HAL
open science

Études expérimentale et numérique du colmatage de filtre plissé

Pierre-Colin Gervais

To cite this version:

Pierre-Colin Gervais. Études expérimentale et numérique du colmatage de filtre plissé. Autre. Université de Lorraine, 2013. Français. NNT : 2013LORR0007 . tel-01749333

HAL Id: tel-01749333

https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01749333v1

Submitted on 29 Mar 2018

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

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

UNIVERSITÉ DE LORRAINE

AVERTISSEMENT

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

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

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

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

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4
Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10
http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php
http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm

Université de Lorraine

E.D. Ressources Procédés Produits Environnement
Collegium Sciences et Technologies

Étude expérimentale et numérique du colmatage de filtres plissés

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 19 février 2013

pour l'obtention du

Doctorat de l'Université de Lorraine

spécialité Génie des Procédés et des Produits

par

Pierre-Colin Gervais

Composition du jury

Président :	**Prof. Michel Sardin**	Professeur, Université de Lorraine Directeur de l'ICÉEL
Rapporteurs :	**Dr. Martine Meireles**	Directeur de Recherche CNRS Laboratoire de Génie Chimique, Toulouse
	Dr. Jean-Francis Bloch	Maître de Conférences HDR Institut National Polytechnique de Grenoble
Examinateurs :	**Dr. Andreas Wiegmann**	CEO, Math2Market GmbH Kaiserslautern, Allemagne
	M. Laurent Ricciardi	Chef du LEMAC IRSN, Gif-sur-Yvette
	Prof. Gilles Karcher	PU-PH, Chef de service de médecine nucléaire CHU de Nancy-Brabois
	Prof. Dominique Thomas	Professeur, Université de Lorraine Directeur de thèse
	Dr. Nathalie Bardin-Monnier	Maître de Conférences, Université de Lorraine Co-directrice de thèse
Invité :	**Dr. Sylvain Poussier**	Ingénieur de Recherche, NancyCloTEP

Laboratoire Réactions et Génie des Procédés - UMR 7274 CNRS - 1 rue Grandville, 54000 Nancy

Mis en page avec la classe thloria.

Remerciements

À messieurs Gabriel Wild et Laurent Falk, directeurs successifs du Laboratoire Réactions et Génie des Procédés.

Ce travail a été réalisé au sein du LRGP à Nancy, nouvellement baptisé UMR 7274, et dans lequel j'ai pu constater que les doctorants sont accueillis dans les meilleures conditions. L'environnement scientifique ainsi que les services techniques sont extrêmement propices à notre épanouissement professionnel. Malgré quelques points de divergence, force est de reconnaître que les revendications que nous portions au conseil de laboratoire ont (presque) toujours retenu l'attention et provoqué le débat !

À madame Martine Meireles, Directrice de Recherche CNRS au Laboratoire de Génie Chimique de Toulouse et à monsieur Jean-Francis Bloch, Maître de Conférences à l'Institut National Polytechnique de Grenoble.

Je tiens à vous exprimer toute ma reconnaissance pour votre participation à ce jury et pour avoir accepté d'être les rapporteurs de ma thèse.

À monsieur le Professeur Michel Sardin, directeur de l'Institut Carnot Énergie et Environnement en Lorraine.

Je vous remercie vivement d'avoir accepté de présider ce jury.

To Dr. Andreas Wiegmann, PhD, CEO of Math2Market GmbH, Kaiserslautern.

First of all, I would like to thank you for providing us with free versions of GeoDict at the beginning of our collaboration. Thank you for the working sessions, even the late ones, which undoubtedly contributed to improving this work. Thank you also for being a part of my jury as well as your friendly support. Finally, I am very grateful to the GeoDict team which answered all of our questions and more specifically to Dr. Liping Cheng for providing us with invaluable Matlab codes !

À monsieur Laurent Ricciardi, chef du Laboratoire d'Études et de Modélisation en Aérodispersion et Confinement de l'IRSN à Gif-sur-Yvette.

Je vous remercie chaleureusement d'avoir accepté d'être présent pour ce jury.

À monsieur le Professeur Gilles Karcher, Chef de service de médecine nucléaire du Centre Hospitalier Universitaire de Nancy-Brabois, à Sylvain Poussier, Ingénieur de Recherche à NanCycloTEP et à l'ensemble des manipulateurs du service de médecine nucléaire.

Les expérimentations de visualisation du dépôt d'aérosol ont été réalisées au sein de la Plateforme NanCycloTEP du CHU de Nancy-Brabois. Je tiens à vous remercier d'avoir supporté notre projet et de nous avoir accueillis dans les meilleures conditions. Les expérimentations et les analyses n'auraient pas pu être réalisées sans le savoir-faire des membres du service et je vous suis extrêmement reconnaissant d'avoir pris le temps nécessaire.

À mon directeur de thèse, monsieur le Professeur Dominique Thomas.

Merci de la confiance que tu m'as accordée pour mener à bien ce sujet de recherche. J'ai pu, durant ces 3 années, profiter de ton expérience et de ton honnêteté intellectuelle lors de nos échanges. Merci pour les corrections que tu as apportées à ce manuscrit. Bien que parfois difficiles à déchiffrer, elles ont grandement contribué à son amélioration. Merci finalement de t'être plongé avec réussite dans LaTeX !

À ma co-directrice de thèse, madame Nathalie Bardin-Monnier.

Tu es à l'origine de ma venue au laboratoire pour cette thèse et je t'en suis grandement reconnaissant. Je tiens également à te remercier pour avoir relu ce manuscrit avec autant d'attention et d'avoir contribué à en améliorer significativement le contenu. Merci encore de m'avoir fait partager, entre autre, ton expérience de la mécanique des fluides numérique, même tard le soir dans la banlieue de Kaiserslautern. Finalement je remarque que les querelles de fin de rédaction que tu avais prédites n'ont pas eu lieu, force est de constater que j'ai eu raison, comme d'habitude !

À l'ensemble des membres de l'équipe Sécurité Aérosols Filtration et Explosion.

Merci à Jean-Christophe Appert-Collin, Augustin Charvet, Olivier Dufaud, André Laurent et Laurent Perrin pour leur accueil, leur bonne humeur et leurs conseils avisés. Merci à Jean-François Rémy pour les clichés MEB des médias fibreux bimodaux. Merci également à l'ensemble des doctorants que j'ai pu côtoyer pendant ces années, particulièrement à Nicolas Cuervo-Rodriguez pour son aide lors des analyses avec Matlab. J'ai une pensée amicale pour mon ex-collègue de bureau, Imad Khalili, à qui je souhaite la meilleure réussite.

À l'ensemble des membres de l'atelier de mécanique du LRGP, Pascal Beaurain, Alain Chérèque, Christian Blanchard, Patrick Louis, Yann Niedergang et Alain Patternote.

Votre disponibilité et votre savoir-faire ont permis la réalisation du banc expérimental. Merci entre autres pour les plans, le châssis, les buses de prélèvement, les découpes et les soudures, la remise en état du compteur volumétrique, etc...

À l'ensemble des membres du service informatique du LRGP et particulièrement à Gérard Verdier.

Merci pour ton aide aux installations de GeoDict, pour la résolution des problèmes lors des premiers lancements, pour les réponses à mes questions, etc...

À l'ensemble des membres du service instrumentation et électronique du LRGP, Abdelhakim Benhara, Franck Giovanella et Mathieu Weber.

Merci pour votre bonne humeur et pour l'installation du variateur de fréquence sur le ventilateur.

À l'ensemble des membres du service secrétariat comptabilité du LRGP et particulièrement Véronique Stolf et Claudine Pasquier-Watremez.

Merci pour votre accueil, votre gentillesse et votre disponibilité.

À l'ensemble des membres de la plateforme informatique de la faculté de Pharmacie de Nancy, Thérèse Ségovia, Alexandrine Lambert, Chloé Geller, Karine Gérardin et Francine Paulus, Rachid El Hamdani, Thibaut Véry, Pierre Apprederisse, Pierre Hureaux et Sébastien Dadé.

Merci pour votre accueil lors de ces trois années de monitorat (et pour mon ATER).

À monsieur le Professeur Patrick Alnot.

Merci de l'intérêt dont tu as fait preuve lors des moments de doutes qui ont jalonné mon cursus universitaire ; tes conseils et ton aide m'ont permis de faire mes preuves. J'aurai voulu que tu puisses partager ce petit aboutissement avec nous aujourd'hui. Mes remerciements ainsi que mes sentiments affectueux s'adressent aussi à Joëlle Lighezzolo-Alnot.

À monsieur le Professeur Jan-Kristian Krüger.

Merci de votre accueil lors de cette année passée au Laboratoire de Physique des Matériaux de l'Université du Luxembourg. Votre expérience et vos conseils m'ont permis d'approfondir mes connaissances et de me conforter dans mes objectifs scientifiques. Un grand merci également à l'ensemble de l'équipe du LPM et particulièrement à Martine Philipp et Matthieu Thomassey.

Aux collègues doctorants de la promotion Patrick Alnot du CIES de Lorraine.

Je pense plus particulièrement à Oliver Peiffert, futur Docteur en droit, et à Adrian-Marie Philippe, futur Docteur en rhéologie. Les ateliers proposés au CIES, dans le cadre de notre formation à l'enseignement, ont été des moments très intenses en termes d'enrichissement personnel et professionnel. Merci à Bernard Vitoux et à Laurence Hensch pour l'organisation, la qualité et l'originalité des formations.

À monsieur le Professeur Pascal Boulet.

Merci de m'avoir laissé l'opportunité de choisir ma voie malgré les doutes.

Aux amis, proches ou lointains.

Je vous remercie chaleureusement. Certains ne sont pas étrangers à ce qui m'arrive. Je vous avez promis d'être plus loquace pour cette version du manuscrit, alors... en fonction du classement officiel, au 19 février 2013, de la fédération internationale de "Petits-Papiers" :

Merci tout d'abord à François, célèbre pour son faible écart pupillaire et pour son rire communicatif. Tu es un modèle pour moi, auprès duquel j'ai encore beaucoup à apprendre, notamment au cours de ma future "vraie thèse" à l'IJL ! Merci également à Émilie, en qui j'ai pu découvrir une véritable compatriote. Sûrement la plus belle chorégraphie de Bob Morane que j'ai pu voir dans ma vie ! Un grand merci à ma partenaire de BTT, Fanny, d'être encore en vie malgré les trajets scandaleux en twingo, les coups de ceinture et l'oreiller feuille de vigne ; merci encore pour tes qualités rédactionnelles en anglais et pour Stéphane Bazeille. Merci à Yannou pour m'avoir introduit dans ce monde particulier, pour avoir été un partenaire de coinche exemplaire malgré tes 2 mains gauches, pour tous ces coups de folie ignominieux. J'ai une pensée pour Amara qui a supporté tout ça. À Bobo *"it doesn't breaks three legs to a duck"* Alessandreli. Merci pour les parties de cartes, d'auto-tamponneuse à pneus réels et de spaghetto : encore bravo pour ta sur-

puissance féconde. Merci à Brico de m'avoir ouvert les yeux sur la réalité [1] en me poussant dans mes derniers retranchements. Merci pour ton amitié singulière. Merci aux collègues de la coloc' : Dan, Pierre et Ab'. C'est grâce à vous que j'ai appris le sens du compromis ! Ces deux années furent quand même extraordinaires sur tous les plans. Ce n'est pas pour rien si c'est durant cette période que nous avons chacun trouvé les femmes de nos vie ; j'embrasse chaleureusement Meg, Lamia et Claire ! Merci à Sylvie pour ta spontanéité et pour m'avoir permis la plus belle des rencontres ! Bise à ton PJ et à son magnifique perfecto ! Merci à Manu pour ta dysphasie légère et ta zen attitude ! Merci à Matthieu d'avoir participé, toujours avec autant d'entrain, à mes nombreux déménagement ! Merci à Lolo pour nos soirées de solitaires et pour la qualité de tes ragots. Merci à Thomas pour ta diversité d'opinions politiques et ton goût pour le bon vin du CdM, propices aux discutions intéressantes ; une pensée amicale pour Julie. Merci aux autres membres de l'équipe 101 de l'IJL (et/ou anciens du LPM) : Steph et Béa, JB, Fred, Sylvain, pour les bonnes soirées au PSM ou ailleurs. À tous les endroits magiques où j'ai pu être accueilli pour décompresser durant cette décennie à Nancy : merci à Berns, Tintin, Nico, Isa, Johann, Karim, Annick et j'en oublie. Merci à Phi-sciences pour toutes ces rencontres : les connards dont Nonoli et Nicolef, les joueurs de cartes dont John et Tétienne, ... À Rom, merci pour ton accueil à Thionthion, pour nos séances au café des Trams et les *Zwee grousse Béier, wann ech gelift !* Merci aux copains de jeunesse chaumontaise, Geo et JiB, pour votre participation à ma biographie. Merci à Makshmi, Patoche, Marie-Laure, Dariny et Marie-Christine pour l'organisation du pot de thèse. Merci aux collègues du LRGP, au sens large et extraprofessionnel, pour ces 3 années. Merci à Christophe, Jérôme et Céline, Jacqueline, Elsa et Claire. Merci finalement à tous ceux qui ont pensé à moi le 19 février 2013.

À toute ma famille.

Je vous aime, simplement. Merci de m'avoir permis d'être celui que je suis devenu.

Merci à ma petite sœur, Valentine, d'être venue assister à ma soutenance. Je te souhaite sincèrement d'avoir trouvé ta voie. À ma grande sœur, Capucine. Merci pour ton écoute, nos échanges et ton regard singulier sur la vie.

Papa, merci pour tout, depuis toujours. Vous avez toujours toujours cru en moi et je suis heureux de vous avoir rendu fiers. Ma petite Maman, tu demeureras à chaque instant dans mon cœur ; je te dédie ce mémoire.

Merci finalement à Lakshmi. Il m'est impossible d'expliquer ici le rôle que tu as joué durant ces dernières années ; il a pourtant été nécessaire à la bonne réalisation de ce travail. Merci pour Clémentine, notre plus belle réalisation. Merci de m'accompagner chaque jour, pour le meilleur et pour le pire...

1. *"La réalité, c'est l'illusion créée par l'absence de drogues." R. Desjardins.*

Aux 2 femmes de ma vie.
À mon père.
En souvenir de ma maman.

Table des matières

Table des figures **xiii**

Liste des tableaux **xix**

Liste des symboles **xxi**

Introduction **1**

Chapitre 1
État de l'Art

1.1 La filtration des aérosols par les médias fibreux 5
1.1.1 Introduction 5
1.1.2 Performances des médias fibreux en filtration 6
1.1.2.1 Efficacité de collecte 6
1.1.2.2 Classification des filtres à fibres 9
1.1.2.3 Perte de charge des filtres 11
1.1.3 Conception des filtres à fibres 11
1.1.3.1 Médias fibreux non-tissés 11
1.1.3.2 Filtres plissés 11
1.1.4 Problématique liée à l'évolution de la perte de charge au cours du colmatage des filtres plissés 15
1.1.5 Influence des conditions opératoires sur la perte de charge 16
1.1.5.1 Morphologie et granulométrie des aérosols 16
1.1.5.2 Conditions de filtration 17
1.2 Modélisation de l'écoulement dans des médias fibreux plans vierges 21
1.2.1 Milieux fibreux et loi de Darcy 21
1.2.2 Modèles de perméabilité de médias fibreux 23
1.3 Modélisation du colmatage des médias fibreux plans 25
1.3.1 Colmatage en profondeur 25

1.3.1.1 Modèle de Davies 25
1.3.1.2 Modèle de Bergman 25
1.3.1.3 Modèle de Letourneau 26
1.3.2 Colmatage en surface 27
1.3.2.1 Modèle de Novick 27
1.3.3 Colmatage en profondeur et en surface 28
1.3.3.1 Modèle de Thomas 28
1.4 Modélisation de la perte de charge des filtres plissés vierges 30
1.4.1 Modèles numériques 30
1.4.1.1 Modèle de Raber 30
1.4.1.2 Modèle de Yu et Goulding 31
1.4.1.3 Modèle de Chen 33
1.4.1.4 Modèle de Rebaï 35
1.4.2 Modèles phénoménologiques 37
1.4.2.1 Modèles de DelFabbro 37
1.4.2.2 Modèle de Callé-Chazelet 40
1.4.3 Conclusion sur la modélisation des écoulements dans les filtres plissés vierges 42
1.5 Modélisation du colmatage dans des filtres plissés 43
1.5.1 Modèles numériques 43
1.5.1.1 Modèle de Rebaï 43
1.5.2 Modèles phénoménologiques 46
1.5.2.1 Modèle de DelFabbro 46
1.5.2.2 Modèle de Hettkamp 49
1.5.3 Conclusion sur la modélisation du colmatage dans les médias fibreux . . . 52

Chapitre 2
Simulation numérique des écoulements et de la filtration

2.1 Introduction à l'approche numérique 55
2.2 Le code de calcul GeoDict 56
2.2.1 Généralités 56
2.2.2 Méthode numérique des volumes finis 57
2.2.3 Création des microstructures 58
2.2.3.1 Domaine de calcul 58
2.2.3.2 Stratégie de maillage 59
2.2.3.3 Exemples de systèmes 60
2.2.4 Résolution des écoulements 63
2.2.4.1 Exemple de l'écoulement de Stokes-Brinkman 63

2.2.4.2 Discrétisation 65
2.2.4.3 Exemple de solution : cas de plis poreux 66
2.2.5 Description du mouvement des particules 71
2.2.5.1 Équations de transport des particules dans l'écoulement 71
2.2.5.2 Modèle de collision et de dépôt 72
2.2.5.3 Voxels poreux à perméabilité variable 73
2.2.6 Structure tridimensionnelle issue de microtomographie 74
2.3 Conclusion 75

Chapitre 3
Écoulements au sein des médias fibreux vierges

3.1 Introduction et objectifs 79
3.2 Perméabilité des médias plans composés d'un mélange binaire de fibres 80
3.2.1 Introduction 80
3.2.2 Modèles analytiques de perméabilité 81
3.2.2.1 Modèles basés sur la perméabilité adimensionnelle de Jackson et James 81
3.2.2.2 Modèle basé sur la longueur spécifique des fibres 82
3.2.2.3 Modèle basé sur la surface spécifique de couche fibreuse 83
3.2.3 Mesures expérimentales de perte de charge 85
3.2.4 Simulations numériques 86
3.2.4.1 Conception des microstructures avec FiberGeo 86
3.2.4.2 Résolution des écoulements avec FlowDict 89
3.2.5 Résultats 90
3.2.5.1 Comparaison avec les résultats expérimentaux 90
3.2.5.2 Modèles prédictifs de perméabilité 92
3.2.6 Conclusion 100
3.3 Perte de charge des médias plissés THE vierges 102
3.3.1 Introduction 102
3.3.2 Simulations numériques 103
3.3.2.1 Conception du pli poreux et résolution des écoulements avec GeoDict 103
3.3.2.2 Création de la géométrie et résolution des écoulements avec Fluent 104
3.3.3 Résultats 106
3.3.3.1 Écoulement visqueux 106
3.3.3.2 Prise en compte du terme inertiel 108
3.3.3.3 Comparaison avec les résultats expérimentaux 112

3.3.4 Conclusion 115
3.4 Conclusion et perspectives sur les écoulements saturés au sein des médias fibreux vierges 116

Chapitre 4
Comportement des filtres plissés au cours du colmatage

4.1 Visualisation du dépôt d'aérosol dans les filtres plissés 119
4.1.1 Introduction 119
4.1.2 Matériels 120
4.1.2.1 Description des filtres nucléaires minis-plis 120
4.1.2.2 Description du banc d'essais 121
4.1.3 Techniques de visualisation tomographique 123
4.1.3.1 Tomographie d'émission monophotonique 123
4.1.3.2 Tomographie aux rayons X 127
4.1.3.3 Méthodes d'acquisition 127
4.1.4 Visualisation du dépôt initial d'aérosol 129
4.1.4.1 Protocole expérimental 129
4.1.4.2 Résultats expérimentaux 129
4.1.4.3 Conclusions sur la visualisation du dépôt initial d'aérosol dans les filtres plissés 132
4.1.5 Visualisation du dépôt d'aérosol dans des filtres précolmatés 133
4.1.5.1 Protocole expérimental 133
4.1.5.2 Résultats expérimentaux 135
4.1.5.3 Conclusions sur la visualisation du dépôt d'aérosol dans des filtres précolmatés 139
4.2 Simulation de la filtration dans les filtres plissés avec GeoDict 140
4.2.1 Introduction 140
4.2.2 Simulation du dépôt initial d'aérosol dans les filtres plissés 141
4.2.3 Simulation du colmatage dans les filtres plissés 143
4.2.4 Conclusion 145
4.3 Conclusion et perspectives sur le comportement des filtres plissés au cours du colmatage 146

Conclusion générale et perspectives **147**

Bibliographie **155**

Annexes **165**

Annexe A
Description mathématique des écoulements : les équations de conservation

A.1 Théorème de transport de Reynolds 168
A.2 Expression de la conservation de la masse 169
A.3 Expression de la conservation de la quantité de mouvement 169
A.3.1 L'équation d'Euler 170
A.3.2 L'équation de Navier-Stokes 170
A.3.3 L'équation de Stokes 171

Annexe B
Calculs et considérations géométriques sur les médias fibreux

B.1 Calcul de la longueur spécifique 174
B.2 Calcul de la surface spécifique de couche fibreuse 174
B.3 Expression de r à partir du modèle basé sur la longueur spécifique des fibres . . . 175

Annexe C
Images résultantes des couplages des acquisitions en TEMP et rayons X

Annexe D
Photographies de la surface des filtres après l'étape de colmatage

Table des figures

1.1 Schéma du mécanisme de collecte par diffusion brownienne [Bémer *et al.*, 2006]. . 7
1.2 Schéma du mécanisme de collecte par interception [Bémer *et al.*, 2006]. 8
1.3 Schéma du mécanisme de collecte par impaction inertielle [Bémer *et al.*, 2006]. . . 8
1.4 Évolution de l'efficacité de collecte d'une fibre en fonction du diamètre des particules - influence des mécanismes de collecte [Bémer *et al.*, 2006]. 9
1.5 Caractérisation géométriques des filtres plissés par le pas et la hauteur de pli. . . 12
1.6 Ensemble de filtres plissés en forme de cartouche [SSFilters, 2012]. 12
1.7 Filtres plissés en forme de panneau [CamfilFarr, 2012]. 12
1.8 Filtres plissés en forme de multidièdre [CamfilFarr, 2012]. 13
1.9 Technique de plissage à plis profonds [BD biosciences, 2012]. 13
1.10 Machine de plissage à petit plis [Kanwal Enterprises, 2012]. 14
1.11 Évolution schématique de la ΔP d'un filtre plissé par un aérosol solide [Del Fabbro, 2001]. 15
1.12 cliché MEB d'un dépôt dendritique d'aérosol submicronique. 16
1.13 cliché MEB d'un dépôt d'agglomérats d'aérosol micronique d'alumine. 16
1.14 Évolution de la perte de charge relative à la vitesse de filtration en fonction de la masse surfacique de particules collectées : illustration de l'influence du diamètre des particules [Thomas, 2001]. 17
1.15 Évolution de la perte de charge d'un filtre plissé en fonction de la masse surfacique de particules collectées : illustration de l'influence du diamètre des particules [Bouilloux *et al.*, 2003]. 18
1.16 Évolution de la perte de charge relative à la vitesse de filtration en fonction de la masse surfacique de particules submicroniques collectées : illustration de l'influence de la vitesse de filtration [Thomas *et al.*, 2001]. 18
1.17 Évolution de la perte de charge relative à la vitesse de filtration en fonction de la masse surfacique de particules microniques collectées : illustration de l'influence de la vitesse de filtration [Thomas, 2001]. 19
1.18 Évolution de la perte de charge relative à la vitesse de filtration en fonction de la masse de particules collectées : illustration de l'influence de la vitesse de filtration [Bouilloux *et al.*, 2003]. 20
1.19 Schématisation de l'influence de la vitesse de filtration sur l'hétérogénéité du dépôt de particules le long de la hauteur des plis [Del Fabbro, 2001]. 20
1.20 Évolution des expressions de perméabilité adimensionnelle en fonction de la fraction de volume solide. 24
1.21 Schéma de principe du modèle de Thomas [Thomas *et al.*, 2001]. 29
1.22 Schématisation du demi-pli idéal et discrétisation en éléments finis [Raber, 1982] 30

1.23 Schématisation d'un mini-pli et discrétisation en éléments finis [Yu et Goulding, 1992]. 31
1.24 Schématisation du demi-pli représentant le domaine de calcul [Chen *et al.*, 1995]. 34
1.25 Schématisation des demis-pli U et V [Rebaï *et al.*, 2010]. 35
1.26 Évolutions de la perte de charge de filtres plissés, h=25mm, issues des expériences et des modèles, en fonction de la vitesse de filtration [Rebaï *et al.*, 2010]. 36
1.27 Évolutions de la perte de charge de filtres plissés, h=51mm, issues des expériences et des modèles, en fonction de la vitesse de filtration [Rebaï *et al.*, 2010]. 36
1.28 Évolutions de la perte de charge de filtres plissés THE, issues des expériences et du modèle, en fonction de la vitesse de filtration [Del Fabbro, 2001]. 39
1.29 Évolutions de la perte de charge d'un filtre plissé THE, issues des expériences et des modèles, en fonction de la vitesse de filtration [Callé-Chazelet *et al.*, 2007]. . 41
1.30 Évolution de la ΔP d'un filtre plan fibreux en fonction de la masse de particules collectées [Rebaï *et al.*, 2009]. 43
1.31 Évolution expérimentale et numérique de la ΔP d'un filtre plissé en fonction de la masse de particules collectées [Rebaï *et al.*, 2009]. 45
1.32 Paramètres géométriques et notations utilisées pour modéliser la réduction de surface de filtration de plis [Del Fabbro, 2001]. 46
1.33 Évolutions de la perte de charge de filtres plissés THE, issues des expériences et du modèle, en fonction de masse surfacique de particules collectées, pour 2 vitesses de filtration [Del Fabbro, 2001]. 48
1.34 Modèle de pli en V idéalisé. La section plate en fond de pli représente l'hypothèse de non-pénétration de l'écoulement dans la zone inférieure obstruée [Hettkamp *et al.*, 2012]. 50
1.35 Comparaison des résultats issus du modèle et des simulations, pour les plis en forme de U [Hettkamp *et al.*, 2012]. 51
1.36 Comparaison des résultats issus du modèle et des simulations, pour les plis en forme de V [Hettkamp *et al.*, 2012]. 51

2.1 Illustration du caractère multi-échelles de la filtration de particules [Wiegmann, 2012b]. 56
2.2 Organigramme représentant la démarche logique de l'utilisation de GeoDict [Geryes, 2009]. 57
2.3 Microstructures fibreuses générées avec GeoDict. Influence du type de calcul sur la création du domaine 59
2.4 Domaine de calcul de 4×4 cellules 60
2.5 Évolution de la densité de population de fibres en fonction du paramètre d'anisotropie. 61
2.6 Microstructures tridimensionnelles représentant un média fibreux non-tissé générées avec le module FiberGeo [GeoDict, 2012b]. 62
2.7 Représentation tridimensionnelle d'un pli poreux et des supports filaires intérieurs et extérieurs générés avec le module PleatGeo [GeoDict, 2012b]. 62
2.8 Microstructure tridimensionnelle représentant un media fibreux tissé généré avec le module WeaveGeo [GeoDict, 2012b]. 62
2.9 Vitesse du fluide en fonction de la perte de charge résultante, illustration du choix du solveur dans GeoDict en fonction des conditions opératoires [GeoDict, 2012a]. 63
2.10 Domaine de calcul de 4×4 cellules, illustration de la condition aux limites périodique. 68

2.11 Domaine de calcul de 4×4 cellules, illustration de la condition aux limites de non-glissement . . . 69
2.12 Illustration du modèle *Caught on first touch* et de l'intégration de la particule dans la structure [Wiegmann, 2009]. . . . 72
2.13 Voxels poreux à perméabilité variable [Cheng *et al.*, 2012]. . . . 73
2.14 Démarche de conception de média poreux assistée par ordinateur [Wiegmann, 2012b]. . . . 74

3.1 Évolution du rapport des perméabilités adimensionnelles en fonction de la fraction de volume solide. . . . 84
3.2 Perméabilité simulée *vs* perméabilité mesurée : influence de l'orientation des fibres à travers le plan xy. . . . 87
3.3 Perméabilité simulée *vs* perméabilité mesurée : influence de l'orientation des fibres dans le plan xy. . . . 87
3.4 a) Cliché MEB du média K. b) Vue du média virtuel K généré avec GeoDict. . . 88
3.5 Exemple de microstructure fibreuse virtuelle modélisant le média H, l'image est orientée suivant le sens de l'écoulement. . . . 89
3.6 Visualisation du champ de pression obtenu après résolution de l'écoulement dans la microstructure ci-contre. . . . 89
3.7 Perméabilités calculées *vs* valeurs expérimentales de perméabilité. Comparaison entre six modèles prédictifs et les valeurs simulées pour les médias fabriqués par GEMTEX. . . . 90
3.8 Perméabilités calculées, mesurées et simulées *vs* fraction massique de fibres épaisses. Comparaison entre six modèles prédictifs pour les médias de Sakano *et al.* [2000]. 92
3.9 Perméabilités calculées et simulées *vs* fraction massique de fibres épaisses. Comparaison entre six modèles prédictifs et les valeurs simulées. $\alpha = 0,05$, $d_f = 10\mu m$, $d_e = 20\mu m$. . . . 93
3.10 Perméabilités calculées et simulées *vs* fraction massique de fibres épaisses. Comparaison entre six modèles prédictifs et les valeurs simulées. $\alpha = 0,10$, $d_f = 10\mu m$, $d_e = 20\mu m$. . . . 93
3.11 Perméabilités calculées et simulées *vs* fraction massique de fibres épaisses. Comparaison entre six modèles prédictifs et les valeurs simulées. $\alpha = 0,15$, $d_f = 10\mu m$, $d_e = 50\mu m$. . . . 94
3.12 Perméabilité calculée *vs* fraction massique de fibres épaisses. Médias bimodaux fictifs, $\alpha = 0,10$, $d_f = 5\mu m$, $R = 2$. . . . 96
3.13 Perméabilité calculée *vs* fraction massique de fibres épaisses. Médias bimodaux fictifs, $\alpha = 0,10$, $d_f = 5\mu m$, $R = 3$. . . . 96
3.14 Perméabilité calculée *vs* fraction massique de fibres épaisses. Médias bimodaux fictifs, $\alpha = 0,10$, $d_f = 5\mu m$, $R = 4$. . . . 97
3.15 Perméabilité calculée *vs* fraction massique de fibres épaisses. Médias bimodaux fictifs, $\alpha = 0,10$, $d_f = 5\mu m$, $R = 5$. . . . 97
3.16 Perméabilité calculée *vs* fraction massique de fibres épaisses. Médias bimodaux fictifs, $\alpha = 0,15$, $d_f = 10\mu m$, $R = 2$. . . . 98
3.17 Perméabilité calculée *vs* fraction massique de fibres épaisses. Médias bimodaux fictifs, $\alpha = 0,15$, $d_f = 10\mu m$, $R = 3$. . . . 98
3.18 Perméabilité calculée *vs* fraction massique de fibres épaisses. Médias bimodaux fictifs, $\alpha = 0,15$, $d_f = 10\mu m$, $R = 4$. . . . 99

3.19 Perméabilité calculée *vs* fraction massique de fibres épaisses. Médias bimodaux fictifs, $\alpha = 0,15$, $d_f = 10\mu m$, $R = 5$. 99
3.20 Fraction de volume solide en fonction du rapport de diamètre de fibres. Résumé graphique de l'association préférentielle des modèles. 100
3.21 Microstructure tridimensionnelle représentant un pli poreux en forme de U généré avec le module PleatGeo. 103
3.22 Représentation et dimensions du demi-pli en forme de U créé avec Gambit. . . . 105
3.23 Maillage représentant un demi-pli en forme de U généré avec Gambit. 105
3.24 Visualisation du champ de vitesse obtenu par la résolution des équations de Stokes-Brinkman dans le pli poreux pour une vitesse de filtration de 5,8 $cm.s^{-1}$. 106
3.25 Visualisation du champ de vitesse, en haut et en fond de pli, obtenu par la résolution des équations de Stokes pour une vitesse de filtration de 4,8 $cm.s^{-1}$. 107
3.26 Visualisation du champ de pression obtenu par la résolution des équations de Stokes et du *porous jump* pour une vitesse de filtration de 4,8 $cm.s^{-1}$. 107
3.27 Évolution de la perte de charge en fonction de la vitesse de filtration. Comparaison des résultats obtenus par la résolution de l'écoulement de Stokes-Brinkman. . . . 108
3.28 Visualisation du champ de vitesse obtenu par la résolution des équations de Navier-Stokes-Brinkman dans le pli poreux pour des vitesses de filtration de 1,2 et 2,7 $cm.s^{-1}$. 109
3.29 Visualisation du champ de vitesse obtenu par le modèle RSM et le *porous jump* pour une vitesse frontale de 4,8 $cm.s^{-1}$. 109
3.30 Évolution de la perte de charge en fonction de la vitesse de filtration. Comparaison des résultats obtenus par la résolution de l'écoulement de Navier-Stokes-Brinkman. 110
3.31 Évolution de la perte de charge en fonction de la vitesse de filtration. Comparaison de l'extrapolation des résultats obtenus avec Navier-Stokes-Brinkman et le modèle de Callé-Chazelet *et al.* [2007]. 111
3.32 Évolution de la perte de charge en fonction du débit volumique pour les filtres plissés vierges. 112
3.33 Évolution de la perte de charge en fonction de la vitesse de filtration. Comparaison des résultats expérimentaux avec les simulations réalisées avec GeoDict. 113
3.34 Évolution de la perte de charge en fonction de la vitesse de filtration. Comparaison des résultats expérimentaux avec les modèles semi-empiriques. 114

4.1 Photographie d'un filtre plissé THE conçu par CamfilFarr. 121
4.2 Photographie du banc expérimental mobile implanté à NanCycloTEP. 121
4.3 Schéma du dispositif expérimental. 122
4.4 Comparaison des distributions granulométriques en volume des aérosols de DEHS marqués au ^{99m}Tc ou non, en fonction de la température de l'évaporateur. 124
4.5 Photographie de la Symbia T2 de Siemens®. 125
4.6 Composition de la tête de détection d'une gamma-caméra. 125
4.7 Exemple d'une image résultante d'une acquisition en tomographie aux rayons X. 128
4.8 Exemple d'une image résultante d'une acquisition en tomographie d'émission monophotonique. 128
4.9 Dissociation schématique des scanners en volumes d'intérêt *(VOIs)*. 128
4.10 Intensité moyenne par voxel en fonction de la hauteur du pli, influence de la vitesse de filtration. 129
4.11 Illustration de l'influence de la dissociation sur l'incertitude liée à l'intensité moyenne par voxel. 130

4.12 Intensité moyenne par voxel rapportée à l'intensité totale en fonction de la hauteur du pli, influence de la vitesse de filtration. 130
4.13 Intensité moyenne par voxel rapportée à l'intensité totale en fonction de la hauteur du pli, influence de la vitesse de filtration. 131
4.14 Schéma du dispositif expérimental intégrant le générateur PALAS RBG 1000. . . 133
4.15 Distribution granulométrique en volume de l'aérosol d'alumine (compteur Welas). 134
4.16 Évolution de la perte de charge en fonction du débit volumique pour les différents degrés de colmatage. 136
4.17 Évolution de la perte de charge en fonction de la masse d'aérosol collecté. 137
4.18 Intensité moyenne par voxel rapportée à l'intensité totale en fonction de la hauteur du pli, influence du degré de colmatage. 138
4.19 Nombre de particules collectées en fonction de la position dans la hauteur du pli. 142
4.20 Nombre de particules collectées en fonction de la position dans la hauteur du pli. 142
4.21 Nombre de particules collectées en fonction de la position dans la hauteur du pli. 143
4.22 Visualisation du colmatage en haut et en fond de pli. 144

C.1 Couplage TEMP et Rayons X, $U = 4,7cm.s^{-1}$, $d_p = 0,4\mu m$. 178
C.2 Couplage TEMP et Rayons X, $U = 2,5cm.s^{-1}$, $d_p = 0,3\mu m$. 179
C.3 Couplage TEMP et Rayons X, $U = 1,6cm.s^{-1}$, $d_p = 0,5\mu m$. 180

D.1 Photographie du filtre colmaté jusque $2\Delta P_0$. 182
D.2 Photographie du filtre colmaté jusque $3\Delta P_0$. 182
D.3 Photographie du filtre colmaté jusque $4\Delta P_0$. 183
D.4 Photographie du filtre colmaté jusque $8\Delta P_0$. 183
D.5 Photographie du filtre colmaté jusque $18\Delta P_0$. 184

Liste des tableaux

1.1 Classification NF EN 1822-1 des filtres EPA, THE et ULPA. 10
1.2 Valeurs limites de Reynolds pour les régimes d'écoulement 22
1.3 Principales expressions de perméabilité adimensionnelle. 23

3.1 Expressions des rayons monomodaux équivalents. 82
3.2 Caractéristiques structurelles des médias fibreux et proportions massiques des mélanges de fibres [Payen, 2009]. 85
3.3 Conditions expérimentales et caractéristiques des médias fibreux utilisés par Sakano *et al.* [2000]. 85
3.4 Comparaison entre simulations, modèles et données expérimentales (médias de *GEMTEX*). 91
3.5 Comparaison entre simulations, modèles et données expérimentales (médias de Sakano *et al.* [2000]). 92
3.6 Influence de α. Comparaison entre les modèles et les simulations. 94
3.7 Influence de R. Comparaison entre les modèles et les simulations. 95
3.8 Caractéristiques physiques et géométriques du média et du pli poreux. 103

4.1 Caractéristiques physique du média (à gauche) et du filtre (à droite). 121
4.2 Tableau récapitulatif des générations d'aérosol solide. 135
4.3 Évolution du débit de filtration durant le phase de colmatage. 135
4.4 Prédiction du nombre de particules à simuler en vue d'approcher les degrés de colmatage obtenus expérimentalement. 145

Liste des symboles

Lettres minuscules

$\vec{a}$	accélération d'une particule ($m.s^{-2}$)
$\vec{v}$	vecteur vitesse ($m.s^{-1}$)
$\vec{x}$	position d'une particule ($-$)
a	surface spécifique de couche fibreuse (m^2/m^3)
a_f	surface spécifique des fibres (m^2/m^3)
a_g	surface spécifique de grains (m^2/m^3)
a_p	surface spécifique des particules (m^2/m^3)
d	diamètre moyen des fibres (m)
d_e	diamètre des fibres épaisses (m)
d_f	diamètre des fibres fines (m)
d_p	diamètre moyen des particules (m)
d_{ae}	diamètre aérodynamique médian massique de particule (m)
f	fraction de volume solide des voxels poreux ($-$)
h	hauteur de pli (m)
h_k	coefficient de Kozeny-Carman ($-$)
k	perméabilité (m^2)
k_f	perméabilité de Forchheimer (m^2)
m	masse de matière (kg)
n	fraction numérique ($-$)
p	pas de pli (m)
q	charge électrique (C)
r	rayon de fibre monomodale (m)
r_e	rayon de fibre épaisse (m)
r_f	rayon de fibre fine (m)

r_p rayon de particule (m)

t temps (s)

v_f vitesse de filtration $(m.s^{-1})$

v_i vitesse interstitielle $(m.s^{-1})$

x abscisse en coordonnées cartésiennes (m)

y ordonnée en coordonnées cartésiennes (m)

z coordonnée axiale (m)

Lettres majuscules

ΔP perte de charge (Pa)

ΔP_0 perte de charge du média filtrant vierge (Pa)

ΔP_e perte de charge de l'élargissement (Pa)

ΔP_g perte de charge du gâteau de particules (Pa)

ΔP_p la perte de charge du milieu poreux (Pa)

ΔP_r perte de charge du rétrécissement (Pa)

ΔP_{FP} perte de charge du filtre plissé (Pa)

ΔP_{MFP} perte de charge du média filtrant plan (Pa)

ΔP_S perte de charge des singularités (Pa)

$\mathcal{F}$ flux de matière spécifique $(kg.m^{-2}.s^{-1})$

$\mathcal{P}$ périmètre mouillé (m)

$\vec{E}$ champ électrique $(V.m^{-1})$

$\vec{F}$ force exercée sur une particule (N)

$\vec{W}$ processus de Wiener tridimensionnel $(-)$

A surface efficace (m^2)

C_c facteur de Cunningham $(-)$

C_p concentration particulaire $(part.m^{-3})$

D coefficient de diffusion $(m^2.s^{-1})$

Dh diamètre hydraulique (m)

E efficacité de collecte $(-)$

F force de trainée (N)

L_v longueur spécifique (m^{-2})

$N(r)$ nombre de fibres de rayon r $(-)$

N_c nombre de couches $(-)$

P	pression statique (Pa)
Q_v	débit volumique ($m^3.s^{-1}$)
R	rapport r_e/r_f ($-$)
R_f	résistance aéraulique, rapport μ/k ($Pa.s.m^{-2}$)
R_m	résistance du média, rapport Z/k (m^{-1})
S_f	surface de filtration (m^2)
T	température (K)
U	vitesse de filtration en fût vide ($m.s^{-1}$)
V	volume (m^3)
V_{filtre}	volume du filtre (m^3)
V_f	volume des fibres (m^3)
Y	fraction massique ($-$)
Z	épaisseur du filtre (m)
Z_g	épaisseur du gâteau de particules (m)

Lettres greques

α	compacité du média ($-$)
α_p	compacité du dépôt de particules ($-$)
β	paramètre d'anisotropie utilisé dans GeoDict ($-$)
$\boldsymbol{\kappa}$	tenseur de perméabilité ($-$)
η	efficacité de filtration individuelle d'une fibre ($-$)
γ	coefficient de friction ($-$)
κ	facteur de pénétration (m^{-1})
λ	libre parcours moyen (m)
$\lambda(Re_h)$	coefficient de perte de charge par frottements ($-$)
μ	viscosité dynamique du fluide ($Pa.s$)
ν	viscosité cinématique du fluide ($m^2.s^{-1}$)
Ω_v	volume de contrôle (m^3)
ρ	masse volumique du fluide ($kg.m^{-3}$)
ρ_p	masse volumique des particules ($kg.m^{-3}$)
σ	résistivité des voxels poreux ($kg.m^{-3}.s^{-1}$)
τ	tenseur des contraintes de cisaillement ($-$)
ε	porosité du média ($-$)

ε_g porosité du gâteau $(-)$

$\vec{\sigma}$ tenseur des contraintes normales $(-)$

ξ coefficient de perte de charge par singularité $(-)$

A_v surface du volume de contrôle (m^2)

Abréviations

FOM *Figure Of Merit*

CE Coefficient d'épuration

DEHS DiEthyl-Hexyl-Sébacate

DOP DiOctyle-Phtalate

EPA Efficiency Particulate Air filter

HEPA High Efficiency Particulate Air filter

INRS Institut National de Recherche et de Sécurité

IRSN Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire

ISO International Organization for Standardization

ME Moyenne Efficacité

P Pénétration

PET PolyÉthylène Téréphtalate

ULPA Ultra Low Penetration Air filter

Indices et exposants

0 initiale

adv advection

amont amont

aval aval

e épaisse

f fine

g gâteau de particules

i, j, k nombre entier

p particule, particulaire

wall paroi

diff diffusion

eff effectif

Nombres adimensionnels

Kn nombre de Knudsen $(-)$

Pe nombre de Péclet $(-)$

Re nombre de Reynolds $(-)$

Re_h nombre de Reynolds de canal $(-)$

Re_f nombre de Reynolds de fibres $(-)$

Re_{pores} nombre de Reynolds de pores $(-)$

Opérateurs différentiels

Δ Laplacien d'un champ scalaire

$\vec{\nabla}()$ opérateur Nabla pour un champ scalaire

$\vec{\nabla}\cdot$ divergence d'un champ vectoriel

Autres

$\mathbb{I}$ matrice identité

$\mathbb{T}$ tenseur des contraintes déviatorique

Constantes

σ constante de Stephan-Boltzmann $(5,67.10^8\ W.m^{-2}.K^{-4})$

$\vec{g}$ accélération de la pesanteur $(9,81\ m.s^{-2})$

Introduction

Au sein des nombreux procédés de filtration, les séparateurs à couches filtrantes sont les plus efficaces en termes d'épuration particulaire. Parmi eux, les filtres à fibres plissés sont très utilisés dans le domaine du traitement de l'air (admission, confinement bactériologique et nucléaire, salles blanches, etc...) en raison de leur simplicité d'utilisation et de maintenance. Ils offrent une excellente efficacité d'épuration au détriment cependant d'une augmentation de la perte de charge et donc de la dépense énergétique au cours du colmatage par un aérosol solide. Ces augmentations de perte de charge conditionnent la durée de vie de tels filtres, fixée par une valeur limite, au delà de laquelle le débit n'est plus maintenu. On peut alors observer une détérioration du média due aux forces mécaniques exercées sur celui-ci.

La conception de modèles ayant pour objectif de prédire l'évolution de la perte de charge et de l'efficacité de ce type de filtre est un outil indispensable aux acteurs industriels. Néanmoins, le large domaine de conditions opératoires (vitesse de filtration), des caractéristiques des aérosols (nature, distribution granulométrique) ainsi que la grande variété de médias filtrants et de caractéristiques géométriques, rendent très difficile l'estimation de la durée de vie d'un filtre plissé. La plupart des modèles actuels sont obtenus et validés partiellement sur filtres plans. L'extrapolation de ces modèles aux filtres plissés ne permet pas de décrire l'évolution de la perte de charge au cours du colmatage. En effet, la variation de la vitesse locale au niveau des plis du filtre engendre une inhomogénéité du dépôt et donc un remplissage partiel des plis. La formation d'arches entre les plis, des dépôts en fond de plis et des plis complètement obstrués en surface du filtre ont pu être observés [Del Fabbro, 2001]. Le colmatage s'avère donc un phénomène complexe qu'il convient d'appréhender comme la succession de trois phases distinctes. En premier lieu, il se produit une période de filtration en profondeur, les particules sont piégées à l'intérieur du média, modifiant lentement la perte de charge du filtre. La deuxième phase correspond à une filtration en surface du média avec la formation d'un gâteau de particules. Ces deux premières phases sont identiques à celles observées pour les filtres plans. Une dernière phase, spécifique aux médias filtrants plissés, implique une réduction de la surface de filtration qui engendre une élévation importante de la perte de charge.

La construction d'un modèle de colmatage le plus exhaustif possible dépend de l'observation, de l'analyse et de la compréhension de l'ensemble des processus physiques mis en jeu (écoulement en milieu poreux, dépôt des particules, etc...). Si la visualisation du dépôt préférentiel dans un filtre spécifique permet d'appréhender ces phénomènes, les observations expérimentales complètes sont impossibles à réaliser compte tenu du grand nombre de paramètres. L'utilisation de modèles numériques, associant la création de structures virtuelles et la résolution des équations de transport, est envisagée. La validation expérimentale de l'outil numérique reste par ailleurs une étape nécessaire qu'on se propose également de réaliser.

Ce mémoire se compose de quatre chapitres. Le premier est consacré à une synthèse bibliographique de la filtration des aérosols par les médias fibreux. Nous y présentons succinctement la conception et les performances des médias fibreux ainsi que l'influence des conditions opératoires. Les modèles d'écoulement recensés, propres aux médias fibreux plans et plissés, vierge ou en présence de colmatage, sont ensuite développés. L'objet du second chapitre est de proposer une vue d'ensemble de la démarche numérique et des spécificités du code de calcul GeoDict. Ce logiciel commercial a été utilisé dans le troisième chapitre pour, dans un premier temps, simuler les écoulements d'air à l'intérieur de médias fibreux plans bimodaux. Un de nos objectifs étant de valider ce code, sur un système bien connu, avant de le confronter à la géométrie complexe des filtres plissés. Le calcul de la perte de charge d'un pli particulier, en fonction de la vitesse de filtration a ensuite été envisagé. Les résultats obtenus avec GeoDict ont été confrontés aux simulations réalisées avec Fluent ainsi qu'avec des données expérimentales. Le dernier chapitre est dédié au comportement des filtres plissés au cours du colmatage. Nous y présentons les matériels et les techniques tomographiques utilisés lors des études de visualisation du dépôt d'aérosol dans les filtres vierges et précolmatés. Les premiers résultats numériques obtenus en écoulement diphasique dans le pli modèle sont ensuite discutés. Ce manuscrit s'achève par nos conclusions, associées aux perspectives à ce travail.

1

État de l'Art

Sommaire

1.1 La filtration des aérosols par les médias fibreux 5
1.1.1 Introduction 5
1.1.2 Performances des médias fibreux en filtration 6
1.1.2.1 Efficacité de collecte 6
1.1.2.1.1 Collecte par diffusion brownienne. 7
1.1.2.1.2 Collecte par interception. 8
1.1.2.1.3 Collecte par impaction inertielle. 8
1.1.2.1.4 Collecte par effets électrostatiques. 8
1.1.2.1.5 L'efficacité unitaire de collecte 9
1.1.2.2 Classification des filtres à fibres 9
1.1.2.3 Perte de charge des filtres 11
1.1.3 Conception des filtres à fibres 11
1.1.3.1 Médias fibreux non-tissés 11
1.1.3.2 Filtres plissés 11
1.1.4 Problématique liée à l'évolution de la perte de charge au cours du colmatage des filtres plissés 15
1.1.5 Influence des conditions opératoires sur la perte de charge 16
1.1.5.1 Morphologie et granulométrie des aérosols 16
1.1.5.2 Conditions de filtration 17
1.2 Modélisation de l'écoulement dans des médias fibreux plans vierges 21
1.2.1 Milieux fibreux et loi de Darcy 21
1.2.2 Modèles de perméabilité de médias fibreux 23
1.3 Modélisation du colmatage des médias fibreux plans 25
1.3.1 Colmatage en profondeur 25
1.3.1.1 Modèle de Davies 25
1.3.1.2 Modèle de Bergman 25
1.3.1.3 Modèle de Letourneau 26
1.3.2 Colmatage en surface 27
1.3.2.1 Modèle de Novick 27
1.3.3 Colmatage en profondeur et en surface 28
1.3.3.1 Modèle de Thomas 28
1.4 Modélisation de la perte de charge des filtres plissés vierges 30
1.4.1 Modèles numériques 30

1.4.1.1 Modèle de Raber 30
1.4.1.2 Modèle de Yu et Goulding 31
1.4.1.3 Modèle de Chen 33
1.4.1.4 Modèle de Rebaï 35
1.4.2 Modèles phénoménologiques 37
1.4.2.1 Modèles de DelFabbro 37
1.4.2.1.1 Approche adimensionnelle 38
1.4.2.2 Modèle de Callé-Chazelet 40
1.4.3 Conclusion sur la modélisation des écoulements dans les filtres plissés vierges 42
1.5 Modélisation du colmatage dans des filtres plissés 43
1.5.1 Modèles numériques 43
1.5.1.1 Modèle de Rebaï 43
1.5.2 Modèles phénoménologiques 46
1.5.2.1 Modèle de DelFabbro 46
1.5.2.2 Modèle de Hettkamp 49
1.5.3 Conclusion sur la modélisation du colmatage dans les médias fibreux . . 52

1.1 La filtration des aérosols par les médias fibreux

1.1.1 Introduction

Un aérosol est un ensemble de particules, solides et/ou liquides, en suspension dans un milieu gazeux et présentant une vitesse de chute négligeable. Dans l'air et dans les conditions normales de température et de pression, le terme aérosol se rapporte donc à des particules dont la dimension est inférieure à 100 μm, les plus fines pouvant atteindre quelques fractions de nanomètres [Renoux et Boulaud, 1998]. Qu'ils soient d'origine naturelle ou anthropique, les aérosols participent de manière significative à la pollution atmosphérique ; les secteurs tels que l'épuration de l'air et les environnements à empoussièrement contrôlé s'appliquent à développer les moyens nécessaires au contrôle de leur concentration.

La nécessité d'un air exempt de particules existe pour un très grand nombre de processus industriels ; pour certains, une qualité d'air extrêmement élevée est même requise. À titre d'exemple, les étapes les plus critiques de la fabrication des plaquettes de silicium sont réalisées dans des salles propres de classe ISO 3, ce qui correspond à une propreté particulaire de l'ordre de 1000 particules de 0,1 μm par mètre cube [ISO 14644, 1999]. En comparaison, une personne immobile émet plus de 10^6 particules de 0,03 μm par minute [Renoux et Boulaud, 1998]. Les enjeux environnementaux et sociétaux sont également au cœur de cette problématique et actuellement, certains acteurs majeurs de la recherche scientifique s'en préoccupent fortement. En France, on peut citer les recherches sur la maîtrise des risques de rejets accidentels de particules dans les installations électronucléaires menées par l'IRSN, ainsi que les études portant sur la santé des personnels sur leur lieu de travail portées par l'INRS.

Les procédés de filtration peuvent se trouver en position de dernier rempart devant un risque environnemental et/ou sanitaire. Ils sont amenés à maintenir leurs performances indépendamment de l'ambiance de fonctionnement et face à des situations singulières. Parmi les nombreux procédés de filtration utilisés (séparateurs mécaniques, laveurs, électrofiltres, ...), les séparateurs à couches filtrantes sont les plus efficaces en termes d'épuration particulaire [Thomas, 2001]. Ils peuvent être divisés en trois grandes familles :

- les membranes (filtres céramiques, bougies filtrantes, ...)
- les lits granulaires
- les médias fibreux

Ces derniers sont aujourd'hui les plus utilisés industriellement pour le traitement de l'air. Leur usage en tant qu'équipement de protection individuelle remonte à l'antiquité ; Spurny [1997] cité par Payen [2009] évoquant des morceaux de tissus fixés autour de la bouche protégeant les mineurs romains au cours du Ier siècle. Plus tard Léonard de Vinci (1452-1519) décrira l'usage de tissus humidifiés comme barrière protectrice aux fumées sur les champs de bataille [Payen, 2009]. Depuis les années 60 et l'apparition des fibres synthétiques, les médias fibreux sont largement utilisés dans les domaines industriels et notamment comme dispositifs de filtration. La plupart de ces médias sont conçus à base de matériaux textiles non-tissés (organisation non pas par fils mais par les fibres elles-mêmes). Ils sont principalement fabriqués à partir de fibres polymères synthétiques comme le polyéthylène téréphtalate (PET) ou des polyamides (Nylon). Il existe également une production en fibres naturelles comme la cellulose. Une production moins importante concerne des fibres minérales (fibres de verre), végétales (coton, chanvre) voire animales (soie, laine).

En plus de leur fonction originelle de protection de l'appareil respiratoire humain, on rencontre les médias fibreux dans de nombreuses applications en hygiène (47,7% du marché en 2010), dans le bâtiment (18,2%) mais aussi dans les installations nécessitant une enceinte de confinement (bactériologique, nucléaire), dans le secteur automobile (filtre à moyenne efficacité) et dans les industries nécessitant un environnement à empoussièrement contrôlé (électronique, pharmaceutique, ...). On remarque une production croissante ces 10 dernières années en Europe pour atteindre près de 2 millions de tonnes en 2010 [EDANA, 2012].

1.1.2 Performances des médias fibreux en filtration

Dans le cadre de leur utilisation comme système de filtration, les performances des médias fibreux sont évaluées par leur efficacité de collecte (E) et par leur perte de charge (ΔP). Cette dernière est un facteur important puisqu'elle détermine l'énergie dissipée liée au passage du fluide ; par conséquent, son évolution conditionne la durée de vie d'un filtre à fibre. Un « bon filtre » doit présenter une perte de charge faible et une efficacité élevée. Cette caractéristique peut être évaluée par un facteur de qualité, appelé figure de mérite :

$$FOM = \frac{-\ln(1-E)}{\Delta P} \tag{1.1}$$

Plus elle augmente, plus le filtre est efficient. À titre d'exemple, les filtres utilisés dans le maintien du confinement des substances radioactives dans les installations nucléaires présentent une efficacité supérieure à 99,95%. Dans les conditions nominales, leur perte de charge à l'état neuf avoisine les 250 Pa, la figure de mérite correspondante est de 0,026 Pa^{-1} .

