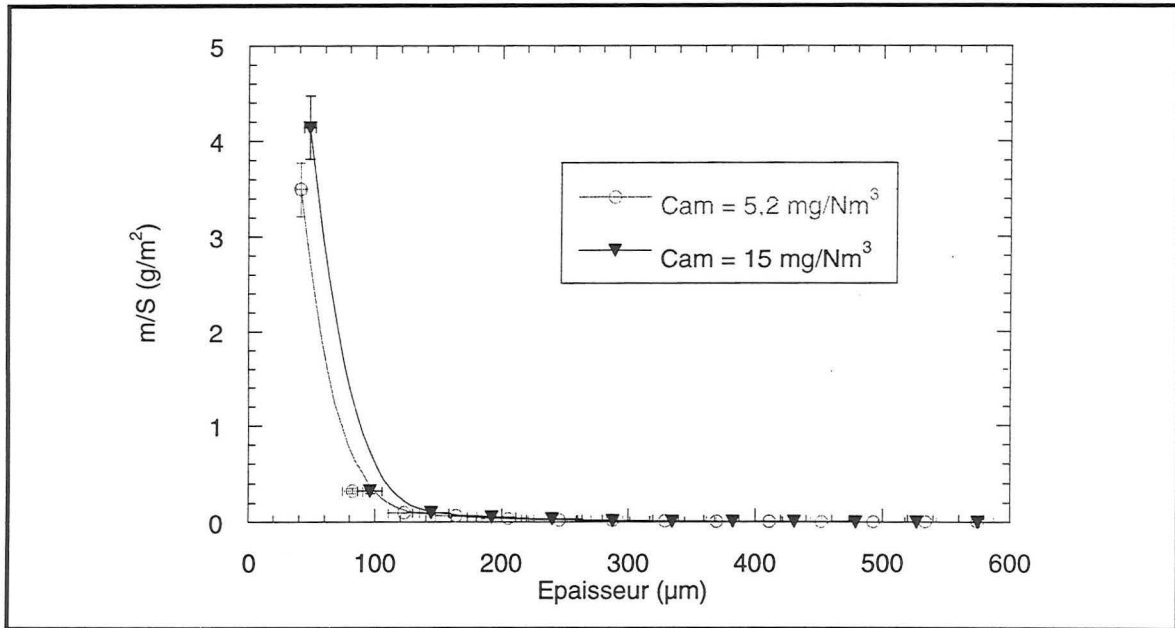


Figure III. 22: Influence de la concentration sur le profil de pénétration ( $d_p=0,3 \mu\text{m}$  -  $U_0=18 \text{ cm/s}$  - masse déposée =  $7,5 \text{ g/m}^2$ )

▪ influence de la granulométrie de l'aérosol.

Nous pouvons donc maintenant comparer pour une même vitesse de filtration, le colmatage pour trois tailles différentes des particules :  $0,18$ ,  $0,31$  et  $0,40 \mu\text{m}$ .

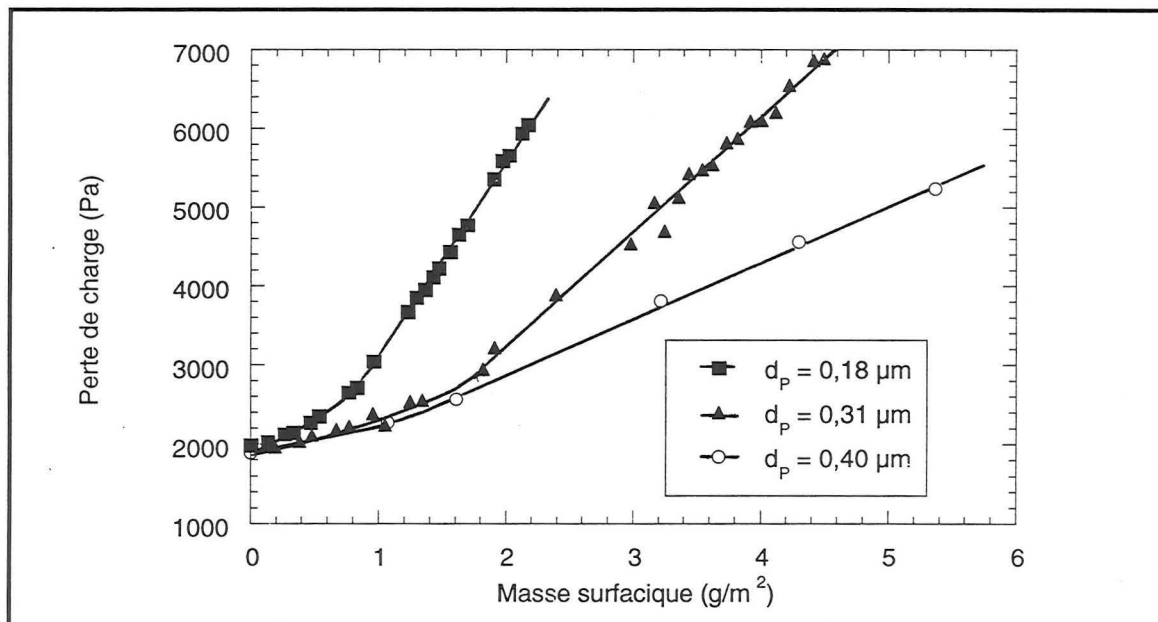


Figure III. 23a : Influence de la granulométrie sur l'évolution de la perte de charge ( $U_0=30 \text{ cm/s}$ ).

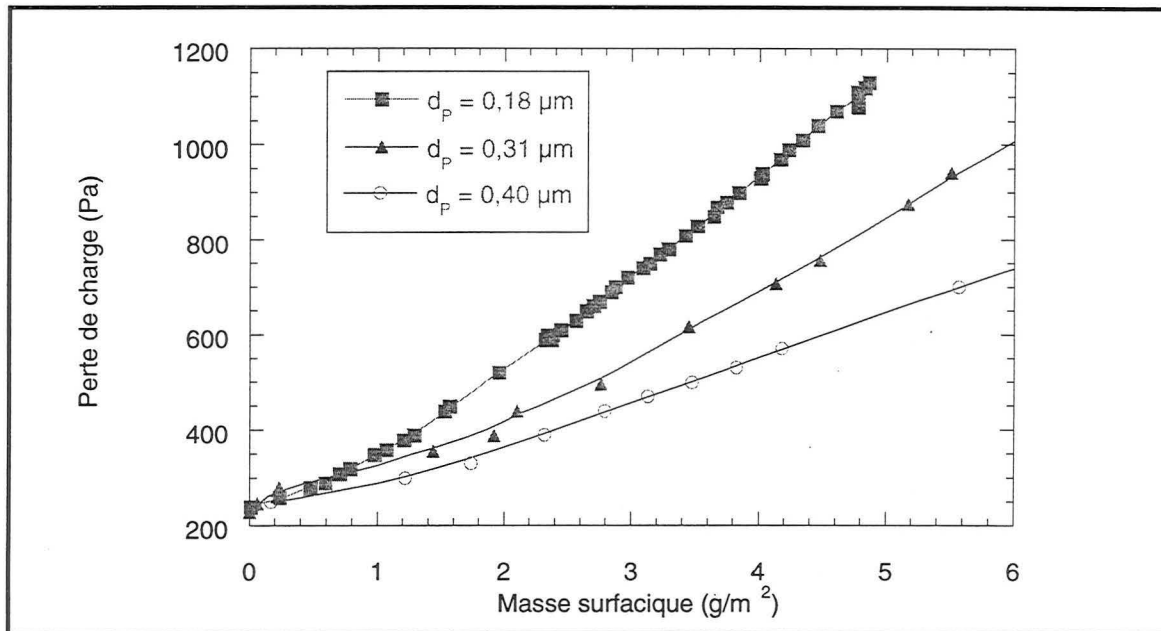


Figure III. 23b : Influence de la granulométrie sur l'évolution de la perte de charge ( $U_0 = 3,2 \text{ cm/s}$ )

Les figures III.23a et III.23b nous montrent l'évolution de la perte de charge du filtre lors du colmatage par les trois types d'aérosols pour deux vitesses de filtration différentes, respectivement 30 et 3,2 cm/s. On constate dans les deux cas, une perte de charge d'autant plus faible que les particules sont grosses. Ce résultat peut s'expliquer en se plaçant dans le cas de la filtration en surface, là où le dépôt est sous forme de gâteau. Si nous supposons que cette structure peut être considérée comme un milieu poreux constitué de particules sphériques, on applique la loi de Kozeny à ce milieu poreux:

$$\frac{\Delta P}{Z} = h_k \frac{\alpha^2}{(1 - \alpha)^3} a_g^2 \mu_g U_0$$

Remarque : L'équation de Kozeny (valable pour des porosités inférieures à 0,6) n'est utilisée ici qu'à des fins explicatives pour montrer comment la taille des particules est reliée à la perte de charge.

Ainsi, au vu de cette équation, il est aisé de comprendre que les plus grosses particules de surface spécifique plus faible produisent une perte de charge moindre.

Dans le but d'examiner l'influence de la taille des particules sur la manière dont le dépôt se construit durant le colmatage, nous avons comparé le profil de pénétration de l'aérosol de 0,18 et 0,31  $\mu\text{m}$  au sein du filtre pour les mêmes conditions opératoires ( $U_0 = 18 \text{ cm/s}$  et une masse collectée de 1,5  $\text{g/m}^2$ ).

La figure III.24 illustre cette comparaison.

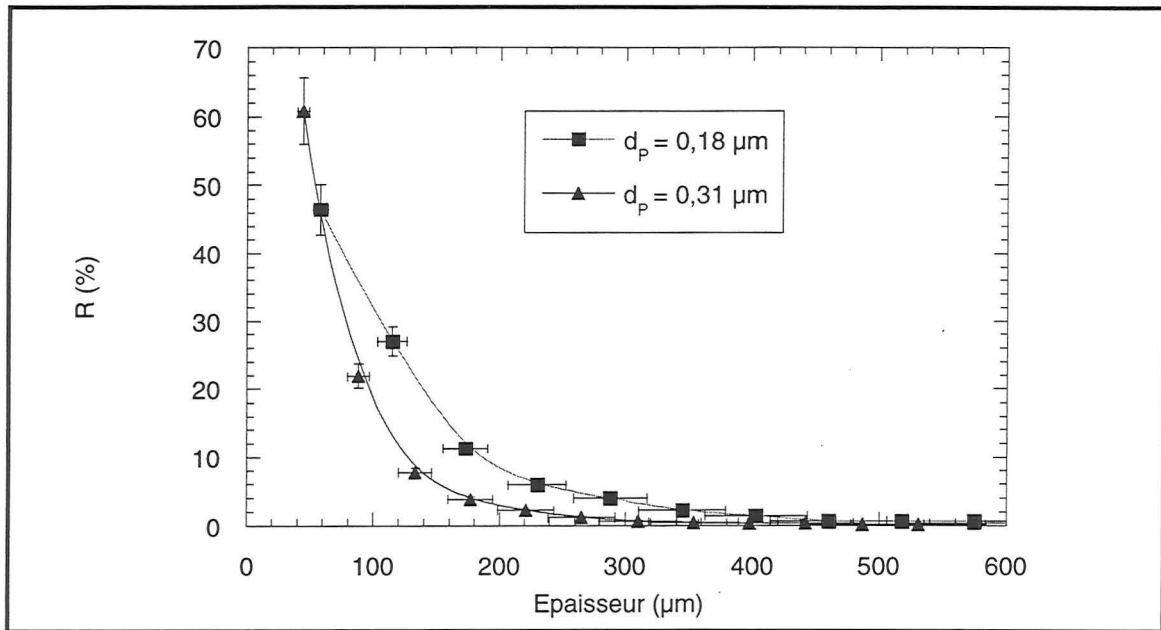


Figure III. 24 : Influence de la taille des particules sur le profil de pénétration au sein du medium filtrant ( $U_0 = 18 \text{ cm/s}$  et masse collectée =  $1,5 \text{ g/m}^2$ ).

Ainsi on constate que les particules plus petites sont plus pénétrantes dans la profondeur du filtre et que les grosses particules sont plus présentes dans les premières couches du medium. On peut supposer que les petites particules ont plus de chances de passer entre les premières fibres sans les toucher que des plus grosses dont l'encombrement stérique est plus grand.

### III.2.7 Caractérisation du gâteau.

#### ▪ étude de la compressibilité du gâteau.

Nous avons réalisé une expérience de filtration de très longue durée (environ 100 heures) à une vitesse de  $1,1 \text{ cm/s}$  avec l'aérosol de  $0,31 \mu\text{m}$  afin d'obtenir un dépôt important.

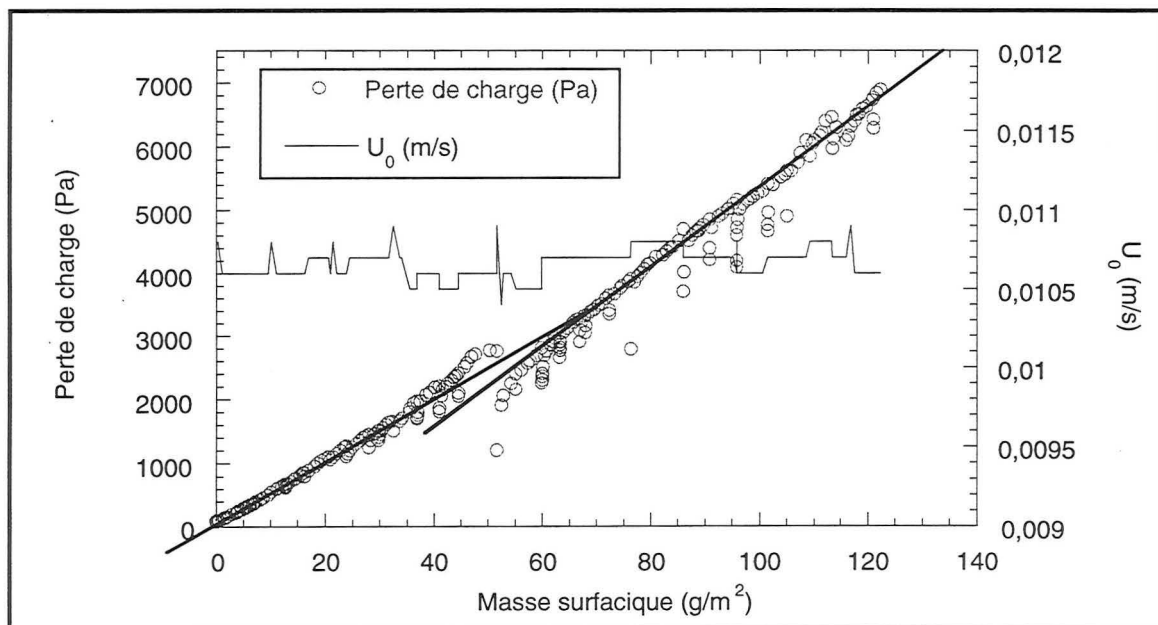


Figure III. 25 : Evolution de la perte de charge pour une expérience avec un important dépôt ( $d_p = 0,31 \mu\text{m}$  -  $U_0 = 1,1 \text{ cm/s}$ )

Cet essai avait pour but d'étudier l'influence d'un dépôt important (environ  $120 \text{ g/m}^2$ ) sur l'évolution de la perte de charge.

La figure III.25, où sont conjointement représentées l'évolution de la perte de charge et celle de la vitesse de filtration montre tout d'abord que ce dernier paramètre a bien été maintenu constant durant toute l'expérience.

La très longue durée de l'expérience nous a imposé de la réaliser en plusieurs étapes (alimentation du générateur) : ceci explique la présence de plusieurs points en dehors de la courbe. En effet, nous avons constaté qu'à chaque reprise de la manipulation, la perte de charge mesurée était systématiquement inférieure à la valeur atteinte juste avant l'arrêt et ce pour des raisons que l'on ne peut pas encore expliquer à l'heure actuelle.

Nous pouvons néanmoins remarquer qu'un léger changement de pente de la courbe de la perte de charge s'effectue autour de  $40 \text{ g/m}^2$ .

Il faudrait reproduire cette manipulation afin d'en confirmer le résultat, mais il semblerait que pour une valeur du dépôt assez importante, un phénomène se produit au sein du gâteau responsable de l'accélération de la perte de charge. On peut supposer qu'à partir d'une certaine quantité de particules déposées, celles-ci sont soumises soit à un réarrangement au sein du medium ou du gâteau soit à une compression d'un ou de ces derniers.

#### ▪ étude de la porosité du gâteau.

La difficulté d'obtenir une valeur exacte de la porosité du gâteau nous a poussé à tester différentes approches afin d'avoir une valeur aussi précise que possible. Nos mesures ont également été confrontées aux valeurs de la littérature présentée dans la partie I.

##### - valeur obtenue par la mesure expérimentale de l'épaisseur du gâteau:

L'expérience précédemment décrite où la masse collectée sur le filtre était assez importante nous a également permis d'observer le gâteau sur la tranche (figure III.7) au microscope électronique à balayage et d'en mesurer son épaisseur.

De la même manière, nous avons observé la tranche du filtre colmaté au microscope optique et pu mesurer la totalité de l'épaisseur (filtre + gâteau). Connaissant l'épaisseur du filtre vierge, nous en avons aisément déduit celle du gâteau. Le tableau III.3 recense ces résultats et montre un très bon accord entre les deux techniques.

	MEB	Microscope optique
Epaisseur gâteau ( $\mu\text{m}$ )	425	430
Incertitude sur la mesure ( $\mu\text{m}$ )	25	50

Tableau III.3: Epaisseur du gâteau de particules ( $d_p=0,31 \mu\text{m}$ ) correspondant à un dépôt de  $120 \text{ g/m}^2$ .

De même, une expérience où la quantité de dépôt était assez importante ( $20 \text{ g/m}^2$ ) nous a permis d'évaluer l'épaisseur d'un gâteau de particules de taille  $0,40 \mu\text{m}$ .

L'épaisseur du gâteau alors mesurée est de  $48 \mu\text{m} (\pm 10 \mu\text{m})$ .

La porosité du gâteau  $\varepsilon_G$  est alors calculée de la façon suivante :

$$\varepsilon_G = 1 - V_p / V_{\text{total}}$$

$V_p$  est le volume occupé par les particules et  $V_{\text{total}}$  le volume total du gâteau.

$V_{\text{total}} = S \times Z_G$  avec  $Z_G$ , l'épaisseur du gâteau.

$$V_p = (m/S \times S) / \rho_p$$

Les résultats sont:

$$d_p = 0,31 \mu\text{m}, \epsilon_G = 81 \pm 8 \%$$

$$d_p = 0,40 \mu\text{m}, \epsilon_G = 72 \pm 15 \%$$

On obtient ainsi pour les deux types de particules, une valeur de la porosité du gâteau proche de 80 %. Notons que l'erreur commise est d'autant moindre que la quantité d'aérosol déposé est importante et que le gâteau est épais.

- valeur obtenue par la mesure des pentes d'évolution de la perte de charge:

Dans cette seconde approche de la porosité du gâteau, nous avons exploité les courbes d'évolution de la perte de charge en fonction de la masse déposée :  $\Delta P = f(m/S)$ .

Comme l'a montré Novick (1990), l'évolution de la perte de charge du filtre provient de deux contributions: - la perte de charge du filtre lui-même  $\Delta P_0$

- la perte de charge du gâteau  $\Delta P_G$

On a donc :  $\Delta P = \Delta P_0 + \Delta P_G$ .

Nous avons choisi d'estimer la perte de charge du gâteau  $\Delta P_G$  en utilisant deux approches :

- en utilisant la loi de Davies prédisant la perte de charge à travers un milieu fibreux
- en utilisant la loi de Kozeny prédisant la perte de charge à travers un milieu poreux

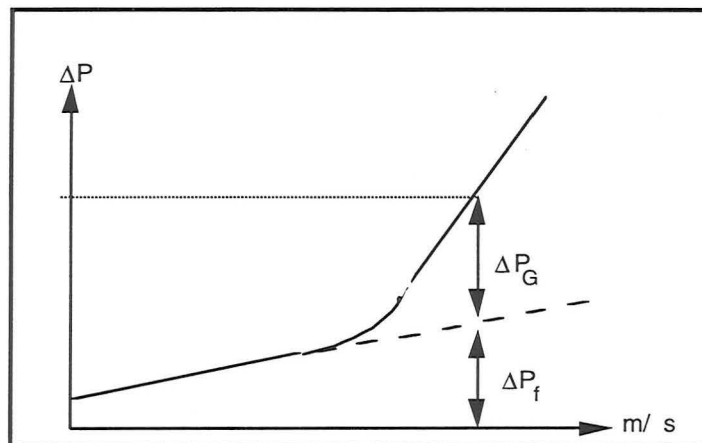


Figure III. 26 : Perte de charge du gâteau.

Les valeurs de  $\Delta P_G$  sont obtenues à partir de nos courbes expérimentales en soustrayant à la perte de charge mesurée  $\Delta P$ , la perte de charge  $\Delta P_f$  qui tient compte de la première étape du colmatage qui a lieu en profondeur.

Les valeurs de  $\Delta P_f$  sont obtenues en linéarisant les valeurs de  $\Delta P$  de la première étape du colmatage comme indiqué sur le schéma de la figure III.26

#### Loi de Davies :

Nous faisons l'hypothèse que la perte de charge du gâteau serait la perte de charge d'un filtre d'épaisseur  $Z_G$ , de compacité  $\alpha_{PG}$  et de diamètre de fibres  $r_p$  où  $Z_G$ ,  $\alpha_{PG}$  et  $r_p$  sont

respectivement l'épaisseur du gâteau, la compacité du dépôt de particules et le rayon des particules déposées.

Donc, selon l'expression donnée par Davies:

$$\Delta P_G = 16 \mu_g U_0 Z_G \alpha_{PG}^{3/2} r_P^{-2}$$

On exprime le volume de gâteau en fonction de  $Z_G$ ,  $\alpha_{PG}$ ,  $S$  la surface de filtration ou encore en fonction de  $m$  la masse de particules déposée et  $\rho_P$  la masse volumique des particules.

$$Z_G \cdot \alpha_{PG} \cdot S = m / \rho_P$$

$$\text{d'où finalement l'expression: } \Delta P_G = 16 \mu_g U_0 \alpha_{PG}^{1/2} r_P^{-2} \rho_P^{-1} m/S.$$

Finalement, la détermination de la pente de la droite  $\Delta P_G = f(m/S)$  nous donne accès à  $\alpha_{PG}$  :

$$\alpha_{PG} = \left( \frac{\text{Pente } \rho_P r_P^2}{16 \mu_g U_0} \right)^2 \text{ soit } \varepsilon_G = (1 - \alpha_{PG}).$$

Les résultats obtenus sont les suivants :

Vitesse $U_0$ (cm/s)	Aérosol (0,18 $\mu$ m)		Aérosol (0,31 $\mu$ m)		Aérosol (0,40 $\mu$ m)	
	Pente $\Delta P_G$ (Pa.m <sup>2</sup> /g)	$\alpha_{PG}$	Pente $\Delta P_G$ (Pa.m <sup>2</sup> /g)	$\alpha_{PG}$	Pente $\Delta P_G$ (Pa.m <sup>2</sup> /g)	$\alpha_{PG}$
1,1			20,7	0,067		
3,2	93,7	0,067	60,5	0,056	64,1	0,146
9	213,5	0,020			148	0,132
18	379,8	0,038	639	0,197		
30	661	0,067	874	0,133	358	0,062
50	793	0,031	1704	0,182		
	Moyenne $\alpha_{PG}$	<b>0,044</b>	Moyenne $\alpha_{PG}$	<b>0,127</b>	Moyenne $\alpha_{PG}$	<b>0,113</b>

Tableau III.4: Calcul théorique de la compacité du dépôt (loi de Davies)

Ces calculs permettent d'obtenir un ordre de grandeur de la porosité du gâteau. En effet, l'importante incertitude sur le résultat est due à la difficulté de donner avec précision la valeur de la pente qui est élevée au carré dans l'expression de  $\alpha_{PG}$ . On obtient des valeurs qui sont toutefois largement comparables à celles obtenues par la mesure de l'épaisseur du gâteau.

$d_p=0,18\mu\text{m}$	$\varepsilon_G=96 \% \pm 3 \%$
$d_p=0,31\mu\text{m}$	$\varepsilon_G=87 \% \pm 7 \%$
$d_p=0,40\mu\text{m}$	$\varepsilon_G=88 \% \pm 6 \%$

#### Loi de Kozeny:

La loi de Kozeny s'applique plus précisément à la perte de charge à travers un milieu poreux. Nous choisissons d'exprimer la loi de Kozeny en fonction de la masse déposée comme l'a fait Novick (voir Partie I)

$$\Delta P_G = k_2 U_0 m/S$$

$$k_2 = \frac{h_k a_{gP}^2 \alpha_{PG} \mu_g}{Cc(1 - \alpha_{PG})^3 \rho_P}$$

Ainsi, de la même manière que pour la loi de Davies, la mesure de la pente donne accès à la porosité du dépôt de particules.



Les résultats sont regroupés dans le tableau III.5

Vitesse $U_0$ (cm/s)	Aérosol (0,18 $\mu\text{m}$ )	Aérosol (0,31 $\mu\text{m}$ )	Aérosol (0,40 $\mu\text{m}$ )
	$\alpha_{PG}$	$\alpha_{PG}$	$\alpha_{PG}$
1,1		0,230	
3,2	0,135	0,230	0,302
9	0,128		0,278
18	0,130	0,310	
30	0,156	0,284	0,239
50	0,110	0,305	
Moyenne $\alpha_{PG}$	<b>0,132</b>	<b>0,272</b>	<b>0,273</b>

Tableau III.5 : Calcul théorique de la compacité du dépôt (loi de Kozeny)

Les valeurs correspondantes de porosité sont :

$d_p=0,18\mu\text{m}$	$\epsilon_G=87\% \pm 3\%$
$d_p=0,31\mu\text{m}$	$\epsilon_G=73\% \pm 4\%$
$d_p=0,40\mu\text{m}$	$\epsilon_G=73\% \pm 3\%$

Les valeurs de la porosité du gâteau trouvées par cette deuxième loi sont légèrement inférieures à celles calculées par la loi de Davies et sont plus proches des résultats issus de la mesure de l'épaisseur du gâteau : valeurs voisines de 80 %.

Confrontation avec d'autres points expérimentaux :

La figure III.27 montre l'évolution de la porosité en fonction de la taille des particules pour l'ensemble de nos points expérimentaux (0,18 à 0,40  $\mu\text{m}$ ) ainsi que pour d'autres études expérimentales issues de la littérature (Renaudin (1991), Grangeorge (1992), Novick (1992)).

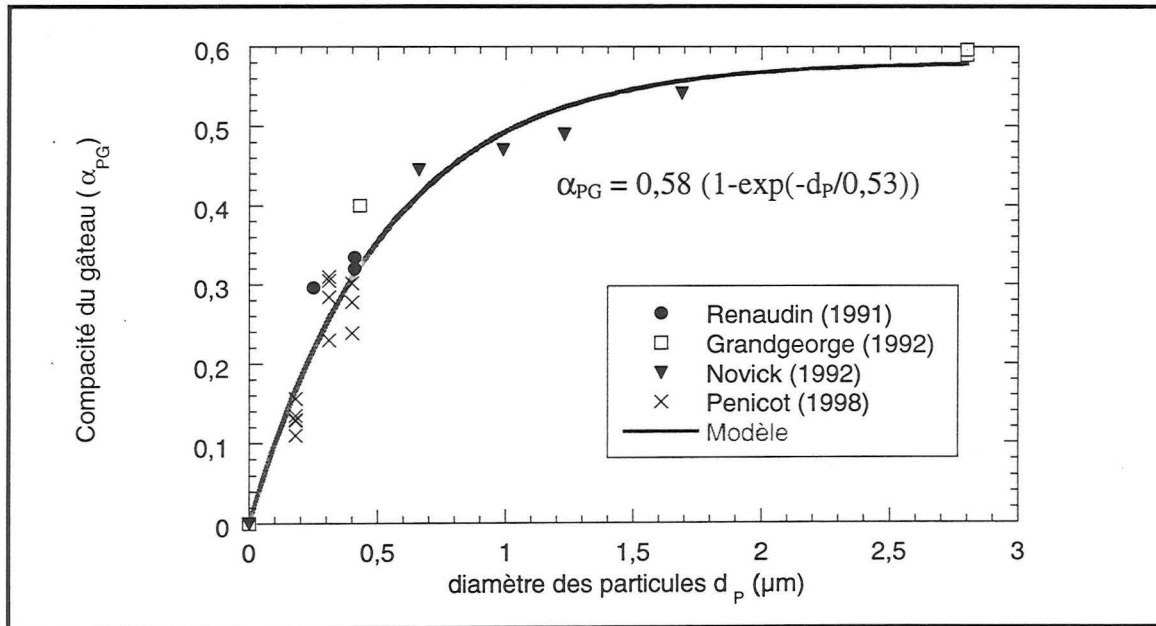


Figure III. 27 : Evolution de la compacité du gâteau avec le diamètre des particules.

Pour des particules entre 0,18 à 0,40  $\mu\text{m}$ , la porosité du dépôt est comprise entre 80 et 90% ce qui est bien en accord avec les valeurs précédemment mesurées. On peut noter d'autre part que la compacité du dépôt de particules augmente avec la taille des particules pour tendre vers une valeur proche de 0,6 correspondant à la valeur d'un empilement idéal de sphères. Ce résultat peut s'expliquer par le fait que plus les particules sont grosses, plus elles ont tendance à former un empilement (au détriment de la formation de dendrites) ce qui diminue la fraction de vide entre les particules. La formation de dendrites est en effet plus facile dans le cas des particules de petite taille puisque leur surface spécifique est plus grande : les nouvelles particules filtrées sont ainsi préférentiellement collectées sur les premières particules déjà déposées.

L'ensemble des points expérimentaux nous a permis d'établir une corrélation reliant la porosité des particules au sein du gâteau avec la taille des particules :  $\alpha_{PG} = 0,58 (1 - \exp(-d_p/0,53))$  avec  $d_p$  exprimé en  $\mu\text{m}$ . Notons que des études antérieures (Japuntich (1994)) ne constatent pas d'influence de la taille des particules sur la valeur de la porosité du gâteau.

- valeur obtenue par des simulations informatiques:

Un programme visant à simuler le dépôt tridimensionnel d'un grand nombre de particules sur un plan à été mis en place au sein du laboratoire. Les particules sont animées d'une vitesse de diffusion et d'une vitesse de chute sur le plan. Le rapport de ces deux vitesses est tel que la simulation réalisée est représentative d'un dépôt de particules submicroniques de taille voisine de 0,2  $\mu\text{m}$ .

L'hypothèse principale a consisté à supposer que les particules étaient systématiquement capturées lors du contact particule-particule ou particule-plan. La géométrie du dépôt obtenue est dendritique comme le montre la figure jointe en annexe 6 du chapitre III. La porosité du dépôt ainsi formé a ensuite été calculée. Les valeurs obtenues sont toutes voisines de 85 %. L'influence de la taille des particules n'a pas été envisagée.

- valeur obtenue par analyse d'images:

Nous avons fait l'acquisition d'un nombre assez important de photographies du gâteau observé au microscope électronique à balayage. Grâce à un logiciel de traitement de l'image calculant le rapport entre la surface des zones sombres (vide) et celle des zones claires (particules), on peut obtenir une valeur de la porosité de surface.

$d_p=0,31\mu\text{m}$		$d_p=0,40\mu\text{m}$	
Moyenne	<b>0,448</b>	Moyenne	<b>0,462</b>
Ecart-type	0,021	Ecart-type	0,025

Tableau III.6: Résultats de la porosité de surface par analyse d'images.

On remarque que les valeurs obtenues autour de 45% sont assez éloignées de celles obtenues par le biais des autres approches . Il faut cependant considérer avec beaucoup de précautions les valeurs fournies par cette technique fondée sur l'analyse d'images car le résultat dépend très fortement de la qualité de l'image fournie. De plus, nous ne connaissons pas la profondeur du champ d'observations ainsi on ignore sur quelle profondeur la mesure de la porosité est réalisée. Enfin, pour un milieu non isotrope, la porosité de surface diffère de la porosité de volume.

- conclusion:

Il semblerait que nombre des approches réalisées de la porosité du gâteau convergent vers une valeur voisine de 85 % pour des particules de taille comprise entre 0,18  $\mu\text{m}$  et 0,40  $\mu\text{m}$ . De plus, cette valeur est en bon accord avec les valeurs trouvées dans la littérature. Notons cependant, que les études antérieures (tableau I.1) ne concluent pas dans le sens d'une diminution de la porosité lorsque la taille des particules augmente.

▪ **étude de la formation du gâteau (ou détermination du point de transition  $w_T$ ).**

Peu d'études ont été menées afin de décrire le point de transition entre la filtration en profondeur et en surface. Nous avons donc cherché à apporter des précisions sur ce point.

- évolution du point de transition  $w_T$  avec la taille des particules:

La courbe de la figure III.28 montre l'évolution  $w_T$  en fonction de la taille des particules.

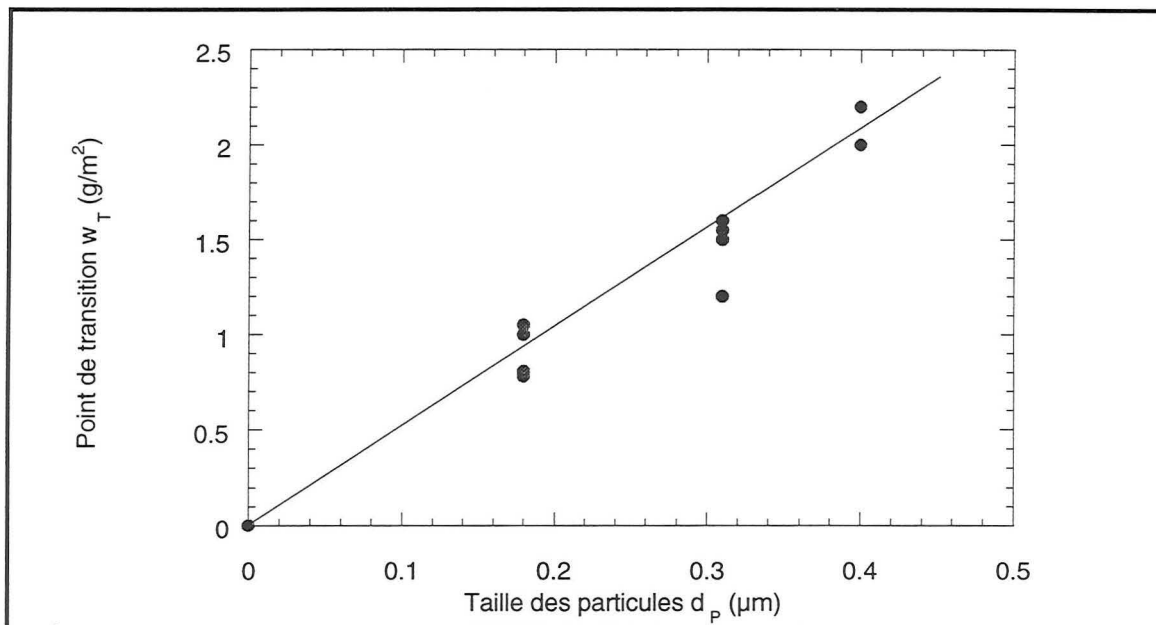


Figure III. 28: Evolution du point de transition  $w_T$  en fonction de la taille des particules déposées.

Nous y avons placé l'ensemble de nos points expérimentaux (pour les trois granulométries et l'ensemble des valeurs de vitesses de filtration). Les valeurs de  $w_T$  ont été déterminées par l'intersection des tangentes aux courbes expérimentales.

On constate une augmentation quasi-linéaire du point de transition avec la taille des particules. L'ensemble de nos points expérimentaux nous a permis d'établir une corrélation qui pourra être utilisée pour une future modélisation.

La corrélation obtenue est  $w_T(\text{g}/\text{m}^2)=3,82 d_p(\mu\text{m})$  pour notre filtre d'étude.

Nous avons confronté nos valeurs du point de transition aux travaux de Walsh (1996), Japuntich (1994) et Renaudin (1991) en représentant le volume de transition (volume surfacique des particules déposées correspondant à un changement de dépôt : profondeur-surface). Nous avons choisi d'étudier ce paramètre plus propice aux comparaisons des différentes valeurs expérimentales où les particules n'ont pas toutes la même masse volumique.

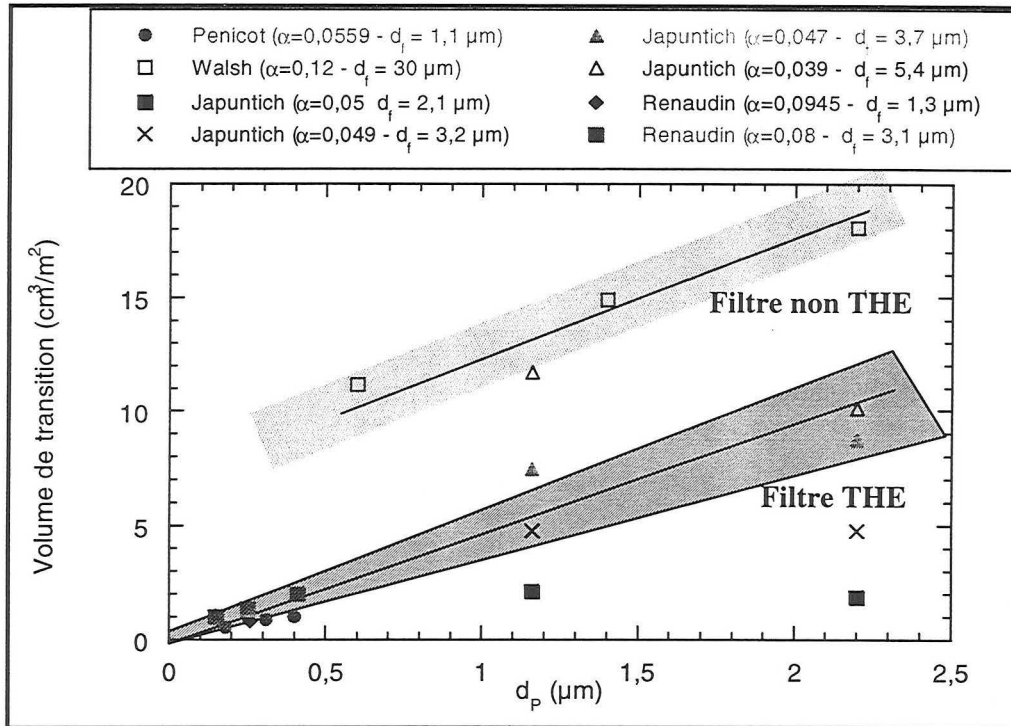


Figure III. 29: Evolution du volume de transition en fonction de la taille des particules déposées pour différents travaux de la littérature.

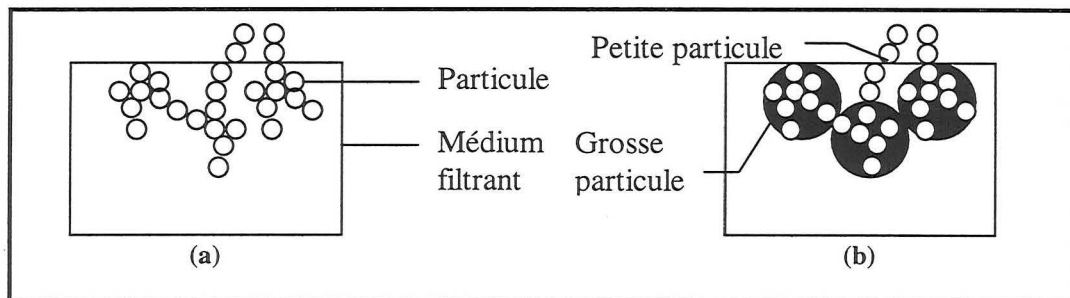


Figure III. 30 : Colmatage par de petites particules (a) et comparaison du colmatage par de grosses et petites particules (b) pour un même volume déposé.

Ainsi, la figure III.29 nous montre l'ensemble des points qui semblent confirmer l'augmentation du volume de transition avec la taille des particules. Nous pouvons supposer, pour expliquer cette tendance, que les plus petites particules ont un effet colmatant plus important : la formation de dendrites étant plus facile avec de petites particules qui ont une plus grande surface spécifique, le volume apparent engendré est plus grand. Le point de formation du gâteau pour un aérosol de faible taille est donc atteint pour une masse déposée plus faible. Le schéma de la figure III.30 illustre cette explication.

La figure III.29 nous montre également que la valeur du point de transition est d'autant plus élevée que le diamètre des fibres est grand. Ceci peut s'expliquer par le fait que pour une même valeur de la compacité, l'espace disponible entre les fibres est plus important dans le cas où leur diamètre est grand (voir l'illustration de la figure III.31). A compacité égale, la capacité de stockage dans le medium fibreux est donc d'autant plus grande que la taille des fibres est élevée.

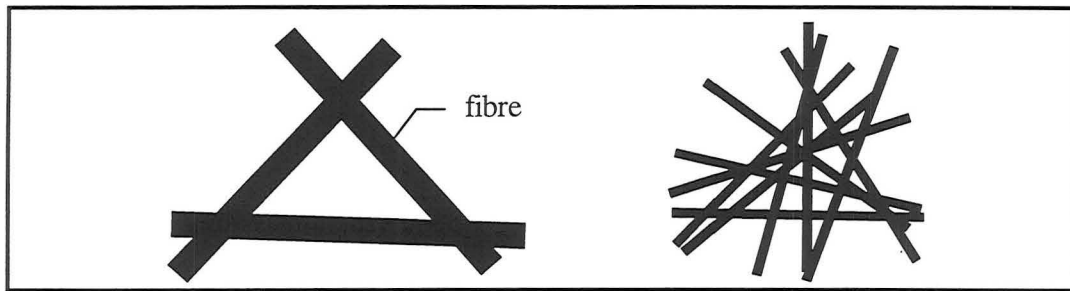


Figure III.31 : Comparaison de l'espace disponible entre les fibres pour un diamètre de fibres élevé et faible (pour une même valeur de la compacité).

- évolution du point de transition avec la compacité du filtre:

Notre étude expérimentale ne nous a pas permis d'étudier l'influence de la compacité du filtre sur la valeur du point de transition.

Citons néanmoins les travaux de Walsh (1996) qui comme le montre la figure III.32 a constaté (dans le cas de la filtration de particules de  $1,35\mu\text{m}$ ) une diminution du volume de transition avec la compacité du filtre.

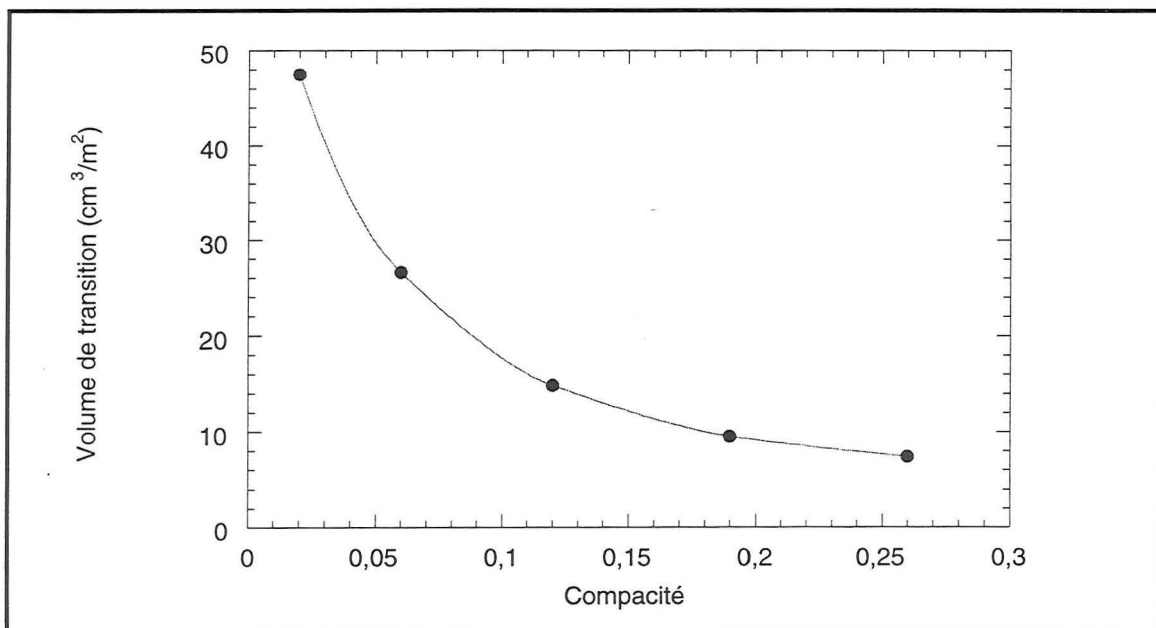


Figure III. 32: Evolution du volume de transition en fonction de la compacité du filtre ( $d_p=1,35\mu\text{m}$ ). Courbe déterminée à partir des travaux de Walsh (1996).

Ce résultat s'explique par le fait que le filtre plus compact possède moins d'espace libre pour que les particules s'y déposent. De plus, celles-ci ont un effet colmatant plus important que dans un système ouvert.

- conclusion :

On peut rassembler ici l'ensemble des approches réalisées du point de colmatage  $w_T$  :

-  $w_T$  est une fonction croissante de la taille des particules filtrées.

La corrélation relative à nos essais est :  $w_T(\text{g/m}^2) = 3,82 d_p(\mu\text{m})$  ( $0,18 < d_p < 0,40 \mu\text{m}$ )

- la valeur de  $w_T$  est d'autant plus grande que la taille des fibres est élevée (pour une même compacité).

- la valeur de  $w_T$  est d'autant plus grande que la compacité du filtre est faible.

### III.2.8 Colmatage d'autres types de filtres.

#### ▪ étude d'un filtre moyenne efficacité A320

Rappelons que ce filtre possède des caractéristiques assez différentes du filtre D309 (voir chapitre II) et notamment au niveau du diamètre de ses fibres puisque  $d_{\text{Davies}} = 5,9 \mu\text{m}$  soit une valeur environ 6 fois plus élevée que pour le filtre D309. La compacité du filtre est également légèrement inférieure ( $\alpha = 0,045$ ).

Nous avons entrepris des essais de colmatage identiques à ceux détaillés dans les paragraphes précédents. Un exemple d'évolution de la perte de charge et de la perméance est illustrée ci-dessous en fonction de la masse générée à l'amont du filtre.

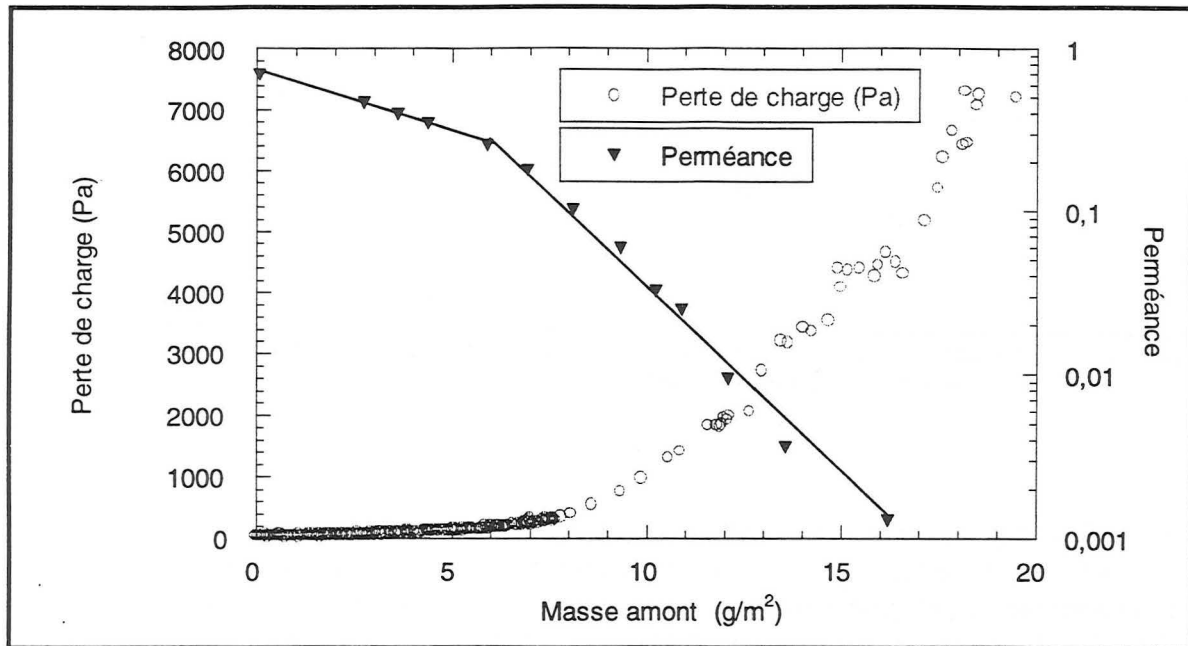


Figure III. 33: Evolution de la perte de charge et de la perméance d'un filtre moyenne efficacité (A320) ( $d_p = 0,18 \mu\text{m}$  et  $U_0 = 18 \text{ cm/s}$ ).

La durée trop importante de l'expérience ne nous a pas permis de réaliser plusieurs essais comme pour le filtre T.H.E. Ainsi, nous n'avons pas pu établir de relation  $m/S = f(tf)$  comme dans le cas du filtre D309. La représentation de l'évolution de la perte de charge en fonction de la masse déposée  $m/S$  n'est donc pas possible à ce niveau.

La figure III.33 nous montre que l'évolution est similaire à celle observée pour le filtre D309: une première étape où l'évolution de la perte de charge est lente, suivie d'une seconde étape où elle s'accélère et devient linéaire.

L'efficacité initiale du filtre est bien inférieure à celle du T.H.E. puisqu'elle est voisine de 30%.

La diminution de la perméance se fait de façon linéaire (sur une échelle semi-log) et également en deux temps. La cassure se produit au même moment que celle de la perte de charge ce qui

semble indiquer un changement de comportement du dépôt. La filtration a lieu en profondeur dans un premier temps, puis se poursuit essentiellement en surface.

Grâce aux équations de droites caractérisant la perméance, nous avons pu retracer la courbe d'évolution de la perte de charge en fonction de la masse réellement déposée et non plus seulement en fonction de la masse amont (figure III.34).

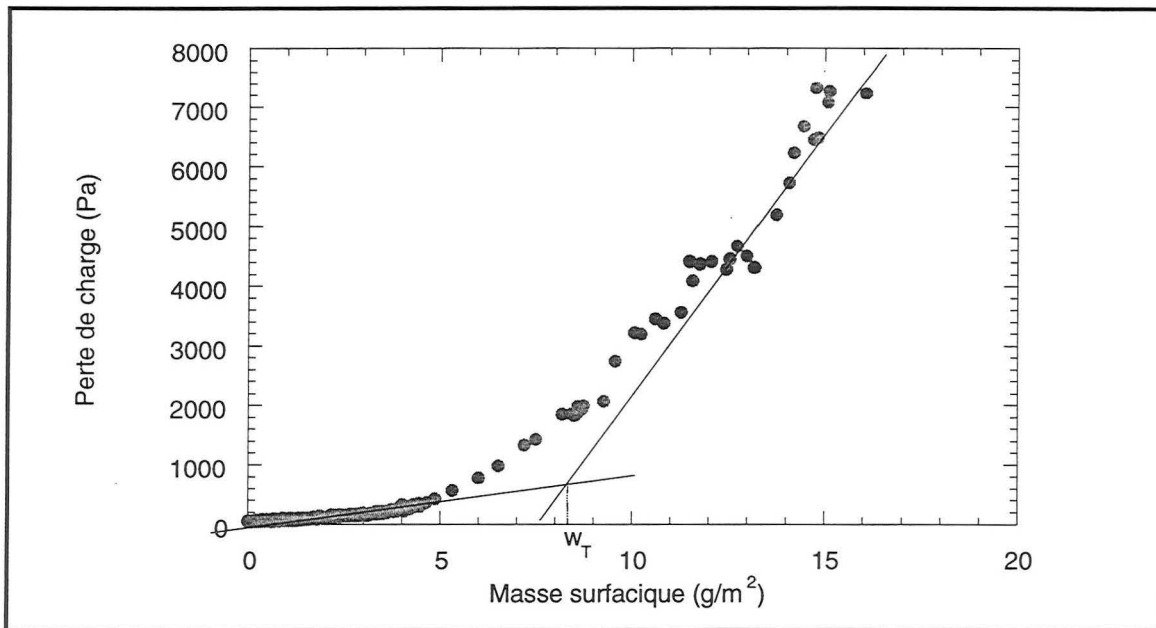


Figure III. 34 : Evolution de la perte de charge et de la perméance d'un filtre moyenne efficacité (A320) en fonction de la masse déposée estimée ( $d_p=0,18\mu\text{m}$  et  $U_0=18\text{ cm/s}$ ).

Une rapide comparaison avec les résultats obtenus pour le filtre D309 nous montre que pour le filtre moyenne efficacité, la filtration en profondeur correspond à une masse déposée beaucoup plus importante ( $w_T=9\text{ g/m}^2$ ) soit une valeur environ dix fois plus élevée que pour le filtre T.H.E. La filtration en profondeur prend beaucoup plus de temps (toutes conditions opératoires identiques) avec le filtre moyenne efficacité.

Cette première observation corrobore nos précédentes constatations: la valeur du point de transition augmente avec le diamètre des fibres (pour une même valeur de la compacité du filtre). De plus, l'ordre de grandeur est également en bon accord avec la figure III.29 qui montre que pour des particules de  $0,18\text{ }\mu\text{m}$ ,  $w_T(\text{non THE}) = 10 w_T(\text{THE})$ .

L'analyse du profil de pénétration de l'aérosol (figure III.35) au sein du medium filtrant nous montre que les particules pénètrent jusque dans la profondeur du filtre : les dernières couches représentant 10% de la masse totale collectée (moins de 1% dans le cas du filtre T.H.E.)



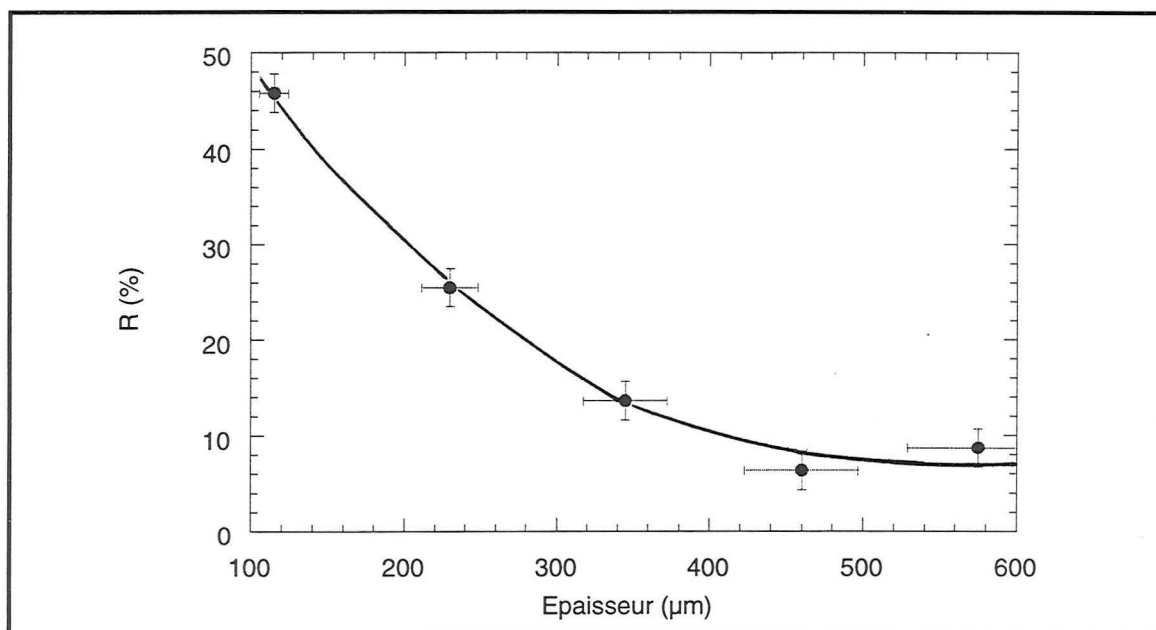


Figure III. 35 : Profil de pénétration de l'aérosol ( $d_p=0,18\mu\text{m}$ ) au sein du filtre A320.

Ainsi, on peut dresser un bilan comparatif entre le filtre T.H.E. et le filtre moyenne efficacité étudié. Le tableau suivant rassemble l'ensemble des conclusions:

	Similitudes		Différences significatives	
	T.H.E (D309)	Moyenne efficacité (A320)	T.H.E (D309)	Moyenne efficacité (A320)
Caractéristiques physiques	$\alpha = 0,056$ $Z = 600 \mu\text{m}$	$\alpha = 0,045$ $Z = 650 \mu\text{m}$	$d_{\text{Davies}} = 1,10 \mu\text{m}$ $d_f = 0,86 \mu\text{m}$	$d_{\text{Davies}} = 5,60 \mu\text{m}$ $d_f = 5,65 \mu\text{m}$
Evolution générale de $\Delta P$	En deux parties			
Filtration en profondeur	Augmentation lente de la $\Delta P$		$w_T = 0,9 \text{ g/m}^2$ pour $d_p = 0,18 \mu\text{m}$	$w_T = 9 \text{ g/m}^2$ pour $d_p = 0,18 \mu\text{m}$
Filtration en surface	Augmentation linéaire de la $\Delta P$			
Perméance	Diminution en deux parties		Voisine de 0,007 en début de filtration	Voisine de 1 en début de filtration
Evolution de la perméance			Diminution peu marquée lors de la filtration en surface	Diminution très marquée lors de la filtration en surface
Profil de pénétration	Diminution du pourcentage de particules collectées avec la profondeur		Profil exponentiel Majorité des particules collectées dans les premières couches.	Profil moins marqué.
Ordre de grandeur de la masse collectée dans les 2 dernières couches			0,5 % pour une masse déposée importante	20 % pour une masse déposée importante

Tableau III.7 : Comparaison du colmatage du filtre T.H.E et d'un filtre moyenne efficacité (A320).



### ▪ étude d'autres filtres.

Nous présentons succinctement ici les études d'évolution de perte de charge qui ont été réalisées avec trois autres filtres (D38, B346 et Whatman). Cette étude de filtres de caractéristiques assez différentes (diamètre des fibres) n'a pour but que de confirmer des résultats jusqu'ici établis.

Rappelons que les filtres D38 et B346 sont des filtres moyenne efficacité; le filtre Whatman est une filtre T.H.E. de diamètre  $d_{\text{Davies}}=0,46 \mu\text{m}$ . Leur compacité est à tous voisine de 0,05.

Les figures III.36-III.37 et III.38 représentent respectivement l'évolution de la perte de charge et de la perméance des filtres D38, B346 et Whatman.

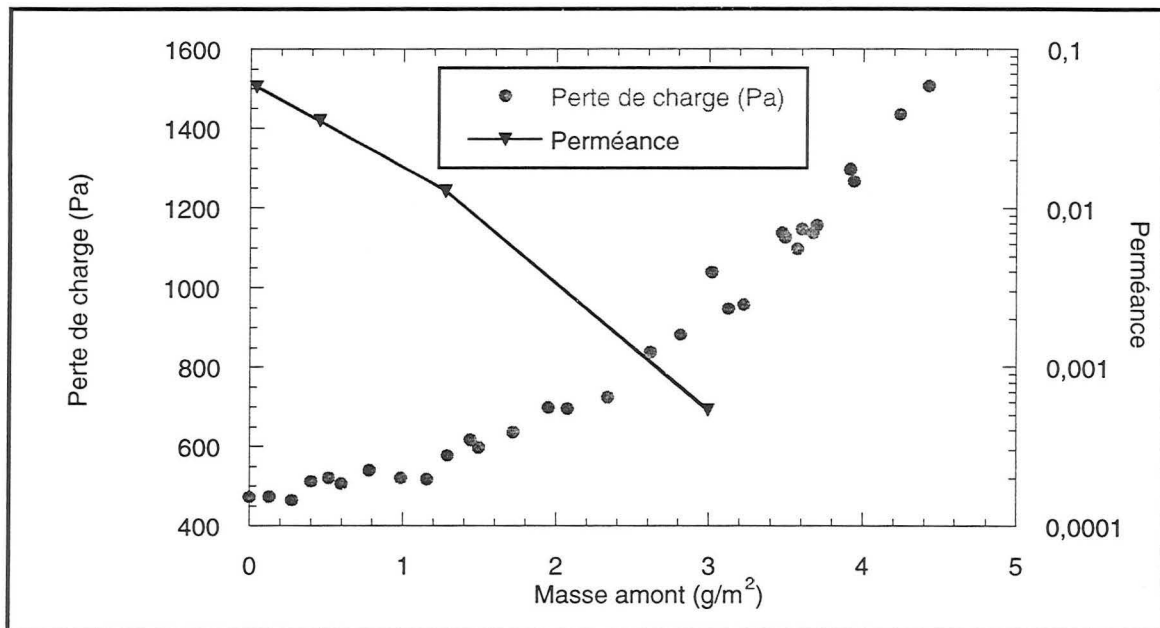


Figure III. 36 : Evolution de la perte de charge et de la perméance du filtre D38 ( $d_p=0,18 \mu\text{m}$  -  $U_0=18 \text{cm/s}$ )

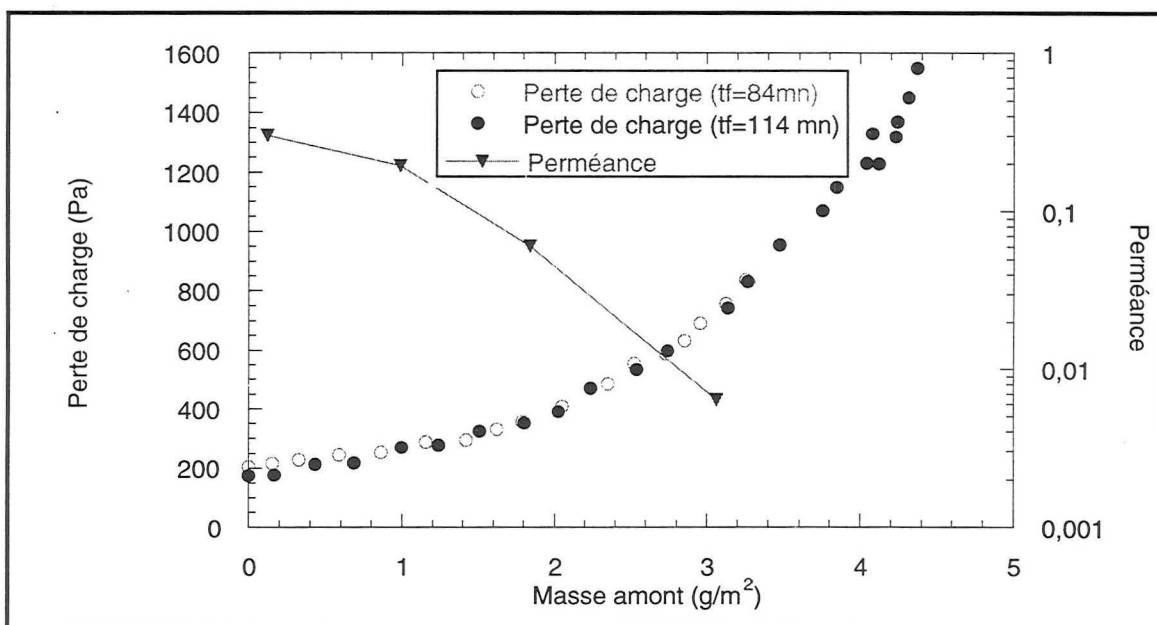


Figure III. 37: Evolution de la perte de charge et de la perméance du filtre B346 ( $d_p=0,18 \mu\text{m}$  -  $U_0=18 \text{cm/s}$ )

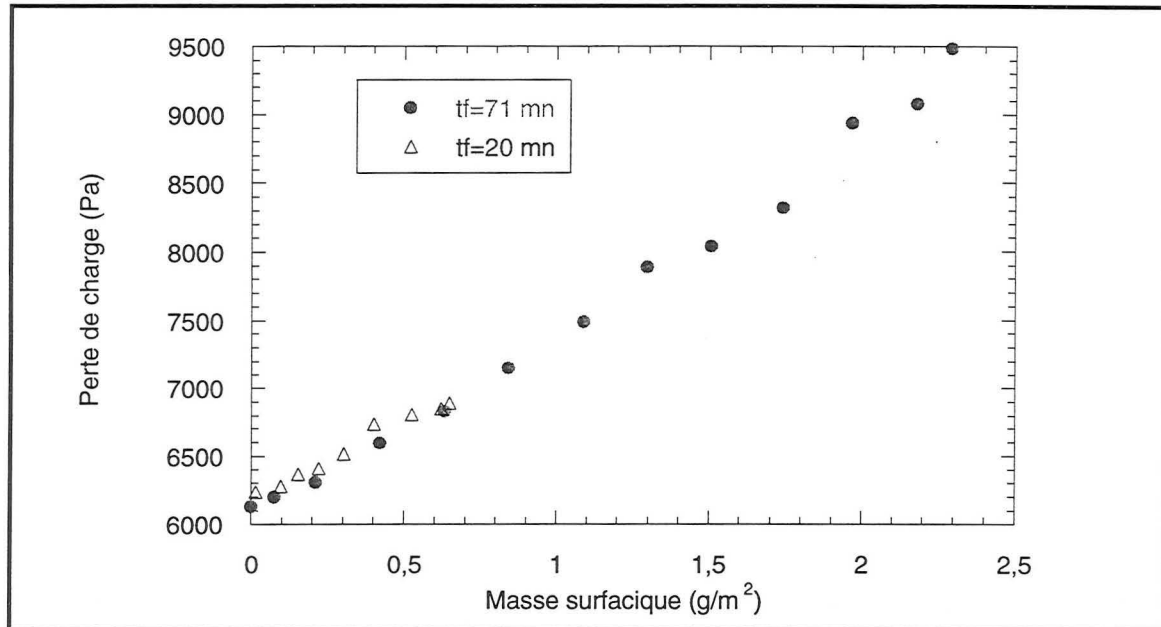


Figure III. 38: Evolution de la perte de charge du filtreWhatman ( $d_p=0,18 \mu\text{m}$  -  $U_0=18 \text{ cm/s}$ )

L'ensemble de ces résultats corrobore bien les résultats expérimentaux réalisés sur les filtres testés précédemment.

Pour les filtres D38 et B346, la quantité de particules retenues lors de la filtration en profondeur est beaucoup plus grande que dans le cas d'un filtre THE. Nous retrouvons une allure d'évolution de la perte de charge identique à celle du filtre A320.

Pour le filtre Whatman, l'évolution de la perte de charge est linéaire dès le début du colmatage. La formation de gâteau est presque instantanée. Cette allure est donc caractéristique d'un filtre THE dont l'efficacité initiale est extrêmement élevée.

Les premières couches d'un tel filtre, dont le diamètre des fibres est inférieur au micromètre, collectent une très grande proportion des particules dans les premiers instants de la filtration pour former un gâteau très rapidement. Cette interprétation a été confirmée par la détermination expérimentale du profil de pénétration dont l'allure exponentielle est très nettement marquée.

La figure III.39 montre le profil de pénétration de l'aérosol à travers le filtre Whatman.

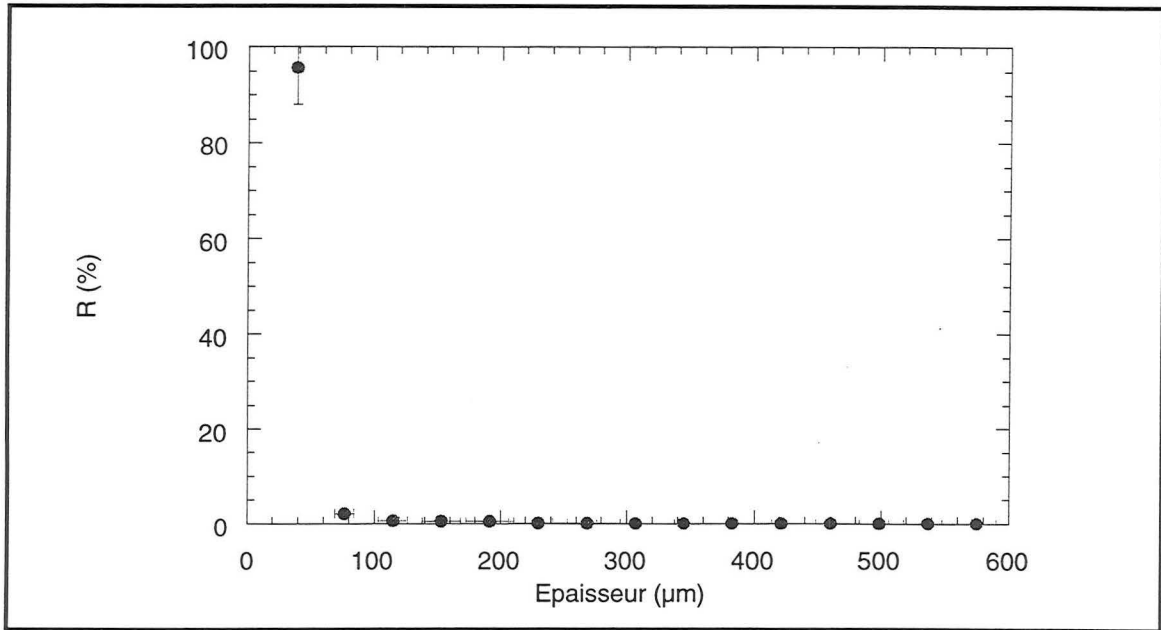


Figure III. 39 : Profil de pénétration de l'aérosol ( $d_p=0,18\mu\text{m}$ ) au sein du filtre Whatman.

Nous traçons à titre indicatif, l'efficacité initiale de chaque filtre en fonction du diamètre de leur fibres. On constate comme le montre la figure III.40, que celle-ci diminue lorsque le diamètre des fibres augmente comme la théorie de la filtration pourrait nous le prédire.

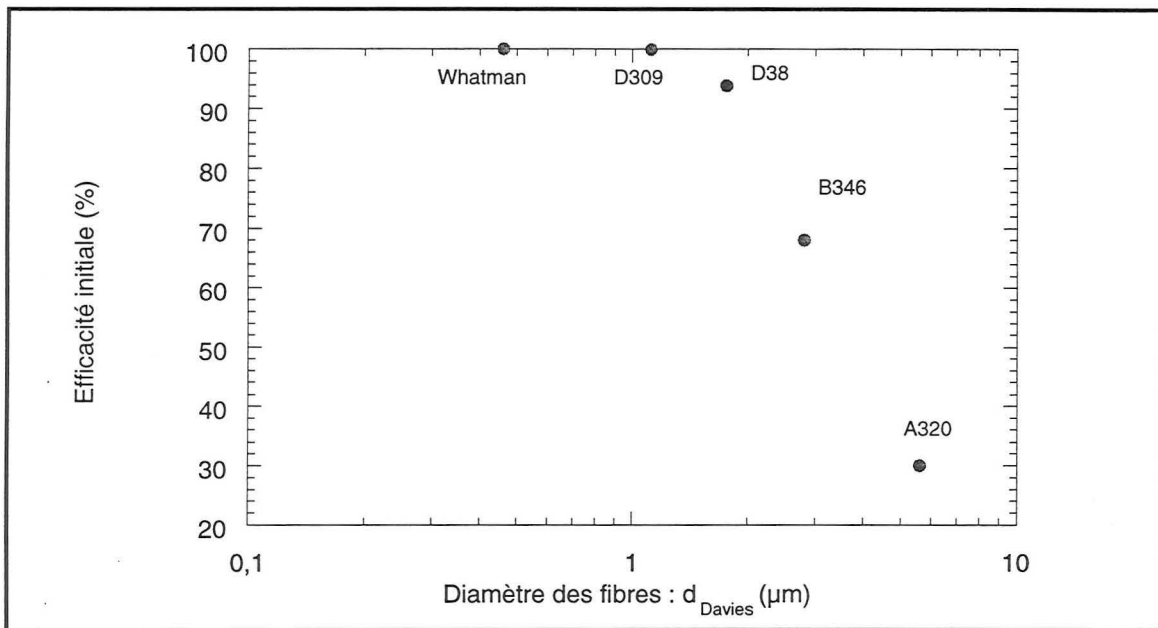


Figure III. 40 : Efficacité initiale en fonction du diamètre des fibres.

Notons que le filtre D38 a un comportement proche du filtre T.H.E.

▪ **étude du point de transition en fonction de la taille des fibres.**

Les résultats relatifs à l'ensemble de ces filtres de diamètre de fibres assez différents nous permettent d'étudier l'évolution du point de transition  $w_T$  en fonction du diamètre  $d_{Davies}$ . Les

valeurs de la compacité étant assez proches, on considère que ce paramètre est un invariant pour l'ensemble des filtres étudiés.

La détermination de  $w_T$  n'est pas très aisée dans le cas des filtres B346 et D38; en effet, les expériences de trop longue durée ne nous ont pas permis d'attendre de façon bien visible la partie linéaire correspondant à la filtration en surface. De plus pour ces deux filtres, la valeur de  $w_T$  correspond à une valeur de masse générée puisque nous n'avons pas eu accès à l'évolution de leur efficacité. Ceci influe peu sur le résultat relatif au filtre D38 dont l'efficacité initiale est déjà très élevée (95 %), l'incertitude concerne surtout le filtre B346 d'efficacité initiale proche de 70 %.

Néanmoins, même si l'incertitude de mesure de ces résultats est assez grande, ceux-ci permettent néanmoins d'obtenir un bon ordre de grandeur et de dégager certains résultats.

La figure III.41 donne l'évolution de  $w_T$  en fonction du diamètre de Davies des fibres pour l'ensemble des filtres étudiés.

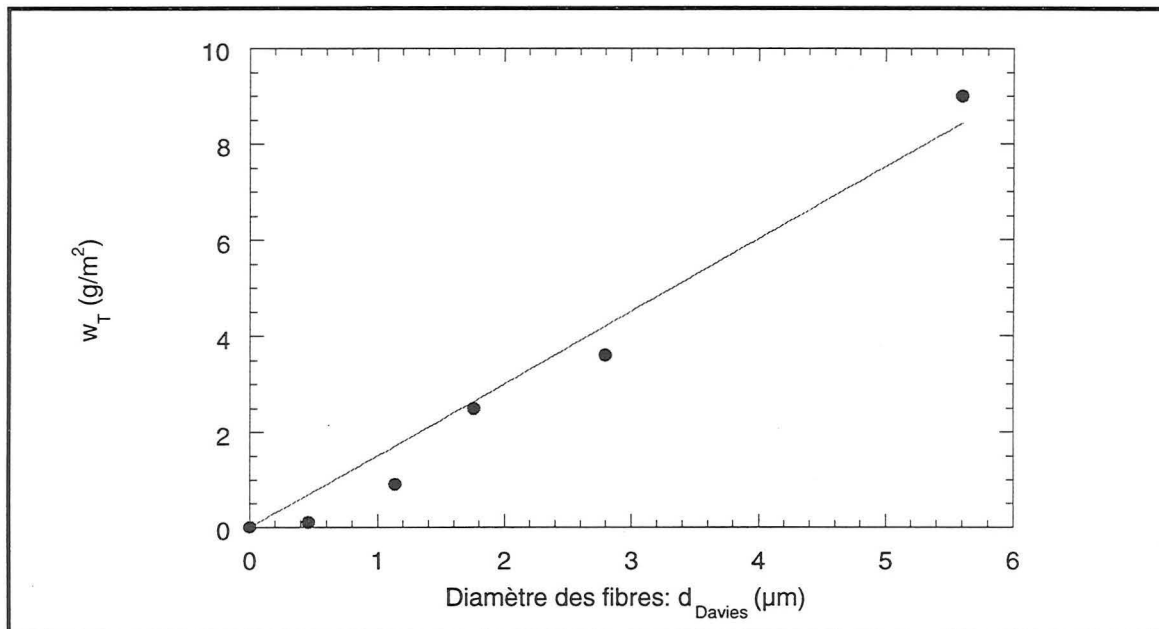


Figure III. 41: Evolution  $w_T$  en fonction du diamètre des fibres ( $d_p=0,18 \mu\text{m}$  -  $\alpha$  proche de 0,050).

On retrouve ici la conclusion que nous avons tirée des points issus de la littérature : le point de transition est une fonction croissante du diamètre des fibres. La linéarisation de ces points conduit à la relation :  $w_T(\text{g/m}^2)=1,5 d_{\text{Davies}} (\mu\text{m})$  pour des particules de taille 0,18  $\mu\text{m}$ .

### III.3 Conclusion de la partie expérimentale.

Cette étude expérimentale nous a permis de mettre en évidence et d'accumuler un certain nombre de résultats en confirmant d'une part des études de la littérature, en les complétant d'autre part.

Ainsi, nous avons mis en évidence que :

- le colmatage du filtre par un aérosol solide submicronique commence par un dépôt en profondeur sous forme de dendrites et se poursuit par l'apparition d'un gâteau en surface.
- de façon générale, la vitesse de filtration (sur la gamme étudiée) n'a pas d'influence sur la façon dont les particules se déposent
- des particules plus grosses engendrent une perte de charge moindre
- la concentration de l'aérosol (sur la gamme étudiée) n'a pas d'influence

De plus, l'évolution du profil de pénétration et de l'efficacité du filtre ont été décrits.

Un point important de notre étude concerne la caractérisation du gâteau formé : étude de la compressibilité, de la porosité (voisine de 85 %) et du point de transition entre les deux phases du colmatage par le biais des corrélations :

$$\begin{aligned} & w_T(\text{g/m}^2) = 3,82 d_p(\mu\text{m}) \\ \text{et} & w_T(\text{g/m}^2) = 1,5 d_{\text{Davies}}(\mu\text{m}) \quad (d_p = 0,18 \mu\text{m}). \end{aligned}$$

$w_T$  est également fonction de la compacité du filtre.

Ainsi, un certain nombre d'interrogations concernant le colmatage des filtres a été élucidé et nous permet maintenant d'aborder la modélisation de ce phénomène dans la partie suivante.

## Partie IV- Modélisation

### IV.1. Modélisation de la filtration en profondeur ( $m/S < w_T$ )

#### IV.1.1 Comparaison avec des modèles existants.

##### ▪ Cas du filtre T.H.E. D309

Nous ne confrontons nos points expérimentaux qu'aux modèles de Davies, Bergman et Lecoq. Les autres modèles ne seront pas étudiés. En effet, comme nous l'avons vu dans la Partie I, leur comparaison avec des points expérimentaux est complexe car ils nécessitent la connaissance de paramètres difficiles à estimer

Comme le montre la figure IV.1, dans le cas où  $d_p=0,31 \mu\text{m}$  et  $U_0=1,1 \text{ cm/s}$ , les deux modèles de Bergman et Davies sous-estiment l'évolution de la perte de charge du filtre. Ce résultat peut s'expliquer par une approche trop simpliste dans les deux cas. L'hypothèse de Bergman qui considère un dépôt uniforme dans toute l'épaisseur du filtre n'est -comme nous l'avons vu lors de l'étude expérimentale du profil de pénétration- pas valable. De même, le fait que Davies ne tienne pas compte de la taille des particules peut expliquer l'écart observé avec nos points expérimentaux.

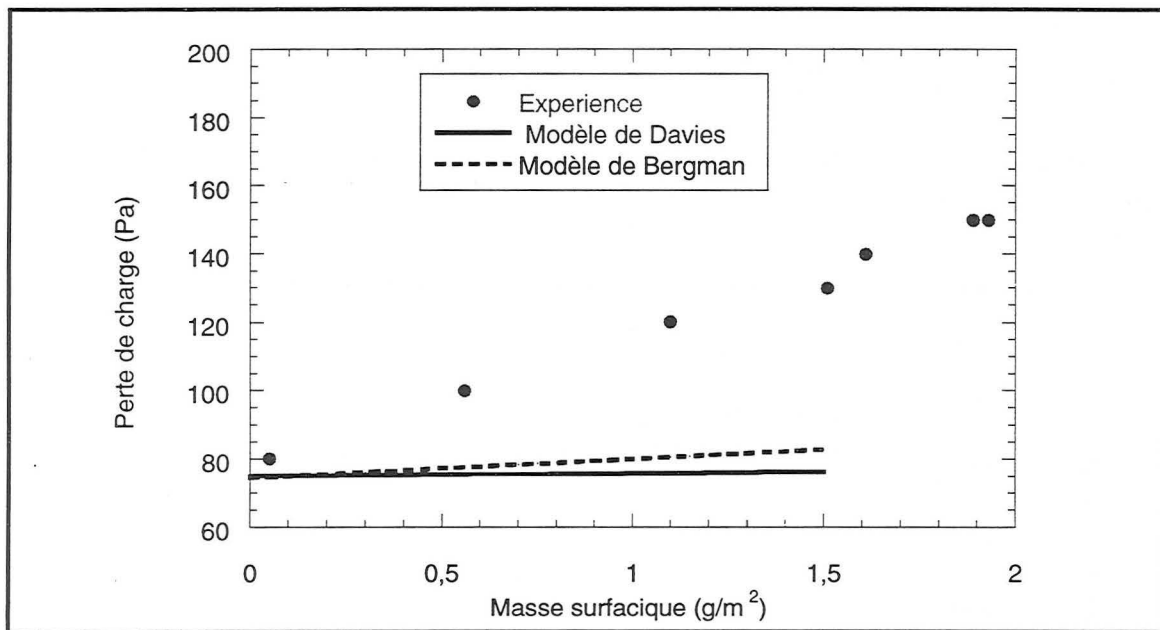


Figure IV.1: Comparaison des modèles de filtration en profondeur et des données expérimentales ( $d_p=0,31 \mu\text{m}$  et  $U_0=1,1 \text{ cm/s}$ ) pour le filtre T.H.E.

Nous avons également confronté nos points expérimentaux au modèle de Lecoq qui, comme nous l'avons vu, prévoit une augmentation exponentielle de la perte de charge lors de la filtration en profondeur. La figure IV.2 nous montre cependant que le modèle surestime l'évolution de la perte de charge.

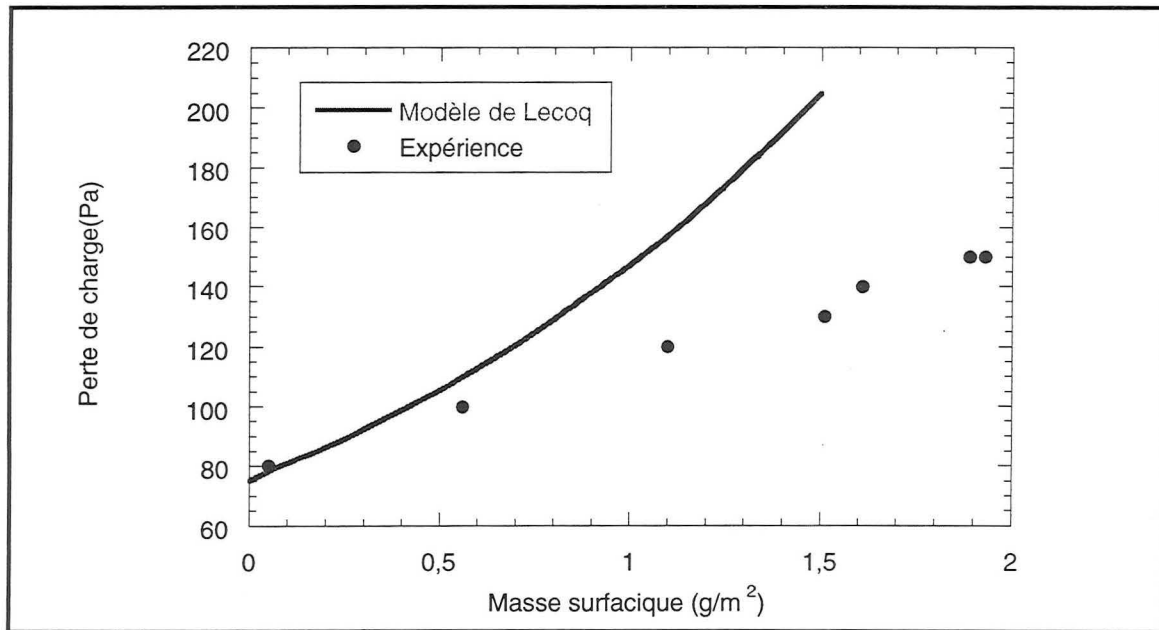


Figure IV.2: Comparaison du modèles de Lecoq et données expérimentales ( $d_p=0,31 \mu\text{m}$  et  $U_0=1,1 \text{ cm/s}$ ).

Ainsi, les modèles déjà existants représentent mal l'augmentation de la perte de charge au fur et à mesure du colmatage en profondeur d'un filtre T.H.E. Nous allons donc développer un nouveau modèle bâti sur des conclusions issues de nos résultats expérimentaux.

#### ▪ Cas des filtres moyenne efficacité.

Nous avons également confronté ces modèles (Davies et Bergman) avec les résultats expérimentaux relatifs aux filtres moyenne efficacité étudié (A320, B346 et D38).

Les figures IV.3, IV.4 et IV.5 suivantes illustrent cette comparaison.

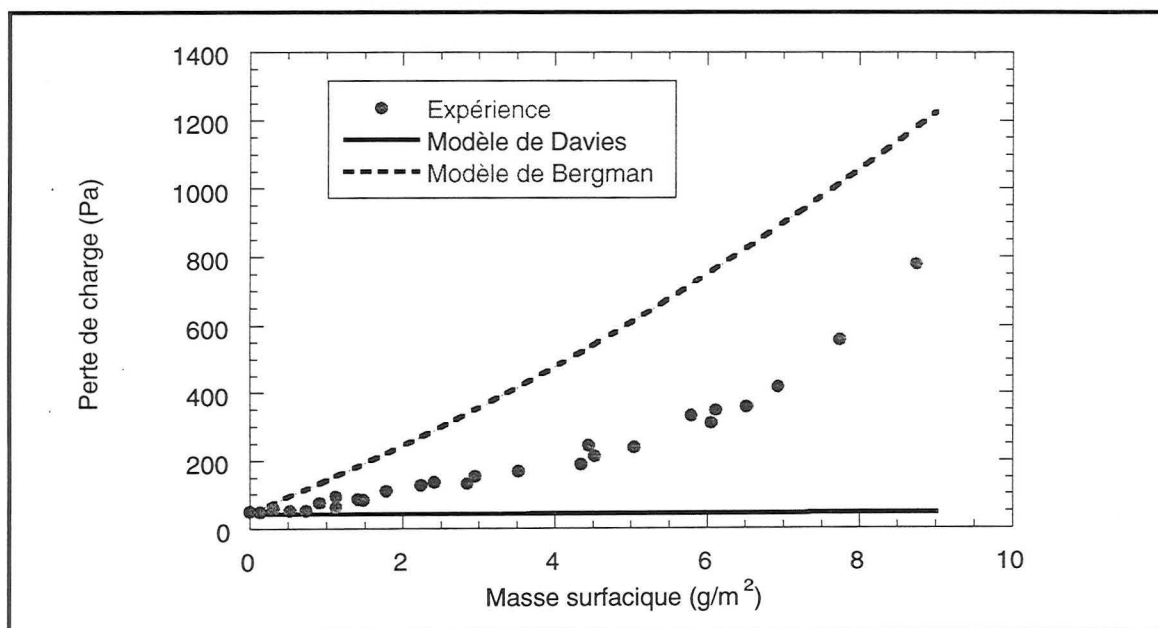


Figure IV.3: Comparaison des modèles de filtration en profondeur et des données expérimentales ( $d_p=0,18 \mu\text{m}$  et  $U_0=0,18 \text{ cm/s}$ ) pour le filtre moyenne efficacité A320.

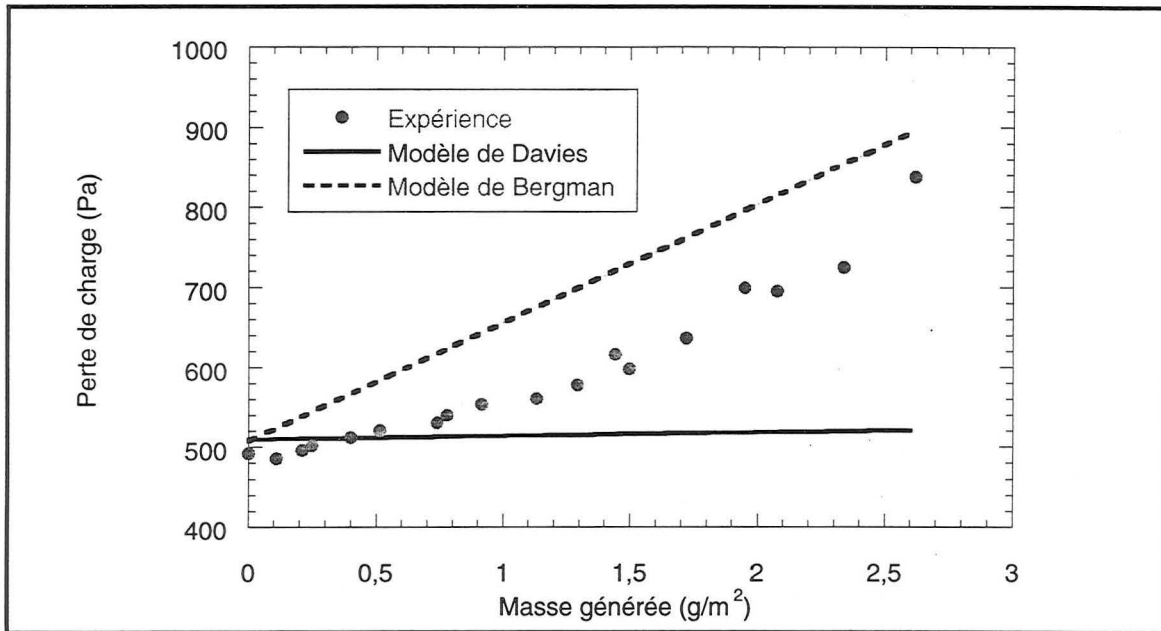


Figure IV.4: Comparaison des modèles de filtration en profondeur et des données expérimentales ( $d_p=0,18 \mu\text{m}$  et  $U_0=0,18 \text{ cm/s}$ ) pour le filtre moyenne efficacité D38.

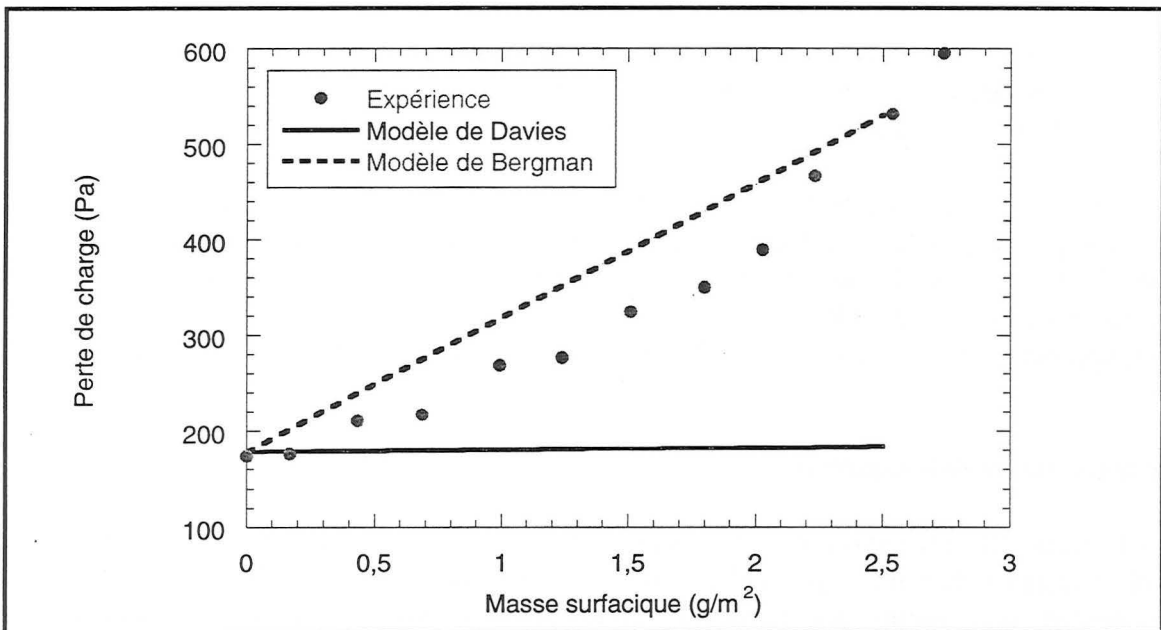


Figure IV.5: Comparaison des modèles de filtration en profondeur et des données expérimentales ( $d_p=0,18 \mu\text{m}$  et  $U_0=0,18 \text{ cm/s}$ ) pour le filtre moyenne efficacité B346.

Ainsi, on constate que tout en surestimant les valeurs de  $\Delta P$ , le modèle de Bergman représente mieux l'évolution de la perte de charge d'un filtre moyenne efficacité que d'un filtre T.H.E. Ce résultat peut s'expliquer par le fait que dans le cas d'un filtre moyenne efficacité, la répartition de l'aérosol au sein du medium filtrant est plus uniforme que dans le filtre T.H.E. où les particules sont majoritairement capturées sur les premières couches du filtre. On est donc plus proche de l'hypothèse du modèle de Bergman qui suppose une répartition homogène des particules dans toute l'épaisseur du filtre.



### IV.1.2 Comparaison avec un nouveau modèle: le modèle dendritique.

Ce modèle n'est en fait qu'une modification du modèle de Letourneau et al. (1990) dont nous rappelons que le principe de base est la séparation du filtre en une succession de disques qui ne collectent pas la même quantité de particules puisqu'un profil de pénétration de l'aérosol au sein du médium est pris en compte. La procédure du modèle consiste à calculer à chaque pas de masse et selon un modèle d'efficacité, le profil de pénétration de l'aérosol, la perte de charge correspondante (modèle de Bergman) et d'en déduire les nouvelles caractéristiques du filtre colmaté (loi de Davies).

Cette nouvelle approche de la filtration dynamique est plus élaborée que l'ensemble des modèles jusqu'ici développés car elle ne consiste plus à une approche globale du filtre mais tient compte de l'évolution de l'efficacité et du profil de pénétration.

Comme l'a souligné Renaudin (1991), ce modèle ne permet pas de décrire l'évolution de l'efficacité au cours du colmatage, ni celle du gâteau. Nous allons donc améliorer l'approche qui a été faite afin que le modèle soit plus complet.

En particulier, nous tenterons de modifier les points suivants :

- pour le calcul de l'efficacité, le diamètre moyen des fibres de chaque pelure est calculé selon la loi de Davies en faisant l'amalgame (dendrite + fibre). Les particules ne sont pas distinguées des fibres. Ainsi, le diamètre moyen des particules déposées n'est pas calculé.

- pour le calcul de la perte de charge, pour chaque pelure et chaque pas de temps, la taille des particules qui est prise en compte est le  $d_{50}$  de la distribution granulométrique de l'aérosol en amont du filtre. La véritable distribution de l'aérosol, compte tenu des modèles d'efficacité, n'est pas prise en considération.

Notre approche va donc consister à donner une représentation théorique plus proche de la réalité.

#### ▪ Principe du modèle dendritique

Dans la partie III, nous avons décrit le dépôt de particules collectées sur les fibres durant les premiers instants du colmatage : celui-ci se présente sous la forme de dendrites. Ainsi, nous supposons que toutes les particules collectées forment des dendrites pouvant être considérées comme de nouvelles fibres collectrices qui contribuent à l'augmentation de l'efficacité de collection du filtre.

Dans un premier temps, le filtre est divisé en  $n_p$  tranches; dans chaque tranche, deux types de collecteurs sont présents : les fibres du filtre, et les particules déposées dans le filtre. Pendant la filtration, on suppose que chaque tranche  $J$  est uniformément chargée par l'aérosol et que la compacité des particules déposées dépendant du temps de filtration est calculée par :

$$\alpha_{PJ, t} = \frac{\text{Volume des particules collectées dans la tranche } J}{\text{Volume de la tranche } J}$$

On suppose également que pour un débit  $Q_v$  d'air entrant dans la tranche J, la fraction  $\left(\frac{\alpha_p}{1-\alpha}\right)Q_v$  traverse le collecteur-particules et la fraction  $\left(1-\frac{\alpha_p}{1-\alpha}\right)Q_v$  traverse le collecteur-fibres. La figure IV.6 illustre le principe du modèle.

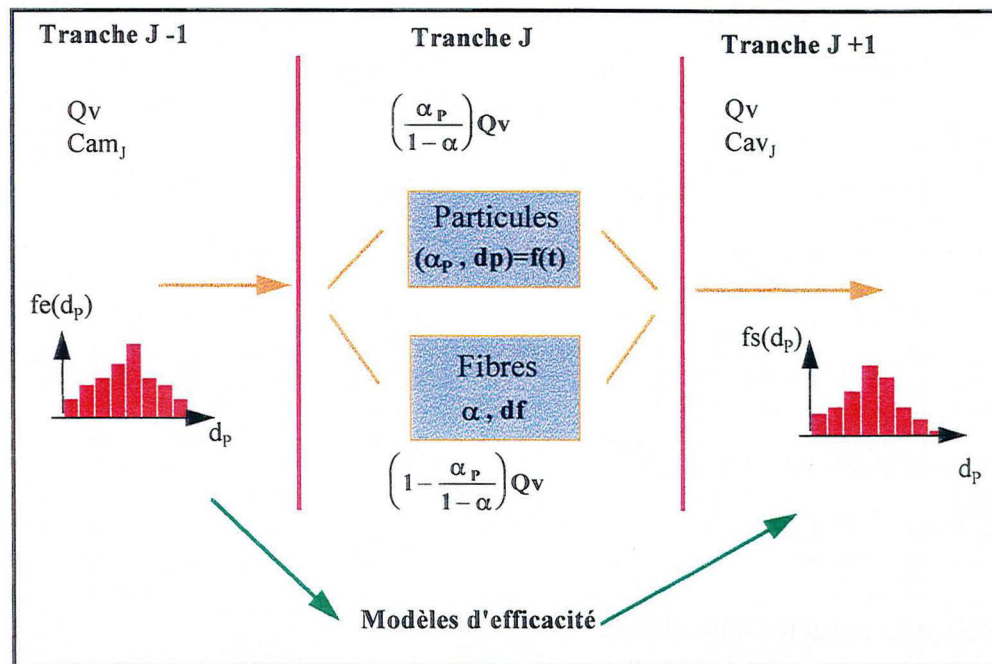


Figure IV.6: Principe du modèle dendritique.

Ainsi, pour chaque pas de temps et pour chaque tranche, l'efficacité de capture  $\eta$  des fibres et des dendrites est calculée selon des modèles existants dans le cas du mécanisme de diffusion et d'interception. L'efficacité individuelle due au mécanisme d'inertie n'est pas pris en compte puisque ce mécanisme est négligeable pour des particules de taille inférieure à  $1 \mu\text{m}$ .

Les modèles d'efficacité utilisés sont : le modèle de Payet pour la diffusion (voir chapitre I) et le modèle de Rubow pour l'interception.

L'efficacité du filtre est ensuite calculée à partir de  $\eta$  selon la relation :

$$E = 1 - \exp\left[\frac{-4 \alpha Z \eta}{\pi(1-\alpha) d_f}\right]$$

En connaissant la distribution granulométrique de l'aérosol en amont du filtre, il est alors facile de déterminer la masse déposée par unité de surface dans chaque tranche (soit sur les fibres soit sur les dendrites), la compacité des particules collectées et le diamètre des nouvelles fibres grâce aux expressions suivantes :

$$m_{fJ,t} = \left(1 - \frac{\alpha_{PJ,t-1}}{1-\alpha_f}\right) \sum_{i=0}^{nc} \left(E_{fJ,i,t} \cdot m_{J,t} \cdot fe_{J,i,t}\right) \text{ pour la masse surfacique d'aérosol collectée par les fibres}$$

$m_{PJ,t} = \left( \frac{\alpha_{PJ,t-1}}{1 - \alpha_f} \right) \sum_{i=0}^{nc} \left( E_{PJ,i,t} \cdot m_{J,t} \cdot fe_{J,i,t} \right)$  pour la masse surfacique d'aérosol collectée par les dendrites

On note  $nc$  le nombre de classes granulométriques décrivant l'aérosol.

$fe_{J,i,t}$  est la fraction de particules dans la classe  $i$  en amont de la tranche  $J$ .