Outre le diamètre de ses fibres (d), un média filtrant fibreux se caractérise par son épaisseur Z et par sa compacité α. La compacité est le rapport entre le volume des fibres V_f et le volume du filtre V_{filtre} :

$$\alpha = \frac{V_f}{V_{filtre}} \tag{1.2}$$

1.1.2.1 Efficacité de collecte

L'efficacité est déterminée expérimentalement $(1-(C_{p\ aval}/C_{p\ amont}))$; cependant il est possible, sous certaines conditions, de la calculer à partir des expressions d'efficacité unitaire de collecte d'une fibre et des paramètres structuraux du filtre. Elle résulte d'un bilan de flux de particules dC_p sur un élément d'épaisseur de média dZ :

$$dC_p = -C_p \cdot \eta \cdot d \cdot L_v \cdot dZ \tag{1.3}$$

où L_v est la longueur totale des fibres par unité de volume de média fibreux (la longueur spécifique) et η, l'efficacité individuelle d'une fibre. Le résultat de l'intégration entre 0 à Z de $C_{p\ aval}$ et $C_{p\ amont}$ permet d'obtenir l'expression suivante :

$$E = 1 - \mathrm{e}^{\left(-4\eta \cdot \frac{\alpha}{1-\alpha} \cdot \frac{Z}{\pi \cdot d}\right)} \tag{1.4}$$

On définit la pénétration par le rapport de la concentration de particules en aval du filtre sur la concentration de particules en amont :

$$\mathrm{P} = \frac{C_{p\ aval}}{C_{p\ amont}} = 1 - E \tag{1.5}$$

Le coefficient d'épuration, également appelé facteur de décontamination, est le rapport de la concentration de particules en amont du filtre sur la concentration de particules en aval :

$$\mathrm{CE} = \frac{C_{p\ amont}}{C_{p\ aval}} = \frac{1}{P} \tag{1.6}$$

L'efficacité unitaire de collecte d'une fibre est fonction de plusieurs mécanismes de collecte qui interviennent de manière plus ou moins significative selon la taille des particules :
- la diffusion brownienne pour $d_p < 1\ \mu m$ (figure 1.1),
- l'interception directe pour $d_p > 0,1\ \mu m$ (figure 1.2),
- l'impaction inertielle pour $d_p > 1\ \mu m$ (figure 1.3),
- la sédimentation, généralement négligée pour les particules de diamètre inférieur à 10 μm,
- les effets électrostatiques éventuels.

En supposant que ces mécanismes sont indépendants les uns des autres, l'efficacité unitaire de collecte d'une fibre correspond à la somme des efficacités liées à chacun des mécanismes. Celles-ci peuvent être déterminées à l'aide de modèles basés sur le calcul de champs de trajectoire au voisinage d'un obstacle. Afin de simplifier le système, le filtre est souvent considéré comme un milieu continu ; il est représenté par un ensemble de cylindres infinis de même diamètre, parallèles les uns aux autres et perpendiculaires à l'écoulement [Guyon *et al.*, 2001].

1.1.2.1.1 Collecte par diffusion brownienne. Dans l'écoulement, les particules de faible diamètre ($d_p < 1\ \mu m$) ne sont soumises à aucune autre interaction que des collisions avec les molécules du gaz porteur. Elles suivent des trajectoires aléatoires, indépendantes des lignes de courant. La collecte par diffusion brownienne est caractérisée par le nombre de Péclet (Eq. 1.7) traduisant l'importance du mouvement convectif du gaz porteur par rapport au mouvement diffusionnel :

$$Pe = \frac{d \cdot v_i}{D} \tag{1.7}$$

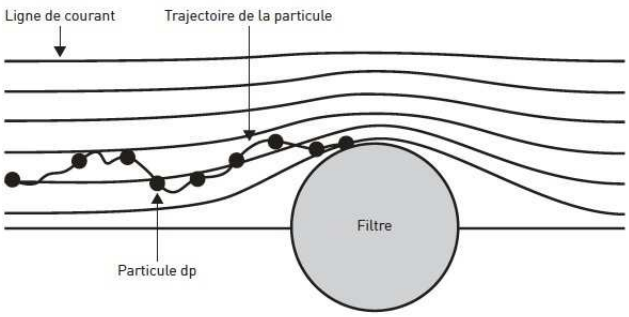

FIGURE 1.1 – Schéma du mécanisme de collecte par diffusion brownienne [Bémer *et al.*, 2006].

1.1.2.1.2 Collecte par interception. Les particules qui suivent les lignes de courant du gaz porteur ($d_p > 0,1\ \mu m$) peuvent être interceptées par une fibre si la distance qui les sépare devient inférieure à leur rayon. Le mécanisme de collecte par interception est indépendant de la vitesse ; il dépend uniquement de la géométrie des particules et est décrit par le rapport entre le diamètre des particules et le diamètre des fibres (Eq. 1.8) :

$$R = \frac{d_p}{d} \tag{1.8}$$

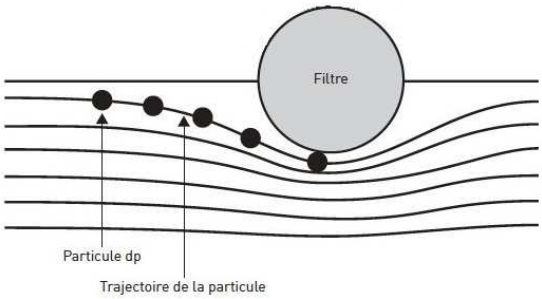

FIGURE 1.2 – Schéma du mécanisme de collecte par interception [Bémer *et al.*, 2006].

1.1.2.1.3 Collecte par impaction inertielle. Les particules de taille importante ($d_p > 1\ \mu m$), sous l'effet de leur l'inertie, ont tendance à quitter les lignes de courant du gaz porteur et à suivre des trajectoires rectilignes. La collecte par impaction inertielle est caractérisée par le nombre de Stokes (Eq. 1.9) qui exprime le rapport entre l'énergie cinétique de la particule et l'énergie dissipée par frottements avec le fluide.

$$St = \frac{\rho_p \cdot d_p^2 \cdot v_i}{\mu \cdot d} \tag{1.9}$$

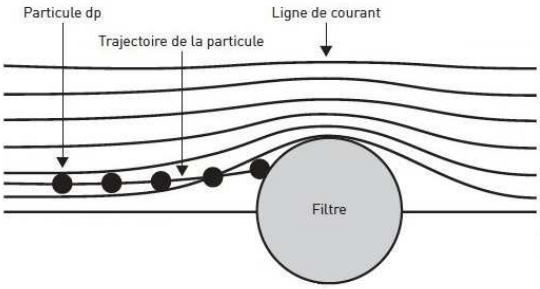

FIGURE 1.3 – Schéma du mécanisme de collecte par impaction inertielle [Bémer *et al.*, 2006].

1.1.2.1.4 Collecte par effets électrostatiques. Certains filtres, dits électrostatiques, sont composés de fibres polarisées. Sous l'effet des forces électrostatiques, la trajectoire d'une particule chargée peut être déviée au voisinage d'une fibre et la particule peut venir s'y fixer [Bémer *et al.*, 2006].

1.1.2.1.5 L'efficacité unitaire de collecte d'une fibre est la résultante des trois mécanismes de collecte principaux. Un grand nombre d'expressions est disponible pour exprimer ces mécanismes ; leur spécificité tient à la méthode de modélisation des phénomènes, théorique ou empirique, ainsi qu'aux domaines d'applicabilité. Il est à noter qu'aucune de ces expressions n'est satisfaisante pour une prédiction de l'efficacité dans une large gamme de paramètres opératoires. Elles permettent néanmoins de dégager certaines tendances. La figure 1.4 représente l'apport de chacun des trois mécanismes à l'efficacité unitaire de collecte d'une fibre en fonction du diamètre des particules. On remarque que l'efficacité est minimum pour des particules dont le diamètre est compris entre 0,1 et 0,4 μm. Dans cette zone, les particules sont trop grosses pour que la diffusion brownienne soit efficace mais pas assez pour que le mécanisme de collecte par interception soit significatif. Ce domaine est appelé taille de la particule la plus pénétrante ou *Most Penetrating Particle Size* (MPPS). Les normes européennes et américaines définissent les différentes classes des filtres à air Très Haute Efficacité (THE ou HEPA pour *High Efficiency Particulate Air [filter]*) en fonction de leur capacité de rétention de particules de taille la plus pénétrante.

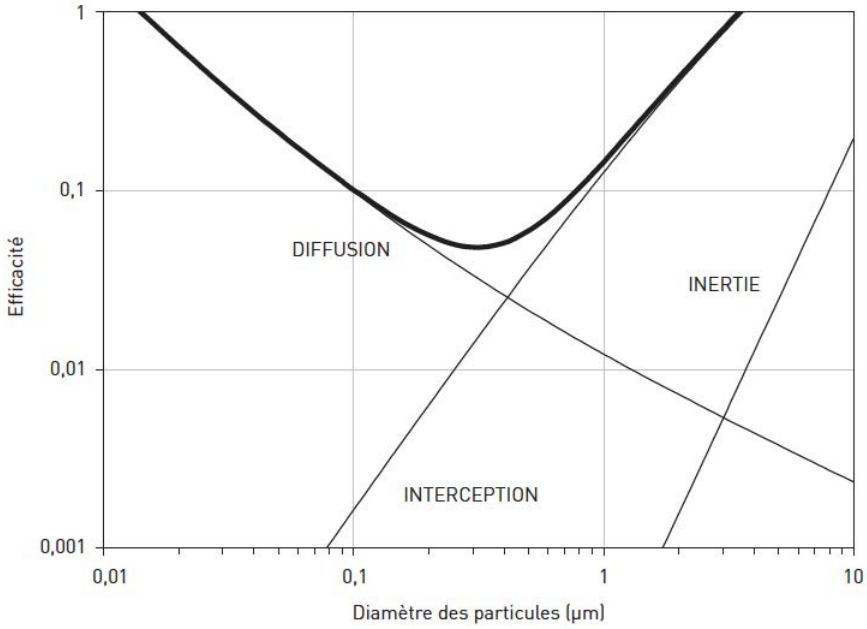

FIGURE 1.4 – Évolution de l'efficacité de collecte d'une fibre en fonction du diamètre des particules - influence des mécanismes de collecte [Bémer *et al.*, 2006].

1.1.2.2 Classification des filtres à fibres

Suivant leur domaine d'application, les filtres utilisés dans le domaine de la ventilation générale peuvent être regroupés par groupes ou catégories parmi lesquelles on trouve par ordre croissant d'efficacité :

- les filtres grossiers à Moyenne Efficacité,
- les filtres à Haute Efficacité (EPA, *Efficiency Particulate Air filter*),
- les filtres à Très Haute Efficacité (HEPA, *High Efficiency Particulate Air filter*),
- les filtres à Très Faible Pénétration (ULPA, *Ultra Low Penetration Air filter*).

Le développement des filtres HEPA date de la fin des années 40 aux États-Unis. La protection contre une attaque chimique de grande ampleur d'une part, ainsi que l'évolution des procédés nucléaires et la nécessité de contrôler les particules radioactives d'autre part, incitèrent le gouvernement américain à investir dans ces nouvelles technologies [Hutten, 2007]. L'évaluation de l'efficacité des filtres relève alors du département de la défense [USA Department of Defense, 1956] qui établit la norme MIL-STD-282 définissant un filtre HEPA comme ayant une efficacité minimale de 99,97 % vis-à-vis de fumée de DOP (DiOctyle-Phtalate) composée de particules de 0,3 μm. La première entreprise de fabrication de médias HEPA (Cambridge Filter Company) s'établit dès le début des années 50. Rapidement plusieurs concurrents arrivèrent sur le marché ce qui conduisit à la mise en place d'un programme d'inspection et d'évaluation par un comité gouvernemental [Hutten, 2007]. Les standards militaires MIL-F-51068 et MIL-F-51079 respectivement relatifs aux filtres et aux médias furent adoptés [USA Department of Defense, 1957a,b]. En 1994, ces réglementations seront incorporées dans la norme ASME AG-1, relative au traitement des gaz et de l'air dans l'industrie nucléaire, de la société américaine des ingénieurs mécaniciens [American Society of Mechanical Enginneers, 1994].

La norme NF EN 1822-1 [AFNOR, 2009] est la nouvelle norme internationale ISO de référence, qui permet de classifier les filtres à très haute efficacité et à très faible pénétration (EPA, HEPA et ULPA), utilisés dans le domaine de la ventilation et de la climatisation, ainsi que dans des environnements à empoussièrement contrôlé (salle blanche, industrie pharmaceutique). Elle définit une méthode de détermination de l'efficacité basée sur le comptage de particules à l'aide d'un aérosol d'essai composé de particules liquides (ou solides) de taille la plus pénétrante (MPPS). Deux caractéristiques sont évaluées, d'une part l'efficacité globale ou rendement, qui est le rapport entre le nombre de particules collectées et le nombre de particules en amont du filtre. D'autre part, des techniques de prélèvement local permettent de déterminer l'efficacité locale minimale garantie. La norme NF EN 1822-1 permet donc une classification normalisée des filtres THE en fonction de leur efficacité, locale ou globale (Tableau 1.1).

Tableau 1.1 – Classification NF EN 1822-1 des filtres EPA, THE et ULPA.

Groupe	Classe	Valeurs globales MPPS			Valeurs locales MPPS		
		Efficacité minimale	Pénétration maximale	Coefficient Épuration	Efficacité minimale	Pénétration maximale	Coefficient Épuration
EPA	E10	85%	15%	6,7	-	-	-
	E11	95%	5%	20	-	-	-
	E12	99,5%	0,5%	200	97,5%	2,5%	40
HEPA	H13	99,95%	0,05%	2 000	99,75%	0,25%	400
	H14	99,995%	0,005%	20 000	99,975%	0,025%	4 000
ULPA	U15	99,9995%	0,0005%	200 000	99,9975%	0,0025%	40 000
	U16	99,99995%	0,00005%	2 000 000	99,99975%	0,00025%	400 000
	U17	99,999995%	0,000005%	20 000 000	99,9999%	0,0001%	1 000 000

1.1.2.3 Perte de charge des filtres

La perte de charge exprime l'énergie dissipée, liée à l'écoulement du fluide autour des fibres composant le média filtrant d'une part, et à la présence d'un dépôt de particules d'autre part. Dans un circuit aéraulique, cette dépense énergétique doit être compensée par un dispositif de circulation d'air (pompe ou ventilateur), dimensionné en conséquence. La perte de charge associée à un média filtrant est un facteur de performance primordial en filtration puisqu'il traduit sa résistance à l'écoulement. Son évolution au cours du colmatage conditionne la durée de vie des filtres ; au-delà d'une valeur limite, on peut observer des détériorations dues aux forces mécaniques qui s'exercent sur le média. La perte de charge est définie comme la différence de pression statique de part et d'autre du média filtrant :

$$\Delta P = P_{amont} - P_{aval} \tag{1.10}$$

1.1.3 Conception des filtres à fibres

1.1.3.1 Médias fibreux non-tissés

Outre le choix et la préparation des fibres, la conception de médias fibreux non-tissés nécessite deux étapes : la fabrication d'une nappe fibreuse et sa consolidation. Les caractéristiques de cette nappe déterminent les propriétés physiques du produit final et dépendent en grande partie de la géométrie de la nappe *i.e.* l'orientation des fibres (direction prédominante ou aléatoire), leur forme (droites, accrochées, ondulées), l'espacement entre fibres et leur enchevêtrement. Les caractéristiques de la nappe sont bien évidemment influencées par le diamètre, la longueur et la masse des fibres mais également par les propriétés chimiques et mécaniques du ou des matériaux utilisés [Wadsworth, 2012]. Le choix de la méthode de fabrication d'une nappe dépend de la longueur des fibres. À l'origine, les procédés utilisés pour la formation de nappe à partir de fibres de longueur moyenne (20 cm à 1 mètre) étaient le cardage puis la mise en couche, procédés par voie sèche ou *dry laid* largement employés dans le domaine textile. Pour des fibres plus courtes, des technologies proches de celles de la fabrication du papier étaient employées. Bien que ces technologies soient encore exploitées, de nouvelles méthodes ont été développées. Par exemple, les nappes peuvent être obtenues à partir de fibres suspendues en milieu aqueux puis séchées (wet laid) ou à partir de filaments formés de granulés polymères extrudés (*spun bonded*) [Thomas, 2001].

Afin d'assurer la cohésion des réseaux, la consolidation de la nappe est le plus souvent réalisée par l'intermédiaire d'un procédé d'aiguilletage. Des procédés d'hydroliage (hydroenchevêtrement) permettent éventuellement d'entrelacer les fibres les unes autour des autres. Enfin, les nappes fibreuses sont séchées afin d'ajuster leur compacité et de consolider thermiquement l'ensemble [Payen, 2009].

1.1.3.2 Filtres plissés

Bien qu'il existe d'autres types de filtres à base de médias fibreux non-tissés (filtres cartouche "en profondeur", filtres plans), les filtres plissés sont de loin les plus utilisés. À encombrement équivalent, le plissage permet d'obtenir des surfaces de filtration plus de 10 fois supérieures aux filtres plans. On utilise généralement deux grandeurs géométriques pour les caractériser : la distance entre deux sommets de plis voisins : le pas, p et la hauteur de pli, h.

Généralement, une cellule filtrante est composée d'une armature en acier inoxydable ou galvanisé ; le média filtrant est à base de fibres de verre auxquelles sont ajoutées des liants organiques

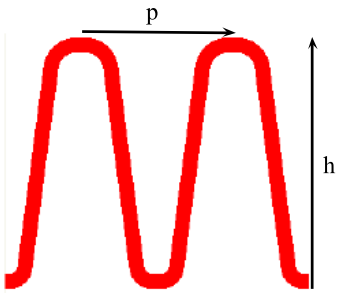

FIGURE 1.5 – Caractérisation géométriques des filtres plissés par le pas et la hauteur de pli.

en faible concentration pour assurer la rigidité de l'ensemble. L'étanchéité entre l'armature et le média est assurée par un joint en matière minérale ou plastique, appelé lut, alors que l'étanchéité amont/aval est assurée par des joints spécifiques généralement en néoprène ou en silicone [Bouilloux, 2006]. Les filtres plissés peuvent globalement être regroupés en deux familles suivant leur forme. La figure 1.6 présente un ensemble de filtres en forme de cartouche, largement utilisés en filtration liquide ; ils offrent une surface de filtration très importante pour un encombrement minimum [Benmachou, 2005].

FIGURE 1.6 – Ensemble de filtres plissés en forme de cartouche [SSFilters, 2012].

Pour l'épuration d'effluents gazeux, les très faibles vitesses d'utilisation des filtres, de l'ordre du centimètre par seconde, imposent l'aménagement de surfaces de filtration très importantes afin de traiter les débits industriels. Ainsi les filtres en forme de panneau, les plus répandus dans les systèmes aérauliques (figure 1.7), peuvent également être agencés sous la forme de multidièdres (figure 1.8) afin de réduire leur encombrement au maximum.

FIGURE 1.7 – Filtres plissés en forme de panneau [CamfilFarr, 2012].

FIGURE 1.8 – Filtres plissés en forme de multidièdre [CamfilFarr, 2012].

Dans le cas particulier des filtres plissés THE utilisés dans l'industrie nucléaire, les techniques de plissage sont de deux types [Bouilloux, 2006; Joubert, 2009] :

- le plissage à plis profonds (figure 1.9), utilisé principalement outre-Atlantique. La nappe fibreuse est plissée en accordéon sur toute la profondeur du filtre, les plis sont entretoisés par l'intermédiaire de séparateurs gauffrés, généralement en aluminium.
- le plissage à petits plis (figure 1.10), utilisé à l'origine dans l'industrie française. La nappe fibreuse est plissée sur une hauteur de 20 à 50 mm, les plis étant entretoisés par l'intermédiaire de bandelettes ininflammables.

Les développements techniques actuels reposent notamment sur les procédés de plissage. L'objectif étant de supprimer les contacts média/média d'un pli avec ses voisins, responsables d'une diminution de la surface de filtration d'une part et des risques de rupture de fibres d'autre part. Citons à titre d'exemple la technologie *Controlled Media Spacing*™ de CamfilFarr dont le plissage est assuré par des séparateurs *hot-melt* qui permettent un espacement uniforme des plis et forment une nappe filtrante rigide auto-portante [CamfilFarr, 2012]. En parallèle, le recours à des logiciels de conception assistée par ordinateur couplés à des simulations d'écoulement permet aux fabricants de concevoir des solutions adaptées à différentes applications, de modéliser les écoulements à l'échelle de salles propres et d'étudier les caractéristiques de dispersion des particules.

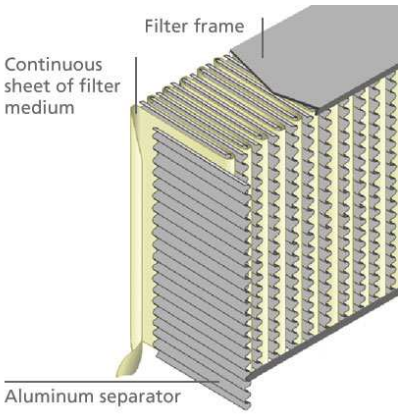

FIGURE 1.9 – Technique de plissage à plis profonds [BD biosciences, 2012].

FIGURE 1.10 – Machine de plissage à petit plis [Kanwal Enterprises, 2012].

L'utilisation et le bon fonctionnement des filtres sont soumis à certaines limitations des conditions opératoires. En premier lieu, les matériaux utilisés pour la conception, notamment le joint et le lut, imposent une température d'air de filtration limitée ; typiquement jusqu'à 70 à 80°C pour les filtres THE. Certains filtres dits "haute température" peuvent atteindre 300 à 350°C en fonctionnement, d'autres équipements sont quant à eux conçus pour être utilisés dans des atmosphères potentiellement explosives (zones dangereuses). La composition chimique de l'effluent gazeux peut également intervenir dans le choix du filtre. La filtration de vapeurs acides pouvant en effet endommager le média. Les débits de filtration influençant grandement l'efficacité d'un filtre, les fabricants définissent pour leurs produits des valeurs de débits nominaux au-delà desquels l'efficacité renseignée n'est plus garantie ; d'où l'aménagement de surfaces de filtration très importantes afin de traiter les débits industriels. Une autre limitation concerne la perte de charge finale recommandée. Elle est de l'ordre de deux fois et demi la perte de charge initiale, du filtre vierge. Ce rapport entre les ΔP finale et initiale caractérise le degré de colmatage des filtres.

1.1.4 Problématique liée à l'évolution de la perte de charge au cours du colmatage des filtres plissés

L'utilisation de filtres plissés dans le domaine du traitement de l'air est donc extrêmement fréquente en raison de leur simplicité d'utilisation et de maintenance. Ils offrent une excellente efficacité d'épuration au détriment cependant d'une augmentation de la perte de charge et donc de la dépense énergétique au cours du colmatage par un aérosol solide. Ces augmentations de perte de charge conditionnent la durée de vie de tels filtres, fixée par une valeur limite, au-delà de laquelle le débit n'est plus maintenu. On peut alors observer une détérioration du média due aux forces mécaniques exercées sur celui-ci. La conception de modèles ayant pour objectif de prédire l'évolution de la perte de charge et de l'efficacité de ce type de filtre est un outil indispensable aux acteurs industriels. Néanmoins, le large domaine de conditions opératoires (vitesse de filtration), des caractéristiques des aérosols (nature, distribution granulométrique) ainsi que la grande variété de médias filtrants et de caractéristiques géométriques, rendent très difficile l'estimation de la durée de vie d'un filtre plissé. La plupart des modèles actuels sont obtenus et validés partiellement sur filtres plans. L'extrapolation de ces modèles aux filtres plissés ne permet pas de décrire l'évolution de la perte de charge au cours du colmatage. En effet, la variation de la vitesse locale au niveau des plis du filtre engendre une inhomogénéité du dépôt et donc un remplissage partiel des plis. La formation d'arches entre les plis, des dépôts en fond de plis et des plis complètement obstrués en surface du filtre ont pu être observés [Del Fabbro, 2001]. Le colmatage s'avère donc un phénomène complexe qu'il convient d'appréhender comme la succession de trois phases distinctes, illustrées sur la figure 1.11. En premier lieu, il se produit une période de filtration en profondeur, les particules sont piégées à l'intérieur du média, modifiant lentement la perte de charge du filtre. La deuxième phase correspond à une filtration en surface du média avec la formation d'un gâteau de particules. Ces deux premières phases sont identiques à celles observées pour les filtres plans. Une dernière phase, spécifique aux médias filtrants plissés, implique une réduction de la surface de filtration qui engendre une élévation importante de la perte de charge.

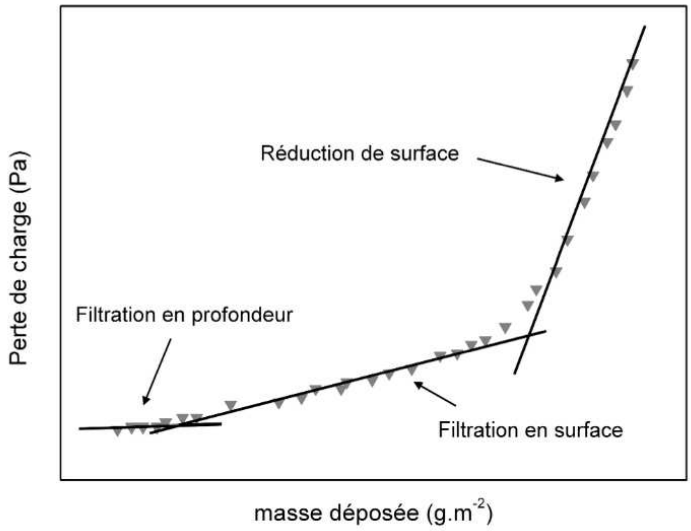

FIGURE 1.11 – Évolution schématique de la ΔP d'un filtre plissé par un aérosol solide [Del Fabbro, 2001].

1.1.5 Influence des conditions opératoires sur la perte de charge

1.1.5.1 Morphologie et granulométrie des aérosols

Nous avons choisi ici de focaliser notre recherche bibliographique sur les aérosols solides, propres à notre étude. La filtration des aérosols liquides par des médias fibreux a fait l'objet de nombreuses travaux ; citons par exemple les papiers de Frising *et al.* [2004, 2005] concernant leur influence sur la perte de charge et de Charvet *et al.* [2008, 2010] sur l'efficacité. Un certain nombre d'expérimentations menées sur des filtres plans THE ont montré l'influence de la taille des particules solides sur l'évolution de la perte de charge au cours du colmatage. Dans une étude dédiée à la caractérisation de filtres THE en termes de perte de charge et de masse d'aérosol collectée, Novick *et al.* [1992] ont notamment utilisé des particules solides de trois natures différentes, le chlorure de sodium (NaCl), le chlorure d'ammonium (NH_4Cl) et l'oxyde d'aluminium (Al_2O_3) et plusieurs distributions de taille, afin de déterminer l'influence de la morphologie et de la dimension des particules. Pour chaque aérosol, 3 à 4 distributions granulométriques supposées monodispersées et comprises entre 0,51 et 1,69 μm ont été considérées. Les résultats indiquent que pour une vitesse constante de 2,5 $cm.s^{-1}$, la perte de charge nette (ΔP mesurée-ΔP initiale) augmente linéairement avec la quantité d'aérosol collecté et qu'à masse de particules collectées identique, plus les particules sont de petite dimension, plus la perte de charge nette est importante. Les mêmes conclusions sont apportées par d'autres études dédiées à l'influence des conditions opératoires sur les performances de médias fibreux filtrants ; Walsh [1996] avec un aérosol d'acide stéarique et des distributions granulométriques comprises entre 0,6 et 2,2 μm ainsi que Walsh et Stenhouse [1997] sur des médias fibreux chargés électriquement.

La nature de l'aérosol filtré, et en particulier sa granulométrie, a donc une influence importante sur l'évolution de la perte de charge au cours du colmatage. Au cours de l'étape de filtration en profondeur, la géométrie du dépôt engendré dépend du mécanisme de collecte et donc de la taille des particules. Les particules submicroniques, soumises principalement aux mécanismes de collecte par interception et diffusion brownienne, se déposent préférentiellement les unes sur les autres formant ainsi des dendrites dont des exemples sont visibles sur la figure 1.12 [Davies, 1973; Payatakes et Tien, 1976; Payatakes, 1977]. Un dépôt peu compact composé de particules de surface spécifique importante est une combinaison qui offre un très grand volume apparent et par conséquent une forte résistance à l'écoulement. Comme l'illustre la figure 1.14, à masse collectée équivalente, les particules submicroniques occasionnent donc une perte de charge beaucoup plus élevée que les particules microniques. Ces dernières sont en effet collectées sous forme d'agglomérats compacts de faible surface spécifique (cf. figure 1.13). On peut également observer que la transition entre l'étape de filtration en profondeur et l'étape de filtration en surface est d'autant plus rapidement atteinte que les particules sont petites [Thomas, 2001]. Au cours de la

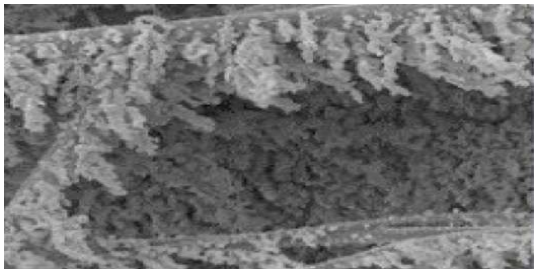

FIGURE 1.12 – cliché MEB d'un dépôt dendritique d'aérosol submicronique.

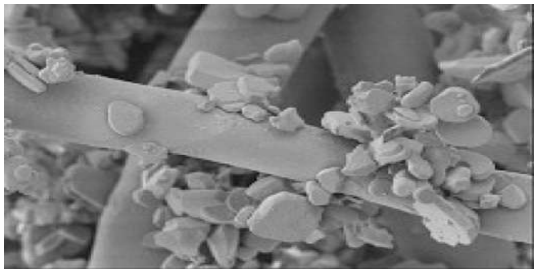

FIGURE 1.13 – cliché MEB d'un dépôt d'agglomérats d'aérosol micronique d'alumine.

filtration en surface, un gâteau de particules se forme progressivement en surface du média. Ce gâteau devient ainsi le nouveau collecteur.

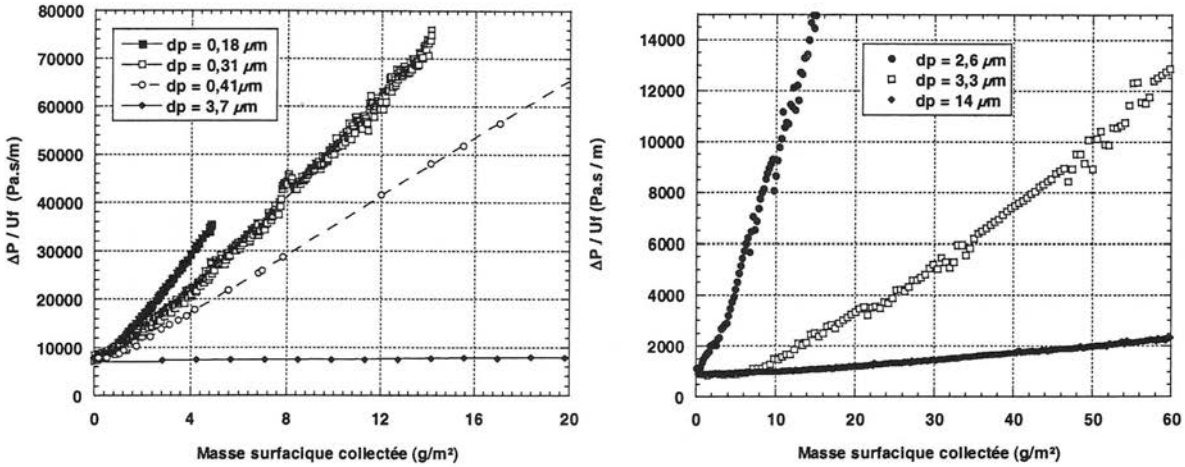

FIGURE 1.14 – Évolution de la perte de charge relative à la vitesse de filtration en fonction de la masse surfacique de particules collectées : illustration de l'influence du diamètre des particules [Thomas, 2001].

L'ensemble de ces résultats permettent de conclure que, de par leur surface spécifique importante, les particules submicroniques ont un pouvoir colmatant supérieur aux particules microniques. Concernant les filtres plissés, l'influence de la taille des particules sur la perte de charge lors de la phase de réduction de surface n'a pas spécifiquement fait l'objet d'études. Les courbes de colmatage obtenues montrent qu'à masse collectée équivalente, la surface spécifique importante des petites particules implique un très grand volume apparent et donc une résistance à l'écoulement élevée (cf. figure 1.15). De plus, la forme du dépôt en dendrites peut conduire à l'obstruction partielle ou complète des plis, notamment par la formation d'arches (voir figure 4.21 du manuscrit de Del Fabbro [2001]).

1.1.5.2 Conditions de filtration

La perte de charge traduit l'énergie dissipée par frottement par un fluide visqueux ; c'est donc une grandeur qui augmente quand la vitesse du fluide augmente. Afin de s'affranchir de cet effet et de déterminer le rôle propre de la vitesse de filtration lors du processus de collecte des particules, il est nécessaire de représenter l'évolution de la perte de charge rapportée à la vitesse de filtration. Ainsi au cours du colmatage, et en fonction de la taille des particules filtrées, la vitesse de filtration a une influence sur les mécanismes de collecte. Comme expliqué dans le paragraphe précédent, ces derniers ont un impact sur la forme du dépôt qui conditionne l'évolution de la perte de charge.

Dans une étude consacrée à la modélisation du colmatage de médias fibreux par des aérosols solides, Thomas *et al.* [2001] ont réalisé une série d'expérimentations visant à mesurer la perte de charge d'un filtre plan à base de fibres de verre, au cours de la filtration d'un aérosol d'uranine submicronique supposé monodispersé. La figure 1.16 montre les données obtenues pour un aérosol

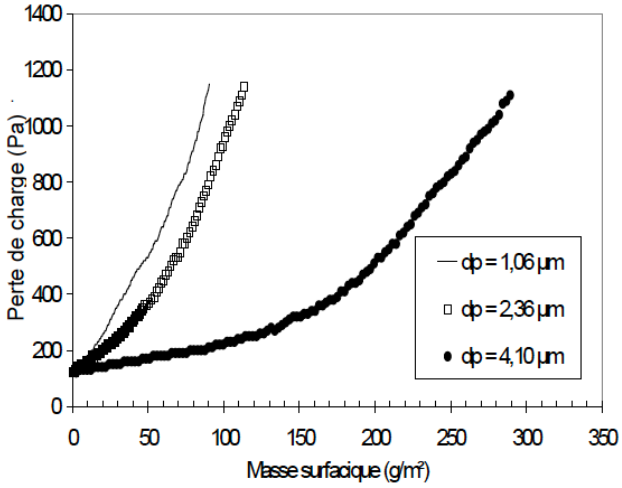

FIGURE 1.15 – Évolution de la perte de charge d'un filtre plissé en fonction de la masse surfacique de particules collectées : illustration de l'influence du diamètre des particules [Bouilloux *et al.*, 2003].

de diamètre égal à 0,31 μm. Les résultats indiquent que l'évolution de perte de charge, rapportée à la vitesse de filtration, est indépendante de la vitesse de filtration pour l'aérosol concerné. Ces conclusions sont identiques à celles d'autres travaux [Pénicot-Bauge, 1998; Briand *et al.*, 1998] par lesquelles les auteurs n'ont observé aucune influence de la vitesse de filtration sur l'évolution de la perte de charge rapportée à la vitesse de filtration, pour des aérosols submicroniques.

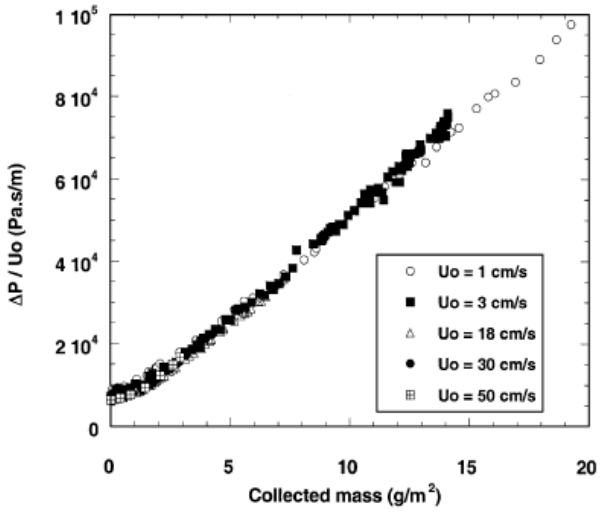

FIGURE 1.16 – Évolution de la perte de charge relative à la vitesse de filtration en fonction de la masse surfacique de particules submicroniques collectées : illustration de l'influence de la vitesse de filtration [Thomas *et al.*, 2001].

Concernant les particules microniques, les quelques résultats recensés dans la littérature ne permettent pas véritablement de dégager de tendance quant à l'influence de la vitesse de filtration [Merlin *et al.*, 2000; Thomas, 2001]. Callé [2000] a réalisé des essais de colmatage sur

deux types de médias filtrants à base de polyester, thermostabilisé ou non, à l'aide de particules d'uranine de diamètre médian en volume de 2,6 μm avec un écart type géométrique de 1,5 μm. On observe sur la figure 1.17 (graphique de gauche) des tendances contradictoires suivant que le traitement de surface a été effectué ou non sur le média. Appert-Collin *et al.* [2001] ont également étudié l'influence de la vitesse de filtration sur la compacité du dépôt formé par des particules microniques, filtrées par des médias ME et un THE. Les auteurs notent que dans le dernier cas, la perte de charge rapportée à la vitesse de filtration, évolue de manière différente suivant la granulométrie de l'aérosol, en fonction de la masse collectée. En effet, pour des particules de 4 et 4,8 μm, l'évolution du rapport est équivalente quelle que soit la vitesse, alors qu'il augmente avec la vitesse pour des particules de 8,6 et 9,1 μm. Concernant le filtre moyenne efficacité, la tendance est différente, puisque comme on le voit sur la figure 1.17 (graphique de droite), le rapport $\Delta P/U_f$ diminue avec la vitesse pour des particules de 5 μm. Ces résultats contradictoires montrent la complexité du rôle de la vitesse de filtration sur la perte de charge associée à la collecte de particules microniques. Il conviendrait de s'attacher à comprendre le rôle des caractéristiques des fibres et des particules, ainsi que de mieux appréhender l'influence de la vitesse sur chaque mécanisme de collecte.

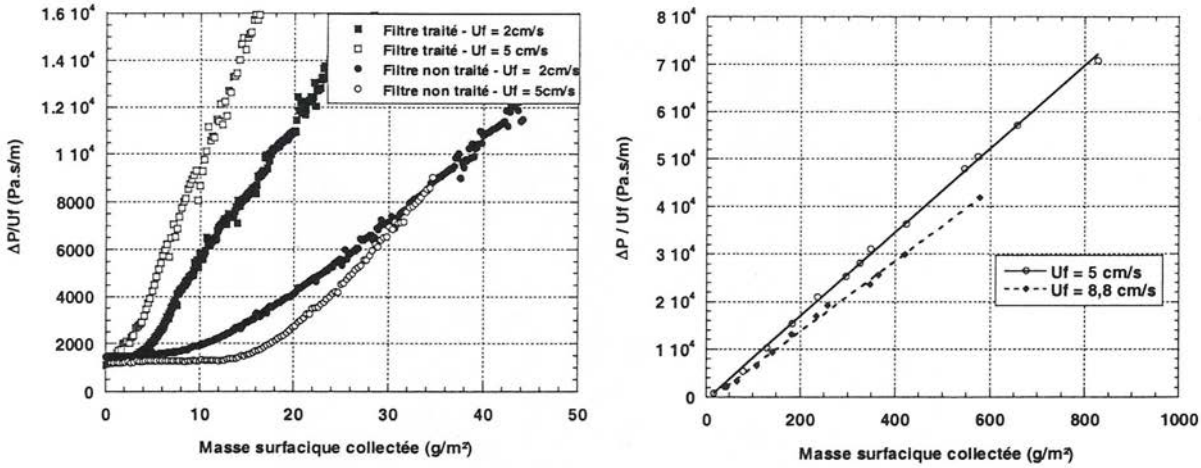

FIGURE 1.17 – Évolution de la perte de charge relative à la vitesse de filtration en fonction de la masse surfacique de particules microniques collectées : illustration de l'influence de la vitesse de filtration [Thomas, 2001].

Les résultats précédents concernent des filtres plans ; l'influence de la vitesse de filtration sur le colmatage est prise en compte à l'échelle du média filtrant. Une des particularités des filtres plissés par rapport aux filtres plans est que le système étudié implique de prendre en compte la forme du pli. Les lignes de courant et les trajectoires des particules dépendent bien évidemment de cette géométrie. Dans une étude expérimentale sur le colmatage des filtres plissés par un aérosol d'uranine d'un diamètre de 8 μm, Del Fabbro [2001] montre qu'à masse de particules solides collectées équivalente, la perte de charge rapportée à la vitesse de filtration est d'autant plus grande que la vitesse est faible. Ces résultats ont été reproduits par la suite avec un aérosol de diamètre inférieur (2,36 μm), comme illustré sur la figure 1.18 [Bouilloux *et al.*, 2003]. Cette singularité est liée à l'hétérogénéité de l'écoulement d'air dans les plis et à l'arrangement des particules qui en découle le long de la hauteur des plis. La réduction de surface utile est d'autant

plus importante que la vitesse de filtration est faible. En outre, l'augmentation de la vitesse de filtration a pour conséquence de favoriser l'inertie des particules qui tendent à suivre des trajectoires rectilignes et à provoquer un dépôt non uniforme au fond du pli (cf. figure 1.19).

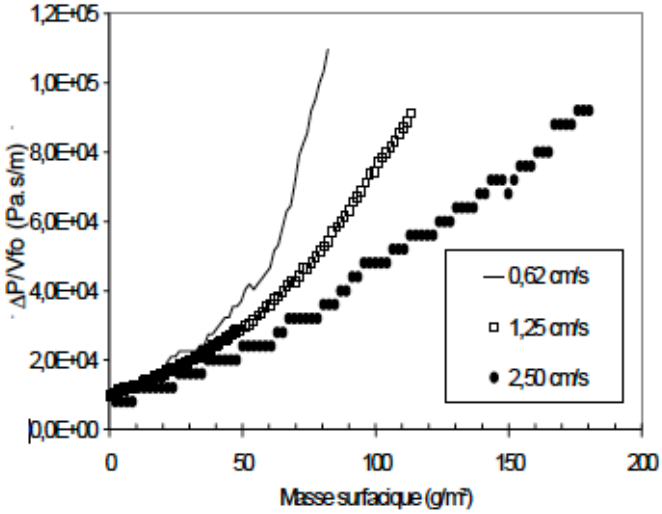

FIGURE 1.18 – Évolution de la perte de charge relative à la vitesse de filtration en fonction de la masse de particules collectées : illustration de l'influence de la vitesse de filtration [Bouilloux *et al.*, 2003].

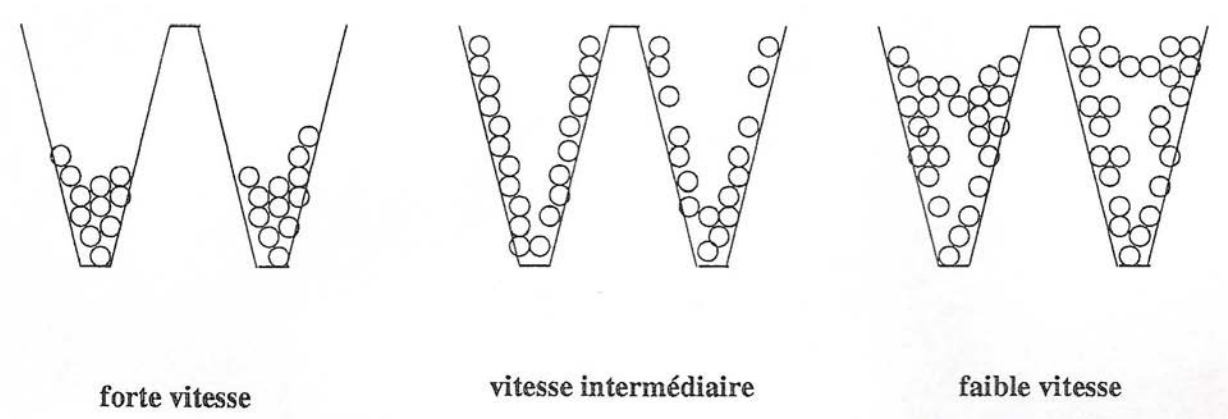

FIGURE 1.19 – Schématisation de l'influence de la vitesse de filtration sur l'hétérogénéité du dépôt de particules le long de la hauteur des plis [Del Fabbro, 2001].

La prédiction du comportement des filtres, en fonction des conditions opératoires, des caractéristiques de l'aérosol et du média, est indispensable aux développements industriels. Ainsi la conception de modèles, ayant pour objectif de déterminer l'évolution de la perte de charge, fait l'objet de nombreuses recherches depuis plusieurs dizaines d'années. Elle permet en outre d'appréhender les phénomènes physiques sous-jacents. Dans la suite de ce chapitre, les modèles d'écoulement recensés, propres aux médias fibreux plans et plissés, vierge ou en présence de colmatage sont développés.

1.2 Modélisation de l'écoulement dans des médias fibreux plans vierges

1.2.1 Milieux fibreux et loi de Darcy

Compte-tenu de la géométrie complexe que constitue un arrangement de fibres, la description rigoureuse de l'écoulement d'un fluide à travers cette géométrie s'avère extrêmement compliquée. À l'échelle macroscopique, les médias fibreux peuvent être assimilés à des matériaux composés d'une phase solide supposée fixe, les fibres, et fortement imbriquée dans une phase fluide ; c'est la définition d'un milieu poreux. On caractérise ce type de systèmes à l'aide de deux grandeurs :

- la porosité, permettant la description géométrique du système et qui rend compte du volume de vide disponible, c'est le rapport entre le volume des pores et le volume total du matériau, usuellement noté ε :

$$\varepsilon = \frac{V_{pores}}{V_{total}} \tag{1.11}$$

  la porosité varie entre 0 (solide plein) et 1 (volume totalement vide). Elle est complémentaire de la fraction de volume solide, ou compacité, usuellement notée α :

$$\alpha = 1 - \varepsilon \tag{1.12}$$

- la perméabilité k, qui exprime l'aptitude du milieu à se laisser traverser par un fluide sous l'effet d'un gradient de pression.

D'autres paramètres peuvent également intervenir dans la description géométrique de milieux fibreux. Notons, à l'échelle macroscopique, la surface spécifique des fibres, a_f, qui est définie comme le rapport entre la surface externe des fibres et le volume total occupé par les fibres :

$$a_f = \frac{S_f}{V_f} = \frac{4}{d} \tag{1.13}$$

Et à l'échelle microscopique, on peut citer la connectivité, qui caractérise le nombre de voisins d'un pore ainsi que la tortuosité, qui représente le caractère non-rectiligne des trajectoires lorsqu'un fluide circule dans le milieu.

La description de l'écoulement d'un fluide à travers la géométrie complexe que constitue un média fibreux n'est pas envisageable avec les équations de Navier-Stokes. La modélisation de ce phénomène est un problème analogue à celui des écoulements en milieux poreux ; elle a été rendue possible suite à une étude expérimentale menée sur des écoulements d'eau à travers des lits de sable par Darcy [1856] au milieu du XIXe siècle. L'auteur a mis en évidence une relation linéaire entre la vitesse de l'écoulement à travers un milieu poreux, supposé homogène et isotrope, et le gradient de pression. Il en résulte que la perte de charge, ΔP, due à l'écoulement laminaire d'un fluide incompressible à travers une longueur Z du milieu poreux est donnée, dans le cas stationnaire, par la loi de Darcy [1856] :

$$\frac{\Delta P}{Z} = \frac{1}{k} \cdot \mu \cdot U \tag{1.14}$$

Avec k, la perméabilité, μ et U sont respectivement la viscosité dynamique et la vitesse de filtration en fût vide du fluide. Cette dernière correspond au rapport entre le débit volumique et

la section frontale de passage ; elle est reliée à la vitesse de passage dans les pores, ou vitesse interstitielle v_i par la porosité :

$$U = \varepsilon \cdot v_i \tag{1.15}$$

Initialement appliquée à des liquides incompressibles, la loi de Darcy peut être employée pour modéliser l'écoulement de gaz à travers un média filtrant pour des vitesses inférieures à 50 $cm.s^{-1}$. La validité de cette expression dépend du régime d'écoulement. Ce dernier peut être caractérisé, en fonction de la compacité du média fibreux, par :

– le nombre de Reynolds de pores pour $\alpha > 0,2$:

$$Re_{pores} = \frac{\rho \cdot U}{\mu \cdot \alpha \cdot a_f} \tag{1.16}$$

– le nombre de Reynolds de fibres pour $\alpha < 0,2$:

$$Re_f = \frac{\rho \cdot U \cdot d}{\mu \cdot (1 - \alpha)} \tag{1.17}$$

Pour rappel, ρ est la masse volumique du fluide, a_f représente la surface spécifique des fibres de diamètre d et α, la compacité du média. Le tableau 1.2 regroupe les valeurs limites de Reynolds pour les différents régimes d'écoulement ; ces données sont issues de la thèse de Forthomme [2012].

Tableau 1.2 – Valeurs limites de Reynolds pour les régimes d'écoulement

Laminaire	Intermédiaire	Turbulent	Auteurs
$Re_{pores} < 1 - 10$ $1{-}10 < Re_{pores} < 150{-}180$ [2]	$150{-}180 < Re_{pores} < 900$	$Re_{pores} > 900$	Seguin *et al.* [1998] Comiti *et al.* [2000]
$Re_f < 0,2 - 1$	$0,2 - 1 < Re_f < 1000$	$Re_f > 1000$	Davies [1973] Dullien [1989] Renoux et Boulaud [1998]

D'autres relations que la loi de Darcy ont été développées pour modéliser les écoulement en milieu poreux. On peut citer la relation de Kozeny-Carman, principalement utilisée pour les lits granulaires [Kozeny, 1927; Carman, 1956] :

$$\frac{\Delta P}{Z} = h_k \mu \frac{a_g^2 \cdot \alpha^2}{(1 - \alpha)^3} U \tag{1.18}$$

h_k est le coefficient de Kozeny-Carman, a_g la surface spécifique de grain. Dans le cas particulier d'un média fibreux, le produit $a_g \cdot \alpha$ équivaut à la surface spécifique de couche fibreuse a, soit le rapport entre la surface des fibres et le volume du média fibreux. Citons également la loi de Forchheimer [1901], incluant un terme non-linéaire proportionnel à la perméabilité de Forchheimer k_f, et qui s'applique pour la filtration des gaz à vitesse élevée :

$$\frac{\Delta P}{Z} = \frac{\mu \cdot U}{k} + \frac{\mu \cdot U^2}{k_f} \tag{1.19}$$

2. Dans ce cas, la relation entre la vitesse et le gradient de pression n'est pas linéaire.

D'une manière générale, la loi de Darcy est très bien vérifiée expérimentalement, sous réserve des hypothèses suivantes : les déformations du média doivent être négligeables et l'écoulement à l'échelle des pores doit être laminaire. De plus, elle est assez facile à exploiter contrairement aux relations de Kozeny-Carman et de Forchheimer, qui font appel à la détermination de paramètres supplémentaires.

1.2.2 Modèles de perméabilité de médias fibreux

À partir de la loi de Darcy, la modélisation de l'écoulement d'un gaz dans un milieu poreux revient à déterminer une expression de la perméabilité. Ce paramètre est fonction de la géométrie du réseau de pores. Pour les médias fibreux, la perméabilité dépend de la porosité et de la taille, de la forme et de l'arrangement des fibres. Dans le cas d'une distribution de taille de fibre monomodale, k est une fonction de la fraction de volume solide du média, α, et du rayon des fibres r :

$$k = r^2 \cdot f(\alpha) \tag{1.20}$$

Le terme $f(\alpha)$, appelé perméabilité adimensionnelle, peut être calculé à partir de considérations sur un arrangement de fibres, soumises à la force de traînée qui résulte d'un écoulement fluide [Thomas, 2001]. Un certain nombre d'auteurs ont développé des expressions, théoriques ou empiriques, selon que l'écoulement est parallèle, perpendiculaire ou orienté de façon aléatoire à l'arrangement fibreux. Les principales expressions de perméabilité adimensionnelle sont recensées dans le tableau 1.3.

Tableau 1.3 – Principales expressions de perméabilité adimensionnelle.

Auteurs	Expressions	Commentaires
Happel [1959]	$\frac{1}{8\alpha}\left[-\ln\alpha + \frac{\alpha^2-1}{\alpha^2+1}\right]$ (1.21)	modèle théorique, écoulement perpendiculaire à des cylindres
Davies [1973]	$\frac{1}{16\alpha^{\frac{3}{2}}\,(1+56\ \alpha^3)}$ (1.22)	modèle empirique, écoulement à travers un arrangement aléatoire de fibres, $0,006 < \alpha < 0,3$
Drummond et Tahir [1984]	$\frac{1}{8\alpha}\left[-\ln\alpha - 1,476 + 2\alpha - 1,774\alpha^2\right]$ (1.23)	modèle théorique, écoulement perpendiculaire à des cylindres agencés en carré
Jackson et James [1986]	$\frac{3}{20\alpha}\left[-ln(\alpha) - 0,931\right]$ (1.24)	modèle empirique, écoulement à travers un arrangement aléatoire de fibres, $\alpha < 0,25$

La figure 1.20 montre l'évolution de la perméabilité adimensionnelle en fonction de la fraction de volume solide, pour chacun des quatre modèles listés précédemment. Callé [2000] et Thomas [2001] ont comparé ces expressions dans une large gamme de compacité. Il ressort de leur comparaison, ainsi que de la figure 1.20, qu'il n'y a pas de différence significative entre elles, excepté pour des valeurs de compacité qui n'ont pas de justification dans le domaine des filtres à fibres ($\alpha < 0,01$ ou $\alpha > 0,4$)

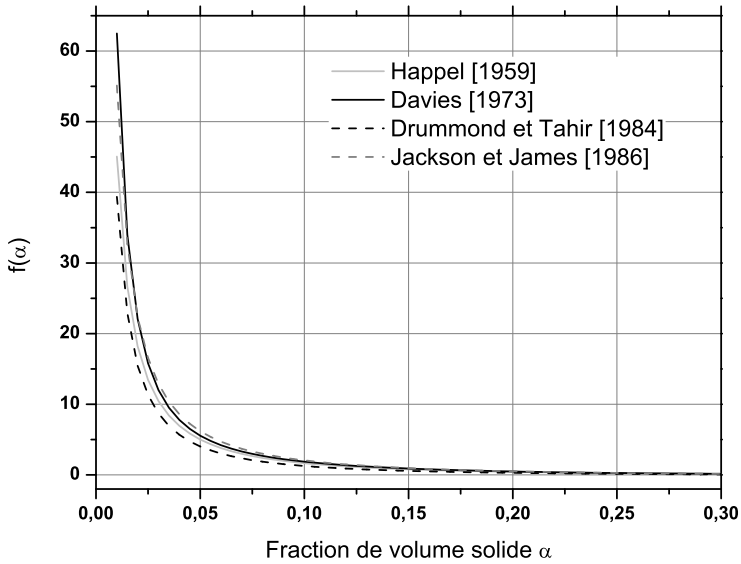

FIGURE 1.20 – Évolution des expressions de perméabilité adimensionnelle en fonction de la fraction de volume solide.

La modélisation de l'écoulement dans des médias fibreux plans, en absence de colmatage, consiste donc à prédire la perte de charge en fonction des propriétés du fluide et de la structure fibreuse. Pour y parvenir, on utilise principalement la loi de Darcy. Cette dernière est simple d'utilisation et largement vérifiée expérimentalement. Si les caractéristiques du fluide sont connues, la perméabilité des structures fibreuses est assez complexe à modéliser, notamment au vu de son caractère non isotrope. L'ensemble des modèles recensés sont issus de méthodes consistant à résoudre un écoulement de Stokes à travers quelques fibres, assimilées à des cylindres et agencées de différentes manières. Les plus populaires, utilisées dans la plupart des travaux actuels, sont les expressions de Davies [1973] et de Jackson et James [1986]. Ce sont des modèles issus de comparaisons expérimentales et applicables pour de larges gammes de compacité.

La modélisation de l'écoulement dans des médias fibreux constitue le fondement des modèles de colmatage. Ces derniers résultent, pour la plupart, de la modification d'un paramètre permettant de prendre en compte le dépôt de particules.

1.3 Modélisation du colmatage des médias fibreux plans

Prédire l'évolution de la perte de charge d'un filtre à fibre au cours du colmatage, en fonction des conditions opératoires, est un enjeu primordial pour la communauté de la filtration des aérosols. Les concepteurs de médias et les industriels sont sans cesse à la recherche d'améliorations techniques permettant d'augmenter l'efficacité et de diminuer la dépense énergétique des médias filtrants. La conception de modèles robustes permet d'une part de s'affranchir, dans une certaine mesure, de la réalisation d'expériences longues et coûteuses. D'autre part, elle permet d'améliorer la justesse des codes de calcul dédiés à ce types de problèmes. Dans cette section, différents modèles de colmatage sont présentés. S'ils prennent en compte de manière différente les étapes de filtration en profondeur et de filtration en surface, ils sont tous basés sur une adaptation de la loi de Darcy :

$$\frac{\Delta P}{Z} = \frac{\mu}{r^2} \cdot \frac{1}{f(\alpha)} \cdot U \tag{1.25}$$

1.3.1 Colmatage en profondeur

1.3.1.1 Modèle de Davies

Afin de tenir compte de la collecte des particules, à partir de la relation 1.22 établie pour modéliser la perte de charge d'un média fibreux soumis à un écoulement, Davies [1952, 1973] ajoute à l'expression de la compacité des fibres α, la compacité du dépôt α_p :

$$\alpha_p = \frac{m}{\rho_p \cdot Z \cdot S_f} \tag{1.26}$$

Où m et ρ_p sont respectivement la masse collectée et la masse volumique de particules, S_f est la surface filtrante. L'auteur émet l'hypothèse que l'augmentation de la dimension des fibres r est proportionnelle au rapport entre la compacité du dépôt et la compacité des fibres. Finalement, il propose une expression de la perte de charge en fonction des caractéristiques du média fibreux (rayon et compacité des fibres, épaisseur et surface de filtration), de l'écoulement et d'une expression de la compacité du dépôt (valable pour un dépôt dendritique ou sous forme d'agglomérats) :

$$\frac{\Delta P}{Z} = \frac{\mu}{r^2 \cdot \left(1 + \frac{\alpha_p}{\alpha}\right)} \cdot 16(\alpha + \alpha_p)^{\frac{3}{2}} \left(1 + 56\ (\alpha + \alpha_p)^3\right) \cdot U \tag{1.27}$$

Ce modèle est assez simple d'utilisation, il ne fait pas intervenir le profil de pénétration dans l'épaisseur du média. Le terme en α^3 peut être négligé dans le cas de très faibles valeurs de compacité. Une forte limitation tient au fait qu'il ne prend pas en compte la taille des particules dont nous avons pu constater l'influence dans la section 1.1.5.1 de ce manuscrit.

1.3.1.2 Modèle de Bergman

La relation empirique de Davies peut être simplifiée dans le cas des médias à faibles valeurs de compacité, ce qui est généralement le cas dans les problèmes de filtration :

$$\frac{\Delta P}{Z} = \frac{\mu}{r^2} \cdot 16\alpha^{\frac{3}{2}} \cdot U \tag{1.28}$$

À partir de la relation précédente, Bergman *et al.* [1978] proposent une extension à une distribution de taille de fibres et montrent que :

$$\frac{\Delta P}{Z} = \mu \cdot 16\alpha^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{\int_0^\infty N(r) r dr}{\left(\int_0^\infty N(r) r^2 dr\right)^{\frac{3}{2}}} \cdot U \tag{1.29}$$

Avec $N(r)$, le nombre de fibres de rayon r. Si la distribution massique des fibres de tailles différentes est connue, les auteurs proposent d'exprimer la perte de charge d'un média fibreux soumis à un écoulement avec l'expression 1.30 :

$$\frac{\Delta P}{Z} = \mu \cdot 16 \left(\int_0^\infty \frac{\alpha \cdot dr}{r^2}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \int_0^\infty \frac{\alpha \cdot dr}{r} \cdot U \tag{1.30}$$

En considérant un filtre chargé en particules comme un média composé d'un mélange de deux types de fibres, l'un représentant les fibres vierges d'origine et l'autre représentant les particules collectées, Bergman *et al.* [1978] proposent d'utiliser l'équation précédente pour décrire la perte de charge à travers des filtres colmatés. En supposant que toutes les fibres d'origine ont la même taille et que les particules piégées (maintenant traitées comme des fibres dendritiques d'un diamètre équivalent à celles des particules) ont également une distribution de taille monomodale, les auteurs réduisent l'équation 1.30 à :

$$\frac{\Delta P}{Z} = \mu \cdot 16 \left(\frac{\alpha}{r^2} + \frac{\alpha_p}{r_p^2}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{\alpha}{r} + \frac{\alpha_p}{r_p}\right) \cdot U \tag{1.31}$$

Avec α_p, la compacité du dépôt de particules de rayon r_p. Bien que le dépôt soit considéré comme étant homogène, ce modèle inclut les effets dûs aux interactions de voisinage des fibres et des particules, il permet en outre de prendre en compte le rayon moyen des particules. Il permet également de mettre en évidence le pouvoir colmatant supérieur des particules submicroniques.

1.3.1.3 Modèle de Letourneau

Dans l'optique d'améliorer le modèle de Bergman, en tenant compte non plus d'un dépôt homogène de particules, mais d'un profil de pénétration sur la profondeur du média fibreux, Letourneau *et al.* [1990, 1991] proposent une loi de distribution de l'aérosol exponentiellement décroissante en fonction de la position x des particules dans la profondeur. Ainsi ils expriment la compacité du dépôt de particules de la manière suivante :

$$\alpha_p(x) = \frac{m}{S_f} \cdot \frac{\kappa \cdot \exp^{-\kappa x}}{\rho_p(1 - \exp^{-\kappa Z})} \tag{1.32}$$

Cette expression nécessite de connaître le facteur de pénétration κ. L'expression de la perte de charge devient :

$$\Delta P = \mu \left[16 \int_0^Z \left(\frac{\alpha}{r^2} + \frac{\alpha_p(x)}{r_p^2}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{\alpha}{r} + \frac{\alpha_p(x)}{r_p}\right) dx\right] U \tag{1.33}$$

1.3.2 Colmatage en surface

1.3.2.1 Modèle de Novick

Dans une étude dédiée aux effets de la masse d'aérosol collecté par des filtres THE sur la perte de charge, Novick *et al.* [1990, 1992] assimilent cette dernière à la somme des pertes de charge du média vierge ΔP_0 et du gâteau de particules ΔP_g. Les auteurs négligent l'étape de filtration en profondeur en supposant que l'étape de filtration en surface apparaît rapidement vu la haute efficacité des médias :

$$\Delta P = \Delta P_0 + \Delta P_g \tag{1.34}$$

Ils proposent de calculer le terme ΔP_0 grâce à la loi de Darcy alors que le gâteau de particules est assimilé à un lit granulaire homogène. La contribution ΔP_g est déterminée à partir de la relation de Kozeny-Carman :

$$\Delta P_g = h_k \mu \frac{(a_p \cdot \alpha_p)^2}{(1-\alpha_p)^3} U \cdot Z_g \tag{1.35}$$

a_p est la surface spécifique des particules, égale à $\frac{6}{d_p}$ pour des sphères de diamètres d_p. α_p est la compacité du gâteau d'épaisseur Z_g. h_k est le coefficient de Kozeny-Carman, généralement compris entre 4,5 et 5 pour un empilement de sphères. L'épaisseur du gâteau est donnée par la relation :

$$Z_g = \frac{m/S_f}{\rho_p \cdot \alpha_p} \tag{1.36}$$

L'expression de la perte de charge du dépôt est donc décrite par une fonction linéaire de la masse de particules collectées en surface :

$$\Delta P_g = h_k \mu \frac{a_p^2 \cdot \alpha_p}{(1-\alpha_p)^3 \cdot \rho_p} \cdot \frac{m}{S_f} \cdot U \tag{1.37}$$

La compacité du gâteau est alors déterminée expérimentalement. Novick *et al.* [1992] ont notamment utilisé des particules solides de trois matériaux, le chlorure de sodium, le chlorure d'ammonium et l'oxyde d'aluminium et différentes distributions de taille afin d'exprimer α_p en fonction du diamètre des particules. Finalement les auteurs proposent un modèle de colmatage semi-empirique :

$$\Delta P = \Delta P_0 + \left(\frac{0,963}{d_p} - 1,64.10^5 \right) \cdot \frac{m}{S_f} \cdot U \tag{1.38}$$

1.3.3 Colmatage en profondeur et en surface

1.3.3.1 Modèle de Thomas

Dans une étude dédiée à la modélisation du colmatage de filtres THE, Thomas *et al.* [1998, 2001] ont une approche dynamique qui tient compte de l'hétérogénéité du dépôt de particules à l'intérieur du média fibreux. Le filtre, de compacité homogène α, est divisé en couches d'épaisseur dZ. Ainsi au temps t, la compacité du dépôt de particules collectées sur une couche j est calculée avec la relation suivante :

$$\alpha_{p(j,t)} = \frac{\text{Volume de particules collectées sur la couche } j}{\text{Volume de la couche}} \tag{1.39}$$

$$\begin{cases} \alpha_{p(j,t)} = 0 & \text{pour un média filtrant vierge} \\ \alpha_{p(j,t)} = (1-\alpha) & \text{pour un média complètement colmaté} \end{cases} \tag{1.40}$$

Sur le même principe que le modèle de Bergman, les auteurs traitent les particules, collectées sous forme de dendrites, comme de nouvelles fibres collectrices de diamètre égal au diamètre moyen des particules. Ils décomposent ensuite chaque couche élémentaire de filtre en deux éléments filtrants distincts : un premier où les particules sont collectées par les fibres et un second où elles sont collectées par celles déjà déposées sous forme dendritique. Les fractions de débit à travers chaque élément filtrant sont ensuite définies :

$$\begin{cases} \frac{(1-\alpha_p)}{(1-\alpha)} & \text{pour l'élément constitué des fibres} \\ \frac{\alpha_p}{(1-\alpha)} & \text{pour l'élément constitué des dendrites} \end{cases} \tag{1.41}$$

Ainsi à $t = 0$, $\alpha_p = 0$, l'ensemble du débit Q_v traverse les fibres. Quand le média est fortement colmaté, $\alpha_p > \alpha$, la fraction de particules collectées par les fibres est négligeable devant celle collectées par les dendrites. À chaque incrément de temps, la masse de particule collectées est déduite à partir de l'efficacité de collecte de chaque élément. Pour cela, les auteurs utilisent le modèle de Payet [1991], qui propose une expression de l'efficacité unitaire de collecte par diffusion.

La masse surfacique de particules collectées par les fibres et par les dendrites, sur la couche j au temps t est déterminée et il est alors possible de prédire la quantité de particules de chaque classe de taille qui ne sont pas collectées par la première couche et passent à la couche suivante. La même procédure est ensuite utilisée pour déterminer la masse de particules déposées sur la seconde couche et ainsi de suite sur toute la hauteur du média.

La perte de charge à travers chaque tranche j est calculée à partir du modèle de Bergman (Eq. 1.31) modifié en ajoutant le facteur $(1 + 56\alpha^3)$ proposé par Davies [1952] :

$$\frac{\Delta P_{j,t}}{dZ} = \mu \cdot 16 \left(\frac{\alpha_{p(j,t)}}{r^2_{p(j,t)}} + \frac{\alpha}{r^2} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{\alpha_{p(j,t)}}{r_{p(j,t)}} + \frac{\alpha}{r} \right) \cdot \left(1 + 56(\alpha + \alpha_{p(j,t)})^3\right) \cdot U \tag{1.42}$$

La perte de charge globale à travers le filtre au temps t est alors calculée en fonction de nombre de couche N_c :

$$\Delta P = \sum_{j=0}^{N_c} \Delta P_{j,t} \tag{1.43}$$

Dans [Thomas *et al.*, 2001], cette approche dynamique originale a été confrontée à un certain nombre de résultats expérimentaux couvrant une gamme de vitesse de filtration comprise entre 5 et 20 $cm.s^{-1}$, pour deux distributions de taille de particules submicroniques (0,18 et 0,40 μm).

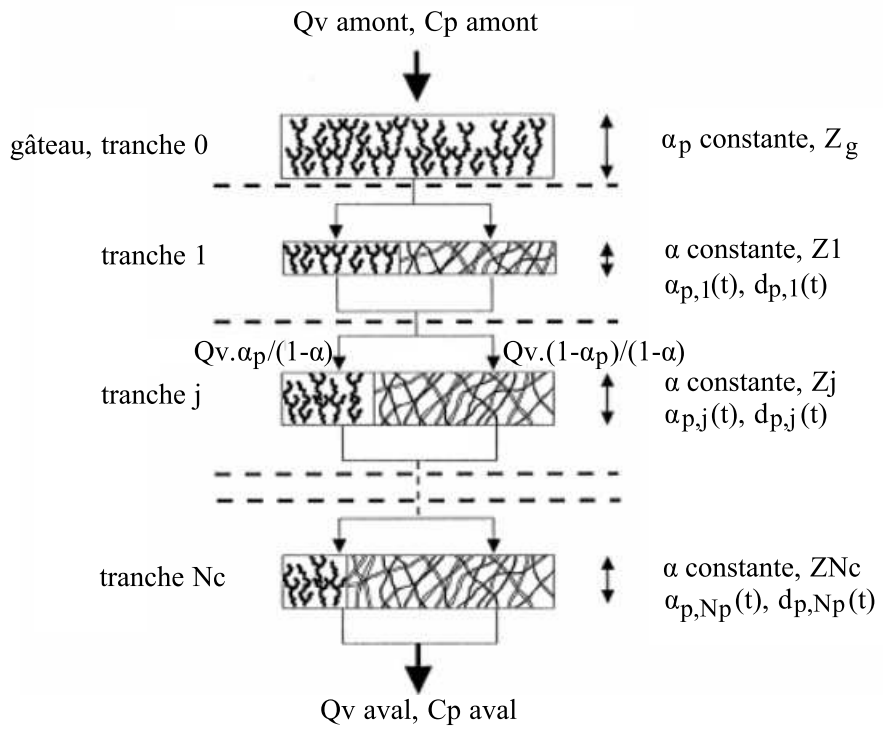

FIGURE 1.21 – Schéma de principe du modèle de Thomas [Thomas *et al.*, 2001].

Les auteurs concluent à un bon accord entre valeurs théoriques et mesurées. Ils notent également que le modèle permet de décrire avec précision la transition entre les étapes de filtration en profondeur et en surface. La tendance exponentielle décroissante du profil de pénétration, observée expérimentalement, est également conservée. En conséquence de l'hypothèse de collecte sous forme dendritique, le modèle ne permet pas de décrire le phénomène de colmatage pour les particules microniques.

L'estimation de la durée de vie des médias fibreux filtrants repose sur la conception de modèles prédictifs de perte de charge au cours du colmatage. C'est une thématique qui a préoccupé un certain nombre d'acteurs du domaine de la filtration. Les larges gammes de conditions opératoires, d'aérosols et de médias filtrants rendent très difficile la mise en œuvre d'un modèle global universel.

Dans la suite de ce chapitre, nous allons nous intéresser aux filtres plissés. Les caractéristiques géométriques de ces filtres compliquent le problème. La vitesse de filtration varie localement au niveau des plis du filtre, engendrant une inhomogénéité du dépôt. De plus, cette géométrie implique une réduction de la surface de filtration avec le remplissage des plis, ce qui provoque une élévation importante de la perte de charge.

1.4 Modélisation de la perte de charge des filtres plissés vierges

1.4.1 Modèles numériques

Les premiers travaux concernant les écoulement dans les filtres plissés ont été menés par des industriels du groupe Farr, Californie [Raber, 1982]. L'objectif de ces travaux était d'optimiser la perte de charge et la capacité de rétention de filtres plissés utilisés dans l'industrie, notamment dans le cas particulier des filtres à air d'admission de turbines de combustion [Yu et Goulding, 1992]. La notion d'optimisation implique de définir un certain nombre de paramètres sur lesquels intervenir pour améliorer la conception du système. En dehors du média filtrant, la hauteur des plis et leur configuration géométrique, ainsi que la densité de plis (nombre de plis par unité de longueur) représentent les paramètres les plus judicieux. En effet, pour un débit donné, à faible nombre de pli, la surface de filtration diminue induisant une élévation de la perte de charge à travers le média en raison de l'augmentation de la vitesse de filtration. Lorsque le nombre de plis est important, la perte de charge augmente également à cause de la force de traînée visqueuse entre le fluide et média. Par conséquent, en terme de perte de charge initiale, il existe un nombre de plis optimum pour une hauteur et une configuration de plis données.

1.4.1.1 Modèle de Raber

Dans une étude pionnière, Raber [1982] utilise la théorie de la distribution de l'écoulement unidimensionnel. L'auteur assimile le filtre à une succession de plis triangulaires idéaux et réduit ainsi la résolution du problème à un demi-pli. Le domaine est discrétisé en éléments finis en divisant le média filtrant en 5 surfaces identiques. Les volumes de contrôle permettent ainsi d'établir les surfaces d'écoulement du demi-pli amont et aval comme indiqué sur la figure 1.22.

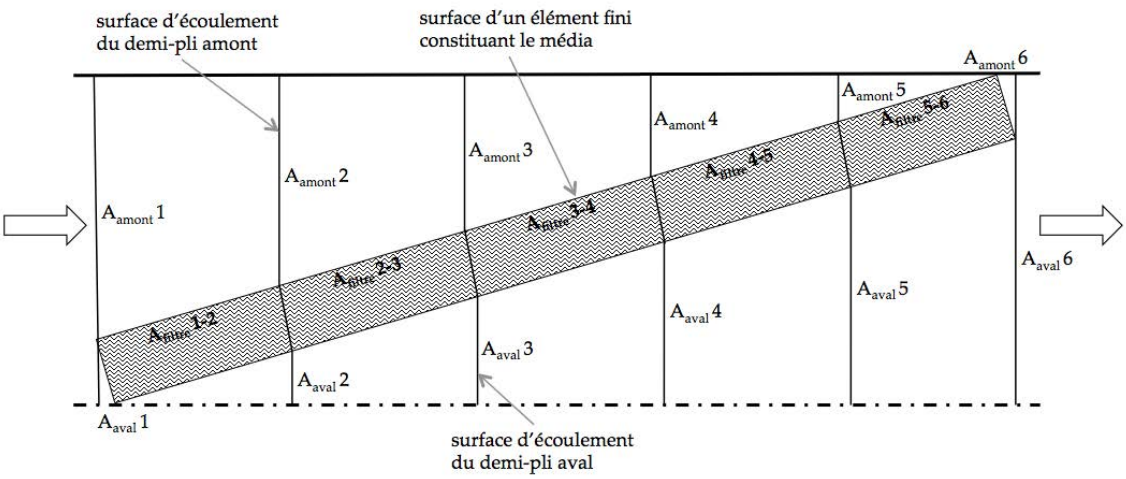

FIGURE 1.22 – Schématisation du demi-pli idéal et discrétisation en éléments finis [Raber, 1982]

Des bilans unidimensionnels de quantité de mouvement sont réalisés sur les surfaces amont et aval. Le modèle est complété par l'équation de continuité à travers chaque surface de contrôle et par les bilans massiques en entrée et en sortie. L'écoulement à travers le média poreux est supposé perpendiculaire à la surface du média et satisfaisant la loi de Darcy. Il a été développé en utilisant une approche similaire à celle employée pour l'optimisation de la conception d'échangeurs de chaleur à collecteurs. Son utilisation est limitée car d'une part les effets visqueux sont négligés et d'autre part, il se limite à une configuration de pli spécifique.

1.4.1.2 Modèle de Yu et Goulding

Yu et Goulding [1992] présentent une analyse mathématique de l'écoulement à travers un élément de filtre plissé. Ils utilisent une approche semi-analytique/semi-numérique ayant comme objectif d'optimiser la conception de filtres à air d'admission utilisés sur des turbines de combustion. Les auteurs cherchent à obtenir un filtre ayant un efficacité supérieure à 97% pour des particules de 0,3 μm de diamètre, avec une forte capacité de rétention et une faible perte de charge initiale.

Sachant que l'écoulement à travers le média n'est pas uniforme sur l'ensemble de la hauteur des plis, le système est discrétisé en éléments finis infinitésimaux Δx_n et la vitesse à travers la paroi des éléments est supposée constante. Le panneau filtrant plissé est ainsi assimilé à une série de canaux ; le champ de vitesse dans l'espace d'un pli est alors simplifié en écoulement dans un canal aéraulique avec conditions d'aspiration ou d'injection à la paroi pour l'élément Δx_{n+1} (cf. figure 1.23 à gauche).

En se concentrant sur un élément Δx, comme illustré figure 1.23 à droite, l'écoulement à travers une portion de filtre plissé peut être considéré comme le couplage de deux problèmes : l'écoulement laminaire à travers un canal à plaques parallèles avec aspiration ou injection uniforme de matière à la paroi. Cette dernière est commune aux canaux et est définie par les caractéristiques du média filtrant.

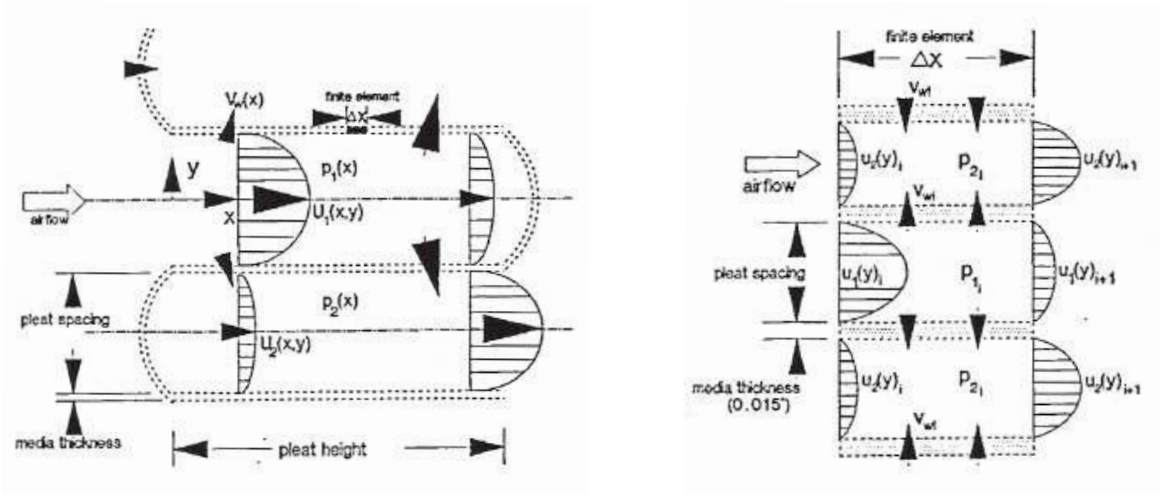

FIGURE 1.23 – Schématisation d'un mini-pli et discrétisation en éléments finis [Yu et Goulding, 1992].

Les équations de conservation associées au problème en régime permanent sont les équations de Navier-Stokes en deux dimensions (1.44) et l'équation de continuité (1.45) :

$$u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x} + \nu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \tag{1.44}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \tag{1.45}$$

Où :

- u et v représentent respectivement les composantes de la vitesse dans les directions x et y,
- P est la pression,
- ρ est la masse volumique du fluide,
- ν est la viscosité cinématique du fluide.

Les conditions aux limites :

$$u(x, \pm p/2) = 0 \tag{1.46}$$

$$v(x, \pm p/2) = \pm v_w \tag{1.47}$$

$$U = \frac{1}{A} \int_A u(x, y) dA = U_0 \left(1 - \frac{x}{\Delta x}\right) \tag{1.48}$$

Où :
- v_w est la vitesse à travers la paroi,
- $p/2$ est la demi-hauteur du canal,
- U est la vitesse moyenne,
- A est la surface efficace traversée du canal.

En combinant les équations (1.44) et (1.45), en intégrant le résultat sur l'ensemble de la surface efficace traversée du canal, puis en utilisant le théorème de la divergence, l'incorporation des conditions aux limites permet finalement d'obtenir une expression algébrique de la perte de charge dans un élément Δx et dans la direction de l'écoulement :

$$\Delta P = 96\chi(1 - 2\mathrm{Re}_{w\chi}) \left(1 - \frac{\mathrm{Re}_w}{5}\right) \tag{1.49}$$

Re_w est le nombre de Reynolds de paroi ($\mathrm{Re}_w = v_w \cdot Dh/\nu$) et χ, une coordonnée longitudinale adimensionnelle ($\chi = (x/Dh)/\mathrm{Re}$). L'analyse numérique de ce modèle, implémenté en schéma itératif, permet de résoudre les équations amont et aval simultanément pour tous les éléments du système. Ainsi pour une hauteur et une vitesse données, il est possible de déterminer le nombre de plis optimal pour une perte de charge minimale. La méthode donne des résultats très satisfaisants pour une portion de filtre mini-pli mais ne permet pas de prendre en compte le panneau filtrant. Les effets dûs à la contraction et à l'expansion de l'écoulement, en entrée et en sortie de plis, ainsi que la réduction de la perméabilité du média dans les zones plissées du filtre sont négligés.

1.4.1.3 Modèle de Chen

Alors que les travaux précédents étaient basés sur une approche analytique globale, le modèle numérique développé par Chen *et al.* [1993, 1995] est fondé sur une approche plus phénoménologique. L'écoulement en amont est normal au plan du filtre, parallèle à la direction du plissage, puis il traverse le média jusqu'à la région aval. La perte de charge totale résulte par conséquent de la contraction de l'écoulement en amont, de la traînée visqueuse entre le fluide et le média poreux en amont et en aval et de l'expansion de l'écoulement en aval. Ainsi, pour simuler l'écoulement à travers le filtre plissé, il est nécessaire de déterminer deux modèles. En amont et en aval du filtre, les auteurs utilisent un premier modèle d'écoulement où le régime est laminaire et stationnaire. Leurs hypothèses sont les suivantes :

- la configuration géométrique est à 2 dimensions,
- le régime d'écoulement est permanent,
- le fluide est incompressible, isotrope et homogène,
- le profil des vitesses est uniforme, loin en amont.

L'écoulement est donc gouverné par les équations de Navier-Stokes et par l'équation de continuité. Pour modéliser l'écoulement à travers le filtre, considéré comme un média poreux, les auteurs utilisent la loi de Darcy. Néanmoins, la validité de ce modèle implique qu'il n'y a pas d'interaction entre le fluide et la zone poreuse. Pour pallier ce problème, les auteurs ajoutent à la loi de Darcy un terme convectif et un terme de force visqueuse. Ainsi ils préconisent d'utiliser les équations de Darcy-Lapwood-Brinkman :

Composante suivant la direction x :

$$\underbrace{\frac{\rho}{\varepsilon^2}\left(u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}\right)}_{\textit{terme convectif}} = -\frac{\partial P}{\partial x}-\frac{\mu}{k}u+\underbrace{\frac{\mu}{\varepsilon}\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)}_{\textit{force visqueuse}} \tag{1.50}$$

Composante suivant la direction y :

$$\frac{\rho}{\varepsilon^2}\left(u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}\right) = -\frac{\partial P}{\partial x}-\frac{\mu}{k}v+\frac{\mu}{\varepsilon}\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right) \tag{1.51}$$

Où :

- u et v représentent respectivement les composantes de la vitesse dans les directions x et y,
- P est la pression,
- ρ et μ sont la masse volumique et la viscosité du fluide,
- ε et k, la porosité et la perméabilité du média filtrant.

Les auteurs indiquent que plusieurs méthodes de résolution par éléments finis ont été décrites pour résoudre les équations précédentes. Globalement, ces méthodes dépendent de la manière dont le terme de pression est traité. Bien que la méthode des éléments finis puisse s'adapter à l'ensemble des configurations géométriques, les auteurs simplifient le système à un demi-pli rectangulaire (cf. figure 1.24). Le domaine en amont a une longueur comprise entre 10 et 18 fois la hauteur du demi-pli $p/2$, le domaine en aval, 10 à 15 fois. Le nombre total d'éléments utilisés dans les calculs varie entre 120 et 150 et le maillage est affiné à l'interface entre les zones fluides et poreuses.

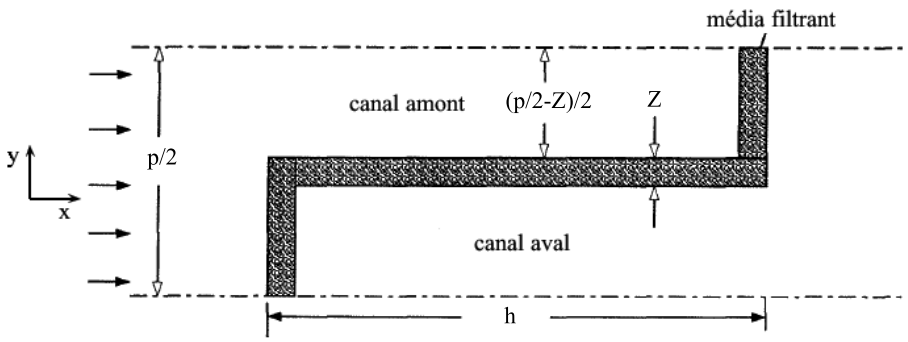

FIGURE 1.24 – Schématisation du demi-pli représentant le domaine de calcul [Chen *et al.*, 1995].

La visualisation des résultats de champ de vitesse a permis aux auteurs de rendre compte du phénomène de contraction de l'écoulement en amont et de son expansion en aval. L'écoulement redevient uniforme à une distance d'environ 8 à 10 fois la longueur du demi-pli. Une étude de cas sur 2 filtres leur a ensuite permis de déterminer la perte de charge initiale en fonction de la densité de plis pour plusieurs hauteurs de plis. Les résultats ont été confrontés aux données analytiques issues des travaux de Yu et Goulding [1992] pour validation. Un bon accord est trouvé en terme de tendance, confirmant le nombre de plis optimum pour minimiser la perte de charge.

Par la suite, six filtres plissés différents ont été modélisés afin d'obtenir l'évolution de la perte de charge initiale en fonction de la densité de plis pour plusieurs hauteurs de plis à une vitesse donnée. Les résultats montrent qu'à hauteur de plis identique, la densité de plis optimale augmente quand la perméabilité du média diminue, en raison d'une diminution du rapport entre la perte de charge due aux effets visqueux et la perte de charge due au média.

1.4.1.4 Modèle de Rebaï

Partant du constat que la résolution numérique des équations de Navier-Stokes, bien qu'envisageable [Baléo *et al.*, 2000; Subrenat *et al.*, 2003; Nassehi *et al.*, 2005], est bien trop gourmande en temps de calcul, Rebaï *et al.* [2010] insistent sur le fait que les simulations CFD directes ne sont pas particulièrement adaptées aux études d'optimisation et envisagent de développer une approche numérique simplifiée. L'étude est une analyse mathématique semi-analytique/semi-numérique de l'écoulement à travers un élément de filtre plissé, inspirée du modèle de canaux de Yu et Goulding [1992] en intégrant une demi-hauteur de pli variable.

Les auteurs abordent le problème avec une approche multiéchelle, méthode déjà utilisée pour aborder des problématiques de filtration liquide [Oxarango *et al.*, 2004; Benmachou, 2005]. Quatre échelles sont distinguées : celle de la fibre et des particules, celle du milieu poreux, celle du pli et celle du filtre complet. À l'échelle du pli, l'objectif est de calculer l'écoulement et de déterminer la perte de charge globale d'un élément filtrant plissé pour un débit donné. Le domaine d'étude est un demi pli, uniforme (forme de U) ou non (forme de V) comme schématisé sur la figure 1.25. Le média est divisé en deux zones poreuses, le long et le fond de pli, séparant les canaux d'entrée et de sortie de l'écoulement.

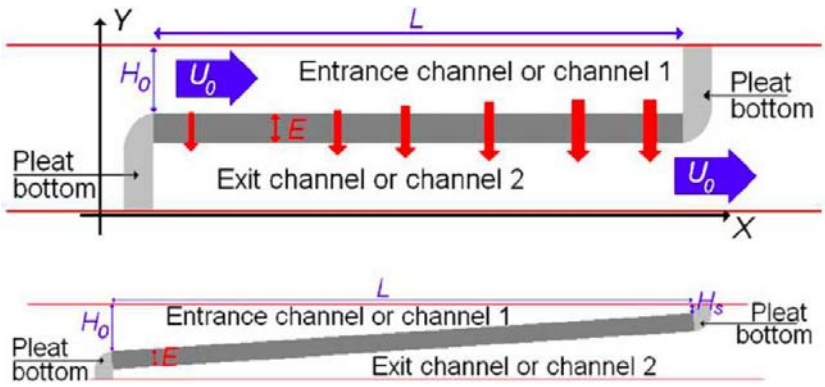

FIGURE 1.25 – Schématisation des demis-pli U et V [Rebaï *et al.*, 2010].

Les équations régissant l'écoulement sont moyennées sur l'ensemble de la section des canaux d'entrée ou de sortie de pli. De plus, la géométrie du domaine permet d'utiliser les propriétés de similitude de la pression et du profil de vitesse dans les canaux. Les auteurs font l'hypothèse que les solutions analytiques, précédemment déterminées pour caractériser l'écoulement à l'intérieur de canaux uniformes à parois poreuses, avec injection et aspiration uniforme de vitesse aux parois [Brady, 1984], constituent une bonne approximation aux solutions des équations de Navier-Stokes régissant l'écoulement dans les plis. Le profil de vitesse est exprimé sous forme adimensionnelle en utilisant la demi-hauteur du canal et la moyenne de la composante longitudinale de la vitesse. Le couplage entre le pli d'entrée et de sortie est assurée par la loi de Darcy.

L'analyse numérique du modèle simplifié, implémenté en schéma itératif, permet de gagner du temps de calcul en comparaison avec un calcul CFD direct et facilite les études de sensibilité. Ainsi pour une hauteur de pli et une vitesse donnée, il a permis de déterminer le nombre de plis optimal pour une perte de charge minimale. La méthode donne des résultats en très bon accord avec des données expérimentales ; à titre d'exemple, les figures 1.26 et 1.27 illustrent l'évolution

de la perte de charge de deux types de filtres plissés, en fonction de la vitesse de filtration. Deux sous-modèles sont présentés. Le premier, appelé *full porous pleat bottom*, considère l'ensemble du pli comme poreux alors que le second, nommé *impervious pleat bottom*, considère les zones plissées comme imperméables, compte tenu de leur plus forte valeur de perméabilité.

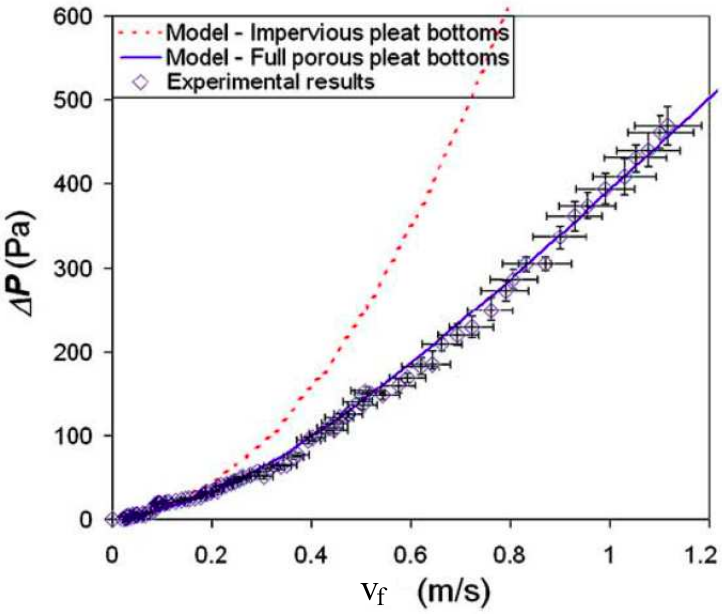

FIGURE 1.26 – Évolutions de la perte de charge de filtres plissés, h=25mm, issues des expériences et des modèles, en fonction de la vitesse de filtration [Rebaï *et al.*, 2010].

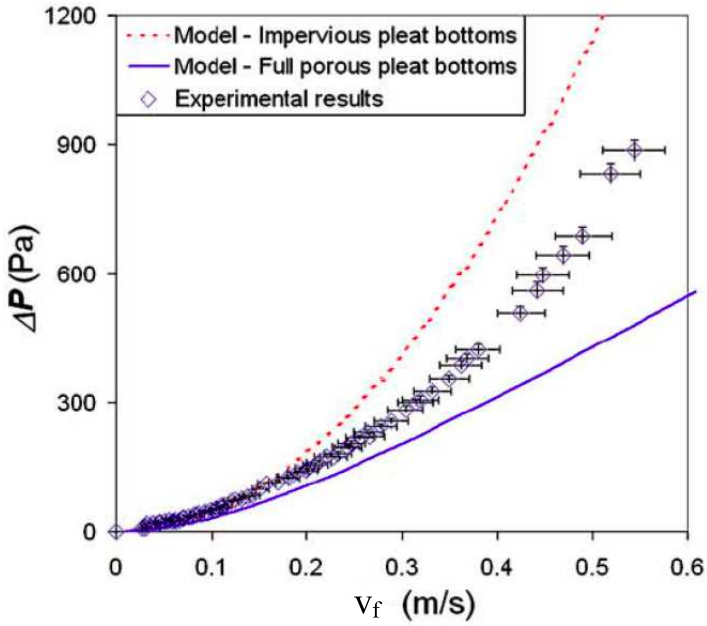

FIGURE 1.27 – Évolutions de la perte de charge de filtres plissés, h=51mm, issues des expériences et des modèles, en fonction de la vitesse de filtration [Rebaï *et al.*, 2010].

1.4.2 Modèles phénoménologiques

1.4.2.1 Modèles de DelFabbro

Avec une approche similaire à Chen *et al.* [1993, 1995], Del Fabbro [2001] tente de modéliser la perte de charge d'un filtre plissé vierge en fonction des paramètres aérauliques (vitesse de filtration, viscosité et masse volumique) et des caractéristiques du filtre (hauteur, pas, nature du média filtrant). L'auteur envisage ici la perte de charge d'un filtre plissé vierge comme la contribution des termes suivants :

- ΔP_r, la perte de charge liée au rétrécissement (entrée d'air dans le pli),
- ΔP_l, la perte de charge liée à l'écoulement d'air dans les canaux hydrauliques de longueur égale à la hauteur du pli,
- ΔP_p, la perte de charge au travers du média filtrant (milieu poreux),
- ΔP_e, la perte de charge liée à l'élargissement (sortie d'air du pli).

$$\Delta P = \Delta P_r + \Delta P_l + \Delta P_p + \Delta P_e \tag{1.52}$$

Les expressions de ces termes s'appuient sur les données issues de l'ouvrage Memento sur les pertes de charge [1986] en assimilant le pli à un créneau ; ainsi :

$$\Delta P_r = \Delta P_e = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot \xi \cdot U^2 \tag{1.53}$$

Où :
- ρ est la masse volumique du fluide,
- ξ, le coefficient de perte de charge par singularité,
- U, la vitesse d'entrée dans le canal hydraulique (vitesse frontale).

$$\Delta P_l = \frac{1}{2} \cdot \lambda(Re_h) \cdot \frac{h}{Dh} \cdot \rho \cdot U^2 \tag{1.54}$$

Où :
- $\lambda(Re_h)$ est le coefficient de perte de charge par frottements,
- Dh, le diamètre hydraulique,
- h et p sont respectivement la longueur (hauteur de pli) et la largeur (pas) du canal.

$$\Delta P_p = R_f \cdot Z \cdot v_f \tag{1.55}$$

Où :
- R_f est le rapport entre la viscosité dynamique μ et la perméabilité du média k,
- Z, l'épaisseur du média,
- v_f, la vitesse de filtration.

La relation entre la vitesse frontale et la vitesse de filtration, pour un filtre plissé, est indépendante de la coordonnée axiale de l'espace. Dans le cas d'un pli en forme de créneau, cette relation est :

$$U = \frac{2h + p}{p} \cdot v_f \tag{1.56}$$

L'auteur utilise une valeur du coefficient de perte de charge par singularité égale à 1,4 qui correspond à la somme d'un rétrécissement et d'un élargissement brutal. Le diamètre hydraulique est pris égal à $\frac{2hp}{h+p}$. Le coefficient de perte de charge par frottements est donné, dans le cas d'un

écoulement laminaire, par la relation $\lambda(Re_h) = 96/Re_h$ où $Re_h = \rho \cdot Dh \cdot U/\mu$, est le nombre de Reynolds à l'intérieur du canal hydraulique d'entrée de diamètre Dh. La perte de charge du filtre plissé vierge s'exprime finalement par la relation (1.57) :

$$\Delta P = R_f \cdot Z \cdot v_f + \frac{12\mu \cdot (2h+p)(h+p)^2}{hp^3} \cdot v_f + 0,7\rho \cdot \left(\frac{2h+p}{p}\right)^2 \cdot v_f^2 \tag{1.57}$$

Les résultats issus de ce modèle ont été comparés à des résultats expérimentaux provenant de filtres composés de plis de hauteurs et de pas différents, utilisés dans l'industrie automobile. L'auteur met en évidence que dans la gamme de vitesse d'intérêt, le modèle n'est pas adapté. De tendance linéaire, au contraire des expérimentations, les évolutions de perte de charge en fonction de la vitesse issues du modèle sous-estiment systématiquement les résultats expérimentaux.

1.4.2.1.1 Approche adimensionnelle

Au vu des comparaisons non satisfaisantes entre les données expérimentales et les modèles phénoménologiques de perte de charge présentés précédemment [Chen *et al.*, 1995; Del Fabbro, 2001], Del Fabbro *et al.* [2002] proposent un modèle semi-empirique basé sur une approche adimensionnelle. L'objectif étant toujours de déterminer la perte de charge d'un filtre plissé vierge en fonction des paramètres aérauliques (vitesse de filtration, viscosité et masse volumique) et des caractéristiques du filtre (hauteur, pas, résistance et épaisseur du média filtrant). L'analyse dimensionnelle est réalisée en utilisant le théorème de Vaschy-Buckingham [Vaschy, 1892; Buckingham, 1914], qui démontre que si une équation physique met en jeu N variables physiques, celles-ci dépendant de X unités fondamentales, alors il existe une équation équivalente mettant en jeu $N - X$ variables sans dimension, construites à partir des variables originelles.

Les auteurs identifient ici huit variables déterminantes intervenant dans la description du phénomène physique : ΔP, R_f, ρ, μ, p, h, Z et v_f, dont les définitions sont données dans la section précédente. Ces huit variables s'expriment à partir de trois unités fondamentales : de masse M, de longueur L et de temps T. Ainsi il existe cinq variables sans dimension construites à partir des variables originelles.

De par son caractère adimensionnel, une variable sans dimension peut toujours être explicitée en fonction des autres. Ainsi une expression pour la perte de charge est :

$$\Delta P = R_f \cdot Z \cdot v_f \cdot F\left(\frac{\rho \cdot v_f}{R_f \cdot Z}, \frac{Z}{p}, \frac{Z}{h}, \frac{\mu}{R_f \cdot Z^2}\right) \tag{1.58}$$

La détermination de la fonction F est alors basée sur des considérations physiques. En premier lieu, la géométrie du plissage implique que si la hauteur du pli est très petite ($h \to 0$) et/ou si le pas est très grand ($p \to \infty$), le modèle doit respecter la loi de Darcy, appropriée pour les filtres plans. D'autre part, la perte de charge d'un filtre plissé vierge est la contribution de la ΔP_p, due à la traversée du fluide dans le milieu poreux, s'écrivant sous la forme de la loi de Darcy et de la ΔP_f, due à la contraction, aux frottements avec les plis et à l'expansion de l'écoulement, fonction des caractéristiques géométriques du filtre. Par comparaison avec les données expérimentales d'évolution de la perte de charge en fonction de la vitesse de filtration pour plusieurs géométries de plissage, les auteurs obtiennent finalement un modèle de perte de

charge du filtre plissé vierge donné par la relation (1.59) :

$$\frac{\Delta P}{R_f \cdot Z \cdot v_f} = \left(1 + \frac{h \cdot Z}{p^2}\right)^{460\left(\frac{\mu}{R_f \cdot Z^2}\right)^{0,7}} \cdot 10^{\frac{0,7 \cdot \left(\frac{\mu}{R_f \cdot Z^2}\right)^{0,7} \left(\frac{h}{p}\right)^2}{log\left(1+\frac{h}{Z} \cdot \frac{1}{Re}\right)}} \tag{1.59}$$

Les auteurs concluent qu'indépendamment du type de filtre (géométrie, nature du média), la comparaison entre les résultats issus de l'expérience et du modèle est très satisfaisante. Ils notent également que lorsque le rapport $\frac{h}{p} \rightarrow 0$, le modèle permet de retrouver la loi de Darcy, propre aux filtres plans. À titre d'exemple, la figure 1.28 illustre les évolutions de la perte de charge de filtres plissés THE, issues des expériences et du modèle 1.59, en fonction de la vitesse de filtration, pour deux configurations de plissage. Si on remarque que la diminution du rapport $\frac{h}{p}$ a tendance à réduire l'écart entre les données expérimentales et le modèle, on voit nettement que ce dernier propose des évolutions de pertes de charge linéaire en fonction de la vitesse alors que cela n'est pas le cas pour les expériences.

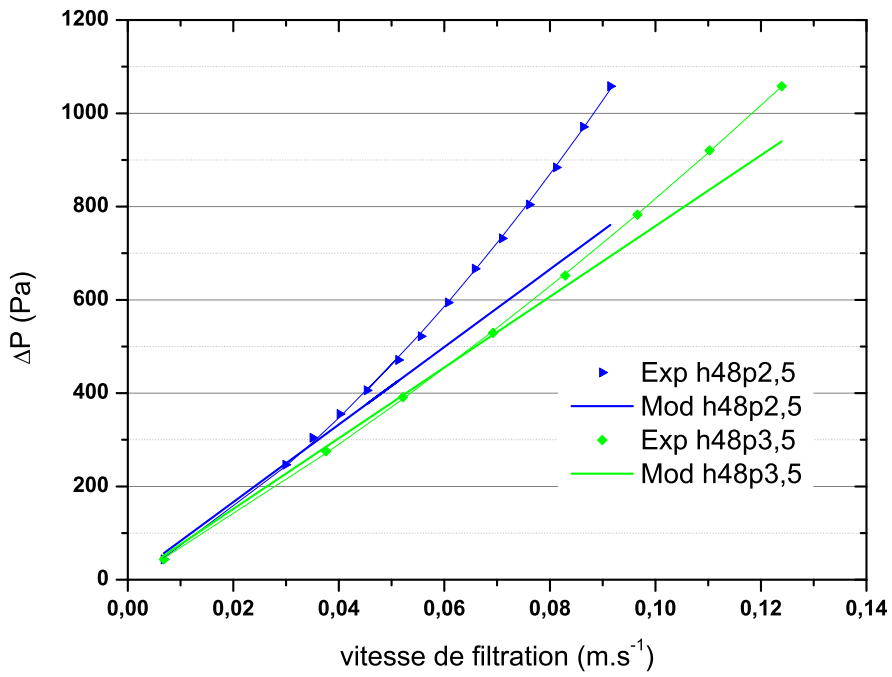

FIGURE 1.28 – Évolutions de la perte de charge de filtres plissés THE, issues des expériences et du modèle, en fonction de la vitesse de filtration [Del Fabbro, 2001].

1.4.2.2 Modèle de Callé-Chazelet

S'appuyant sur les travaux de Del Fabbro [2001] et Del Fabbro *et al.* [2002], Callé-Chazelet *et al.* [2007] envisagent également la perte de charge d'un filtre plissé vierge comme la contribution de plusieurs termes. En négligeant la perte de charge liée à l'écoulement de l'air dans les plis, faible par rapport aux autres contributions, la perte de charge du filtre plissé vierge a pour expression :

$$\Delta P_{FP} = \Delta P_{MFP} + \Delta P_S \tag{1.60}$$

Où :
- ΔP_{FP}, la perte de charge du filtre plissé,
- ΔP_{MFP}, la perte de charge du média filtrant plan,
- ΔP_S, la perte de charge des singularités (rétrécissement, élargissement).

Le terme ΔP_{MFP} est donné pour un écoulement laminaire par la loi de Darcy :

$$\Delta P_{MFP} = \frac{Z}{k} \cdot \mu \cdot v_f$$

La perte de charge des singularités ΔP_S est proportionnelle à l'énergie cinétique du fluide :

$$\Delta P_S = \xi \cdot \frac{\rho}{2} \cdot U^2$$

Où :
- ρ et μ sont respectivement la masse volumique et la viscosité dynamique du fluide,
- ξ, le coefficient de perte de charge par singularité,
- v_f, la vitesse de filtration et U, la vitesse en fût vide en amont.

La vitesse en fût vide en amont peut être facilement déterminée par la relation :

$$U = v_f \cdot \frac{S_f}{A}, \tag{1.61}$$

et par des considérations géométriques :

$$S_f = N_p \cdot L \cdot 2h \qquad ; \qquad A = N_p \cdot p \cdot L \tag{1.62}$$

Avec :
- S_f, la surface de filtration et A, la section en amont et en aval du filtre,
- N_p, le nombre de plis du filtre et L, la longueur du filtre,
- h, et p sont la hauteur et le pas du pli.

Un ajustement des modèles aux points expérimentaux de Del Fabbro [2001] a permis aux auteurs de déterminer le coefficient ξ avec une précision de $\pm 10\%$. La perte de charge du filtre plissé vierge s'exprime finalement par la relation (1.63) :

$$\Delta P_{FP} = \Delta P_{MFP} + \frac{0,3336}{p} \cdot \left(\frac{h}{p}\right)^2 \cdot v_f^2 \tag{1.63}$$

La comparaison de ce modèle avec celui de Del Fabbro *et al.* [2002], ainsi qu'avec les résultats expérimentaux propres à l'étude (cf figure 1.29), montre qu'un bon accord est observé notamment pour les vitesses de filtration importantes. On voit nettement une évolution de perte de charge non-linéaire en fonction de la vitesse, propre au terme en v_f^2, plus proche des résultats obtenus expérimentalement.

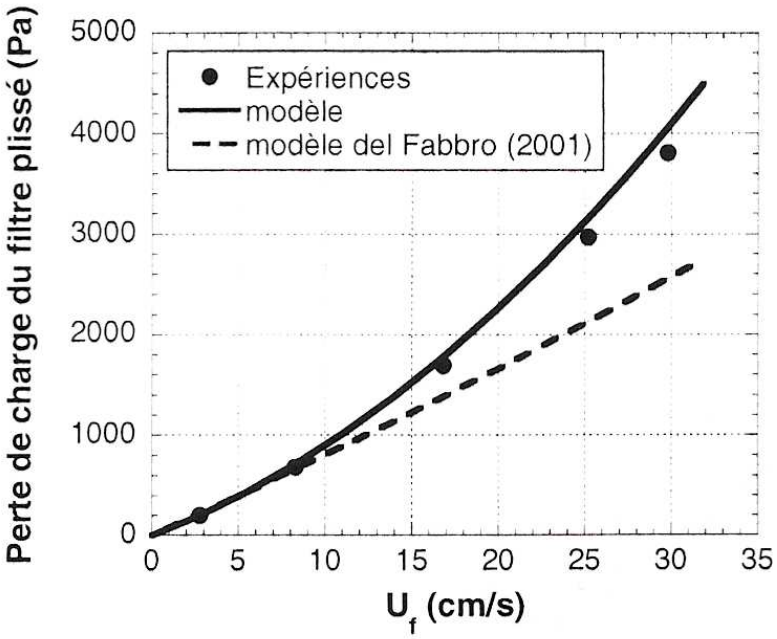

FIGURE 1.29 – Évolutions de la perte de charge d'un filtre plissé THE, issues des expériences et des modèles, en fonction de la vitesse de filtration [Callé-Chazelet *et al.*, 2007].

1.4.3 Conclusion sur la modélisation des écoulements dans les filtres plissés vierges

D'autres modèles, non explicités dans cette section, ont été développés par ailleurs ; à titre d'exemple on peut citer les travaux de Lücke et Fissan [1996], les études numériques basées sur une loi de Darcy étendue de l'université de l'Oklahoma [Cai, 1993; Tebbut, 1995], les simulations d'écoulement avec dépôt de particules de l'industrie automobile [Vickery, 1997a,b].

L'ensemble des résultats confirme qu'à vitesse constante et à faible nombre de plis, la surface de filtration diminue, ce qui a pour conséquence d'augmenter la perte de charge en raison de l'augmentation de la vitesse de filtration. Lorsque le nombre de plis est important, la perte de charge augmente également à cause de la force de traînée visqueuse entre le fluide et média. Par conséquent, en termes de perte de charge initiale, il existe un nombre de plis optimum pour une hauteur et une configuration de plis donnée. Par ailleurs, la perte de charge augmente avec la vitesse de filtration. D'un comportement linéaire, proche de Darcy et des filtres plans pour les faibles vitesses, on observe l'apparition d'effets supplémentaires liés à la géométrie plissée, pour les vitesses plus élevées.

La modélisation de l'écoulement dans des médias fibreux plissés, en absence de colmatage, consiste donc à prédire la perte de charge en fonction des propriétés du fluide et de la géométrie du plissage. Elle constitue une étape majeure en amont de la compréhension du phénomène de transport des particules. D'une manière générale, les modèles recensés dans ce manuscrit sont de deux types :

- Les modèles spécialisés, ayant pour objectif d'optimiser la conception de médias filtrants spécifiques, possédant une géométrie propre et destinés à une application précise. Ils sont issus d'analyses numériques où les équations décrivant le mouvement du fluide sont résolues grâce à la méthode des éléments finis. Bien que les résultats obtenus soient satisfaisants, ces modèles ont un caractère non universel à cause de la géométrie de pli employée ; ils sont généralement difficiles à exploiter et/ou à adapter pour un utilisateur qui n'est pas familiarisé avec les techniques numériques.
- Les modèles plus généralistes, issus d'approches phénoménologiques et destinés à couvrir une large gamme de géométries de plissage. Ne demandant pas l'utilisation d'outils numériques, ils sont plus faciles à exploiter que les modèles spécialisés. Les résultats obtenus ne sont pas toujours satisfaisants comparés aux résultats expérimentaux et seul l'ajustement aux données empiriques permet d'observer de bons accords.

De la même manière que pour les filtres plans, la modélisation de l'écoulement dans les filtres plissés constitue la base des modèles de colmatage. Ces derniers sont l'objet de la suite de ce chapitre.

1.5 Modélisation du colmatage dans des filtres plissés

La modélisation du colmatage est une étape cruciale dans la détermination de la durée de vie des filtres. La plupart des modèles recensés concernent les filtres plans (voir section 1.3 de ce manuscrit). Quelques études expérimentales concernant la capacité de rétention de filtres plissés ont été réalisées [Loughborough, 1990; Poon *et al.*, 1996; Poon et Liu, 1997] et ont permis de prendre conscience de la complexité du phénomène. Dans la suite, trois modèles de perte de charge de filtres plissés en fonction de la masse de particules collectées sont présentés. La plupart se basent sur les modèles d'écoulements explicités dans la section précédente.

1.5.1 Modèles numériques

1.5.1.1 Modèle de Rebaï

L'approche multiéchelle développée dans les travaux de Rebaï [2007] permet aux auteurs de proposer un modèle de colmatage semi-analytique/semi-empirique [Rebaï *et al.*, 2009]. La modélisation de l'écoulement à travers le média plissé, présentée dans la section précédente, permet de déterminer la répartition des particules sur la hauteur de plis. Les évolutions de la perméabilité et de l'épaisseur de dépôt sont déterminées à partir d'un modèle empirique d'évolution de la perte de charge de filtres plans en fonction de la masse de particules collectées.