On peut noter par souci de simplification :  $m_{J,t} \cdot fe_{J,i,t} = m_{J,i,t}$

$E_{fJ,i,t}$  et  $E_{PJ,i,t}$  sont respectivement l'efficacité de capture des fibres et des particules ou dendrites et sont calculées par:

$$E_{fJ,i,t} = 1 - \exp\left[ \frac{-4 \alpha \eta_{fi} dz}{\pi (1 - \alpha - \alpha_{PJ,t-1}) d_f} \right] \quad \text{et} \quad E_{PJ,i,t} = 1 - \exp\left[ \frac{-4 \alpha_{PJ,t-1} \eta_{pi} dz}{\pi (1 - \alpha - \alpha_{PJ,t-1}) \bar{d}_{PJ,t-1}} \right]$$

L'efficacité totale due aux deux types de collecteurs est :

$$E_{J,t} = \frac{\sum_{i=0}^{nc} (m_{fJ,i,t} + m_{PJ,i,t})}{m_{J,t}}$$

et la masse totale collectée dans chaque tranche est :  $m_{J,t} = (1 - E_{J-1,t}) \cdot m_{J-1,t}$

La compacité des particules déposées est déterminée par :  $\alpha_{PJ,t} = \alpha_{PJ,t-1} + \frac{m_{fJ,t} + m_{PJ,t}}{\rho_p \cdot dz}$

Le diamètre des nouvelles fibres est égal au diamètre moyen des particules collectées ( $\bar{d}_{PJ,t}$ ) et

$$\text{peut être calculé par : } \bar{d}_{PJ,t} = \frac{\bar{d}_{PJ,t-1} \cdot \alpha_{PJ,t-1} \cdot \rho_p \cdot dz + \sum_{i=0}^{nc} (m_{fJ,i,t} + m_{PJ,i,t}) \cdot d_{p,i}}{\alpha_{PJ,t-1} \cdot \rho_p \cdot dz + \sum_{i=0}^{nc} (m_{fJ,i,t} + m_{PJ,i,t})}$$

La perte de charge  $\Delta P_{J,t}$  à travers chaque tranche  $J$  est donc calculée à partir du modèle de Bergman auquel nous rajoutons le facteur  $(1+56 \alpha^3)$  qui n'est plus négligeable aux fortes compacités.

La perte de charge totale du filtre est donc la somme des  $\Delta P_{J,t}$ .

$$\Delta P_{J,t} = 16\mu U_0 dz \left( \frac{4 \alpha_{PJ,t}}{\bar{d}_{PJ,t}^2} + \frac{4 \alpha}{d_f^2} \right)^{1/2} \left( \frac{2 \alpha_{PJ,t}}{\bar{d}_{PJ,t}} + \frac{2 \alpha}{d_f} \right) \left( 1 + 56(\alpha + \alpha_{PJ,t})^3 \right)$$

$$\Delta P_t = \sum_{J=0}^{np} \Delta P_{J,t}$$

Cette procédure est réitérée pour chaque pas de temps et permet la prédiction de l'évolution de la perte de charge pendant le colmatage.

#### ▪ Comparaison avec les points expérimentaux.

Les figures IV.7 et IV.8 montrent la comparaison entre le modèle dendritique et les points expérimentaux pour différentes configurations opératoires. On constate un bon accord entre les

valeurs calculées et l'expérience lors des premiers instants de la filtration ( $m/S < w_T$ ). A partir d'une valeur supérieure au point de transition, le modèle diverge puisque la filtration n'a plus lieu en profondeur mais en surface.

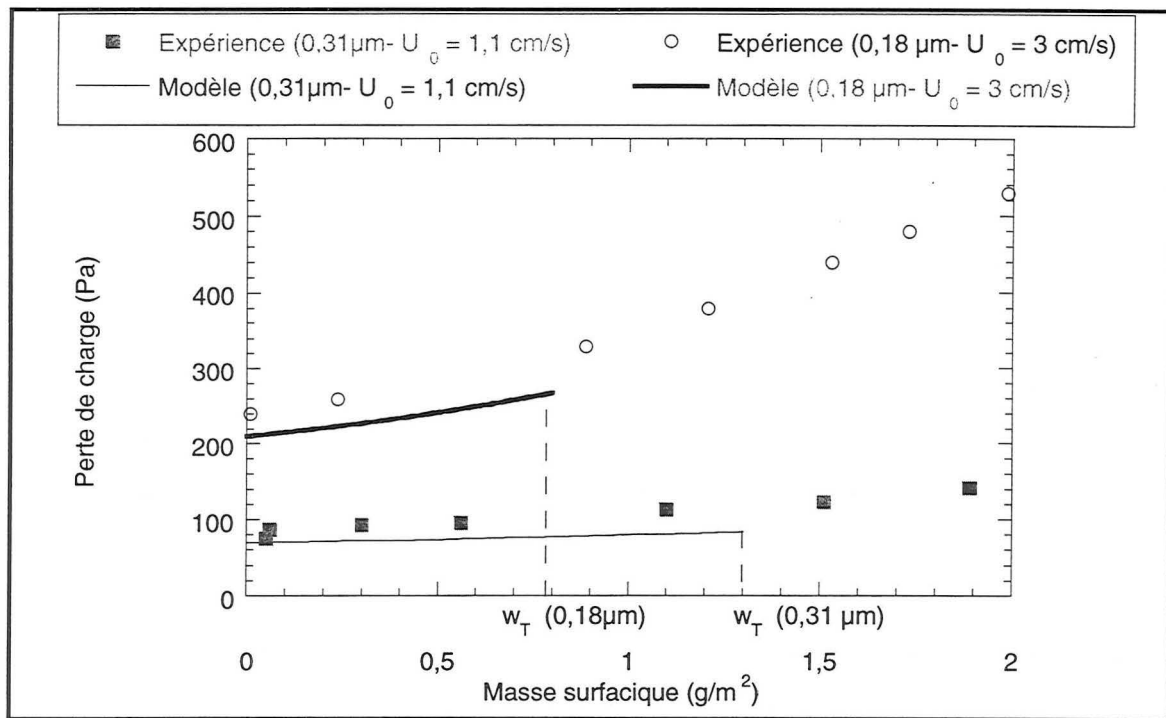


Figure IV.7: Comparaison modèle dendritique et points expérimentaux

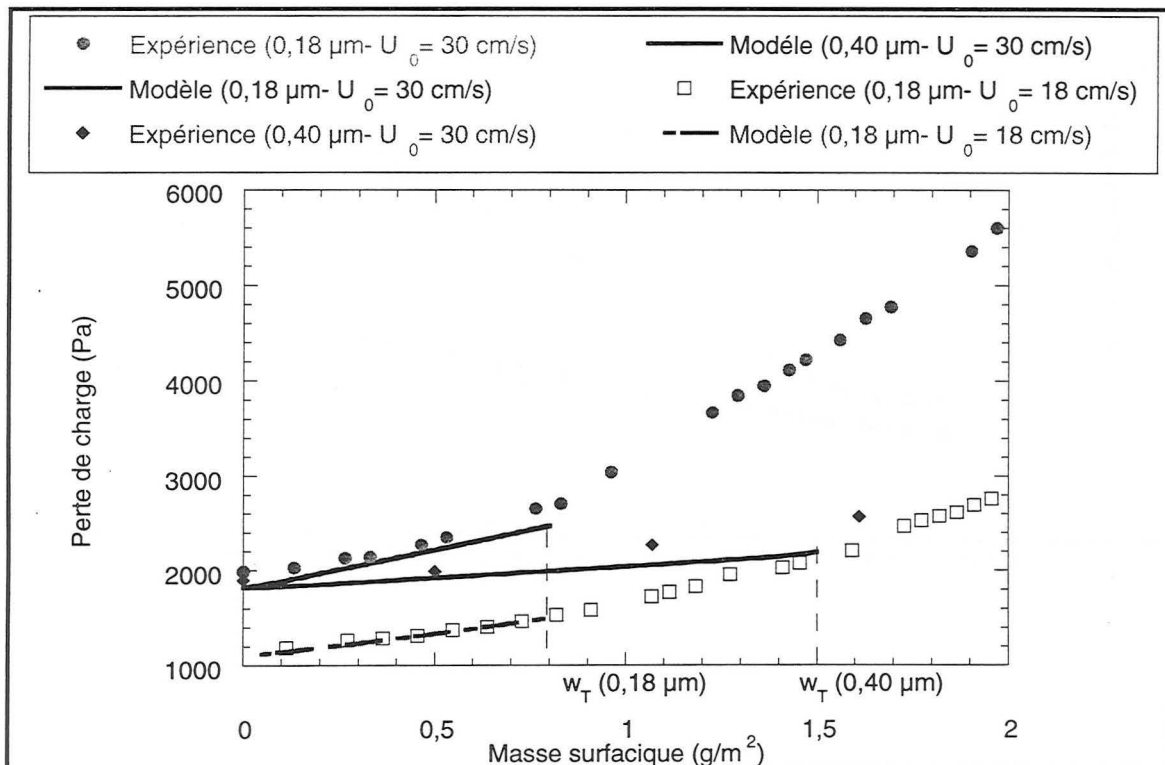


Figure IV.8: Comparaison modèle dendritique et points expérimentaux

#### IV.2. Modélisation de la filtration en surface ( $m/S > w_T$ )

Nous avons choisi de décrire la formation du gâteau en surface du filtre selon le modèle de Novick présenté dans la partie I. La seule difficulté dans l'application de ce modèle est la détermination de  $\alpha_{PG}$  (ou  $\epsilon_G$ ), la compacité des particules au sein du gâteau ou la porosité du gâteau. Les différentes approches de ce paramètre que nous avons présentées dans la partie III, nous permettent néanmoins d'en obtenir une assez bonne estimation : la valeur de  $\alpha_{PG} = 0,19 \pm 0,05$  (pour  $d_p=0,31 \mu\text{m}$ ) a été choisie pour la comparaison avec nos points expérimentaux car elle correspond à la valeur mesurée expérimentalement (par le biais de l'épaisseur du gâteau).

De même, la valeur de la constante  $h_k$ , difficile à estimer a été choisie égale à 5 selon les recommandations de Novick (1990 dans le cas de particules sphériques).

Les figures IV.9 et IV.10 montrent la comparaison entre nos valeurs expérimentales et la modélisation de l'ensemble de la filtration dans le cas particulier des particules de  $0,31\mu\text{m}$ .

La filtration en profondeur a été modélisée selon le modèle dendritique présenté dans le paragraphe précédent et la filtration en surface selon le modèle de Novick. La détermination du point de transition  $w_T$  a simplement été obtenue par la corrélation expérimentale :

$$w_T(\text{g/m}^2) = 3,82 d_p(\mu\text{m}).$$

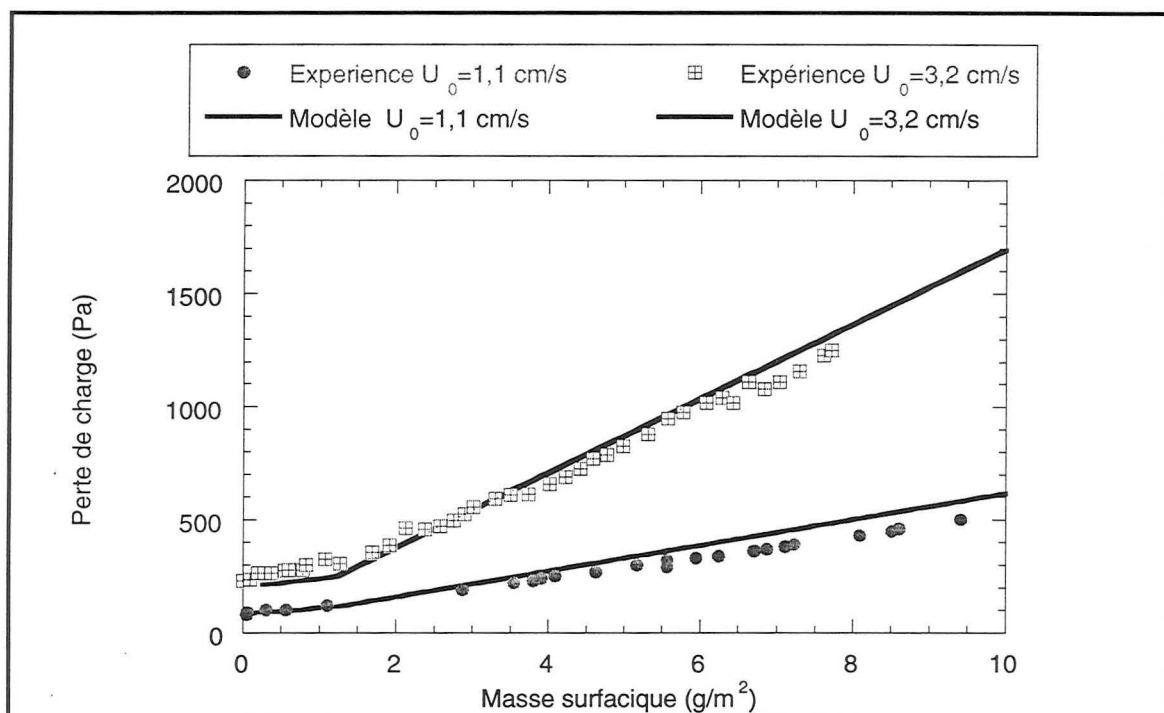


Figure IV.9: Comparaison expérience et modèle ( $d_p=0,31 \mu\text{m}$  et  $\alpha_{PG}=0,19$ )

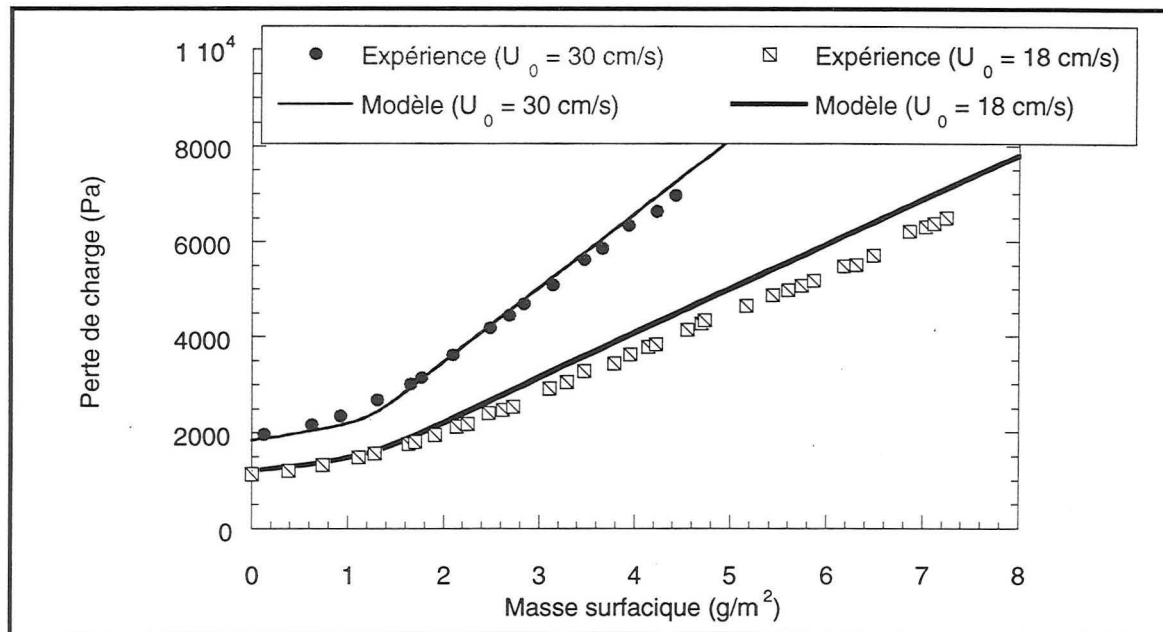


Figure IV.10: Comparaison expérience et modèle ( $d_p=0,31 \mu\text{m}$  et  $\alpha_{PG}=0,19$ )

On constate un bon accord entre nos valeurs expérimentales et le modèle aussi bien pour les faibles valeurs de la vitesse que pour des valeurs plus élevées. Le modèle de Novick donne une bonne représentation de la filtration en surface du filtre T.H.E.

La validité du modèle a également été testée pour les essais de colmatage relatifs aux granulométries 0,18 et 0,40  $\mu\text{m}$  (cf. annexe 7 du chapitre III). Nous émettons une plus grande réserve sur les résultats relatifs à ces deux tailles car la porosité du gâteau ne repose pas sur une mesure réelle effectuée sur le gâteau comme dans le cas des particules de 0,31  $\mu\text{m}$ .

### V.3. Amélioration de la modélisation

Le modèle précédent ne permet pas de prévoir l'évolution de l'efficacité et du profil de pénétration de l'aérosol au sein du filtre. De plus, il serait intéressant de trouver un paramètre unique permettant de décrire le point de transition pour l'ensemble de nos points expérimentaux (valeur indépendante de la taille des particules et pour tous filtres T.H.E.).

#### ▪ Principe du modèle

Afin d'améliorer la modélisation, nous avons apporté les modifications suivantes :

- le filtre est découpé en tranches d'épaisseurs non égales. Nous avons alors supposé une progression géométrique de l'épaisseur des couches. Ainsi, en accord avec nos résultats expérimentaux, on donne plus d'influence à la première couche du filtre.

- on introduit un nouveau paramètre  $\alpha_{lim}$  (paramètre ajustable) représentant la compacité limite des particules de la première tranche à partir de laquelle les dendrites formées en la profondeur du filtre, commencent à se développer sur sa surface. On appelle alors « la tranche 0 », la couche qui se développe en surface. La filtration se poursuit alors simultanément en surface (processus prépondérant modélisé par le modèle de Novick) et en profondeur (modélisé par le modèle dendritique). L'approche précédente considérait au contraire que lors de la filtration en surface, la filtration en profondeur était arrêtée.

-  $\alpha_{PG}$ , la porosité des particules au sein du gâteau est un autre paramètre ajustable du modèle. Nous confronterons ainsi la valeur de  $\alpha_{PG}$  trouvée par le modèle aux autres estimations présentées dans la partie III.

L'organigramme de l'annexe 8 du chapitre III explique la procédure de calcul.

▪ **Comparaison avec les points expérimentaux.**

- **filtres T.H.E**

Les figures IV.11-15 nous montrent la comparaison de nos points expérimentaux au modèle pour les trois granulométries étudiées et différentes valeurs de la vitesse.

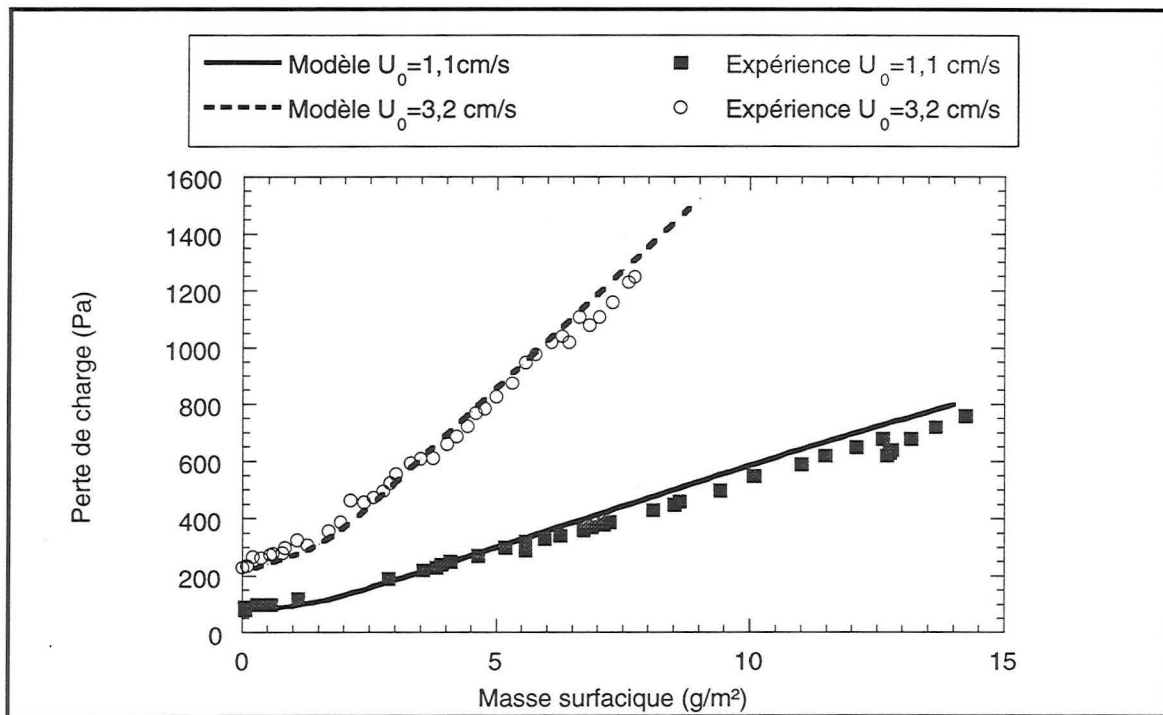


Figure IV.11: Comparaison du modèle et des points expérimentaux ( $d_p=0,31\mu\text{m}$ ,  $\alpha_{im}=0,001$  et  $\alpha_{PG}=0,22$ ).



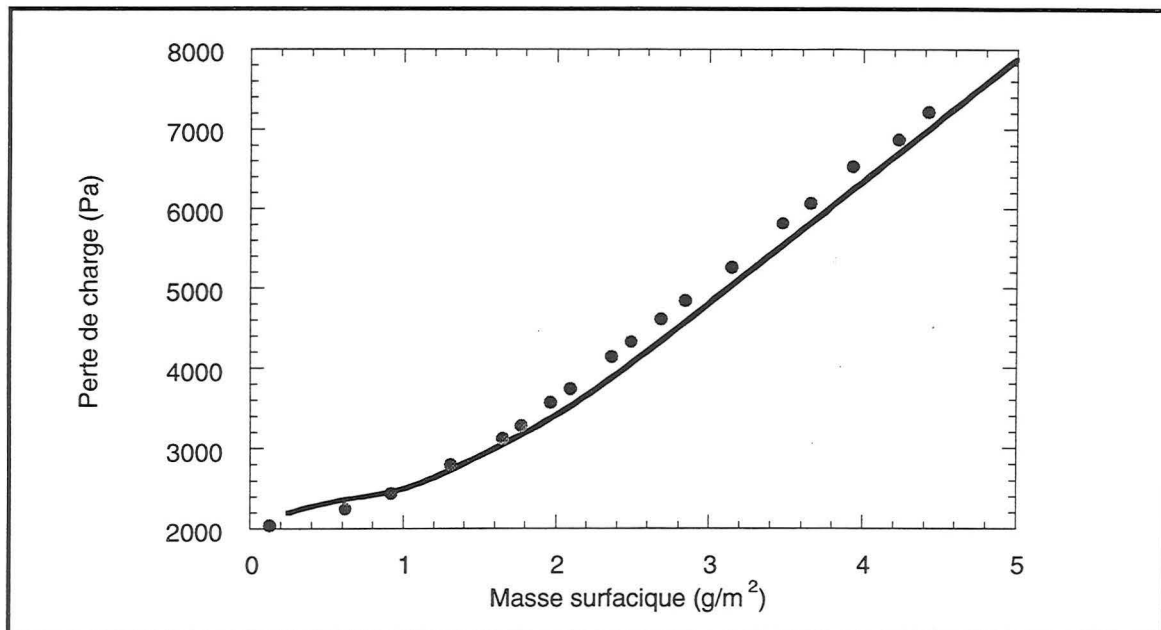


Figure IV.12

Comparaison du modèle et des points expérimentaux ( $d_p=0,31\mu\text{m}$ ,  $U_0=30\text{ cm/s}$ ,  $\alpha_{\text{lim}}=0,001$  et  $\alpha_{\text{PG}}=0,22$ ).

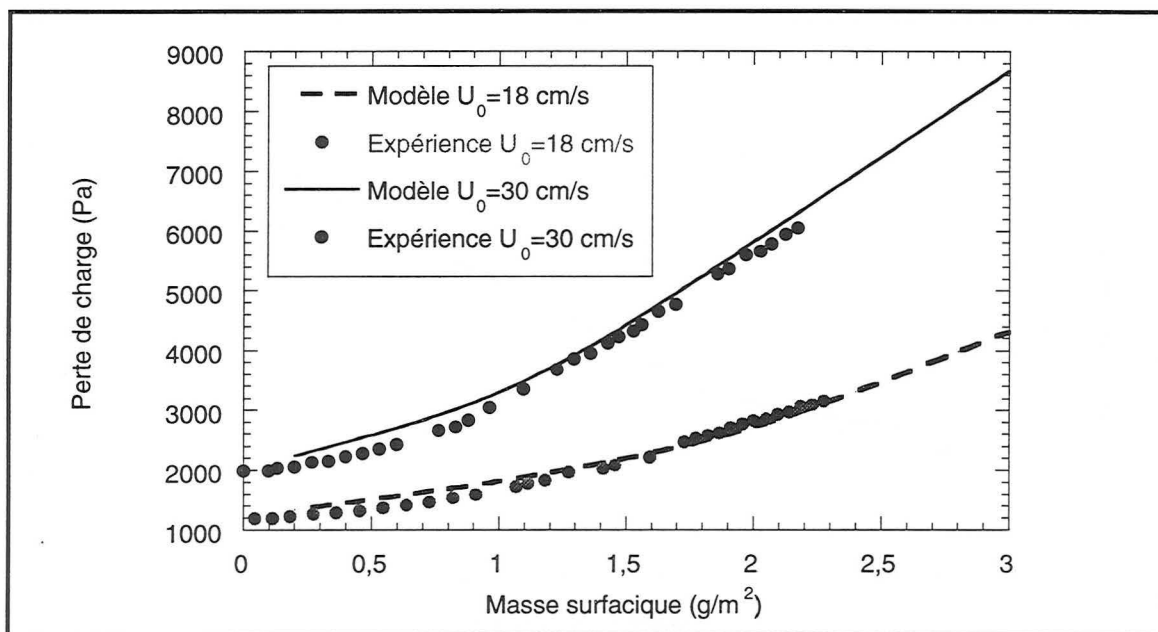


Figure IV.13: Comparaison du modèle et des points expérimentaux ( $d_p=0,18\mu\text{m}$ ,  $\alpha_{\text{lim}}=0,001$  et  $\alpha_{\text{PG}}=0,18$ ).

Ainsi, les paramètres du modèle pour  $d_p=0,31\mu\text{m}$  sont  $\alpha_{\text{lim}}=0,001$  et  $\alpha_{\text{PG}}=0,22$ . La valeur de la compacité des particules au sein du gâteau correspond bien à la valeur déterminée expérimentalement. La valeur assez faible de la compacité limite indique que la filtration en surface prend naissance assez rapidement.

La figure IV.13 relative aux particules de taille  $0,18\mu\text{m}$  nous montre que l'adéquation au modèle correspond aux paramètres  $\alpha_{\text{lim}}=0,001$  et  $\alpha_{\text{PG}}=0,18$ . La valeur de la compacité des particules dans le gâteau est légèrement inférieure au cas des particules de  $0,31\mu\text{m}$  mais ce résultat correspond aux estimations présentées dans la partie III. (voir figure III.27).



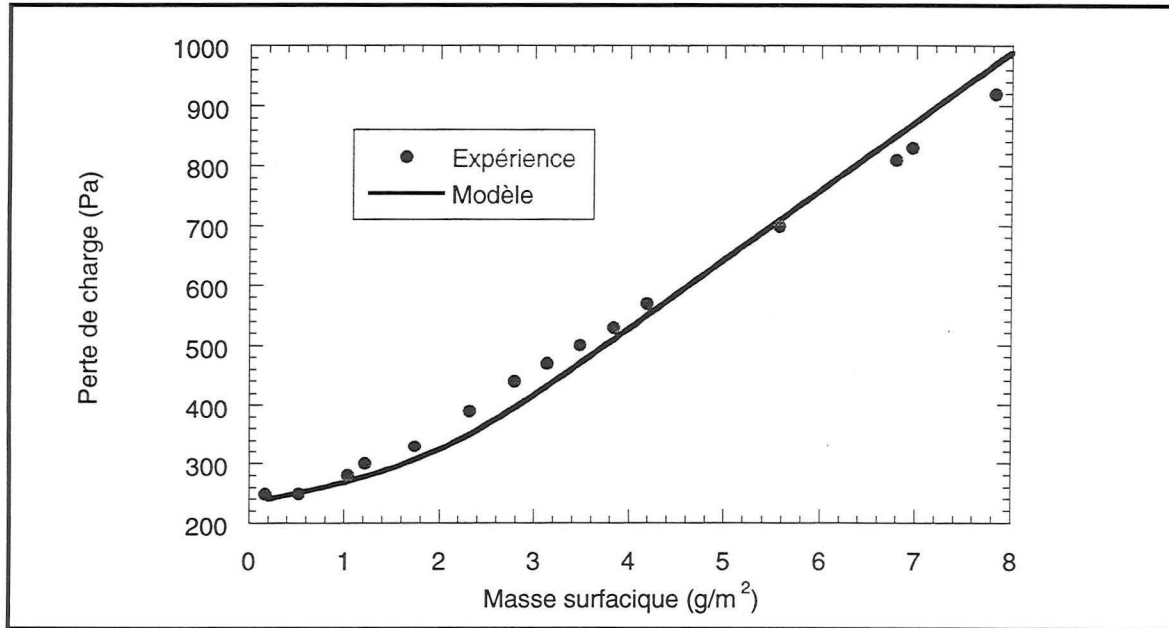


Figure IV.14:

Comparaison du modèle et des points expérimentaux ( $d_p=0,40 \mu\text{m}$ ,  $U_0=3,2 \text{ cm/s}$ ,  $\alpha_{\text{lim}}=0,001$  et  $\alpha_{\text{PG}}=0,23$ ).

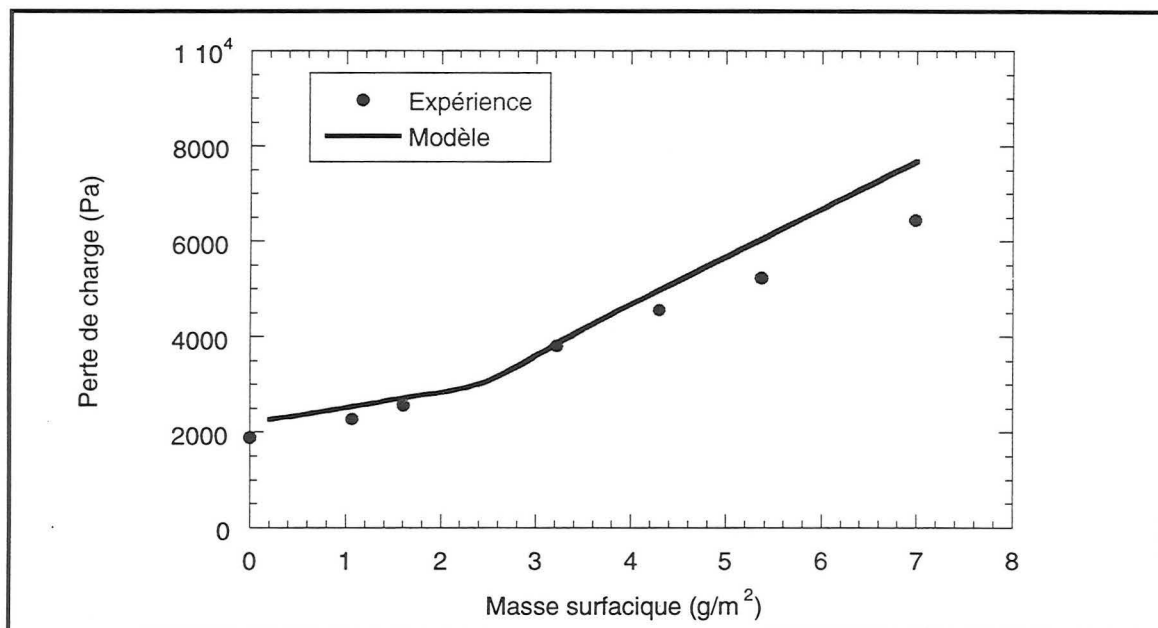


Figure IV.15

Comparaison du modèle et des points expérimentaux ( $d_p=0,40 \mu\text{m}$ ,  $U_0=30 \text{ cm/s}$ ,  $\alpha_{\text{lim}}=0,001$  et  $\alpha_{\text{PG}}=0,23$ ).

Les figures IV.14 et IV.15 relatives aux particules de taille  $0,40 \mu\text{m}$  nous montrent que l'adéquation au modèle correspond aux paramètres  $\alpha_{\text{lim}}=0,001$  et  $\alpha_{\text{PG}}=0,22$ .

Ainsi, la valeur de la compacité limite est la même pour les trois granulométries, c'est un paramètre uniquement fonction des caractéristiques du filtre.

Nous avons également confronté le modèle aux autres types de filtre tel que le filtre Whatman (figure IV.16).

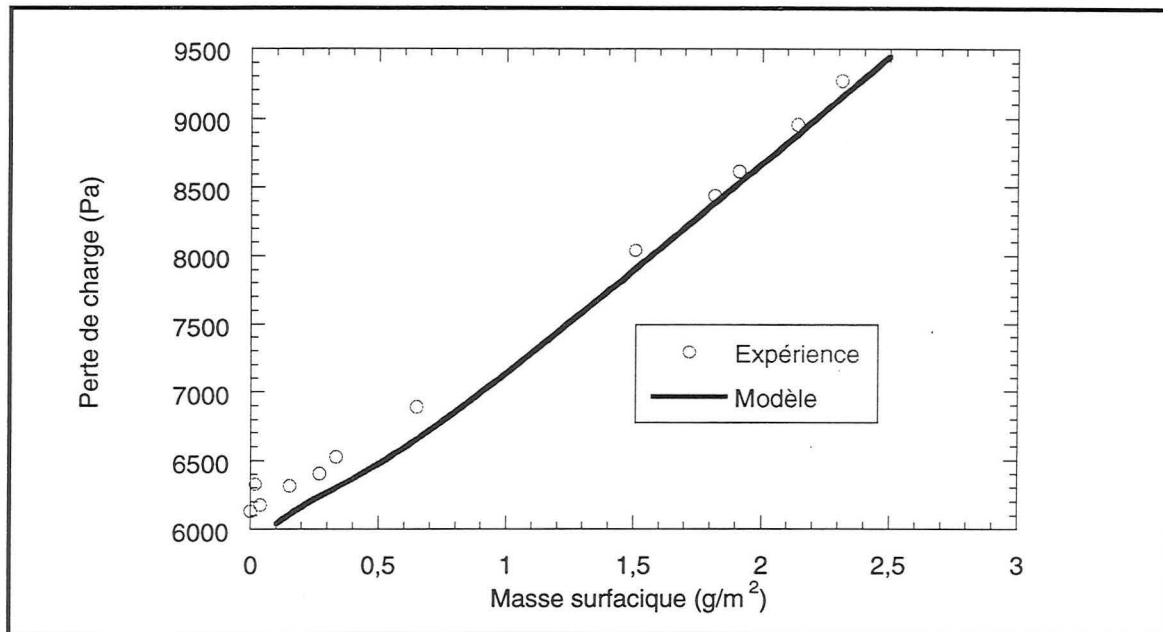


Figure IV.16 : Comparaison du modèle et des points expérimentaux filtre Whatman ( $d_p=0,18 \mu\text{m}$ ,  $U_0= 18 \text{ cm/s}$ ,  $\alpha_{im}=0,001$  et  $\alpha_{PG}=0,18$ ).

Ainsi, on obtient les résultats suivants:

- $\alpha_{im}=0,001$  permet de représenter l'ensemble des courbes expérimentales relatives aux filtres THE (D309 et Whatman).
- les valeurs de  $\alpha_{PG}$  obtenues pour les différentes granulométries sont comparées aux autres approches dans le tableau IV.1 suivant :

$d_p$ ( $\mu\text{m}$ )	Mesure par l'épaisseur du gâteau	Loi de Kozeny	Corrélation $\alpha_{PG} = 0,58 (1-\exp(-d_p/0,53))$	Modèle
<b>0,18</b>		0,13	0,17	<b>0,18</b>
<b>0,31</b>	0,19	0,27	0,26	<b>0,22</b>
<b>0,40</b>	0,28	0,27	0,30	<b>0,23</b>

Tableau IV.1 Confrontation des valeurs de  $\alpha_{PG}$  avec les autres déterminations.

Ainsi, on constate que pour les tailles de particules 0,18 et 0,31  $\mu\text{m}$ , la valeur de  $\alpha_{PG}$  trouvée par le modèle correspond bien aux déterminations expérimentales précédemment établies.

Une plus grande ambiguïté subsiste quant aux particules de 0,40  $\mu\text{m}$  puisque la valeur trouvée est inférieure à l'ensemble des déterminations préalables. L'ordre de grandeur est néanmoins bon.

#### - filtres moyenne efficacité.

Afin de prendre en compte l'efficacité beaucoup plus faible de ces filtres, nous n'avons plus utilisé les modèles de Payet-Rubow qui s'adaptent surtout aux filtres T.H.E. mais les modèles de Lee-Liu (voir Chapitre I) d'efficacité moindre.

La figure IV.17 montre la comparaison du modèle pour le filtre A320 et pour différentes valeurs des paramètres  $\alpha_{im}$  et  $\alpha_{PG}$ .

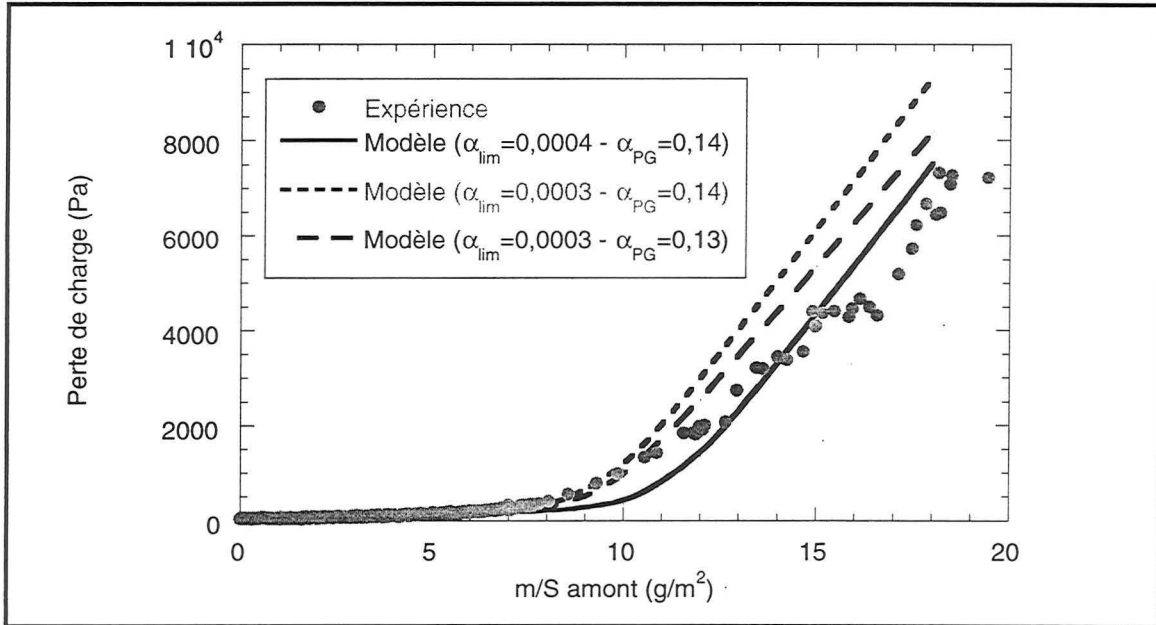


Figure IV. 17 : Comparaison du modèle et des points expérimentaux filtre moyenne efficacité A320 ( $d_p=0,18 \mu\text{m}$ ,  $U_0= 18 \text{ cm/s}$ ).

Ainsi, on voit que la valeur de  $\alpha_{\text{lim}}$  détermine l'instant de la cassure entre la filtration en profondeur et le début de filtration en surface et la valeur de  $\alpha_{\text{PG}}$  détermine la pente de l'évolution de la perte de charge lors de la filtration avec formation de gâteau.

Le modèle donne une assez bonne représentation des points expérimentaux pour les paramètres:  $\alpha_{\text{lim}}=0,0003$  et  $\alpha_{\text{PG}}=0,13$ .

Les figures IV.18 et IV.19 montrent la confrontation du modèle dans le cas des filtres moyenne efficacité D38 et B346.

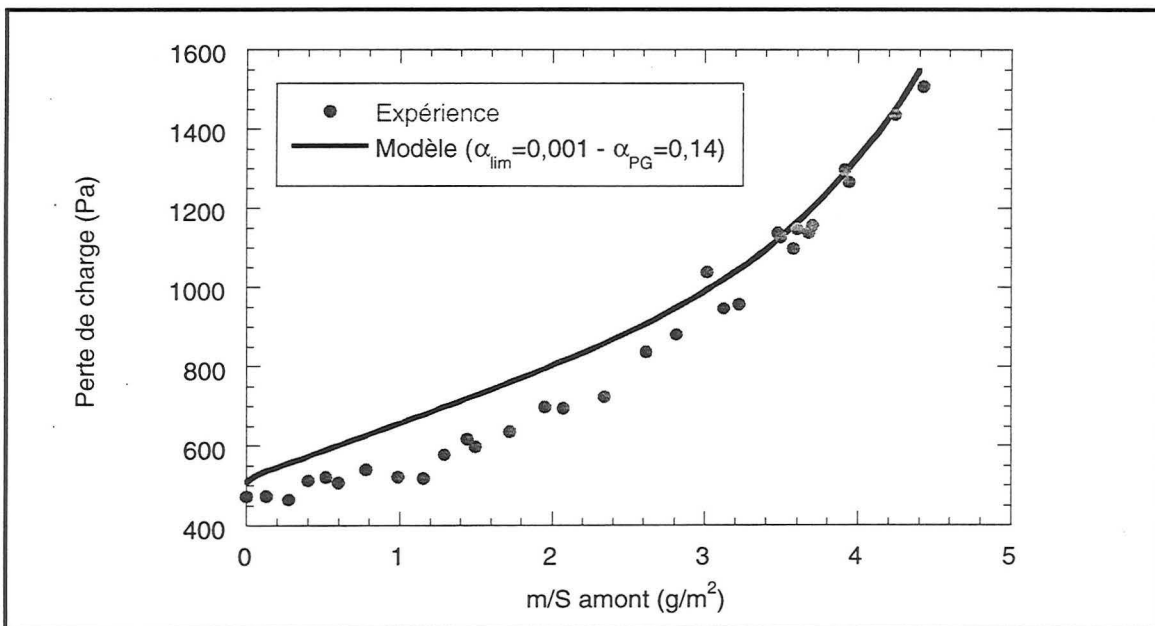


Figure IV. 18 : Comparaison du modèle et des points expérimentaux filtre moyenne efficacité D38 ( $d_p=0,18 \mu\text{m}$ ,  $U_0= 18 \text{ cm/s}$ ).

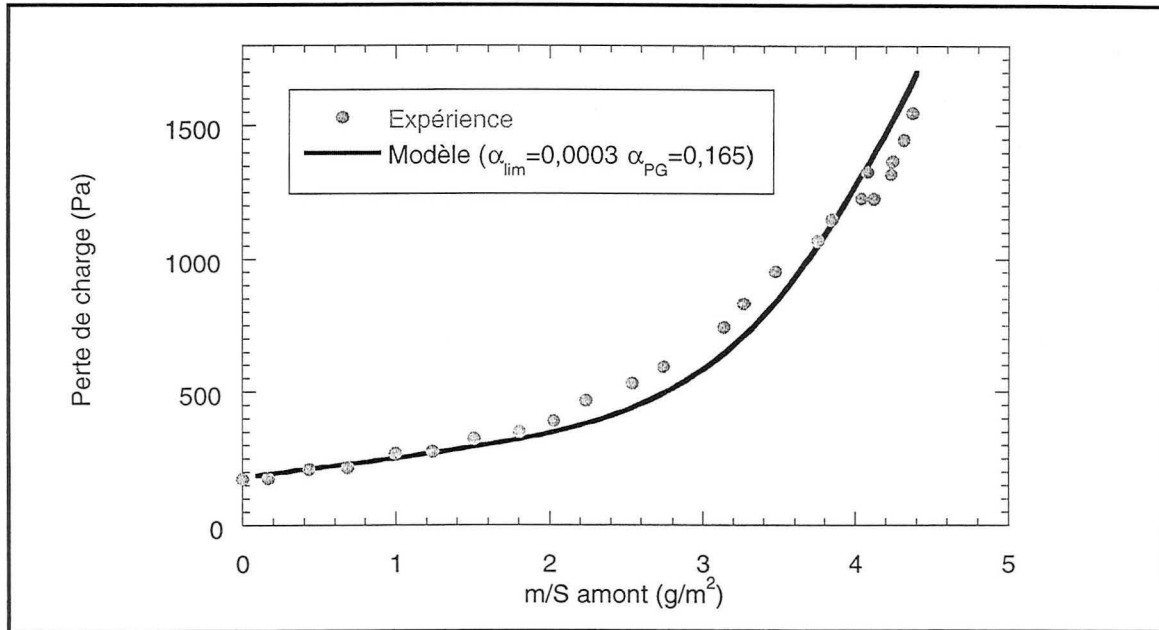


Figure IV. 19: Comparaison du modèle et des points expérimentaux filtre moyenne efficacité B346 ( $d_p=0,18 \mu\text{m}$ ,  $U_0=18 \text{ cm/s}$ ).

L'accord avec le modèle est légèrement moins bon qu'avec le filtre T.H.E.

#### ▪ Bilan

Le tableau IV.2 recense les caractéristiques des filtres ainsi que les paramètres du modèle traduisant les points expérimentaux.

	Filtres T.H.E.		Filtres Moyenne Efficacité		
	D309	Whatman	A320	D38	B346
$d_{\text{Davies}} (\mu\text{m})$	1,12	0,46	5,6	1,76	2,8
Compacité $\alpha$	0,056	0,056	0,048	0,040	0,050
Epaisseur Z ( $\mu\text{m}$ )	575	540	650	1015	575
Efficacité initiale (%)	99,93	99,98	30	94	68
$\alpha_{\text{lim}}$	0,001	0,001	0,0003	0,001	0,0003
$\alpha_{\text{PG}}$	0,18	0,18	0,13	0,14	0,165

Tableau IV.2 : Caractéristiques des filtres et paramètres du modèle pour la filtration de particules de  $0,18 \mu\text{m}$ .

On peut noter les points suivants :

- les deux filtres T.H.E, malgré leur taille de fibres assez différente, se caractérisent par les mêmes valeurs de  $\alpha_{\text{lim}}$  et  $\alpha_{\text{PG}}$  soit respectivement 0,001 et 0,18 pour la filtration de particules de  $0,18 \mu\text{m}$ . La taille des particules ne semble pas avoir d'influence sur la valeur de  $\alpha_{\text{lim}}$ . La valeur de  $\alpha_{\text{PG}}$  peut être estimée par la courbe de la figure III.27 obtenue à partir de différents points expérimentaux.

- les filtres moyenne efficacité, dont le diamètre de fibres est largement supérieur, se caractérisent par une valeur de  $\alpha_{\text{lim}}$  beaucoup plus faible. Ce résultat à-priori contradictoire avec le fait que  $w_T$  (filtre moyenne efficacité)  $>$   $w_T$  (filtre T.H.E.) s'explique très bien par le fait que l'aérosol se répartit dans toute l'épaisseur du filtre moyenne efficacité alors que pour un

filtre T.H.E., l'aérosol est prépondérant dans les premières couches du filtre. Ainsi, la masse totale déposée en profondeur dans un filtre moyenne efficacité est bien supérieure à celle d'un filtre T.H.E. dont la première pelure est beaucoup plus chargée. Le schéma de la figure IV.20 illustre cette explication.

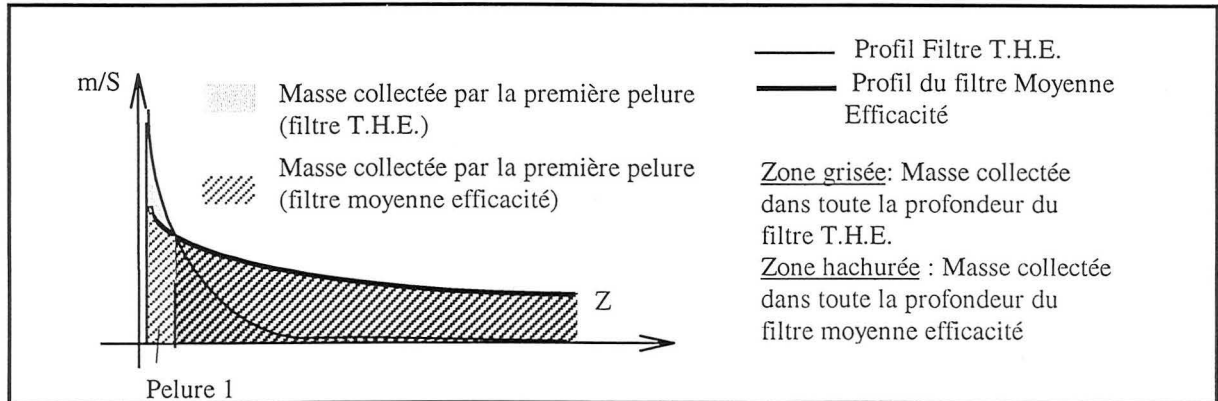


Figure IV. 20 : Comparaison des masses collectées dans la première pelure et dans toute l'épaisseur du filtre pour les filtres T.H.E. et moyenne efficacité.

- le filtre D38 dont nous avons déjà remarqué le comportement proche d'un filtre T.H.E. (efficacité initiale 94%) donne un relativement bon accord avec le modèle pour une valeur  $\alpha_{lim}$  identique à celle d'un filtre T.H.E.
- les valeurs de  $\alpha_{PG}$  trouvées par le modèle pour les filtres moyenne efficacité sont légèrement inférieures à celle pour les filtres THE. La valeur trouvée dans le cas des particules de  $0,18 \mu m$  est alors très proche des autres déterminations (Loi de Kozeny et corrélation).

#### ▪ Profil de pénétration

Nous avons également comparé le profil de pénétration déterminé expérimentalement par la méthode des pelures avec le profil prédit par le modèle.

La figure IV.21 montre la comparaison modèle - expérience.