Bien que plusieurs modèles de colmatage de filtres plans soient développés (voir section 1.3 de ce manuscrit), les particularités de l'application industrielle motivant l'étude, en terme de taille de particules et surtout de vitesse de filtration élevée, ont conduit les auteurs à réaliser leurs propres expériences et ainsi déterminer un modèle empirique approprié. La figure 1.30 illustre les résultats obtenus sur un filtre plan bi-couche pour plusieurs vitesses de filtration avec un aérosol modèle (test ISO 12103-1 A2 fine Arizona) :

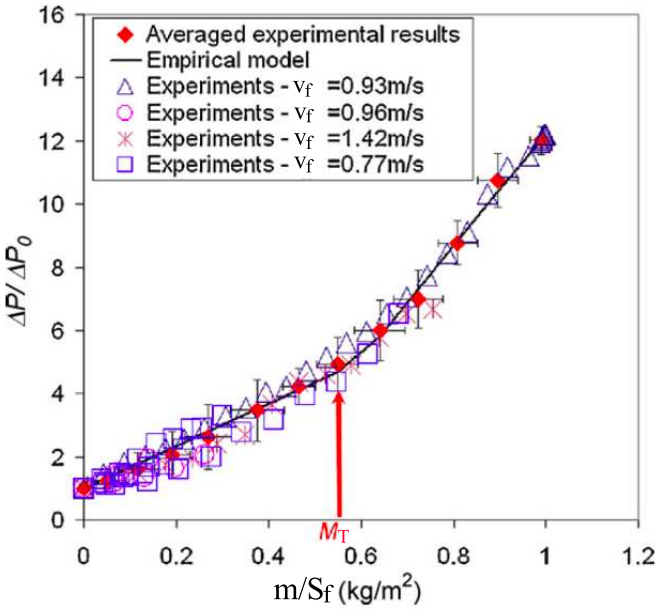

FIGURE 1.30 – Évolution de la ΔP d'un filtre plan fibreux en fonction de la masse de particules collectées [Rebaï *et al.*, 2009].

L'allure de l'évolution de la courbe de colmatage est classique, l'étape de filtration en profondeur est suivie d'une étape de filtration en surface, à partir d'une masse surfacique de particules collectées M_T. Dans la gamme de vitesses étudiées, les auteurs ne notent pas d'influence de la vitesse de filtration. En négligeant la période de transition entre les deux étapes décrites précédemment, l'évolution durant chaque période est supposée linéaire et peut être exprimée par la relation suivante :

$$\Delta P = \mu \left(\frac{Z}{k(m/S_f)} + \frac{Z_g}{k_p} \right) v_f \tag{1.64}$$

Où Z, Z_g, k et k_p représentent l'épaisseur du média fibreux, l'épaisseur du gâteau, la perméabilité du média fibreux et la perméabilité du gâteau. v_f est la vitesse de filtration. L'évolution de la perméabilité du média fibreux en fonction de la masse surfacique de particules collectées m/S_f est obtenue à partir du *fit* de la courbe précédente :

$$\begin{cases} k(m/S_f) = \dfrac{k_0}{\alpha \cdot \frac{m}{S_f} + 1} & \text{si} \quad m/S_f \leq M_T \\ k(m/S_f) = k(M_T) & \text{si} \quad m/S_f \geq M_T \end{cases} \tag{1.65}$$

L'épaisseur du gâteau en fonction de la masse surfacique de particules collectées est déterminée grâce à la porosité du gâteau ε_g :

$$\begin{cases} Z_g(m/S_f) = 0 & \text{si} \quad m/S_f \leq M_T \\ Z_g(m/S_f) = \dfrac{\frac{m}{S_f} - M_T}{\rho_p(1-\varepsilon_g)} & \text{si} \quad m/S_f \geq M_T \end{cases} \tag{1.66}$$

L'expression (1.64) s'exprime finalement sous la forme :

$$\Delta P = \mu \left(\frac{Z}{k(m/S_f)} + \frac{\frac{m}{S_f} - M_T}{\rho_p(1-\varepsilon_g)k_g} \right) v_f \tag{1.67}$$

Le couplage du modèle de colmatage avec le modèle d'écoulement implique les hypothèses suivantes :

- Les particules suivent les lignes de courant. L'hypothèse est valable à faible nombre de Stokes ($St \leq 0,7$) ; la diminution de la surface de filtration au cours du colmatage implique une augmentation de la vitesse de filtration ce qui conduit à faire augmenter le nombre de Stokes.
- L'évolution de l'efficacité avec le développement du gâteau n'est pas intégrée. L'efficacité de filtration est égale à 1. Il n'y a pas d'étape de filtration en profondeur, toutes les particules se déposent en surface.

Le modèle a été comparé à des données expérimentales issues de résultats obtenus pour un unique débit de filtration (389 $m^3.h^{-1}$), un aérosol modèle (poussière fine Arizona) et deux configurations de plissage (h=55mm, 8 plis/mm et 12 plis/mm). Les simulations préliminaires ont été réalisées en utilisant les paramètres du média plan bi-couche employé pour modéliser l'évolution de la perte de charge en fonction de la masse de particules collectées (cf. figure 1.30). Les résultats sont décevants mais s'expliquent par le fait que les médias fibreux composant les filtres plissés sont de nature différente. Les auteurs ont donc ajuster les valeurs de la porosité du gâteau et de la masse surfacique critique d'aérosol collecté (M_T), afin d'avoir un accord satisfaisant avec les expériences réalisées sur le filtre ayant une densité de 8 plis/mm. La figure

1.31 illustre ces résultats ainsi que l'évolution obtenue pour le filtre ayant une densité de 12 plis/mm. Les auteurs n'ont pas pu valider totalement leur modèle à cause de l'ajustement des paramètres et du nombre limités de filtres testés. Néanmoins, ils concluent qu'il permet de gagner du temps de calcul et qu'il facilite les études de sensibilité, du type détermination d'une densité de plis optimum.

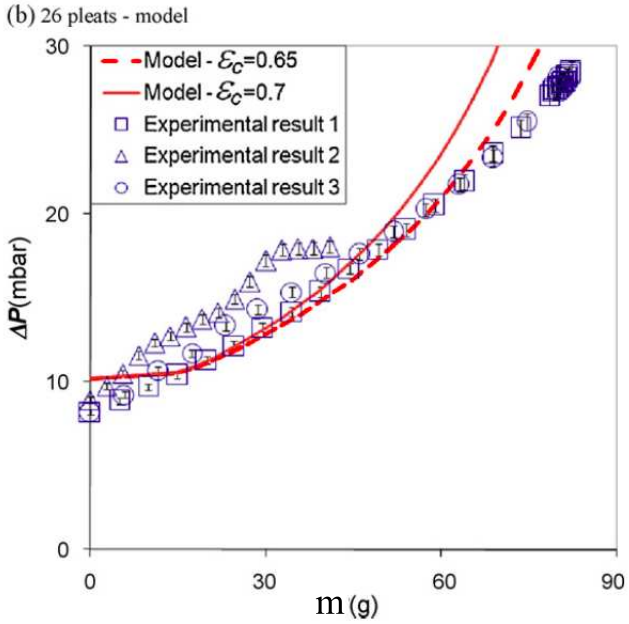

FIGURE 1.31 – Évolution expérimentale et numérique de la ΔP d'un filtre plissé en fonction de la masse de particules collectées [Rebaï *et al.*, 2009].

1.5.2 Modèles phénoménologiques

1.5.2.1 Modèle de DelFabbro

Del Fabbro [2001] a analysé un grand nombre de résultats expérimentaux obtenus à partir de plusieurs types de filtres plissés ($27mm < h < 48mm$ et $2mm < p < 3,5mm$), de diamètres de particules (entre 0,1 et 8 μm) et de vitesses de filtration (de 0,5 à 10 $cm.s^{-1}$). Les principaux résultats concernant l'influence de la granulométrie et de la vitesse de filtration sur le colmatage sont présentés dans la section 1.1.5 de ce manuscrit. Ces expériences de colmatage ont permis à l'auteur de constituer une base de données robuste afin d'aborder la modélisation du phénomène. Son travail résulte d'une réflexion en plusieurs étapes comprenant :

- une approche numérique consistant à résoudre les équations de Navier-Stokes, appliquées à un modèle de plis créneaux à deux dimensions, avec le code de calcul CFX. Bien qu'adapté à la résolution de l'écoulement, cet outil est complexe d'utilisation pour simuler le phénomène de colmatage. Celui-ci est en effet reproduit par une modification locale de la résistance aéraulique d'une maille de filtre, assimilée à un filtre plan, à partir d'une loi empirique. Les résultats obtenus sont décevants, ne permettant pas de prédire la réduction de surface. De plus, ils ne font pas apparaître d'influence de la vitesse de filtration ou des paramètres géométriques sur l'allure de l'évolution de la perte de charge, en fonction de la masse d'aérosol collecté.
- l'intégration de la variation de la résistance aéraulique du média, R_f, avec la masse de particules collectées, dans le modèle de perte de charge des filtres plissés vierges issu de la démarche adimensionnelle, voir équation (1.59) [Del Fabbro *et al.*, 2002]. Cette approche permet de décrire de manière satisfaisante l'étape de filtration en profondeur et une partie du colmatage en surface. Néanmoins, un décalage important subsiste à partir d'une certaine masse d'aérosol collecté. L'auteur note que les paramètres géométriques influencent la durée de la phase de filtration en profondeur. Ainsi cette dernière est d'autant favorisée que le filtre est composé de plis de hauteur et de pas de tailles importantes.
- à partir de considérations géométriques sur un système constitué de plis triangulaires, à la surface desquels un gâteau uniforme de particules se développe (cf. figure 1.32), l'auteur déduit de nouvelles expressions des paramètres géométriques h, p et Z à intégrer dans le modèle de perte de charge des filtres plissés vierges (1.59).

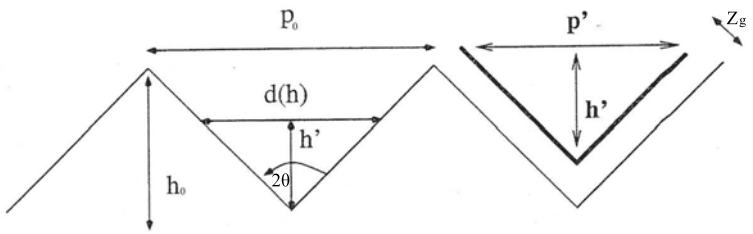

FIGURE 1.32 – Paramètres géométriques et notations utilisées pour modéliser la réduction de surface de filtration de plis [Del Fabbro, 2001].

L' expression du pas p est :

$$p = p_0 - 2Z_g \tag{1.68}$$

avec Z_g, l'épaisseur du gâteau, qui intervient également dans l'expression de l'épaisseur du

média filtrant $Z = Z_0 + Z_g$. La hauteur de plis modifiée h est donnée par la relation :

$$h = h_0 - h' = h_0 \left(\frac{2m/S_f}{p \cdot \rho_p \cdot \alpha_p} \right) \tag{1.69}$$

où m/S_f est la masse surfacique d'aérosol collecté. ρ_p et α_p sont respectivement la masse volumique des particules et la compacité du gâteau de particules. Ce dernier terme est déduit d'une étude réalisée sur les filtres plans en fonction du diamètre aérodynamique médian massique de particule d_{ae} (en μm) et de la vitesse de filtration v_f (en cm/s) :

$$\alpha_g = 0,145 + 4,5.10^{-2} \cdot d_{ae} - 3,3.10^{-3} \cdot v_f \tag{1.70}$$

La confrontation de ce modèle aux données expérimentales n'a pas, selon l'auteur, apporté d'amélioration significative. Les considérations géométriques de réduction de surface, notamment l'hypothèse de dépôt uniforme, semblent simplistes pour décrire réellement le phénomène. De plus le modèle ne tient pas compte de l'augmentation de la vitesse de filtration due à la diminution de la surface de filtration utile.

– Afin de remédier à ce dernier point, l'auteur considère l'intégration des nouvelles conditions aérauliques résultantes des paramètres géométriques modifiés. Par conservation du débit de filtration :

$$v_f \cdot S_f = v_{f_0} \cdot S_{f_0} \tag{1.71}$$

Un certain nombre de considérations géométriques sur les expressions des surfaces de filtration initiale et modifiée permettent finalement d'obtenir l'expression suivante :

$$\frac{\Delta P}{R_f \cdot Z \cdot v_f} = \left(1 + \frac{h \cdot Z}{p^2}\right)^{460\left(\frac{\mu}{R_f \cdot Z^2}\right)^{0,7}} \cdot 10^{\frac{0,7 \cdot \left(\frac{\mu}{R_f \cdot Z^2}\right)^{0,7} \left(\frac{h}{p}\right)^2}{log\left(1 + \frac{h}{Z} \cdot \frac{1}{Re}\right)}} \cdot \left(\frac{1}{1 - \frac{2m/S_f}{p \cdot \rho_p \cdot \alpha_p}}\right)^{\frac{18}{Re}} \tag{1.72}$$

Lorsque la masse de particules collectées est nulle et que le rapport $\frac{h}{p} \rightarrow 0$, l'expression précédente permet bien de retrouver la loi de Darcy, propre aux filtres plans. La comparaison de ce modèle aux données expérimentales (cf. figure 1.33) permet à l'auteur de conclure à un bon accord lorsque la vitesse de filtration est inférieure à 5 cm/s. Il y néanmoins une limitation évidente pour les vitesses plus importantes. Ce constat provient de l'hypothèse d'un dépôt homogène, valable essentiellement pour les faibles vitesses. De plus, certains paramètres (R_f et α_p) dépendent de résultats expérimentaux obtenus et validés sur filtres plans.

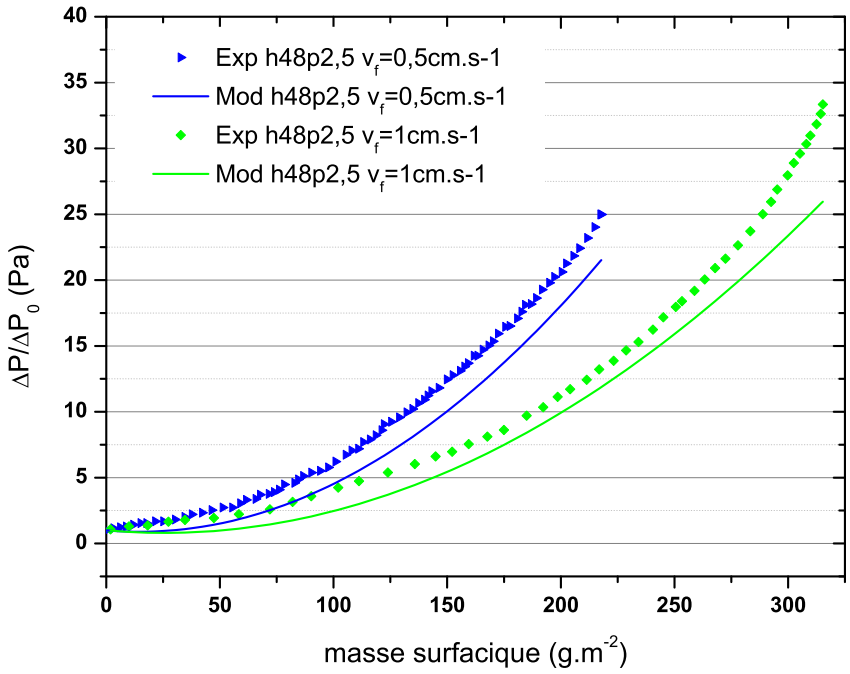

FIGURE 1.33 – Évolutions de la perte de charge de filtres plissés THE, issues des expériences et du modèle, en fonction de masse surfacique de particules collectées, pour 2 vitesses de filtration [Del Fabbro, 2001].

1.5.2.2 Modèle de Hettkamp

Dans une récente étude concernant l'influence des paramètres géométriques et cinétiques sur les performances des filtres plissés, Hettkamp *et al.* [2012] proposent une méthode de simulation numérique pour prédire le comportement d'une surface plissée, en forme de U ou de V, soumise à la collecte de particules. Les résultats sont comparés avec un modèle analytique simple. Celui-ci est développé à partir de l'hypothèse que le champ de vitesse n'a pas d'influence sur la distribution du dépôt de particules. Ainsi les auteurs supposent que le gâteau de particules grandit de manière uniforme à la surface du filtre et que la direction de l'écoulement dans le gâteau est toujours perpendiculaire à la surface.

Dans le cas des plis en forme de U, cela correspond à un comportement initial identique à un média plan jusqu'à la fermeture brutale du pli. L'évolution initiale de la perte de charge ΔP, relative à la vitesse frontale U, en fonction de la masse surfacique de particules collectées $\frac{m}{S_f}$, est donnée par une reformulation de la relation de Kozeny-Carman :

$$\frac{\Delta P}{U} = \frac{1}{k_p} \frac{\mu}{\left(1 + \frac{2h}{p}\right)^2 \cdot \rho_p \cdot \alpha_p} \cdot \frac{m}{S_f} \tag{1.73}$$

Où :
- h et p sont respectivement la hauteur et le pas de pli,
- ρ_p, α_p et k_p, la masse volumique des particules, la compacité et la perméabilité du gâteau,
- μ est la viscosité dynamique du fluide.

Le phénomène de colmatage est, dans ce cas, décrit en deux étapes. Le point de colmatage de plis, à partir duquel l'évolution de la perte de charge suit une pente infiniment grande, décrivant ainsi la période de réduction de surface, est exprimé par :

$$\left(\frac{m}{S_f}\right)_{\text{colmatage}} = \left(\frac{1}{2} - \frac{Z}{p}\right) \cdot h \cdot \rho_p \cdot \alpha_p \tag{1.74}$$

Où :
- Z est l'épaisseur du média fibreux.

Dans le cas de plis en forme de V, il n'y a pas de point de colmatage net. Les auteurs supposent ici que l'écoulement ne pénètre pas dans la zone inférieure obstruée par le gâteau, illustrée sur la figure 1.34. Des considérations géométriques, sur la longueur de la zone obstruée par les particules et l'angle d'ouverture du pli, conduisent à un modèle de colmatage faisant intervenir la masse de particules collectées, l'épaisseur du gâteau et la surface de filtration disponible :

$$\Delta P = \left(\frac{Z}{k} \cdot \frac{Z_{g,\text{eff}}}{k_p}\right) \cdot U \cdot \mu \cdot \frac{p}{2h_{\text{eff}}} \tag{1.75}$$

Où :
- k est la perméabilité du média fibreux.

L'épaisseur de gâteau effective est exprimée par :

$$\begin{cases} Z_{g,\text{eff}} = Z_g = \dfrac{m}{S_f} \cdot \dfrac{p}{2h} \cdot \dfrac{1}{\rho_p \cdot \alpha_p} & \text{pour} \quad Z_g \leq \delta \\ Z_{g,\text{eff}} = \delta + \left[h - h_{\text{eff}} \cos(\theta)\right] \cdot \sin(\theta) & \text{pour} \quad Z_g \geq \delta \end{cases} \tag{1.76}$$

et la longueur de pli effective, disponible pour l'écoulement :

$$h_{\text{eff}} = \frac{\sqrt{h \cdot \left(\frac{p}{2} - 2\theta - Z\right) - 2h(Z_g - \theta)}}{\sqrt{\tan(\theta)} \cdot \cos(\theta)} \tag{1.77}$$

Où :
- δ est la demi-longueur de la zone inférieure de pli, obstruée par le gâteau,
- θ est l'angle d'ouverture du pli.

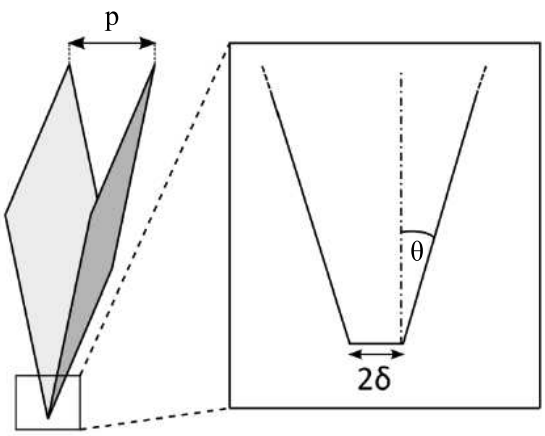

FIGURE 1.34 – Modèle de pli en V idéalisé. La section plate en fond de pli représente l'hypothèse de non-pénétration de l'écoulement dans la zone inférieure obstruée [Hettkamp *et al.*, 2012].

La comparaison des résultats issus de ce modèle avec ceux provenant des simulations, très coûteuses en temps de calcul, est illustrée sur les figures 1.35 et 1.36. Concernant les plis en forme de U, les auteurs notent un excellent accord sur la pente initiale ainsi qu'une correspondance raisonnable pour les points de colmatage. Le pas optimal, pour lequel la pente atteint la perte de charge finale et le point de colmatage pour la même masse de particules collectées, ainsi que la capacité de rétention, peuvent être estimés en fonction de la perte de charge finale acceptable. Ces paramètres sont légèrement surestimés par le modèle analytique, notamment pour les particules de diamètre important (ici 4 μm), car il ne tient pas compte des effets inertiels. Pour les plis en forme de V, les auteurs notent une concordance presque parfaite (figure 1.36). Pour cette configuration, les résultats numériques attendus n'étaient pas fortement dépendant de l'inertie des particules.

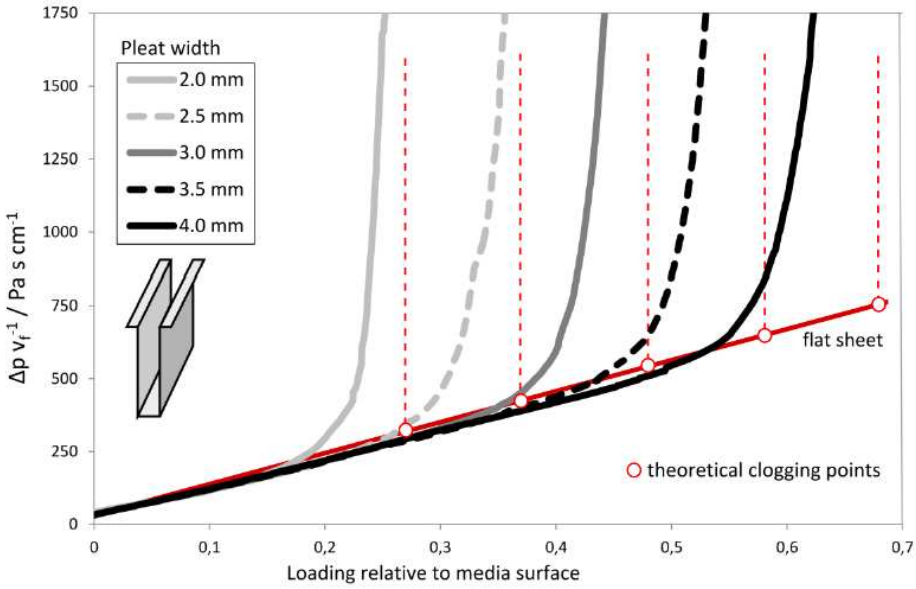

FIGURE 1.35 – Comparaison des résultats issus du modèle et des simulations, pour les plis en forme de U [Hettkamp *et al.*, 2012].

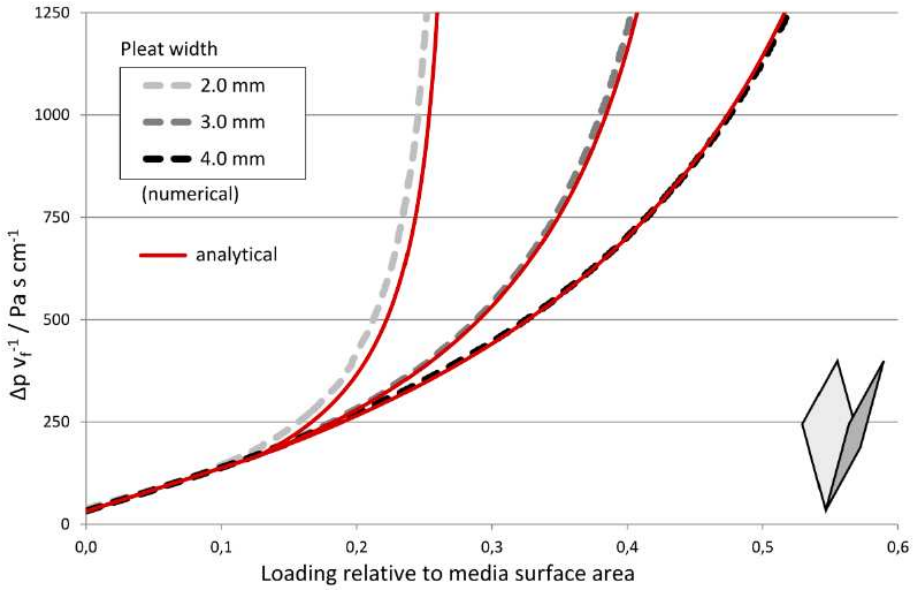

FIGURE 1.36 – Comparaison des résultats issus du modèle et des simulations, pour les plis en forme de V [Hettkamp *et al.*, 2012].

1.5.3 Conclusion sur la modélisation du colmatage dans les médias fibreux

La modélisation du colmatage dans des médias fibreux plissés consiste donc à prédire l'évolution de perte de charge en fonction des propriétés du fluide, de la géométrie du plissage et de l'aérosol collecté. Seulement trois modèles traitant de la filtration de l'air ont été recensés. Leur développement a nécessité un certain nombre d'hypothèses dont la plus critiquable consiste à considérer que le champ de vitesse n'a pas d'influence sur la distribution du dépôt de particules.

Del Fabbro [2001] et Hettkamp *et al.* [2012] supposent ainsi que le gâteau de particules grandit de manière uniforme à la surface du filtre. Si l'agencement des particules est plus homogène pour les faibles vitesses, force est de constater qu'expérimentalement cette hypothèse n'est pas vérifiée pour les vitesses plus importantes. En dehors de la porosité du gâteau, par ailleurs difficile à déterminer, aucun paramètre ne permet de prendre en compte la taille des particules et encore moins une distribution de taille.

Le dernier modèle, développé par Rebaï *et al.* [2009], est composé du modèle d'écoulement présenté dans la section 1.4.1.4 de ce manuscrit, auquel les auteurs associent les évolutions de la perméabilité et de l'épaisseur de dépôt de particules, déterminées à partir d'un modèle empirique. Ce dernier provient de la détermination expérimentale de l'évolution de la perte de charge de filtres plans spécifiques en fonction de la masse de particules collectées. Encore une fois, seules les particules suivant les lignes de courant sont prises en compte. À l'image du modèle d'écoulement, il n'est pas simple à employer et/ou à adapter pour un utilisateur qui n'est pas familiarisé avec les techniques numériques.

L'absence d'un modèle universel provient du très large domaine de conditions opératoires, en terme de caractéristiques du fluide, de l'aérosol et des médias filtrants. Les évolutions de ces paramètres sont d'autant plus complexes qu'elles sont interdépendantes. On peut également évoquer la prise en compte des différents mécanismes de capture à l'échelle de la fibre, en fonction de la taille des particules, difficile à envisager compte tenu de la différence d'échelle.

Les observations expérimentales des champs de vitesse sont impossibles à réaliser compte tenu des dimensions des plis. Seule l'utilisation de codes numériques couplée à des mesures sur des filtres plissés parfaitement caractérisés peut être envisagée pour améliorer la compréhension du phénomène. Le recours aux simulations numériques associant la création de structures virtuelles et la résolution des équations de transport permet d'envisager l'acquisition d'un grand nombre de données dans un temps relativement court et d'imaginer couvrir une gamme très large de conditions opératoires.

2

Simulation numérique des écoulements et de la filtration

Sommaire

2.1 Introduction à l'approche numérique 55
2.2 Le code de calcul GeoDict 56
2.2.1 Généralités 56
2.2.2 Méthode numérique des volumes finis 57
2.2.3 Création des microstructures 58
2.2.3.1 Domaine de calcul 58
2.2.3.2 Stratégie de maillage 59
2.2.3.3 Exemples de systèmes 60
2.2.4 Résolution des écoulements 63
2.2.4.1 Exemple de l'écoulement de Stokes-Brinkman 63
2.2.4.2 Discrétisation 65
2.2.4.3 Exemple de solution : cas de plis poreux 66
2.2.4.3.1 Conditions aux limites périodiques. 67
2.2.4.3.2 Conditions aux limites de non-glissement. 68
2.2.4.3.3 Algorithme de résolution. 70
2.2.5 Description du mouvement des particules 71
2.2.5.1 Équations de transport des particules dans l'écoulement 71
2.2.5.2 Modèle de collision et de dépôt 72
2.2.5.3 Voxels poreux à perméabilité variable 73
2.2.6 Structure tridimensionnelle issue de microtomographie 74
2.3 Conclusion 75

2.1 Introduction à l'approche numérique

En quête d'optimisation, les principaux acteurs des industries manufacturières font aujourd'hui appel aux simulations numériques au moment du développement de nouveaux produits. C'est un outil d'aide à la conception qui permet l'acquisition d'un grand nombre de données dans un temps relativement court, au contraire des méthodes expérimentales, souvent longues et coûteuses. Dédiée principalement aux phénomènes complexes, la simulation numérique permet, après analyse des données, de prédire un comportement physique face à un certain nombre de conditions. Au carrefour de la physique, des mathématiques et de l'informatique, la mécanique des fluides numérique, en anglais CFD pour *Computational Fluid Dynamics*, est un domaine pionnier puisque les premières simulations, datant des années 1930, concernent le calcul de l'écoulement autour de profils d'aile. La CFD est également largement développée et utilisée par la communauté scientifique. Bien qu'elle nécessite une validation expérimentale, elle permet un gain de temps considérable et la résolution de problèmes jusqu'alors impossibles à traiter.

Lorsqu'un problème physique continu peut être décrit par un modèle mathématique, la démarche d'une résolution par simulation numérique peut être envisagée. Elle repose sur différentes étapes : la discrétisation du domaine de calcul, l'approximation des opérateurs différentiels de la formulation continue, le codage d'un algorithme et son exécution sur une station de calcul. L'objet de ce chapitre est de proposer une vue d'ensemble de cette démarche, en approfondissant chacune des étapes précédentes dans les cas particuliers des écoulements en milieu poreux et de la filtration. Le code de calcul GeoDict et ses spécificités seront présentés. Ce logiciel commercial a été utilisé dans ce travail pour, dans un premier temps, simuler les écoulements d'air à l'intérieur de médias fibreux bimodaux. Un de nos objectifs étant de valider le code, sur un système bien connu, avant de le confronter à la géométrie complexe des filtres plissés.

2.2 Le code de calcul GeoDict

2.2.1 Généralités

La filtration de particules est un phénomène complexe et la simulation de ces phénomènes se confronte à un certain nombre de difficultés, notamment le caractère multi-échelles, comme l'illustre la figure 2.1. Le lien entre ces différentes échelles repose en premier lieu sur la compréhension physique des interactions (fluide/particules et particules/particules, adhésion sur le média, ...) mais également sur la puissance de calcul et la capacité de mémoire des station de calculs utilisées. Depuis le début des années 2000, l'institut Fraunhofer de mathématiques appliquées

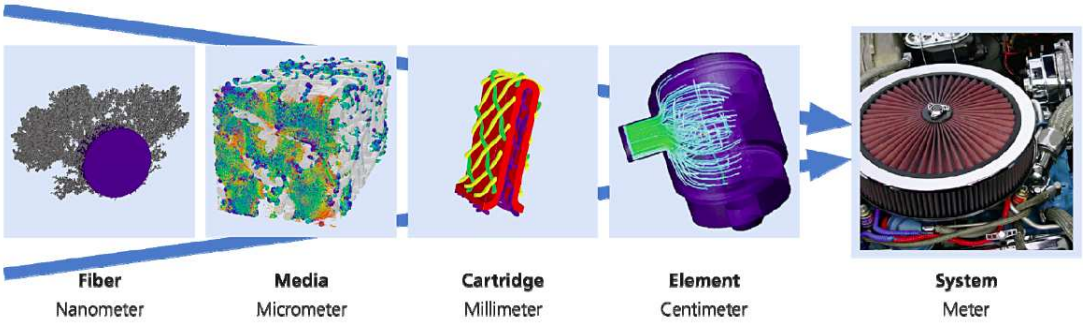

FIGURE 2.1 – Illustration du caractère multi-échelles de la filtration de particules [Wiegmann, 2012b].

à la technologie et à l'économie de Kaiserslautern (ITWM) développe un logiciel complet dédié à la simulation des propriétés d'écoulement de fluides dans les milieux poreux. Commercialisé depuis septembre 2011 par la société *Math2Market GmbH*, GeoDict, acronyme de *GEOmetric design and property preDICTion*, est un code fractionné en unités indépendantes, les modules. Le diagramme 2.2 présente la démarche logique d'utilisation. Suivant les spécificités des besoins de l'utilisateur, sont disponibles :

- des générateurs de géométries permettant la création de microstructures virtuelles (médias fibreux tissés ou non, plis poreux, grilles métalliques, empilement compact de sphères, fibres de papier, ...)
- des modules d'importation permettant la transformation d'une tomographie en géométrie exploitable ou le transfert depuis d'autres programmes de création et de maillage de géométries,
- des solveurs permettant de résoudre les équations différentielles associées à l'écoulement (Stokes, Navier-Stokes, Stokes-Brinkman) mais également un certain nombre de caractéristiques de la structure poreuse (efficacité de filtration, diffusivité effective, tortuosité, propriétés élastiques,...)

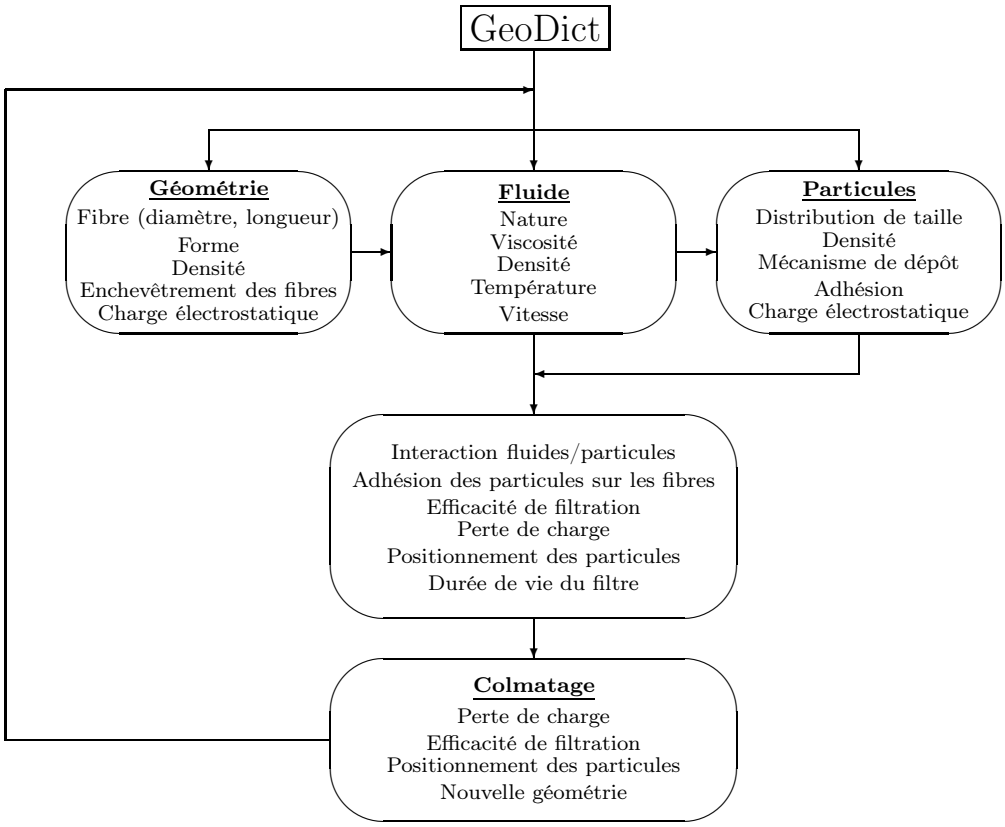

FIGURE 2.2 – Organigramme représentant la démarche logique de l'utilisation de GeoDict [Geryes, 2009].

2.2.2 Méthode numérique des volumes finis

La définition des phénomènes considérés en mécanique des fluides implique l'hypothèse de continuité. La résolution de ces problèmes, gouvernés pas un système d'équations aux dérivées partielles (EDP), suppose un découpage discret du domaine géométrique et une approximation des opérateurs différentiels. En analyse numérique, les trois méthodes couramment employées sont les différences finies, les éléments finis et les volumes finis. Chacune consiste à rechercher une solution approchée au système d'EDP respectivement par une approximation de la dérivée, des intégrales (formulation faible) et par bilans de flux (formulation forte).

La méthode des volumes finis est particulièrement bien adaptée à la discrétisation spatiale des lois de conservation ; elle est à la base de tous les codes de calculs généralistes de mécanique des fluides, dont GeoDict, et s'adapte à n'importe quelle géométrie. Le découpage du domaine considéré en petits volumes de contrôle Ω_v, fixes dans le temps et ayant pour surface extérieure A_v, permet d'écrire la loi de conservation sous forme intégrale. Le théorème de Green-Ostrogradski permet de transformer l'intégrale de surface en intégrale de volume et on obtient finalement l'équation d'advection-diffusion pour une variable ϕ (voir Annexe A, relation A.1) :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}\int_{\Omega_v} \rho\phi \; d\Omega_v}_{\text{variation temporelle}} + \underbrace{\int_{A_v} (\rho\phi\vec{v}) \; d\vec{A_v}}_{\text{transport advectif}} = \underbrace{\int_{A_v} \left(D\vec{\nabla}(\phi)\right) \; d\vec{A_v}}_{\text{transport diffusif}} + \underbrace{\int_{\Omega_v} S_\phi \; d\Omega_v}_{\text{source}} \tag{2.1}$$

Le bilan sur un élément de contrôle de volume Ω_v et de surface extérieur A_v, conduit à exprimer la variation temporelle de $\rho\phi$ dans Ω_v en fonction du bilan des flux de matière $\vec{\mathcal{F}}$ à travers de A_P et du terme source :

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_{\Omega_v}\rho\phi d\Omega_v = -\oint_{A_v}\vec{\mathcal{F}}d\vec{A_v} + \int_{\Omega_v}S_\phi d\Omega_v \tag{2.2}$$

Avec $-\vec{\mathcal{F}}d\vec{A_v}$, le flux de matière entrant, composé des flux advectif $\vec{\mathcal{F}}_{\text{adv}} = \rho\phi\vec{v}$ et diffusif $\vec{\mathcal{F}}_{\text{diff}} = -D\vec{\nabla}(\phi)$. Si le flux est supposé constant, l'intégrale de surface se ramène à une somme discrète sur chaque face de la maille. En exprimant les intégrales de volume sur Ω_v, on obtient finalement :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho_P\phi_P\Omega_P\right) + \sum_{\text{faces}}\left(\vec{\mathcal{F}}_i\vec{A_i}\right)_P = S_\phi\Omega_P \tag{2.3}$$

Avec ϕ_v, la valeur moyenne de ϕ sur Ω_v et $\vec{\mathcal{F}}_i$, le flux de matière moyen suivant la direction $\vec{A_i}$. Dans le cas particulier d'un maillage orthogonal en trois dimensions, soit $P_{i,j,k}$ une maille , le bilan avec les mailles voisines permet d'écrire la somme discrète :

$$\begin{aligned}\sum\left(\vec{\mathcal{F}}\cdot\vec{S}\right)_{i,j,k} &= \sum\left(\vec{\mathcal{F}}_{\text{adv}}\cdot\vec{S}\right)_{i,j,k} + \sum\left(\vec{\mathcal{F}}_{\text{diff}}\cdot\vec{S}\right)_{i,j,k}\\ &= \sum\left(\rho\phi\vec{v}\cdot\vec{S}\right)_{i,j,k} - \sum\left(D\vec{\nabla}(\phi)\cdot\vec{S}\right)_{i,j,k}\end{aligned} \tag{2.4}$$

Une discrétisation de la variation temporelle peut être réalisée avec un schéma d'Euler :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho_v\phi_v\Omega_v\right) = \frac{\left(\rho_v\phi_v\right)^{t+\Delta t} - \left(\rho_v\phi_v\right)^t}{\Delta t}\Omega_v \tag{2.5}$$

Les termes sources dépendent quant à eux des spécificités des systèmes étudiés.

2.2.3 Création des microstructures

2.2.3.1 Domaine de calcul

Lors de l'étape de création des structures avec GeoDict, quelle que soit la géométrie du système étudié, le domaine de calcul envisagé est un parallélépipède rectangle. Les espaces en trois dimensions sont composés de pixels volumétriques appelés voxels. Chacun est défini comme vide (zone fluide), ou rempli (zone solide) ; la proportion étant déterminée par la fraction de volume solide affectée au système. Dans le cas particulier du pli poreux, d'une hauteur de l'ordre de quelques centimètres, le media n'est pas modélisé par un enchevêtrement de fibres microniques. Ce problème d'échelle a été résolu en attribuant une valeur de perméabilité à l'ensemble des voxels constituant la structure, définissant ainsi des voxels poreux.

La première étape de chaque création géométrique consiste à définir les dimensions du parallélépipède rectangle. n_x, n_y et n_z correspondent respectivement aux nombre de voxels suivant les axes x, y et z. La longueur constante des voxels, notée l_{vox}, permet alors d'ajuster la résolution. Il est à noter que la taille des géométries est fortement dépendante, selon le solveur utilisé, de la mémoire vive disponible. Le domaine de calcul Ω se compose donc de $n_x \times n_y \times n_z$ voxels de volume l_{vox}^3.

$$\Omega = [0, l_x] \times [0, l_y] \times [0, l_z] \tag{2.6}$$

Avec :

$$\begin{aligned} l_x &= n_x \cdot l_{vox} \\ l_y &= n_y \cdot l_{vox} \\ l_z &= n_z \cdot l_{vox} \end{aligned} \tag{2.7}$$

2.2.3.2 Stratégie de maillage

Une des spécificités de GeoDict est que l'étape de maillage de la géométrie est directement associée à la création des microstructures : les voxels représentent ainsi les volumes élémentaires. La qualité et la consistance du maillage sont excellentes mais cela n'autorise pas l'affinage du maillage dans les zones sensibles et implique une réflexion préalable quant aux différences d'échelles dans une même microstructure. À titre d'exemple, lors de la construction d'un média fibreux filtrant, la longueur du voxel doit être choisie pour permettre au maillage de représenter les fibres les plus fines sachant que l'ensemble de la taille du domaine dépendra de ce paramètre. Le domaine doit de surcroît être représentatif du média et un certain nombre de compromis permettent de l'adapter en fonction du type de calcul. Ainsi les simulations d'efficacité de filtration nécessitent la totalité de l'épaisseur du filtre et les microstructures les plus adaptées sont des carottes de média, comme illustrée sur la figure 2.3, à gauche. Puisque c'est une propriété intrinsèque du média et non du système, les simulations de perméabilité nécessitent quant à elles des portions de médias représentatifs dans le plan perpendiculaire à l'écoulement. Les géométries résultantes sont illustrées sur la figure 2.3, à droite.

FIGURE 2.3 – Microstructures fibreuses générées avec GeoDict. Influence du type de calcul sur la création du domaine

La figure 2.4 représente un exemple de domaine de calcul en deux dimensions composé de cellules vides, solides (en bleu) et perméables (en vert). La discrétisation spatiale repose sur un maillage décalé, appelé *staggered grid* [Wiegmann *et al.*, 2009]. Les variables scalaires (pression, densité) sont définies aux centres des cellules, représentées par les croix, alors que les vitesses sont définies sur les faces. Ce type de maillage permet de connaître exactement le volume de fluide entrant et sortant de la cellule, ce qui n'est pas le cas si les vitesses sont au centre, il permet des calculs plus précis et moins de diffusion numérique. Les composantes en x de la vitesse (u) sont définies sur les faces de gauche et les composantes en y, (v) sur les faces du haut. Aucune variable n'est définie sur les faces de droite et celles du bas. Au milieu des parois des cellules solides (symboles noirs), une condition de non-glissement (*no-slip*) est appliquée : les composantes de la vitesse sont prises égales à 0.

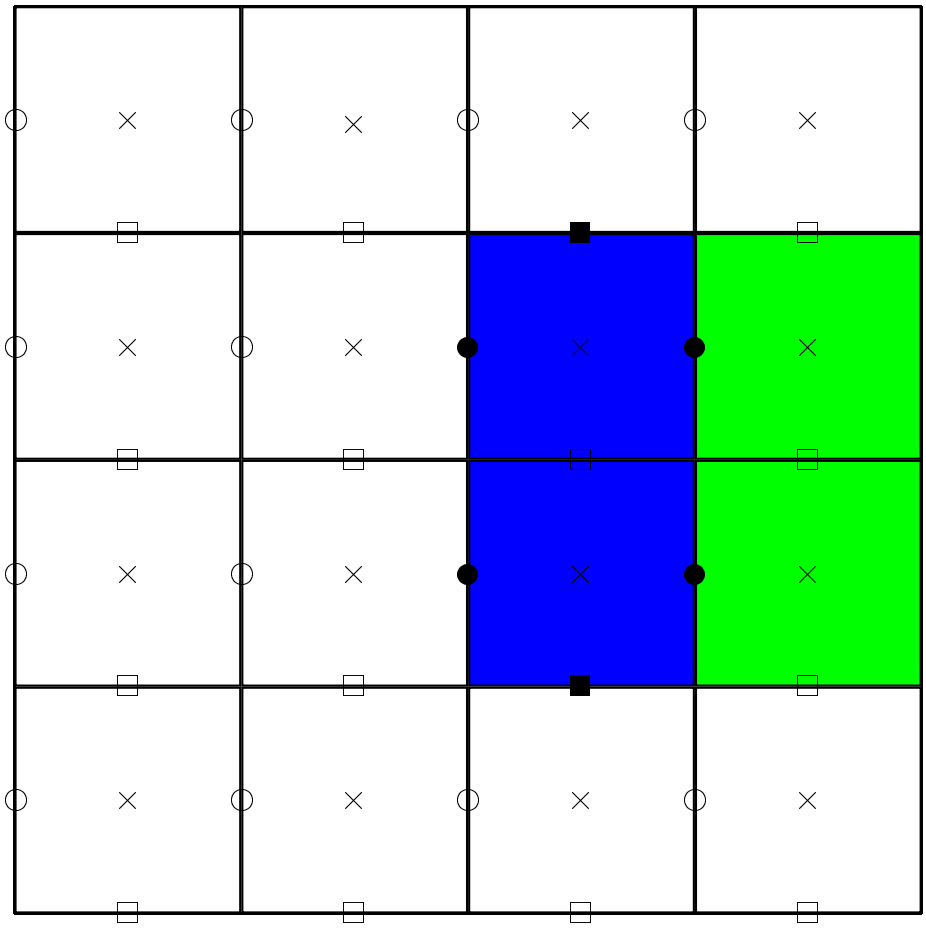

FIGURE 2.4 – Domaine de calcul de 4×4 cellules

2.2.3.3 Exemples de systèmes

Les notions mathématiques associées à la création des microstructures sont complexes. À titre d'exemple, les modèles de médias fibreux non-tissés très réalistes sont issus de méthodologies stochastiques [Wiegmann *et al.*, 2005, 2006a]. Les propriétés macroscopiques, comme la porosité, sont facilement reproduites et conservées à l'échelle de la microstructure grâce à la représentation en voxels, fluide ou solide. Les fibres, de forme et de diamètre choisis, sont assimilées à des cylindres, pouvant être de longueur finie ou infinie. L'orientation et la disposition des fibres dépendent de deux paramètres d'anisotropie, β_1 et β_2, dont les valeurs doivent être fixées par l'utilisateur. La microstructure est isotrope dans le cas où β_1 et β_2 sont égaux à 1. Le fait de modifier uniquement β_1 permet d'obtenir des structures isotropes lorsqu'elles sont projetées sur le plan (xy). Pour les valeurs de β_1 comprises entre 0 et 1, les fibres ont tendance à s'orienter parallèlement à l'axe z, tandis que pour des valeurs supérieures à 1, les fibres ont tendance à s'orienter parallèlement au plan (xy). Le paramètre β_2 permet quant à lui de contrôler le comportement de l'orientation des fibres dans le plan (xy). Les paramètres d'anisotropie sont intégrés dans une fonction densité $p(\theta, \varphi)$ en coordonnées polaires [Schulz *et al.*, 2007; Schladitz *et al.*, 2006] :

$$p(\theta, \varphi) = \frac{1}{4\pi} \frac{\beta sin\theta}{(1 + (\beta^2 - 1)cos^2\theta)^{3/2}} \tag{2.8}$$

où $\theta \in [0, \pi)$ et $\varphi \in [0, 2\pi)$ sont respectivement l'altitude et la longitude. La figure 2.5 est la représentation graphique de cette densité de probabilité. Dans le cas isotrope, quand β est égal à 1, la population de fibre est distribuée de manière homogène sur l'intervalle $[0, \pi]$, correspondant à l'angle formé par une fibre avec l'axe de référence. Plus on applique une valeur de β élevée, plus la probabilité d'obtenir une population de fibres formant un angle avec l'axe de référence proche de $\frac{\pi}{2}$ est importante. Inversement, lorsque β tend vers 0, il est plus probable d'obtenir une population importante de fibres parallèles à l'axe de référence. L'importance de l'orientation

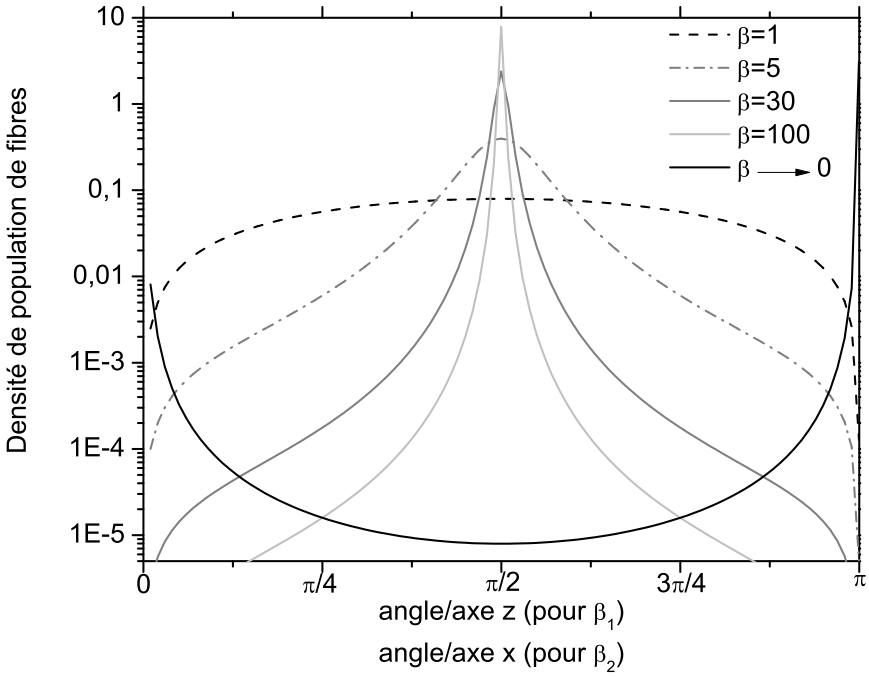

FIGURE 2.5 – Évolution de la densité de population de fibres en fonction du paramètre d'anisotropie.

des fibres n'est pas négligeable et son influence sur la perméabilité et/ou l'efficacité a fait l'objet de plusieurs travaux [Tahir et Tafreshi, 2009; Fotovati *et al.*, 2010b]. Les conclusions de ces études montrent que l'orientation des fibres dans le plan (xy) n'a pas d'influence sur la perméabilité et/ou l'efficacité des médias fibreux. En revanche, le rôle de l'orientation des fibres à travers le plan (xy) reste difficile à mettre en évidence en raison de l'absence de validation expérimentale.

La génération de la structure est initialisée par une graine aléatoire appelée *random seed*. L'usage de différents *random seed* permet d'obtenir différents arrangements de fibres tout en conservant les propriétés macroscopiques de la microstructure [Wiegmann *et al.*, 2006b]. Les figures suivantes illustrent quelques exemples de microstructures pouvant être générées avec GeoDict.

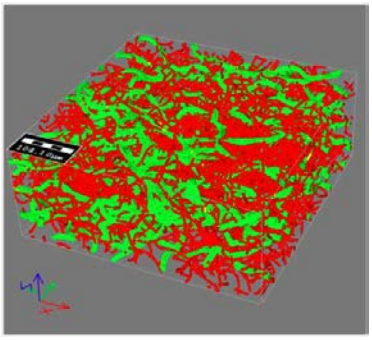

FIGURE 2.6 – Microstructures tridimensionnelles représentant un média fibreux non-tissé générées avec le module FiberGeo [GeoDict, 2012b].

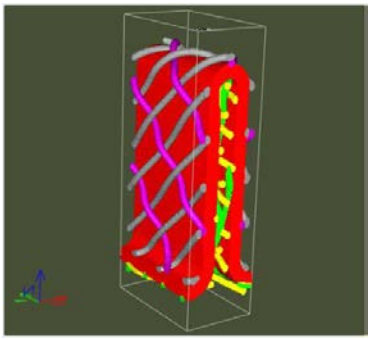

FIGURE 2.7 – Représentation tridimensionnelle d'un pli poreux et des supports filaires intérieurs et extérieurs générés avec le module PleatGeo [GeoDict, 2012b].

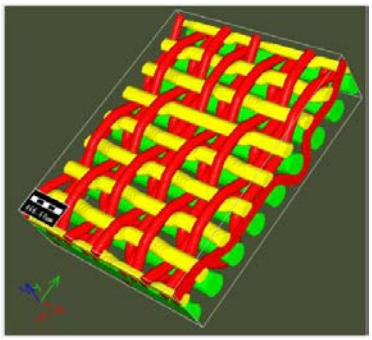

FIGURE 2.8 – Microstructure tridimensionnelle représentant un media fibreux tissé généré avec le module WeaveGeo [GeoDict, 2012b].

2.2.4 Résolution des écoulements

Avec GeoDict, la résolution de l'écoulement, à savoir la détermination de la perte de charge pour une vitesse moyenne donnée, ou inversement, nécessite trois éléments :

- la représentation tridimensionnelle de la structure poreuse,
- la nature du fluide, gaz ou liquide, de viscosité constante,
- les paramètres de l'écoulement, tels que la vitesse et la direction du fluide.

Deux méthodes de résolution, basées sur les volumes finis, sont disponibles. Le solveur *Explicit Jump*, qui peut uniquement être utilisé dans le cas d'un écoulement de Stokes, sans voxels poreux. Cette méthode nécessite très peu de mémoire et donne des résultats très précis pour les structures de faible porosité. Le solveur *Explicit Finite Volume* permet, quant à lui, de résoudre les équations de Navier-Stokes et de prendre en compte la présence de voxels poreux (Stokes-Brinkman et Navier-Stokes-Brinkman). La figure 2.9 permet de résumer graphiquement les propos précédents. Même pour les équations de Navier-Stokes (cf. annexe A : Description

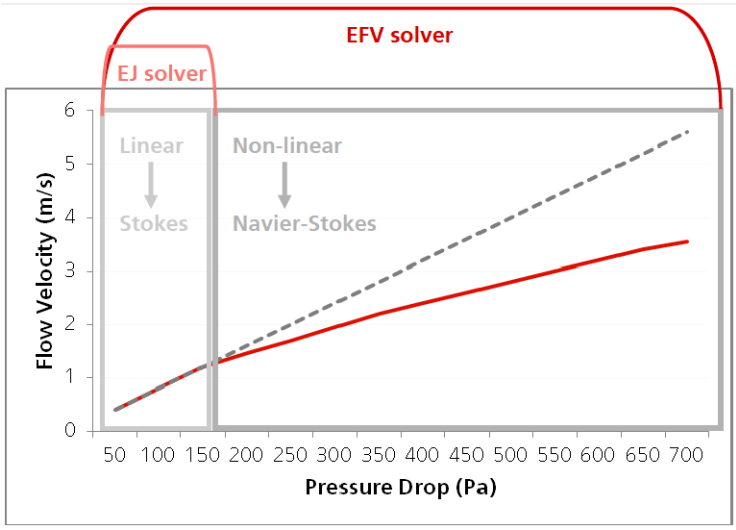

FIGURE 2.9 – Vitesse du fluide en fonction de la perte de charge résultante, illustration du choix du solveur dans GeoDict en fonction des conditions opératoires [GeoDict, 2012a].

mathématique des écoulements), l'utilisation de GeoDict suppose que l'écoulement est en régime permanent. Ainsi les phénomènes dépendant du temps, comme la turbulence, ne sont pas pris en compte. Dans le domaine de la filtration de l'air, les vitesses rencontrées sont généralement assez faibles et les hypothèses précédentes sont vérifiées.

2.2.4.1 Exemple de l'écoulement de Stokes-Brinkman

Un matériau poreux est constitué d'une matrice solide avec un vide interconnecté. L'interconnexion (les pores) permet l'écoulement à travers le matériau. L'écoulement d'un fluide incompressible de viscosité μ, en milieu poreux, est décrit par la loi de Darcy et exprimé par le modèle généralisé suivant :

$$\vec{v} = -\frac{\boldsymbol{\kappa}}{\mu}\vec{\nabla}(p) + \rho\vec{g} \tag{2.9}$$

Où $\boldsymbol{\kappa}$ est le tenseur des perméabilités, sa valeur dépend uniquement des propriétés du milieu poreux. Cette relation ne tient compte ni des effets visqueux, ni des effets convectifs ; cela impose de sérieuses restrictions. La gamme de validité est restreinte aux écoulements à faible nombre de Reynolds ($Re << 4$ selon Bailly [2009]).

Dans le modèle de Darcy, il est supposé que les contraintes visqueuses à l'intérieur de l'écoulement sont négligeables par rapport aux contraintes à l'interface solide-liquide. Cette hypothèse ne peut plus être considérée comme réaliste pour des milieux ayant une perméabilité importante. Brinkman [1949] propose une transition de l'écoulement de Darcy à la libre circulation visqueuse en ajoutant un terme de viscosité de la loi de Darcy.

$$\vec{v}\boldsymbol{\kappa}^{-1} + \vec{\nabla}(p) - \mu\Delta\vec{v} = 0 \tag{2.10}$$

Si $\boldsymbol{\kappa}$ est assez grand, on retrouve l'équation de Stokes, si la viscosité $\mu = 0$, on retrouve la loi de Darcy.

On se place dans le cas de l'écoulement incompressible, stationnaire et à faible nombre de Reynolds d'un fluide newtonien. En représentation eulérienne, les fonctions décrivant les grandeurs dépendent des variables d'espace (x, y, z) et du temps t, l'équation de Stokes-Brinkman (2.10) décrivant l'écoulement dépend du champ de vitesse :

$$\vec{v} = \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} \tag{2.11}$$

qui correspond aux trois composantes de la vitesse respectivement suivant x, y et z. Le champ de pression est noté p et le champ de perméabilité, $\boldsymbol{\kappa}$:

$$\boldsymbol{\kappa} = \begin{pmatrix} \kappa_{xx} & \kappa_{xy} & \kappa_{xz} \\ \kappa_{yx} & \kappa_{yy} & \kappa_{yz} \\ \kappa_{zx} & \kappa_{zy} & \kappa_{zz} \end{pmatrix} \tag{2.12}$$

On fait l'hypothèse que toutes les couches du média sont isotropes et on étend le caractère de perméabilité aux régions de l'écoulement en leur fixant une valeur infinie :

$$\boldsymbol{\kappa} = \begin{pmatrix} \infty & 0 & 0 \\ 0 & \infty & 0 \\ 0 & 0 & \infty \end{pmatrix} \tag{2.13}$$

Ainsi dans les voxels fluides, $\boldsymbol{\kappa}^{-1}$ devient égal à 0 et on retrouve l'équation de Stokes. Pour les régions perméables et les voxels de couleur c :

$$\boldsymbol{\kappa} = \begin{pmatrix} \kappa_c & 0 & 0 \\ 0 & \kappa_c & 0 \\ 0 & 0 & \kappa_c \end{pmatrix} \tag{2.14}$$

Si les surfaces des voxels solides sont notées G, la condition de non-glissement implique :

$$\vec{v} = 0 \quad \text{sur} \quad G \tag{2.15}$$

La simulation du comportement d'un système macroscopique par modélisation d'une petite partie de ce système requiert le plus souvent des conditions aux limites périodiques. Ainsi pour les champs de vitesse et de pression :

$$\vec{v}(x + il_x, y + jl_y, z + kl_z) = \vec{v}(x, y, z) \quad \text{pour} \quad i, j, k \in Z \tag{2.16}$$

$$p(x + il_x, y + jl_y, z + kl_z) = p(x, y, z) \quad \text{pour} \quad i, j, k \in Z \tag{2.17}$$

2.2.4.2 Discrétisation

On rappelle que le domaine de calcul est composé de $n_x \times n_y \times n_z$ voxels de longueur constante l_{vox}. Ce domaine est discrétisé grâce à un maillage décalé : la pression est définie aux centres des cellules et les vitesses sur les faces. Les centres des cellules sont situés :

$$\begin{aligned}&[0,5l_{vox};1,5l_{vox};\ldots;(n_x-0,5)l_{vox}]\\ &\qquad\times[0,5l_{vox};1,5l_{vox};\ldots;(n_y-0,5)l_{vox}]\\ &\qquad\qquad\times[0,5l_{vox};1,5l_{vox};\ldots;(n_z-0,5)l_{vox}]\end{aligned}$$

Chaque voxel est désigné par un entier i, j et $k \in Z$ respectivement suivant x, y et z :

$$\begin{aligned} i &= 1;2;\cdots;n_x \\ j &= 1;2;\cdots;n_y \\ k &= 1;2;\cdots;n_z \end{aligned}$$

Les variables sont alors notées de la manière suivante :

$$\begin{aligned} P_{i,j,k} \text{ est la pression à } & [(i-0,5)l_{vox};(j-0,5)l_{vox};(k-0,5)l_{vox}] \\ U_{i,j,k} \text{ est la composante en } x \text{ de la vitesse à } & [(i-1,0)l_{vox};(j-0,5)l_{vox};(k-0,5)l_{vox}] \\ V_{i,j,k} \text{ est la composante en } y \text{ de la vitesse à } & [(i-0,5)l_{vox};(j-1,0)l_{vox};(k-0,5)l_{vox}] \\ W_{i,j,k} \text{ est la composante en } z \text{ de la vitesse à } & [(i-0,5)l_{vox};(j-0,5)l_{vox};(k-1,0)l_{vox}] \end{aligned}$$

Pour l'opérateur gradient, une approximation différences "en arrière" est utilisée. Ainsi, le gradient de pression s'exprime de la manière suivante :

$$\vec{\nabla}(p) = \left(\frac{P_{i,j,k}-P_{i-1,j,k}}{l_{vox}};\frac{P_{i,j,k}-P_{i,j-1,k}}{l_{vox}};\frac{P_{i,j,k}-P_{i,j,k-1}}{l_{vox}}\right)^T \tag{2.18}$$

Pour l'opérateur divergence, une approximation différences "en avant" est utilisée. Ainsi, la divergence du champ de vitesse est discrétisée de la manière suivante :

$$\vec{\nabla}\cdot\vec{v} = \frac{U_{i+1,j,k}-U_{i,j,k}}{l_{vox}} + \frac{V_{i,j+1,k}-V_{i,j,k}}{l_{vox}} + \frac{W_{i,j,k+1}-W_{i,j,k}}{l_{vox}} \tag{2.19}$$

La discrétisation spatiale du Laplacien est réalisée avec un schéma classique d'ordre deux à trois points :

$$\Delta v = \frac{v_{i-1,j,k}-2v_{i,j,k}+v_{i+1,j,k}}{l_{vox}^2} + \frac{v_{i,j-1,k}-2v_{i,k,j}+v_{i,j+1,k}}{l_{vox}^2} + \frac{v_{i,j,k-1}-2v_{i,j,k}+v_{i,j,k+1}}{l_{vox}^2} \tag{2.20}$$

La perméabilité résulte de la moyenne harmonique des valeurs de perméabilités des cellules voisines dans la direction d'intérêt :

$$\kappa = \left(\frac{\kappa_1^{-1}+\kappa_2^{-1}}{2}\right)^{-1} \tag{2.21}$$

On peut finalement expliciter l'équation 2.10, suivant l'axe x :

$$U_{i,j,k}\left(\frac{\kappa_{i-1,j,k}^{-1}+\kappa_{i,j,k}^{-1}}{2}\right)^{-1}+\frac{P_{i,j,k}-P_{i-1,j,k}}{l_{vox}} - \mu\cdot\frac{U_{i-1,j,k}+U_{i,j-1,k}+U_{i,j,k-1}-6U_{i,j,k}+U_{i+1,j,k}+U_{i,j+1,k}+U_{i,j,k+1}}{l_{vox}^2}=0 \quad (2.22)$$

suivant l'axe y :

$$V_{i,j,k}\left(\frac{\kappa_{i,j-1,k}^{-1}+\kappa_{i,j,k}^{-1}}{2}\right)^{-1}+\frac{P_{i,j,k}-P_{i,j-1,k}}{l_{vox}} - \mu\cdot\frac{V_{i-1,j,k}+V_{i,j-1,k}+V_{i,j,k-1}-6V_{i,j,k}+V_{i+1,j,k}+V_{i,j+1,k}+V_{i,j,k+1}}{l_{vox}^2}=0 \quad (2.23)$$

suivant l'axe z :

$$W_{i,j,k}\left(\frac{\kappa_{i,j,k-1}^{-1}+\kappa_{i,j,k}^{-1}}{2}\right)^{-1}+\frac{P_{i,j,k}-P_{i,j,k-1}}{l_{vox}} - \mu\cdot\frac{W_{i-1,j,k}+W_{i,j-1,k}+W_{i,j,k-1}-6W_{i,j,k}+W_{i+1,j,k}+W_{i,j+1,k}+W_{i,j,k+1}}{l_{vox}^2}=0 \quad (2.24)$$

Et l'équation de continuité (voir Annexe A, relation A.8) :

$$\frac{U_{i+1,j,k}-U_{i,j,k}}{l_{vox}}+\frac{V_{i,j+1,k}-V_{i,j,k}}{l_{vox}}+\frac{W_{i,j,k+1}-W_{i,j,k}}{l_{vox}}=0 \quad (2.25)$$

2.2.4.3 Exemple de solution : cas de plis poreux

Dans le cas particulier d'un pli poreux en deux dimensions, la structure est conçue de telle manière que l'écoulement est suivant l'axe z, *i.e.* la hauteur du pli, ainsi que les régions amont et aval correspondent à la longueur l_z. Vu le caractère symétrique du système, la largeur du domaine l_x est prise comme largeur d'un pli unique.

La perte de charge pour un débit massique donné, relatif à la vitesse moyenne, est calculée de manière indirecte. En effet, les équations décrivent une configuration particulière, pour une valeur de perte de charge. Sachant que la relation entre la perte de charge et la vitesse est linéaire en écoulement de Stokes, la solution relative à une vitesse moyenne imposée est ensuite linéairement proportionnelle à la solution particulière. Étant donné que la perte de charge ΔP se produit dans le sens de l'écoulement, suivant l'axe z. La pente moyenne de la chute de pression a est : $a = \Delta P/l_z$.

Une fois que la vitesse et la pression, pour une perte de charge ΔP_1, ont été trouvées, la vitesse moyenne dans la direction z, W_1 est calculée. La perte de charge ΔP relative à la vitesse moyenne W est alors donnée par : $\Delta P = \frac{W}{W_1}\Delta P_1$.

La discrétisation spatiale repose sur le maillage décalé (cf. figure 2.4) vu précédemment. L'approximation des opérateurs ne dépend cette fois que de deux dimensions. Ainsi suivant x :

$$U_{i,k}\left(\frac{\kappa_{i-1,k}^{-1}+\kappa_{i,k}^{-1}}{2}\right)^{-1}+\frac{P_{i,k}-P_{i-1,k}}{l_{vox}} - \mu\cdot\frac{U_{i-1,k}+U_{i,k-1}-4U_{i,k}+U_{i+1,k}+U_{i,k+1}}{l_{vox}^2}=0 \quad (2.26)$$

suivant l'axe z :

$$W_{i,k}\left(\frac{\kappa_{i,k-1}^{-1}+\kappa_{i,k}^{-1}}{2}\right)^{-1}+\frac{P_{i,k}-P_{i,k-1}}{l_{vox}} - \mu\cdot\frac{W_{i-1,k}+W_{i,k-1}-4W_{i,k}+W_{i+1,k}+W_{i,k+1}}{l_{vox}^2}=-a \quad (2.27)$$

l'équation de continuité :

$$\frac{U_{i+1,k}-U_{i,k}}{l_{vox}}+\frac{W_{i,k+1}-W_{i,k}}{l_{vox}}=0 \quad (2.28)$$

2.2.4.3.1 Conditions aux limites périodiques. À partir du maillage décalé, une condition aux limites périodique peut être considérée de part et d'autre du domaine. La figure 2.10 permet d'identifier les variables. Ainsi, la condition de périodicité permet :

- l'identification de $U_{4,4}$ par $U_{0,4}$ (cercles rouges),
- l'identification de $U_{1,5}$ par $U_{1,1}$ (cercles gris),
- l'identification de $P_{4,4}$ par $P_{0,4}$ (cercles gris),

Ainsi, dans le cas de voxels fluides, l'équation (2.26) permet d'écrire :

$$\begin{aligned}
& \frac{P_{1,4}-P_{0,4}}{l_{vox}}-\mu\cdot\frac{U_{0,4}+U_{1,3}-4U_{1,4}+U_{2,4}+U_{1,5}}{l_{vox}^2} \\
= & \frac{P_{1,4}-P_{4,4}}{l_{vox}}-\mu\cdot\frac{U_{4,4}+U_{1,3}-4U_{1,4}+U_{2,4}+U_{1,1}}{l_{vox}^2} \\
= & \ 0
\end{aligned}$$

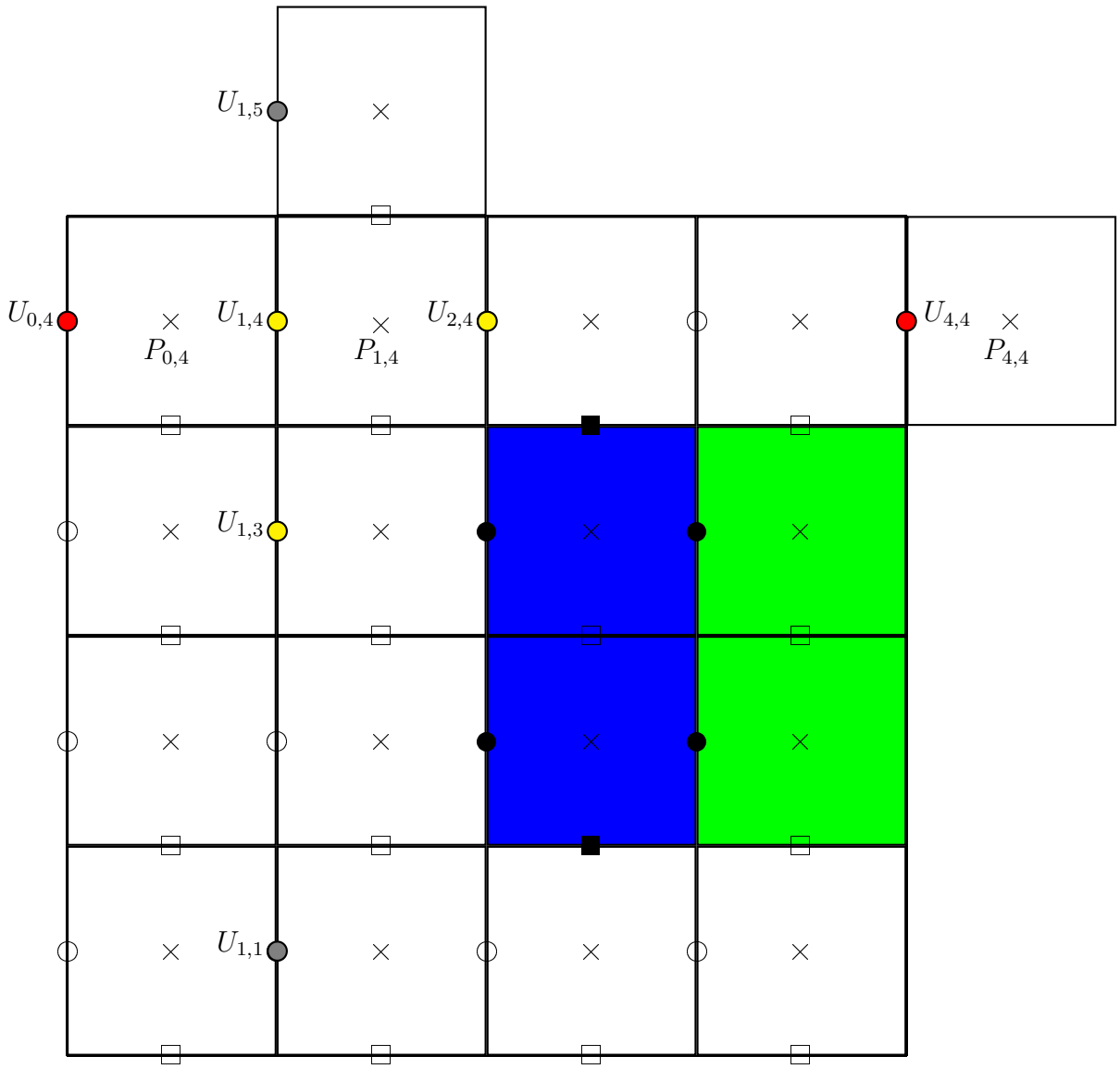

FIGURE 2.10 – Domaine de calcul de 4×4 cellules, illustration de la condition aux limites périodique.

2.2.4.3.2 Conditions aux limites de non-glissement. Une condition aux limites de non-glissement implique de spécifier une vitesse nulle sur les parois des voxels solides. La figure 2.11 permet d'identifier les variables. Ainsi, la condition de non-glissement permet d'écrire :

– $U_{3,3} = 0$ (cercles noirs),

Ainsi, dans le cas de voxels fluides, l'équation (2.26) permet d'écrire, pour la direction normale à l'écoulement :

$$\begin{aligned} & \frac{P_{2,3} - P_{1,3}}{l_{vox}} - \mu \cdot \frac{U_{1,3} + U_{2,2} - 4U_{2,3} + U_{3,3} + U_{2,4}}{l_{vox}^2} \\ = & \frac{P_{3,3} - P_{2,3}}{l_{vox}} - \mu \cdot \frac{U_{1,3} + U_{2,2} - 4U_{2,3} + U_{2,4}}{l_{vox}^2} \\ = & \ 0 \end{aligned}$$

Et pour l'équation (2.28) :

$$\frac{U_{3,3}-U_{2,3}}{l_{vox}}+\frac{W_{2,4}-W_{2,3}}{l_{vox}}=\frac{-U_{2,3}}{l_{vox}}+\frac{W_{2,4}-W_{2,3}}{l_{vox}}=0$$

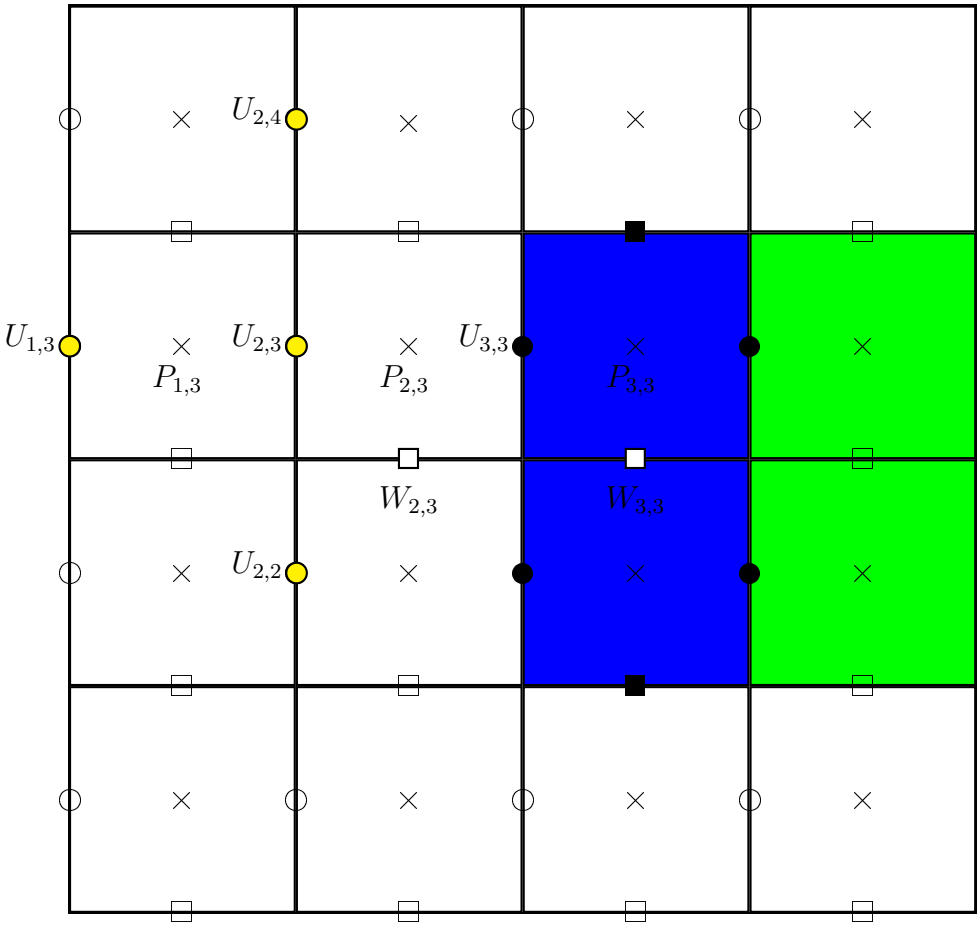

FIGURE 2.11 – Domaine de calcul de 4×4 cellules, illustration de la condition aux limites de non-glissement

Dans la direction tangentielle à l'écoulement, la condition de vitesse nulle ne peut pas être mise en œuvre par la mise à zéro de la variable. Une condition miroir est utilisée, ainsi $W_{3,3} = -W_{2,3}$ et l'équation (2.27) permet d'écrire :

$$\begin{aligned}
& \frac{P_{2,3}-P_{2,2}}{l_{vox}} - \mu \cdot \frac{W_{1,3}+W_{2,2}-4W_{2,3}+W_{3,3}+W_{2,4}}{l_{vox}^2} \\
= & \frac{P_{3,3}-P_{2,3}}{l_{vox}} - \mu \cdot \frac{W_{1,3}+W_{2,2}-5W_{2,3}+W_{2,4}}{l_{vox}^2} \\
= & -a
\end{aligned}$$

2.2.4.3.3 Algorithme de résolution. GeoDict, comme la plupart des codes CFD commerciaux, utilise l'algorithme SIMPLE, *Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equation*, développé par Patankar et Spalding [1972]. Il peut être résumé, dans les grandes lignes, de la manière suivante :

- Un champ de pression $p^\star$ permet d'initialiser le calcul des équations de quantité de mouvement discrétisées et de déduire une solution provisoire pour le champ de vitesse $v^\star$.
- Les variables n'étant pas correctes, elle nécessitent une correction :

$$\begin{aligned} p &= p^\star + p' \\ v &= v^\star + v' \end{aligned}$$

- Les variables corrigées sont ensuite reinjectées dans les équations de quantité de mouvement discrétisées afin de déterminer une expression corrigée de la vitesse en fonction des corrections de pression.
- L'expression corrigée de la vitesse est introduite dans l'équation de continuité, qui devient l'équation de correction de pression.
- Le nouveau champ de pression corrigé est déterminé, reinjecté dans les équations de quantité de mouvement discrétisées, et le cycle est répété jusqu'à l'obtention d'une correction de pression nulle.

2.2.5 Description du mouvement des particules

La caractérisation du mouvement de particules solides, au cours du temps t, est réalisée par une description Lagrangienne. Cela consiste à suivre les particules le long de leurs trajectoires et correspond donc à une description paramétrique de la forme :

$$\begin{aligned} x &= f_x(x_0, y_0, z_0, t) \\ y &= f_y(x_0, y_0, z_0, t) \\ z &= f_z(x_0, y_0, z_0, t) \end{aligned} \tag{2.29}$$

Avec (x_0, y_0, z_0), la position initiale de la particule en coordonnées cartésiennes. La variation est alors représentée par la dérivée lagrangienne de la fonction f pendant l'intervalle de temps dt. Dans le cas particulier de la filtration, l'objectif est de déterminer les positions finales des particules. Ainsi, en plus de la description du transport dans l'écoulement, des modèles d'adhésion au média sont développés avec modification dynamique des paramètres de la zone d'adhésion.

2.2.5.1 Équations de transport des particules dans l'écoulement

GeoDict permet de simuler le comportement de particules sphériques, placées à des positions aléatoires à l'entrée de la zone d'écoulement, afin de déterminer l'efficacité d'une structure filtrante et éventuellement l'évolution du colmatage. Le type de particules (suie, sable, ...) peut être modélisé indirectement par la valeur de la densité et par un facteur de forme. D'autres informations, comme la charge électrique et les forces d'adhésion, peuvent éventuellement être introduites. Les particules, assimilées à des sphères, sont placées à des positions aléatoires à l'entrée de la zone d'écoulement, leur mouvement est décrit à partir d'un bilan des forces agissant sur chacune d'elle et du principe fondamentale de la dynamique :

$$\sum \vec{F} = m \cdot \vec{a} \tag{2.30}$$

Avec $\sum \vec{F}$, l'ensemble des forces exercées sur la particule, m sa masse et $\vec{a}$ son accélération. Le déplacement d'une particule résulte de la diffusion due au mouvement Brownien, de la friction avec le fluide et de son inertie. Éventuellement, un champ électrique dans le milieu filtrant peut exercer une influence attractive ou répulsive sur la trajectoire de la particule. Sachant que l'effet de l'inertie est inhérent au principe fondamental de la dynamique, tous les autres effets sont considérés comme des forces qui coexistent. Le transport des particules peut être décrit par les équations suivantes :

$$d\vec{x} = \vec{v}dt \tag{2.31}$$

$$d\vec{v} = \underbrace{-\gamma\left(\vec{v}(\vec{x}) - \vec{u}(\vec{x})\right)dt}_{friction} + \underbrace{D \cdot d\vec{W}(t)}_{diffusion\ Brownienne} + \underbrace{\frac{q\vec{E}_0(\vec{x})}{m}dt}_{attraction\ électrostatique} \tag{2.32}$$

Avec t, le temps, $\vec{x}$ la position et $\vec{v}$ la vitesse de la particule. L'effet de la friction avec le fluide est proportionnel à la différence entre la vitesse de la particule et la vitesse du fluide $\vec{u}$. Le coefficient de friction γ est donné dans le cas d'un écoulement de Stokes pour des particules sphériques de rayon r_p par la relation suivante :

$$\gamma = \frac{6\pi\mu r_p}{m} \tag{2.33}$$

Lors du calcul de la force de traînée, un facteur de correction de glissement est utilisé pour tenir compte des effets discontinus pour les particules de petite taille. Ainsi le facteur de Cunningham

C_c permet de prédire la force de traînée sur une particule en mouvement en fonction de libre parcours moyen λ :

$$C_c = 1 + \frac{2\lambda}{d_p}\left(1,17 + 0,525 \cdot e^{\frac{-0,78 \cdot d_p}{\lambda}}\right) \tag{2.34}$$

La diffusion Brownienne est modélisée par un processus de Wiener tridimensionnel $\vec{W}$, ce dernier correspond à une description mathématique du mouvement aléatoire en temps continu. Le coefficient de diffusion D résulte du théorème de fluctuation-dissipation et est donné par la relation suivante :

$$D = \sqrt{\frac{2k_B T\gamma}{m}} \tag{2.35}$$

Avec k_B, la constante de Boltzmann et T, la température ambiante. Le dernier terme décrit l'influence éventuel d'un champ électrique $\vec{E}$ sur le mouvement d'une particule de charge q.

2.2.5.2 Modèle de collision et de dépôt

La caractérisation du dépôt des particules nécessite d'une part de connaître les collisions à chaque étape du transport et d'autre part de définir un modèle d'adhésion à la surface des zones solides ou poreuses. Afin de détecter les collisions, la distance entre le centre des particules et les obstacles (voxels solides) est calculée. Pour cela, lors de la création de la microstructure, GeoDict implémente une fonction de distance, qui fournit, pour tous les voxels vides, les informations concernant la distance les séparant de l'obstacle le plus proche. Si, pour une position donnée, le rayon de la particule est plus petit que la valeur de la fonction de distance, aucune collision ne peut se produire. Ces informations sont ajustées en même temps que le champ d'écoulement est mis à jour.

GeoDict dispose actuellement de deux modèles de dépôt. Lorsqu'une particule rencontre un voxel solide, elle peut soit être déposée au premier contact, c'est le modèle *Caught on first touch*, soit rebondir avec dissipation d'énergie, c'est le modèle de *Sieving*. Un modèle intermédiaire est actuellement en développement : nommé modèle de Hamaker, il est basé sur les forces de Van der Waals entre une particule sphérique et une surface plane [Becker, 2012]. Dans le cas particulier des matériaux fibreux, pour chaque combinaison particule/fibre, des paramètres d'interaction sont fixés. Le paramètre d'adhésion correspond à la force que la particule doit surmonter afin de rebondir sur la fibre. Le paramètre de restitution désigne l'énergie perdue par la particule après la collision.

À partir du modèle de dépôt au premier contact, utilisé au cours de ces travaux, si au cours de la procédure de suivi, une particule rentre en contact avec une surface solide, elle adhère à cette surface. Dès lors, elle est comptabilisée en tant que particule filtrée, et est intégrée dans la structure globale sous la forme d'un ou de plusieurs nouveaux voxels solides, comme l'illustre la figure 2.12.

FIGURE 2.12 – Illustration du modèle *Caught on first touch* et de l'intégration de la particule dans la structure [Wiegmann, 2009].

2.2.5.3 Voxels poreux à perméabilité variable

Il ressort du modèle de dépôt précédent un problème d'échelle important. Le domaine de calcul doit être conçu afin d'être le plus représentatif possible d'un système macroscopique. En outre la résolution est largement dépendante de la puissance des stations de calcul : la taille des voxels a donc tendance à être importante. Si cela ne pose pas trop de problème lors de la résolution de l'écoulement, lors de la simulation du processus de filtration, de très petites particules peuvent mobiliser un voxel entier et de proche en proche, largement surestimer le processus de filtration.

Les développements actuels de GeoDict concernent, entre autres, la mise en place de voxels poreux à perméabilité variable. L'idée est de reprendre le concept de voxels poreux, auxquels est attribuée une valeur de perméabilité κ. Cette valeur de perméabilité est fonction de la viscosité dynamique du fluide μ et de la capacité des particules à s'opposer à l'écoulement, appelée résistivité et notée σ.

$$\kappa = \frac{\mu}{\sigma} \tag{2.36}$$

La valeur de σ va dépendre de la fraction de volume solide du voxel poreux, noté f. Ainsi :

$$\sigma = \begin{cases} \frac{f}{f_{max}} \cdot \sigma & \text{si } 0 < f < f_{max} \\ \sigma & \text{si } f > f_{max} \end{cases} \tag{2.37}$$

Les valeurs de la résistivité et de la fraction de volume solide du voxel poreux maximal, σ et f_{max}, doivent être déterminées au préalable, en fonction de l'application souhaitée. En effet, les voxels poreux à perméabilité variable ouvrent d'autres perspectives. Outre le fait de les implémenter dans le cas de particules fines (cf. figure 2.13), utilisés pour modéliser les structures de plis poreux, ils pourraient permettent de prendre en compte des valeurs de perméabilité différentes en fonction de la position dans le pli et ainsi rendre compte de l'inhomégéité du dépôt. Ce dernier point fait actuellement l'objet d'une collaboration entre le LRGP et l'ITWM [Bardin-Monnier *et al.*, 2012b,a].

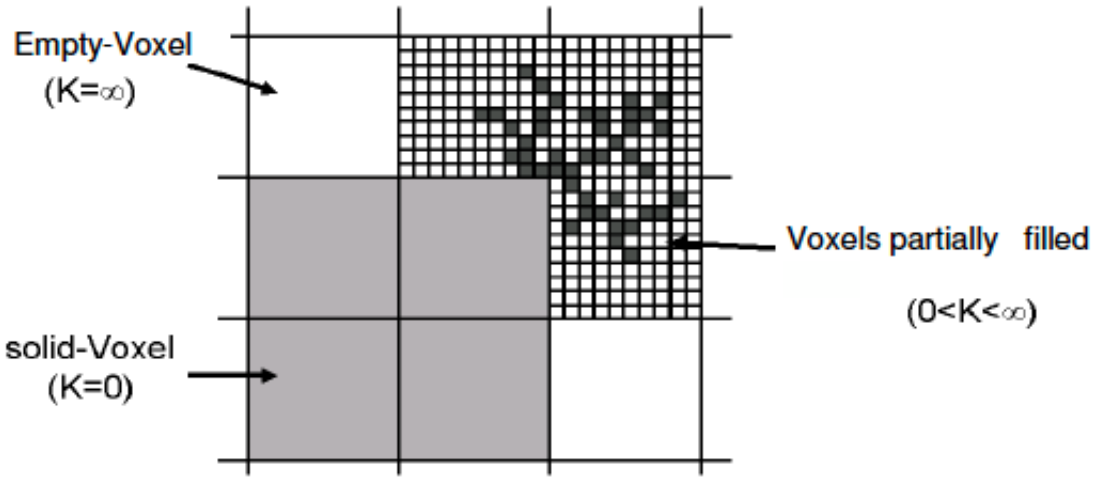

FIGURE 2.13 – Voxels poreux à perméabilité variable [Cheng *et al.*, 2012].

2.2.6 Structure tridimensionnelle issue de microtomographie

La création de microstructure virtuelle avec GeoDict s'avère une phase complexe des simulations. La question de la représentativité de la géométrie, avec entre autre l'ajustement des paramètres d'anisotropie, est difficile à résoudre. Récemment, les développeurs ont mis au point un module permettant l'intégration de microtomographies. Les images issues des reconstructions sont assimilées et la structure est directement divisée en voxels adéquats, devenant ainsi un modèle parfaitement représentatif.

Bien que l'utilisation de la microtomographie ne soit pas encore démocratisée, notamment dans la communauté de la filtration, les possibilités de l'association de cette technique avec un code de calcul laissent entrevoir une justesse de la représentativité et un gain de temps important pour la conception de média poreux à propriétés contrôlées. La figure 2.14 illustre la démarche de la conception assistée par ordinateur en intégrant les images issues des microtomographies.

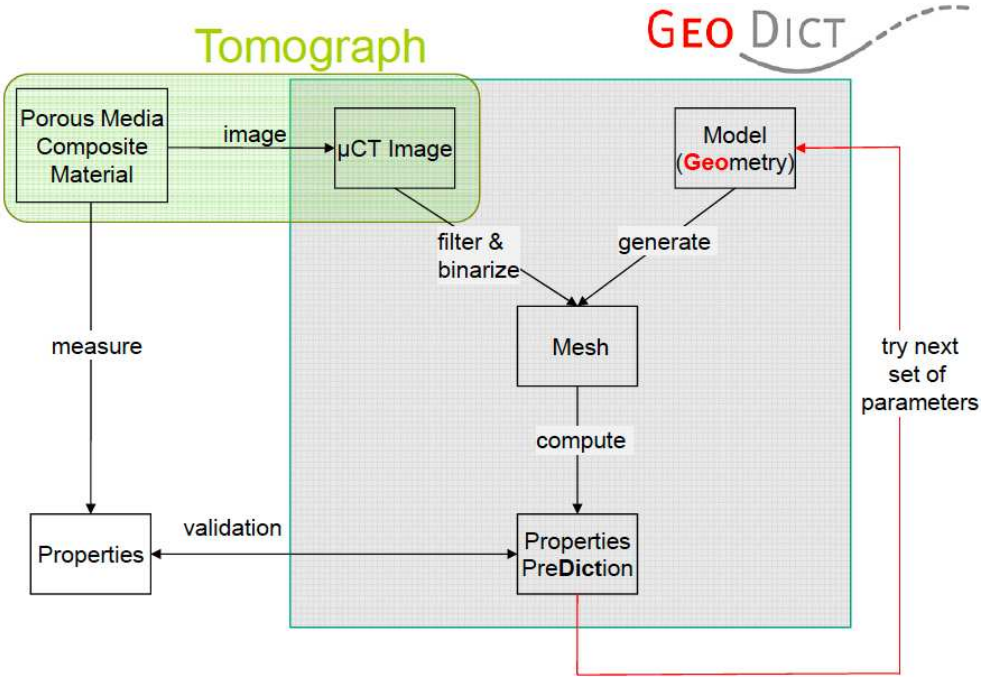

FIGURE 2.14 – Démarche de conception de média poreux assistée par ordinateur [Wiegmann, 2012b].

2.3 Conclusion

L'objectif de ce chapitre était de proposer une synthèse de la démarche numérique dans les cas particuliers des écoulements en milieu poreux et de la filtration. Nous avons présenté le code de calcul GeoDict, développé par l'ITWM et utilisé dans nos travaux. Ce logiciel permet d'une part de créer des microstructures, représentatives des systèmes filtrants d'intérêt et d'autre part de résoudre les écoulements à travers ces structures poreuses. Il permet également de visualiser le transport des particules dans l'écoulement ainsi que le phénomène de filtration, grâce aux modèles de collision et de dépôt intégrés.

Le choix d'un logiciel encore peu utilisé par la communauté de la filtration implique néanmoins un manque de vérification expérimentale ; notamment dans le cas des filtres plissés. L'objectif du prochain chapitre est donc de le valider en le confrontant à des systèmes bien connus.

3

Écoulements au sein des médias fibreux vierges

Sommaire

3.1 Introduction et objectifs 79

3.2 Perméabilité des médias plans composés d'un mélange binaire de fibres 80

3.2.1 Introduction 80

3.2.2 Modèles analytiques de perméabilité 81

3.2.2.1 Modèles basés sur la perméabilité adimensionnelle de Jackson et James 81

3.2.2.2 Modèle basé sur la longueur spécifique des fibres 82

3.2.2.3 Modèle basé sur la surface spécifique de couche fibreuse 83

3.2.3 Mesures expérimentales de perte de charge 85

3.2.4 Simulations numériques 86

3.2.4.1 Conception des microstructures avec FiberGeo 86

3.2.4.2 Résolution des écoulements avec FlowDict 89

3.2.5 Résultats 90

3.2.5.1 Comparaison avec les résultats expérimentaux 90

3.2.5.2 Modèles prédictifs de perméabilité 92

3.2.6 Conclusion 100

3.3 Perte de charge des médias plissés THE vierges 102

3.3.1 Introduction 102

3.3.2 Simulations numériques 103

3.3.2.1 Conception du pli poreux et résolution des écoulements avec GeoDict 103

3.3.2.2 Création de la géométrie et résolution des écoulements avec Fluent 104

3.3.3 Résultats 106

3.3.3.1 Écoulement visqueux 106

3.3.3.2 Prise en compte du terme inertiel 108

3.3.3.3 Comparaison avec les résultats expérimentaux 112

3.3.4 Conclusion 115

3.4 Conclusion et perspectives sur les écoulements saturés au sein des médias fibreux vierges 116

3.1 Introduction et objectifs

Compte-tenu de la géométrie complexe que constitue un arrangement de fibres, la description rigoureuse de l'écoulement d'un fluide à travers cette géométrie s'avère extrêmement compliquée. L'utilisation de modèles numériques associant la création de structures virtuelles et la résolution des équations de transport permet l'acquisition d'un grand nombre de données dans un temps relativement court, au contraire des méthodes expérimentales. Cet outil est de plus en plus utilisé par les industriels dans les phases de développement de nouveaux produits. Pour notre étude, le choix du code de calcul s'est porté sur GeoDict car, en plus d'être dédié à la résolution des écoulements et du transport de particules en milieux poreux, il permet de créer simplement des géométries complexes comme les microstructures fibreuses et les plis poreux. Le choix d'un logiciel nouveau implique néanmoins un manque de vérification expérimentale ; l'objectif de ce chapitre est donc de valider le code de calcul GeoDict en le confrontant à des systèmes typiquement rencontrés dans le domaine de la filtration des aérosols.

Tout d'abord, en choisissant de comparer les résultats de perméabilité obtenus numériquement avec les données expérimentales provenant de filtres plans bimodaux parfaitement caractérisés, nous avons réalisé une étude quantitative sur une large gamme de fraction de volume solide et de rapport de diamètres de fibres [Gervais *et al.*, 2012a]. La création des structures fibreuses virtuelles fait appel à la notion de fonction aléatoire (*random seed*) ainsi qu'à la définition de paramètres d'anisotropie afin de satisfaire les propriétés macroscopiques du média. En plus de la validation de GeoDict, nous avons également envisagé l'élaboration d'un modèle analytique pour prédire la perméabilité des milieux fibreux bimodaux.

En s'intéressant ensuite à la géométrie plissée, propre aux médias filtrants Très Haute Efficacité, et avant d'imaginer une étude numérique exhaustive de l'influence des conditions opératoires et des paramètres géométriques sur les écoulements, notre objectif est de calculer la perte de charge d'un pli particulier, en fonction de la vitesse de filtration. Les résultats seront comparés aux données expérimentales issues de filtres plissés THE puis la confrontation des simulations obtenues avec GeoDict avec celles réalisées avec Fluent (ANSYS) nous permettra de comparer l'utilisation des deux codes.

3.2 Perméabilité des médias plans composés d'un mélange binaire de fibres

3.2.1 Introduction

Les dispositifs de filtration d'aérosols constitués de médias fibreux sont largement utilisés dans de nombreuses applications dans des domaines variés tels que la santé, l'agriculture, l'automobile ou les secteurs du génie civil. Parmi eux, les matériaux non-tissés, principalement composés de mélanges de fibres de polyéthylène téréphtalate (PET) ou de fibres de verre, sont les plus communs. En général, le mélange correspond à une distribution bimodale de tailles de fibres, les fibres fines procurant une efficacité de filtration élevée alors que les fibres épaisses assurent la rigidité mécanique du système. Les deux principales caractéristiques de ces médias filtrants sont l'efficacité de filtration, E, et la perte de charge, ΔP. Au cours des cinquante dernières années, des recherches ont été menées sur la construction de modèles capables de prédire la perte de charge des médias fibreux mais en occultant l'aspect de la distribution bimodale. C'est assez récemment que des modèles prédictifs pour les médias composés de mélanges binaires ont été développés.

En 1986, Jackson et James [1986] ont montré que la perméabilité adimensionnelle, notée k/r^2, était corrélée à la fraction de volume solide d'un milieu fibreux α. En utilisant des données expérimentales provenant de différents matériaux fibreux, ils ont mené une étude exhaustive de ce paramètre. Les auteurs ont identifié trois scénarios, selon que l'écoulement est parallèle, perpendiculaire ou orienté de façon aléatoire à l'arrangement fibreux tridimensionnel. Dans ce dernier cas, ils ont développé un modèle capable de prédire la perméabilité adimensionnelle connaissant α (Eq. 3.3). En 2008, Mattern et Deen [2008] ont montré que la principale difficulté dans l'estimation de la perméabilité d'un mélange de fibres était que les résistances hydrauliques des populations de fibres sont interdépendantes. En d'autres termes, il est très difficile de trouver une corrélation réaliste pour la perméabilité, dans le cas d'un arrangement binaire, si le modèle est construit en tenant compte de la force agissant sur les fibres fines et de la force agissant sur les fibres épaisses séparément. Les auteurs ont décidé de comparer quatre règles de mélange issues de la littérature avec les résultats de simulations basées sur un arrangement périodique de deux types de fibres en deux dimensions et réalisées avec le code COMSOL Multiphysics™. Ils ont conclu que le modèle de résistivité pondéré en volume proposé par Clague et Phillips [1997] (Eq. 3.4) permettait la meilleure prédiction de la perméabilité pour un mélange de fibres. Partant de là, de nombreux auteurs ont essayé de calculer un rayon monomodal équivalent à partir des distributions bimodales pour l'utiliser en association avec l'expression de la perméabilité adimensionnelle de Jackson et James [1986]. Jaganathan *et al.* [2008] ont proposé une approche numérique. Ils ont résolu un écoulement laminaire en régime permanent avec Fluent, à travers des structures fibreuses en deux dimensions, afin de déterminer le rayon monomodal équivalent. Leurs résultats montrent que la meilleure prédiction de la perte de charge est obtenue en utilisant le modèle de diamètre moyen pondéré en surface (Eq. 3.6), ce qui confirme les conclusions de Brown et Thorpe [2001]. Fotovati *et al.* [2010a] ont conduit un travail similaire afin de prédire numériquement l'efficacité de collecte des filtres à fibres avec des distributions bimodales. Néanmoins, ces travaux sont limités à des représentations bidimensionnelles des médias fibreux. En 1997, Clague et Phillips [1997] ont proposé la première approche tridimensionnelle pour le calcul de la perméabilité à l'aide d'outils numériques développés par leurs soins. La résolution du champ d'écoulement d'air à l'intérieur de la microstructure fibreuse leur a permis de proposer un modèle basé sur la résistivité pondérée en volume (Eq. 3.4).

D'un point de vue analytique, Tafreshi *et al.* [2009] comparent plusieurs rayons monomodaux équivalents. Leurs conclusions montrent que le modèle de résistivité pondéré en volume de Clague et Phillips [1997] (Eq.3.4) ainsi que le modèle de diamètre moyen pondéré en surface de Brown et Thorpe [2001] (Eq.3.6) donnent des résultats en bon accord avec une nouvelle relation baptisée *cube root*, où le rayon équivalent est égal à la racine cubique de la moyenne du cube des rayons (Eq.3.8). Dans une étude expérimentale sur la performance des filtres à air, Sakano *et al.* [2000] ont proposé une relation donnant la perte de charge initiale d'un filtre à fibre constitué d'un mélange binaire. Leur approche consiste à prendre en compte la perte de charge associée à chacune des fibres. Cette relation est exprimée en utilisant l'expression des forces de traînée donnée par Davies [1952].

L'objectif de cette partie du manuscrit est, dans un premier temps, de comparer les modèles de perméabilité existant et de fournir une comparaison avec nos résultats issus d'expériences menées sur des médias fibreux bimodaux bien caractérisés. D'autre part, il paraît judicieux d'utiliser ces données afin de valider le code de calcul GeoDict. Après un examen synthétique des différents modèles de rayons monomodaux équivalents, nous présentons, dans la partie 3.2.2, la mise en œuvre des modèles basés sur la longueur et sur la surface spécifique de couche fibreuse. Ce dernier correspond en réalité à un modèle basé sur le rayon monomodal équivalent de Brown et Thorpe [2001] (Eq. 3.6) associé à une expression de la perméabilité adimensionnelle donnée par Davies [1973]. En effet, plusieurs auteurs ont déterminé une expression de la perméabilité adimensionnelle dans le cas d'un écoulement laminaire à travers un agencement aléatoire de fibres, mais l'expression de Davies [1952] est souvent utilisée par la communauté de la filtration gaz.

3.2.2 Modèles analytiques de perméabilité

3.2.2.1 Modèles basés sur la perméabilité adimensionnelle de Jackson et James

La perte de charge, ΔP, due à l'écoulement laminaire d'un fluide incompressible à travers une épaisseur Z de milieu poreux est donnée, dans le cas stationnaire, par la loi de Darcy [1856] :

$$\frac{\Delta P}{Z} = \frac{1}{k}\mu U \tag{3.1}$$

où μ et U sont respectivement la viscosité dynamique et la vitesse frontale du fluide. Pour les médias fibreux, la perméabilité k dépend de la fraction de volume solide et de la taille, de la forme et de l'arrangement des fibres. Dans le cas d'une distribution monomodale de taille de fibres, la perméabilité est une fonction de la fraction de volume solide du média, α, et du rayon de la fibre, r :

$$k = r^2 \cdot f(\alpha) \tag{3.2}$$

Dans le cas d'un écoulement à travers un arrangement aléatoire de fibres, Jackson et James [1986] ont montré que le modèle tridimensionnel suivant présentait le meilleur accord avec les données expérimentales pour un α inférieur à 0,25 :

$$f(\alpha) = \frac{3}{20\alpha}\left[-ln(\alpha) - 0,931\right] \tag{3.3}$$

Afin de pouvoir prédire la perméabilité des médias fibreux, la plupart des auteurs calculent un rayon monomodal équivalent à partir d'une distribution bimodale pour l'utiliser dans l'équation (3.2). Les expressions les plus populaires de rayons monomodaux équivalents sont présentées dans

le tableau 3.1. Ces expressions ont été calculées par Tafreshi *et al.* [2009] à partir des modèles de résistivité hydraulique de Clague et Phillips [1997] et de Brown et Thorpe [2001]. n_e et n_f sont les fractions numériques de fibres épaisses et fines ayant pour rayons respectifs r_e et r_f ; $n_e + n_f = 1$. R correspond au rapport r_e/r_f.

TABLEAU 3.1 – Expressions des rayons monomodaux équivalents.

Auteurs	Expressions	Commentaires	Stratégie
Clague et Phillips [1997]	$\sqrt{n_e r_e^2 + n_f r_f^2}$ (3.4)	modèle de résistivité pondéré en volume ($R < 3$)	simulation d'un arrangement désordonné de fibres en 3-D
Brown et Thorpe [2001]	$\dfrac{n_e r_e + n_f r_f}{n_e + n_f}$ (3.5)	modèle de diamètre moyen pondéré en nombre	modélisation d'une matrice carrée 2-D de fibres
	$\dfrac{n_e r_e^2 + n_f r_f^2}{n_e r_e + n_f r_f}$ (3.6)	modèle de diamètre moyen pondéré en surface	
	$\dfrac{n_e r_e^3 + n_f r_f^3}{n_e r_e^2 + n_f r_f^2}$ (3.7)	modèle de diamètre moyen pondéré en volume	
Tafreshi *et al.* [2009]	$\sqrt[3]{n_e r_e^3 + n_f r_f^3}$ (3.8)	modèle "cube root" ($1 < R < 5$)	modèle analytique basé sur l'approche de Clague et Phillips [1997]

3.2.2.2 Modèle basé sur la longueur spécifique des fibres

Afin de prendre en compte la polydispersité de fibres, Sakano *et al.* [2000] ont développé une expression basée sur l'hypothèse que chaque fibre contribue à la perte de charge initiale de façon indépendante. La perte de charge est alors égale à la somme des pertes de charge dues à chaque fibre :

$$\frac{\Delta P}{Z} = \frac{L_v}{1-\alpha} \sum_{i=1}^{n} (Y_i F_i) \tag{3.9}$$

où L_v est la longueur totale de fibre rapportée au volume de média fibreux et F_i, les forces de traînée initiales dues aux fibres de diamètre d_i. Y_i est la fraction volumique correspondante. Les forces de traînée sont calculées grâce à la relation empirique de Davies [1952] :

$$F_i = \frac{16\pi\rho d_i}{Re} \alpha^{\frac{1}{2}} \left(1 + 56\alpha^3\right) U^2 \tag{3.10}$$

où ρ est la masse volumique du matériau fibreux et Re le nombre de Reynolds. En combinant les équations (3.9) et (3.10) :

$$\frac{\Delta P}{Z} = 16\pi\mu \frac{L_v}{1-\alpha} \sum_{i=1}^{n} \left(Y_i \alpha^{\frac{1}{2}} \left[1 + 56\left(\alpha Y_i\right)^3\right]\right) U \tag{3.11}$$

En exprimant la longueur spécifique L_v (voir Annexe B.1), on trouve finalement :

$$\frac{\Delta P}{Z} = 64\frac{\alpha^{\frac{3}{2}}}{(1-\alpha)}\mu\sum_{i=1}^{n}\left(\frac{Y_i}{{d_i}^2}\right)\sum_{i=1}^{n}\left(Y_i^{\frac{3}{2}}\left[1+56\left(\alpha Y_i\right)^3\right]\right)U \tag{3.12}$$

Il est à noter que Sakano *et al.* [2000] ont considéré que le terme $\sum_{i=1}^{n}\left(Y_i^{\frac{3}{2}}\left[1+56\left(\alpha Y_i\right)^3\right]\right)$ était égal à 1. Cette hypothèse est fausse dans le cas d'une distribution bimodale de diamètres de fibres. Bien que le terme $\sum_{i=1}^{n} 56\left(\alpha Y_i\right)^3$ tende vers 0, en particulier pour les faibles valeurs de α, $\sum_{i=1}^{n} Y_i^{\frac{3}{2}}$ est toujours significativement supérieur à l'unité. Notons que pour une distribution monomodale de diamètres de fibres, la relation ci-dessus nommée "modèle basé sur la longueur spécifique des fibres", ne conduit pas à l'expression de Davies [1952] qui est classiquement utilisée pour prédire la perte de charge des médias fibreux.

3.2.2.3 Modèle basé sur la surface spécifique de couche fibreuse

En se basant sur la même approche empirique que précédemment et dans le but de proposer une expression plus commode d'utilisation, nous avons décidé de construire un nouveau modèle basé sur la surface spécifique de couche fibreuse. La perte de charge due à l'écoulement laminaire d'un fluide incompressible à travers une épaisseur de milieu poreux peut être estimée par la relation de Kozeny-Carman [Kozeny, 1927; Carman, 1956] :

$$\frac{\Delta P}{Z} = h_k\mu\frac{(a_g\cdot\alpha)^2}{(1-\alpha)^3}U \tag{3.13}$$

h_k est le coefficient de Kozeny-Carman et a_g, la surface spécifique de grain, égale à 4/d dans le cas de fibres. Pour les médias fibreux avec une porosité élevée, Davies [1952] a également proposé une expression empirique pour la perte de charge :

$$\frac{\Delta P}{Z} = 64\frac{\alpha^{\frac{3}{2}}}{d^2}\mu\left(1+56\alpha^3\right)U \tag{3.14}$$

Cette corrélation a été obtenue expérimentalement en testant des médias composés de fibres ayant des diamètres compris entre $1,6$ et 80 micromètres et une fraction de volume solide inférieure à 30%. Elle a également été validée par Werner et Clarenburg [1965] dans cette gamme de caractéristiques des médias. Par identification de (3.13) dans (3.14), il est possible d'exprimer h_k en fonction de la fraction de volume solide :

$$h_k = 4\frac{(1-\alpha)^3}{\sqrt{\alpha}}\left(1+56\alpha^3\right) \tag{3.15}$$

Dans l'équation (3.13), le produit $a_g\cdot\alpha$ représente la surface spécifique de couche fibreuse a. Pour les médias fibreux, a correspond au rapport de la surface totale des fibres par le volume de média fibreux. Avec quelques remaniements pour un mélange de fibres (voir Annexe B.2) :

$$a = 4\alpha\sum_{i=1}^{n}\frac{Y_i}{d_i} \tag{3.16}$$

En injectant dans la relation de Kozeny-Carman les expressions de la surface spécifique de couche fibreuse (3.16) et du coefficient de Kozeny-Carman (3.15), une nouvelle relation nommée "modèle

basé sur la surface spécifique de couche fibreuse", est proposée pour estimer la perte de charge des médias fibreux avec une distribution bimodale de tailles de fibres [Thomas *et al.*, 2010; Gervais *et al.*, 2010] :

$$\frac{\Delta P}{Z} = 64\alpha^{\frac{3}{2}} \left(\sum_{i=1}^{n} \frac{Y_i}{d_i} \right)^2 \mu \left(1 + 56\ \alpha^3\right) U \tag{3.17}$$

Il est à noter que pour Y_i=1, la relation (3.17) permet de retrouver l'expression de Davies [1952].

De la même manière que les auteurs précédents, nous avons décidé de définir un rayon monomodal équivalent à partir du modèle basé sur la surface spécifique de couche fibreuse. Comme explicité dans l'Annexe B.3, il correspond à un modèle basé sur le rayon monomodal équivalent de Brown et Thorpe [2001] (Eq. 3.6). L'expression de la perméabilité adimensionnelle est quant à elle donnée par Davies [1952] :

$$f(\alpha) = \frac{1}{16\alpha^{\frac{3}{2}}\left(1 + 56\ \alpha^3\right)} \tag{3.18}$$

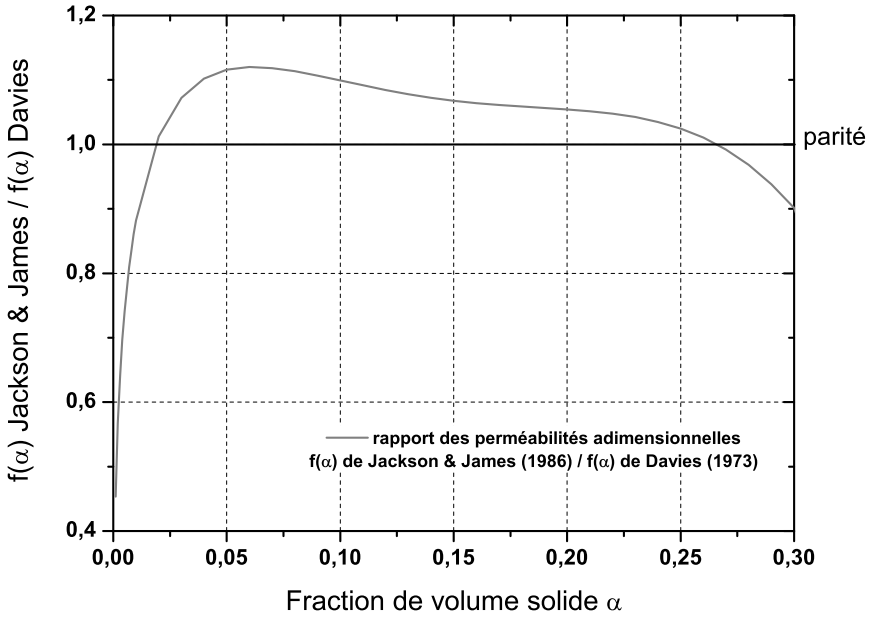

FIGURE 3.1 – Évolution du rapport des perméabilités adimensionnelles en fonction de la fraction de volume solide.