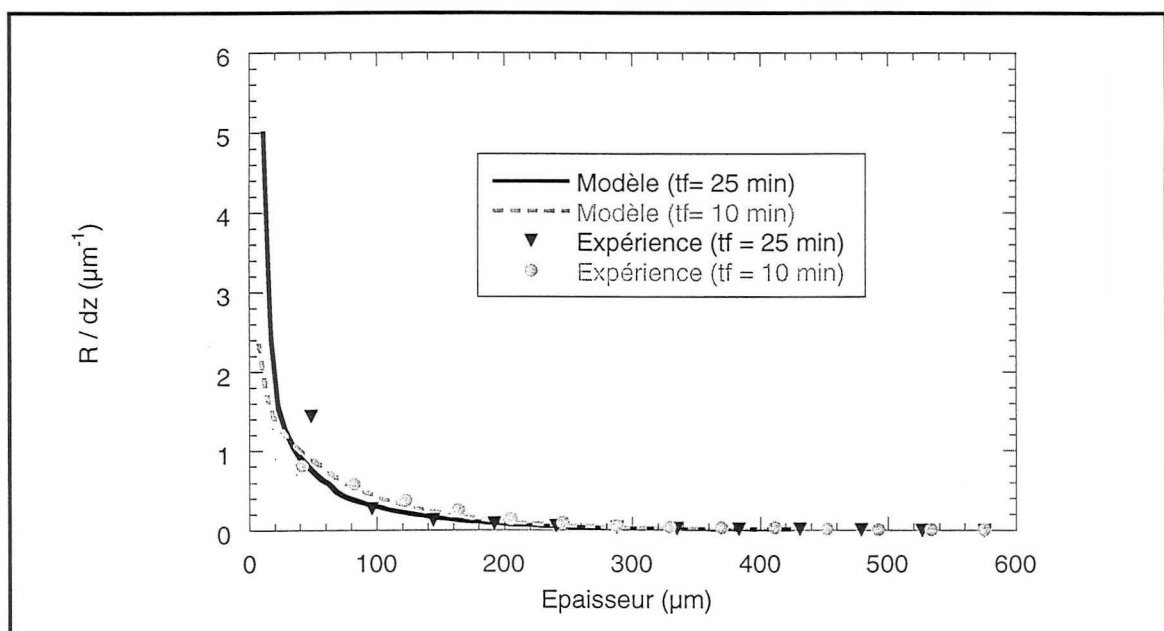


Figure IV. 21 : Profils de pénétration : Comparaison avec le modèle (D309,  $d_p = 0,18 \mu m$ ,  $U_0 = 30 \text{ cm/s}$ ).

La présentation des résultats est un peu différente de celle de la figure III.11; en effet, dans le modèle, le filtre est découpé en tranches d'épaisseur  $dz$  non égales, nous avons donc représenté le rapport  $R / dz$  en fonction de la profondeur dans le filtre.

**Remarque :** La détermination expérimentale par la méthode des pelures ne nous permettant pas de distinguer le gâteau de la première tranche du filtre, nous avons, pour permettre la comparaison avec le modèle, sommé les masse de particules du gâteau et de la première pelure prévues par le modèle.

La figure IV.21 montre que le profil de pénétration et son évolution au cours du colmatage prévues par le modèle sont en bon accord avec l'expérience : la proportion de particules collectée dans la première tranche (en toute rigueur gâteau + première pelure) augmente au fur et à mesure du colmatage.

#### ▪ Epaisseur du gâteau

La figure IV.22 montre l'évolution de l'épaisseur du gâteau formé au fur et à mesure du colmatage dans le cas des particules de  $0,31 \mu\text{m}$  et une vitesse de filtration de  $1,1 \text{ cm/s}$ . Rappelons que la valeur expérimentale trouvée (par observation au microscope) pour une masse déposée de  $120 \text{ g/m}^2$  est de  $430 \pm 50 \mu\text{m}$ . La valeur donnée par le modèle est de  $360 \mu\text{m}$  : l'accord est relativement bon.

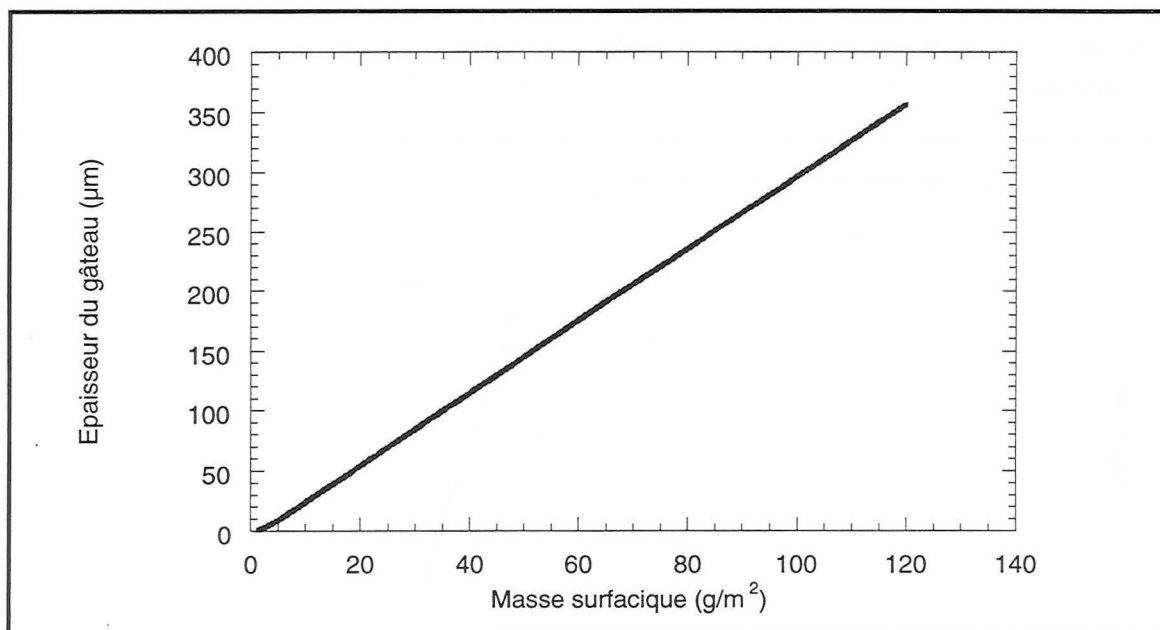


Figure IV. 22

Evolution de l'épaisseur du gâteau pendant le colmatage (Filtre D309,  $d_p = 0,31 \mu\text{m}$ ,  $U_0 = 1,1 \text{ cm/s}$ ).

#### ▪ Efficacité.

La figure IV.23 montre l'évolution de la perméance du filtre D309 au fur et à mesure du colmatage dans le cas des particules de  $0,18 \mu\text{m}$  et une vitesse de filtration de  $18 \text{ cm/s}$ .

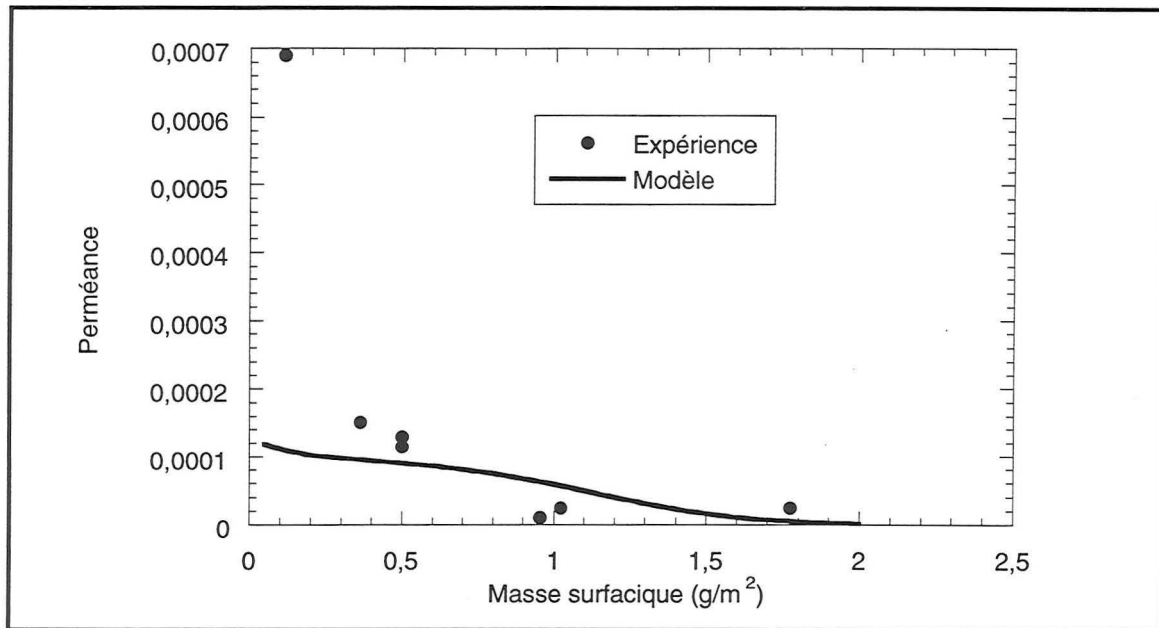


Figure IV.23

Efficacité : comparaison expérience et modèle (Filtre D309,  $d_p = 0,18 \mu\text{m}$ ,  $U_0 = 18 \text{ cm/s}$ ).

On constate que le modèle, même si l'écart pour la valeur initiale est relativement important, permet de prévoir assez bien l'évolution de la perméance du filtre au cours du colmatage.

La figure IV.24 montre l'évolution de la perméance du filtre A320 au fur et à mesure du colmatage dans le cas des particules de  $0,18 \mu\text{m}$  et une vitesse de filtration de  $18 \text{ cm/s}$ .

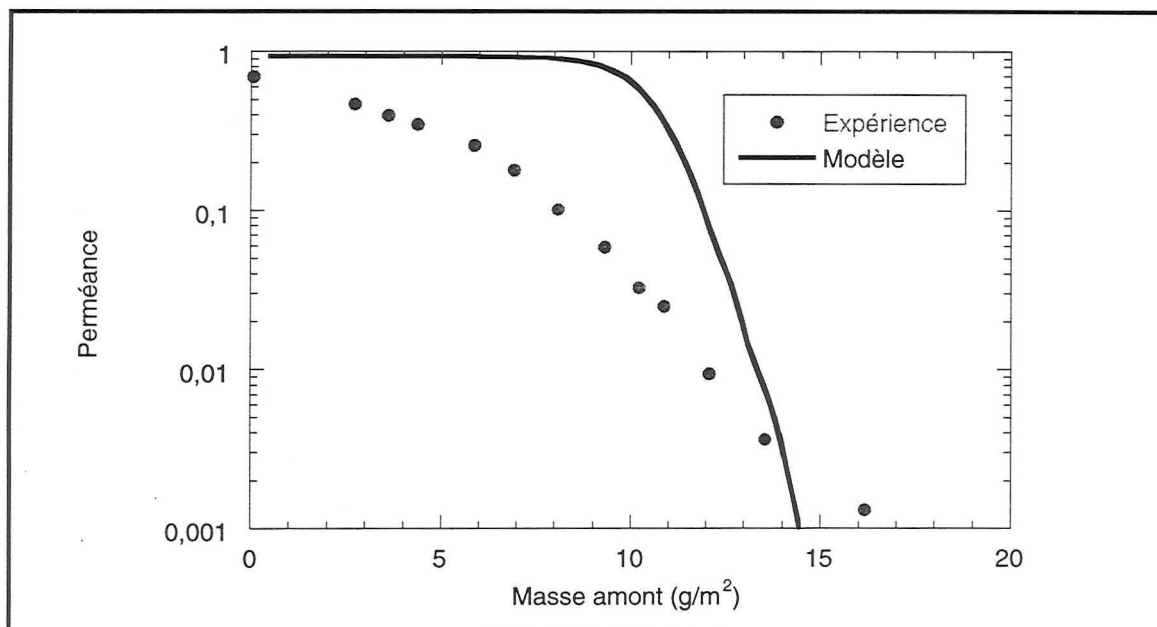


Figure IV.24

Efficacité : comparaison expérience et modèle (Filtre A320,  $d_p = 0,18 \mu\text{m}$ ,  $U_0 = 18 \text{ cm/s}$ ).

Ainsi, le modèle, même s'il ne décrit pas exactement l'ensemble des points expérimentaux, permet d'obtenir l'allure générale de l'évolution de la perméance; en particulier, il prévoit bien les deux parties de la diminution pour une valeur correcte du point de transition.

▪ **Sensibilité du modèle à différents paramètres.**

Nous avons étudié l'influence du nombre de tranches du filtre  $n_p$  introduit dans le modèle sur l'adéquation avec les points expérimentaux ainsi que du pas de masse  $m_p$ .

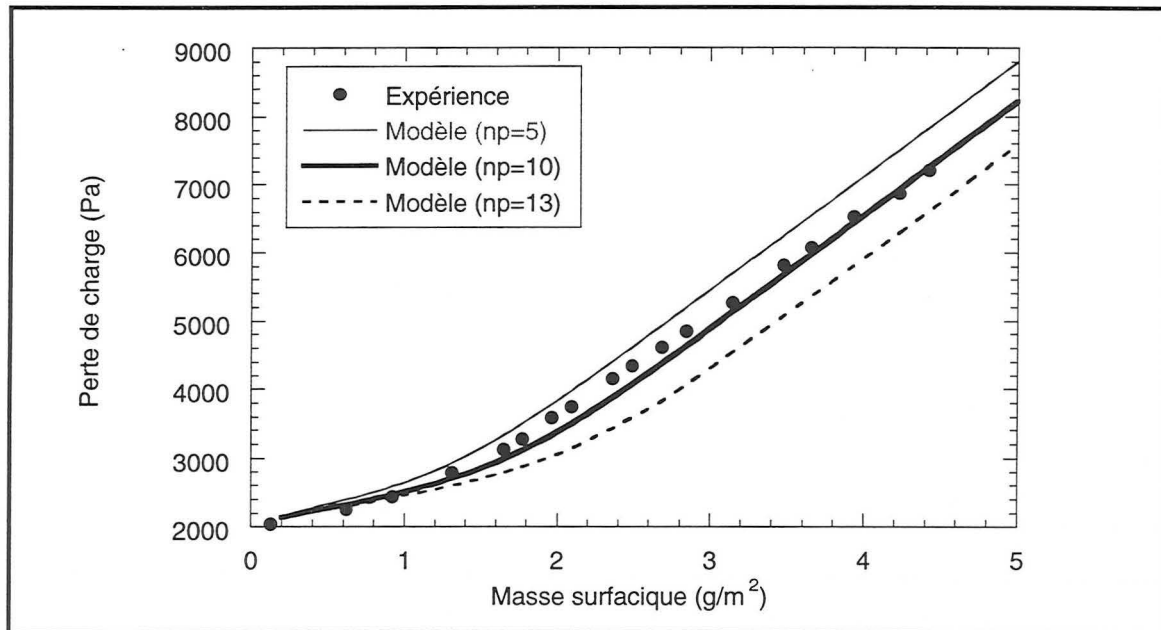


Figure IV.25 : Influence du paramètre  $n_p$  sur l'adéquation au modèle ( $d_p=0,31 \mu m$ ,  $U_0=30 \text{ cm/s}$ ,  $\alpha_{im}=0,001$  et  $\alpha_{pG}=0,22$ )

Ainsi, la figure IV.25 nous montre que le nombre de tranches influence un peu le point de transition entre la filtration en profondeur et en surface. En effet, un nombre de tranches trop faible ne convient pas car le modèle n'est plus représentatif de la réalité (le profil de pénétration n'est pas correctement décrit).

De même, un nombre de tranches trop important n'est pas non plus conforme à la réalité pour que l'épaisseur de la première tranche ne soit pas inférieure au diamètre de l'aérosol.

La valeur  $n_p=10$  qui a été choisie pour nos comparaisons avec les points expérimentaux semble être la valeur idéale permettant de représenter l'expérience. En effet, le choix de 10 pelures correspond à une épaisseur de la première tranche  $Z_1=7 \mu m$  soit environ 20 fois la taille des particules.



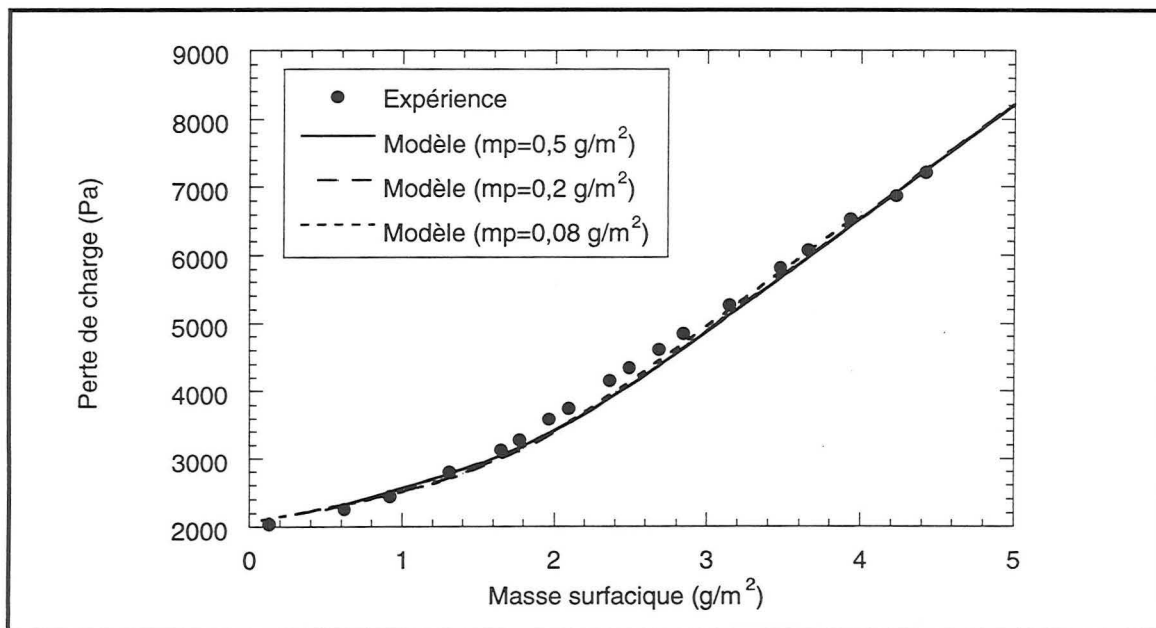


Figure IV. 26: Influence du paramètre  $m_p$  sur l'adéquation au modèle ( $d_p=0,31 \mu\text{m}$ ,  $U_0=30 \text{ cm/s}$ ,  $\alpha_{im}=0,001$  et  $\alpha_{PG}=0,22$ )

La figure IV.26 où le pas de masse varie de  $0,08$  à  $0,5 \text{ g/m}^2$  nous montre que ce paramètre a très peu d'influence sur l'adéquation du modèle avec les résultats expérimentaux.

Enfin, les figures IV.27 et IV.28 montrent la sensibilité du modèle à la valeur de  $\alpha_{PG}$  et  $\alpha_{im}$ .

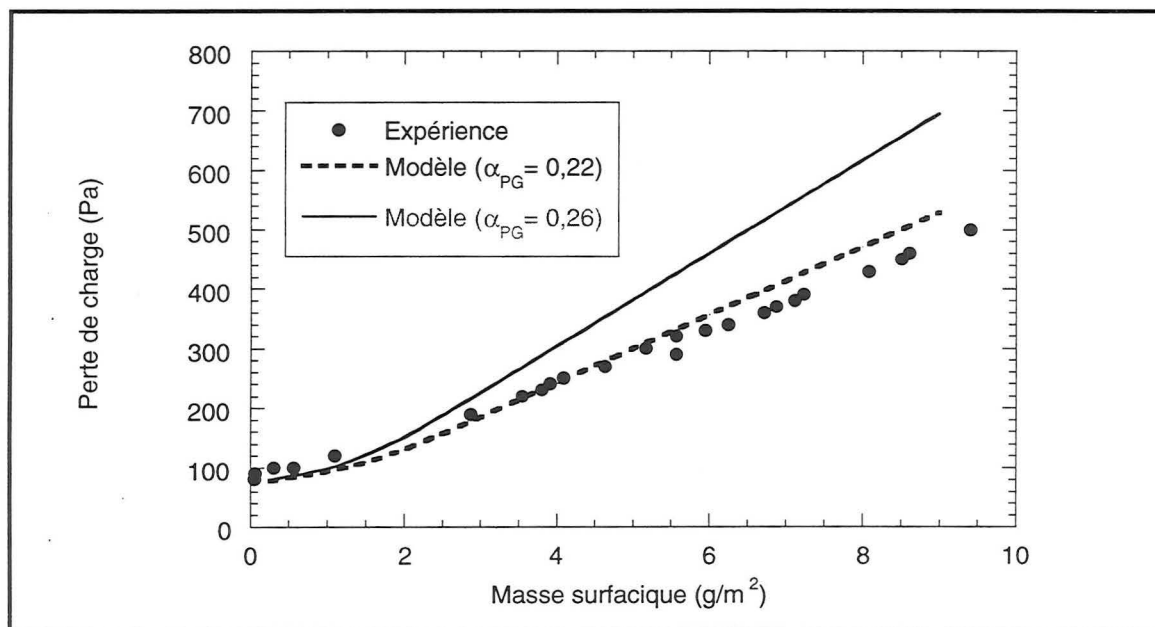


Figure IV.27: Sensibilité du modèle à la valeur de  $\alpha_{PG}$  ( $d_p=0,31 \mu\text{m}$ ,  $U_0=1,1 \text{ cm/s}$ ,  $\alpha_{im}=0,001$ ).

Ainsi, on constate que la valeur de  $\alpha_{PG}$  a une influence importante sur les résultats issus de la modélisation.

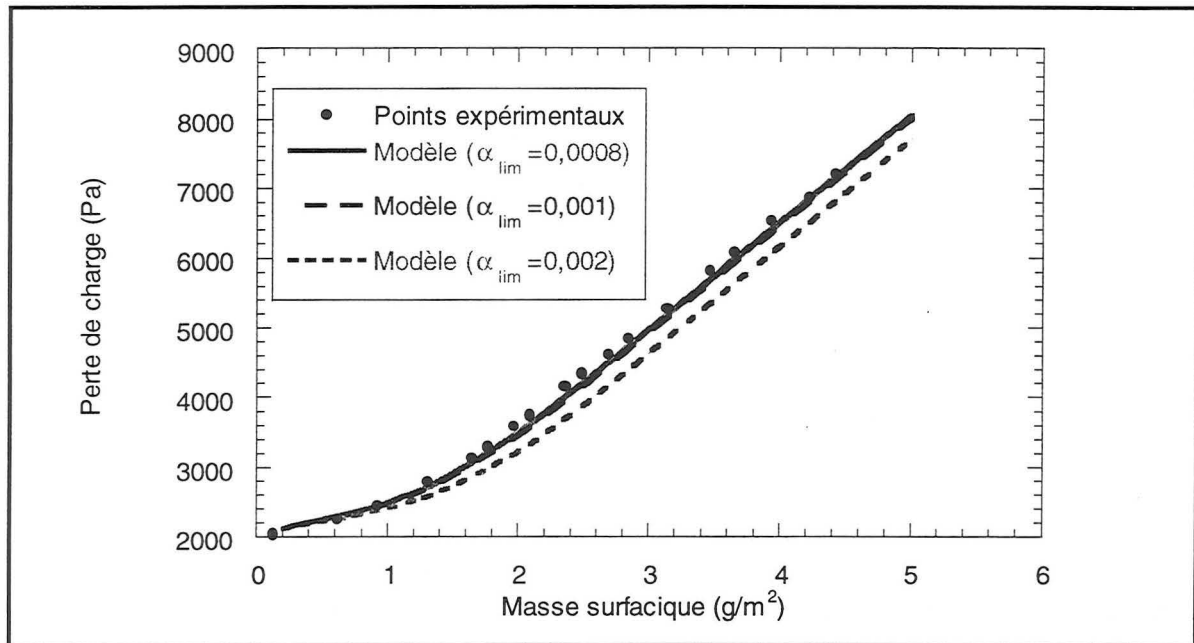


Figure IV.28 : Sensibilité du modèle à la valeur de  $\alpha_{lim}$  ( $d_p=0,31 \mu\text{m}$ ,  $U_0=30 \text{ cm/s}$ ,  $\alpha_{PG}=0,22$ ).

On constate que le modèle est assez peu sensible à la valeur de  $\alpha_{lim}$ .

#### IV.4. Conclusion

Ainsi, le nouveau modèle établi permet de rendre compte de l'ensemble de nos points expérimentaux. Il permet en effet de décrire l'évolution de la perte de charge d'un filtre T.H.E. et d'un filtre moyenne efficacité ; nous avons déterminé les paramètres  $\alpha_{lim}$  et  $\alpha_{PG}$  pour chaque types de filtre :

- Pour un filtre T.H.E :  $\alpha_{lim} = 0,001$  est indépendante de  $d_p$
- Pour un filtre moyenne efficacité :  $\alpha_{lim} = 0,0003$

$\alpha_{PG}$  peut être estimée en première approximation par la relation :

$\alpha_{PG} = 0,58 (1 - \exp(-d_p/0,53))$  ( $d_p$  en  $\mu\text{m}$ ) tout en sachant que le modèle est assez sensible à cette valeur.

Le profil de pénétration est assez bien représenté par le modèle ainsi que son évolution au cours du colmatage.

L'évolution de l'efficacité du filtre est également assez bien décrite par le modèle.

## CONCLUSION

Ainsi, dans ce chapitre III, nous avons présenté les différentes études de la littérature relatives à la filtration dynamique d'un aérosol solide.

Les résultats de notre étude expérimentale, nous ont permis de dégager les conclusions suivantes :

- la filtration de l'aérosol se fait en deux étapes
- la première phase est une filtration en profondeur de durée plus ou moins longue selon les caractéristiques du filtre (diamètre de fibres, compacité) et celles de l'aérosol (granulométrie). Une observation du dépôt au microscope nous montre la présence de dendrites collées sur les fibres.
- la seconde phase se caractérise principalement par la formation d'un gâteau d'épaisseur croissante en surface du filtre.

Une deuxième étape de notre étude expérimentale a consisté à étudier l'influence des conditions opératoires. Ainsi, nous avons pu noter que la façon dont les particules se déposent n'était pas influencée par la vitesse de filtration. L'influence de la concentration amont de l'aérosol n'a pas non plus été démontrée (dans la gamme de concentration permise par notre montage expérimental). Enfin, nous avons montré que la filtration de plus grosses particules engendrait une perte de charge moindre.

La suite de notre travail a permis de caractériser le gâteau. En particulier, nous avons pu donner quelques précisions quant à sa porosité selon différentes approches dont les résultats convergent vers une valeur proche de 85 % pour des particules de 0,18  $\mu\text{m}$ .

Notre étude s'est élargie à d'autres filtres, en particulier des filtres moyenne efficacité. Nous avons alors pu dégager les différences principales entre les deux comportements, en particulier, la filtration en profondeur correspond à une masse déposée beaucoup plus importante dans un filtre moyenne efficacité.

Enfin, dans la dernière partie de ce chapitre, consacrée à la modélisation, nous avons développé un nouveau modèle de filtration en profondeur en décomposant le filtre en tranches et en supposant l'existence de deux types de collecteurs : les fibres du filtre d'une part et les dendrites d'autre part. La filtration en surface est bien décrite par le modèle de Novick.

L'ensemble de la modélisation est alors décrite par le biais de deux paramètres  $\alpha_{\text{lim}}$  et  $\alpha_{\text{PG}}$  correspondant respectivement à la compacité limite des particules de la première tranche pour laquelle la filtration en surface commence et la compacité au sein du gâteau.

La valeur de  $\alpha_{\text{lim}}$  a été trouvée égale à 0,001 pour un filtre T.H.E. (ou assimilé) et voisine de 0,0004 pour un filtre moyenne efficacité.

La valeur de  $\alpha_{\text{PG}}$  est proche de 0,18 pour des particules de 0,18  $\mu\text{m}$  et proche de 0,22 pour des particules de 0,31. Pour les autres tailles de particules, elle peut facilement être déterminée par le biais de la corrélation expérimentale :  $\alpha_{\text{PG}} = 0,58 (1 - \exp(-d_p/0,53))$ .

**Bibliographie :**

**Bergman, W., Taylor, R.D., Miller, H. H.** (1978) 15th DOE Nuclear Air Cleaning Conference, CONF- 780819, Boston.

**Beischer, D.** (1939) Strength tests on the sediment from aerosols. *Journal of Colloid Science* **89**, 215-249

**Billings, C.E.** (1966) Effects of particle accumulation in aerosol filtration: Ph. D. Dissertation, California Institute of technology, Pasadena, U.S.A.

**Bloomquist, C.R., Schutt, R.S.** (1940) *Industrial Engineering of Chemistry* **32**, 827

**Davies, C. N.** (1973) *Air filtration*, Academic Press London, New-York.

**Grandgeorge, S.** (1992) Etude du colmatage de filtres à fibres par des particules solides. DEA de l'Université de Savoie.

**Gupta, A., Novick, V.J, Biswas, P., Monson, P.R.** (1993) Effect of Humidity and Particle Hygroscopicity on the Mass Loading Capacity of High Efficiency Particulate Air Filters. *Aerosol Science and technology*. **19**, 94-107

**Hinds, W. C., Kadrichu, N. P.** (1997) The effect of Dust Loading on Penetration and Resistance of Glass Fiber Filters. *Aerosol Science and Technology* **27**, 162-173.

**Japuntich, D. A., Stenhouse, J. I. T., Liu, B. Y. H.** (1994) Experimental results of solid monodisperse particle clogging of fibrous filters. *Journal of Aerosol Science* **25**, 385-393.

**Juda, J., Chrosciel, S.** (1970) Ein theoretisches Modell der Druckverlusthöhung beim Filtrationsvorgang. *Staub Reinhaltung der Luft* **5**, 196-198.

**Kanaoka, C., Emi, H., Myojo, T.** (1980) Simulation of the growing process of a particle dendrite and evaluation of a single fiber collection efficiency with dust load. *Journal of Aerosol Science* **11**, 377

**Kanaoka, C., Hiragi, S.** (1990) Pressure drop of air filter with dust load. *Journal of Aerosol Science* **21**, 127-137.

**Kirsch, A. A., Lahtin, U.B.** (1975) Gas flow in high porous layers of high dispersed particles. *Journal of Colloid and Interface Science* **52**, 270-276.

**Lecoq L.** (1996) Mise en oeuvre et modélisation de médias fibreux pour la filtration d'huile. Thèse de l'Institut National Polytechnique de Grenoble.

**Letourneau, P., Mulcey, P., Vendel, J.** (1988) Prédiction de l'évolution de la pression différentielle et de l'efficacité d'un filtre THE au cours de son colmatage. Filtra 88, Paris.

**Letourneau, P., Mulcey, P., Vendel, J.** (1990) Aerosol penetration inside HEPA filtration media. 21st Nuclear Air Cleaning Conference, San Diego, California. 798-811

- Letourneau, P., Renaudin, V., Vendel, J.** (1992) Effects of the Particle Penetration inside the filter medium of the HEPA filter pressure drop. 22th DOE Nuclear Air Cleaning Conference, CONF- 780819, Denver. 128-143
- Miecret, G., Gustavsson, J.** (1989) Mathematic expression of HEPA and ULPA filters efficiency experimental verification - Practical alliance to new efficiency test methods. *Contaminexpert*, Versailles, France.
- Novick, V. J., Higgins, P. J., Dierkschiede, B., Abrahamson, C., Richardson, W. B., Monson, P. R., Ellison, P. G.** (1990) Efficiency and mass loading characteristics of a typical HEPA filter media material. *21st DOE/NRC Nuclear Air Cleaning Conference San Diego*, 782-798
- Novick, V. J., Monson, P. R., Ellison, P. G.** (1992) The effect of solid particle mass loading on the pressure drop of HEPA filters. *Journal of Aerosol Science* **23**, 657-665
- Payatakes, A.C.** (1976) Model of the Dynamic Behaviour of a Fibrous Filter. Application to the Case of Pure Interception During Period of Hindered Growth. *Powder Technology* **14**-267-278
- Payatakes, A.C., Gradon, L.** (1980) Dendritic Deposition of Aerosols by Convective Brownian Diffusion for Small, Intermediate and High Particle Knudsen Numbers. *American International Chemical Engineering Journal* **26**, 443-454.
- Renaudin, V.** (1991) Modélisation du colmatage de filtres à fibres. DEA de l'Institut National Polytechnique de Grenoble.
- Schmidt, E., Löffler, F.** (1990) The analysis of dust cake structures. *Particle and Particle System Characterization* **8**, 105-109
- Sievert, J.** (1988) Thèse de l'Université de Karlsruhe.
- Schütz, W.** (1978) Thèse de l'Université de Karlsruhe.
- Silvy, J.** (1989b) Modélisation des écoulements dans les milieux poreux. *Récents progrès en Génie des Procédés* **3**, 506-514
- Stenhouse, J. I. T., Trottier, R.** (1991) The loading of fibrous filters with submicron particles. *Journal of Aerosol Science* **22**, 777-780.
- Tien C., Wang C.S., Barot D.T.** (1977) Chainlike formation of particle deposits in fluid particles separation. *Science* **196**, 983
- Vold, M.J.** (1954) A numerical Approach to the Problem of Sediment Volume. *Journal of Colloid Science* **14**, 168-174.
- Walsh, D.C.** (1996) Recent Advances in the Understanding of Fibrous Filter Behaviour under Solid Particle Load. *Filtration and Separation* **33**, 501-506.

**Witten, T., Sander, L.** (1983) Diffusion-limited aggregation. *Physical Review* **27**, 5686.



**Chapitre IV**  
**Etude de la filtration dynamique d'un aérosol liquide**  
**submicronique**





## Partie I- Etude bibliographique

### I.1. Structure du filtre colmaté.

#### ▪ Aspect qualitatif

Davies (1973) a été l'un des premiers à décrire le comportement des aérosols liquides en supposant que les gouttelettes d'aérosol mouillant collectées par des fibres adhèrent à celles-ci par des forces capillaires.

Liew et Conder (1985) ont étudié la filtration d'un aérosol liquide par des filtres à fibres mouillés. Ils ont observé la distribution du liquide au sein du filtre : le dépôt se présente sous deux aspects selon la compacité du filtre.

Pour un filtre de **faible compacité** ( $\alpha < 0,004$ ), les interstices entre les fibres sont trop grands pour être remplis par le liquide : le dépôt est sous forme de grosses gouttes situées aux intersections de deux ou plusieurs fibres. Loin de ces intersections, les fibres sont relativement peu recouvertes

Pour un filtre de **compacité plus élevée** ( $\alpha \geq 0,1$ ), l'espace entre les fibres et entre les points d'intersection de fibres est du même ordre de grandeur que la taille des particules, les gouttelettes indépendantes n'existent plus. Le dépôt se présente sous forme de petites flaques s'étendant sur plusieurs fibres, de film ou de ponts liquides entre plusieurs fibres (selon le caractère mouillant du liquide)

Pour des compacités intermédiaires, le dépôt est une combinaison des deux géométries présentées.

Le schéma de la figure I.1 illustre les différents aspects possibles du dépôt.

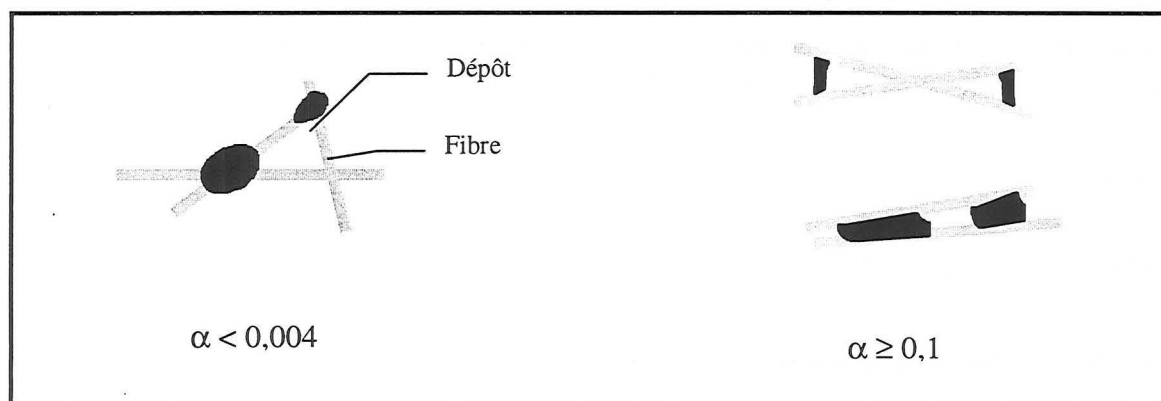


Figure I.1: Les différents aspects du dépôt pour un filtre ouvert ( $\alpha < 0,004$ ) et plus fermé ( $\alpha \geq 0,1$ ).

Fairs (1958) a observé la distribution liquide sur des fibres individuelles et distingue plusieurs aspects du dépôt selon le caractère mouillant de l'aérosol. Ainsi, lorsque la fibre n'est pas complètement mouillée par le liquide, le dépôt est sous forme de gouttelettes dont l'angle de contact dépend du prétraitement éventuel subi par la surface des fibres. Au contraire, lorsque la fibre est complètement mouillée par le liquide, celui-ci forme un film uniforme autour de la fibre qui voit ainsi son diamètre augmenter.

Le schéma de la figure I.2 illustre l'influence du caractère mouillant du liquide.

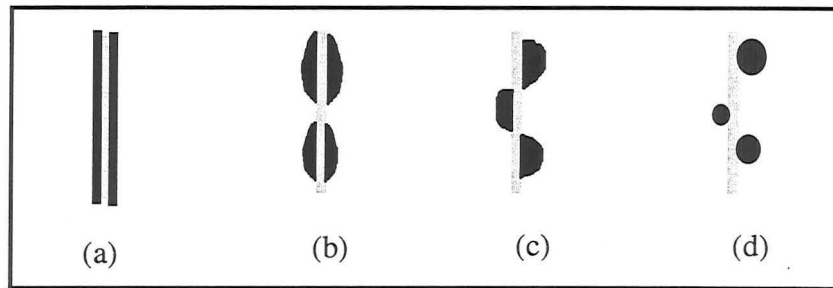


Figure II.2 : (a) Dépôt sous forme de film, (b-d) dépôt sous forme de gouttes avec un angle de contact de plus en plus élevé.

#### ▪ Aspect quantitatif

Considérons un filtre colmaté par un aérosol liquide.

On définit souvent deux paramètres :  $S_r$  et  $S_e$ , respectivement la saturation résiduelle et la saturation liquide à l'équilibre.

$S_r$  désigne la fraction de la porosité initiale encore remplie par du liquide lorsque le medium colmaté par un aérosol liquide est exposé à un courant d'air sec (une fois l'équilibre atteint).

$S_e$  désigne la fraction de la porosité initiale encore remplie par du liquide lorsque le medium colmaté par un aérosol liquide est exposé à un courant d'air chargé de gouttelettes ( $S_e > S_r$ ).

Liew et Conder (1985) ont mené des expériences avec un aérosol liquide de géranjol et ont étudié la saturation résiduelle et la saturation liquide à l'équilibre par simple pesée du filtre.

Ils obtiennent alors une corrélation expérimentale de leurs résultats en fonction du nombre adimensionnel  $N_{cap}$ : le nombre capillaire.

$$N_{cap} = \frac{K \Delta P_w}{Z t_s \cos \theta_L} \quad (IV.1)$$

où  $\Delta P_w$  est la perte de charge du filtre mouillé,  $t_s$  est la tension superficielle du liquide,  $\theta_L$  l'angle de contact particule liquide-fibre et  $K$  la perméabilité du filtre vierge.

Ils proposent des relations empiriques afin d'estimer  $S_e$  et  $S_r$  en fonction des caractéristiques initiales du filtre et de  $N_{cap}$  telles que :

$$S_r = 0,0521 \left( \alpha \frac{Z}{d_f} \right)^{-0,344} N_{cap}^{-0,477} \quad (IV.2)$$

$$S_e = 0,0829 \left( \alpha \frac{Z}{d_f} \right)^{-0,321} N_{cap}^{-0,431} \quad (IV.3)$$

#### ▪ Evolution du dépôt au cours du colmatage

Agranovski (1995) a mené des expériences afin d'estimer la performance de filtres mouillables et non mouillables placés en position verticale. Lors de la filtration de particules liquides, les **filtres mouillables** collectent la majorité des particules sur leur surface. Lorsque le nombre de particules augmente, celles qui arrivent en amont du filtre coalescent avec les gouttelettes déjà collectées, augmentant ainsi leur taille jusqu'à ce que les forces de gravitation soient supérieures aux forces d'adhésion sur le filtre. L'agglomérat ainsi formé se déplace alors vers le bas du filtre mouillant d'autres fibres sur son passage. Après un certain temps, lorsque la saturation des fibres est atteinte, un film liquide recouvre les fibres au sein du filtre augmentant ainsi sa compacité. Ces films minces forment des zones de drainage du liquide vers le bas du filtre. Dans le cas des **filtres non mouillables**, les particules capturées coalescent avec les

nouvelles gouttelettes et restent attachées au filtre. Lorsque les forces de gravitation sont dominantes, l'agglomérat de gouttes tombe du filtre.

### ▪ Adhésion des particules

Schubert et al. (1994) se sont intéressés au problème d'adhésion de particules liquides. Les agglomérats constitués de particules liquides reliées par des "ponts liquides" ou des forces électrostatiques ou de Van der Waals peuvent être déformés par des contraintes extérieures. La stabilité de l'agglomérat est déterminée par des forces dites d'adhésion dynamique. Les auteurs ont mis en place un dispositif expérimental afin de déterminer la force transmise par un pont liquide sous une contrainte dynamique ou semi-dynamique. Des expériences de contrainte dynamique constituant "les ponts liquides" ont montré que des liquides de faible viscosité "mouillent" rapidement et fournissent une importante force d'adhésion statique après une courte période.

Les liquides de plus grande viscosité mouillent lentement et nécessitent une plus longue période pour qu'il y ait une force de contact statique. Après le premier contact, la force résultante peut éventuellement être répulsive étant donné le lent mouillage et le comportement élastique du fluide.

Ils ont également réalisé des simulations de collisions entre particules. L'impact d'une sphère mouillée sur une surface plane mouillée est enregistrée grâce à une caméra vidéo. Ils supposent qu'une vitesse d'impact existe, vitesse pour laquelle toute la quantité d'énergie cinétique de la particule est dissipée. Il semblerait qu'il existe une probabilité d'adhérence pour des expériences répétées d'impacts sous des conditions apparemment identiques.

## I.2. Influence du dépôt sur le comportement d'un filtre.

### ▪ Evolution de la perte de charge et de l'efficacité

Walsh et al. (1996) ont étudié le colmatage d'un filtre par un aérosol liquide de diéthylsébaçate ( $d_p=3 \mu\text{m}$ ). Ils décrivent l'évolution de la perte de charge du filtre en plusieurs étapes (voir figure I.3):

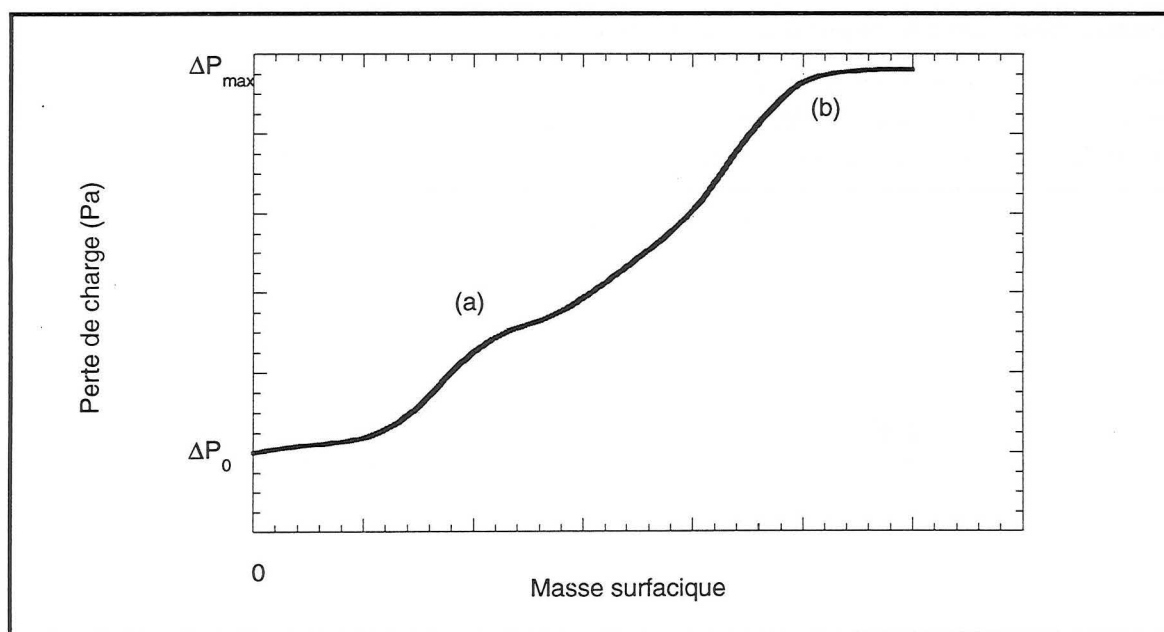


Figure I.3 : Evolution de la perte de charge d'un filtre colmaté par un aérosol liquide.

- dans une première phase, la perte de charge augmente assez lentement car le dépôt, essentiellement situé sur la surface des fibres ne perturbe pas l'écoulement à travers le medium fibreux.
- puis au fur et à mesure que le filtre se remplit de liquide, la perte de charge s'accélère jusqu'à atteindre un pallier que les auteurs attribuent à une redistribution du liquide au sein du filtre (point (a))
- lorsque le réarrangement du liquide est complet, la perte de charge accélère de nouveau pour reprendre la même évolution qu'avant le pallier
- finalement, un « pseudo-état stationnaire » est atteint lorsqu'un équilibre se crée entre les phénomènes de colmatage, drainage et réentraînement (point (b)).

Gougeon (1995) décrit l'évolution de la perte de charge et de l'efficacité du filtre colmaté par un aérosol de DiéthylSébaçate en deux parties. Pour les premiers stades du colmatage, la perte de charge est une fonction linéaire de la masse de liquide collectée et l'efficacité diminue. Au-delà d'une certaine masse seuil, la perte de charge augmente de façon exponentielle ce qui correspond à un minimum de perméance du filtre colmaté.

Kolganov et al.(1967) et Mohrmann (1970) ont également observé une diminution de l'efficacité du filtre au cours du colmatage. Ceci est expliqué par Davies (1973) qui suppose que les gouttelettes d'aérosols liquide mouillant rapprochent les fibres par capillarité, augmentant leur diamètre, diminuant ainsi à la fois la résistance du filtre et son efficacité. Liew et Conder (1989) apportent quelques précisions et montrent que la diminution de l'efficacité n'est vraie qu'en régime diffusionnel et dans le cas où  $\alpha$  est faible ou  $d_f$  grand. Dans les autres cas, l'efficacité augmente au cours du colmatage sous l'effet d'une augmentation des mécanismes d'inertie et d'interception.

Fairs (1958) constate de son côté, que l'efficacité du filtre lorsque le dépôt est sous forme de gouttelettes est supérieure à l'efficacité lorsque le dépôt se présente sous la forme d'un film. Liew et Conder expliquent ce résultat par le fait que la surface totale disponible (fibres vierges et gouttelettes liquides attachées aux fibres) est supérieure lorsque le dépôt est sous forme de gouttelettes : l'efficacité de capture est donc plus grande.

#### ▪ Comparaison avec le dépôt d'un aérosol solide.

Walsh et al. (1996) se sont penchés sur les différences principales entre le comportement de filtres collectant un aérosol solide et un aérosol liquide: ils expliquent ce phénomène par la capacité différente d'un solide et d'un liquide à suivre un écoulement au sein d'un gaz.

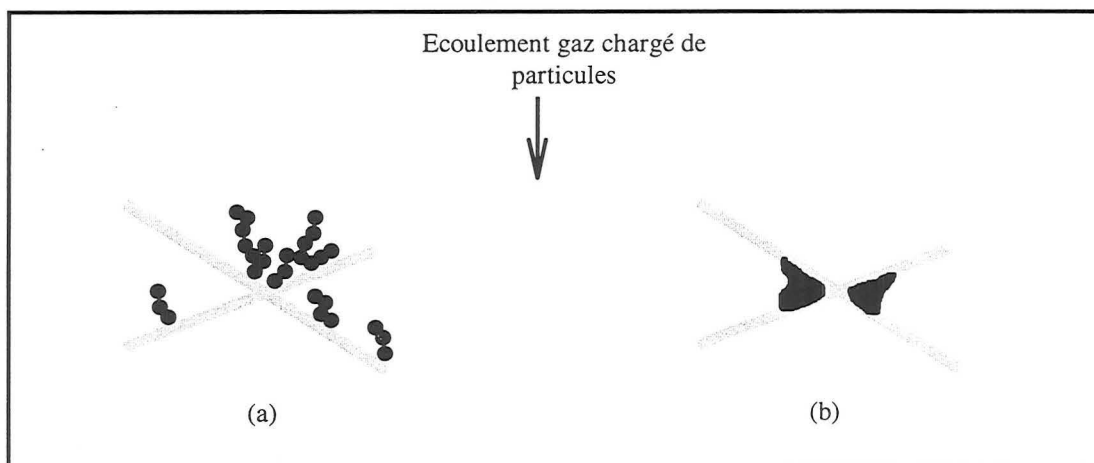


Figure I.4 : Différence de structure du filtre chargé par un aérosol solide (a) et par un aérosol liquide (b).

La figure I.4 illustre cette différence quant à la façon dont la structure interne est modifiée par un dépôt de particules liquides et solides.

Ainsi, les particules solides créent des dendrites: structures intrusives permanentes qui sont difficiles à déloger. Les particules liquides pouvant coalescer avec celles déjà déposées puis être réentrainées par le gaz, le dépôt liquide est beaucoup plus variable parce que soumis à un réarrangement interne, un drainage ou (et) un réentrainement.

### I.3. Modèles de perte de charge .

À notre connaissance, peu d'études ont été faites afin d'établir un modèle prédictif de l'évolution de la perte de charge au fur et à mesure du colmatage.

Liew et Conder (1985) ont simplement établi des corrélations de  $\Delta P_{wr}$  et  $\Delta P_{we}$ , respectivement la perte de charge du filtre mouillé en saturation résiduelle et en saturation liquide à l'équilibre.

Il obtient :

$$\Delta P_{wr} = \Delta P_0 \left[ 0,520 \left( \alpha \frac{Z}{d_f} \right)^{-0,397} \left( \frac{Q \mu_g}{S t_s \cos \theta_L} \right)^{-0,467} \right] \quad (IV.4)$$

$$\Delta P_{we} = \Delta P_0 \left[ 1,09 \left( \alpha \frac{Z}{d_f} \right)^{-0,561} \left( \frac{Q \mu_g}{S t_s \cos \theta_L} \right)^{-0,477} \right] \quad (IV.5)$$

Ces corrélations ont été établies pour des filtres de compacité  $0,076 < \alpha < 0,142$  et des diamètres de fibres compris entre 4 et 22  $\mu\text{m}$ .

### I.4. Modèles d'efficacité.

#### ▪ **Modèle de Liew et Conder (1989)**

Ce modèle concerne des filtres de compacité supérieure à 0,04.

La présence de liquide modifie les caractéristiques des filtres  $d_f'$ ,  $\alpha'$ ,  $\varepsilon'$  et  $\eta'$  qui sont respectivement le diamètre des fibres, la compacité, la porosité et l'efficacité individuelle des fibres. Ces paramètres modifiés sont estimés de la façon suivante :

- une partie du liquide enrobe la fibre, donc le diamètre effectif des fibres augmente. L'épaisseur du film étant faible, les auteurs estiment que le nouveau diamètre des fibres est :

$$d_f' = 1,1 d_f$$

- une autre partie du liquide comble certains interstices du filtre qui ne permettent donc plus le passage de l'air. Ainsi, les fibres délimitant ces espaces ne participent plus à la capture des nouvelles particules.

Liew et Conder définissent deux nouveaux coefficients de compactage  $\alpha'$  et  $\alpha''$ .

$\alpha'$  permet de tenir compte de ces fibres qui n'interviennent plus dans la capture, ce paramètre diminue avec la saturation liquide.

$$\alpha' = \alpha (1 - Se^\lambda) \text{ avec } \lambda < 1$$

Le paramètre  $Se$  est estimé par la corrélation (IV.3)



$\alpha''$  permet de tenir compte de la déformation du champ d'écoulement du fluide autour d'une fibre lorsque celle-ci avoisine d'autres fibres couvertes des particules collectées.

$$\alpha'' = \alpha + b Se^c$$

Ce paramètre augmente avec la saturation liquide

b et c dépendent uniquement du diamètre des fibres.

- la nouvelle valeur de la porosité  $\varepsilon'$  est donnée par :

$$\varepsilon' = (1-\alpha) (1- Se)$$

La valeur plus faible de la porosité provoque une augmentation de la vitesse interstitielle donnée par :

$$U = \frac{U_0}{\varepsilon'}$$

Pour un filtre colmaté par un aérosol liquide, la différence entre la vitesse frontale et la vitesse interstitielle est beaucoup plus importante (20 à 60 %) que pour un filtre vierge (0 à 10 %) étant donné qu'une grande partie du vide est occupée par le liquide. Liew et Conder préfèrent donc utiliser dans leurs calculs, la vitesse interstitielle car ils considèrent que les efficacités de capture dues à chaque mécanisme sont plus liées à la vitesse locale qu'à la vitesse frontale.

L'efficacité du filtre est donc, compte tenu des modifications :

$$E = 1 - \exp\left(-\frac{1,16\alpha(1-Se^\lambda)Z\eta'}{(1-\alpha)(1-Se)d_f}\right)$$

La valeur de  $\eta'$  est déterminée par les modèles présentés dans le chapitre I (modèle de Stenhouse (1975)) en utilisant les paramètres modifiés.

#### ▪ Modèle de Payet (1991)

A partir des travaux de Liew et Conder, l'auteur montre que l'augmentation du diamètre de la fibre par création d'un film de liquide n'a pas d'influence sur l'efficacité du filtre.

Par conséquent, la diminution de l'efficacité du filtre est décrite de deux façons :

- diminution de la longueur effective des fibres susceptibles de piéger les particules

Une nouvelle valeur de la compacité est définie :

$$\alpha' = \alpha \left( \frac{S - \frac{V_L}{Z}}{S} \right) \quad \text{où } V_L \text{ est le volume occupé par le liquide}$$

La valeur de l'efficacité est donc :  $E = 1 - \exp\left[\frac{-4 \alpha' Z \eta}{\pi(1-\alpha') d_f}\right]$

Le terme  $\frac{S - \frac{V_L}{Z}}{S}$  représente la réduction relative de la surface de filtration du filtre colmaté et désigne la surface frontale équivalente occupée par le liquide.

La valeur de  $\eta$  correspond au modèle de Payet présenté dans le chapitre 1.

- augmentation de la vitesse interstitielle  $U = \frac{U_0}{\varepsilon'}$  où  $\varepsilon' = 1 - \alpha' = 1 - (\alpha + \frac{V_L}{SZ})$

Dans le modèle, la vitesse interstitielle n'intervient que sur le nombre de Péclet.

### Conclusion

Ainsi, relativement peu de travaux ont été consacrés à l'étude du colmatage de filtres à fibres par des aérosols liquides. Les études menées jusqu'à ce jour, ont surtout contribué à donner une description qualitative des phénomènes mis en jeu.

Nous allons donc mettre en oeuvre des expériences de filtration de particules liquides afin d'élucider quelques points relatifs à l'évolution de la perte de charge au fur et à mesure du colmatage.



## Partie II- Dispositif expérimental

### II.1. Présentation du banc d'essai.

Le banc expérimental utilisé est en tous points identique à celui mis en place pour l'étude du colmatage par un aérosol solide.

### II.2. Dispositif expérimental de filtration d'un aérosol liquide

Nos essais ont principalement été menés avec un aérosol de DiOctylPhtalate. Quelques manipulations complémentaires ont nécessité l'utilisation de fluides présentant des caractéristiques physico-chimiques différentes.

#### **II.2.1 Présentation du générateur de DiOctylPhtalate (DOP).**

##### ▪ **Principe de fonctionnement**

Il fonctionne sur le même principe que celui de l'aérosol d'urarine. En effet, le générateur est constitué d'un réservoir cylindrique contenant le DOP dans lequel plongent six dispositifs à trous symétriquement répartis sur la périphérie. De l'air comprimé est introduit dans un ou plusieurs des six buses de pulvérisation grâce à six vannes d'ouverture. Le DOP se trouve ainsi pulvérisé sous forme de fines gouttelettes. Le nombre de tubes utilisés ainsi que la pression d'entrée de l'air comprimé permettent de faire varier la concentration de l'aérosol en sortie et le débit massique généré.

Dans nos conditions d'utilisation où seule une buse de pulvérisation sera alimentée, le débit total généré est de 2,5 Nm<sup>3</sup>/h.

##### ▪ **Caractéristiques physico-chimique du liquide**

Le DioctylPhtalate de formule C<sub>6</sub>H<sub>4</sub>(COO-C<sub>8</sub>H<sub>17</sub>)<sub>2</sub> est utilisé essentiellement comme plastifiant pour matières plastiques et élastomères. En particulier, il est le plastifiant le plus largement utilisé pour le polychlorure de vinyle.

Le tableau suivant résume les propriétés physiques :

Aspect	Liquide huileux, incolore
Solubilité	Insoluble dans l'eau Soluble dans la plupart des solvants organiques
Masse molaire	390,57 g/mol
Point de fusion	- 50°C
Point d'ébullition	231 °C à 670 Pa
Densité à 20°C	0,983
Tension de vapeur	4,53.10 <sup>-5</sup> Pa à 25 °C
Viscosité (à 20°C)	7,7 10 <sup>-2</sup> Pa.s (valeur mesurée)
Tension superficielle	35 mN/m (valeur mesurée)

**Tableau II.1: Propriétés du Dioctylphtalate.**

##### ▪ **Caractéristiques de l'aérosol généré**

Sa granulométrie:

Nous avons mesuré la distribution de tailles des particules générées dans un premier temps par le DMPS. Comme pour l'aérosol d'uranine, nous avons tracé sur du papier log-normal la fréquence cumulée en fonction de la taille des particules. La droite obtenue (voir figure II.1) nous permet de conclure quant à une distribution de type log-normale des particules. Les conditions d'utilisation du générateur dans ce cas étaient:

- 1,1 et 2 bar pour la pression de l'air
- une seule buse alimentée en air comprimé

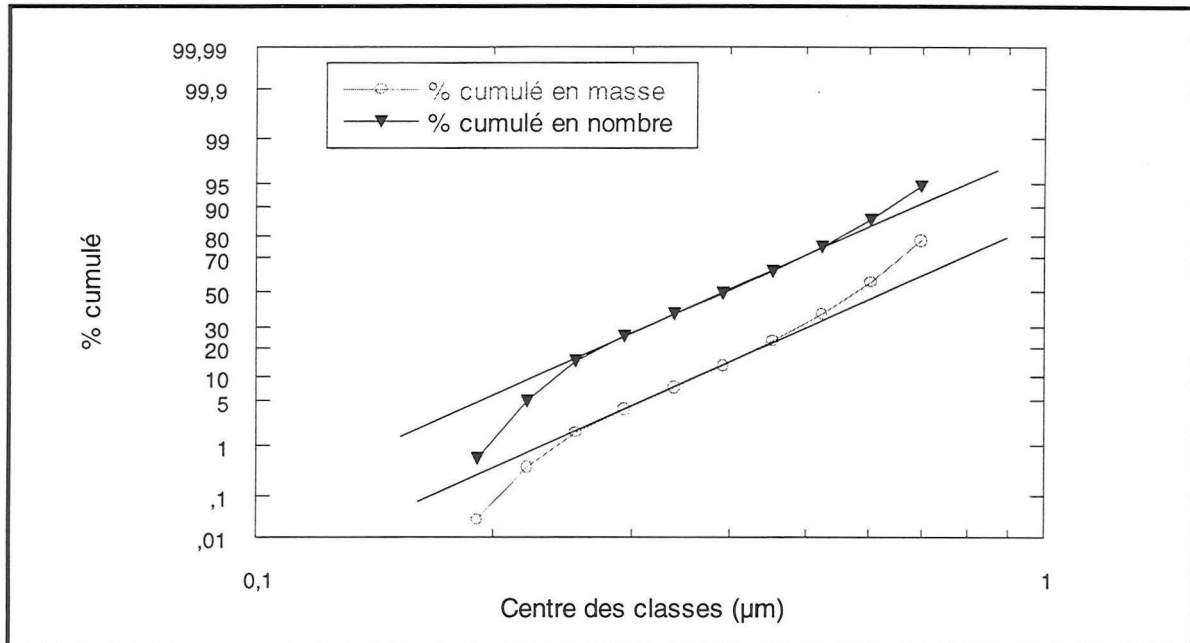


Figure II.1: Distribution granulométrique de l'aérosol de DOP (P=1,1 bar) déterminée par le D.M.P.S.

Nous avons ainsi pu mesurer le diamètre  $d_{50}$  et l'écart type géométrique. Les résultats sont regroupés dans le tableau II.2.

	P=1,10 bar	P=2 bar
$d_{50}$ en nombre ( $\mu\text{m}$ )	<b>0,40</b>	<b>0,36</b>
Ecart type en nombre	1,48	1,64
$d_{50}$ en masse ( $\mu\text{m}$ )	<b>0,60</b>	<b>0,64</b>
Ecart type en masse	1,46	1,64

Tableau II.2 :Granulométrie de l'aérosol de DOP.

Nous choisissons de travailler à une pression de 1,1 bar pour des raisons de fiabilité de mesure au DMPS (pour des pressions supérieures, on s'écarte un peu du domaine d'utilisation de l'appareil).

La taille moyenne des particules étant très proche de la limite de détection du D.M.P.S. (limite supérieure 0,8  $\mu\text{m}$ ), nous avons réalisé une autre étude granulométrique en utilisant un impacteur Marple. Le principe de cet appareil est décrit en annexe 1 du chapitre IV.

Nous n'avons utilisé l'impacteur Marple que pour vérifier qu'il n'existait pas ou peu de particules de taille supérieure à 0,8  $\mu\text{m}$ .

Ce type de granulomètre donne accès au diamètre aérodynamique  $d_{ae}$  relié au diamètre des particules par la relation :

$$d_{ae} = d_p \sqrt{\frac{\rho_p C_{dp}}{\rho_{eau} C_{dae}}} \quad \text{avec} \quad C_{dp} : \text{facteur de correction de Cunningham fonction de } d_p$$

$C_{dae}$  : facteur de correction de Cunningham fonction de  $d_{ae}$

Nous prendrons comme valeur du facteur de correction de Cunningham égal à 1 puisque la taille moyenne des particules est proche du micromètre.

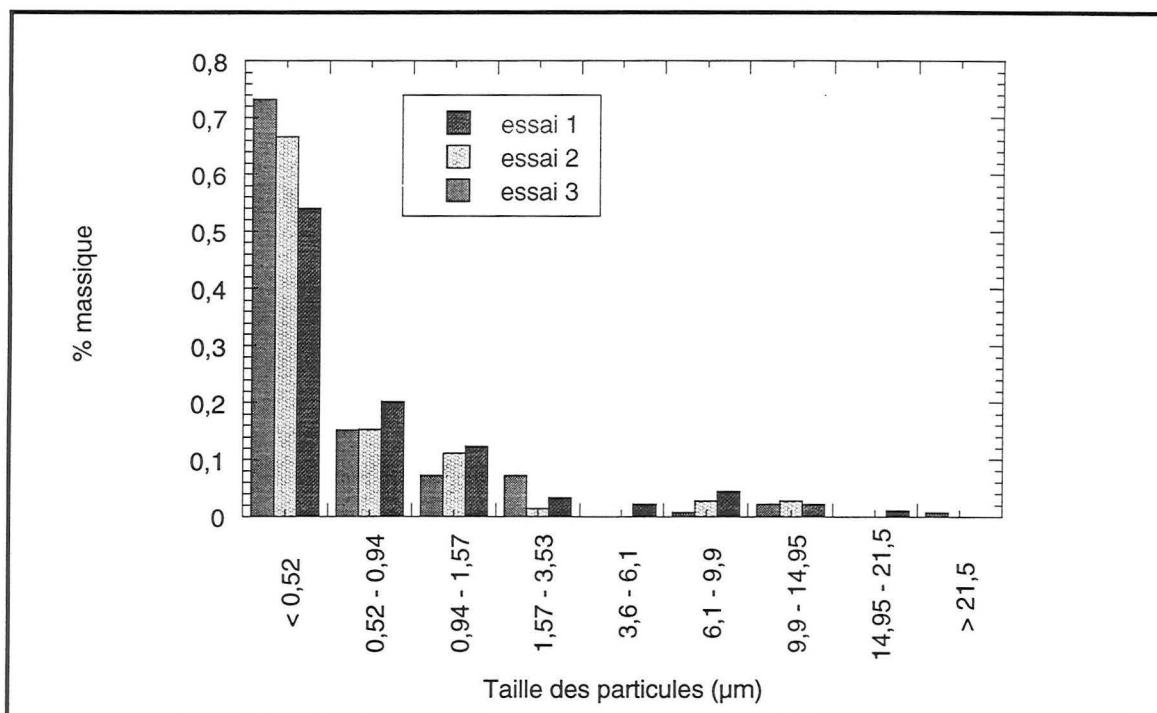


Figure II.2: Distribution granulométrique de l'aérosol de DOP (P=1,1bar) déterminée par le Marple.

Ainsi, les trois essais réalisés avec l'impacteur Marple (voir figure II.2) permettent de conclure quant à l'absence de particules de grosse taille que le D.M.P.S. n'aurait pu détecter. Nous garderons donc la valeur de 0,60 μm pour le diamètre des particules de DOP.

#### Sa concentration:

Deux types de mesures de concentration ont été menées:

- par pesée des filtres de prélèvements avant et après prélèvement. Pour cela, nous prélevons une quantité de particules relativement importante afin de pallier les problèmes de sensibilité de balance.

- par spectrophotométrie UV. Les filtres de prélèvements sont placés dans une solution de lavage de décane ( bon solvant du DOP et indétectable à la longueur d'onde choisie pour notre analyse). Cette technique permet la mesure de concentrations très faibles ce qui va nous permettre de détecter les très faibles quantités recueillies en aval du filtre. La courbe d'étalonnage donnant la concentration en fonction de l'absorbance mesurée est donnée en annexe 2 du chapitre IV.

La figure II.3 donne les valeurs obtenues par différents prélèvements. La concentration moyenne fournie par le générateur dans les conditions d'utilisation telles que nous les avons précisées est de  $3,94 \text{ g/Nm}^3$ . Le débit massique ainsi généré est de l'ordre de  $10 \text{ g/h}$ .

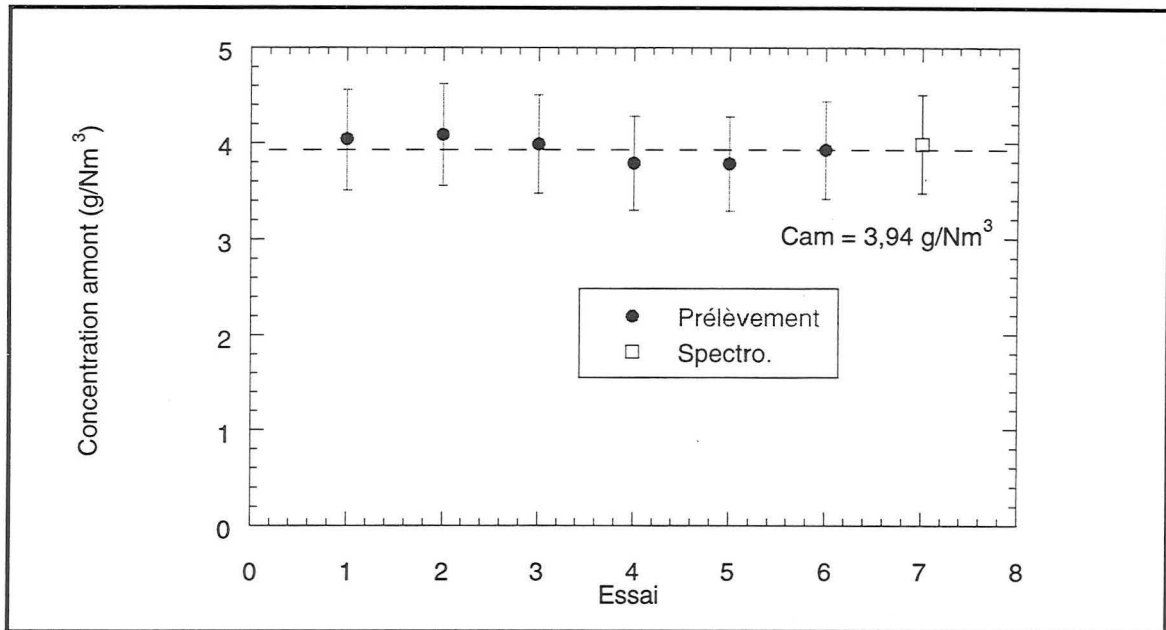


Figure II.3 : Concentration générée par le générateur de DOP.

Les mesures de concentration sont reproductibles et les valeurs données par les deux types de mesure sont en bon accord.

### II.2.2 Etude d'autres liquides

Afin d'étudier l'influence de la tension superficielle du liquide sur le colmatage du filtre, nous avons choisi de générer un aérosol avec deux autres liquides : le glycérol et le décaméthylcyclopentasiloxane (noté DMP).

#### ▪ Aérosol de glycérol.

Nous avons remplacé le DOP par du glycérol dans le réservoir et généré l'aérosol avec une pression d'air de pulvérisation de 3 bar.

- Caractéristiques physico-chimiques du liquide :

Aspect	Liquide huileux, incolore
Solubilité	Soluble dans l'eau et alcool
Masse molaire	92,1 g/mol
Point de fusion	18,6 °C
Point d'ébullition	182 °C
Densité à 20°C	1,25
Tension de vapeur	130 Pa à 125 °C (voisine de 0 à 25 °C)
Viscosité (à 20°C)	1,047 Pa.s (valeur mesurée)
Tension superficielle	92 mN/m (valeur mesurée)

Tableau II.3 : Propriétés du glycérol.

- Caractéristiques de l'aérosol:

La concentration générée a été mesurée grâce à des prélèvements en amont du médium, par pesée du filtre de prélèvement sur une durée assez longue afin de minimiser l'erreur commise. Ainsi, plusieurs prélèvements ont montré que :  $C_{am} = 0,5 \text{ g/Nm}^3 (\pm 0,05)$ .

La granulométrie n'a pu être déterminée de façon très précise car nous n'avons aucun appareil de mesure à notre disposition. Seule une estimation a pu être réalisée en utilisant l'impacteur Marple (figure II.4) qui montre que les particules ont une taille moyenne inférieure ou égale à  $0,47 \mu\text{m}$ .

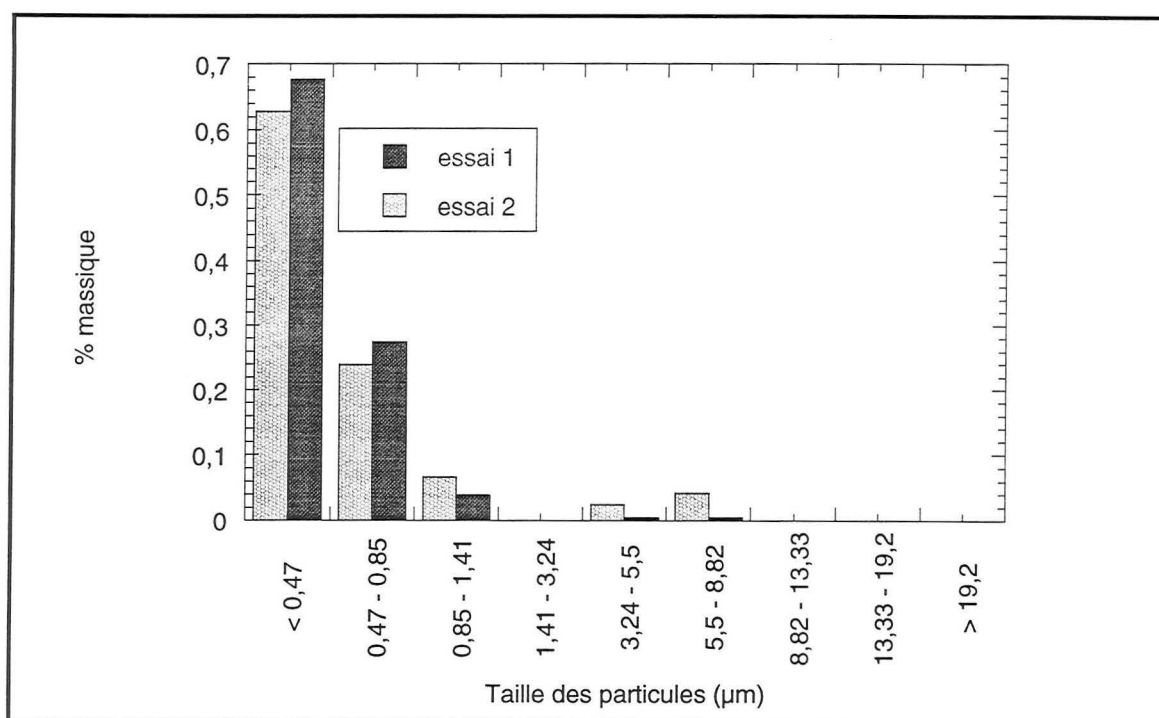


Figure II.4 : Distribution granulométrique de l'aérosol de glycérol déterminée par le Marple.

▪ **Aérosol de DMP.**

Comme dans le cas du glycérol, l'aérosol est généré avec une pression d'air de pulvérisation de 3 bar.

- Caractéristiques physico-chimiques du liquide :

Aspect	Liquide incolore
Solubilité	Eau, alcool, éther, acétone
Masse molaire	370,7 g/mol
Point de fusion	-38 °C
Point d'ébullition	144 °C
Densité à 20°C	0,96
Tension de vapeur	130 Pa à 45°C
Viscosité (à 20°C)	$3 \cdot 10^{-3}$ Pa.s (valeur mesurée)
Tension superficielle	19 mN/m (valeur mesurée)

Tableau II.4: Propriétés du DMP

- Caractéristiques de l'aérosol:

La concentration générée a été mesurée grâce à des prélèvements en amont du médium, par pesée du filtre de prélèvement avant et après le prélèvement.

Ainsi, plusieurs prélèvements ont montré que :  $C_{am} = 4 \text{ g/Nm}^3 (\pm 0,3)$ .

Seule une estimation a pu être réalisée en utilisant l'impacteur Marple (figure II.5). Ainsi, il semblerait que les particules ont une taille moyenne comprise entre 0,53 et 0,95  $\mu\text{m}$ .

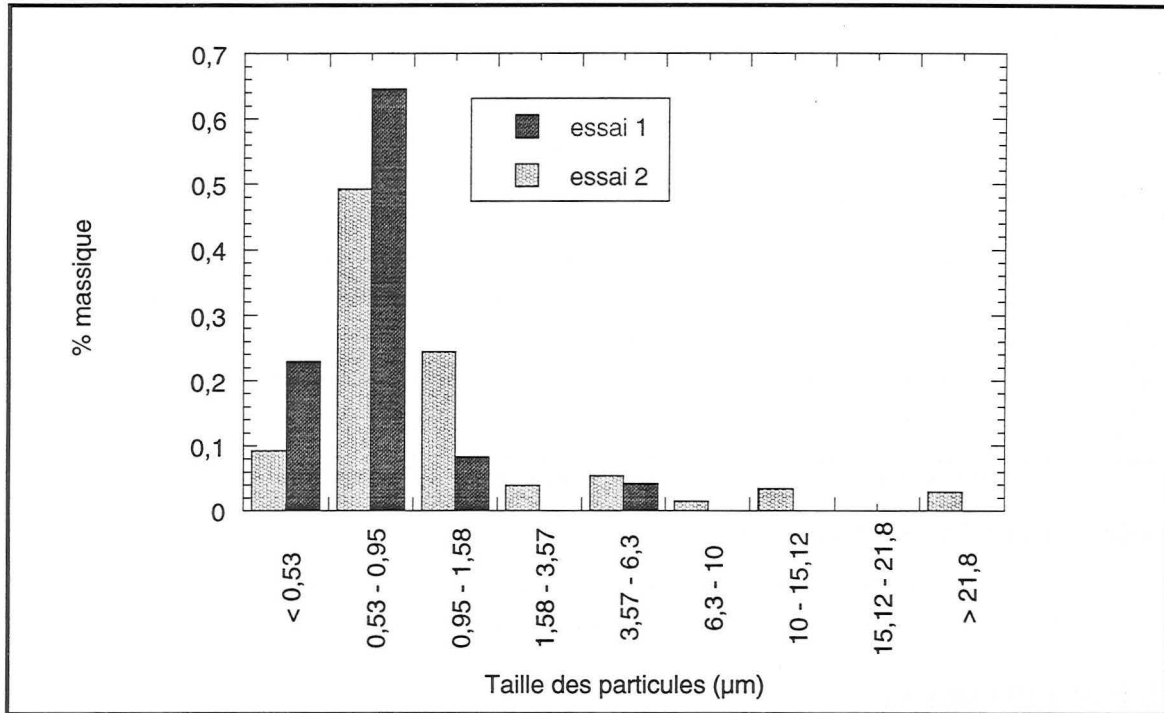


Figure II.5 : Distribution granulométrique de l'aérosol du DMP déterminée par le Marple.

### II.2.3 Procédure expérimentale

La procédure expérimentale utilisée est identique à celle utilisée pour le colmatage par un aérosol solide : suivi de la perte de charge et de l'efficacité par le biais de différents prélèvements en aval du filtre. Pour chaque manipulation, plusieurs essais ont été réalisés : le premier essai consiste à filtrer jusqu'à l'obtention d'une perte de charge élevée, les autres essais concernent des temps de filtration plus courts.

De la même façon que pour l'aérosol solide, la bonne reproductibilité de nos essais est ainsi testée pour chaque manipulation. Par pesée des filtres de chacun des essais, nous pouvons déterminer l'expression de la masse surfacique déposée  $m/S$  en fonction du temps de filtration. Les paramètres étudiés sont la vitesse de filtration, la concentration de l'aérosol et la tension superficielle du liquide.

## Partie III- Expériences réalisées et résultats

### III.1. Bilan des expériences réalisées.

#### ▪ Expériences réalisées avec le DOP.

Nous avons mené des expériences avec le filtre D309 en faisant varier plusieurs paramètres tels que la **vitesse de filtration** (entre 0,7 cm/s et 18 cm/s), la **concentration amont** de l'aérosol (entre 0,29 et 3,94 mg/Nm<sup>3</sup>). Le tableau suivant recense toutes les expériences réalisées et reproduites plusieurs fois avec des temps de filtration différents.

Vitesse (cm/s)	Concentration		
	Pas de dilution 3,94 g/Nm <sup>3</sup>	Dilution maximale 0,29 g/Nm <sup>3</sup>	Autre dilution 1,15 g/Nm <sup>3</sup>
0,7	X		
1,8	X		
3,5	X	X	
6,1			X
9,6			X
13,9			X
18			X

Tableau III. 1: Bilan des expériences réalisées avec l'aérosol d'uranine

#### ▪ Expériences réalisées avec d'autres liquides.

Les expériences relatives aux autres types d'aérosol ont été menées à la vitesse  $U_0=1,8$  cm/s. Avec ces liquides, nous n'avons pas étudié l'influence de la concentration.

### III.2. Résultats obtenus.

#### III.2.1 Evolution de la perte de charge au cours du colmatage.

La masse surfacique déposée en fonction du temps de filtration  $t_f$  a l'allure suivante :

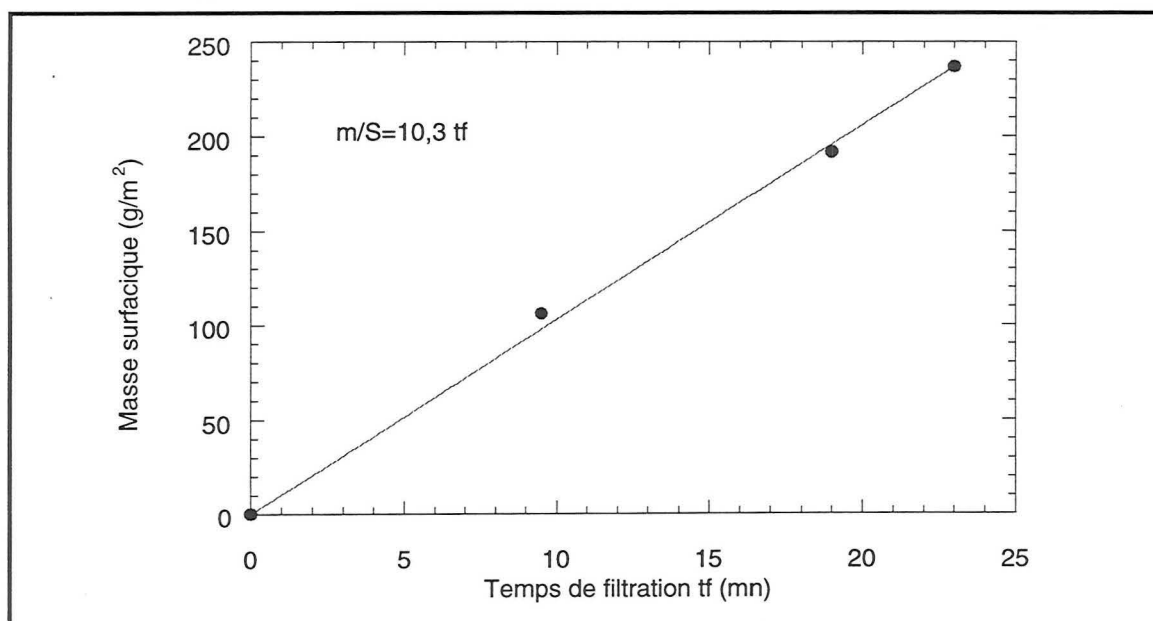


Figure III.1: Masse d'aérosol de DOP déposée en fonction du temps de filtration ( $U_0= 3,5$  cm/s).

Les points, parfaitement alignés, prouvent que le dépôt se fait de façon uniforme dans le temps (le débit, la concentration amont étant par ailleurs constants dans le temps et l'efficacité totale du filtre très élevée). Ainsi, de la même façon que pour le colmatage par un aérosol solide, la relation linéaire liant le temps de filtration et la masse déposée nous permet, grâce à l'acquisition de données, de tracer le courbe d'évolution de la perte de charge en fonction de la masse surfacique déposée.

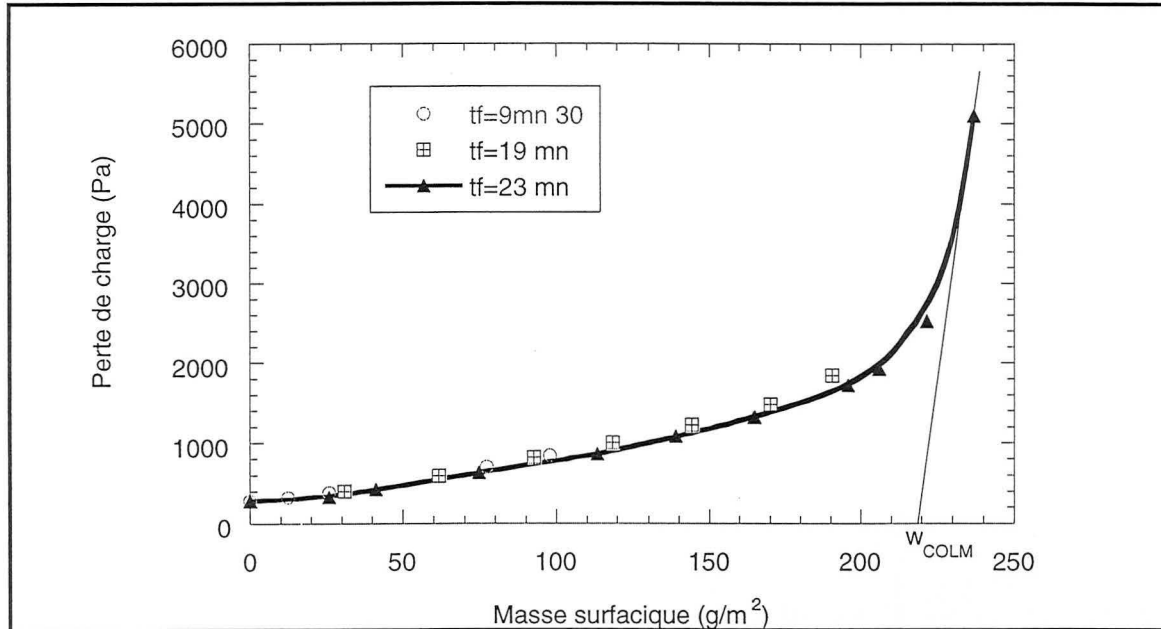


Figure III.2 : Evolution de la perte de charge au cours du colmatage par un aérosol de DOP ( $U_0=3,5$  cm/s).

Les courbes d'évolution de la perte de charge au cours du colmatage ont toutes l'allure donnée par la figure III.2. Notons tout d'abord une très bonne reproductibilité de nos expériences: les trois essais de filtration dans les mêmes conditions mais de durée différentes sont représentés par une même courbe.

Les courbes  $\Delta P=f(m/S)$  obtenues comportent deux parties bien distinctes. On note  $w_{COLM}$ , la masse déposée par unité de surface correspondant à l'intersection de la tangente à la courbe pour la deuxième partie et l'axe des abscisses. On observe donc :

- pour  $m/S < w_{COLM}$ , une lente augmentation de la perte de charge
  - pour  $m/S = w_{COLM}$ , une brusque croissance exponentielle correspondant à la fin du colmatage.
- Ces observations sont en bon accord avec les descriptions du colmatage présentes dans la littérature (Gougeon (1995)) pour des aérosols de caractéristiques physico-chimiques semblables.

### III.2.2 Allure du dépôt au cours du colmatage.

Les observations au microscope électronique à balayage de la surface de nos filtres colmatés pour les différents temps de filtration vont nous permettre d'expliquer les différentes parties de la courbe d'évolution de la perte de charge.

Ainsi, les photographies de la figure III.4 correspondant à l'évolution de la perte de charge donnée par la figure III.3 montrent que le dépôt est dans la première étape de la filtration constitué de gouttelettes (ou perles) déposées autour des fibres (figure 4b) puis les perles se



rejoignent pour former des ponts à l'intersection des fibres (figure 4c); en fin de colmatage (figure 4d), tous les interstices sont comblés et un film recouvre toute la surface du filtre ce qui explique la montée exponentielle de la perte de charge.

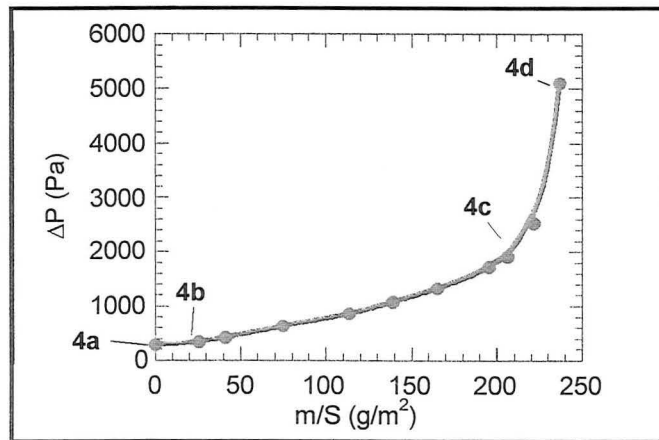


Figure III.3 : Evolution de la perte de charge du filtre correspondant aux observations au microscope.

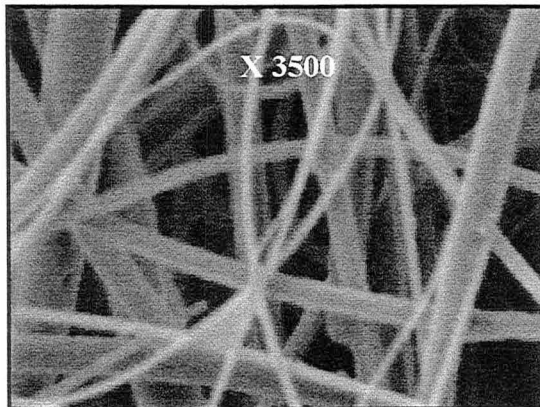


Fig 4a: Filtre vierge

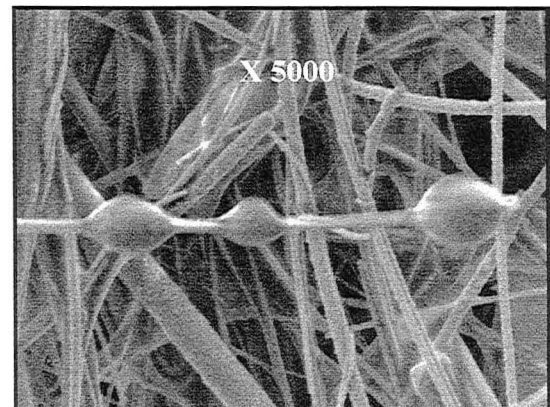


Fig 4b: Dépôt pour  $t_f=2$  min

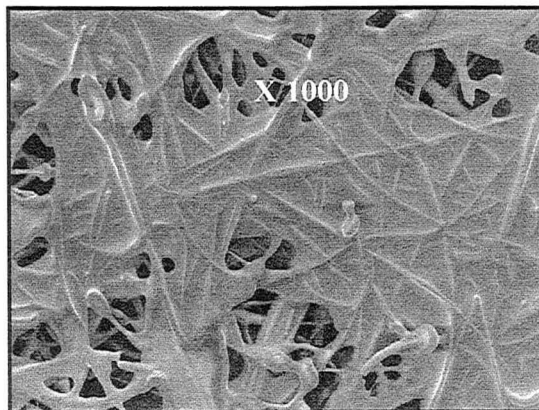


Fig 4c: Dépôt pour  $t_f=19$  min

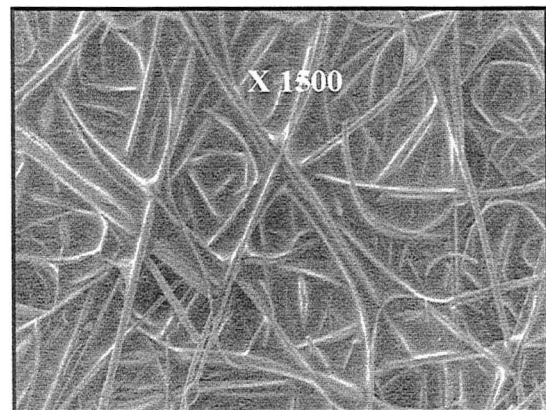


Fig 4d: Dépôt pour  $t_f=23$  min

Figure III.4 : Evolution du dépôt au cours du colmatage

### III.2.3 Influence des conditions opératoires.

#### ▪ Influence de la concentration amont de l'aérosol.

La figure III.5 représente l'évolution de la perte de charge du filtre dans le cas des deux valeurs extrêmes de concentrations permises par le banc expérimental :  $3,94 \text{ g/Nm}^3$  (sans dilution) et  $0,29 \text{ g/Nm}^3$  (dilution maximale).

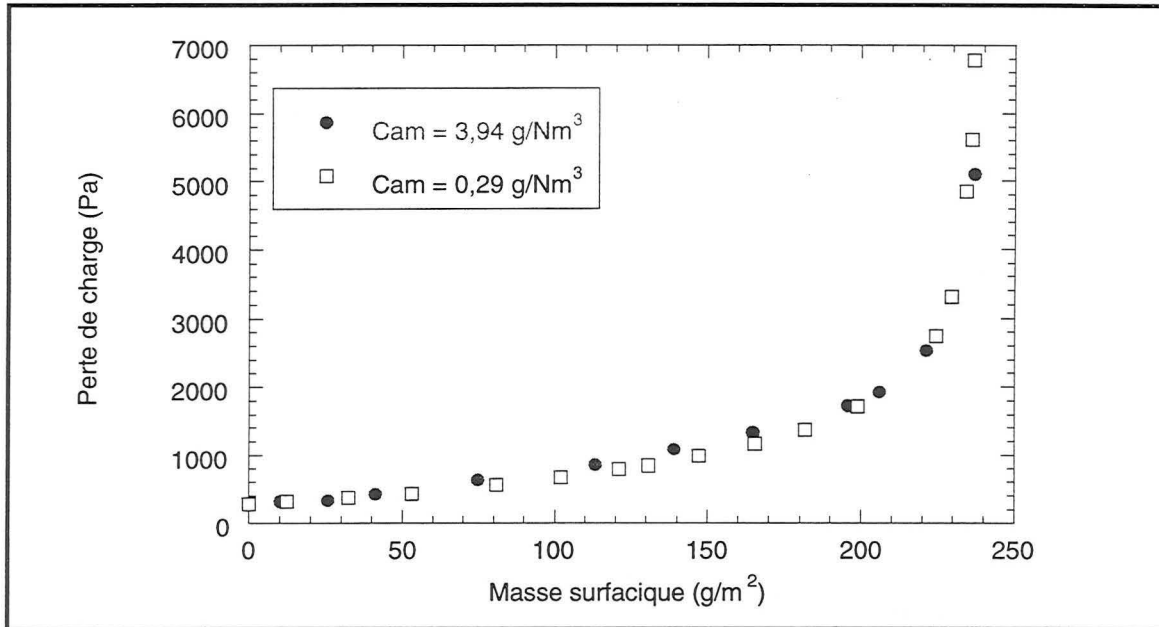


Figure III.5 : Influence de la concentration de l'aérosol sur l'évolution de la perte de charge ( $U_0 = 3,5 \text{ cm/s}$ ).

Ainsi, on constate que sur cette gamme, il n'y a pas d'influence de la concentration : l'évolution de la perte de charge est rigoureusement la même dans les deux cas.

#### ▪ Influence de la vitesse de filtration.

La figure III.6 représente l'évolution de la perte de charge pour différentes valeurs de vitesse.

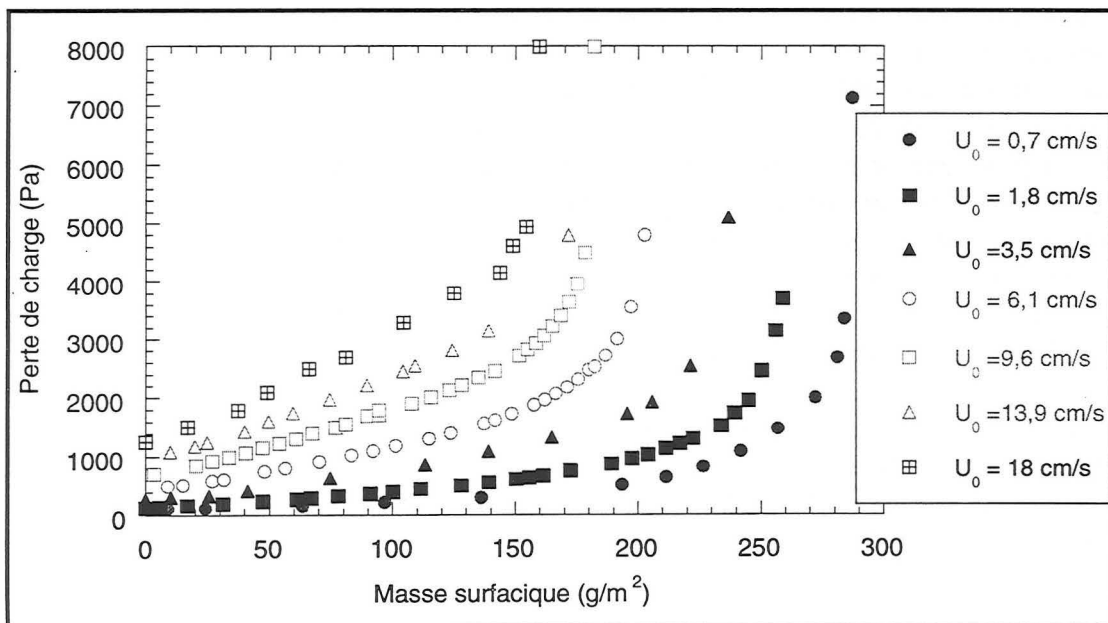


Figure III.6 : Influence de la vitesse de filtration sur l'évolution de la perte de charge.

Ainsi, on constate que:

- toutes les courbes ont la même allure
- pour la première partie du colmatage ( $m/S < w_{COLM}$ ), la pente est d'autant plus élevée que la vitesse est grande.
- la valeur de  $w_{COLM}$  est d'autant plus faible que la vitesse est élevée.

Nous représentons maintenant (figure III.7) l'évolution du paramètre  $\Delta P/U_0$  en fonction de la masse surfacique.

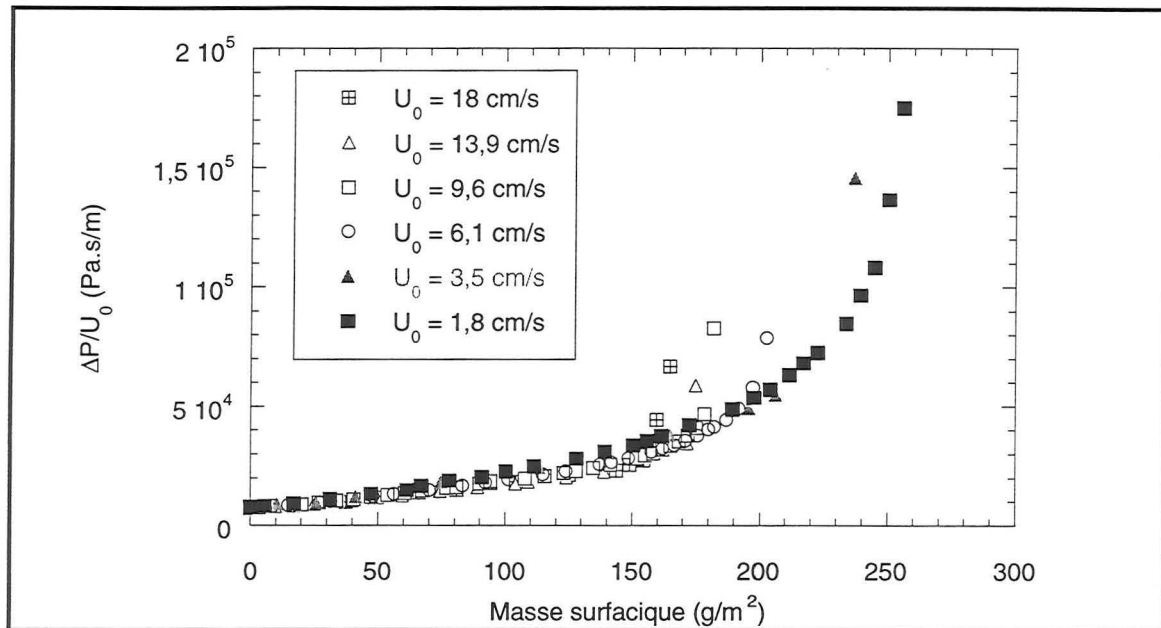


Figure III.7: Evolution du paramètre  $\Delta P/U_0$  pour les différentes valeurs de vitesse étudiées.

Ainsi, on constate que pour la première partie du colmatage ( $m/S < w_{COLM}$ ), toutes les courbes sont superposées : la façon dont les particules se déposent en début de colmatage est peu sensible à la vitesse de filtration (dans la gamme étudiée).

Néanmoins, pour une masse déposée proche du point de colmatage, les courbes s'écartent les unes des autres : la montée exponentielle du paramètre  $\Delta P/U_0$  se produit pour une masse déposée d'autant plus faible que la vitesse est élevée.

Pour expliquer ce dernier point, on peut supposer qu'une augmentation de la vitesse de filtration a pour conséquence une meilleure efficacité de capture des premières couches du filtre. En effet, le mécanisme de capture des particules par inertie est d'autant plus important que la vitesse de filtration est grande et que les particules sont de taille supérieure à  $0,5 \mu m$ . Ainsi, l'aérosol pénétrerait plus profondément dans le cas d'une vitesse plus faible : la masse collectée nécessaire à la formation d'un film sur la surface du filtre serait plus grande. Des expériences complémentaires seraient nécessaires pour confirmer cette hypothèse.

Nous pouvons tracer le point de colmatage  $w_{COLM}$  en fonction de la vitesse de filtration pour les différents essais réalisés avec le DOP (voir figure III.8).

On peut ainsi obtenir une corrélation de  $w_{COLM}$  en fonction de  $U_0$  utilisable dans le cas d'un aérosol de DOP et pour un filtre dont les caractéristiques sont proches de celles du D309.