La figure 3.1 présente l'évolution du rapport de deux perméabilités adimensionnelles données respectivement par Jackson et James [1986] et par Davies [1952], en fonction de la fraction de volume solide. Dans une gamme de fraction de volume solide comprise entre 0,025 et 0,25 le modèle de Jackson et James [1986] donne des valeurs plus élevées de perméabilité adimensionnelle que le modèle de Davies [1952]. Une différence significative de 10% entre les deux modèles est observée dans la gamme de la fraction de volume solide qui est étudiée dans ce travail ($0,05 < \alpha < 0,15$).

3.2.3 Mesures expérimentales de perte de charge

Afin de couvrir un large éventail de caractéristiques géométriques et en particulier de fractions de volume solide et d'épaisseurs de filtre, des résultats expérimentaux provenant de deux types de médias fibreux ont été comparés avec les modèles analytiques. Cinq médias fabriqués par le laboratoire GEMTEX (Roubaix, France) ont été étudiés. Ils ont été fabriqués avec un mélange binaire de fibres de PET. Les réseaux fibreux non-tissés sont obtenus par cardage, et pré-aiguilletage. Afin d'assurer la cohésion des réseaux, un procédé d'hydroliage (hydroenchevêtrement) permet d'entrelacer les fibres les unes autour des autres. Enfin, les nappes fibreuses sont séchées à 160°C pour ajuster la fraction de volume solide et consolider thermiquement l'ensemble [Payen, 2009].

Des mesures expérimentales de perte de charge en fonction du débit ont été effectuées au LRGP [Gervais *et al.*, 2011a]. Sur le tableau 3.2, les propriétés géométriques des médias sont présentées. d_f est le diamètre des fibres fines et Y_f la fraction volumique correspondante. L'indice e correspond aux fibres épaisses. α est la fraction de volume solide du filtre et Z son épaisseur. Les cinq médias sont référencés par les lettres H, I, J, K et L et peuvent être divisés en deux familles en fonction du diamètre de leurs fibres épaisses : la première avec 28,2 micromètres et la deuxième avec 45,1 micromètres.

Dans un second temps, les résultats expérimentaux de Sakano *et al.* [2000] ont été repris à notre compte. Les caractéristiques des médias sont présentées dans le tableau 3.3. α et Z sont les mêmes pour chaque échantillon, ce qui facilite l'étude de l'influence de la fraction massique de fibres épaisses.

Tableau 3.2 – Caractéristiques structurelles des médias fibreux et proportions massiques des mélanges de fibres [Payen, 2009].

Réf.	d_f [μm]	Y_f [%]	d_e [μm]	Y_e [%]	α [%]	Z [μm]
H	10.9	55	28.2	45	19.3	860 ± 20
I	10.9	10	28.2	90	17.7	1010 ± 30
J	10.9	15	28.2	85	18.3	930 ± 20
K	10.9	58	45.1	42	17.4	920 ± 20
L	10.9	23	45.1	77	13.8	1130 ± 20

Tableau 3.3 – Conditions expérimentales et caractéristiques des médias fibreux utilisés par Sakano *et al.* [2000].

Matériau fibreux	PET
Diamètre des fibres fines d_f [μm]	12
Diamètre des fibres épaisses d_e [μm]	39
Fraction volumique de fibres épaisses Y_e [%]	0, 25, 50, 75, 100
Épaisseur du filtre Z [μm]	1000
Fraction de volume solide α [%]	3
Surface de filtration A [cm^2]	19.6
Vitesse de filtration U [cm/s]	17

3.2.4 Simulations numériques

3.2.4.1 Conception des microstructures avec FiberGeo

Afin de reproduire les géométries fibreuses des médias précédents, des microstructures virtuelles en 3 dimensions ont été générées en utilisant le code GeoDict. Les options relatives au domaine de calcul et aux fibres sont contrôlées par le module FiberGeo. La géométrie est construite grâce à une distribution aléatoire de fibres dans le domaine de simulation, satisfaisant les propriétés macroscopiques du média.
À l'intérieur de la microstructure, chaque fibre est assimilée un cylindre de diamètre connu et, dans notre cas, de longueur infinie. La fraction volumique et l'orientation globale des deux types de fibre sont maîtrisées. Le chevauchement entre fibres est autorisé et la fraction de volume solide globale α de la microstructure est vérifiée. Pour la comparaison avec les modèles prédictifs, les domaines de simulation considérés dans le présent document ont une taille de 800 μm $\times$ 800 μm $\times$ 300 μm avec une résolution de 2 μm par voxel. En ce qui concerne la comparaison avec les données expérimentales, la taille des domaines de simulation est 900 μm $\times$ 900 μm $\times$ 300 μm avec une résolution de 1,5 μm par voxel. D'une part la taille du domaine permet de s'affranchir de l'enchevêtrement aléatoire des fibres. D'autre part, il permet à chaque fibre d'être représentée par au moins 5 voxels (en réalité entre 5 et 25 voxels). Ce compromis permet d'obtenir des résultats significatifs en terme de représentativité des médias tout en ayant un temps de calcul raisonnable [Rief *et al.*, 2006]. Une fonction aléatoire (*random seed*) est utilisée pour initialiser la génération de la structure fibreuse. Le développement de cette dernière découle de façon déterministe de la valeur de ce nombre. L'usage de différents *random seed* permet ainsi d'obtenir différents arrangements de fibres tout en conservant les propriétés macroscopiques de la microstructure.
Deux paramètres d'anisotropie, β_1 et β_2, permettent de gérer l'orientation des fibres. Dans ce travail, nous avons créé des microstructures qui correspondent aux cinq médias fabriqués par le laboratoire GEMTEX (voir le tableau 3.2). Pour chacune d'entre elle nous avons fait varier l'orientation des fibres à travers le plan (xy), en maintenant l'orientation des fibres dans le plan isotrope, et *vice versa*.

Les figures 3.2 et 3.3 présentent les résultats obtenus dans les deux cas sous la forme de courbes de parité entre les valeurs de perméabilité obtenues par simulation et les valeurs expérimentales. La perméabilité apparait comme étant dépendante des orientations de fibres dans le plan et à travers le plan (xy). Néanmoins, il n'y a pas de différences significatives entre chacun des résultats pour les structures anisotropiques. De plus, les valeurs les plus probantes relatives aux résultats expérimentaux sont obtenus dans le cas isotrope. Partant de ces conclusions et sachant que ce paramètre est fortement dépendant du procédé de fabrication des médias, nous avons décidé d'effectuer les simulations en fixant β_1 et β_2 égaux à 1 [Gervais *et al.*, 2011b].

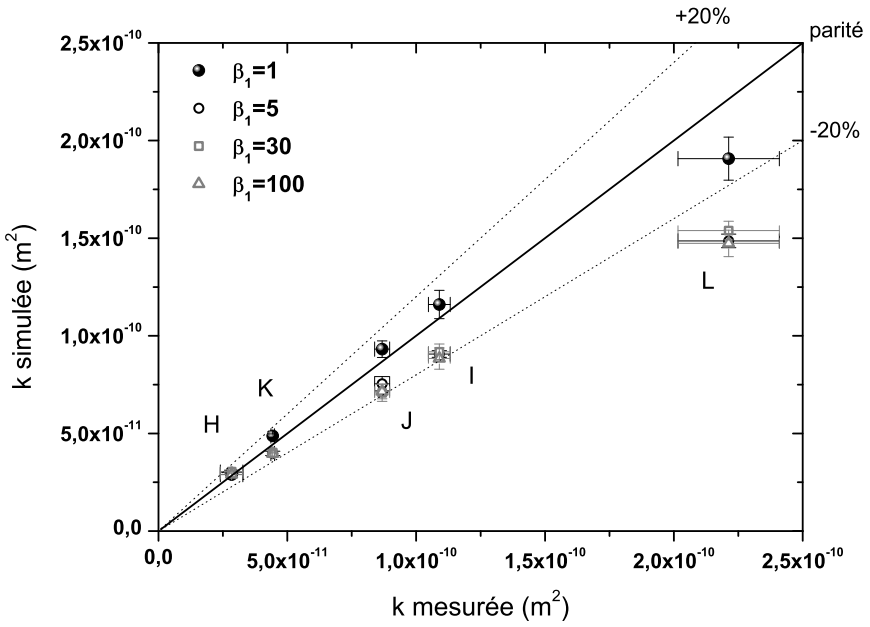

FIGURE 3.2 – Perméabilité simulée *vs* perméabilité mesurée : influence de l'orientation des fibres à travers le plan xy.

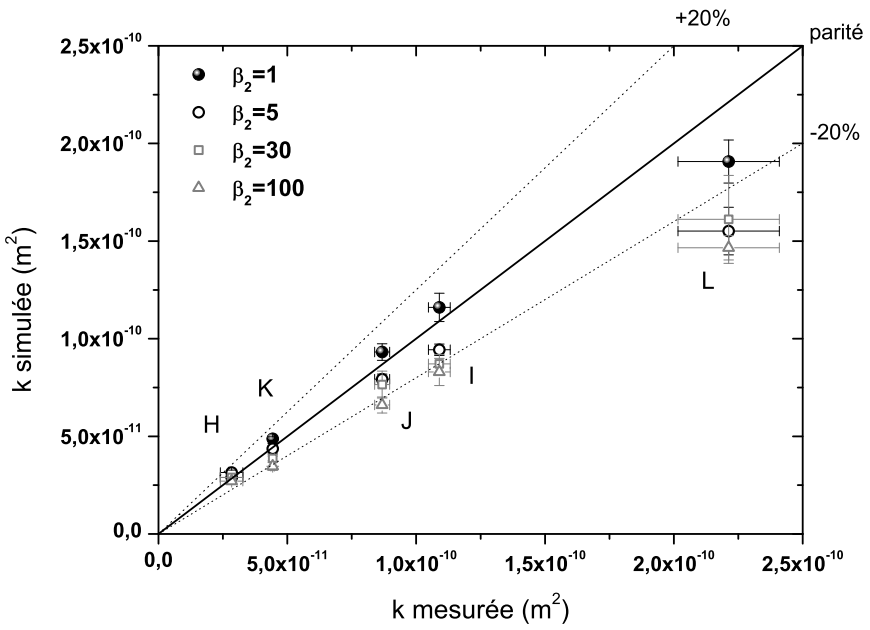

FIGURE 3.3 – Perméabilité simulée *vs* perméabilité mesurée : influence de l'orientation des fibres dans le plan xy.

Afin d'être représentatif en termes de morphologie des structures fibreuses, les résultats présentés sont obtenus à partir de la moyenne des valeurs de perméabilité calculées sur des microstructures générées en utilisant au moins trois *random seed* différents. De façon à être sûr que la taille du domaine de calcul est suffisante, on utilise la longueur de Brinkman, donnée par la relation $k^{1/2}$, comme critère de qualité. Selon Clague et Phillips [1997], la largeur du domaine doit être au moins égale à 14 longueurs de Brinkman. Pour nos simulations, la taille du domaine est comprise entre 18 et 170 longueurs de Brinkman.

Les images suivantes présentent des visualisations en 2-D du média K. La figure 3.4a est un cliché MEB du média réel et la figure 3.4b est une vue du média virtuel généré à l'aide de GeoDict. La taille du domaine est 1280 μm × 960 μm × 300 μm avec une résolution de 1 μm par voxel. Qualitativement, la représentativité du média, particulièrement l'enchevêtrement des fibres, est confirmée par cette comparaison. Si la courbure des fibres n'a pas pu être modélisée avec notre version de FiberGeo, l'ensemble des clichés MEB confirme la possibilité de concevoir les fibres comme des cylindres de taille infinie.

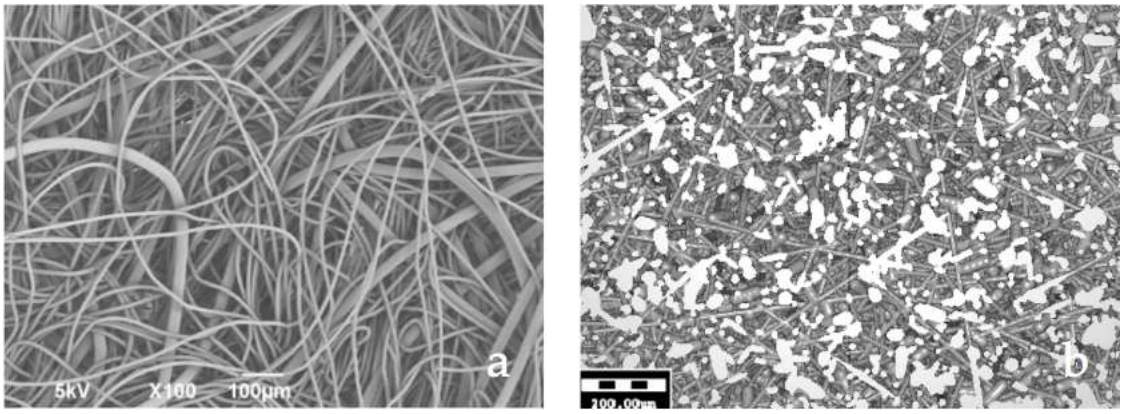

FIGURE 3.4 – a) Cliché MEB du média K. b) Vue du média virtuel K généré avec GeoDict.

3.2.4.2 Résolution des écoulements avec FlowDict

Les options propres aux solveurs sont contrôlées avec le module FlowDict. L'écoulement d'air à travers la microstructure est gouverné par l'équation de Stokes,

$$\mu \Delta \vec{v} = \vec{\nabla}(p) \tag{3.19}$$

et l'équation de continuité :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0 \tag{3.20}$$

où $\vec{v}$ est le vecteur vitesse et u, v et w, ses composantes respectivement dans les directions x, y et z. p est la pression et μ la viscosité dynamique. Les simulations sont basées sur la spécification de la vitesse du fluide à travers les médias ; elle a été fixée à 10 $cm.s^{-1}$. Au vu de la géométrie, les conditions aux frontières sont périodiques (voir paragraphe 2.2.4.3.1 du chapitre 2). Les résultats ont été obtenus sur un cluster de calcul composé d'un processeur AMD bi-quad-core cadencé à 2,1 GHz avec 12 Go de RAM disponibles. Chaque simulation a duré entre 3 et 8 heures. Les figures 3.5 et 3.6 permettent de visualiser la structure et le champ de pression obtenu après résolution de l'écoulement.

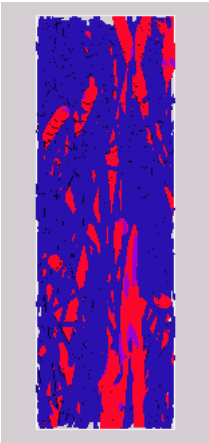

FIGURE 3.5 – Exemple de microstructure fibreuse virtuelle modélisant le média H, l'image est orientée suivant le sens de l'écoulement.

FIGURE 3.6 – Visualisation du champ de pression obtenu après résolution de l'écoulement dans la microstructure ci-contre.

3.2.5 Résultats

3.2.5.1 Comparaison avec les résultats expérimentaux

Nous avons tout d'abord comparé les valeurs de perméabilité, mesurées expérimentalement, avec celles calculées en utilisant les combinaisons issues des 2 modèles de perméabilité adimensionnelle :

- de Jackson et James [1986] (Eq.3.3),
- de Davies [1952] (Eq.3.18),

associés à trois modèles de rayons monomodaux équivalents :

- de Clague et Phillips [1997] (Eq.3.4),
- de Brown et Thorpe [2001] (Eq.3.6),
- de Tafreshi *et al.* [2009] (Eq.3.8).

Pour comparer de manière quantitative ces modèles avec les données expérimentales, les écarts relatifs aux données expérimentales ont été calculés. Afin de prendre en compte l'ensemble des paramètres, nous avons utilisé les valeurs moyennes des erreurs relatives, nommée erreur relative moyenne (*Mean Relative Error, MRE*), comme critère qualitatif [Green et Margerison, 1978] :

$$MRE = \frac{1}{N}\sum_{j=1}^{N}\frac{|y_j^{exp} - y_j^{mod}|}{y_j^{exp}} \tag{3.21}$$

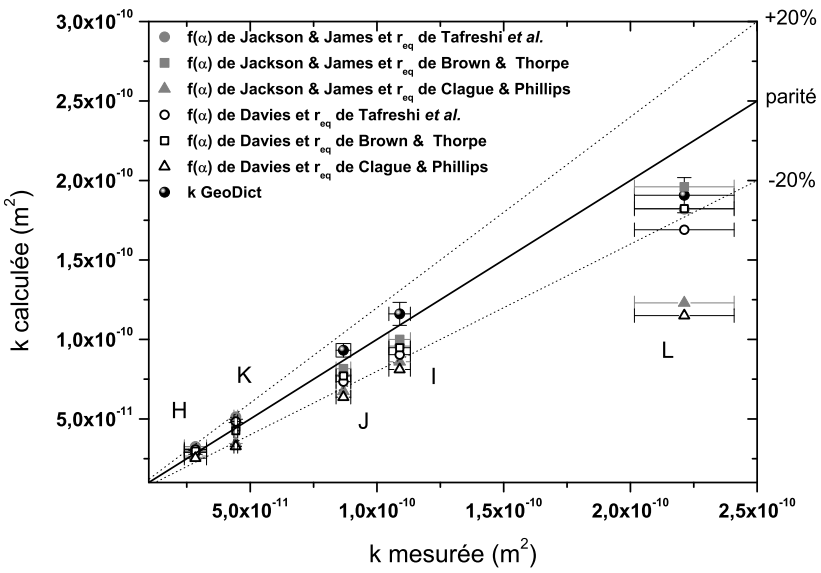

FIGURE 3.7 – Perméabilités calculées *vs* valeurs expérimentales de perméabilité. Comparaison entre six modèles prédictifs et les valeurs simulées pour les médias fabriqués par GEMTEX.

La figure 3.7 présente les résultats obtenus concernant les cinq médias bimodaux fabriqués par le laboratoire GEMTEX. Sur l'axe x, les valeurs expérimentales de perméabilité sont représentées et sur l'axe z, celles calculées à partir des associations de modèles. La ligne de parité ainsi que deux lignes pointillées (parité ± 20%) sont tracées. Les barres d'erreurs horizontales

prennent en compte les incertitudes expérimentales dues aux mesures de pertes de charge, de débits d'air et d'épaisseurs des médias. Un bon accord entre les valeurs de perméabilité mesurées expérimentalement et celles calculées peut être remarqué, excepté pour le filtre L, qui correspond au média ayant la fraction de volume solide la plus faible.

D'une manière générale, l'augmentation des valeurs de perméabilité conduit à une légère sous-estimation des valeurs calculées par rapport à celles obtenues expérimentalement. Afin de comparer et de valider expérimentalement le code GeoDict, les résultats des simulations sont également représentés. Les barres d'erreurs verticales sont établies à partir des valeurs de déviation standard provenant de la reproduction de chaque simulation avec plusieurs *random seed*. Comme le montre le tableau 3.4, le critère statistique fait apparaître que quand $0,138 < \alpha < 0,193$ et $2,6 < R < 4,1$, les meilleurs résultats sont obtenus avec le modèle de rayon monomodal équivalent de Brown et Thorpe [2001] (Eq.3.6). Par ailleurs, un excellent accord, avec une MRE inférieure à 8%, est trouvé en utilisant le modèle de perméabilité adimensionnelle de Jackson et James [1986] (Eq.3.3). Les valeurs simulées obtenues avec GeoDict sont également très proches des mesures expérimentales.

Tableau 3.4 – Comparaison entre simulations, modèles et données expérimentales (médias de *GEMTEX*).

	modèles de $f(\alpha)$	
modèles de r_{eq}	Jackson et James [1986]	Davies [1952]
Tafreshi *et al.* [2009]	14,2	14,7
Brown et Thorpe [2001]	7,57	10,1
Clague et Phillips [1997]	23,1	27,5
modèle basé sur la longueur spécifique des fibres	24,9	
GeoDict	7,91	

Concernant les résultats relatifs aux expériences réalisées par Sakano *et al.* [2000], la figure 3.8 présente les comparaisons entre les modèles analytiques précédemment utilisés. Sur l'axe x, la fraction massique de fibres épaisses est représentée et sur l'axe y, les valeurs de perméabilité mesurées, calculées et simulées. Les résultats indiquent qu'à fraction de volume solide constante, l'augmentation de la proportion massique de fibres épaisses accroît la perméabilité du matériau. Comme le montre le tableau 3.5, le critère statistique fait apparaître que quand $\alpha = 0,03$ et $R = 3,25$, les meilleurs résultats sont obtenus avec le modèle de rayon monomodal équivalent de Clague et Phillips [1997] (Eq.3.4). Encore une fois, le meilleur accord, avec une MRE inférieure à 15%, est trouvé en utilisant le modèle de perméabilité adimensionnelle de Jackson et James [1986] (Eq.3.3). Par contre, les valeurs de perméabilité simulées ne sont pas si proches des mesures expérimentales. La correspondance est légèrement moins satisfaisante que précédemment, spécialement quand la fraction de fibres épaisses est importante. On peut voir des barres d'erreurs très significatives dues à un domaine de calcul moins représentatif. Si nous avions utilisé une boîte de calcul plus large, il est probable que la barre d'erreur aurait été mois importante, mais cela n'aurait pas changé l'écart par rapport aux valeurs expérimentales. De plus, les points expérimentaux proviennent des travaux de Sakano *et al.* [2000] ; il existe des incertitudes importantes en raison de la mesure de la perte de charge et de l'épaisseur du filtre non représentées par les auteurs. Ces erreurs expérimentales peuvent être importantes, en particulier dans le cas de fractions massiques de fibres épaisses importantes. En ce qui concerne la comparaison entre GeoDict et des modèles analytiques, on remarque que les tendances sont similaires. Plus la proportion de fibres épaisses est importante, plus la différence est significative.

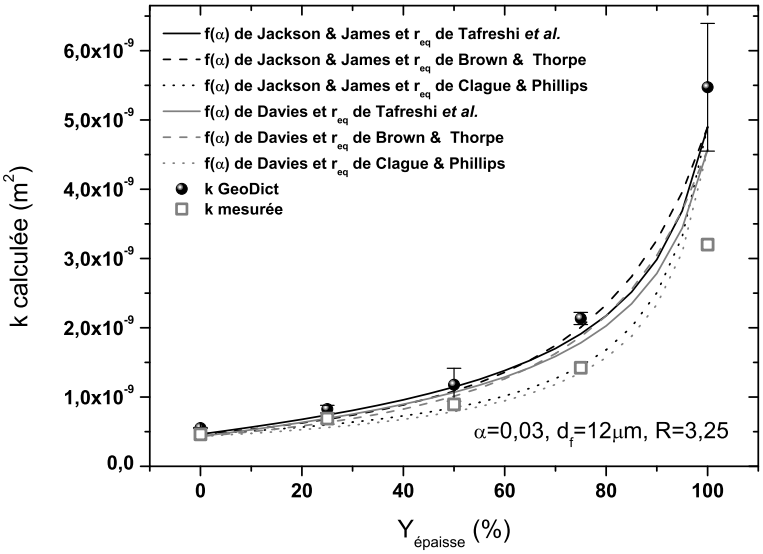

FIGURE 3.8 – Perméabilités calculées, mesurées et simulées *vs* fraction massique de fibres épaisses. Comparaison entre six modèles prédictifs pour les médias de Sakano *et al.* [2000].

TABLEAU 3.5 – Comparaison entre simulations, modèles et données expérimentales (médias de Sakano *et al.* [2000]).

	modèles de $f(\alpha)$	
modèles de r_{eq}	Jackson et James [1986]	Davies [1952]
Tafreshi *et al.* [2009]	24,1	18,8
Brown et Thorpe [2001]	23,5	20,4
Clague et Phillips [1997]	14,6	16,9
modèle basé sur la longueur spécifique des fibres	17,9	
GeoDict	38,5	

La confrontation des résultats obtenus numériquement avec les données expérimentales provenant de filtres plans bimodaux bien caractérisés nous permet de valider l'utilisation de GeoDict. Cette validation se restreint pour le moment à la prédiction de la perméabilité de microstructures fibreuses, dans des gammes de propriétés de médias et de vitesses typiques. Dans la suite de ce travail, le code est utilisé pour élargir le champ d'investigation en terme de gamme de propriétés de médias bimodaux et ainsi tester les différentes corrélations analytiques présentées précédemment.

3.2.5.2 Modèles prédictifs de perméabilité

Afin d'évaluer la pertinence des différents modèles de rayons monomodaux équivalents, en termes d'expressions prédictives de perméabilité, nous avons créé, puis testé, différents médias bimodaux fictifs avec GeoDict. Les deux corrélations de perméabilité adimensionnelle de Jackson et James [1986] et de Davies [1952] sont envisagées. Les fibres fines ont un diamètre de 10 micromètres, les fractions de volume solide sont égales à 0,05, 0,10 et 0,15.

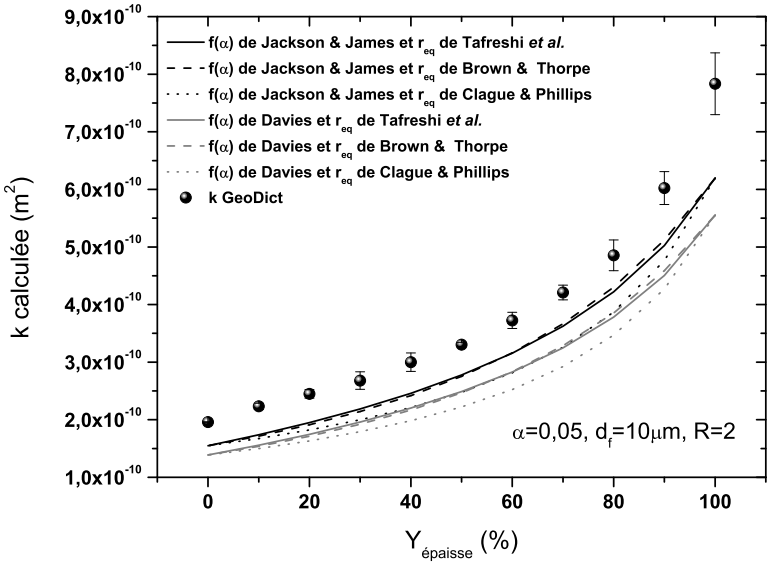

FIGURE 3.9 – Perméabilités calculées et simulées *vs* fraction massique de fibres épaisses. Comparaison entre six modèles prédictifs et les valeurs simulées. $\alpha = 0,05$, $d_f = 10\mu m$, $d_e = 20\mu m$.

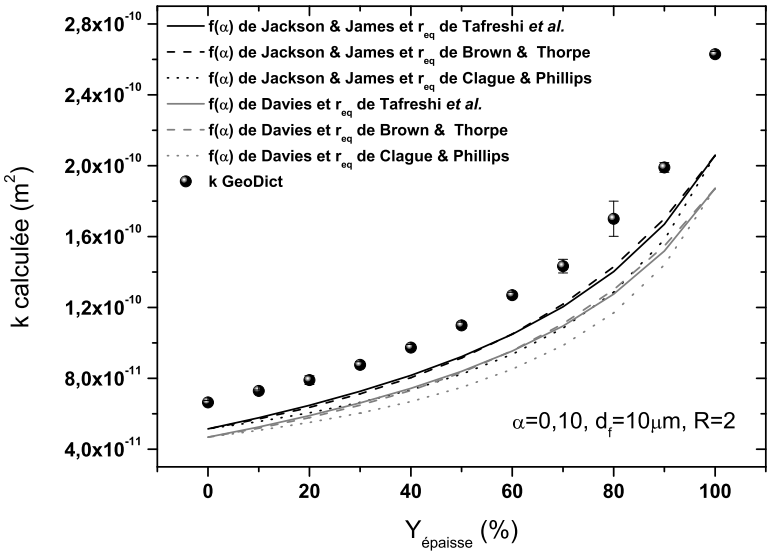

FIGURE 3.10 – Perméabilités calculées et simulées *vs* fraction massique de fibres épaisses. Comparaison entre six modèles prédictifs et les valeurs simulées. $\alpha = 0,10$, $d_f = 10\mu m$, $d_e = 20\mu m$.

Les résultats obtenus sont présentés figures 3.9, 3.10 et 3.11. Les rapports de diamètres de fibres épaisses/fines sont fixés à 2 (médias figs. 3.9 et 3.10) puis 5 (média fig. 3.11). Afin de comparer de manière quantitative chacun des modèles, nous avons utilisé le même critère statistique que lors des comparaisons expérimentales. Dans cette partie, les écarts sont relatifs aux résultats

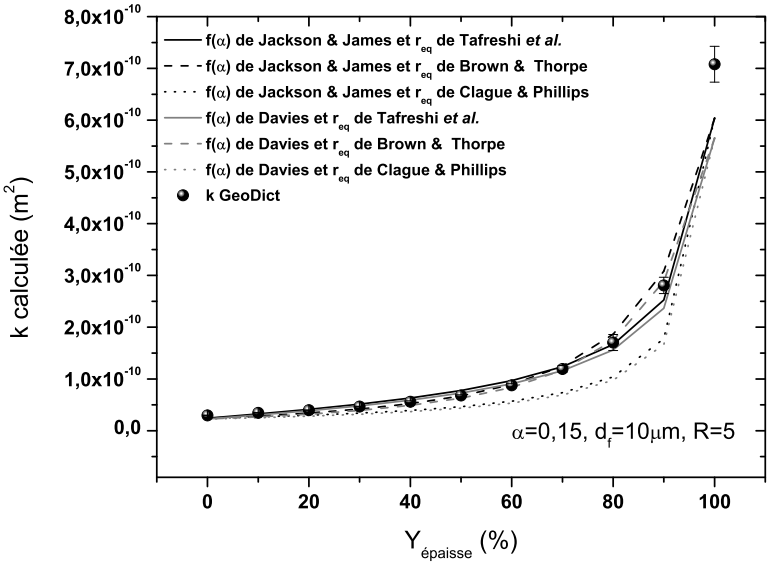

FIGURE 3.11 – Perméabilités calculées et simulées *vs* fraction massique de fibres épaisses. Comparaison entre six modèles prédictifs et les valeurs simulées. $\alpha = 0,15$, $d_f = 10\mu m$, $d_e = 50\mu m$.

des simulations. Nous pouvons observer, dans tous les cas, un meilleur accord entre les valeurs de perméabilité simulées et celles calculées grâce aux modèles de rayons monomodaux équivalents de Brown et Thorpe [2001] (Eq.3.6) et de Tafreshi *et al.* [2009] (Eq.3.8) qu'avec celles calculées grâce au modèle de Clague et Phillips [1997].

Pour compléter ces premiers résultats et afin de déterminer l'influence de la fraction de volume solide et du rapport de diamètres de fibres sur le choix du modèle de perméabilité adimensionnelle, nous avons considéré huit autres médias bimodaux fictifs en plus des précédents. Les fibres fines ont un diamètre de 5 ou de 10 micromètres, les rapports de diamètres de fibres épaisses/fines varient de 2 à 5 et les fractions de volume solide sont égales à 0,10 et 0,15. Le modèle de rayon monomodal équivalent de Clague et Phillips [1997], qui donne les plus mauvais résultats dans toute la gamme de α et de R est ignoré. Les figures 3.12 à 3.15 présentent les résultats pour $\alpha = 0,10$, les valeurs simulées avec GeoDict proviennent de la figure 4 du papier de Tafreshi *et al.* [2009]. Les figures 3.16 à 3.19 présentent les résultats pour $\alpha = 0,15$.

TABLEAU 3.6 – Influence de α. Comparaison entre les modèles et les simulations.

modèle de r_{eq}	modèle de $f(\alpha)$	$\alpha = 0,05$	$\alpha = 0,10$	$\alpha = 0,15$
Brown et Thorpe	Jackson et James [1986]	18,0	11,4	12,8
[2001]	Davies [1952]	26,5	9,51	17,1

Aucune différence significative n'apparaît entre les résultats obtenus avec les modèles de Brown et Thorpe [2001] et de Tafreshi *et al.* [2009]. Pour comparer les expressions de perméabilité adimensionnelle, une étude statistique est réalisée sur la base du modèle de Brown et Thorpe [2001]. Comme illustré dans le tableau 3.6, la confrontation des MRE ne permet pas de se prononcer en faveur de l'une ou l'autre des corrélations, en fonction de la fraction de volume solide. En accord avec les comparaisons expérimentales réalisées sur les résultats de Sakano *et al.* [2000], les valeurs de MRE sont importantes pour les faibles valeurs de α. Quand $\alpha = 0,10$, les résultats sont excellents, avec un écart proche de 10%, légèrement inférieur en associant le modèle de $f(\alpha)$ de Davies [1952]. La tendance inverse est observée pour $\alpha = 0,15$ où les résultats sont en bon accord avec les valeurs simulées en utilisant le modèle de Jackson et James [1986].

Les résultats sont maintenant présentés en termes d'influence du rapport de diamètre de fibres. Comme le montre le tableau 3.7, le critère statistique révèle un avantage pour le modèle de perméabilité adimensionnelle de Jackson et James [1986] lorsque R est égal à 2 et 3. Même si le bénéfice est faible, le modèle de Davies [1952] donne de meilleurs résultats quand R est égal à 4 et 5 au regard des valeurs simulées.

Tableau 3.7 – Influence de R. Comparaison entre les modèles et les simulations.

modèle de r_{eq}	modèle de $f(\alpha)$	$R = 2$	$R = 3$	$R = 4$	$R = 5$
Brown et Thorpe [2001]	Jackson et James [1986]	8,10	12,8	11,9	15,7
	Davies [1952]	15,2	13,2	10,5	14,3

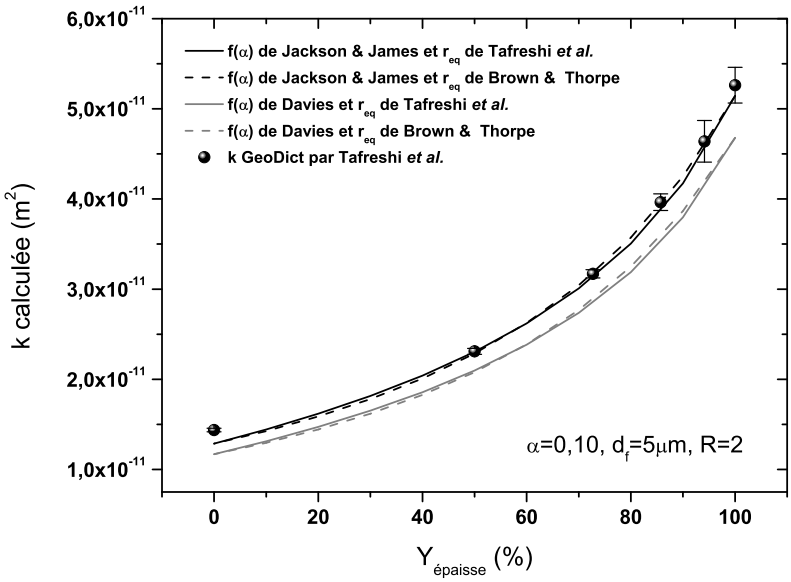

FIGURE 3.12 – Perméabilité calculée *vs* fraction massique de fibres épaisses. Médias bimodaux fictifs, $\alpha = 0,10$, $d_f = 5\mu m$, $R = 2$.

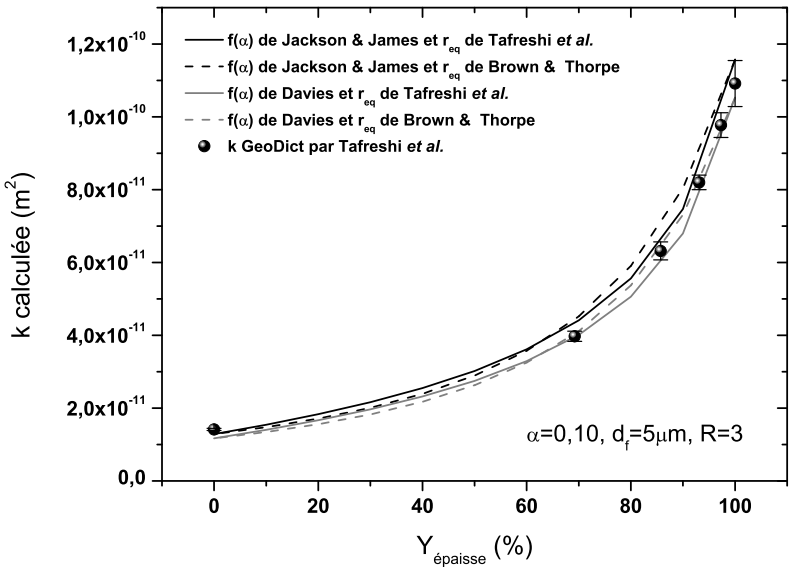

FIGURE 3.13 – Perméabilité calculée *vs* fraction massique de fibres épaisses. Médias bimodaux fictifs, $\alpha = 0,10$, $d_f = 5\mu m$, $R = 3$.

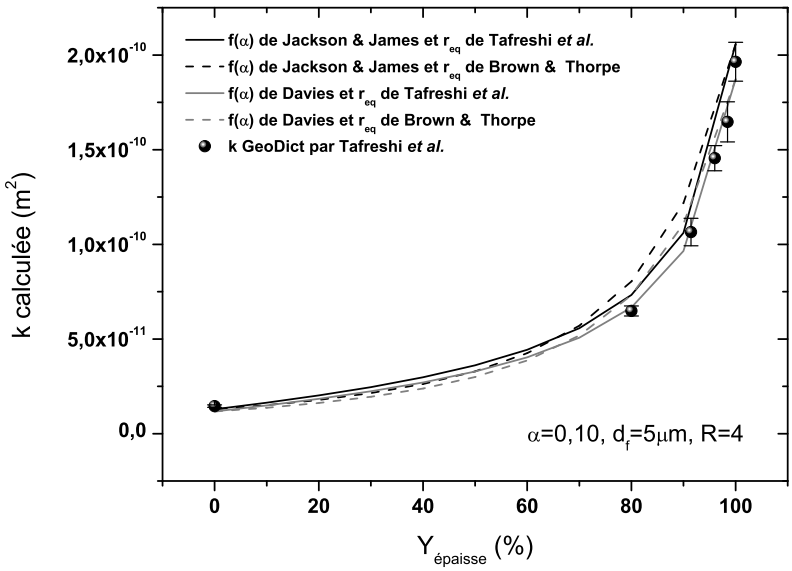

FIGURE 3.14 – Perméabilité calculée *vs* fraction massique de fibres épaisses. Médias bimodaux fictifs, $\alpha = 0,10$, $d_f = 5\mu m$, $R = 4$.

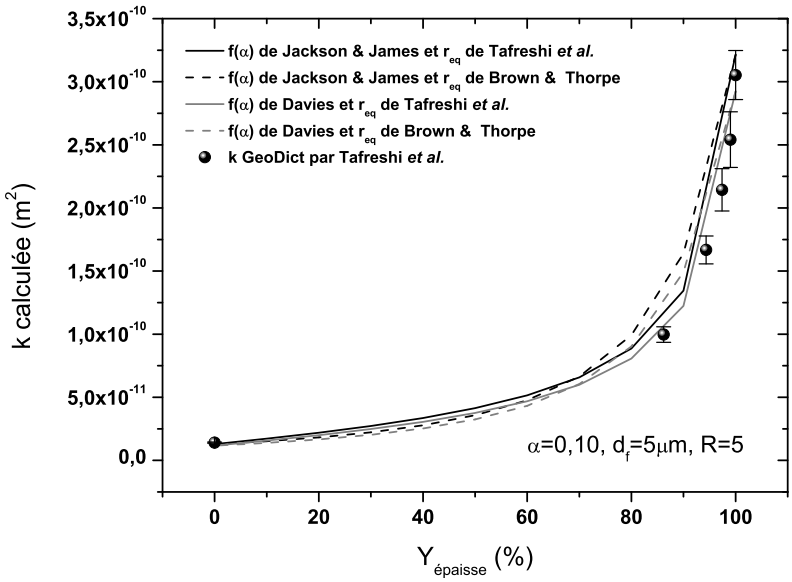

FIGURE 3.15 – Perméabilité calculée *vs* fraction massique de fibres épaisses. Médias bimodaux fictifs, $\alpha = 0,10$, $d_f = 5\mu m$, $R = 5$.

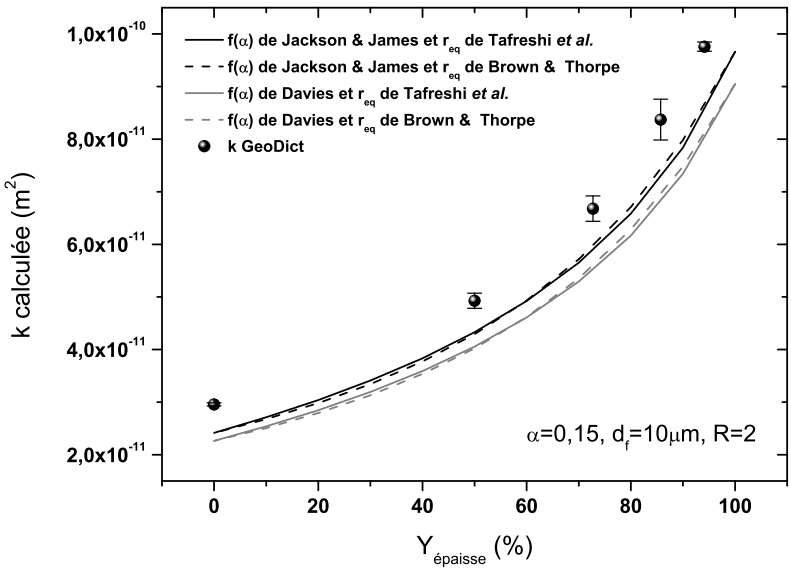

FIGURE 3.16 – Perméabilité calculée *vs* fraction massique de fibres épaisses. Médias bimodaux fictifs, $\alpha = 0,15$, $d_f = 10\mu m$, $R = 2$.

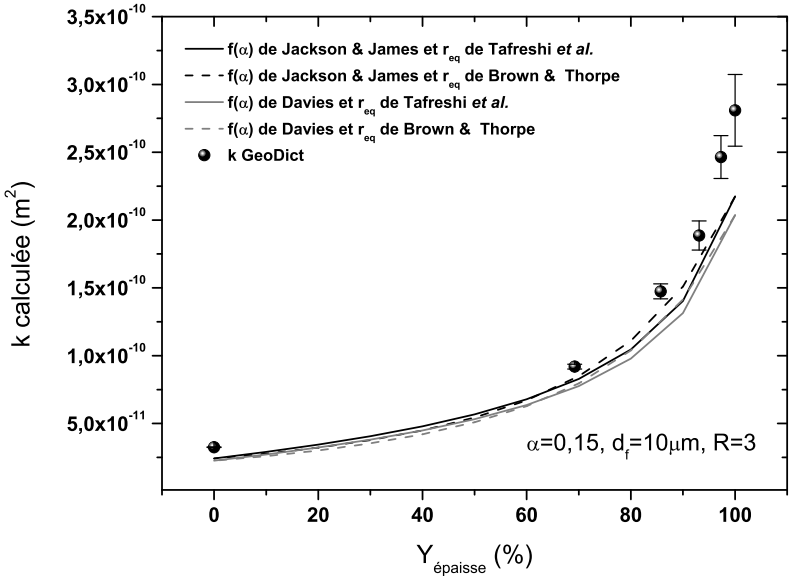

FIGURE 3.17 – Perméabilité calculée *vs* fraction massique de fibres épaisses. Médias bimodaux fictifs, $\alpha = 0,15$, $d_f = 10\mu m$, $R = 3$.

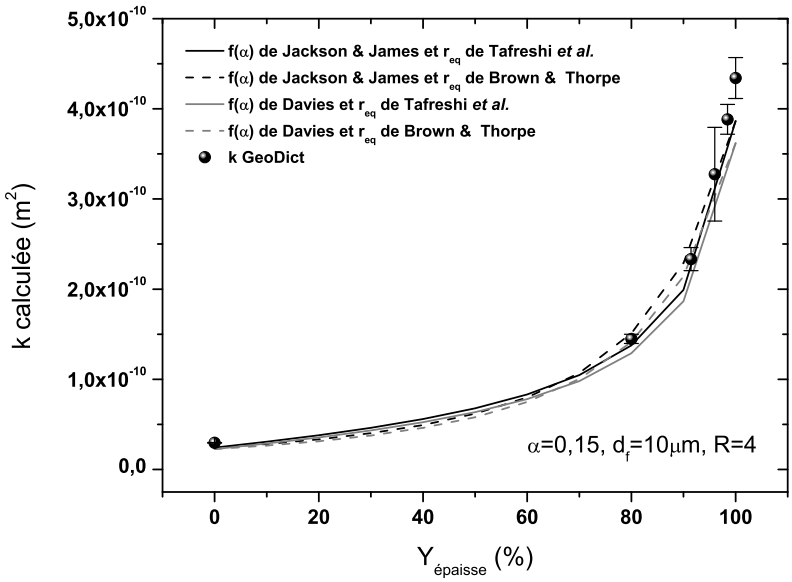

FIGURE 3.18 – Perméabilité calculée *vs* fraction massique de fibres épaisses. Médias bimodaux fictifs, $\alpha = 0,15$, $d_f = 10\mu m$, $R = 4$.

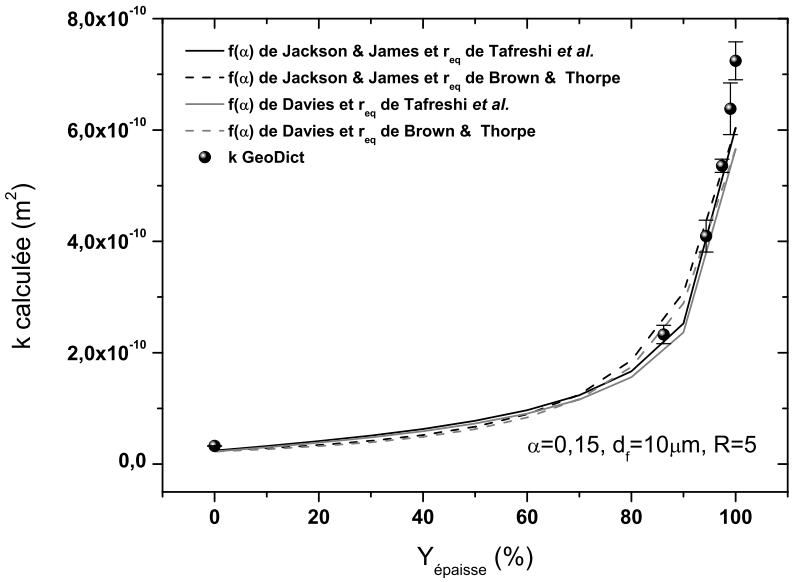

FIGURE 3.19 – Perméabilité calculée *vs* fraction massique de fibres épaisses. Médias bimodaux fictifs, $\alpha = 0,15$, $d_f = 10\mu m$, $R = 5$.

3.2.6 Conclusion

Ainsi, selon l'application qui leur est destinée, les filtres à fibres présentent une grande variété de caractéristiques. Les études numériques réalisées au cours des dernières décennies montrent que l'utilisation d'outils numériques reste un challenge. En effet, il est nécessaire de valider étape par étape les codes dans des domaines de paramètres bien connus. Dans ce travail, en choisissant de comparer les résultats de perméabilité numériques avec les données expérimentales provenant de filtres bien caractérisés, nous avons pu réaliser une étude quantitative sur une large gamme de fraction de volume solide et de rapport de diamètres de fibres. Nous avons pu montrer que lorsque $0,138 < \alpha < 0,193$ et $2,6 < R < 4,1$, une excellente conformité est trouvée avec les valeurs simulées en utilisant le code GeoDict. Pour les médias avec des valeurs de fraction de volume solide inférieures à $\alpha = 0,03$, l'accord est légèrement moins satisfaisant, surtout quand la proportion de fibres épaisses augmente, en raison d'erreurs dues, entre autre, à la représentativité du domaine de calcul. Les courbes de parité entre les valeurs calculées et les valeurs expérimentales de perméabilité montrent que GeoDict présente également un meilleur résultat que la plupart des corrélations analytiques étudiées dans le présent document. En dehors de la validation du code de calcul, l'objectif de cette partie était de mettre au point un modèle pour prédire la perméabilité des milieux fibreux bimodaux.

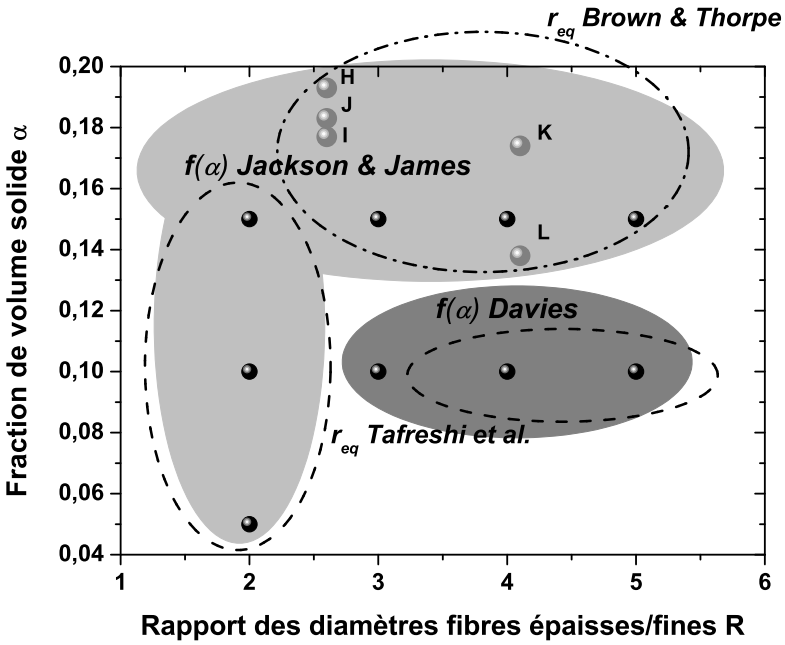

FIGURE 3.20 – Fraction de volume solide en fonction du rapport de diamètre de fibres. Résumé graphique de l'association préférentielle des modèles.

Notre approche a consisté à tester différentes corrélations analytiques pour $0,05 < \alpha < 0,2$ et $2 < R < 5$. Des combinaisons entre les modèles de perméabilité adimensionnelle de Davies [1952] et de Jackson et James [1986] et les modèles de rayons monomodaux équivalents de Brown et Thorpe [2001], de Clague et Phillips [1997] et de Tafreshi *et al.* [2009] ont été comparés avec les résultats numériques. Même si la construction d'un modèle universel est loin d'être complète en raison de la variété de paramètres et de leur interdépendance, cette comparaison catégorise les modèles précédents d'une manière originale, qui facilite leur utilisation en fonction des applications.

La figure 3.20 fournit un résumé graphique de l'ensemble des résultats, définissant en fonction de α et de R, des zones d'association préférentielle des modèles. Les zones grisées correspondent aux modèles de perméabilité adimensionnelle et les zones délimitées par des tirets, au choix du modèle de rayon monomodal équivalent.

3.3 Perte de charge des médias plissés THE vierges

3.3.1 Introduction

L'étude précédente sur la perméabilité des médias composés d'un mélange binaire de fibres a permis, en autre, de valider l'utilisation du code de calcul GeoDict dans le cas d'écoulement sur filtres plans. La confrontation des résultats issus des simulations avec les données expérimentales met en évidence l'importance de la représentativité de la microstructure virtuelle afin d'obtenir un résultat exploitable à l'échelle macroscopique. Dans cette partie du manuscrit, nous allons nous intéresser à la géométrie plissée, propre aux médias filtrants Très Haute Efficacité. La plupart des recherches menées sur la perte de charge de ce type de système, en absence de colmatage, fait appel à des modèles semi-analytiques/semi-numériques afin de résoudre l'écoulement et déterminer le nombre de plis optimum minimisant la dépense énergétique initiale pour une configuration de pli donnée [Raber, 1982; Yu et Goulding, 1992; Chen *et al.*, 1995; Rebaï *et al.*, 2010]. Dès lors, les études numériques réalisées avec certains codes CFD commerciaux se sont concentrées sur la détermination du nombre de plis optimum [Wiegmann *et al.*, 2009] et sur l'influence de la forme et de l'ouverture des plis sur la perte de charge initiale [Fotovati *et al.*, 2011]. Ces résultats souffrent d'un manque de validation expérimentale, souvent délicate à réaliser, compte tenu du nombre de paramètres à considérer.

Concernant l'évolution de la perte de charge des médias plissés vierges en fonction de la vitesse de filtration, seule Del Fabbro [2001] a réalisé, lors de sa thèse, un grand nombre d'expériences afin de caractériser des filtres plissés utilisés dans l'industrie automobile ainsi que des filtres THE de type nucléaire. Concernant ces derniers, l'auteur note qu'indépendamment des caractéristiques géométriques des plis, la perte de charge évolue quasiment linéairement pour des vitesses de filtration comprises entre 1 et 10 $cm.s^{-1}$, vitesses typiquement rencontrées dans leurs applications. Notons qu'au regard des résultats, cette affirmation ne nous parait pas totalement satisfaisante car pour l'ensemble des filtres testés, on observe un changement de pente laissant supposer l'apparition d'effets non-linéaires. Dans une étude dédiée à la performance des filtres plissés, Callé-Chazelet *et al.* [2007] proposent des données expérimentales d'évolution de perte de charge en fonction de la vitesse de filtration et cela pour trois échelles de surface filtrante. Bien que les médias soient identiques (nature, hauteur et pas de plis), les auteurs observent des écarts entre les trois échelles qu'ils attribuent aux caractéristiques aérauliques propres à chacun des bancs expérimentaux. Ils établissent par la suite un modèle semi-empirique (cf. section 1.4.2.2) basé sur un ajustement aux points expérimentaux de Del Fabbro [2001].

Avant d'imaginer une étude numérique exhaustive de l'influence des paramètres physiques et géométriques sur les écoulements dans les filtres plissés vierges, en absence de colmatage, notre objectif est de calculer la perte de charge d'un pli particulier, en fonction de la vitesse de filtration. Par l'intermédiaire d'un module dédié, GeoDict nous a permis de créer une structure représentative d'un pli constitué d'un média poreux. On présente dans cette section la conception de cette structure ainsi que le choix et les spécifications des solveurs utilisés (conditions aux limites, domaine de calcul). Afin de tester la validité des simulations obtenues avec GeoDict, les résultats seront confrontés à ceux obtenus avec Fluent, logiciel CFD largement éprouvé par la communauté des mécaniciens des fluides. Une comparaison avec des données expérimentales, provenant de nos mesures de pertes de charge et tenant compte des caractéristiques aérauliques du banc, sera ensuite proposée.

3.3.2 Simulations numériques

3.3.2.1 Conception du pli poreux et résolution des écoulements avec GeoDict

Contrairement à la création des microstructures fibreuses, la conception de pli poreux ne fait appel ni au *random seed*, ni aux paramètres d'anisotropie, ni à la fraction de volume solide. Le modèle de pli est une géométrie à l'échelle du système d'intérêt dans laquelle le média est virtuellement représenté par des voxels auxquels est affectée une valeur de perméabilité. Les options relatives au domaine de calcul et aux caractéristiques géométriques sont contrôlées par le module PleatGeo.