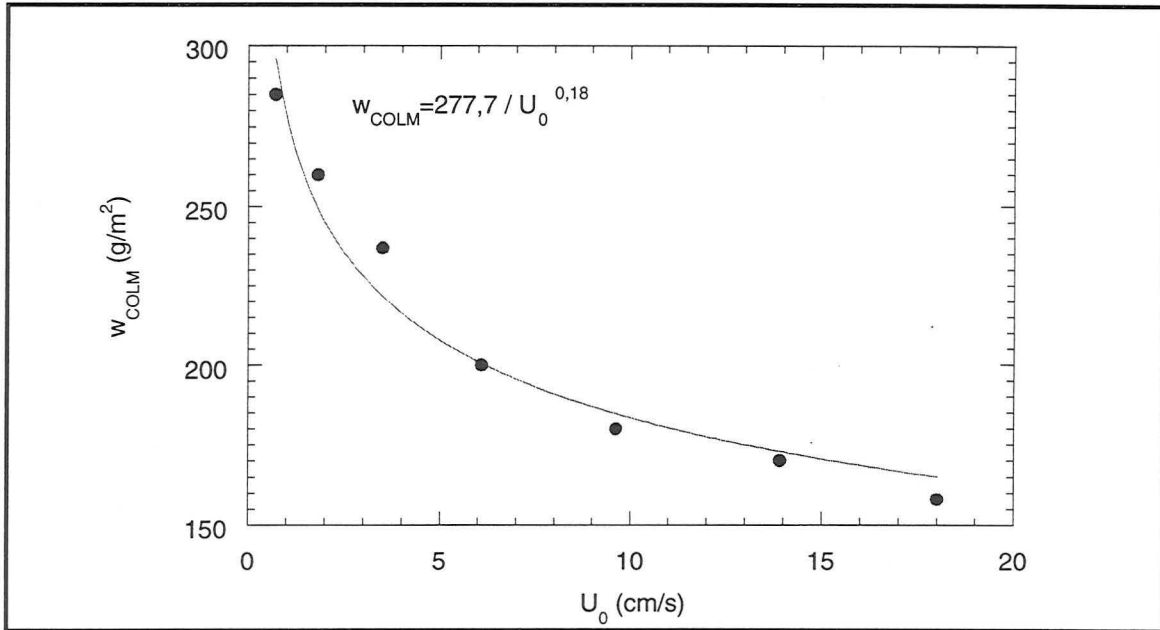


Figure III.8 : Evolution du point de colmatage en fonction de la vitesse de filtration pour un aérosol de DOP filtré par le filtre D309.

La corrélation empirique obtenue est :  $w_{COLM} = 277,7 / U_0^{0,18}$  ( $0,7 < U_0 < 18$  cm/s)

### III.2.4 Influence de la nature de l'aérosol.

#### ▪ Comparaison avec un aérosol solide.

La figure III.9 est la superposition de l'évolution de la perte de charge engendrée par la filtration d'un aérosol solide d'une part et d'un aérosol liquide d'autre part. Les particules d'uranine (voir Chapitre III) et de DOP n'ayant pas la même masse volumique, les courbes ont été tracées en fonction du volume de particules déposées par unité de surface.

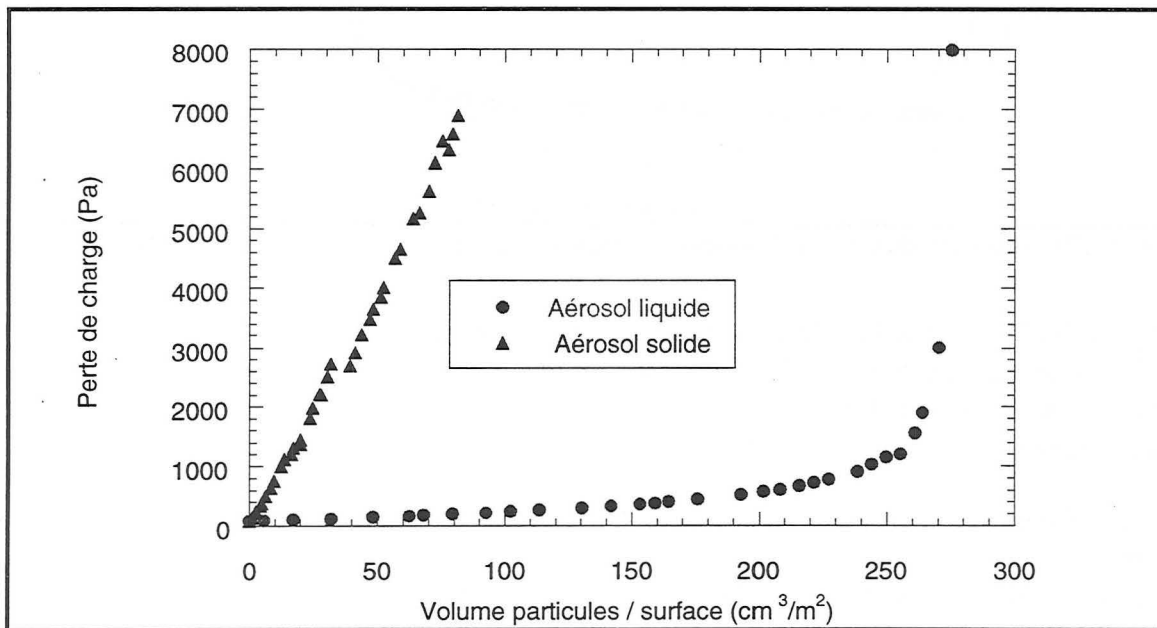


Figure III.9 : Comparaison du colmatage par un aérosol solide( $d_p=0,31$   $\mu$ m) et liquide( $d_p=0,60$   $\mu$ m).

Notons que pour cette comparaison, la granulométrie des deux types d'aérosol n'est pas la même. Néanmoins, l'écart entre les courbes est très important : il ne peut être attribué uniquement à l'effet de la taille des particules

On constate ainsi que la filtration d'un aérosol solide engendre une perte de charge bien plus grande que la filtration d'un aérosol liquide : le filtre peut donc retenir une quantité largement supérieure de particules liquides que de particules solides avant son remplacement (dans la mesure où le point de colmatage du filtre capturant des particules liquides n'est pas atteint).

Nous pouvons attribuer ce résultat à la façon dont les particules se déposent dans le filtre. Comme nous l'avons vu dans le chapitre III, dans le cas des particules d'uranine, des dendrites sont formées : on peut facilement les considérer comme de nouvelles fibres collectrices qui engendrent une résistance au courant gazeux beaucoup plus importante que des gouttes ou des perles déposées autour des fibres.

#### ▪ Influence de la tension superficielle du liquide.

-Cas du glycérol :

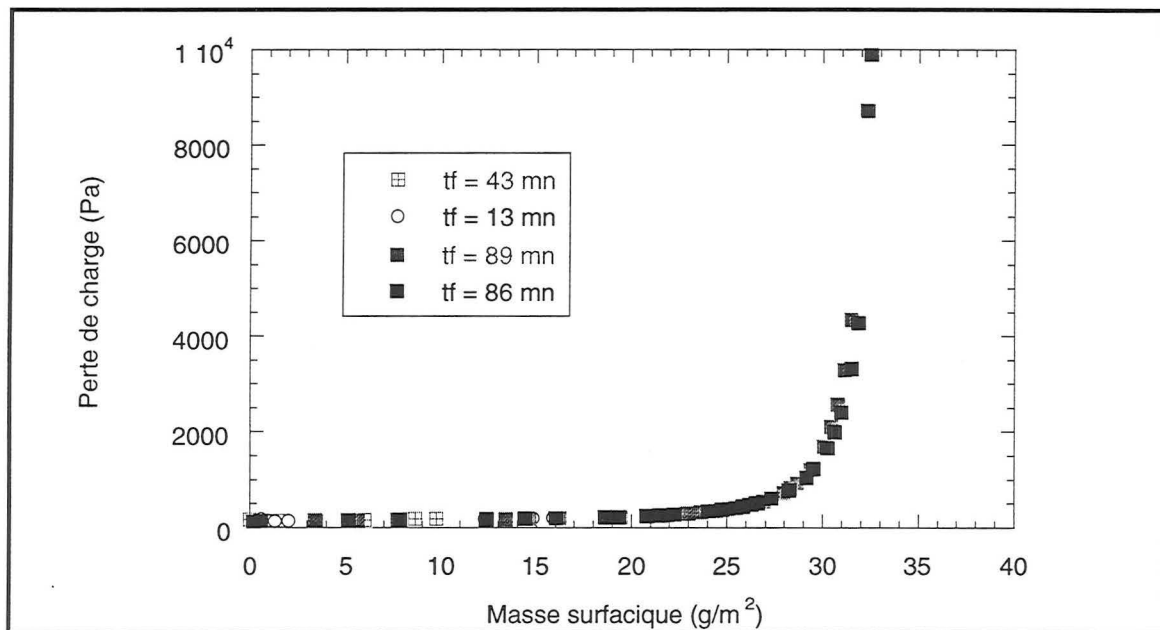
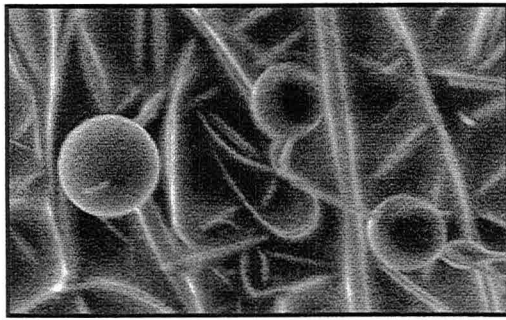


Figure III.10 : Evolution de la perte de charge lors du colmatage par un aérosol de glycérol ( $U_0=1,8$  cm/s).

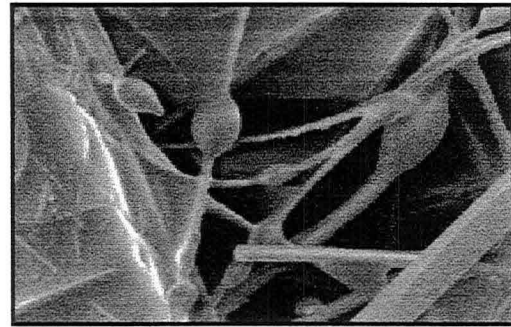
La figure III.10 montre l'évolution de la perte de charge du filtre colmaté par un aérosol de glycérol (tension superficielle 2,5 fois plus élevée que celle du DOP). L'allure de la courbe est similaire à celle représentant le colmatage par le DOP : lente évolution de  $\Delta P$  suivie d'une brusque augmentation exponentielle.

Notons également l'excellente reproductibilité de nos essais pour des temps de filtration différents.

Des observations au microscope nous ont permis de constater (comme on pouvait s'y attendre de par les valeurs des tensions superficielles) un dépôt beaucoup plus sous forme de gouttes bien sphériques que de perles étalées observées dans le cas du DOP (voir fig III.11)



a- Aérosol de glycérol (X 1500)

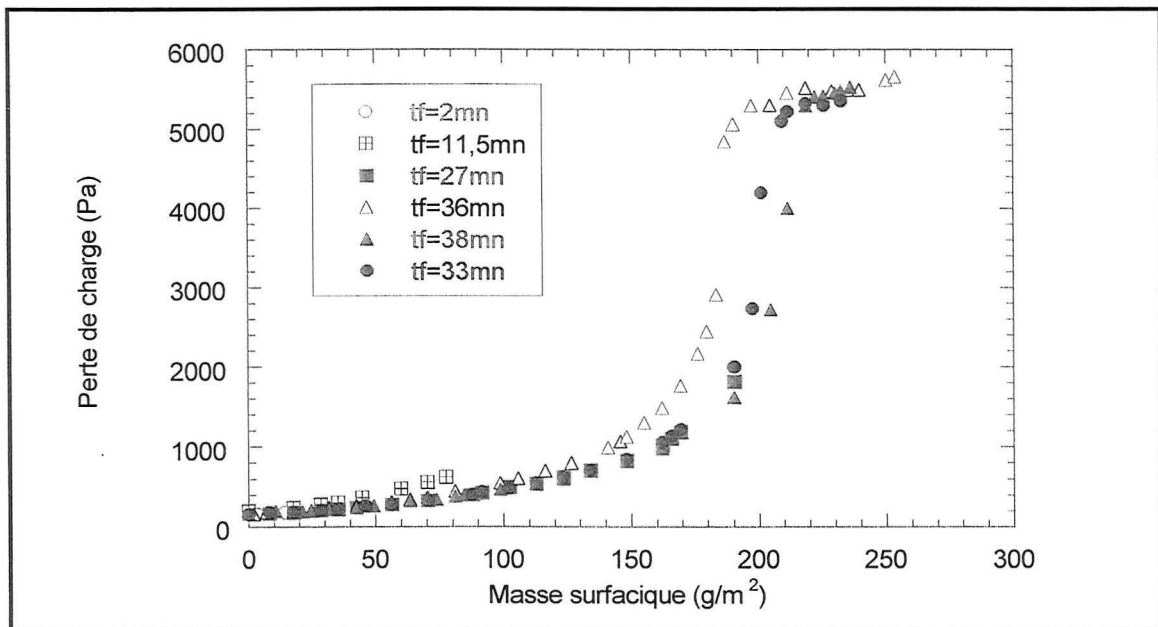


b- Aérosol de DOP (X 1000)

Figure III.11 : Comparaison du dépôt de l'aérosol de glycérol (a) et de DOP (b).

-Cas du DMP

La figure III.12 montre l'évolution de la perte de charge du filtre colmaté par un aérosol de DMP (tension superficielle 2 fois plus faible que celle du DOP).

Figure III.12 : Evolution de la perte de charge lors du colmatage par un aérosol de DMP ( $U_0=1,8$  cm/s).

L'allure de la courbe est un peu différente de celles jusque-là décrites puisque la montée exponentielle est suivie d'une nouvelle étape où la perte de charge atteint un palier. Ce palier s'explique très bien par le drainage du liquide emprisonné dans le filtre vers le bas de celui-ci : une grande quantité de liquide ayant été accumulé au sein du filtre et sachant de par la faible valeur de la tension superficielle, qu'il mouille parfaitement les fibres, celui-ci va se redistribuer sous l'effet de la gravité. Ce phénomène a pu être constaté par simple observation du filtre colmaté en fin d'expérience. Le drainage avait déjà été observé lors d'études antérieures (Agranovski (1995)).

Notons que la reproductibilité de nos essais est un peu moins bonne avec ce type d'aérosol. Nous n'avons pu observer au microscope le dépôt, la métallisation des échantillons n'ayant pu se faire.

-Comparaison des trois types d'aérosol.

La figure III.13 où sont représentées les évolutions de  $\Delta P$  en fonction du volume de particules collectées par unité de surface nous montrent que l'aérosol de glycérol colmate le plus vite le filtre. On peut supposer pour expliquer ce résultat que le dépôt de particules majoritairement sphérique offre une surface spécifique nettement supérieure à celui du DOP (sous forme de perles). Ainsi, il offre une plus grande probabilité de capture des nouvelles particules présentes dans le courant gazeux qui viennent y coalescer. On atteint donc rapidement la formation du film sur les fibres expliquant la montée exponentielle de la perte de charge.

La différence de comportement entre le DOP et le DMP n'est visible qu'à partir d'une masse déposée assez importante (environ  $100 \text{ g/m}^2$ ). Le fait que le DMP de tension superficielle plus faible que le DOP provoque un point de colmatage plus tôt ne s'explique pas encore.

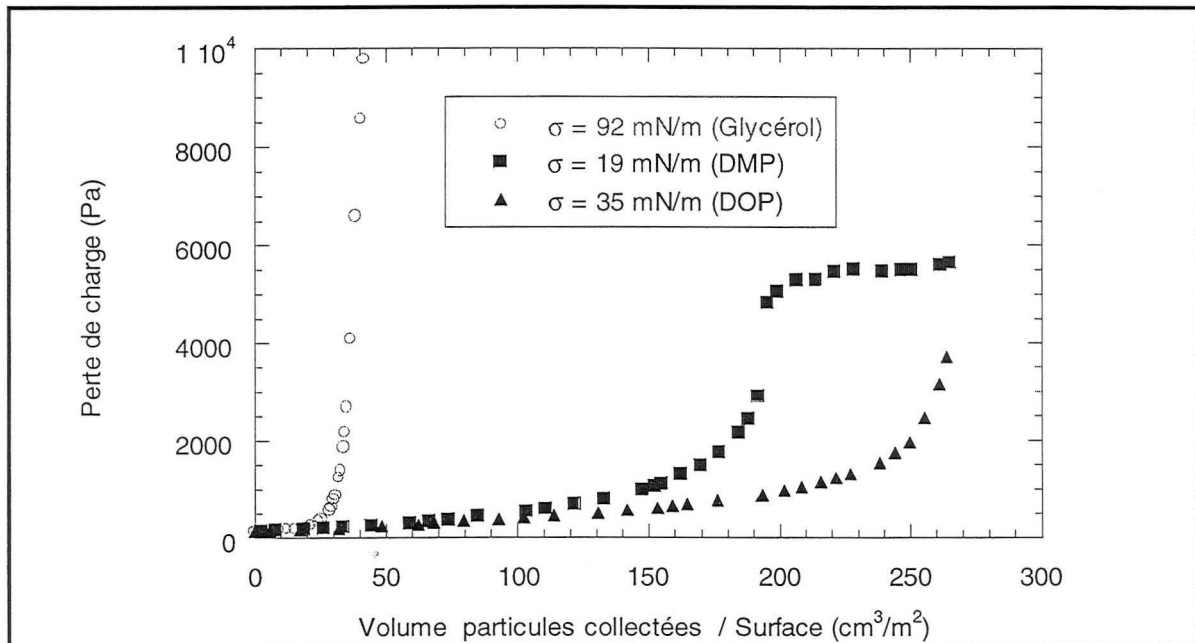


Figure III.13 : Comparaison du colmatage par les trois types d'aérosol ( $U_0 = 1,8 \text{ cm/s}$ ).

### III.2.5 Evolution de l'efficacité au cours du colmatage.

La figure III.14 montre l'évolution de la perméance et de la perte de charge du filtre au fur et à mesure du colmatage pour  $U_0 = 1,8 \text{ cm/s}$ .



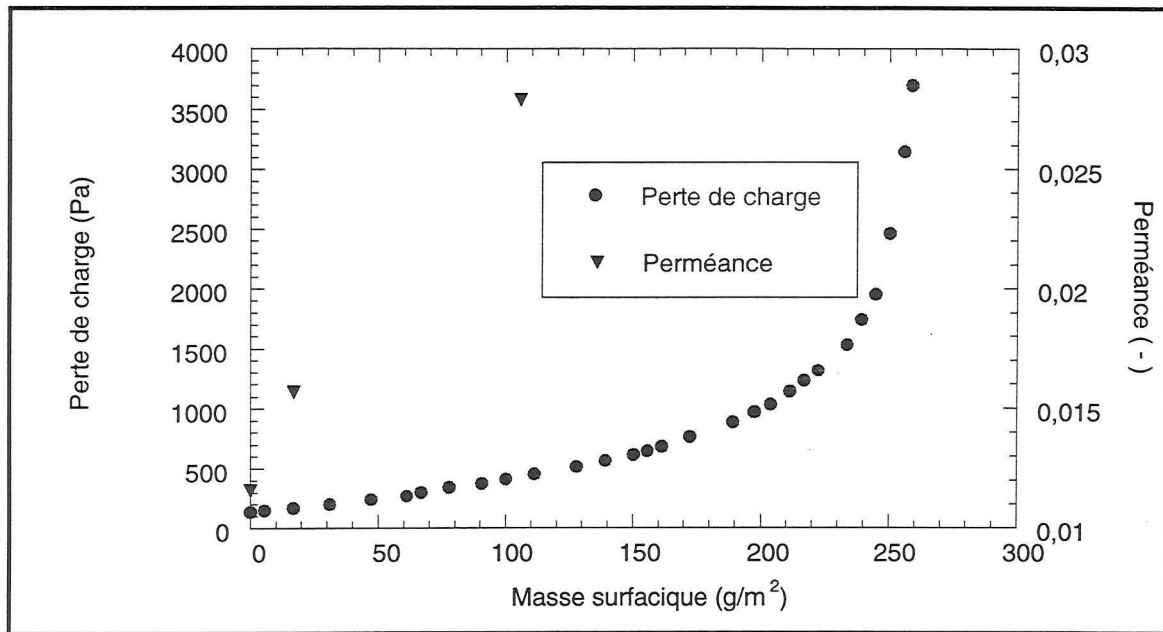


Figure III.14 : Evolution de la perméance du filtre D309 ( $U_0 = 1,8 \text{ cm/s}$ ).

Ainsi, il semblerait qu'en début de colmatage, la perméance du filtre augmente. Ce résultat a été de nombreuses fois observé dans des études précédentes.

Nous présentons ici, à titre indicatif, les résultats relatifs à un autre filtre (Donaldson) pour lequel, on constate (figure III.15), une augmentation de la perméance en début de colmatage puis celle-ci semble atteindre un maximum et diminuer ensuite comme l'avait constaté Gougeon (1995). Cependant, ces résultats sont à considérer avec recul car les points expérimentaux relatifs à la perméance ne sont pas nombreux.

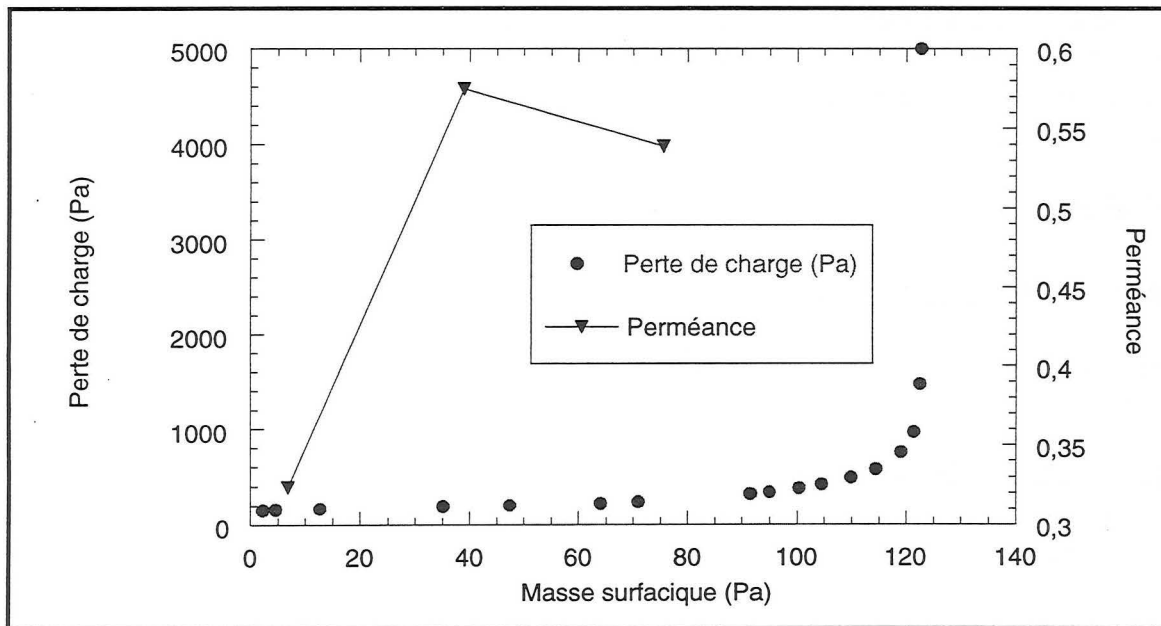


Figure III.15: Evolution de la perméance et de la perte de charge du filtre Donaldson ( $U_0 = 1,8 \text{ cm/s}$ ).



Pour expliquer ces résultats, nous pouvons tenter plusieurs interprétations :

- en début de colmatage, les gouttelettes peuvent rapprocher par capillarité des fibres provoquant ainsi, à la fois une augmentation du diamètre des fibres initiales et une diminution du nombre de fibres participant à la capture. Ceci a pour effet une diminution de l'efficacité du filtre.
- en fin de colmatage, la présence de plaques aux intersections de fibres a pour effet de diminuer la surface de filtration et d'augmenter ainsi considérablement la vitesse interstitielle du fluide : l'impaction inertielle n'en est que plus accrue. Ceci a pour effet une augmentation de l'efficacité du filtre.

### III.2.6 Etude de la stabilité du dépôt : le réentraînement.

La structure du dépôt de particules liquides étant beaucoup moins stable que celle des dendrites formées par des particules solides, nous avons mené quelques expériences visant à caractériser les possibilités de modifications du dépôt une fois formé (réentraînement, réarrangement, drainage...).

#### ▪ Présentation du protocole.

Nous avons placé deux filtres en série. Le premier (nommé **filtre A**) est celui que nous étudions, le second (**nommé filtre B**) nous permet de quantifier la masse d'aérosol passant à travers le filtre A (par réentraînement ou relargage).

Le protocole suivi est le suivant :

- le filtre A est colmaté jusqu'à obtenir une certaine perte de charge (faible ou fort taux de colmatage)
- la génération est stoppée et remplacée par circulation d'air exempt de particules à travers le filtre (à même vitesse que la vitesse de filtration).
- la circulation d'air à cette valeur de la vitesse est maintenue pendant un temps  $\Delta t$  avant de passer à une vitesse supérieure pendant la même durée  $\Delta t$ .

#### ▪ Résultats

##### a- Influence du degré de colmatage.

L'expérience a été réalisée pour différents taux de colmatage: 690 Pa, 1400 Pa, 2150 Pa et 7000 Pa.

**Pour un faible taux de colmatage** (voir figure III.16) , il semble que la perte de charge du filtre colmaté reste constante lors du passage de l'air et ce pour les différents paliers de vitesse testés (entre 2 cm/s correspondant à la vitesse de filtration et 8 cm/s).

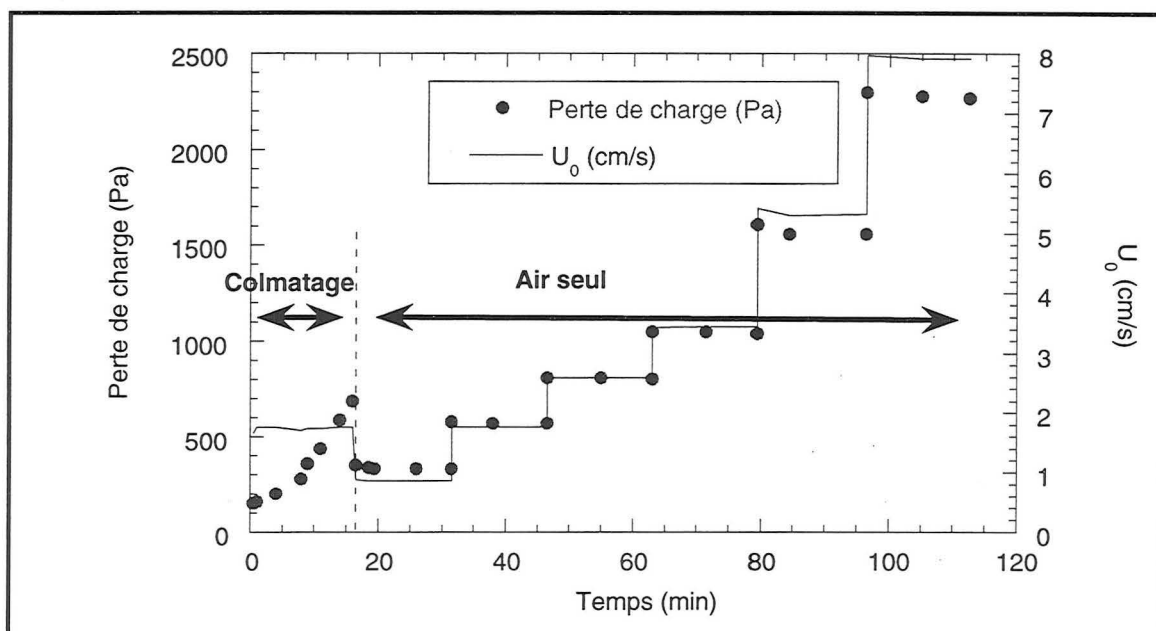


Figure III.16 : Perte de charge lors d'un passage d'air à travers le filtre colmaté ( $\Delta P = 690$  Pa)

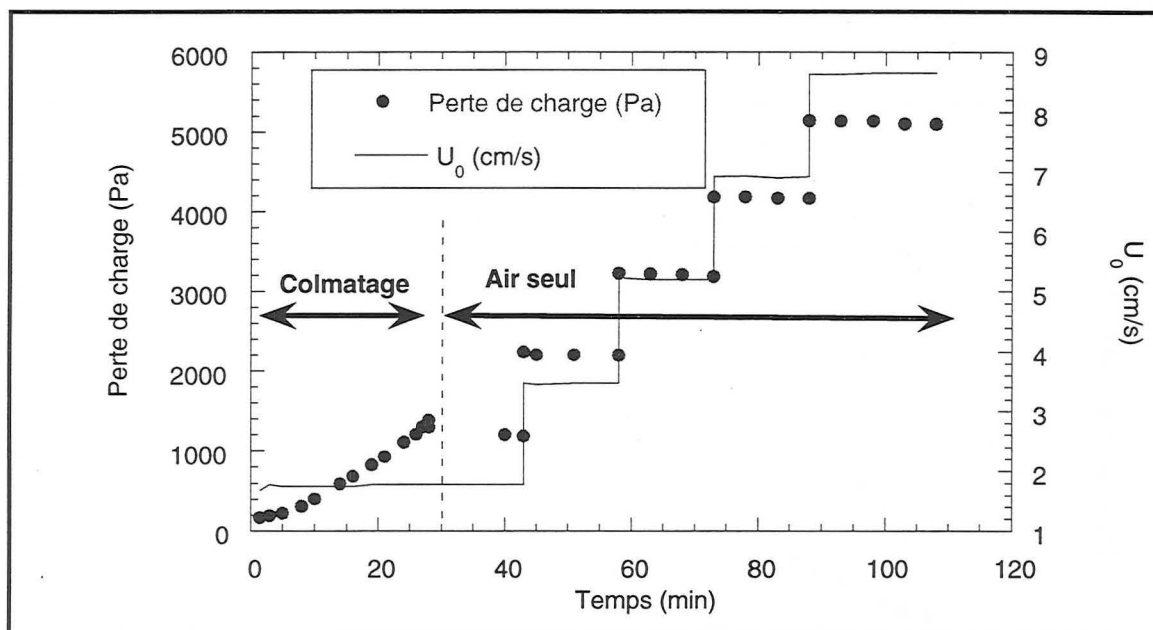


Figure III.17 : Evolution de la perte de charge du filtre lors d'un passage d'air à travers le filtre colmaté ( $\Delta P = 1400$  Pa)

Lorsque le degré de colmatage est un peu plus élevée (voir figure III.17), on constate une légère diminution de la perte de charge du filtre lorsque l'air exempt de particules circule à travers le filtre.

Pour un degré de colmatage très élevé (voir figure III.18), la perte de charge du filtre colmaté à 7000 Pa diminue exponentiellement avant d'atteindre un palier situé vraisemblablement vers 4000 Pa. La vitesse de l'air circulant avait été maintenue constante et égale à la vitesse de filtration vers 1,76 cm/s (les quelques variations en début de colmatage correspondent à un temps de réponse de la boucle de régulation significatif. La vitesse varie tout de même assez peu ( $1,73 < U_0 < 1,77$  cm/s).

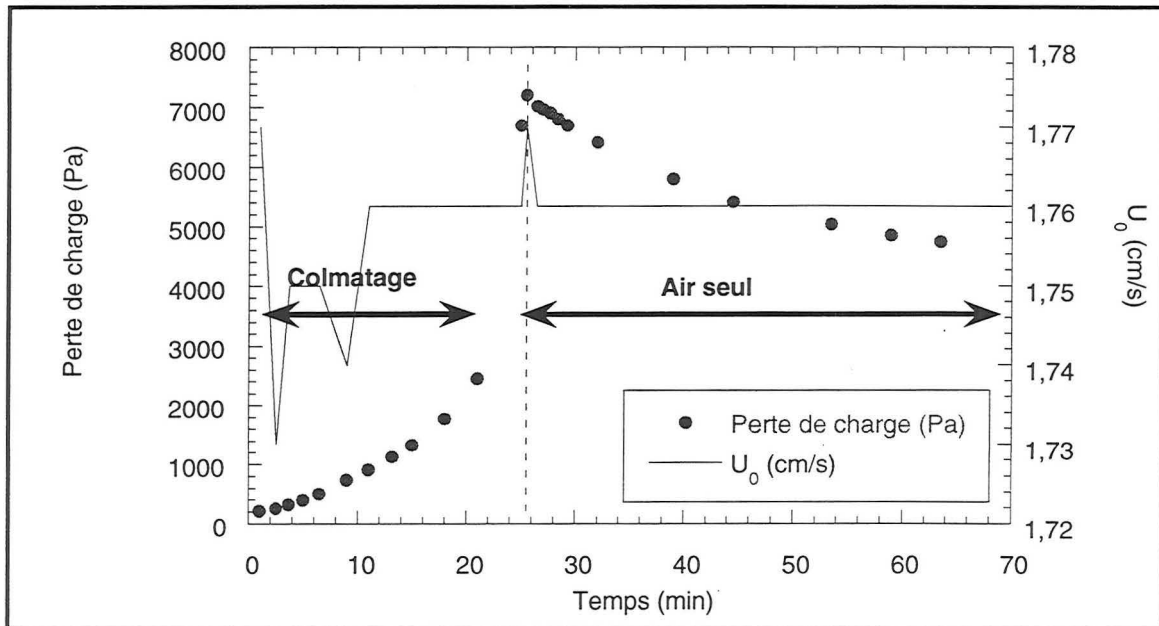


Figure III.18 : Evolution de la perte de charge du filtre lors d'un passage d'air à travers le filtre colmaté ( $\Delta P = 7000$  Pa)

La figure III.19 montre l'évolution de la perte de charge du filtre B en série avec le filtre A

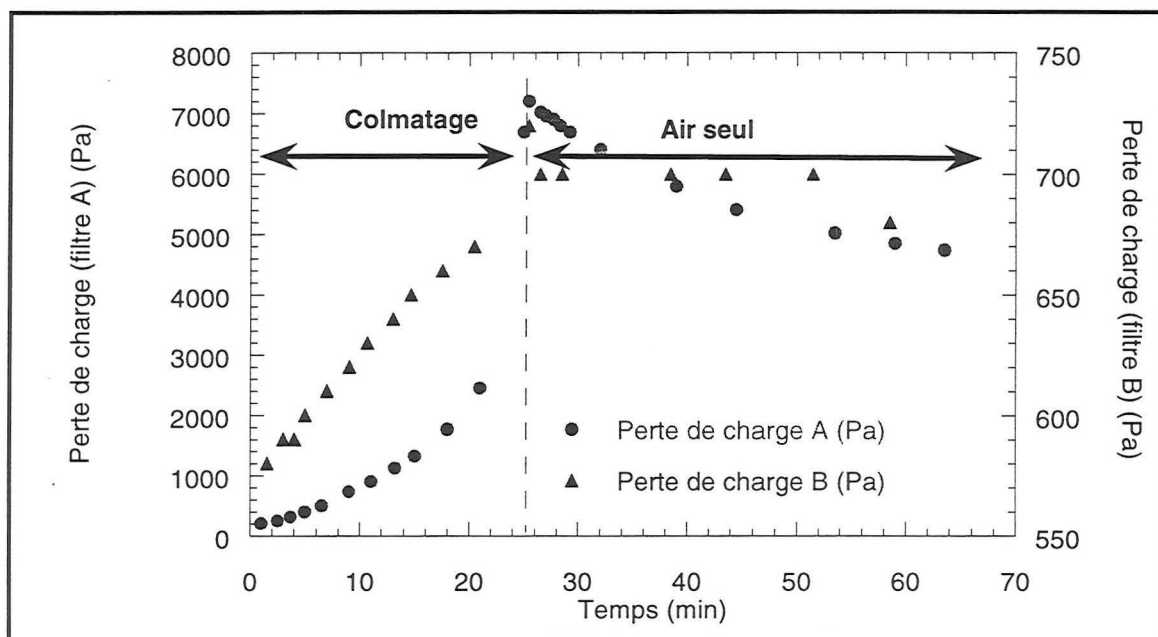


Figure III.19 : Evolution de la perte de charge dans les deux filtres A et B.

La perte de charge du filtre B,  $\Delta P_B$  qui augmente lors du colmatage rend compte du caractère non efficace à 100% du filtre A. Cependant,  $\Delta P_B$  reste constante lors du passage de l'air : la pesée du filtre B en fin de manipulation confirme l'absence de particules déposées sur ce filtre lors du passage de l'air exempt de particules. Cela signifie que la chute de la perte de charge du filtre A observée ne correspond pas à un réentraînement des particules liquides à l'extérieur du filtre mais à un réarrangement visant à optimiser le dépôt pour que la résistance à l'écoulement soit minimale.

Remarque: Nous avons envisagé de suivre l'évolution de l'efficacité instantanée du filtre A au cours du colmatage par le biais de la mesure de la perte de charge du filtre B. Cependant,

compte tenu de la faible précision sur la valeur de  $\Delta P_B$ , le calcul de la masse déposée sur le filtre B n'a pas été possible.

#### b- Influence de la vitesse de l'air.

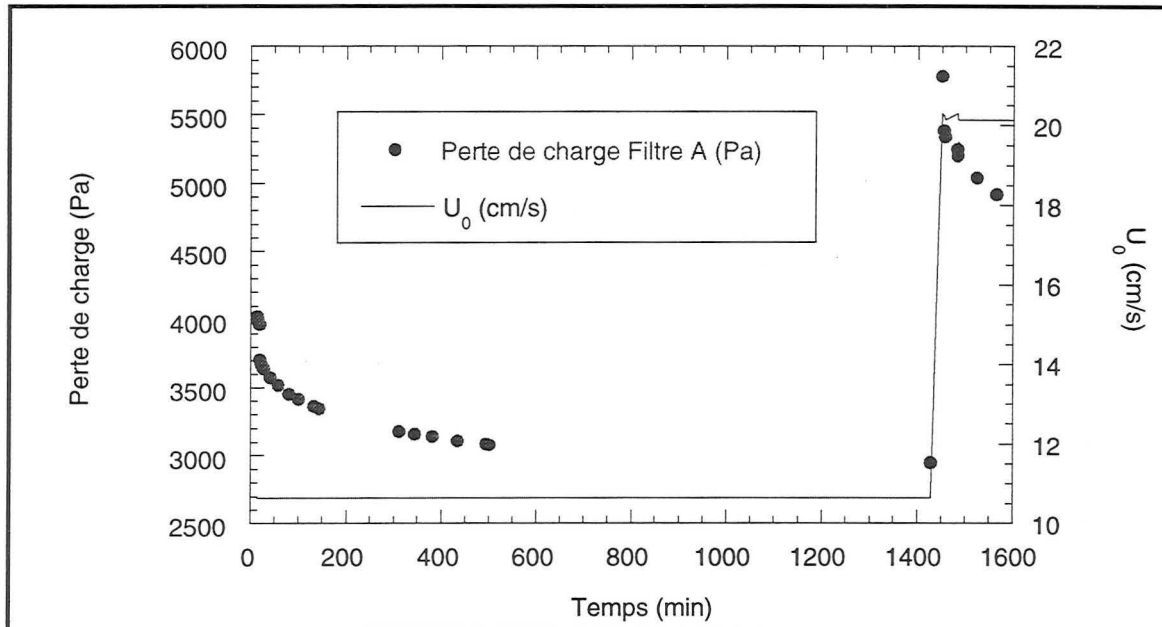


Figure III.20 : Evolution de la perte de charge du filtre lors d'un passage d'air à travers le filtre colmaté ( $\Delta P = 750$  Pa)

Nous avons également réalisé un essai de réentraînement avec un filtre faiblement colmaté mais en élevant la vitesse de l'air dans la deuxième phase de la manipulation.

On constate (figure III.20) que dans ce cas également, le réarrangement prend naissance lorsqu'on atteint une vitesse suffisamment élevée (vers 10 cm/s soit 10 fois la vitesse de filtration) sous forme d'une chute exponentielle de la perte de charge du filtre colmaté.

Plus le filtre est colmaté, plus la vitesse de l'air nécessaire à provoquer le réarrangement sera faible.

#### c- Conclusion.

On peut supposer qu'au sein du filtre, lors de son colmatage, la présence de liquide formant des plaques aux interstices, provoque une augmentation de la vitesse interstitielle ce qui peut avoir pour effet le réarrangement des particules déposées.

Ainsi, comme l'avaient déjà constaté plusieurs auteurs, la filtration d'un aérosol liquide est constitué tout d'abord du dépôt des particules sur les fibres, d'un réarrangement du dépôt pour un taux de colmatage assez élevé et éventuellement d'un drainage sous l'effet de la gravité pour les liquides très mouillants.

#### ▪ Comparaison avec l'approche de Liew-Conder

Liew et Conder (1985) ont établi des corrélations (voir partie I de ce chapitre) permettant de caractériser  $\Delta P_{wr}$  et  $\Delta P_{we}$  qui, nous le rappelons correspondent respectivement à la perte de charge du filtre mouillé en saturation résiduelle et en saturation liquide à l'équilibre. En

d'autres termes,  $\Delta P_{wr}$  est la valeur de perte de charge (une fois l'équilibre atteint) du filtre colmaté lorsqu'il est soumis à un courant d'air sec, exempt de particules.

Nos expériences visant à étudier la stabilité du dépôt correspondent à cette définition de  $\Delta P_{wr}$  puisque nous avons fait circuler de l'air seul à travers le filtre colmaté et avons observé une décroissante de la perte de charge qui semblait tendre vers une valeur palier :  $\Delta P_{wr}$ .

Ainsi, nous pouvons comparer la valeur de  $\Delta P_{wr}$  obtenue expérimentalement pour un filtre colmaté à 7000 Pa (Figure III.18) dans lequel nous avons fait circuler de l'air à la vitesse  $U_0=1,8$  cm/s et la valeur corrélée par Liew-Conder.

$$\Delta P_{wr} = \Delta P_0 \left[ 0,520 \left( \alpha \frac{Z}{d_f} \right)^{-0,397} \left( \frac{U_0 \mu_g}{t_s \cos \theta_L} \right)^{-0,467} \right]$$

La valeur de l'angle de contact du DOP nous étant inconnue, nous avons supposé par souci de simplification que  $\cos \theta_L=1$

L'application numérique nous donne  $\Delta P_{wr}$  (Liew-Conder) = 3680 Pa.

La valeur du palier expérimental est assez difficile à apprécier, mais il semble être proche de  $\Delta P_{wr}$  (expérience) = 4000 Pa.

L'accord entre l'expérience et la corrélation de Liew-Conder est assez satisfaisant. Des expériences complémentaires seraient néanmoins nécessaires pour valider complètement l'approche des auteurs (autres vitesses, expériences avec d'autres liquides).

### III.3 Conclusion de la partie expérimentale.

Cette étude nous a permis de mettre en évidence un certain nombre de phénomènes mis en jeu lors de la filtration de particules liquides par un filtre à fibres.

Ainsi, l'évolution de la perte de charge a été décrite selon plusieurs étapes mettant en évidence une structure de dépôt évoluant avec le colmatage : des gouttelettes sont déposées autour des fibres dans un premier temps qui finissent par coalescer et forment des ponts bouchant les interstices du filtre puis un film couvre la surface du filtre en fin de colmatage.

L'influence de la concentration amont de l'aérosol, de la vitesse de filtration et de la tension superficielle du liquide a également été étudiée.

Enfin, des expériences complémentaires ont montré qu'un réarrangement des particules au sein du filtre pouvait se produire.

Nous allons donc aborder dans la partie suivante la modélisation du colmatage par un aérosol liquide.

## Partie IV- Modélisation

Nous avons tenté différentes approches afin de modéliser l'évolution de la perte de charge du filtre.

### IV.1. Modélisation selon le modèle de Davies

#### IV.1.1 Présentation du modèle.

Nous supposons que le dépôt de particules engendre deux conséquences :

- une augmentation du diamètre initial des fibres du filtre (cette hypothèse est surtout valable pour un liquide parfaitement mouillant).
- une augmentation de la compacité du filtre du fait de la présence de liquide

On tient compte de l'augmentation du diamètre des fibres de la façon suivante :

le volume des fibres couvertes de dépôt  $V_f' = V_f + V_L$

où  $V_L$  est le volume de liquide déposé et  $V_f$  le volume des fibres vierges

En supposant les fibres cylindriques on obtient :

$$\pi r_f'^2 \ell = \pi r_f^2 \ell + m_L / \rho_L \text{ où } m_L \text{ est la masse de liquide déposée.}$$

On exprime alors  $\ell$ , la longueur totale de l'ensemble des fibres, par la définition de  $\alpha$ , la compacité initiale du filtre:

$$\alpha = \frac{\pi r_f^2 \ell}{S Z}, \text{ on obtient donc en remplaçant dans l'expression précédente:}$$

$$r_f' = r_f \sqrt{1 + \frac{1}{\rho_L \alpha Z} \left( \frac{m_L}{S} \right)}$$

L'augmentation de la compacité s'écrit :

$$\alpha_f = \alpha + \frac{1}{\rho_L Z} \left( \frac{m_L}{S} \right)$$

Ainsi, nous utilisons le modèle de Davies  $\Delta P = 16 \mu_g U_0 Z \frac{\alpha^{3/2}}{r_f^2} (1 + 56 \alpha^3)$  en prenant les nouveaux paramètres  $r_f'$  et  $\alpha_f$  qui augmentent au cours du colmatage.

#### IV.1.2 Comparaison avec les points expérimentaux

##### ▪ Cas du DOP

La figure IV.1 montre la comparaison de ce modèle avec les points expérimentaux pour trois valeurs de la vitesse de filtration : 0,7 cm/s, 3,5 cm/s et 9,6 cm/s.

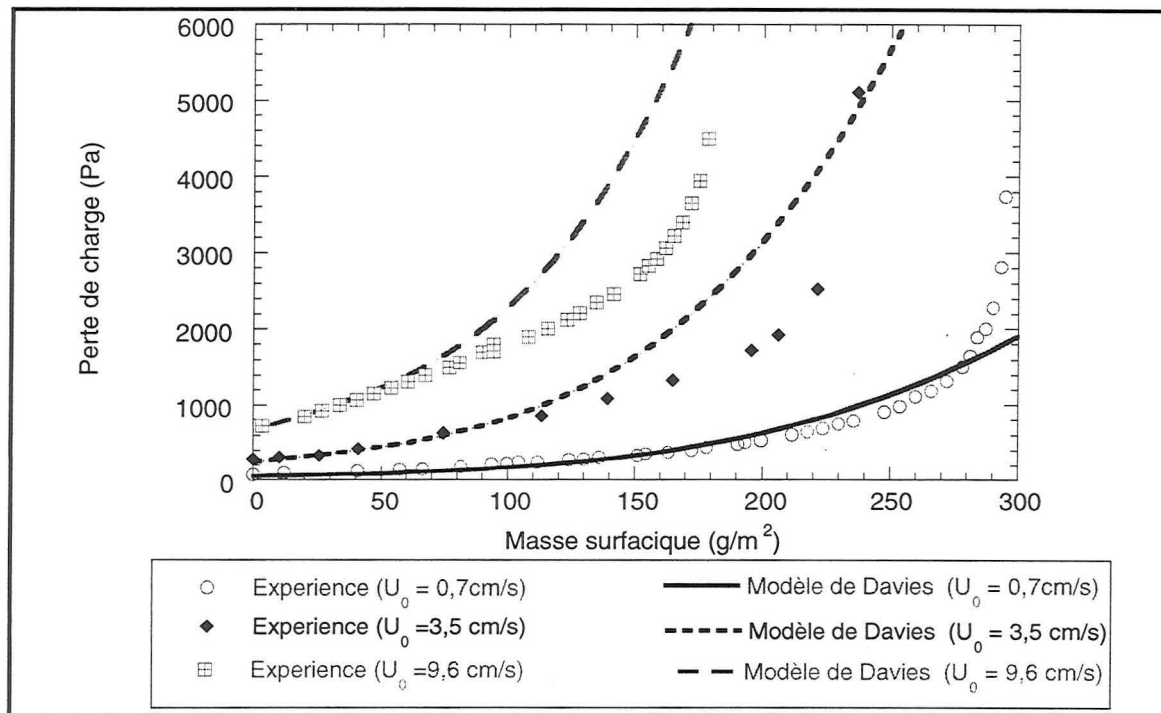


Figure IV.1: Comparaison du modèle de Davies et des points expérimentaux (aérosol de DOP).

On constate que ce modèle assez simple qui considère le filtre dans sa globalité rend compte assez bien de l'évolution générale de la perte de charge au cours du colmatage. Le modèle décrit parfaitement nos points expérimentaux pour le début du colmatage (environ jusqu'à  $w_{COLM} / 2$ ).

Ainsi l'hypothèse du diamètre de fibres croissant n'est valable qu'au début de la filtration. Un autre phénomène modifiant la perte de charge intervient pour la suite.

#### ▪ Cas des autres types d'aérosol.

- liquide parfaitement mouillant : le DMP

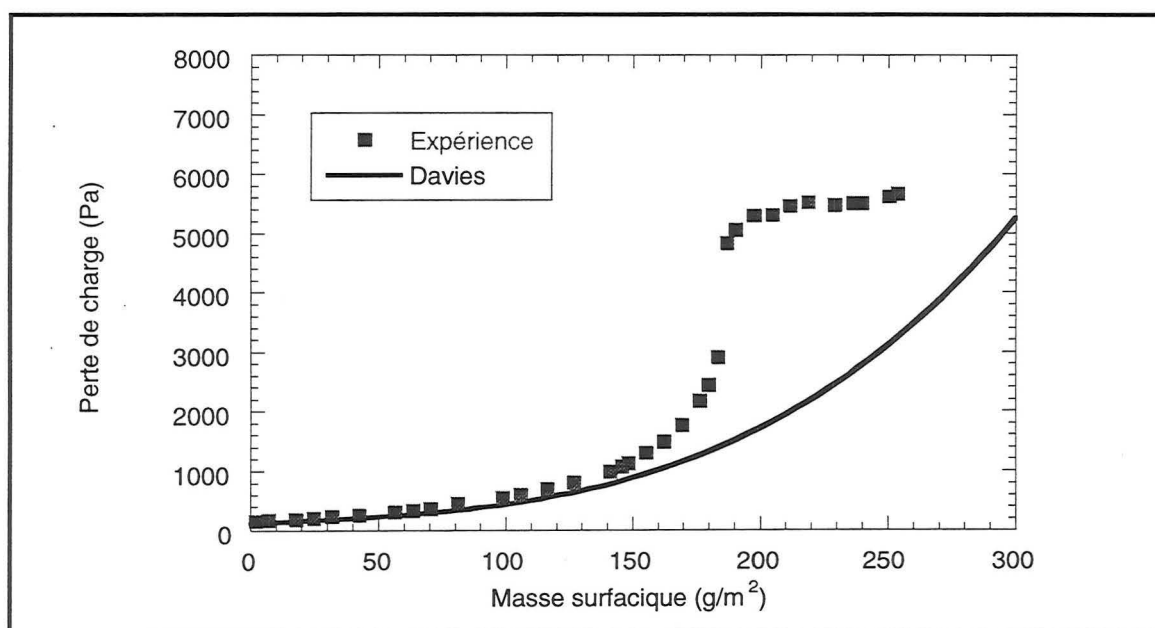


Figure IV.2 : Comparaison du modèle de Davies et des points expérimentaux dans le cas d'un liquide parfaitement mouillant (aérosol de DMP)

Ainsi, on constate d'après la figure IV.2 que l'hypothèse de l'augmentation du diamètre de fibre est parfaitement validée dans le cas d'un liquide mouillant : la première partie du colmatage est parfaitement modélisée.

- liquide peu mouillant : le glycérol

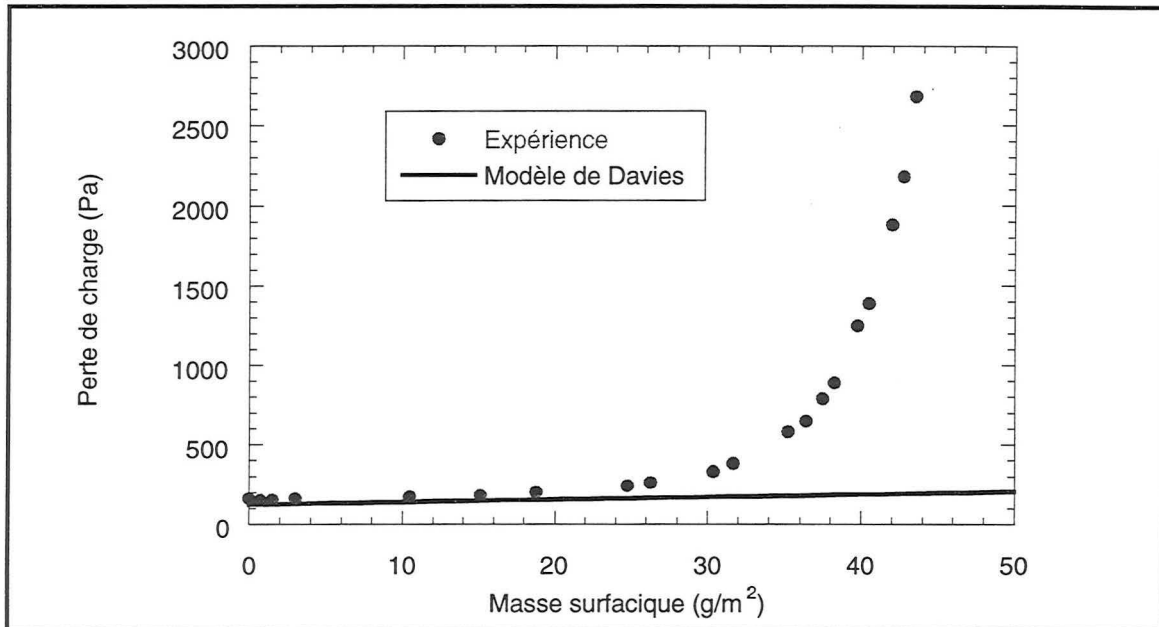


Figure IV.3 : Comparaison du modèle de Davies et des points expérimentaux dans le cas d'un liquide peu mouillant (aérosol de glycérol)

Ainsi, la figure IV.3 montre que le modèle de Davies décrit également très bien l'évolution de la perte de charge du filtre jusqu'au point de colmatage. Nous savons, par les observations au microscope que ce type d'aérosol est peu mouillant (dépôt sous forme de gouttes) cependant l'hypothèse du diamètre de fibres croissant permet tout de même de rendre compte de l'ensemble des points expérimentaux pour une masse déposée inférieure à  $w_{COLM}$ .

Remarque: Notons que l'utilisation de la loi de Davies pour tenter de représenter l'ensemble des points expérimentaux tout au long du colmatage se justifie par le fait que le régime reste laminaire :  $Re_{PO}=0,0325$  ( $U_0=18$  cm/s) en supposant que le diamètre des fibres augmente jusqu'à  $4\mu\text{m}$  et la compacité du filtre colmaté atteint 0,4.

## IV.2. Approche d'une seconde modélisation.

### IV.2.1 Présentation du modèle combiné.

Nous faisons l'hypothèse que la montée exponentielle correspond à l'existence de ponts liquides aux intersections des fibres telles des « flaques » reposant sur la surface du filtre.



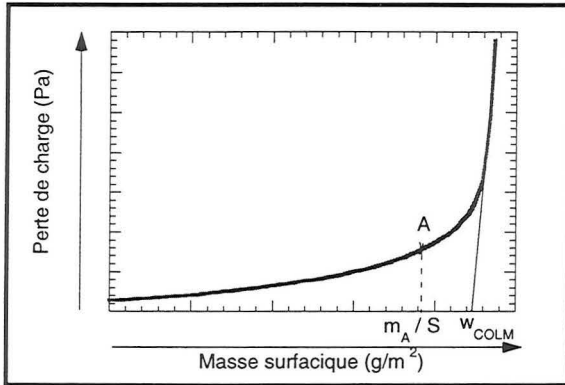


Figure IV.4 : Schématisation du modèle combiné

La figure IV.4 montre comment on décompose la modélisation qui se fait en deux temps.

Ainsi, la **première partie** de la filtration (jusqu'au point A) est modélisée par la loi de Davies comme décrit dans le paragraphe précédent. On note  $m_A/S$  la masse de transition entre les deux parties.

On note  $r_{fA}$  et  $\alpha_A$  respectivement le rayon des fibres et la compacité du filtre colmaté au point A.

La **seconde partie** est un modèle combiné dans lequel on découpe le filtre en deux épaisseurs  $Z1$  et  $Z2$  ( $Z1+Z2=Z$ ) selon le schéma de la figure IV.5.

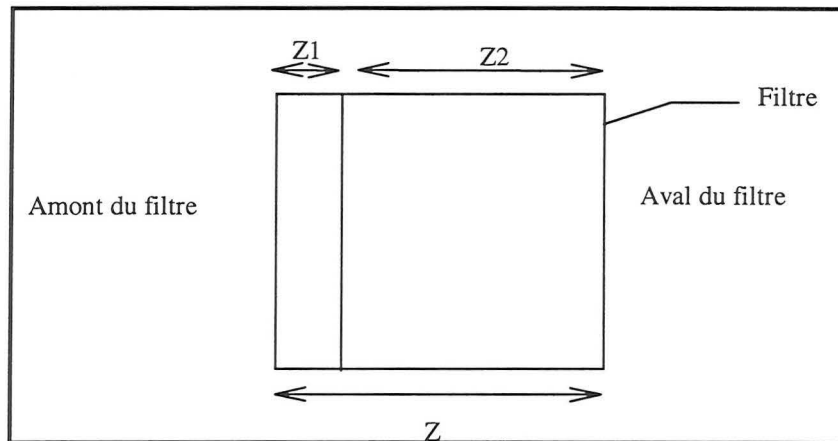


Figure IV.5 : Décomposition du filtre en deux tranches d'épaisseurs  $Z1$  et  $Z2$ .

On suppose que la perte de charge du filtre colmaté résulte de la contribution de deux filtres en série :

- le premier filtre d'épaisseur  $Z1$  dont le colmatage est sous forme de flaques
- le second filtre d'épaisseur  $Z2$  ( $Z2 = Z - Z1$ ) dont les caractéristiques sont celles du filtre global au point A.

On fait l'hypothèse que dans cette seconde partie du colmatage, la perte de charge du filtre d'épaisseur  $Z2$  n'évolue pas. Les particules collectées contribuent uniquement à l'agrandissement des flaques.

On a ainsi la perte de charge du filtre colmaté :

- pour  $m_L/S < m_A/S$

$$\Delta P = 16 \mu_g U_0 Z \frac{\alpha_f^{3/2}}{r_f'^2} (1 + 56 \alpha_f^3) \quad \text{avec } r_f' = r_f \sqrt{1 + \frac{1}{\rho_L \alpha Z} \left( \frac{m_L}{S} \right)}$$

$$\text{et } \alpha_f = \alpha + \frac{1}{\rho_L Z} \left( \frac{m_L}{S} \right)$$

- pour  $m_L/S > m_A / S$

$$\Delta P = 16 \mu_g U_0 Z1 \frac{\alpha_f^{3/2}}{r_{fA}^2} (1+56 \alpha_f^3) + 16 \mu_g U_0 (Z - Z1) \frac{\alpha_A^{3/2}}{r_{fA}^2} (1+56 \alpha_A^3)$$

$$\alpha_f = \alpha_A + \frac{1}{\rho_L Z1} \left( \frac{m_L}{S} \right)$$

#### IV.2.2 Comparaison avec les points expérimentaux

La figure IV.6 montre la comparaison de ce modèle avec les points expérimentaux dans le cas où  $U_0 = 6,1 \text{ cm/s}$  et pour une masse transition  $m_A/S = 120$  et  $190 \text{ g/m}^2$ . Nous avons également étudié l'influence du paramètre  $Z1$  sur l'accord entre le modèle et l'expérience.

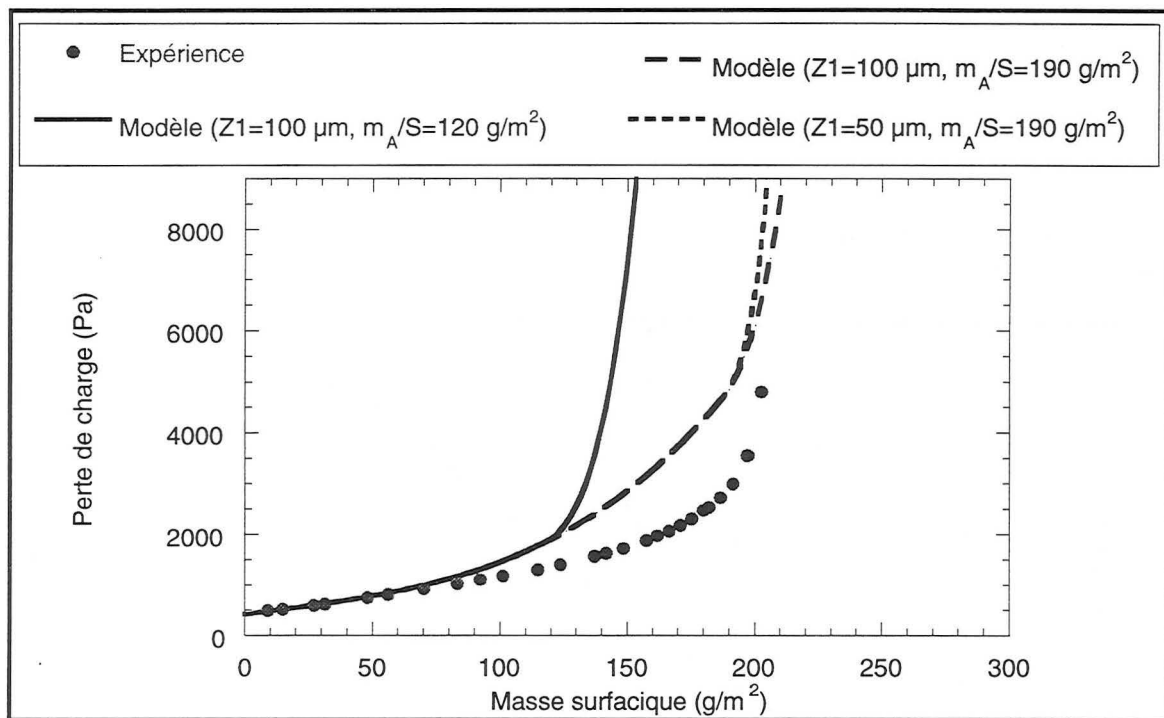


Figure IV.6 : Comparaison du modèle combiné et des points expérimentaux ( $U_0 = 6,1 \text{ cm/s}$ , aérosol de DOP)

La valeur de  $m_A/S$  détermine « l'instant » du point de colmatage : ainsi, dans l'exemple de la figure IV.6 la valeur  $m_A/S = 120 \text{ g/m}^2$  ne permet pas de représenter les points expérimentaux.

On constate que pour  $m_A/S = 190 \text{ g/m}^2$ , on arrive à traduire l'augmentation exponentielle de la perte de charge par le biais de ce modèle. Ainsi, les hypothèses de l'augmentation du diamètre de fibres au début du colmatage et la formation de « flaques » formées sur une faible épaisseur du filtre en fin de colmatage sont validées.

Notons que l'augmentation de la perte de charge est d'autant plus brutale (en fin de colmatage) que l'épaisseur  $Z1$  sur laquelle se forme les flaques est faible. Cette valeur représente moins de  $1/10e$  de l'épaisseur du filtre.

Les limites de ce modèle est qu'il ne tient pas compte de la partie intermédiaire du colmatage où un phénomène correspondant à une transition entre une augmentation du diamètre des fibres et l'apparition de flaques sur une faible épaisseur du filtre.

On doit également introduire la valeur de transition  $m_A/S$  entre les deux domaines modélisés. Des expériences supplémentaires permettraient certainement de décrire davantage le colmatage du filtre par le biais de cette approche.

### IV.3. Autre approche : corrélation de nos points expérimentaux (aérosol de DOP).

#### IV.3.1 Principe de la méthode.

A partir de résultats expérimentaux relatifs à une vitesse de filtration et pour chacun des points de la courbe, nous calculons le diamètre de Davies équivalent d'un filtre vierge qui aurait la même perte de charge  $\Delta P_{exp}$  que le filtre colmaté.

La valeur de  $m_L/S$  nous permettant de calculer  $\alpha_f$  selon  $\alpha_f = \alpha + \frac{1}{\rho_L Z} \left( \frac{m_L}{S} \right)$ , nous pouvons

calculer le diamètre de Davies par la relation :

$$d_{f\text{ Davies}} = 2 \sqrt{\frac{16\mu_g Z U_0 \alpha_f^{3/2} (1 + 56\alpha_f^3)}{\Delta P_{exp}}}$$

Nous représentons ensuite la valeur  $d_{f\text{ Davies}}$  en fonction de  $\alpha_f$  pour l'ensemble des points de l'expérience et cherchons une corrélation liant  $d_{f\text{ Davies}}$  et  $\alpha_f$ .

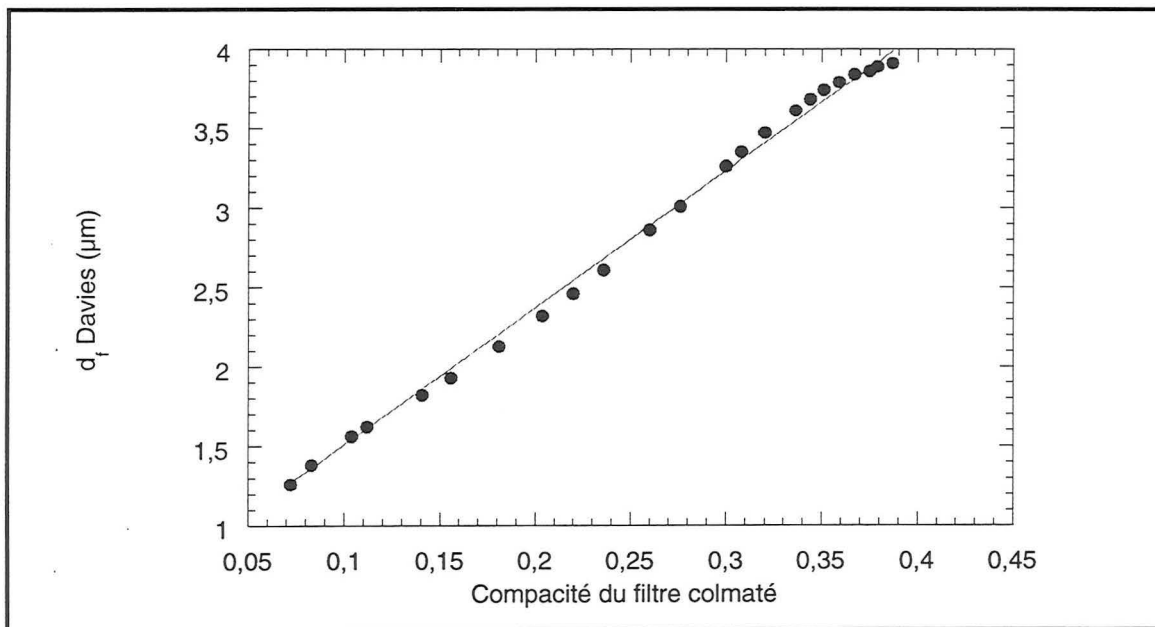


Figure IV.7 : Evolution de  $d_{f\text{ Davies}}$  en fonction de  $\alpha_f$  ( $U_0 = 6,1 \text{ cm/s}$ , aérosol de DOP)

Ainsi, la figure IV.7 montre que le diamètre  $d_{f\text{ Davies}}$  calculé dans le cas de nos points expérimentaux relatifs à  $U_0 = 6,1 \text{ cm/s}$  est une fonction linéaire de la compacité du filtre colmaté. La corrélation expérimentale obtenue est :

$$d_{f\text{ Davies}} (\mu\text{m}) = 8,63 (\alpha_f - \alpha) + d_{\text{Davies}}$$

$$\text{soit dans le cas du filtre D309: } d_{f\text{ Davies}} (\mu\text{m}) = 8,63 (\alpha_f - 0,056) + 1,12.$$

Ainsi, pour les autres points expérimentaux correspondants aux autres vitesses, nous comparons l'expérience au modèle de Davies en prenant comme rayon des fibres, la valeur donnée par la corrélation expérimentale précédente.

### IV.3.2 Confrontation avec l'ensemble des points expérimentaux

Les figures IV.8 et IV.9 montrent la comparaison des points expérimentaux avec la corrélation pour les différentes valeurs de vitesses étudiées.

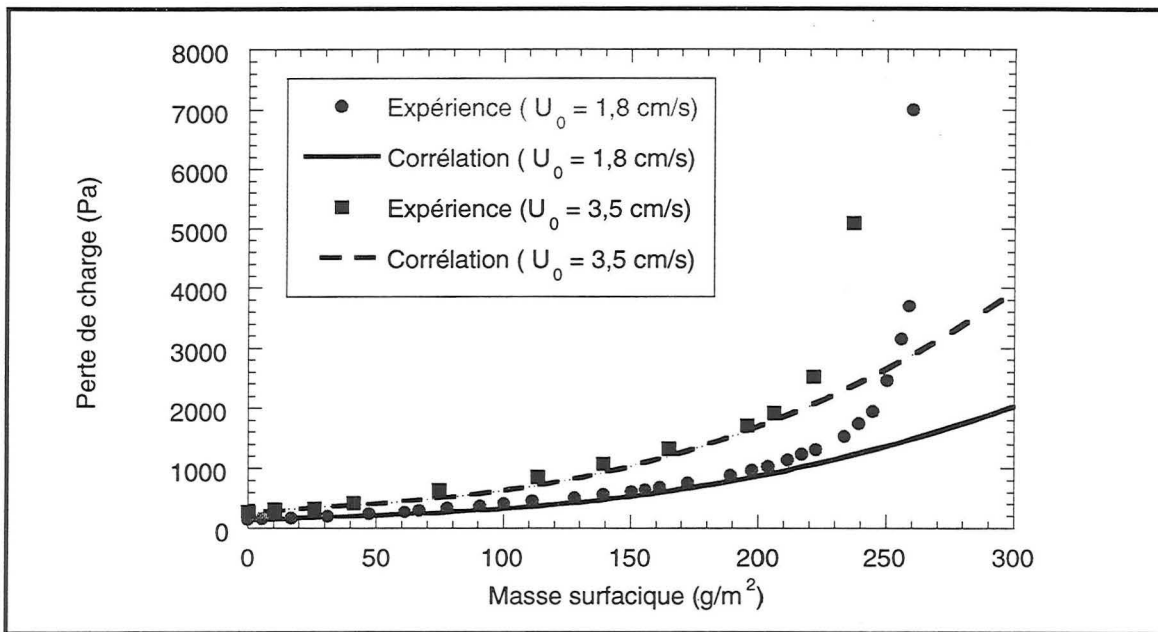


Figure IV.8 : Comparaison de la corrélation avec les points expérimentaux.

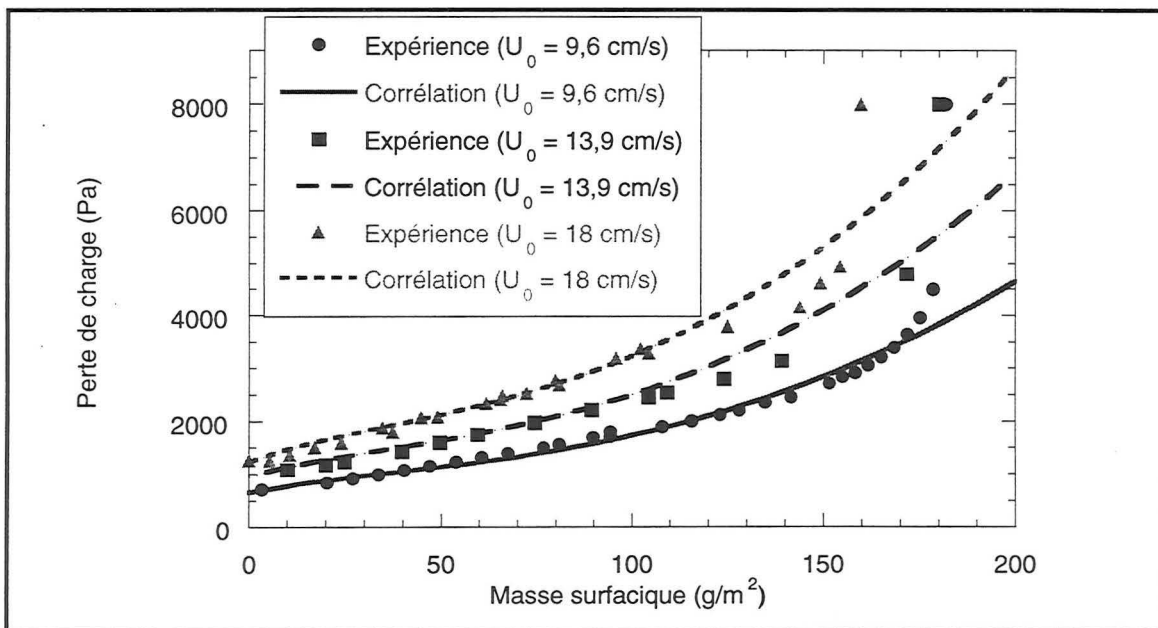


Figure IV.9 : Comparaison de la corrélation avec les points expérimentaux.

Ainsi, on constate que la corrélation expérimentale établie pour les points expérimentaux relatifs à la vitesse  $U_0=6,1$  cm/s permet de rendre compte de l'ensemble des résultats pour toutes les vitesses étudiées.

Ce type d'approche permet donc d'obtenir une assez bonne représentation de nos points expérimentaux par le biais d'une corrélation reliant la compacité du dépôt et un diamètre « fictif de fibres »:  $d_{f \text{ Davies}}(\mu\text{m}) = 8,63 (\alpha_f - 0,056) + 1,13$ . La loi de Davies est alors utilisée avec cette valeur du diamètre. La corrélation n'est donc utilisable que pour un filtre THE ayant des caractéristiques proches de celles du D309 et pour un aérosol de DOP. La comparaison de la corrélation avec les points expérimentaux relatifs aux autres liquides a montré que la relation établie ne convient pas.

Le facteur 8,63 doit donc certainement être relié à la nature du filtre ainsi qu'à celle de l'aérosol. Des expériences supplémentaires (autres filtres, autres liquides) seraient à envisager afin de trouver une relation liant ce facteur aux caractéristiques du filtre et du liquide.

Cette approche ne permet pas non plus de rendre compte de la montée exponentielle en fin de colmatage. La corrélation présentée dans la partie III de ce chapitre permettra cependant de déterminer le point de colmatage :  $w_{\text{COLM}} = 302 - 25 U_0 + 1,7 U_0^2 - 0,04 U_0^3$  dans la gamme de vitesses :  $0,7 < U_0 < 18$  cm/s .

## CONCLUSION

Ainsi, dans ce chapitre IV, nous avons présenté les différentes études relatives à la filtration dynamique d'un aérosol liquide.

Les résultats de notre étude expérimentale nous ont permis de dégager les conclusions suivantes :

- la filtration de l'aérosol se fait en deux étapes
- durant la première phase, la perte de charge augmente assez lentement : le dépôt est constitué de gouttelettes déposées autour des fibres qui finissent par se rejoindre pour former des ponts à l'intersection des fibres ce qui comble peu à peu les interstices du filtre.
- à partir d'une masse seuil déposée notée  $w_{COLM}$ , la perte de charge augmente de façon exponentielle ce qui correspond à la présence d'un film recouvrant la surface du filtre.

Une deuxième étape de notre étude expérimentale a consisté à étudier l'influence des conditions opératoires. Ainsi, nous n'avons pas noté d'influence de la concentration amont de l'aérosol sur la gamme étudiée ( $0,29 \text{ g/Nm}^3 < C_{am} < 3,94 \text{ g/Nm}^3$ ).

Il semblerait que la façon dont les particules se déposent en début de colmatage ( $m/S < w_{COLM}$ ) ne soit pas influencée par la vitesse de filtration. Cependant la montée exponentielle se produit pour une masse seuil d'autant plus faible que la vitesse est élevée. Une corrélation expérimentale utilisable dans le cas d'un filtre ayant des caractéristiques proches de celles du filtre D309 et dans le cas d'un aérosol de DOP a été établie : la corrélation obtenue est :  $w_{COLM} = 278 / U_0^{0,18}$  ( $0,7 < U_0 < 18 \text{ cm/s}$ ).

La comparaison avec la filtration de particules solides nous a permis de constater que pour une même masse déposée, un aérosol liquide engendre une perte de charge moindre qu'un aérosol solide. La différence se situe également au niveau de la perméance du filtre qui, contrairement au cas des particules solides, augmente durant les premiers instants du colmatage.

Enfin, nous avons étudié l'influence de la tension superficielle du liquide sur l'évolution de la perte de charge. La différence essentielle est la montée exponentielle située à différentes valeurs de masse-seuil. Pour un liquide très mouillant, nous avons également constaté la présence d'un pallier en fin de manipulation correspondant à un drainage du liquide vers le bas du filtre sous l'effet de la gravité.

Notre étude expérimentale s'est achevée par une série d'essais visant à caractériser les possibilités de modifications du dépôt une fois formé. Ainsi, nous avons mis en évidence le fait qu'un réarrangement du dépôt a lieu pour un taux de colmatage élevé (proche du point de colmatage  $w_{COLM}$ ).

Enfin, dans la dernière partie de ce chapitre, consacrée à la modélisation, nous avons présenté différentes approches qui pourront être améliorées au cours de prochaines études. Le modèle de Davies supposant une augmentation du diamètre de fibres et de la compacité permet de rendre compte du début du colmatage (environ jusqu'à  $w_{COLM} / 2$ ).

Nous avons également décrit un modèle combiné permettant de rendre compte de la montée exponentielle. Ainsi, dans ce modèle, pour la fin du colmatage, on découpe le filtre en deux épaisseurs : sur la première épaisseur  $Z1$ , on suppose que le colmatage est sous forme de flaques tandis que la perte de charge du second filtre d'épaisseur  $Z2$  ( $Z2 = Z - Z1$ ) n'évolue pas.

La limite du modèle est que la partie intermédiaire (entre le début du colmatage, où le modèle de Davies rend bien compte de l'évolution de la perte de charge et la fin du colmatage où la montée exponentielle est correctement représentée) n'est pas bien décrite.

L'avantage de cette approche est qu'elle donne une bonne estimation de la perte de charge du filtre tout en appréhendant les phénomènes physiques mis en jeu lors de la filtration.

Une autre approche a consisté à bâtir une corrélation à partir de données expérimentales relatives à une vitesse de filtration  $U_0$  et à représenter l'ensemble des autres points pour toutes les vitesses. Cette relation relie la compacité du filtre à  $d_{f\text{ Davies}}$  un diamètre de Davies équivalent permettant de représenter le filtre colmaté  $d_{f\text{ Davies}} (\mu\text{m}) = 8,63 (\alpha_f - \alpha) + d_{\text{Davies}}$ . L'évolution de la perte de charge du filtre est prédite grâce à la loi de Davies utilisant la valeur de  $d_{f\text{ Davies}}$ .

Ces différentes approches restent donc à améliorer grâce à d'autres manipulations mais elles permettent néanmoins de représenter l'allure générale des courbes expérimentales.

**Bibliographie :**

- Agranovski, I. E.** (1995) Filtration of ultra-small particles on fibrous filters, *Thèse Griffith University. Faculty of Environmental Sciences.*
- Davies, C. N.** (1973) *Air filtration*, Academic Press London, New-York.
- Fairs, G.L.** (1958) High Efficiency fibre filters for the treatment of fine mists, *Transactions of the Institution of Chemical Engineers* **36**, 476-485
- Gougeon, R.** (1994) Filtration des aérosols liquides par des filtres à fibres en régime d'interception et d'inertie, *Thèse Université de Paris XII.*
- Kolganov, V. A., Radushkevich, L. V.** (1967) Izv. Akad. Nauk SSSR. Ser. Khim 6, 1208 (in Russian). Summarizes by Pich, J.(1977) Gas filtration theory, *Filtration-Principles and Practices*, (Orr. C. ed.) Part I, Marcel Dekker, New-York
- Liew, T.P., Conder, J.R.** (1985) Fine mist filtration by wet filters-I. Liquid saturation and flow resistance of fibrous filters, *Journal of Aerosol Science* **16**, 497-509
- Liew, T.P., Conder, J.R.** (1989) Fine mist filtration by wet filters-II. Efficiency of fibrous filters, *Journal of Aerosol Science* **20**, 45-57
- Mohrmann, H.** (1970) bEladung von Faserfiltern lit Aerosolen aus fussigen Partikeln, *Staub Reinhaltung der Luft* **30**, 317-321
- Payet, S., Boulaud, D., Madelaine, G., Renoux, A.** (1992) Penetration and pressure drop of a HEPA filter during loading with submicron liquid particles, *Journal of Aerosol Science* **7**, 723-735
- Schubert, H., Hogeckamp, S. , Stang, M.** (1994) Jet agglomeration and dynamic adhesion forces, *Chemical engineering and processing* **33**, 313-318
- Walsh, D.C., Stenhouse, J.I.T, Scurrah, K.L., Graef, A.** (1996) The effect of solid and liquid aerosol particle loading on fibrous filter material performance. *Journal of Aerosol Science* **27**, Suppl.1, 617-618.





## CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

Cette étude visant à décrire le processus de colmatage de filtres à fibres par différents types d'aérosols vient conforter et compléter les différents travaux jusqu'ici réalisés dans le domaine.

Dans le cas de l'aérosol solide submicronique, l'exploitation des résultats expérimentaux nous a permis de confirmer certaines conclusions déjà établies : le colmatage est caractérisé par une première phase où le dépôt est en profondeur avec formation de dendrites sur les fibres suivie d'une seconde phase avec la formation d'un gâteau en surface du filtre. La partie expérimentale a également permis d'étudier l'influence des conditions opératoires sur le comportement du medium.

L'originalité de ce travail se situe essentiellement dans la partie « caractérisation du gâteau ». Ainsi, par le biais de différentes techniques, nous avons déterminé une valeur de la compacité des particules au sein du gâteau  $\alpha_{PG}$  qui pour des tailles comprises entre 0,18 et 0,40  $\mu\text{m}$  est de l'ordre de 0,20. Grâce à l'exploitation de résultats expérimentaux issus de la littérature, nous avons pu établir une corrélation valable pour une plus large gamme : ( $0 \leq d_p \leq 3\mu\text{m}$ )  $\alpha_{PG} = 0,58 (1 - \exp(-d_p/0,53))$ .

Nous nous sommes également intéressés à la détermination du point de transition  $w_T$  entre la filtration en profondeur et la filtration en surface. Nous avons montré que  $w_T$  est une fonction linéaire de la taille des particules ( $w_T = 3,82 d_p$ ,  $0,18 \leq d_p \leq 0,40\mu\text{m}$ ), et dépend des caractéristiques du filtre : taille des fibres et compacité.

Un modèle de filtration dynamique a été développé : fondé sur la distinction de deux types de collecteurs ( les fibres d'une part, les dendrites d'autre part) pour le colmatage en profondeur et utilisant l'approche de Novick pour la filtration en surface, le modèle permet de rendre compte de l'ensemble des points expérimentaux : évolution de la perte de charge, efficacité, profil de pénétration et épaisseur du gâteau. Deux paramètres sont nécessaires à la modélisation :  $\alpha_{PG}$  qu'il est possible d'estimer par la corrélation précédente et  $\alpha_{lim}$ , paramètre caractérisant la transition entre les deux types de filtration. Ce dernier paramètre permet de représenter les filtres THE par une seule valeur  $\alpha_{lim} = 0,001$  et les filtres moyenne efficacité par la valeur  $\alpha_{lim} = 0,0003$ .

Dans le cas de l'aérosol liquide submicronique où assez peu de travaux antérieurs existent, notre étude expérimentale a permis de décrire les deux phases du colmatage en reliant l'évolution de la perte de charge à celle du dépôt : présence de gouttelettes en début de filtration qui finissent par coalescer jusqu'à former un film sur la surface du filtre. Celui-ci provoque alors une augmentation exponentielle de la perte de charge pour une masse déposée notée  $w_{COLM}$ .

La partie expérimentale a également permis d'étudier l'influence des conditions opératoires telles que la vitesse de filtration, la concentration amont de l'aérosol et la nature du liquide en particulier sa tension superficielle. Nous avons ainsi mis en évidence une différence de comportement selon que le liquide est plus ou moins mouillant.

La comparaison avec un aérosol solide nous a conduit à montrer que la perte de charge engendrée par la filtration de particules liquides était moindre.

Une dernière partie du travail expérimental concernant la stabilité du dépôt a montré qu'un réarrangement du liquide au sein du filtre pouvait s'opérer pour un taux de colmatage assez élevé.

La modélisation du comportement du filtre lors du colmatage par un aérosol liquide s'est faite par le biais de différentes approches. L'approche la plus simple a consisté à corréler une partie

des points expérimentaux et à représenter tous les autres : la corrélation obtenue permet de prédire la perte de charge d'un filtre ayant les mêmes caractéristiques que le filtre D309 colmaté par un aérosol de DOP.

Les deux autres approches, plus théoriques, abordent le problème d'un point de vue des mécanismes mis en jeu. Ainsi, l'application du modèle de Davies, supposant une augmentation du diamètre des fibres durant les premiers instants du colmatage permet de bien représenter les points expérimentaux du début de la filtration. De même, en supposant la formation de flaques sur une faible épaisseur du filtre, nous avons pu modéliser l'augmentation exponentielle de la perte de charge en fin de colmatage.

Aussi, il serait intéressant de concentrer les études futures sur la modélisation de la partie intermédiaire correspondant à un phénomène intermédiaire entre l'augmentation du diamètre des fibres et le début de la formation des plaques. La détermination du point de colmatage en fonction des caractéristiques du filtre et celles de l'aérosol nécessiterait également une étude plus complète grâce à des expériences complémentaires.

Ainsi, ce travail permet de prévoir l'évolution de la performance d'un filtre au cours du colmatage par un aérosol solide submicronique et donne plusieurs voies afin d'estimer les processus mis en jeu lors de la filtration de particules liquides. Une atmosphère polluée étant généralement constituée d'un mélange d'aérosols liquides et solides, la suite de cette étude pourrait être consacrée à la description et la modélisation des phénomènes mis en jeu lors du colmatage par les deux types d'aérosol simultanément.

## ANNEXES



## **ANNEXES du chapitre I**

**Annexe 1 : Solution des équations de courant.**



**Solutions des équations de courant :****Modèle de Kuwabara :**

$$\psi = \frac{1}{2} \frac{U_0}{Ku} \sin \theta \left( \frac{1-\alpha/2}{r} - (1-\alpha) r + 2 r \ln r - \alpha/2 r^3 \right) \text{ avec } Ku = \ln \alpha - \frac{3}{4} - \alpha^2/4 + \alpha$$

$$\text{Equation différentielle de la vitesse: } \frac{\partial U_\theta}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial U_r}{\partial \theta} + \frac{U_\theta}{r} = 0$$

**Modèle de Happel :**

$$\psi = \frac{1}{2} \frac{U_0}{Ha} \sin \theta \left( \frac{1}{r(1+\alpha^2)} - \frac{1-\alpha^2}{1+\alpha^2} r + 2 r \ln r - \frac{\alpha^2}{(1+\alpha^2)} r^3 \right)$$

$$\text{où } Ha = -1/2 \left( \ln \alpha - \frac{\alpha^2}{(1+\alpha^2)} + 1 \right)$$

$$\text{Equation différentielle de la vitesse: } \frac{\partial U_\theta}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial U_r}{\partial \theta} - \frac{U_\theta}{r} = 0$$

**Modèle de Lamb :**

$$U_r = C_L \left[ \left( 1 - \frac{r_f^2}{r^2} \right) - 2 \ln \frac{r}{r_f} \right] \cos \theta$$

$$U_\theta = C_L \left[ \left( 1 - \frac{r_f^2}{r^2} \right) + 2 \ln \frac{r}{r_f} \right] \sin \theta \quad \text{avec } C_L = \frac{U_0}{2[2 - \ln Re_f]}$$

**Modèle de Spielman et Goren :**

$$\psi = \frac{U b \left( \frac{r}{b} - \frac{b}{r} - 2 \frac{r}{b} \ln \frac{r}{b} \right)}{2 \left( -\ln (0,5 Ku^{1/2} b) - 0,5772 \right)} \sin \theta .$$





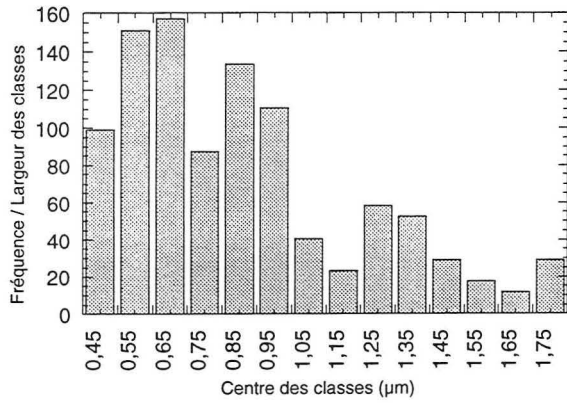
## **ANNEXES du chapitre II**

**Annexe 1 : Distribution de taille des fibres des filtres et suivi de la loi log-normale**

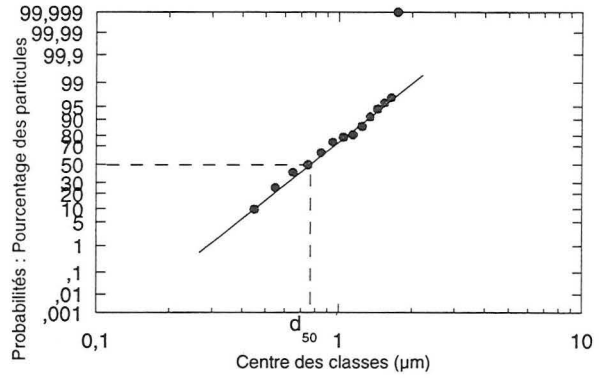
**Annexe 2 : Perte de charge des filtres vierges**

**Annexe 3 : Courbes  $\Delta P/Z$  en fonction de  $U_0$  pour les fibres fines**

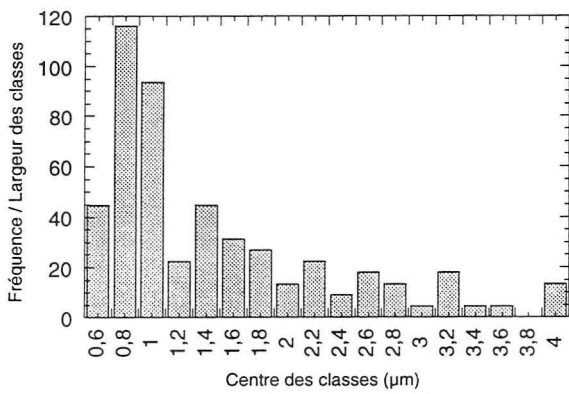




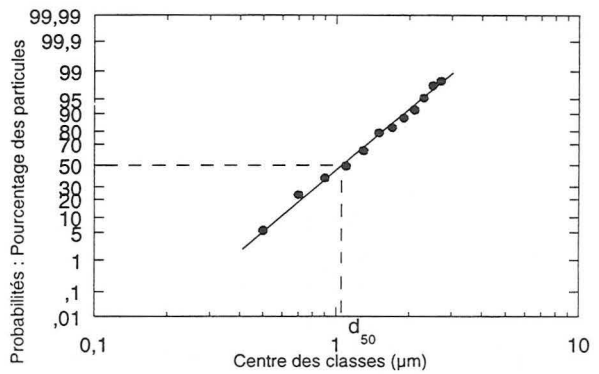
**Distribution de taille des fibres du filtre D350**



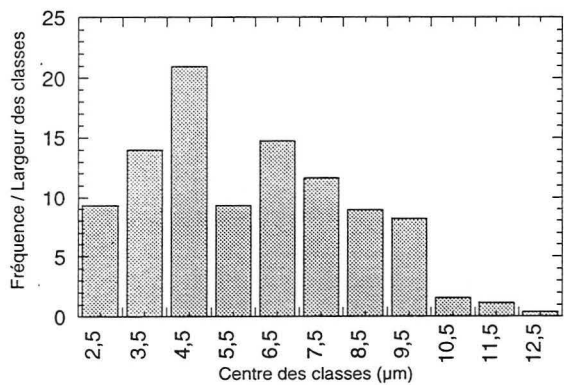
**Suivi de la loi log-normale et détermination du  $d_{50}$  (filtre D350)**



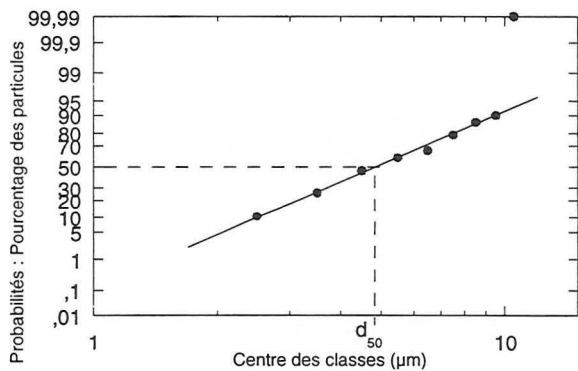
**Distribution de taille des fibres du filtre B346**



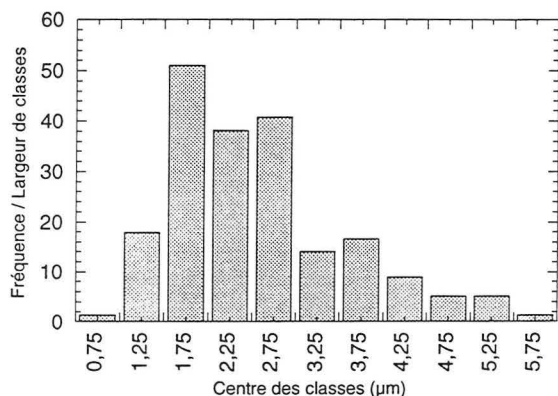
**Suivi de la loi log-normale et détermination du  $d_{50}$  (filtre B346)**



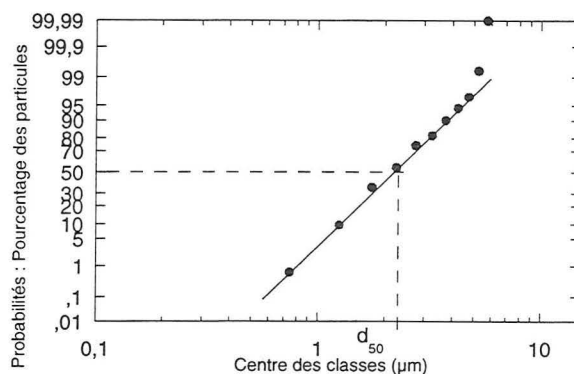
**Distribution de taille des fibres du filtre A320**



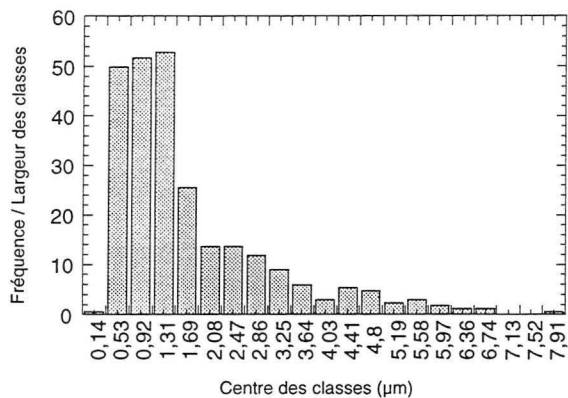
**Suivi de la loi log-normale et détermination du  $d_{50}$  (filtre A320)**



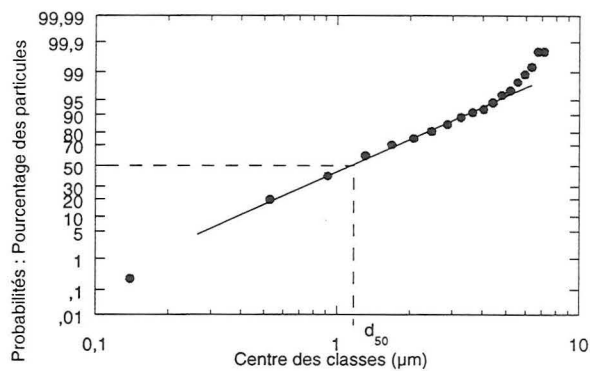
**Distribution de taille des fibres du filtre B356**



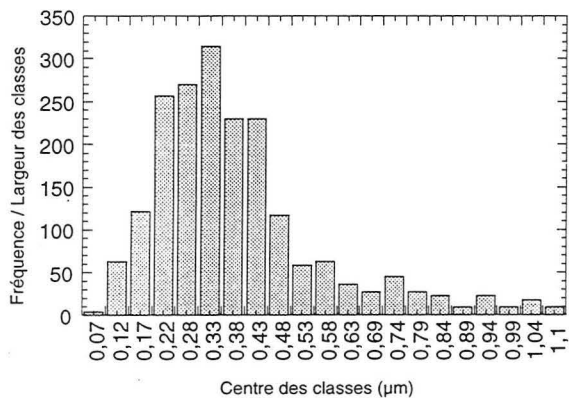
**Suivi de la loi log-normale et détermination du  $d_{50}$  (filtre B356)**



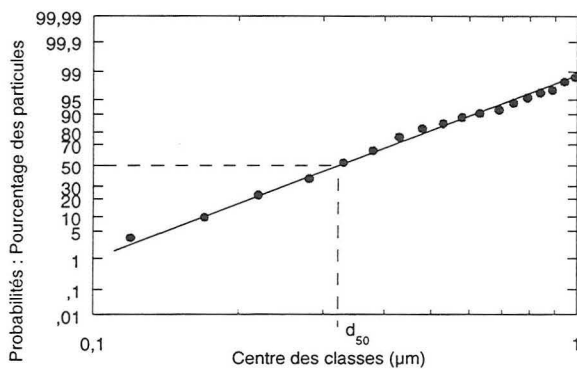
**Distribution de taille des fibres du filtre D38**



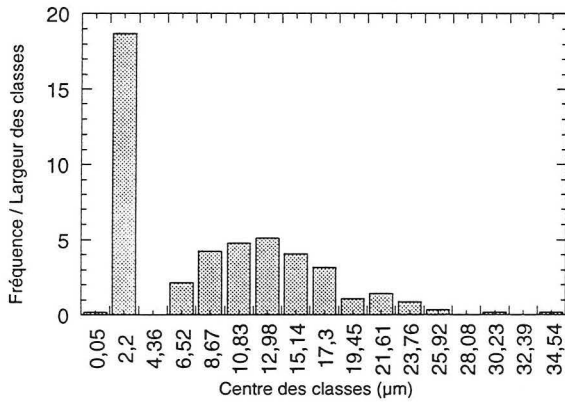
**Suivi de la loi log-normale et détermination du  $d_{50}$  (filtre D38)**



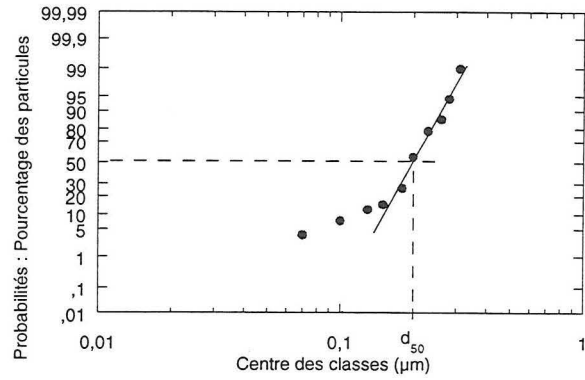
**Distribution de taille des fibres du filtre Whatman**



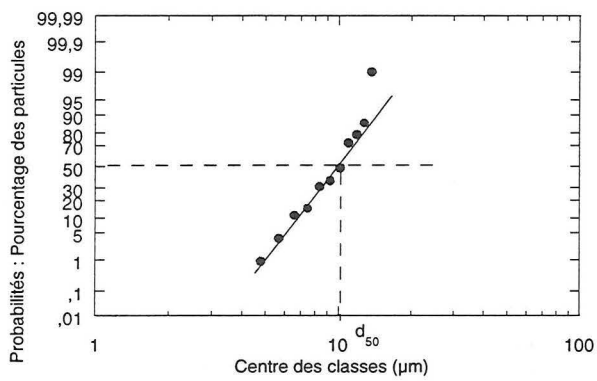
**Suivi de la loi log-normale et détermination du  $d_{50}$  (filtre Whatman)**



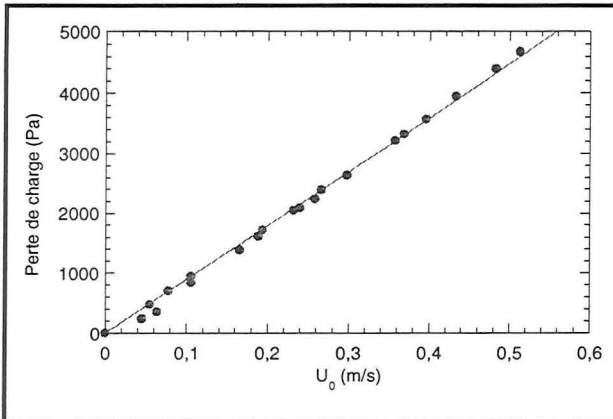
**Distribution de taille des fibres du filtre Donaldson**