Tableau 3.8 – Caractéristiques physiques et géométriques du média et du pli poreux.

h	27,5 mm
p	2,2 mm
d / σ_g	$0,6\ \mu m$ / $2,2\ \mu m$
α	$0,071 \pm 0,006$
Z	$521 \pm 31\ \mu m$
k	$1,18.10^{-12}\ m^2$
$R_m = Z/k$	$4,42.10^8\ m^{-1}$

Les caractéristiques du média fibreux et du pli, présentées dans le tableau 3.8, sont cohérentes avec celles des filtres THE mini-plis utilisés dans la partie expérimentale de cette étude. Ainsi le pli, en forme de U et exempt de tout support, est constitué d'une couche de média d'une épaisseur de 521 micromètres. La hauteur est fixée à 27,5 mm et le pas est déterminé par le rayon de courbure du haut et, par symétrie, du bas de pli. Aucun angle d'ouverture n'est défini. La longueur du voxel est fixée à 0,04 mm, ce qui permet une de reproduire exactement le pas de pli par 55 voxels dont une représentation de l'épaisseur du média la plus juste possible par 13 voxels poreux. Le domaine mesure 27,52 mm dans le sens de l'écoulement, soit 688 voxels. La géométrie du système impose des conditions périodiques dans la direction tangentielle à l'écoulement ; ainsi, un unique voxel est utilisé dans cette troisième direction.

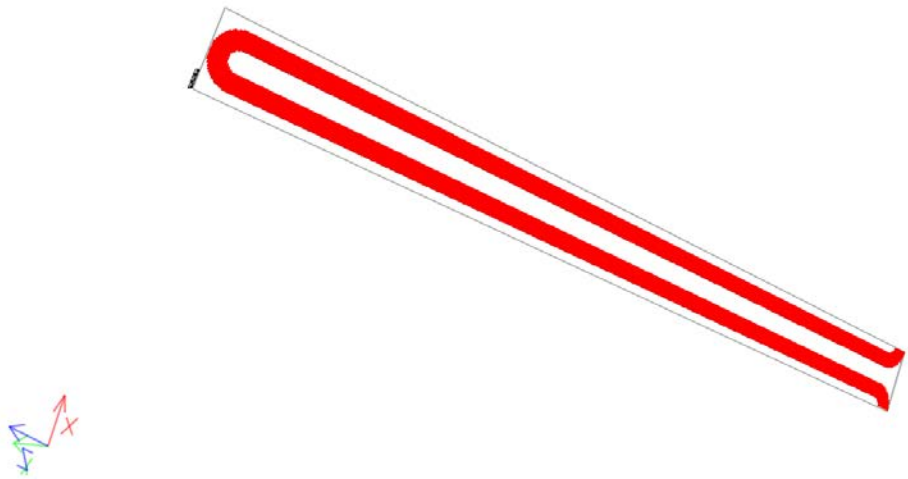

Figure 3.21 – Microstructure tridimensionnelle représentant un pli poreux en forme de U généré avec le module PleatGeo.

La gamme de vitesses de filtration étudiée dans cette section est cohérente avec celle utilisée dans la partie expérimentale de ce travail et correspond aux vitesses typiquement rencontrées dans les applications des filtres THE. Elle s'étend ainsi de 0,4 à 12 $cm.s^{-1}$, ce qui correspond à une gamme de vitesses frontales comprises entre 0,1 à 3 $m.s^{-1}$. Le choix du solveur dépend du régime d'écoulement, caractérisé par un nombre de Reynolds. Concernant l'écoulement à travers le média poreux fibreux, le nombre Reynolds de fibres, dont l'expression et le domaine de validité sont donnés dans la section 1.2.1 de ce manuscrit, est compris entre 4.10^{-3} et 0,12. Ces valeurs impliquent que l'écoulement est laminaire et valident l'utilisation de la loi de Darcy pour modéliser l'écoulement à travers le média. Afin de caractériser l'écoulement dans le canal formé par le pli, Rebaï [2007] propose une formulation du nombre de Reynolds faisant intervenir la vitesse frontale U et le pas de pli p :

$$Re = \frac{\rho \cdot p \cdot U}{\mu} \tag{3.22}$$

Dans notre gamme de vitesse, cette formulation conduit à des nombres de Reynolds de pli compris entre 14 et 430 et implique un écoulement transitoire ($1 < Re < 2000$). Les solveurs permettant de résoudre l'écoulement de Stokes ainsi que ceux prenant en compte les effets inertiels seront confrontés. Dans GeoDict, les options propres à la résolution de l'écoulement sont contrôlées avec le module PleatDict. Les simulations sont basées sur la spécification de la vitesse frontale du fluide, appliquée sur les faces des voxels en amont, dans la direction de l'écoulement. Le centre des cellules aval est défini comme une zone de sortie de flux où la pression n'est pas connue avant la résolution du problème. Ces conditions sont définies par la commande *VinPout*. La géométrie du système impose des conditions périodiques dans la direction tangentielle à l'écoulement. Une valeur de perméabilité isotrope de $1{,}18.10^{-12}$ m^2 est fixée pour les voxels poreux. Les résultats ont été obtenus sur un cluster de calcul. Chaque simulation a duré entre 8 et 50 minutes.

3.3.2.2 Création de la géométrie et résolution des écoulements avec Fluent

Un demi-pli en deux dimensions, présenté sur la figure 3.22, a été conçu avec le logiciel de maillage Gambit. La géométrie est composée de deux surfaces distinctes, le canal d'entrée et le canal de sortie, séparées par une face perméable. Une zone d'écoulement d'une longueur de 9 mm est ajoutée en amont et de 0,5 mm en aval afin d'établir l'écoulement. Le maillage, présenté dans la région amont sur la figure 3.23, d'un intervalle régulier de 0,04 mm, est réalisé avec des quadrilatères. La définition des types de frontière permet la spécification de la vitesse frontale du fluide sur la face amont, dans la direction de l'écoulement. La face aval est définie comme une zone de sortie de flux ou la pression n'est pas connue avant la résolution du problème. Ces conditions sont définies par Fluent par les commandes *Velocity inlet* et *Pressure outflow*. Une zone poreuse est appliqué à la face perméable par l'intermédiaire de la commande *porous jump* ; cela consiste, dans notre cas, à résoudre la loi de Darcy sur une longueur de 521 micromètre pour une valeur de perméabilité de $1{,}18.10^{-12}$ m^2. La géométrie du système impose des conditions de symétrie sur les faces suivant l'écoulement. Contrairement à GeoDict, les zones plissées du bas et du haut de pli sont assimilés à des murs. Les simulations ont chacune duré moins de 60 minutes.

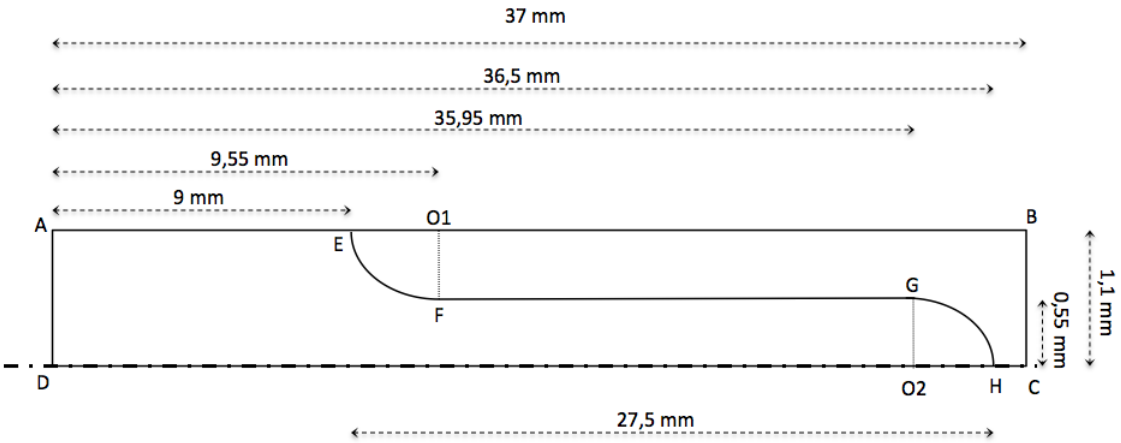

FIGURE 3.22 – Représentation et dimensions du demi-pli en forme de U créé avec Gambit.

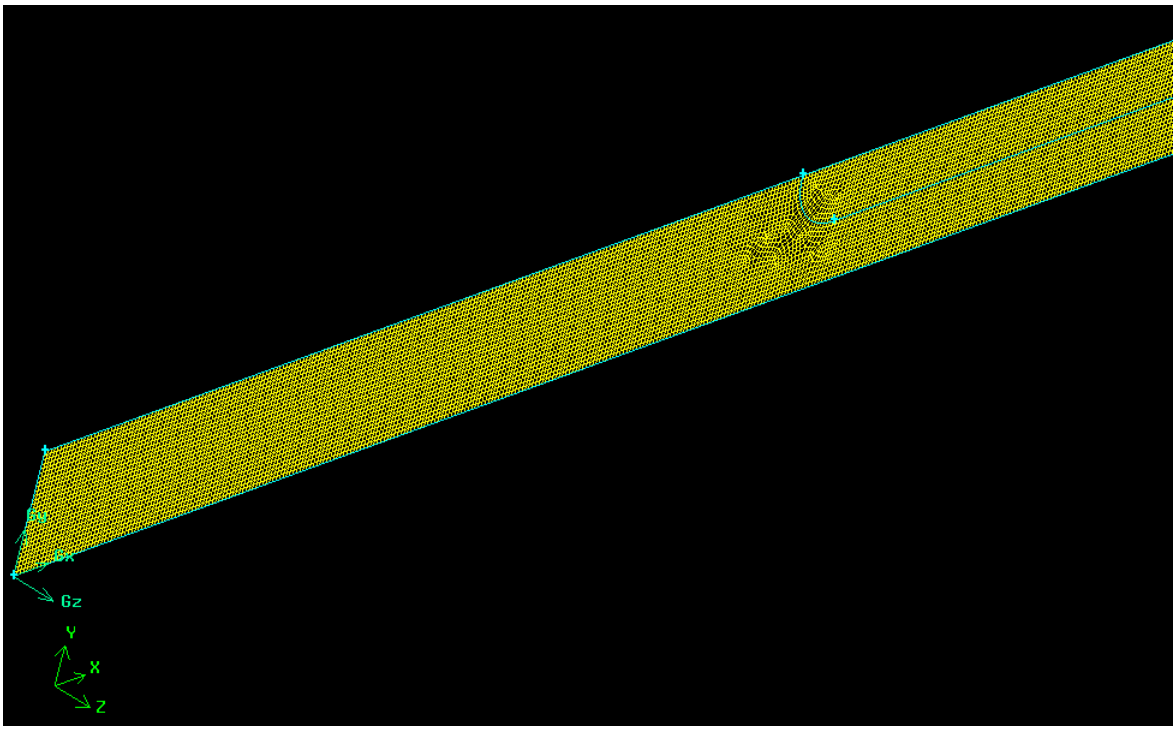

FIGURE 3.23 – Maillage représentant un demi-pli en forme de U généré avec Gambit.

3.3.3 Résultats

Dans un premier temps, les résultats obtenus avec GeoDict par la résolution des équations de Stokes-Brinkman sont comparés à ceux obtenus par la résolution de l'écoulement de Stokes avec Fluent. De la même manière, les résultats provenant de la résolution des équation de Navier-Stokes-Brinkman seront confrontés au modèle de tenseur de Reynolds (*Reynolds Stress Model - RSM)* de Fluent. Ce dernier est un modèle de turbulence qui permet de prendre en compte l'aspect anisotrope et non-homogène de la turbulence en résolvant les équations de transport pour chaque composante du tenseur de Reynolds.

3.3.3.1 Écoulement visqueux

La figure 3.24 permet de visualiser le champ de vitesse dans le pli poreux, obtenu après la résolution des équations de Stokes-Brinkman avec GeoDict, pour une vitesse de filtration de 5,8 $cm.s^{-1}$ (U=1,5 $m.s^{-1}$). On voit nettement que le rétrécissement à l'entrée du pli provoque une rapprochement des lignes de courant et une augmentation de la vitesse. L'expansion de l'écoulement, en sortie de pli, est également parfaitement visible. Bien que difficile à réaliser à l'échelle de l'image proposée, l'analyse des vecteurs vitesse permet d'affirmer que l'écoulement se distribue sur l'ensemble de la surface de filtration. Sa répartition suggère l'existence de 3 zones de taille équivalente en entrée, milieu et fond de pli. Du fait du caractère linéaire de l'écoulement de Stokes, ces observations sont valables pour l'ensemble de la gamme de vitesses étudiées.

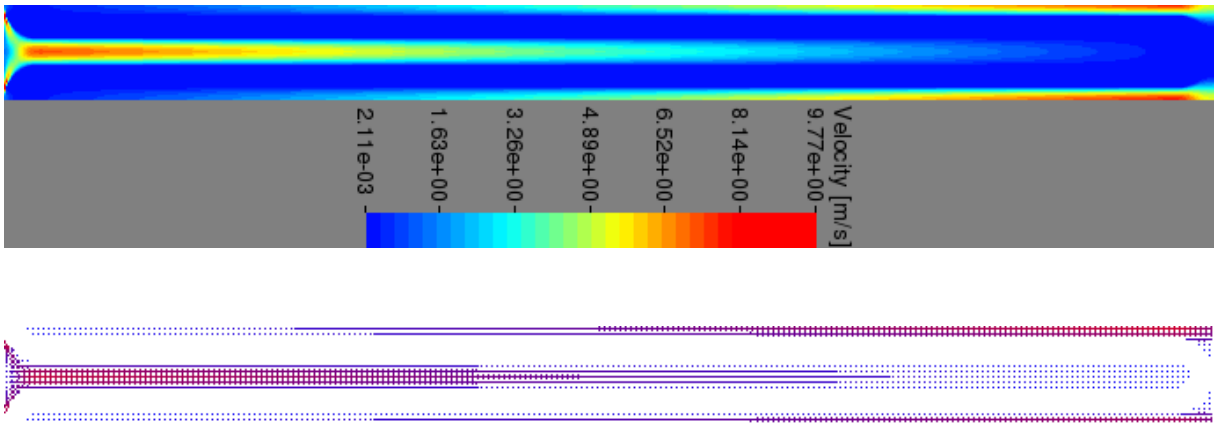

FIGURE 3.24 – Visualisation du champ de vitesse obtenu par la résolution des équations de Stokes-Brinkman dans le pli poreux pour une vitesse de filtration de 5,8 $cm.s^{-1}$.

La figure 3.25 permet, de la même manière que précédemment, de visualiser le champ de vitesse dans le pli poreux obtenus après la résolution de l'écoulement de Stokes avec Fluent, pour une vitesse de filtration de 4,8 $cm.s^{-1}$ (U=1,25 $m.s^{-1}$). La contraction et l'expansion de l'écoulement, provoquant une augmentation de la vitesse locale sont là aussi parfaitement visibles. L'écoulement, toujours distribué sur l'ensemble de la surface de filtration, est aussi réparti en 3 zones de tailles équivalentes.

La figure 3.26 permet de visualiser le champ de pression obtenu par la résolution des équations de Stokes et du *porous jump* pour une vitesse de filtration de 4,8 $cm.s^{-1}$. Cette représentation illustre le gradient de pression à la paroi poreuse, modélisé par la loi de Darcy.

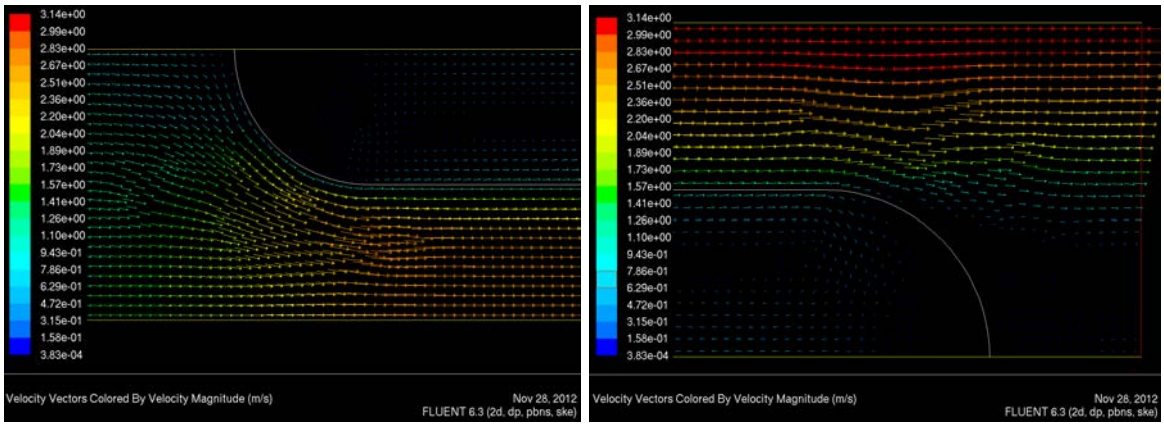

FIGURE 3.25 – Visualisation du champ de vitesse, en haut et en fond de pli, obtenu par la résolution des équations de Stokes pour une vitesse de filtration de 4,8 $cm.s^{-1}$.

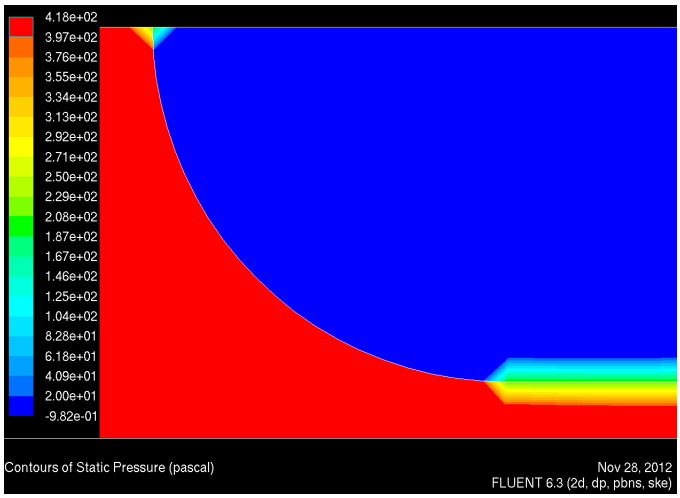

FIGURE 3.26 – Visualisation du champ de pression obtenu par la résolution des équations de Stokes et du *porous jump* pour une vitesse de filtration de 4,8 $cm.s^{-1}$.

La figure 3.27 représente l'évolution de la perte de charge du pli poreux en forme de U en fonction de la vitesse de filtration. Les résultats sont donc obtenus par la résolution des équations de Stokes-Brinkman avec GeoDict (courbe grise) et par la résolution de l'écoulement de Stokes et du *porous jump* avec Fluent (courbe bleue). La courbe verte représente la loi de Darcy, calculée à partir des données du tableau 3.8 et de la relation 3.1 en utilisant la vitesse de filtration [Callé-Chazelet *et al.*, 2007]. Lors de l'écoulement visqueux, la perte de charge du pli augmente

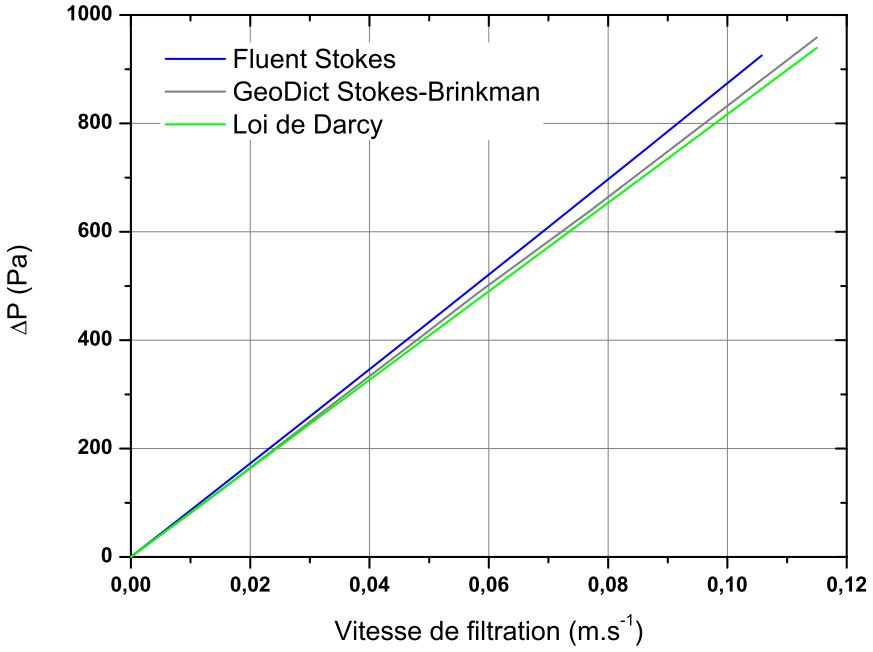

FIGURE 3.27 – Évolution de la perte de charge en fonction de la vitesse de filtration. Comparaison des résultats obtenus par la résolution de l'écoulement de Stokes-Brinkman.

linéairement avec la vitesse de filtration. On peut observer un très bon accord entre les résultats issus des deux codes de calcul ; les valeurs de perte de charge légèrement supérieures obtenues avec Fluent pouvant être attribuées aux conditions de mur appliquées dans les zones plissées du bas et du haut de pli. On voit également que les résultats issus des codes de calcul sont très proches du modèle d'écoulement en milieu poreux de Darcy. Cela indique qu'aucun autre effet que la résistance due à l'écoulement à travers l'épaisseur du média, notamment imputable à la géométrie, n'a été considéré.

3.3.3.2 Prise en compte du terme inertiel

La figure 3.28 permet de visualiser le champ de vitesse dans le pli poreux, obtenu après la résolution des équations de Navier-Stokes-Brinkman avec GeoDict, pour des vitesses de filtration de 1,2 et 2,7 $cm.s^{-1}$ (U=0,3 et 0,7 $m.s^{-1}$), le solveur ne parvenant pas à converger au-delà. Comme pour les résultats précédents, on voit nettement que le rétrécissement à l'entrée du pli provoque une augmentation de la vitesse. L'expansion de l'écoulement, en sortie de pli, est encore parfaitement visible. Pour les vitesses de filtration supérieures à 0,4 $cm.s^{-1}$, on observe l'apparition de petits tourbillons, de plus en plus marqués pour les vitesses importantes. La

répartition de l'écoulement est moins délimitée que dans le cas linéaire et apparaît plus homogène sur l'ensemble de la surface de filtration.

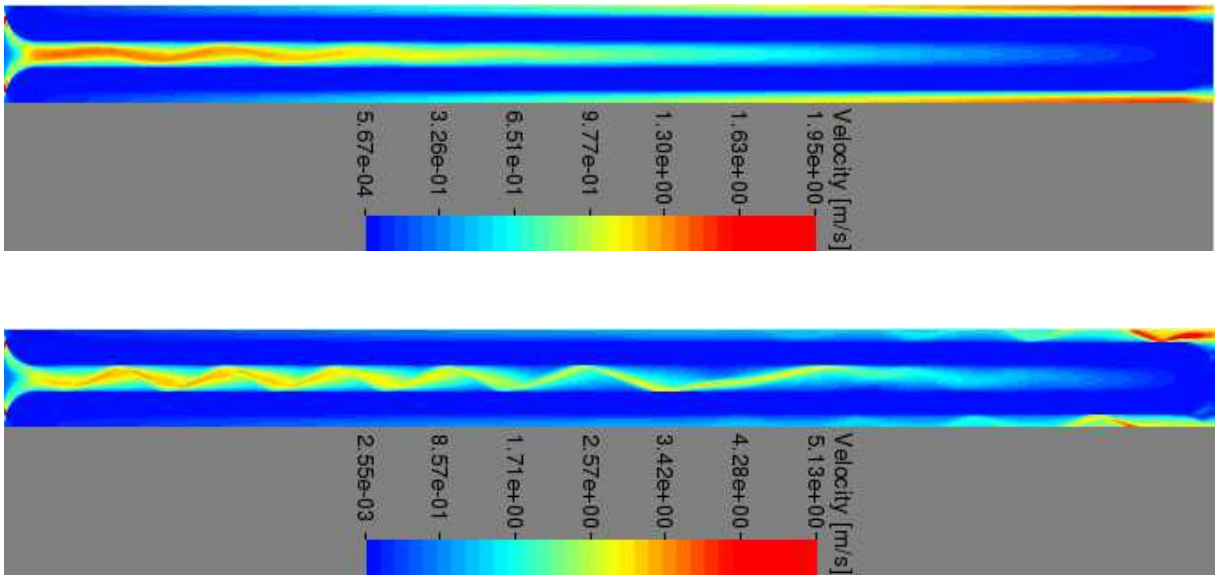

FIGURE 3.28 – Visualisation du champ de vitesse obtenu par la résolution des équations de Navier-Stokes-Brinkman dans le pli poreux pour des vitesses de filtration de 1,2 et 2,7 $cm.s^{-1}$.

De la même manière que précédemment, la figure 3.29 permet de visualiser le champ de vitesse obtenu après la résolution de l'écoulement grâce au modèle de turbulence RSM avec Fluent, pour une vitesse de filtration de 4,8 $cm.s^{-1}$ (U=1,25 $m.s^{-1}$). Aucun tourbillon n'est ici visible, même pour les vitesses plus importantes. On observe toujours la contraction et l'expansion de l'écoulement, distribué sur l'ensemble de la surface de filtration.

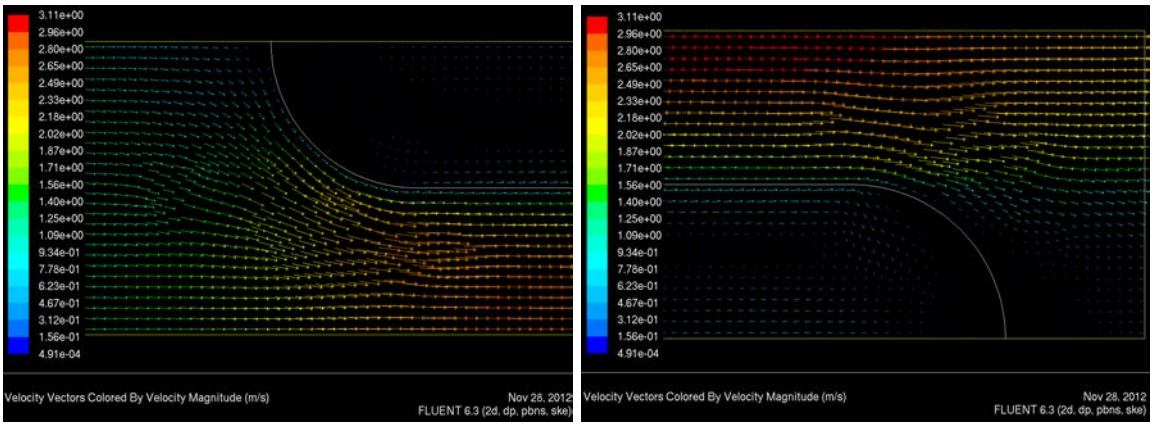

FIGURE 3.29 – Visualisation du champ de vitesse obtenu par le modèle RSM et le *porous jump* pour une vitesse frontale de 4,8 $cm.s^{-1}$.

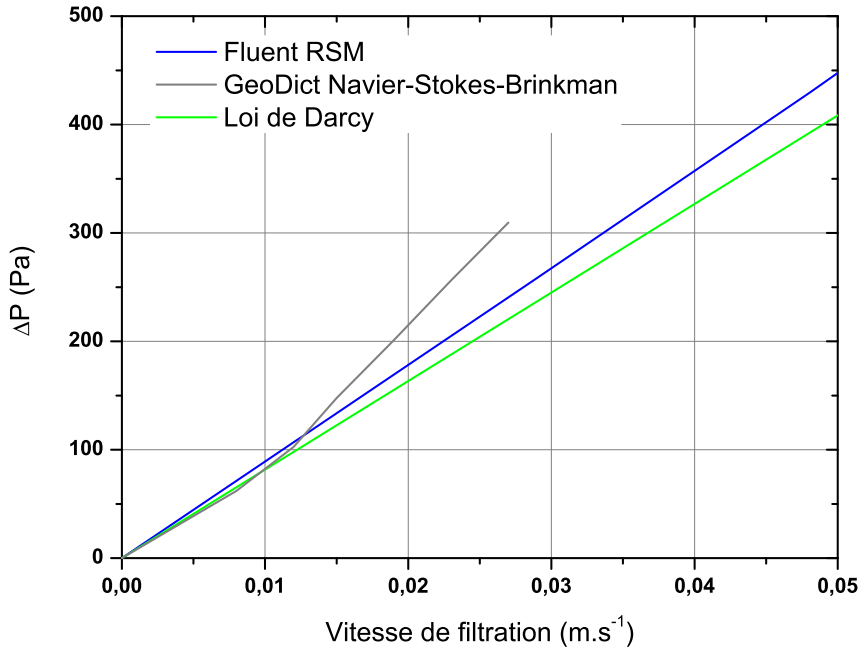

FIGURE 3.30 – Évolution de la perte de charge en fonction de la vitesse de filtration. Comparaison des résultats obtenus par la résolution de l'écoulement de Navier-Stokes-Brinkman.

La figure 3.30 représente l'évolution de la perte de charge du pli poreux en forme de U en fonction de la vitesse de filtration. Les résultats sont obtenus par la résolution des équations de Navier-Stokes-Brinkman avec GeoDict (courbe grise) et par le modèle de turbulence RSM avec Fluent (courbe bleue). La courbe verte représente la loi de Darcy.

Les résultats issus des simulations réalisées avec le modèle RSM sont très proches de ceux provenant de la résolution de l'écoulement de Stokes avec Fluent. En cohérence avec la loi de Darcy, cela suggère encore qu'aucun effet autre que la résistance due à l'écoulement à travers l'épaisseur du média n'est considéré. Au contraire, avec la prise en compte du terme inertiel, dans le cas de GeoDict, la perte de charge du pli n'augmente plus de manière linéaire avec la vitesse de filtration. Une courbe de tendance polynomiale d'ordre 2 permet d'extrapoler les résultats et d'obtenir la relation suivante :

$$\Delta P = 168274 \cdot v_f^2 + 7082 \cdot v_f \qquad R^2 = 0,99939$$

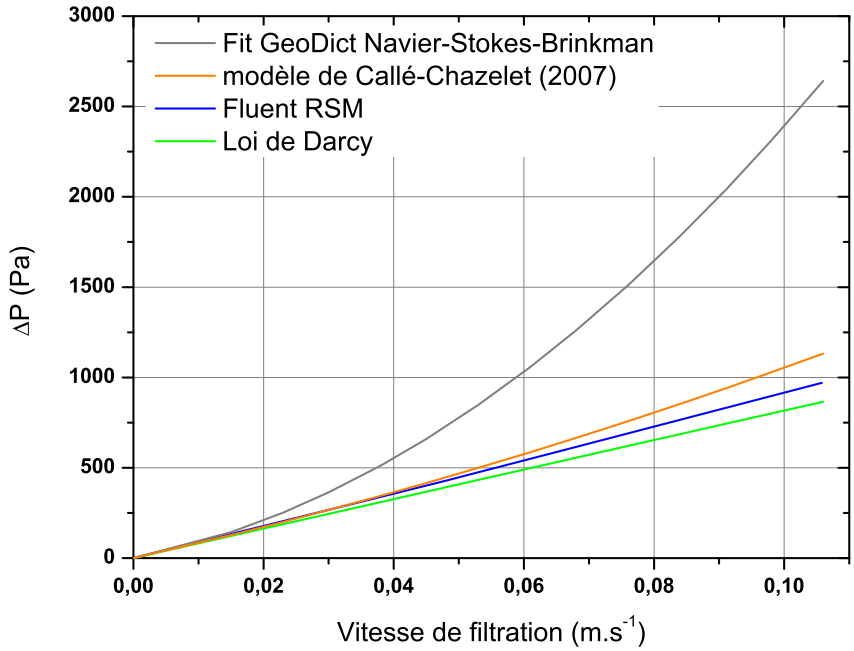

FIGURE 3.31 – Évolution de la perte de charge en fonction de la vitesse de filtration. Comparaison de l'extrapolation des résultats obtenus avec Navier-Stokes-Brinkman et le modèle de Callé-Chazelet *et al.* [2007].

La figure 3.31 représente l'évolution de la perte de charge du pli poreux en forme de U en fonction de la vitesse de filtration. L'extrapolation des résultats obtenus par la résolution des équations de Navier-Stokes-Brinkman avec GeoDict est tracée en gris. La courbe bleue illustre le modèle de turbulence RSM de Fluent. La courbe verte représente la loi de Darcy et celle en orange, le modèle de Callé-Chazelet *et al.* [2007], présenté dans la section 1.4.2.2 de ce manuscrit et propre aux filtres plissés THE vierges. Ce dernier, basé sur l'hypothèse que la perte de charge d'un filtre plissé est la contribution d'un terme linéaire (la perte de charge du média) et d'un terme non-linéaire (la perte de charge des singularités), a été ajusté aux points expérimentaux de Del Fabbro [2001] qui observait une évolution quasiment linéairement pour les vitesses de filtration inférieures à 14 cm.s^{-1}. On observe que cet ajustement a pu provoquer une sous-estimation des effets non-linéaires.

3.3.3.3 Comparaison avec les résultats expérimentaux

Avec comme objectif d'apporter une validation expérimentale aux simulations réalisées avec GeoDict, mais également de proposer une amélioration du modèle de Callé-Chazelet *et al.* [2007], des mesures de l'évolution de la perte de charge de filtres plissés vierges en fonction du débit d'air ont été réalisées.

Nos mesures ont été menées sur le dispositif utilisé pour la visualisation du dépôt d'aérosol implanté à NanCycloTEP (cf. chapitre 4 de ce manuscrit). Trois filtres constitués d'une armature métallique et du média plissé ont été testé ainsi que l'armature seule. Les caractéristiques du média ainsi que celles du filtre sont données dans le tableau 4.1 du chapitre suivant. La différence entre l'évolution moyenne de la perte de charge des filtres et celle de l'armature permet finalement d'obtenir une valeur moyenne de perte de charge du média plissé vierge en fonction du débit de filtration, en prenant en compte les pertes de charge associées à l'armature métallique et au porte filtre.

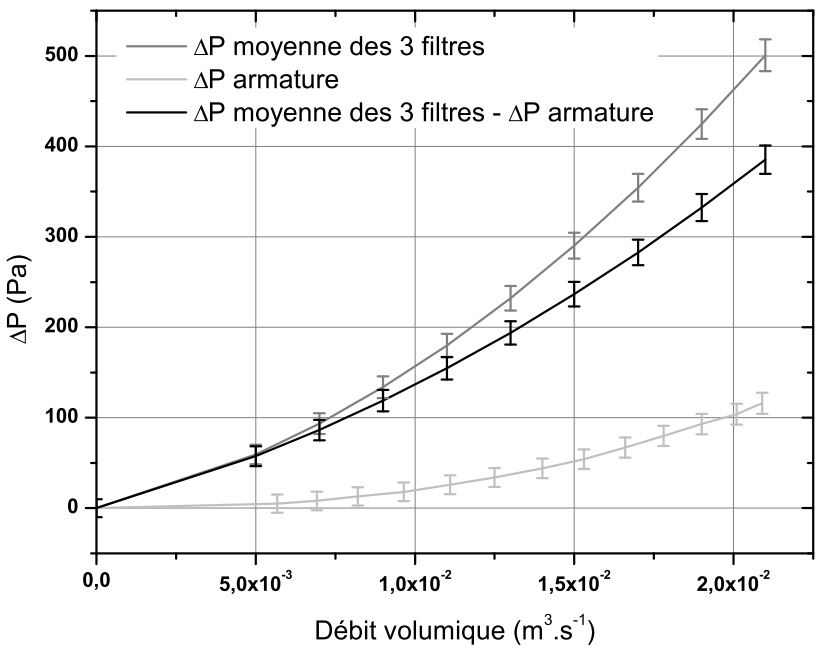

FIGURE 3.32 – Évolution de la perte de charge en fonction du débit volumique pour les filtres plissés vierges.

La figure 3.32 décrit l'évolution de la perte de charge moyenne des 3 filtres ainsi que celle de l'armature en fonction du débit volumique. La courbe noire, résultante de la différence des 2 courbes précédentes, représente la perte de charge du média plissé vierge en fonction du débit volumique. Les barres d'erreur prennent en compte les incertitudes expérimentales dues aux mesures de pertes de charge.

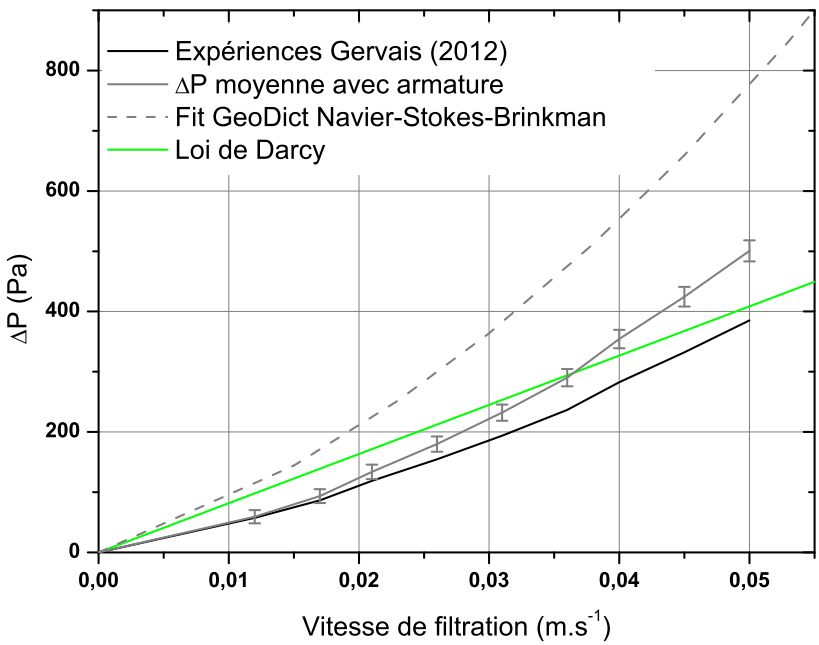

FIGURE 3.33 – Évolution de la perte de charge en fonction de la vitesse de filtration. Comparaison des résultats expérimentaux avec les simulations réalisées avec GeoDict.

La figure 3.33 représente l'évolution de la perte de charge d'un filtre plissé en fonction de la vitesse de filtration. L'extrapolation des résultats obtenus par la résolution des équations de Navier-Stokes-Brinkman avec GeoDict est tracée en traits discontinus gris. Nos résultats expérimentaux sont représentés par la courbe noire (média seul) et la courbe grise (avec l'armature). La courbe verte représente la loi de Darcy, calculée à partir des données du tableau 3.8 et de la relation 3.1 en utilisant la vitesse de filtration.

Nous observons, pour les résultats expérimentaux, que le comportement linéaire, à l'origine, est différent de la loi de Darcy. Force est de constater que les caractéristiques physiques de notre média ($Z = 521\ \mu m$ et $k = 1,18.10^{-12}\ m^2$), utilisées dans les différents modèles, ne semblent pas correctes. Il est néanmoins intéressant de constater que la tendance non-linéaire, simulée avec GeoDict, semble être vérifiée expérimentalement. On observe largement l'importance des effets inertiels.

Ajustement du modèle de Callé-Chazelet

On rappelle que dans le modèle de Callé-Chazelet *et al.* [2007], la perte de charge d'un filtre plissé est la contribution de la perte de charge du média filtrant plan, ΔP_{MFP}, calculée grâce à la loi de Darcy, et de la perte de charge provenant des singularités ΔP_S. Nos résultats expérimentaux sont décrits par une courbe de tendance polynomiale d'ordre 2. Le terme du premier ordre permet de déterminer une valeur du rapport Z/k à partir de la loi de Darcy [3]. Le terme du second ordre représente ΔP_S, il est proportionnel à l'énergie cinétique du fluide :

$$\Delta P_S = \xi \cdot \tfrac{\rho}{2} \cdot \left(v_f \cdot \tfrac{S_f}{A}\right)^2$$

Dans le cas des plis en forme de U, le rapport S_f/A est égal au rapport $p{+}2h/p$. Par identification, on peut déterminer un modèle de perte de charge pour les filtres plissés vierges permettant une prise en compte ajustée des effets inertiels :

$$\Delta P_{FP} = \frac{Z}{k} \cdot \mu \cdot v_f + 186,4 \cdot \frac{\rho}{2} \cdot \left(\frac{p+2h}{p}\right)^2 \cdot v_f^2 \tag{3.23}$$

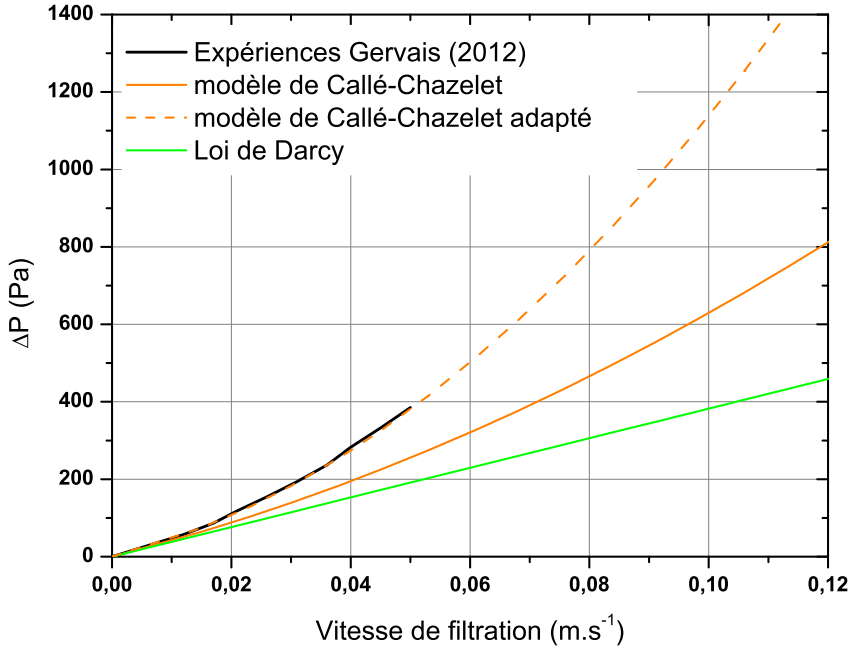

FIGURE 3.34 – Évolution de la perte de charge en fonction de la vitesse de filtration. Comparaison des résultats expérimentaux avec les modèles semi-empiriques.

La figure 3.34 permet de visualiser les tendances des modèles semi-empiriques. Le modèle de Callé-Chazelet adapté permet de rendre compte des effets non-linéaires obtenus expérimentalement.

3. Pour une épaisseur de média identique, $Z = 521\ \mu m$, la valeur de la perméabilité ajustée est de $2,46.10^{-12} m^2$

3.3.4 Conclusion

Cette section a eu pour objectif de présenter la conception d'un pli poreux particulier et la résolution de l'écoulement à travers cette structure. D'un point de vue pratique, on note que l'utilisation des modules PleatGeo et PleatDict est assez conviviale. La création de la structure, le maillage du domaine et la spécification des conditions aux limites sont rapides et intuitifs. Contrairement aux résultats expérimentaux, les simulations d'écoulement d'air à travers le pli montrent une relation linéaire entre la perte de charge simulée et une large gamme de vitesses frontales lorsque l'écoulement visqueux est résolu avec GeoDict et Fluent. Le constat est différent lorsque les équations de Navier-Stokes-Brinkman sont résolues avec GeoDict. On constate l'apparition de tourbillons qui provoquent une répartition de l'écoulement plus homogène sur l'ensemble de la surface de filtration. Même si ces effets ne sont pas visibles avec le modèle de turbulence RSM de Fluent, force est de constater qu'expérimentalement, à l'échelle du filtre, la tendance non-linéaire s'avère bien présente. Si ces conclusions remettent en cause la caractérisation de nos médias, elles confirment l'apparition d'effets inertiels dans l'écoulement pour des vitesses assez faibles et permettent de proposer un modèle semi-empirique de perte de charge, basé sur le modèle de Callé-Chazelet *et al.* [2007], pour les filtres plissés vierges avec une prise en compte justement estimée des effets inertiels.

3.4 Conclusion et perspectives sur les écoulements saturés au sein des médias fibreux vierges

Les études présentées dans ce chapitre concernant les écoulements à travers les médias fibreux en absence de colmatage ont permis de nous familiariser avec l'utilisation du code de calcul GeoDict. Ce logiciel associe la création de structures virtuelles et la résolution des équations de transport et permet l'acquisition d'un grand nombre de données dans un temps relativement court. La création de microstructures fibreuses avec FiberGeo est une étape déterminante avant la résolution de l'écoulement. La question de la représentativité de la géométrie, avec entre autre, l'ajustement des paramètres d'anisotropie, se pose constamment. Une technique en cours de réalisation, en collaboration avec l'ITWM, consiste à utiliser la microscopie électronique à balayage pour prendre des clichés d'un média dans et à travers le plan afin de déterminer une valeur des paramètres d'anisotropie. L'algorithme est basé sur le couplage de deux clichés et la reconnaissance des niveaux de gris associés à l'orientation de chaque fibre. Suite au développement d'un module permettant l'intégration de microtomographies dans GeoDict, les possibilités de l'association de cette technique avec le code de calcul laissent entrevoir une justesse de la représentativité et un gain de temps important pour la conception de média poreux à propriétés contrôlées. Concernant les plis poreux, des questions se posent sur les propriétés du média généré. À l'échelle du média, l'orientation des fibres est souvent préférentielle, notamment dans les zones plissées. Lors de la génération d'un pli avec PleatGeo, un fichier décrivant l'orientation de chaque voxel est créé. Bien qu'assez complexe en pratique, il est possible de contrôler l'orientation de la structure plissée en modifiant ce fichier. De la même manière, la perméabilité de la couche poreuse, éventuellement anisotrope, est homogène par défaut ; également difficile dans la réalité, la modification locale est envisageable.

La confrontation des résultats obtenus numériquement avec les données expérimentales provenant de filtres plans bimodaux bien caractérisés d'une part, et d'un filtre plissé THE mini-plis d'autre part, nous a permis une validation du code dans les gammes de propriétés des médias et de vitesses typiques. Concernant les médias fibreux bimodaux, l'acquisition rapide de données numériques a permis de tester différentes corrélations analytiques afin de classifier les modèles existants d'une manière originale, qui facilite leur utilisation en fonction des applications. La méthode peut être extrapolée pour des études concernant des médias composés d'une distribution de fibres ou encore pour prédire les propriétés des médias constitués de fibres de formes autre que cylindrique. L'étude sur le pli poreux à également permis de confronter GeoDict et Fluent. L'utilisation des deux codes en parallèle fait ressortir un environnement plus simple et convivial dans GeoDict. Les résultats des simulations sont très proches lors de la résolution des équations de Stokes. En revanche, les codes divergent lors de la prise en compte des effets inertiels. La réalisation d'expérimentations sur un type de filtre plissé THE nous a permis de confirmer l'apparition des effets inertiels dans l'écoulement même pour de faibles vitesses de filtration. L'apparition de tourbillons a également été observé lorsque que l'écoulement de Navier-Stokes-Brinkman est résolu avec GeoDict ; provoquant une répartition de l'écoulement plus homogène sur l'ensemble de la surface de filtration. Ces résultats sont encourageants et demandent à être confirmés sur d'autres géométries de pli afin de réaliser une étude numérique exhaustive de l'influence des paramètres physiques et géométriques sur les écoulements et pouvoir proposer un modèle prédictif complet.

4

Comportement des filtres plissés au cours du colmatage

Sommaire

4.1 Visualisation du dépôt d'aérosol dans les filtres plissés 119
4.1.1 Introduction 119
4.1.2 Matériels 120
4.1.2.1 Description des filtres nucléaires minis-plis 120
4.1.2.2 Description du banc d'essais 121
4.1.3 Techniques de visualisation tomographique 123
4.1.3.1 Tomographie d'émission monophotonique 123
4.1.3.1.1 Définition 123
4.1.3.1.2 Production de l'aérosol radioactif monodispersé . . . 123
4.1.3.1.3 Principe des acquisitions 124
4.1.3.1.4 Chaîne de détection 125
4.1.3.1.5 Reconstruction des images 126
4.1.3.2 Tomographie aux rayons X 127
4.1.3.2.1 Définition 127
4.1.3.2.2 Principe des acquisitions 127
4.1.3.2.3 Reconstruction des images 127
4.1.3.3 Méthodes d'acquisition 127
4.1.4 Visualisation du dépôt initial d'aérosol 129
4.1.4.1 Protocole expérimental 129
4.1.4.2 Résultats expérimentaux 129
4.1.4.3 Conclusions sur la visualisation du dépôt initial d'aérosol dans les filtres plissés 132
4.1.5 Visualisation du dépôt d'aérosol dans des filtres précolmatés 133
4.1.5.1 Protocole expérimental 133
4.1.5.2 Résultats expérimentaux 135
4.1.5.3 Conclusions sur la visualisation du dépôt d'aérosol dans des filtres précolmatés 139
4.2 Simulation de la filtration dans les filtres plissés avec GeoDict . . . 140
4.2.1 Introduction 140
4.2.2 Simulation du dépôt initial d'aérosol dans les filtres plissés 141
4.2.3 Simulation du colmatage dans les filtres plissés 143

4.2.4 Conclusion 145
4.3 Conclusion et perspectives sur le comportement des filtres plissés au cours du colmatage 146

4.1 Visualisation du dépôt d'aérosol dans les filtres plissés

4.1.1 Introduction

La première étude sur la modélisation des écoulements d'air et du colmatage des filtres plissés par des aérosols solides a été réalisée pendant la thèse de L. Del Fabbro [Del Fabbro, 2001]. À la suite d'observations de la surface de filtres plissés après colmatage avec un aérosol de chlorure de sodium marqué à l'uranine, l'auteur remarque l'influence de la vitesse de filtration sur l'hétérogénéité du dépôt des particules dans les plis. Elle note que plus la vitesse augmente (entre 1 et 10 $cm.s^{-1}$), plus les particules, sous l'effet de l'inertie, ont tendance à se déposer de préférence en fond de pli. Pour les vitesses faibles, les particules sont disposées progressivement provoquant un remplissage complet des plis. En ce qui concerne le diamètre des particules, compris entre 1 et 8 μm, pour la même masse collectée, la perte de charge augmente pour les plus petites en raison de l'augmentation de la surface spécifique. Ces conclusions sont le résultat d'observations de la surface de médias filtrants ; elles ont nécessité le découpage puis le dépliage du système, pouvant induire une modification de la structure du dépôt. Aucune observation n'a été réalisée au début du processus de filtration, ne permettant ainsi pas de conclure sur le rôle de la filtration en profondeur sur l'hétérogénéité du dépôt.

D'un point de vue numérique, une récente étude de l'université de Richmond (USA) propose les résultats de simulations de la filtration de particules par un pli en deux dimensions [Fotovati *et al.*, 2011]. Les auteurs utilisent le code CFD Fluent (ANSYS) implémenté avec un certain nombre de fonctions définies par l'utilisateur *(UDF)*. Le média est considéré comme une couche poreuse d'épaisseur constante avec un tenseur de perméabilités donné par les expressions de Spielman et Goren [1968], négligeant ainsi la phase de filtration en profondeur. Les auteurs observent le type de dépôt en fonction de la vitesse de filtration, du diamètre de particules et de la géométrie des plis (en forme U ou de V). Les écoulements sont résolus grâce à l'équation de Navier-Stokes. Le modèle de dépôt en surface utilise une méthode Lagrangienne ; chaque particule est suivie individuellement à travers le domaine et, grâce à un bilan des forces s'exerçant sur ces dernières, leur position est déterminée puis enregistrée après leur dépôt. Du fait de la taille importante des particules utilisées (3 et 10 μm), seule la force de traînée est prise en compte. En ce qui concerne le diamètre des particules, celles de 10 μm ont tendance à se déposer plus en fond de pli en raison de leur masse, en laissant une zone vierge près de l'entrée des plis. Cet effet est plus prononcé dans le cas de plis en forme de U. L'influence de la vitesse de filtration est observée pour les particules de grande taille (10 μm) et pour deux vitesses ($0,2$ et $1,0$ $m.s^{-1}$). Comme l'a montré Del Fabbro [2001] et du fait de leur inertie élevée, pour une vitesse de $1,0$ $m.s^{-1}$, les particules tendent à suivre une trajectoire rectiligne et à provoquer un dépôt non uniforme au fond du pli.

La seule étude expérimentale de visualisation en trois dimensions recensée à ce jour a été réalisée par microtomographie à rayons X par Hettkamp [2011]. Ce travail avait pour objectif de valider une méthode numérique de simulation du colmatage d'un élément filtrant plissé. L'auteur conclut à des résultats encourageants en comparant les valeurs de hauteur de gâteau de particules, obtenues numériquement et expérimentalement, en fonction de la profondeur des plis. Ces exploitations issues de visualisations tridimensionnelles sont néanmoins limitées à une unique étude de cas ; elles ne permettent malheureusement pas de caractériser l'influence des conditions opératoires sur l'hétérogénéité du dépôt de particules.

L'expérimentation sur les filtres plissés cherche à caractériser l'influence des conditions opératoires (vitesse de filtration) et de l'aérosol généré (concentration, distribution granulométrique) sur la zone de dépôt préférentielle de particules en fonction de la hauteur de pli pour un filtre donné. Pour ce faire, il est nécessaire d'accéder à des images en trois dimensions à des profondeurs de plusieurs millimètres qui correspondent à la profondeur d'un pli. La technique envisagée en premier lieu était la microscopie électronique à balayage (MEB). Néanmoins cette méthode nécessite la modification du média filtrant (découpage, dépliage), induisant une modification de la structure tridimensionnelle du dépôt et donc une perte d'information. Dans l'optique de conserver l'intégrité du média filtrant tout en prenant en compte le rapport d'échelle système/dépôt, nous nous sommes orientés vers les techniques d'imagerie médicale combinant la tomographie d'émission monophotonique (TEMP) et la tomographie aux rayons X (Scanner). Chacune de ces techniques permet de restituer, sans détérioration du filtre, une représentation tridimensionnelle du dépôt de particules et du média filtrant, respectivement. La fusion et l'exploitation de ces images permettent d'obtenir des courbes de profils de dépôts en fonction de la hauteur des plis. Ces techniques sont accessibles localement grâce à la plateforme NanCycloTEP.

NanCycloTEP est une plateforme de recherche biomédicale qui a pour objet l'utilisation d'un plateau technique d'imagerie pour des études sur le modèle animal et chez l'homme dans les domaines de la cancérologie, de la cardiologie, de la neurologie, de la pharmacologie et de la toxicologie, des maladies inflammatoires ou infectieuses [NancyCloTEP, 2012]. Juridiquement, la structure est un groupement d'intérêt économique (GIE), créé en février 2007, et constitué d'un partenariat public/privé. Les membres de NanCycloTEP-GIE sont d'une part les établissements publics : le centre hospitalier universitaire (CHU) de Nancy et l'Université de Lorraine (UL), et de l'autre les sociétés POSIFIT et GENCLIS. Géographiquement, la plateforme se situe dans les locaux du CHU de Nancy-Brabois, et plus précisément à côté du service de médecine nucléaire. Le site de production des radiotraceurs, principalement composé d'un cyclotron, exploité par la société IBA, est également situé sur le site de Nancy-Brabois.

4.1.2 Matériels

4.1.2.1 Description des filtres nucléaires minis-plis

Les filtres étudiés sont des filtres Très Haute Efficacité (THE) du même type que ceux utilisés pour le maintien du confinement des substances radioactives dans les installations nucléaires. Leur plissage permet d'accroître considérablement la surface de filtration et par conséquent leur efficacité pour un débit de filtration donné. Les modèles employés dans cette étude, dont un spécimen est présenté figure 4.1, sont fournis par la société CamfilFarr. Ils sont spécifiquement conçus pour que leur surface de filtration soit adaptée aux débits propres à une installation expérimentale. Un filtre se compose d'une armature parallélépipédique en acier inoxydable de $15cm \times 15cm$; le média filtrant est à base de fibres de verre auxquelles sont ajoutées des liants organiques en faible concentration pour assurer la rigidité de l'ensemble. Le média filtrant est caractérisé par son épaisseur Z, son grammage G (masse de fibres/m^2), sa compacité α (volume des fibres rapporté au volume du filtre) et le diamètre de ses fibres. Dans notre cas, ces propriétés ont été déterminées au LRGP au cours d'une étude sur la caractérisation d'un média filtrant THE citée par Joubert [2009]. Ils sont rassemblés dans le tableau 4.1.