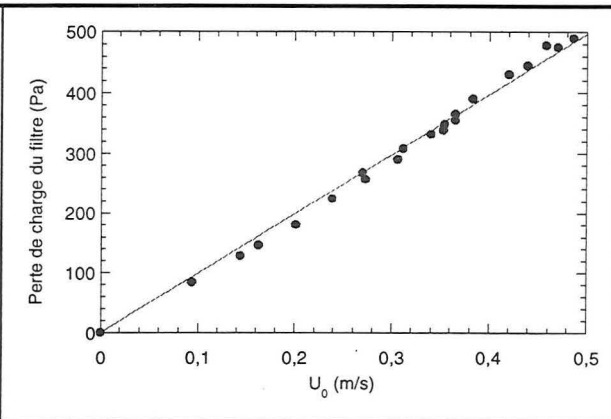
**Suivi de la loi log-normale et détermination du  $d_{50}$  (filtre Donaldson) (1ere distribution)**



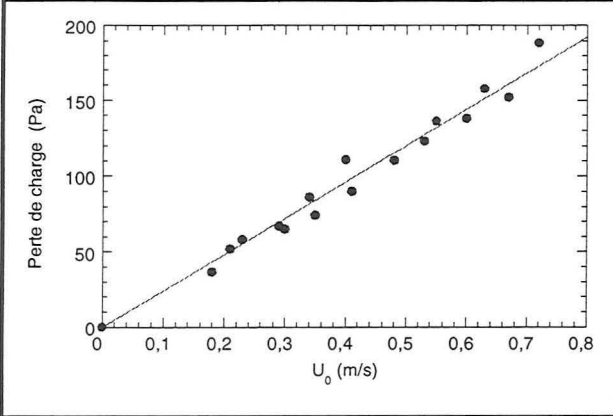
**Suivi de la loi log-normale et détermination du  $d_{50}$  (filtre Donaldson) (2e distribution)**



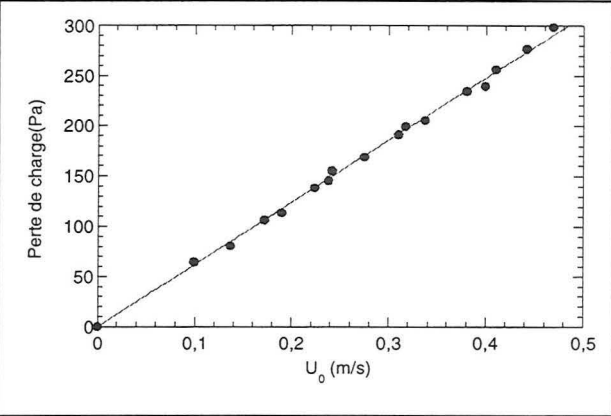
Evolution de  $\Delta P$  du filtre D350 vierge en fonction de la vitesse de l'air



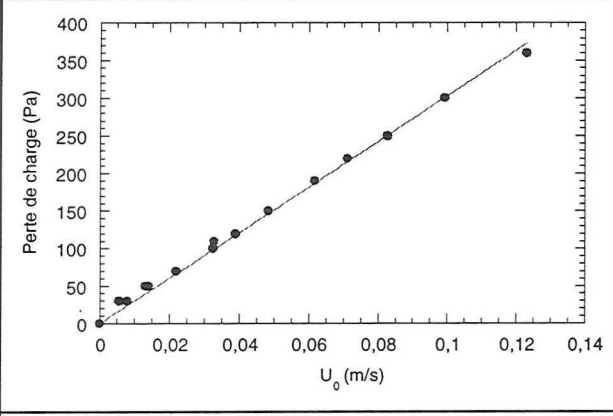
Evolution de  $\Delta P$  du filtre B346 vierge en fonction de la vitesse de l'air



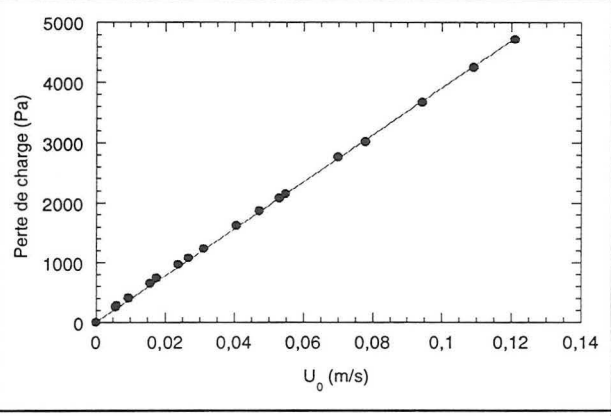
Evolution de  $\Delta P$  du filtre A320 vierge en fonction de la vitesse de l'air



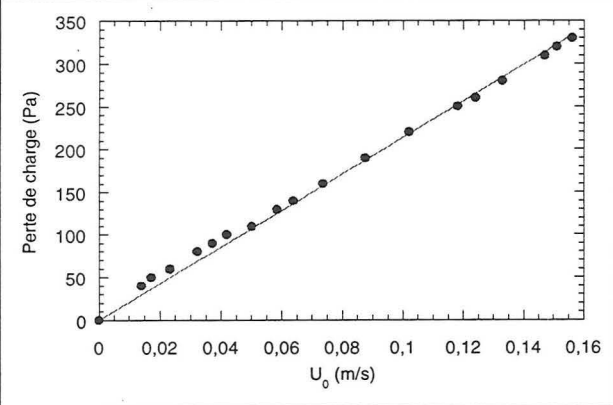
Evolution de  $\Delta P$  du filtre B356 vierge en fonction de la vitesse de l'air



Evolution de  $\Delta P$  du filtre D38 vierge en fonction de la vitesse de l'air

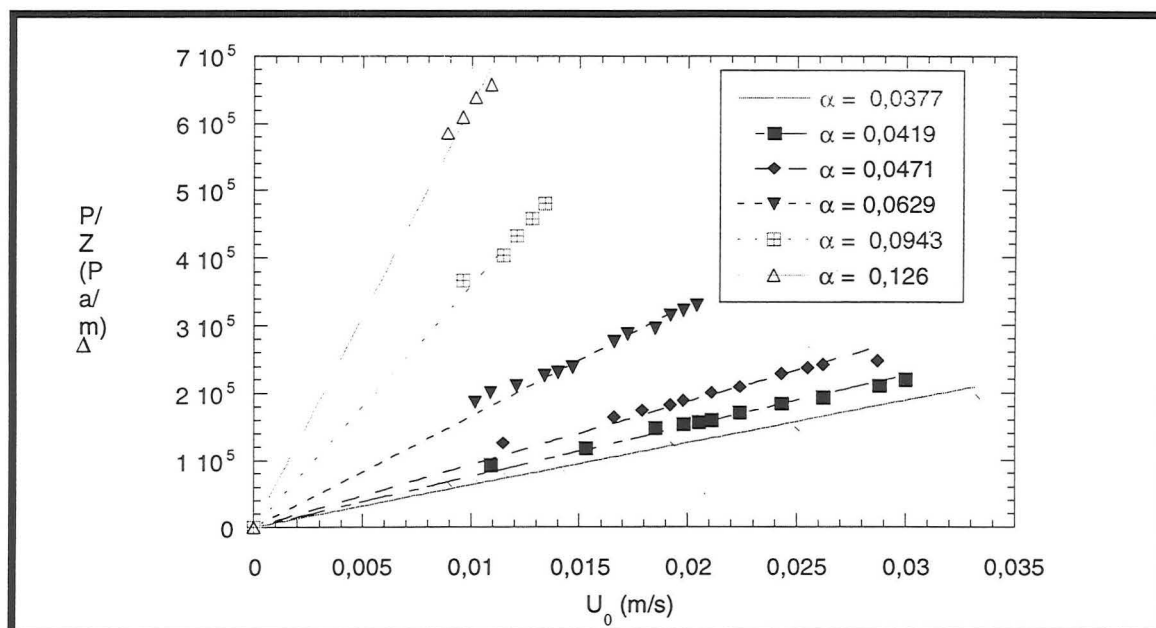


Evolution de  $\Delta P$  du filtre Whatman vierge en fonction de la vitesse de l'air



Evolution de  $\Delta P$  du filtre Donaldson vierge en fonction de la vitesse de l'air

Evolution du rapport  $\Delta P/Z$  en fonction de la vitesse de l'air  $U_0$  pour les fibres fines.







## **ANNEXES du chapitre III**

**Annexe 1 : Détails de calculs du modèle de Bergman**

**Annexe 2 : Plan du Venturi**

**Annexe 3 : Courbe d'étalonnage du Venturi**

**Annexe 4 : Plan du porte-filtre**

**Annexe 5 : Courbe d'étalonnage du fluorimètre**

**Annexe 6 : Simulations du dépôt dendritique**

**Annexe 7 : Modélisation de courbes expérimentales**

**Annexe 8 : Organigramme du programme**



### Modèle de Bergman

Bergman considère que le filtre qui se colmate est un medium constitué de deux types de collecteurs :  
 - les fibres initiales du filtre  
 - les particules collectées formant des dendrites

Cette approche consiste à additionner la perte de charge due au filtre vierge  $\Delta P_0$  et celle due à un filtre hypothétique constitué uniquement de dendrites  $\Delta P_p$ .

$$\Delta P = \Delta P_0 + \Delta P_p \quad (1)$$

Cette approche considère que les deux pertes de charge sont indépendantes ; en réalité, l'interférence des dendrites et des fibres sur leur champ d'écoulement ne peut être négligée. Bergman et al. ont tenu compte de cet effet d'interférence en augmentant respectivement la compacité des fibres et des dendrites par des facteurs  $(L_f + L_p)/L_f$  et  $(L_f + L_p)/L_p$  où  $L_f$  et  $L_p$  sont respectivement la longueur totale des fibres par unité de surface et celle des dendrites. ont les expressions suivantes :

$$L_f = \frac{4\alpha Z}{\pi d_f^2} \quad (2) \quad \text{et} \quad L_p = \frac{4\alpha_p Z}{\pi d_p^2} \quad (3)$$

Bergman et al. utilisent alors l'expression de Davies pour un filtre vierge où le terme  $(1+56\alpha^3)$  a été négligé :

$$\Delta P = 64 \mu_g U_0 Z \frac{\alpha^{3/2}}{d_f^2}$$

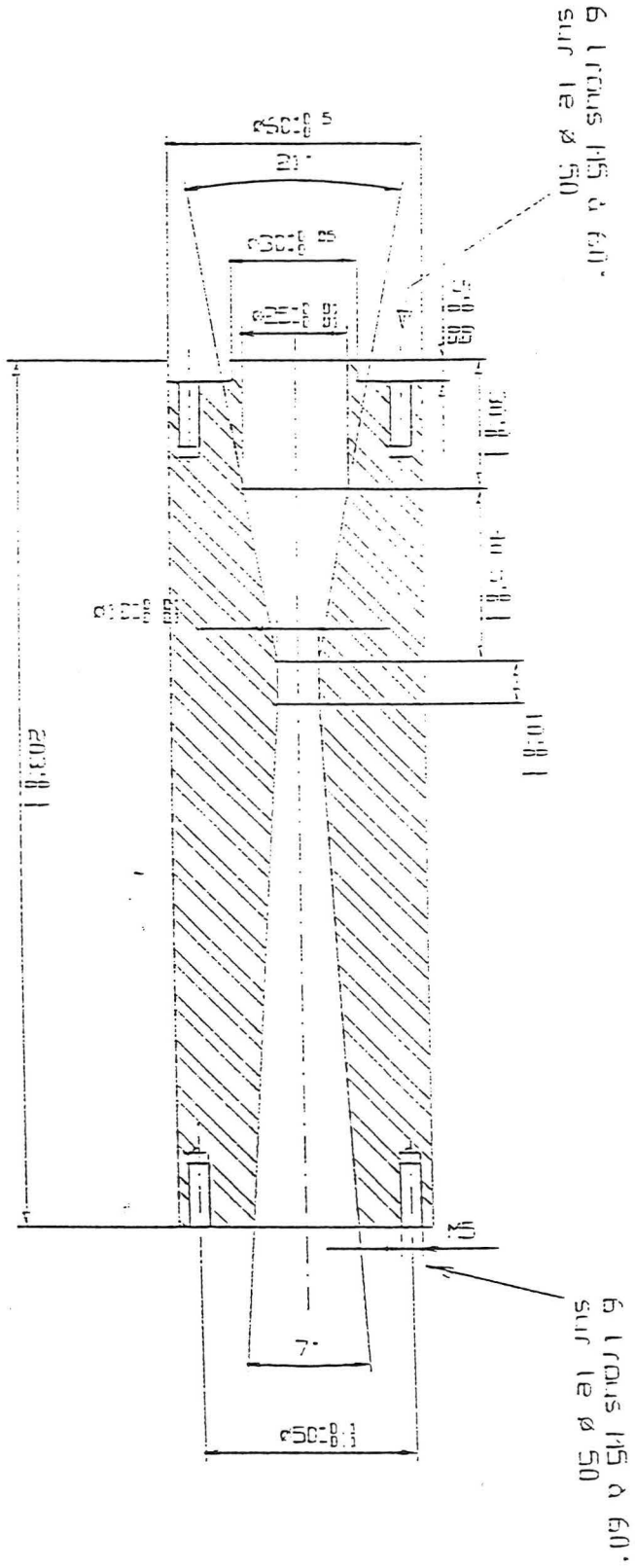
Ils présentent cette relation en fonction de la longueur des fibres :  $\Delta P = 16 \pi \mu_g U_0 L_f \alpha^{1/2}$ .

Ainsi, l'expression (1) s'écrit :  $\Delta P = 16 \pi \mu_g U_0 \left( L_f \left( \alpha \frac{L_f + L_p}{L_f} \right)^{1/2} + L_p \left( \alpha_p \frac{L_f + L_p}{L_p} \right)^{1/2} \right)$

En remplaçant  $L_p$  et  $L_f$  par les relations (2) et (3), on obtient :

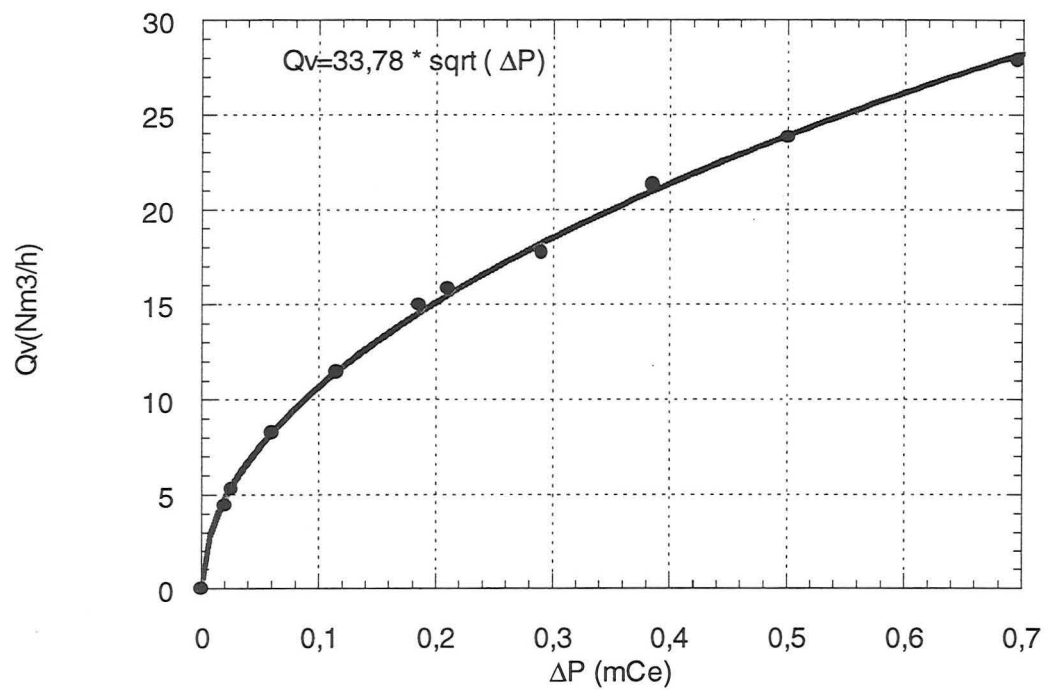
$$\Delta P = \left[ 16 \mu_g U_0 Z \left( \frac{\alpha}{r_f^2} + \frac{\alpha_p}{r_p^2} \right)^{1/2} \left( \frac{\alpha}{r_f} + \frac{\alpha_p}{r_p} \right) \right]$$

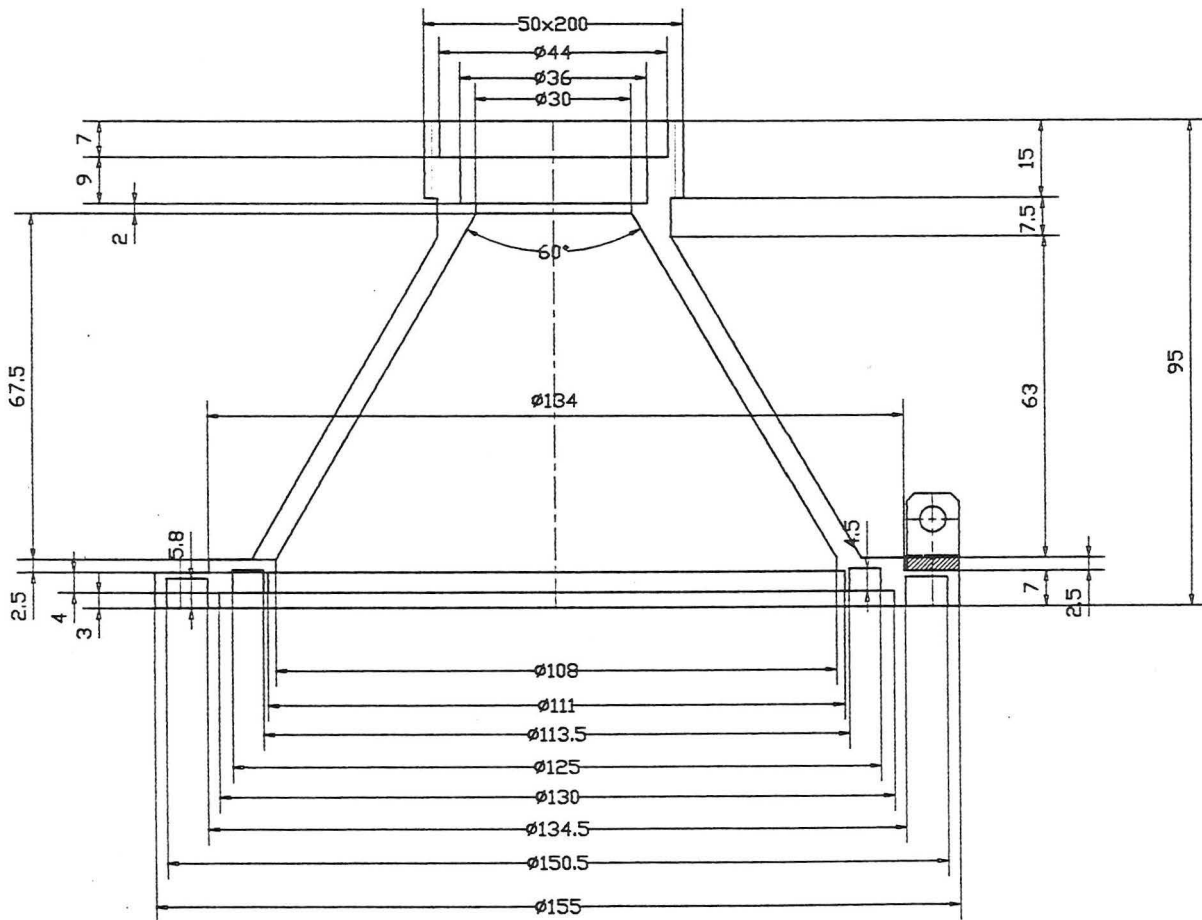
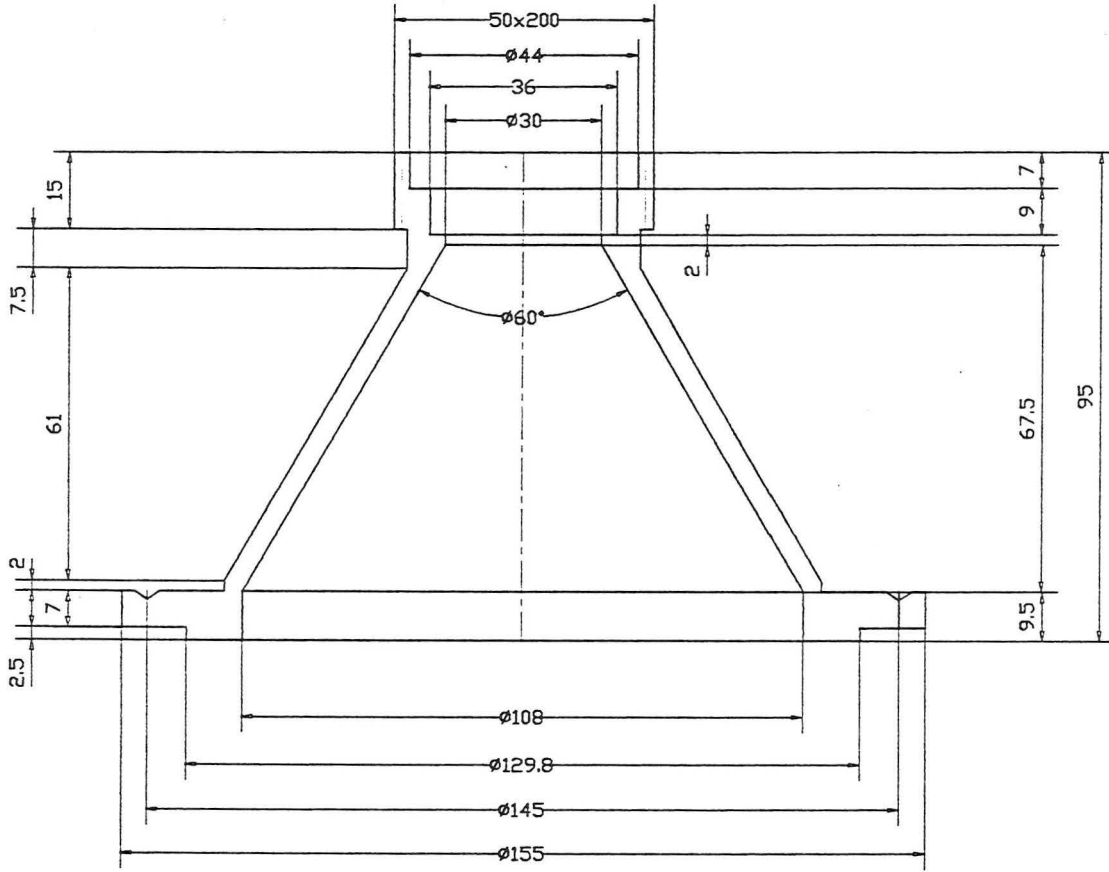
Etat de surface intérieur: POLI.  
ATTENTION: les angles de raccordement des troncs de cônes doivent être vifs.

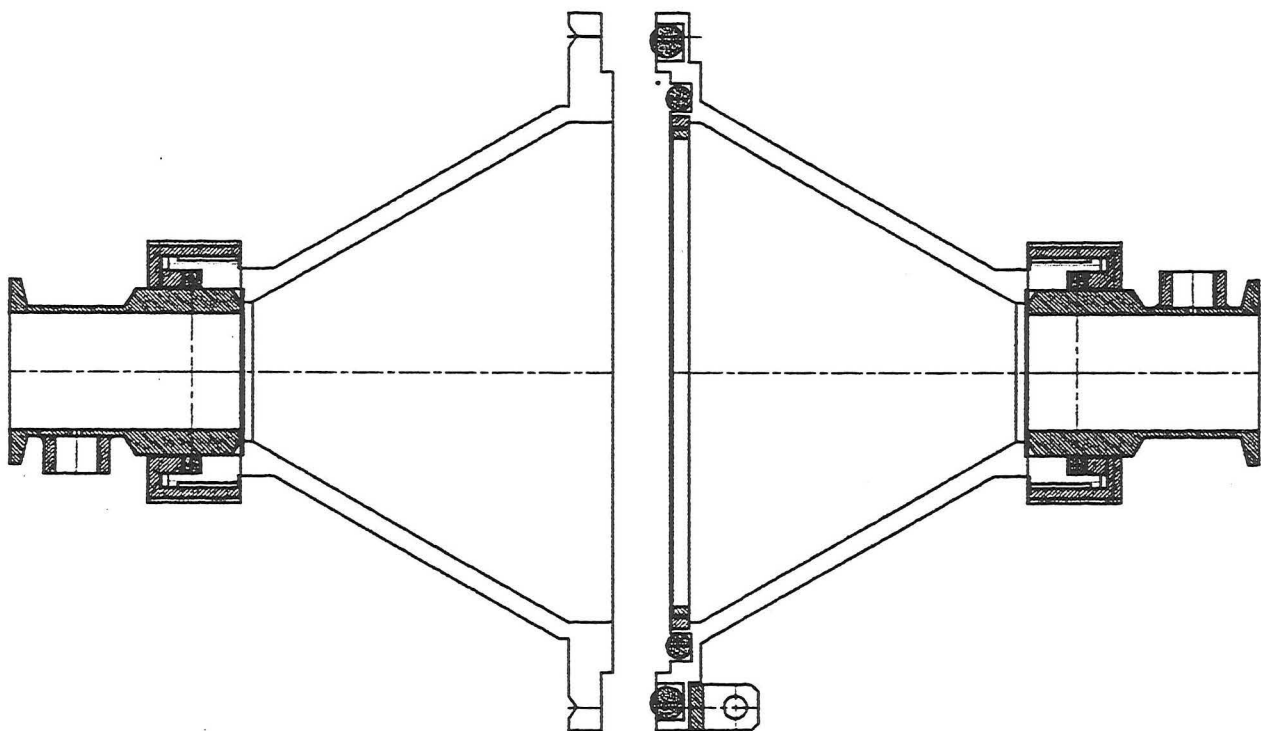
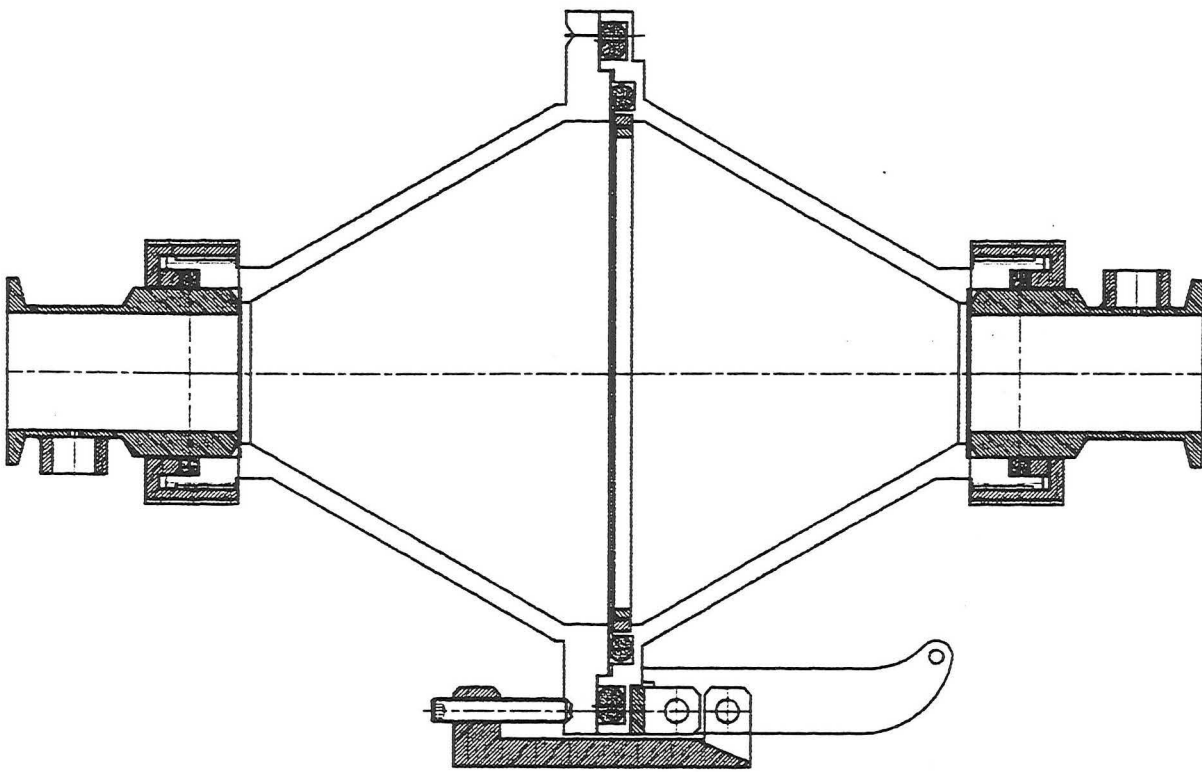


Echelle: 1		VENTURI	
I - S - G - C. GERS / TUSID		GTRFP	
Hollère. Rural		H. LE GALL	
A3		le: 09/11/95	
Nombre: 1		1	

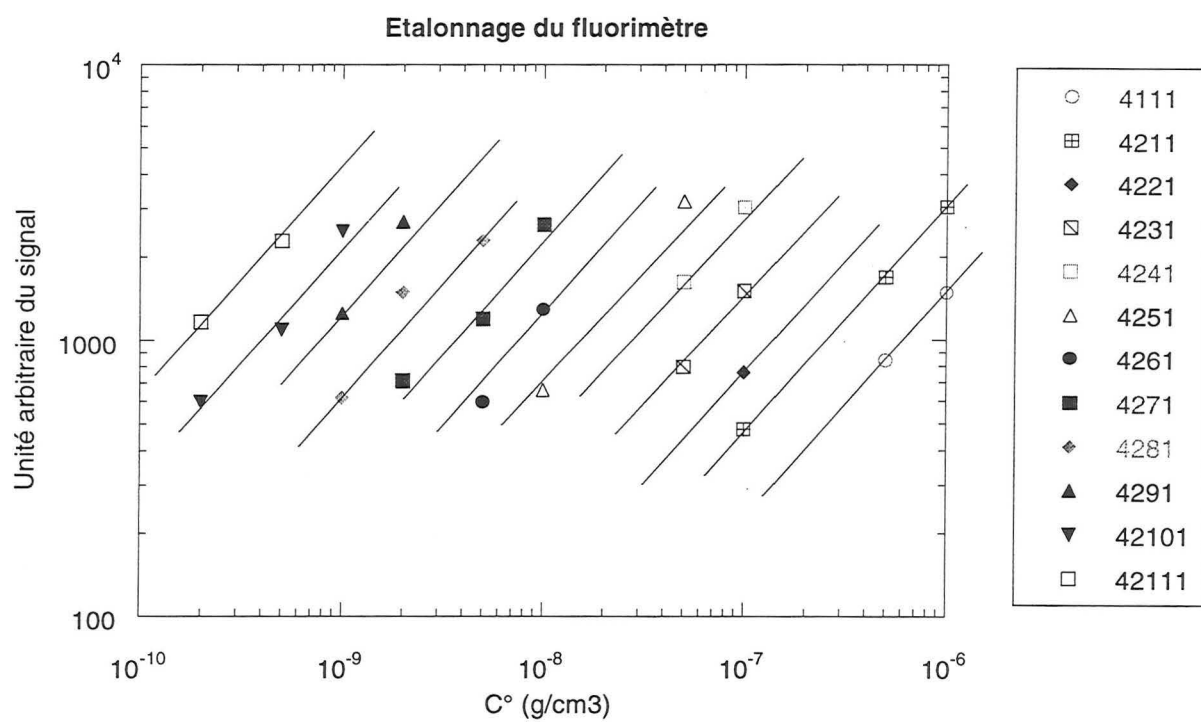
Courbe étalonnage du Venturi

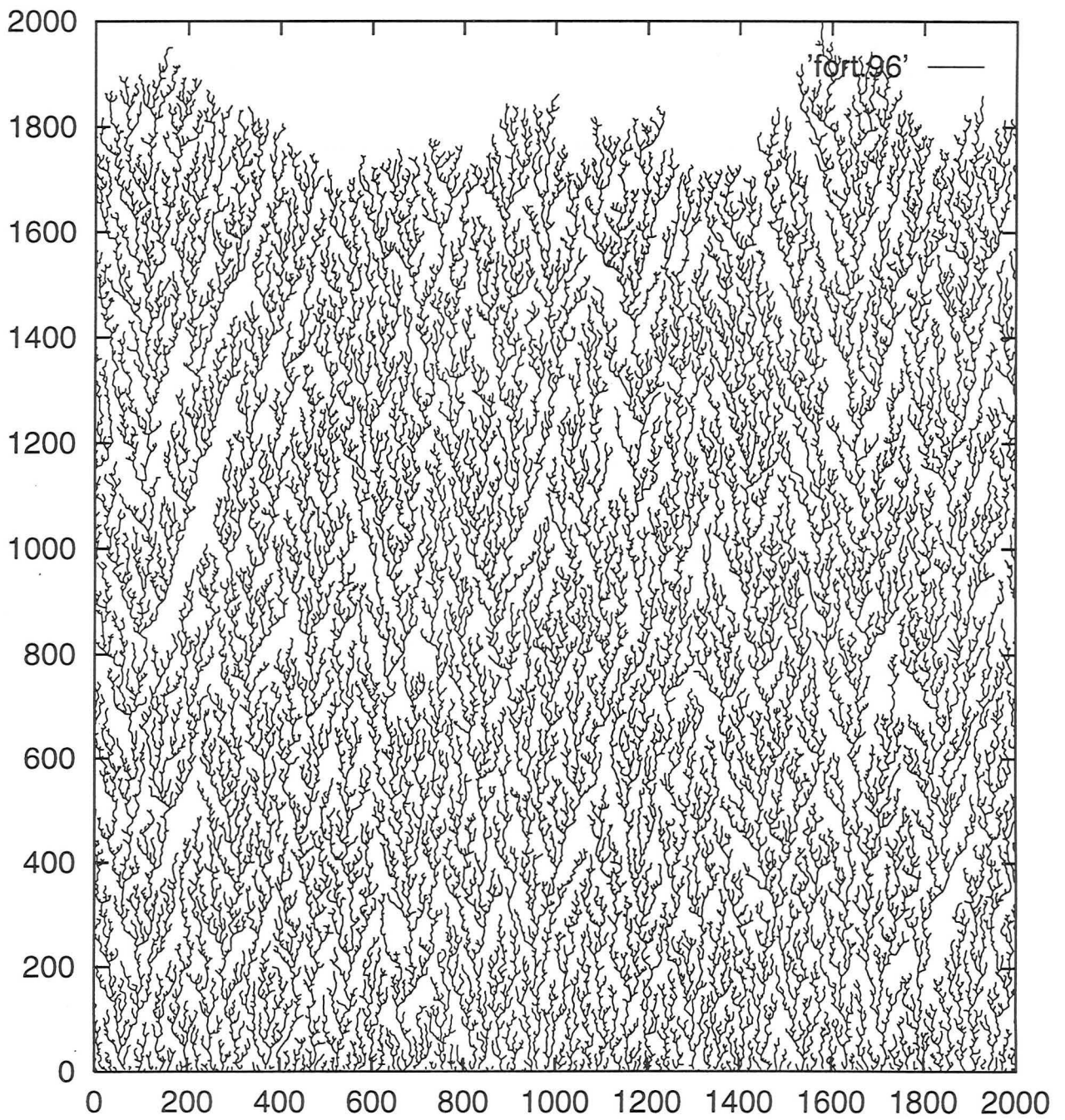


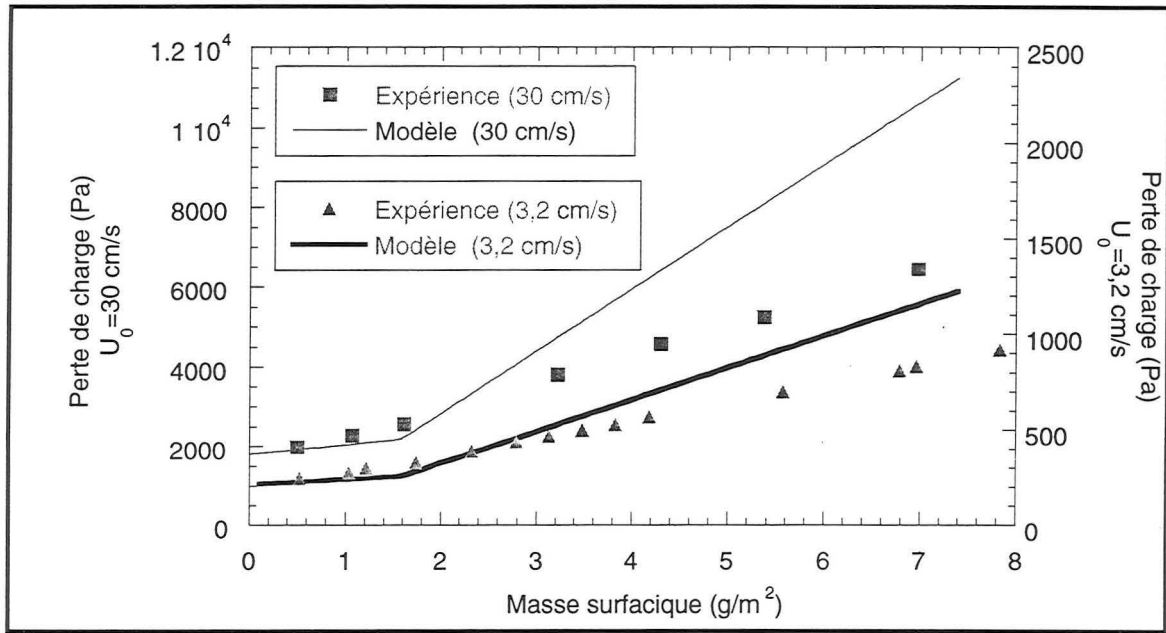




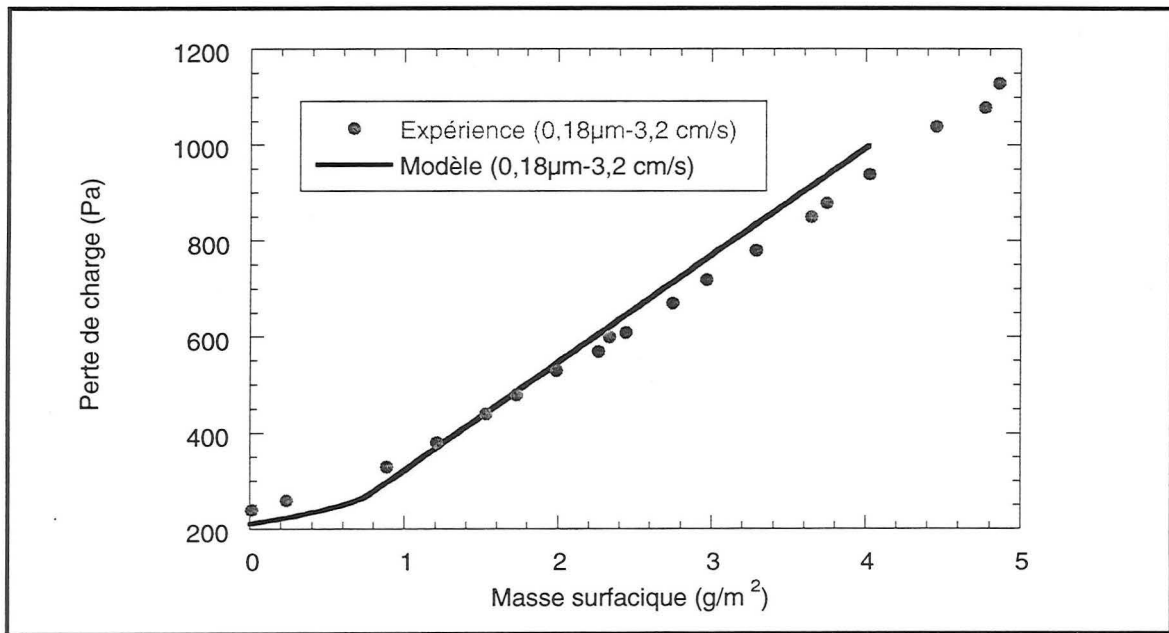




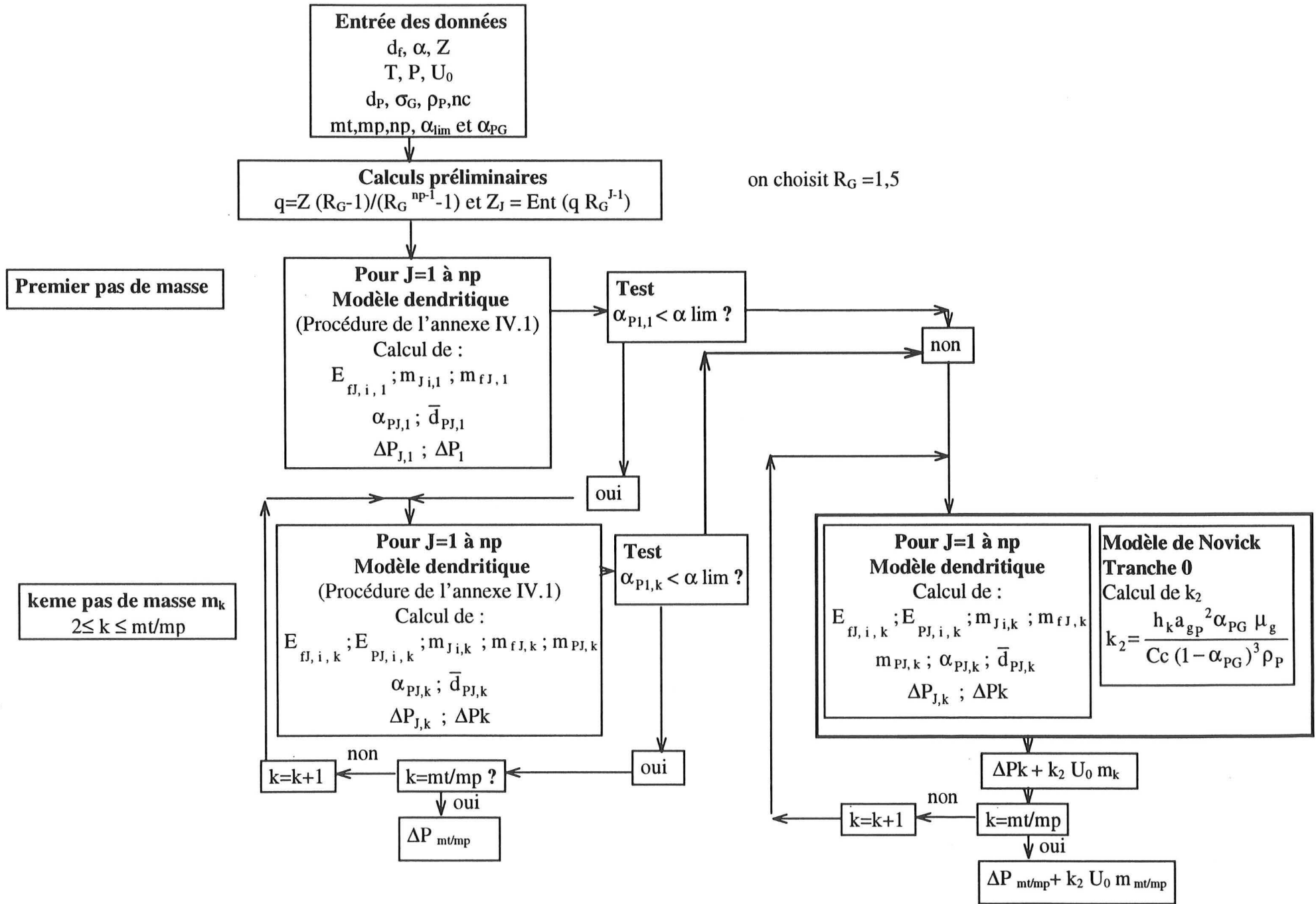




Comparaison des points expérimentaux et du modèle ( $d_p=0,40 \mu\text{m} - \alpha_{PG}=0,24$ )



Comparaison des points expérimentaux et du modèle  
 ( $d_p=0,18 \mu\text{m} - \alpha_{PG}=0,13 - U_0=3,2 \text{ cm/s}$ )

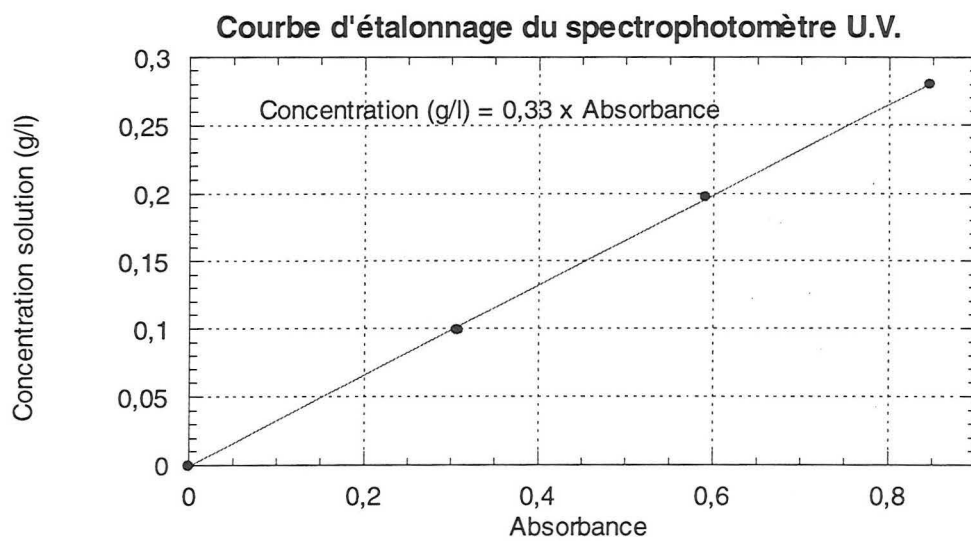




## **ANNEXES du chapitre IV**

**Annexe 1 : Principe de l'impacteur Marple**

**Annexe 2 : Courbe d'étalonnage du spectrophotomètre**



**AUTORISATION DE SOUTENANCE DE THESE  
DU DOCTORAT DE L'INSTITUT NATIONAL  
POLYTECHNIQUE DE LORRAINE**

o0o

VU LES RAPPORTS ETABLIS PAR :

**Monsieur BAEYENS Jan, Professeur, Université Catholique de Leuven (Belgique),  
Monsieur BERNISA, Professeur, Université de Savoie Le Bourget du Lac.**

Le Président de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, autorise :

**Madame PENICOT épouse BAUGE Pascale**

à soutenir devant l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE, une  
thèse intitulée :

**"Etude de la performance de filtres à fibres lors de la filtration d'aérosols  
liquides ou solides submicroniques."**


en vue de l'obtention du titre de :

**DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE**

Spécialité : **"GÉNIE DES PROCÉDÉS"**

Fait à Vandoeuvre le, **9 Octobre 1998**

Le Président de l'I.N.P.L.,

  
J. HARDY



NANCY BRABOIS  
2, AVENUE DE LA  
FORET-DE-HAYE  
BOITE POSTALE 3  
F - 5 4 5 0 1  
VANDŒUVRE CEDEX





## **Résumé:**

Cette étude concerne la filtration par un filtre à fibres d'un gaz contaminé soit par des particules solides submicroniques soit par un aérosol liquide submicronique.

Après une synthèse de l'ensemble des travaux réalisés antérieurement, nous nous intéressons dans un premier temps à caractériser les différents filtres (Très Haute Efficacité et Moyenne Efficacité) mis à notre disposition.

Les résultats expérimentaux relatifs à la filtration de particules solides nous ont permis de détailler le processus de colmatage et de décrire en particulier l'évolution de la perte de charge, de l'efficacité, du profil de pénétration de l'aérosol au sein du medium. Des observations au microscope montrent que dans une première étape du colmatage, des dendrites sont formées sur les fibres dans la profondeur du filtre et que dans une seconde étape un gâteau se construit sur la surface du filtre. L'originalité de la partie expérimentale réside dans la caractérisation du gâteau et la détermination du point de transition entre les deux phases de la filtration. Un nouveau modèle théorique a été développé et permet de rendre compte de l'ensemble des résultats expérimentaux.

La filtration d'un aérosol liquide a été décrite et a mis en évidence l'existence d'une masse seuil pour laquelle on observe une brutale augmentation de la perte de charge du filtre, correspondant à la présence d'un film liquide formé sur la surface du filtre. L'influence de certains paramètres opératoires a été étudiée ainsi que la nature de l'aérosol, en particulier la tension superficielle du liquide. Enfin, diverses approches ont permis de décrire théoriquement les phénomènes observés et d'ouvrir différentes perspectives de modélisation plus fines.

## **Clogging of fibrous filters by submicronic solid and liquid aerosol particles.**

### **Summary:**

This study deals with the filtration of submicronic solid or liquid aerosol particles by a fibrous filter. After reviewing all previous contributions on the subject, we give the results of our investigations with the view to characterize the filters at our disposal.

The experimental results concerning the filtration of solid particles have enabled the description of the clogging process and more particularly the evolution of the pressure drop, the filter efficiency and the penetration profile of the aerosol inside the filter. Scanning electron micrograph photographs have shown that during a first stage of clogging, dendrites are growing on the fibres surface inside the medium whereas a second stage is mainly characterized by the growth of a cake on the filter surface. The original aspect of the experimental work comes from the description of the cake and the determination of the transition point between both parts on clogging. A new theoretical model has been developed which is in good agreement with most experimental results.

The filtration of liquid particles has been described and proved the existence of a clogging point where the filter pressure drop suddenly and dramatically increases. This phenomena corresponds to the presence of a film on the filter surface. The influence of the operating conditions has also been studied as well as the characteristics of the liquid, in particular its surface tension. A few directions of investigations have enabled the theoretical description of the observed phenomenon with several views for a more precise modelling.

Chimie-Physique, Génie des Procédés.

Filtration, aérosol, colmatage, perte de charge, milieu fibreux, gâteau, dendrite.

Laboratoire des Sciences du Génie Chimique  
1, rue Grandville  
54000 NANCY