TABLEAU 4.1 – Caractéristiques physique du média (à gauche) et du filtre (à droite).

d / σ_g	$0,6\ \mu m$ / $2,2\ \mu m$
Z	$521 \pm 31\ \mu m$
k	$1,18.10^{-12}\ m^2$
α	$0,071 \pm 0,006$

dimensions du caisson	$15cm \times 15cm \times 4,4cm$
hauteur et pas de pli	$27,5$ et $2,2\ mm$
surface de filtration	$0,42\ m^2$
débit/vitesse nominal(e)	$43\ m^3.h^{-1}/2,8\ cm.s^{-1}$

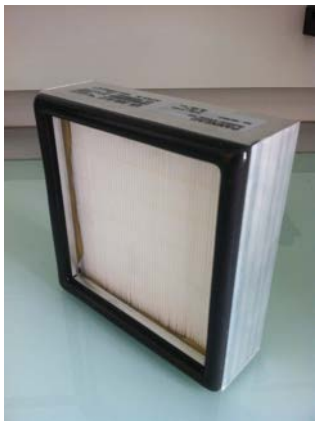

FIGURE 4.1 – Photographie d'un filtre plissé THE conçu par CamfilFarr.

4.1.2.2 Description du banc d'essais

L'utilisation d'un traceur radioactif et les techniques de visualisation choisies imposent des contraintes en terme de temps (décroissance) et de radioprotection justifiant le choix de la mobilité vers la plateforme et donc de la conception d'un banc spécifique, implantable à NanCycloTEP (cf. figure 4.2).

FIGURE 4.2 – Photographie du banc expérimental mobile implanté à NanCycloTEP.

La figure 4.3 présente le schéma du dispositif expérimental. L'ensemble repose sur un châssis modulable conçu pour le projet. Il se compose d'un générateur d'aérosol monodispersé PALAS MAG 2010 capable de produire un aérosol dont la granulométrie varie théoriquement entre 0,5 et 9 μm avec un écart type géométrique $\sigma_g < 1{,}4\ \mu m$. Il est constitué d'un nébuliseur, alimenté avec de l'azote dans une solution de chlorure de sodium à 0,5 $g.L^{-1}$, afin de générer les noyaux de condensation. Un évaporateur à température variable permet ensuite d'évaporer une certaine quantité d'huile (DEHS). Suit un dispositif de chauffage puis un condenseur dans lequel le DEHS se condense de manière équimassique autour des noyaux de condensation. Le débit et la concentration de particules sont respectivement 3,5 $L.min^{-1}$ et 10^6 $P.cm^{-3}$.

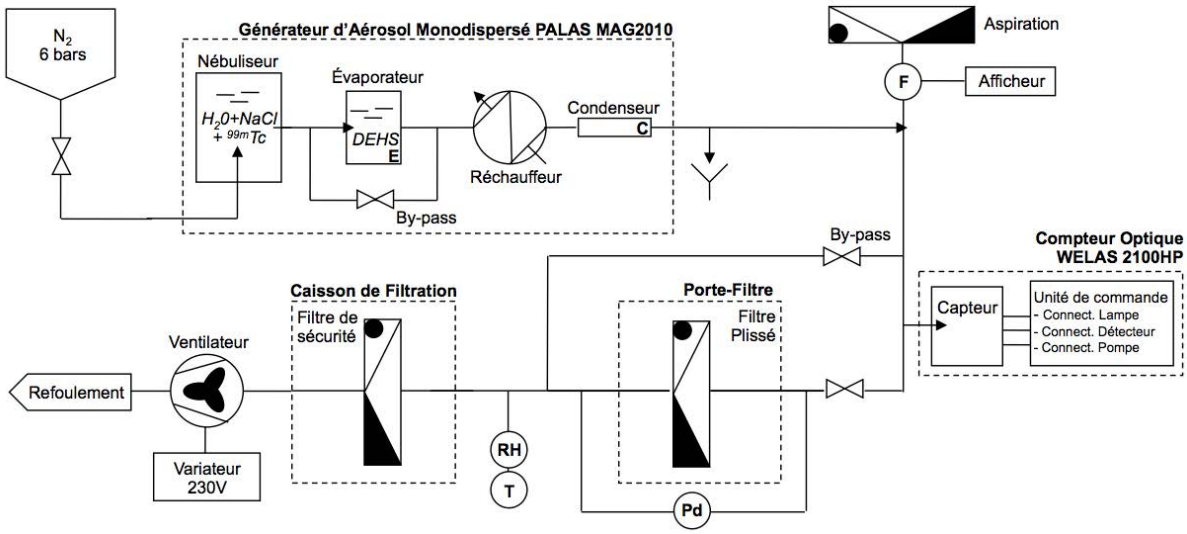

FIGURE 4.3 – Schéma du dispositif expérimental.

En amont du filtre testé, un compteur optique de particules (PALAS Welas 2100HP) est utilisé pour la caractérisation de l'aérosol en temps réel dans une gamme de tailles de particules comprise entre 0,15 et 10 μm. Le principe de ce capteur est basé sur l'analyse de la lumière diffusée par chaque particule. Le système est combiné à un traitement numérique du signal qui permet la correction d'éventuelles coïncidences. Selon le débit d'air de filtration, des buses en laiton (d'un diamètre compris entre 2 et 5 mm) permettent d'adapter la ligne d'échantillonnage afin de respecter l'isocinétisme moyen du prélèvement. Le logiciel PDControl 1.0 (PALAS) est utilisé pour l'enregistrement temporel, le traitement numérique et l'analyse granulométrique.

Le débit d'air préalablement filtré est maintenu par un ventilateur à canal latéral provenant de Elmo Rietschle (Gardner Denver). Un convertisseur de fréquence externe est utilisé pour commander la vitesse du moteur électrique jusqu'à 5000 tours par minute. La gamme de débit d'intérêt s'étend de 20 à 80 $m^3.h^{-1}$, ce qui correspond à une large zone autour du débit nominal des filtres testés (43 $m^3.h^{-1}$). Le débit est directement connu grâce à un débitmètre à diaphragme M3 provenant de Eletta AB, dont l'étalonnage a été vérifié par comparaison avec un débitmètre volumétrique.

La conception du porte-filtre a été optimisée en utilisant le code CFD Fluent afin d'obtenir un profil plat de vitesses frontales pour toute la gamme des débits étudiés. Des prises de pression de chaque côté du porte-filtre permettent de connecter un capteur de pression différentielle pour suivre l'évolution du colmatage. La température et l'humidité relative de l'écoulement sont directement contrôlées en aval du filtre avec les capteurs appropriés. Un filtre de sécurité, de classe

H13 (Eff. MPPS : 99,95%), est situé en amont du ventilateur pour éviter la contamination de l'air d'échappement. En terme de sécurité, des équipements spécifiques (blouses, gants et masques jetables) sont utilisés. Les participants aux expérimentations sont suivis en dosimétrie active et passive. Ils ont également été soumis à une visite médicale par la médecine du travail, spécifique à la radioprotection et ont suivi une formation adéquate. Suite à la première expérimentation, une étude de contamination, avec un résultat négatif, a été effectuée du fait de la volatilité du produit utilisé.

4.1.3 Techniques de visualisation tomographique

4.1.3.1 Tomographie d'émission monophotonique

4.1.3.1.1 Définition

La tomographie d'émission monophotonique (en anglais SPECT pour *Single Photon Emission Computed Tomography*) est une technique d'imagerie nucléaire, utilisée presque exclusivement en imagerie médicale, qui permet d'estimer la distribution tridimensionnelle d'un marqueur radioactif [Buvat et Darcourt, 2002]. Dans le cas d'un diagnostic fonctionnel, la distribution d'un radiopharmaceutique (marqueur radioactif associé à un traceur biologique) est mesurée *in vivo*. Dans notre cas, seul le marqueur sert à tracer l'aérosol monodispersé utilisé pour nos essais. Cette méthode non invasive permet de réaliser des observations à l'échelle du système sans détériorer le média filtrant. Les images sont reconstruites à partir de l'acquisition de projections (scintigraphies planaires) par une gamma-caméra en rotation autour du centre d'intérêt. Les interprétations médicales peuvent être qualitatives (détection de lésions en scintigraphie pulmonaire par exemple) ou quantitatives (mesure de la concentration de traceur, etc...). L'approche qualitative de la visualisation du dépôt initial d'aérosol dans les filtres plissés nous permettra d'accéder à des informations sur l'uniformité globale du dépôt. Les interprétations quantitatives sur l'intensité moyenne par tranche de hauteur de pli permettront quant à elles de caractériser l'influence des conditions opératoires sur la zone préférentielle de dépôt.

4.1.3.1.2 Production de l'aérosol radioactif monodispersé

En imagerie médicale, le marqueur radioactif est habituellement utilisé en complément d'un traceur biologique, intervenant dans le fonctionnement d'un organe ou d'une cellule, afin d'en connaître la distribution dans les tissus et de suivre son évolution temporelle. Le choix du radio-isotope est fonction de ses propriétés physiques (nature et énergie du rayonnement émis, période). Globalement les émetteurs de rayons gammas sont privilégiés pour leur rapport bénéfice/risque : qualité de détection/irradiations reçues par le patient. Actuellement, le radio-isotope satisfaisant au mieux à ces critères est le technétium-99m (^{99m}Tc), il est utilisé dans 90% des examens médicaux [Guérin, 2007]. Le technétium-99m donne du technétium-99 par transition isomérique émettant un rayonnement γ à 141 keV.

$$^{99m}_{43}\mathrm{Tc} \xrightarrow{\gamma} {}^{99}_{43}\mathrm{Tc} \tag{4.1}$$

D'une période relativement courte ($T_{1/2}$ = 6h), le ^{99m}Tc a une activité de 1,95.10^{17} $Bq.g^{-1}$. Il est produit à partir de molybdène-99 (^{99}Mo) qui se désintègre avec une probabilité de 87% en ^{99m}Tc. Plus en amont, le ^{99}Mo est récupéré comme produit de la réaction de fission nucléaire de l'uranium-235 (^{235}U). L'éluat fourni par NanCycloTEP est essentiellement composé de chlorure de sodium (9 $mg.ml^{-1}$), de nitrate de sodium (0,5 $mg.ml^{-1}$) et de pertechnétate de sodium

(0,097 $\mu g.ml^{-1}$). Cet éluat est injecté dans la solution de NaCl contenu dans le nébuliseur du générateur d'aérosol monodispersé afin de générer des noyaux de condensation radioactifs à base de pertechnétate de sodium (TcO_4^-, Na^+).

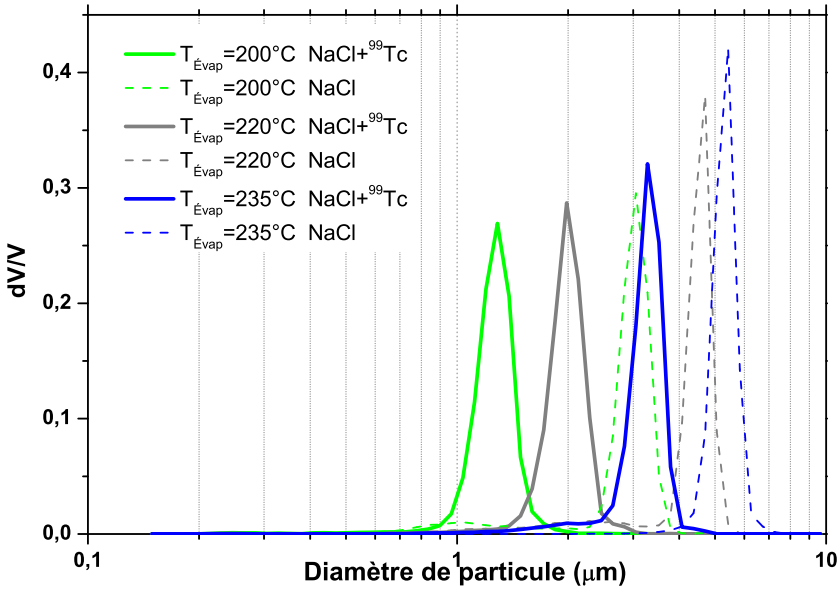

FIGURE 4.4 – Comparaison des distributions granulométriques en volume des aérosols de DEHS marqués au ^{99m}Tc ou non, en fonction de la température de l'évaporateur.

La décroissance radioactive n'influençant pas les propriétés physico-chimiques de l'éluat, des tests préliminaires de granulométrie ont été réalisés au LRGP avec des doses dont l'activité avait décru entre 6 et 10 jours. Les distributions granulométriques volumiques de la figure 4.4 représentent les mesures granulométriques réalisées, en fonction de la température de l'évaporateur. Les générations réalisées avec la solution saline seule sont tracées en pointillées, les distributions obtenues sont comprises entre 3 et 7 μm. Lorsque le technétium est ajouté à la solution saline, on remarque un décalage des distributions granulométriques vers des particules de tailles plus faibles ; la qualité de la monodispersion ne semble pas être affectée.

4.1.3.1.3 Principe des acquisitions

Les acquisitions en tomographie d'émission monophotonique sont réalisées en utilisant une gamma-caméra double détecteur à angulations variables (Symbia T2 SPECT/CT Siemens®, cf. figure 4.5). Trente-deux projections de 30 secondes chacune sont réalisées sur une orbite circulaire de 180 degrés centrée sur le filtre (de 0 à 180 degrés). Le temps total d'acquisition est de 20 minutes. Le fonctionnement d'une gamma-caméra est basé sur le principe d'Anger, mis au point dans les années 60 [Buvat et Darcourt, 2002].

FIGURE 4.5 – Photographie de la Symbia T2 de Siemens®.

4.1.3.1.4 Chaîne de détection

Chacune des têtes de détection, dont le schéma de principe est présenté figure 4.6, est constituée d'un collimateur à trous parallèles, d'un cristal scintillant, d'un guide de lumière et d'un ensemble de tubes photomultiplicateurs. L'ensemble est associé à une électronique spécifique et entouré d'un blindage en plomb, ayant comme fonction de réduire l'influence du rayonnement environnement [Robert, 2010]. Le fonctionnement des différents composants est brièvement présenté par la suite.

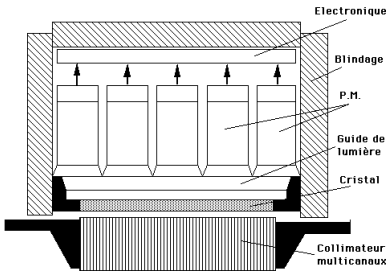

FIGURE 4.6 – Composition de la tête de détection d'une gamma-caméra.

Le collimateur à trous parallèles se compose d'un réseau de canaux parallèles, de forme hexagonale, orientés perpendiculairement à la surface de détection. D'une longueur de l'ordre de 4 cm, ils sont séparés par une paroi en plomb d'épaisseur comprise entre 0,2 et 0,5 mm. Les radio-isotopes utilisés émettant un rayonnement gamma isotrope, le collimateur permet de sélectionner spatialement les photons afin d'associer la position de leur interaction avec le cristal à une position d'émission.

Le cristal scintillant est généralement en iodure de sodium dopé au thallium NaI(Tl) ayant un indice de réfraction de 1,85. C'est un parallélépipède monobloc d'une épaisseur de 1 cm dont la dimension (de l'ordre de 60 × 40 cm) détermine la taille du champ de vue de la caméra. Grâce aux propriétés du scintillateur, une partie du rayonnement gamma est convertie en photons lumineux (3eV, $\lambda = 410$ nm) correspondant à une lumière bleue à laquelle le cristal est transparent.

Le guide de lumière est constitué d'un matériau ayant un indice de réfraction proche mais inférieur à celui du cristal scintillant, généralement du verre (n=1,5). Il permet la liaison optique entre le cristal et le vide des tubes photomultiplicateurs (n=1) en évitant une transition brutale entre ces deux milieux.

Les tubes photomultiplicateurs sont des dispositifs composés d'une photocathode, assurant la conversion du signal lumineux en signal électrique, et d'un ensemble de dynodes disposées en cascade permettant la multiplication de charge et l'amplification du nombre d'électrons produits.

L'électronique est constituée d'un circuit numérique de positionnement qui calcule, par pondération barycentrique, la localisation du lieu d'interaction photon gamma/cristal ainsi que l'énergie déposée par le photon correspondant. Les informations associées à chaque événement (x, y, E_p) sont ensuite enregistrées ; les images scintigraphiques correspondent alors à la visualisation du nombre d'événement pour chaque position [Buvat et Darcourt, 2002].

4.1.3.1.5 Reconstruction des images

Les méthodes de reconstruction tomographique, dont les fondements mathématiques ont été publiés en 1917 par Radon et traduits par Park [1986], reposent sur deux hypothèses :

- dans le cas de l'examen médical, le patient et les organes sont immobiles durant l'acquisition. Cette hypothèse est facilement vérifiable dans notre étude.
- La distribution spatiale du radiotraceur ne varie pas durant l'acquisition. Là encore, l'absence d'interaction biologique avec notre système permet de la vérifier.

C'est à partir de ces principes que l'on peut considérer que toutes les projections correspondent à la représentation de la même distribution d'activité, vue sous différentes incidences. D'une manière générale, le problème peut alors s'écrire sous forme discrète :

$$\mathbf{s} = \mathbf{R}\mathbf{f} \tag{4.2}$$

où $\mathbf{s}$ et $\mathbf{f}$ représentent respectivement la matrice des projections et la distribution d'activité à estimer. $\mathbf{R}$ est une application linéaire (projecteur) dont chaque élément ij est proportionnel à la probabilité pour qu'un photon émis dans l'élément de volume i soit détecté dans l'élément de détection j. La reconstruction algébrique est basée sur une approche itérative nécessitant l'utilisation de l'algorithme OSEM *(Ordered Subset Expectation Maximization)* ; qui favorise la convergence par décomposition des itérations en sous-ensemble d'itérations ne concernant qu'une partie des projections.

4.1.3.2 Tomographie aux rayons X

4.1.3.2.1 Définition

La tomographie aux rayons X (en anglais CT-scan pour *Computed Tomography scan*) est une technique d'imagerie médicale qui permet de mesurer la distribution de la densité des tissus humains dans un plan de coupe donné. L'information provient de l'atténuation d'un faisceau de rayons X due à la traversée d'un corps absorbant [Amans et Ferretti, 2002]. Un multidétecteur linéaire est situé en regard de la source de rayons X ; l'ensemble ayant la forme d'une couronne de détecteur en rotation autour du centre d'intérêt. Le plan de coupe résultant est décrit par une fonction qui représente le coefficient d'atténuation linéaire $\mu(x, y)$, proportionnel à la densité pour une énergie donnée.

4.1.3.2.2 Principe des acquisitions

Les tomodensitogrammes sont obtenus en utilisant le scanner couplé avec la gamma-caméra double détecteur (Symbia T2 SPECT/CT Siemens®, cf. figure 4.5). Ils ont été réalisés dans le cas des filtres selon les protocoles de routine (30 mA, 130 keV).

4.1.3.2.3 Reconstruction des images

La méthode de reconstruction tomographique repose sur les même considérations que pour la TEMP. La reconstruction des images conduit à des représentations ayant une largeur de tranche de 1 mm, due à l'incrément de reconstruction. Le fenêtrage a été ajusté de façon appropriée et conservé pour toutes les tranches. Une reconstruction isotrope multi-plans a été utilisée dans cette étude pour effectuer la quantification. Cette méthode permet de conserver une résolution spatiale et un contraste élevé avec une faible quantité de bruit d'imagerie.

4.1.3.3 Méthodes d'acquisition

Les images sont reconstruites en utilisant un processus itératif ordonné en sous-ensembles (4 itérations et 8 sous-ensembles). La taille de voxel des images reconstruites est de 4,8 mm et la résolution spatiale est de 7,5 mm. Une correction de l'atténuation et de la dispersion a été réalisée. Les images ont été légèrement lissées avec un filtre spatial Gaussien. L'enregistrement des images TEMP et des scanners a été effectué en utilisant un outil commercial d'enregistrement et de fusion (Inveon, Siemens® Medical Solutions). La mesure de l'extension transversale et axiale est effectuée en niveau de couleur volcano pour les images TEMP (figure 4.8) et en échelle de gris pour les scanners (figure 4.7). L'exploitation est réalisée grâce à la dissociation des scanners en 28 volumes d'intérêt ($124 \times 124 \times 1mm$). Les VOIs s'appliquent ensuite aux images TEMP afin de mesurer la distribution de technétium dans le filtre. Pour chaque VOI, la moyenne et l'écart-type sont calculés.

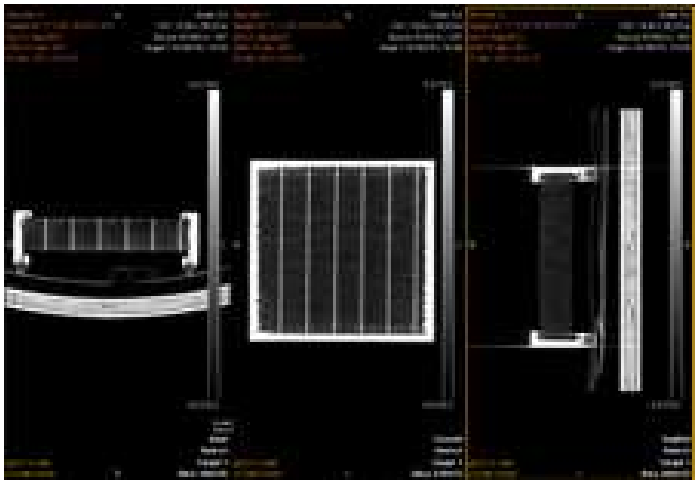

FIGURE 4.7 – Exemple d'une image résultante d'une acquisition en tomographie aux rayons X.

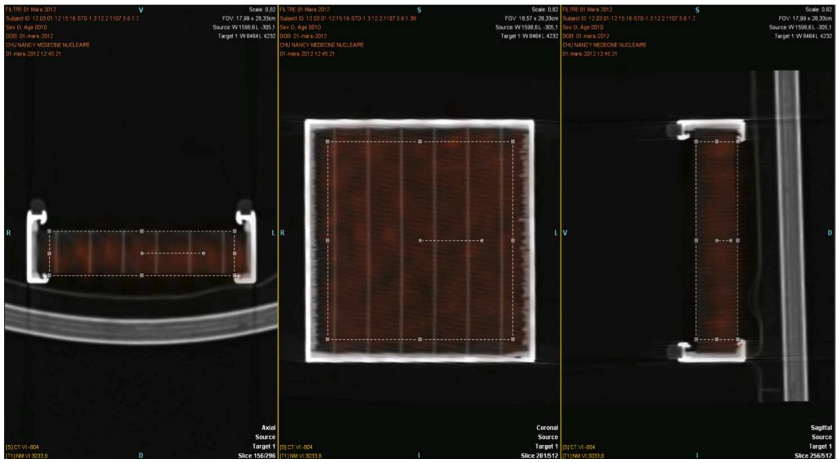

FIGURE 4.8 – Exemple d'une image résultante d'une acquisition en tomographie d'émission monophotonique.

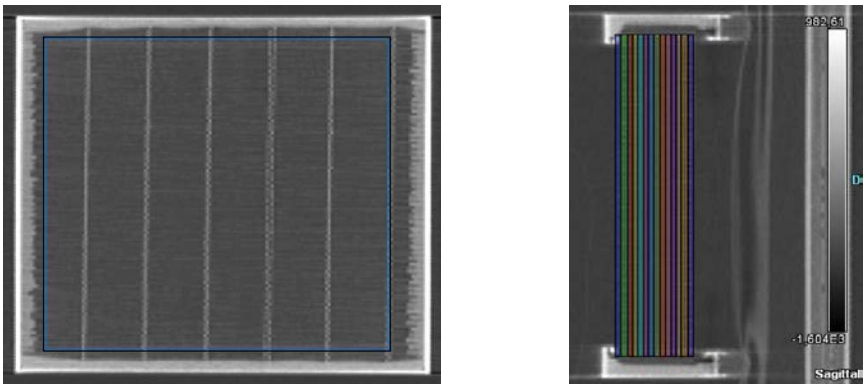

FIGURE 4.9 – Dissociation schématique des scanners en volumes d'intérêt *(VOIs)*.

4.1.4 Visualisation du dépôt initial d'aérosol

Les premières exploitations visent à déterminer l'influence de la vitesse de filtration sur la position du dépôt initial de particules, en fonction de la hauteur du pli [Gervais *et al.*, 2012b]. Cette localisation spatiale permet de relier les conditions opératoires aux caractéristiques de l'écoulement dans l'hypothèse où les particules suivent les lignes de courant.

4.1.4.1 Protocole expérimental

Un filtre neuf est utilisé à chaque expérience. Un test de perméation préliminaire est effectué, sur une plage de débits compris entre 20 et 60 $m^3.h^{-1}$, pour vérifier l'absence de fuite. La durée de filtration de l'aérosol marqué varie de 1h45 à 4h00 en fonction des possibilités de production de traceur et des disponibilités de la gamma-caméra. Les distributions granulométriques en volume sont comprises entre 0,3 et 0,45 μm. L'activité totale injectée dans le générateur est généralement 10 fois moins importante que les doses patients ; elle est comprise entre 2 et 12 mCi. Les acquisitions tomographiques ont lieu un temps variable après la préparation de la dose de ^{99m}Tc. L'ensemble des manipulations est réalisé à une fréquence de ventilateur de 31,8 Hz, correspondant à un débit volumique cible de 38,5 $Nm^3.h^{-1}$.

4.1.4.2 Résultats expérimentaux

Les résultats sont d'abord présentés en intensité moyenne par voxel. Cette grandeur est directement proportionnelle à la quantité de ^{99m}Tc. La figure 4.10 présente l'intensité moyenne par voxel en fonction de la hauteur du pli pour trois vitesses de filtration (1,6 ; 2,5 et 4,7 $cm.s^{-1}$). Les disparités entre les procédures décrites précédemment sont à l'origine des écarts en terme

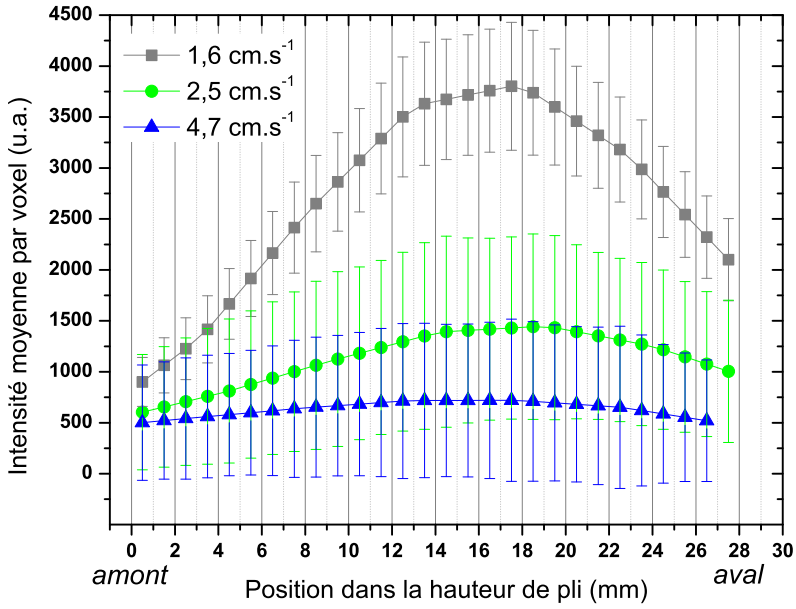

FIGURE 4.10 – Intensité moyenne par voxel en fonction de la hauteur du pli, influence de la vitesse de filtration.

d'intensité par voxel. Les barres d'erreurs sont importantes ; cela provient de la prise en compte des régions d'écoulement aval lors de la dissociation des images en volumes d'intérêt parallélépipédique alors que l'activité y est nulle (cf. figure 4.11). Qualitativement, on peut observer un dépôt initial préférentiel dans le second tiers du pli (entre 12 et 21 mm). L'allure des distributions permet de décrire l'arrangement de l'écoulement en canaux préférentiels avec la présence de zones "mortes" dans les régions plissées, notamment en haut de pli, en raison de la perméabilité plus faible résultant du procédé de plissage. Ainsi, indépendamment de la vitesse, la surface de filtration efficace est moins importante que la surface de filtration disponible.

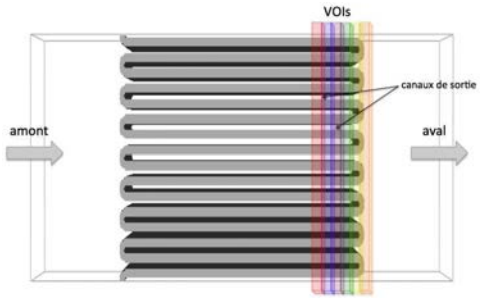

FIGURE 4.11 – Illustration de l'influence de la dissociation sur l'incertitude liée à l'intensité moyenne par voxel.

Afin de comparer les acquisitions entre elles, les résultats sont présentés en intensité moyenne par voxel rapportée à l'intensité maximale mesurée d'une part, puis en intensité moyenne par voxel rapportée à l'activité totale mesurée d'autre part.

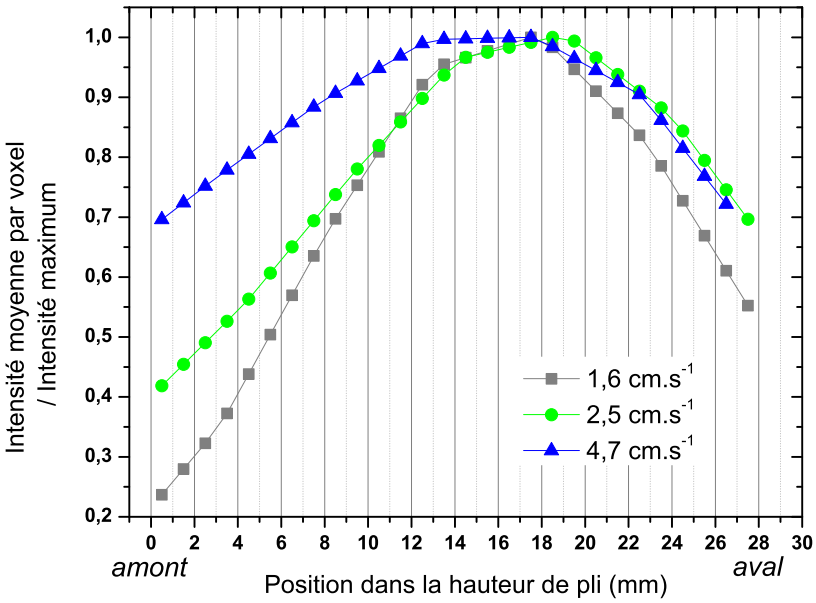

FIGURE 4.12 – Intensité moyenne par voxel rapportée à l'intensité totale en fonction de la hauteur du pli, influence de la vitesse de filtration.

La figure 4.12 présente l'intensité moyenne par voxel relative à l'activité maximale mesurée, en fonction de la hauteur du pli. On voit tout d'abord que les conclusions précédentes, concernant la zone de dépôt préférentielle et les zones mortes, ne sont pas remises en cause avec cette représentation. Cette dernière permet d'ajouter que la vitesse de filtration ne semble pas avoir d'influence sur le dépôt initial en fond de plis. Dans les trois cas, l'intensité maximum est relevée à une hauteur de pli comprise entre 17,5 et 18,5 mm. On remarque ensuite que l'augmentation de la vitesse de filtration conduit à une distribution plus homogène du traceur sur l'ensemble de la hauteur des plis. Si on suppose un marquage uniforme de notre aérosol, cela implique une plus grande homogénéité du dépôt initial, et donc de l'écoulement, sur l'ensemble de la hauteur des plis. Le nombre de Reynolds de pli, calculée suivant l'expression (3.22) définie dans la section 3.3.2.1 du chapitre précédent, est compris entre 60 et 185. Le nombre de Reynolds de canalisation, relatif à la vitesse frontale (44, 70 et 130 $cm.s^{-1}$) et au diamètre aéraulique (arrête du caisson de filtration de 12,3 cm) est compris entre 3400 et 10340. Ce dernier permet de se rendre compte du régime d'écoulement en amont du filtre. Ces allures semblent en accord avec certains résultats numériques, obtenus avec GeoDict, concernant les écoulements dans les plis vierges avec prise en compte du terme inertiel. On rappelle que l'hypothèse qui y était développée concerne l'apparition de petits tourbillons favorisant l'homogénéisation de l'écoulement. La figure 4.13 présente

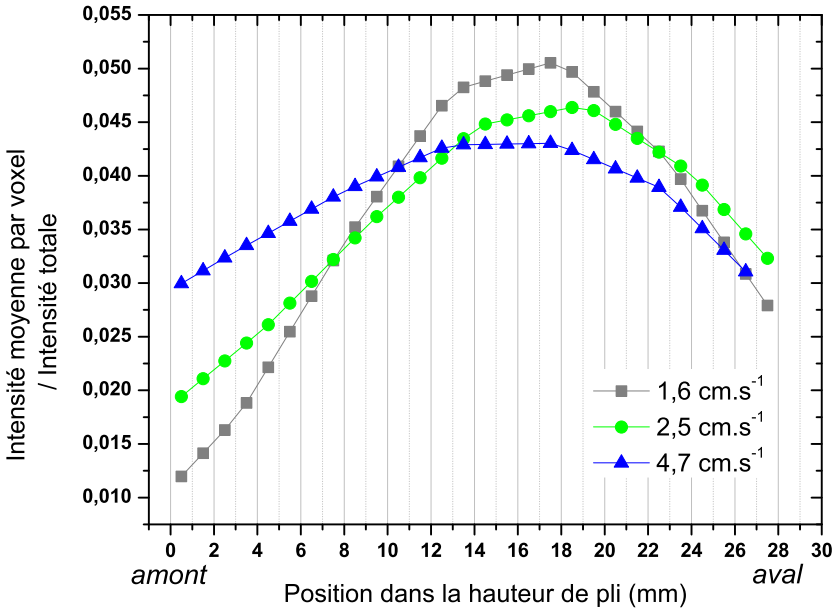

FIGURE 4.13 – Intensité moyenne par voxel rapportée à l'intensité totale en fonction de la hauteur du pli, influence de la vitesse de filtration.

l'intensité moyenne par voxel relative à l'activité totale mesurée, en fonction de la hauteur du pli. Cette autre représentation permet de s'affranchir de l'activité initiale et de la décroissance de radioactivité entre l'expérience et la mesure. On voit nettement que les conclusions précédentes sont vérifiées. L'augmentation de la vitesse de filtration implique un dépôt globalement plus uniforme et une zone de dépôt préférentielle plus étalée. On remarque également que si la vitesse de filtration ne semble pas avoir d'influence sur le dépôt initial en fond de plis, l'homogénéisation

de l'écoulement a tendance à provoquer une utilisation de l'ensemble de la surface de filtration dès le haut de plis.

4.1.4.3 Conclusions sur la visualisation du dépôt initial d'aérosol dans les filtres plissés

La localisation du dépôt préférentiel initial nous a permis de relier les conditions opératoires aux caractéristiques de l'écoulement dans l'hypothèse où les particules suivent les lignes de courant. L'ensemble des représentations de nos résultats concernent 3 vitesses de filtration (1,6 ; 2,5 et 4,7 $cm.s^{-1}$) reparties de part et d'autre de la vitesse de filtration nominale de notre système (2,8 $cm.s^{-1}$). Les premières conclusions indiquent que l'allure de l'écoulement dépend de la perméabilité du média puisque dans les zones où cette dernière est plus faible (*i.e.* zones plissées), les quantités de traceur sont significativement moins importantes, dans tous les cas de figure. L'augmentation de la vitesse de filtration conduit ensuite à une distribution plus homogène du traceur sur l'ensemble de la hauteur des plis et donc à un arrangement plus uniforme de l'écoulement. Même si les résultats obtenus sont encourageants, notamment en regard des simulations réalisées avec GeoDict, il faut rester prudent sur leur validité. Un nombre important d'essais préliminaires ont été réalisé pour tester le banc et la technique expérimentale. Chaque expérience nécessitant l'utilisation d'un filtre neuf, nous nous sommes rapidement retrouvés confrontés à un choix de priorités. Des filtres ont été réservés pour les expériences de précolmatage et une grande difficulté à maîtriser le générateur d'aérosol a limité les expériences de reproductibilité.

Si notre objectif initial était de réaliser une étude complète de l'influence de la vitesse de filtration et de la distribution granulométrique de l'aérosol généré sur la zone de dépôt préférentielle, force est de constater que le choix de la technique expérimentale envisagée ne nous a pas permis d'aboutir aux résultats escomptés. Les images provenant des acquisitions en tomographie d'émission monophotonique permettent de valider quantitativement le marquage de notre aérosol par le ^{99m}Tc, ainsi que la qualité de la distribution sur l'ensemble de la surface frontale du filtre (Annexe C, images C.1 à C.3). Il faut cependant noter quelques difficultés lors de la détection par la gamma-caméra car l'activité présente dans les filtres n'était que 2 à 4 fois supérieure au bruit de fond.

Il ne nous a pas été possible de produire des particules de taille supérieure à 1 micromètre. En effet, le principe de fonctionnement de notre générateur réside dans la nébulisation d'une solution saline à concentration contrôlée afin de produire un certain nombre de noyaux de condensation de NaCl. L'ajout de l'éluat provenant des résidus de la production de technétium destinés aux patients a eu deux effets non désirés :

- accroitre de manière non-négligeable la concentration saline de notre solution mère ; augmentant ainsi le nombre de noyaux de condensation sans que cela puisse être maîtrisé,
- ajouter un certain nombre d'impuretés dont le rôle n'est pas défini.

Afin de répondre au premier effet, la concentration initiale de NaCl de la solution mère a été diminuée jusqu'à utiliser uniquement de l'eau distillée. Les essais ont eu pour conséquence de générer des particules de taille supérieure au micromètre mais pendant un temps limité et avec une qualité médiocre de monodispersion.

L'amélioration de cet aspect de l'étude implique de maîtriser la composition et l'activité de l'éluat ce qui suppose que les doses soient générées spécialement. L'optimisation de la phase de condensation du DEHS, par exemple par la mise en place d'une ventilation ou d'un bain de refroidissement, peut également être envisagée afin de produire des particules microniques. Des expériences de taux de marquage, par séparation de phase et techniques chromatographiques seraient également nécessaires pour valider qualitativement le marquage des aérosols générés.

4.1.5 Visualisation du dépôt d'aérosol dans des filtres précolmatés

L'objectif de cette partie de l'étude est de visualiser la dynamique du dépôt d'aérosol par tomographie d'émission monophotonique sur des filtres préalablement colmatés, par un aérosol solide, jusque 2, 3, 4, 8 et 18 fois la perte de charge initiale. Les expérimentations visent à déterminer l'influence du degré de colmatage sur la position de la couche supérieure du dépôt de particules, en fonction de la hauteur du pli.

4.1.5.1 Protocole expérimental

Le banc expérimental ainsi que les filtres étudiés sont identiques à ceux utilisés dans les expérimentations consacrées à la visualisation du dépôt initial. Un générateur à brosse tournante Palas RBG 1000 a été ajouté, comme l'illustre la figure 4.14. La buse d'injection se trouve 110 cm en amont du média. Lors de la génération, un obturateur conique en laiton permet de condamner la ligne d'échantillonnage sans modification majeure de l'écoulement. Le principe de fonctionnement du générateur à brosse tournante repose sur la mise en contact de particules solides (alumine, $\rho_{Al_2O_3} = 3970\ kg.m^{-3}$) avec une brosse tournante, qui les entraîne dans un flux d'air. La poudre est placée dans un réservoir muni d'un piston, dont la vitesse de montée peut varier entre 20 et 700 $mm.h^{-1}$, ce qui équivaut à un débit massique théorique de 640 $mg.h^{-1}$ à 400 $g.h^{-1}$ [Callé, 2000]. La figure 4.15 représente les distributions granulométriques en volume, différentielle et cumulée, obtenues grâce au compteur Welas sur l'aérosol d'alumine : elle est centrée sur 1 micromètre. Pour rappel, la perte de charge du filtre est mesurée à l'aide d'un manomètre différentiel compact dont la plage de mesure s'étend de 0 à 100 hPa avec précision de 0,1 hPa.

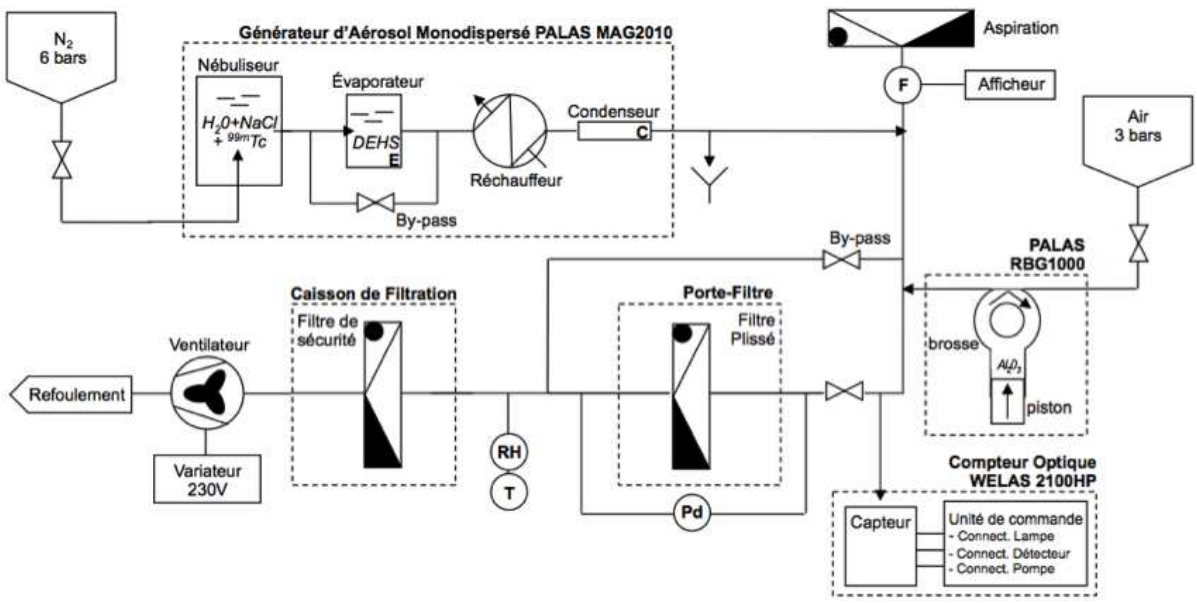

FIGURE 4.14 – Schéma du dispositif expérimental intégrant le générateur PALAS RBG 1000.

Un filtre neuf est utilisé pour chacune des expériences ; il est pesé sur une balance de précision (10^{-3} g) puis disposé dans le porte filtre. Un test de perméation préliminaire est effectué, sur une plage de débits compris entre 20 et 60 $m^3.h^{-1}$, pour vérifier l'absence de fuite. Le filtre est ensuite colmaté avec l'aérosol solide d'alumine jusqu'à une valeur de perte de charge cible (2, 3, 4, 8 et

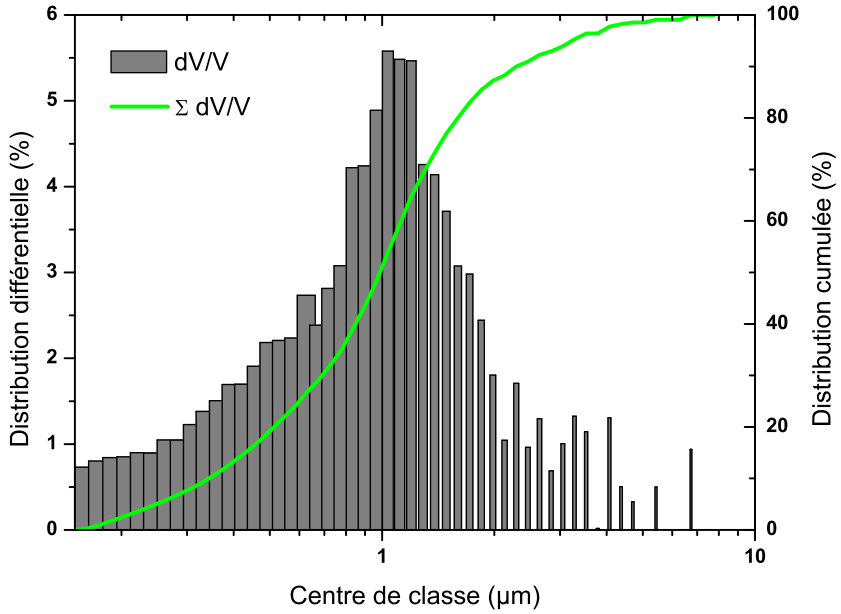

FIGURE 4.15 – Distribution granulométrique en volume de l'aérosol d'alumine (compteur Welas).

$18\Delta P_0$). La poudre est préalablement séchée dans une étuve à 60°C pendant 24 heures. Une fois la valeur de perte de charge cible atteinte, le débit de ventilation est progressivement diminué jusqu'à l'arrêt du ventilateur. L'étape suivante consiste à générer et à filtrer un aérosol liquide de DEHS marqué par du ^{99m}Tc. Au préalable, un second test de perméation est réalisé lors de l'augmentation progressive du débit. La durée de filtration de l'aérosol marqué est de 3h00 ; la distribution granulométrique n'est pas suivie en direct car la ligne d'échantillonnage est obturée suite à l'étape de colmatage et toutes manipulations pourraient entraîner une modification de la structure du dépôt. Les caractéristiques du générateur sont néanmoins maintenues constantes pour chaque essai, l'activité totale injectée est comprise entre 12 et 16 mCi, exceptée pour le filtre colmaté à $2\Delta P_0$ où elle est de 3,1 mCi. À la fin de l'étape de filtration de l'aérosol marqué, le filtre est retiré du porte filtre puis pesé. La masse d'aérosol liquide (environ 1,5 g au total) est négligeable devant celle de l'aérosol solide, qui est au minimum de 16,05 g (cf. tableau 4.2). Les acquisitions ont lieu un temps variable après la préparation de la dose de ^{99m}Tc. L'ensemble des manipulations est réalisé à une fréquence de ventilateur de 31,8 Hz, correspondant à un débit volumique cible de 38,5 $Nm^3.h^{-1}$.

4.1.5.2 Résultats expérimentaux

Le tableau 4.2 permet de synthétiser les différentes expériences en terme de génération d'aérosol solide. Le débit massique théorique est proportionnel à la vitesse de montée du piston. En

Tableau 4.2 – Tableau récapitulatif des générations d'aérosol solide.

exp.	Vitesse ($mm.h^{-1}$)	Q_m théo. ($g.h^{-1}$)	piston (-)	durée (min)	masse théo. (g)	masse réelle (g)	écart
$2\Delta P_0$	250	135,7	1	12	27,1	16,05	41 %
$3\Delta P_0$	450	253,2	2	13	56,3	27,23	52 %
$4\Delta P_0$	250	135,7	3	36	81,4	40,18	51 %
$8\Delta P_0$	250	135,7	5,2	62	141,1	69,07	51 %
$18\Delta P_0$	450	253,2	8	53	225,0	108,81	52 %

fonction du nombre de pistons nécessaires pour atteindre la valeur de perte de charge cible, la durée de colmatage est calculée sur une base de 50 mm par piston, ce qui permet de déterminer la masse théorique d'aérosol solide généré. L'écart constaté avec la masse réelle collectée provient majoritairement du dépôt de particules sur la surface des connecteurs, des canalisations et du porte filtre. Ce dépôt, relativement important en quantité, peut être observé lors du démontage de l'installation.

Le tableau 4.3 regroupe les valeurs des débits de filtration, relevées au début et à la fin de l'étape de colmatage ainsi que les valeurs de perte de charge finales. Si la fréquence du ventilateur

Tableau 4.3 – Évolution du débit de filtration durant le phase de colmatage.

exp.	Q_v initial ($m^3.h^{-1}$)	Q_v final ($m^3.h^{-1}$)	écart	ΔP finale (Pa)
$2\Delta P_0$	$40,0$	$40,6$	$0,98$ %	394
$3\Delta P_0$	$40,6$	$39,4$	$3,05$ %	642
$4\Delta P_0$	$40,1$	$38,8$	$3,14$ %	835
$8\Delta P_0$	$40,5$	$37,6$	$7,15$ %	1700
$18\Delta P_0$	$40,7$	$30,7$	$24,6$ %	3720

est maintenue constante, le débit n'est pas régulé. Ainsi l'augmentation de la perte de charge due au phénomène de colmatage provoque une diminution du débit de filtration.

La figure 4.16 illustre les évolutions des valeurs de perte de charge, en fonction du débit volumique, pour les différents degrés de colmatage, avant l'étape de génération de l'aérosol marqué. La courbe noire correspond à la perméance initiale, identique pour chacun des filtres. Les croix cerclées représentent les valeurs de perte de charge à la fin de l'étape de colmatage, avant la déconnexion du générateur d'aérosol solide. On remarque ainsi un écart significatif entre les valeurs de perte de charge avant l'étape de génération de l'aérosol marqué et les valeurs relevées à la fin du colmatage. Il faut noter qu'entre ces deux étapes des expérimentations, les contraintes temporelles et matérielles impliquent un arrêt puis une reprise de la ventilation. Ces différences peuvent être interprétées par deux phénomènes. D'une part la déformation du média filtrant, due à l'écoulement, peut en diminuer la perméabilité. Ces déformations sont d'autant

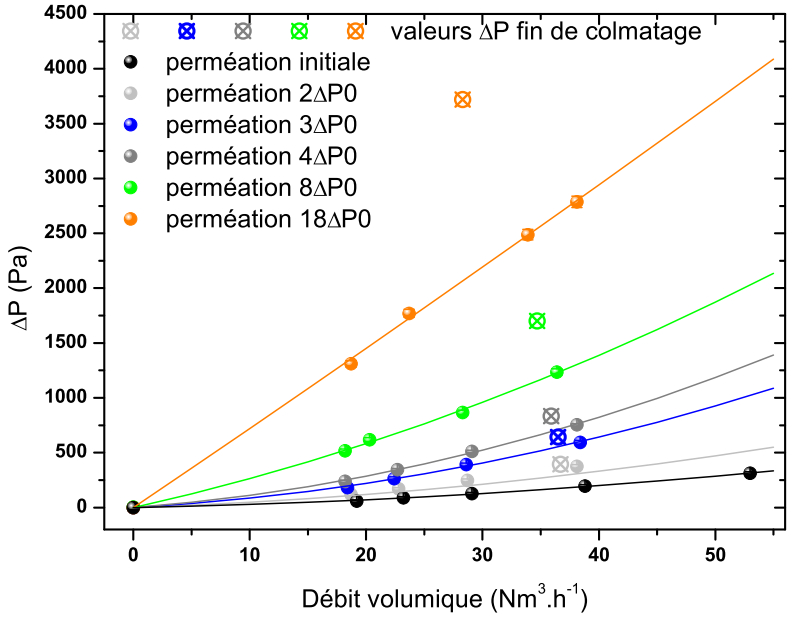

FIGURE 4.16 – Évolution de la perte de charge en fonction du débit volumique pour les différents degrés de colmatage.

plus importantes que le gâteau est compact, ce qui peut expliquer les valeurs de perte de charge importantes en fin de colmatage. D'autre part il est probable que, lors de la filtration en surface, les particules se soient organisées d'une manière particulière, pouvant contenir un certain nombre d'arrangements instables. L'arrêt de la ventilation, bien que progressive, provoque des ondes de choc conduisant à la déstructuration du gâteau au niveau de ces instabilités. Ces affaissements sont synonymes d'une résistance à l'écoulement locale moins importante, et par conséquent d'une valeur de perte de charge plus faible.

De par notre instrumentation, il est impossible de connaître l'évolution de la perte de charge en fonction de la masse d'aérosol collecté propre à chaque expérience. On peut néanmoins représenter une courbe de colmatage en synthétisant l'ensemble des résultats obtenus en fin de colmatage pour chaque expérience, sachant que les filtres et les débits sont identiques. La figure 4.17 illustre ainsi l'évolution de la perte de charge, rapportée à la perte de charge initiale, en fonction de la masse d'aérosol collecté.

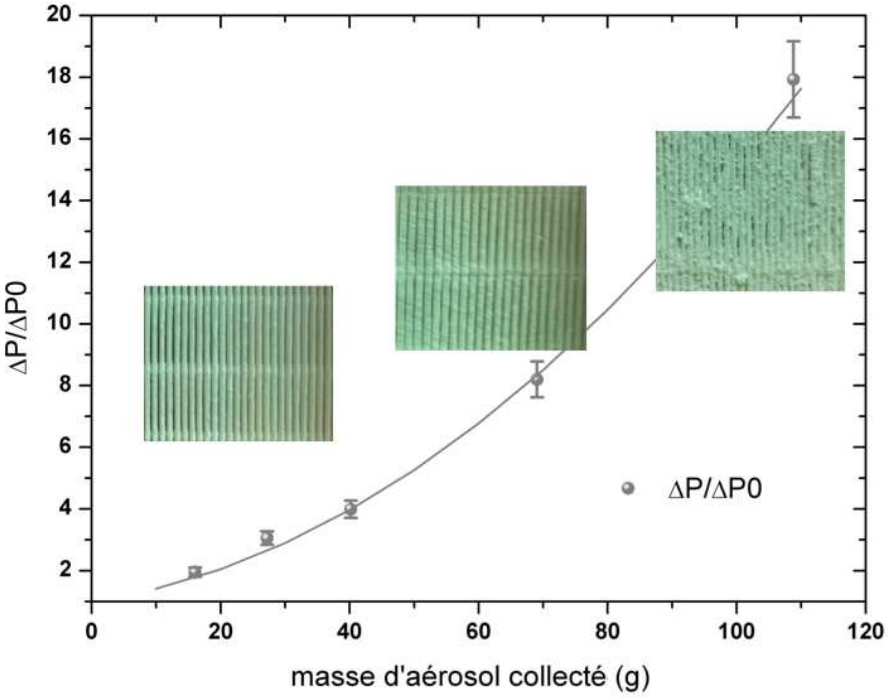

FIGURE 4.17 – Évolution de la perte de charge en fonction de la masse d'aérosol collecté.

Cette représentation permet de s'affranchir de la dépendance à la vitesse. Au vu du nombre de points expérimentaux restreints, il est difficile de délimiter les étapes de filtration en profondeur, en surface et de diminution de surface. Néanmoins, les observations surfaciques des médias, réalisées après le colmatage, permettent de se rendre compte de la progression du processus. Entre 2 et 4 fois la perte de charge initiale, aucune particule n'est visible en surface. Pour une valeur de $8\Delta P_0$, les particules commencent à être visibles en surface mais aucun pli n'est obstrué, contrairement au filtre colmaté jusque $18\Delta P_0$. L'ensemble des clichés (figures D.1 à D.5) sont disponibles en Annexe D.

Influence du degré de colmatage

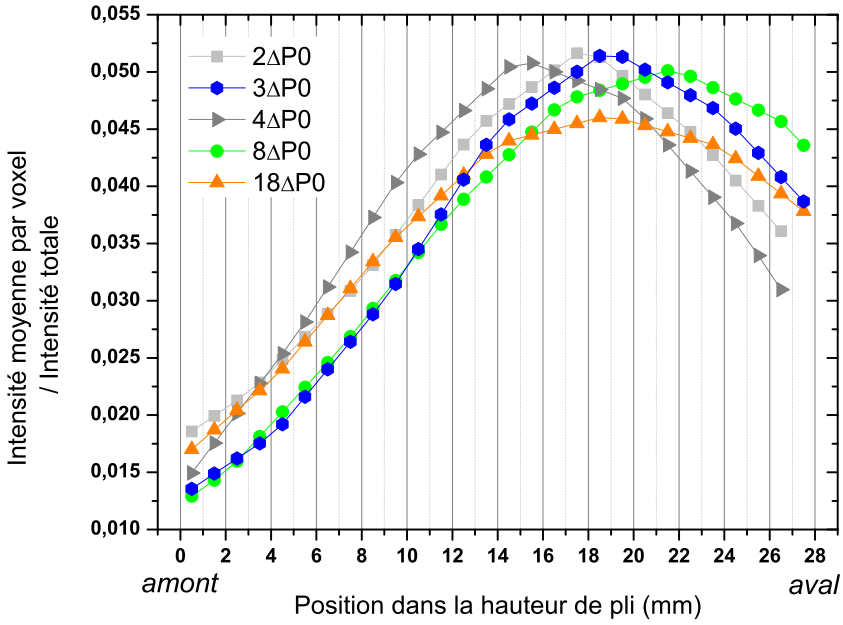

FIGURE 4.18 – Intensité moyenne par voxel rapportée à l'intensité totale en fonction de la hauteur du pli, influence du degré de colmatage.

La figure 4.18 présente l'intensité moyenne par voxel relative à l'activité totale mesurée, en fonction de la hauteur du pli. On rappelle que cette représentation permet de s'affranchir de l'activité initiale et de la décroissance de radioactivité entre l'expérience et la mesure. Alors que les observations en surface montrent que l'augmentation du degré de colmatage entraîne un dépôt de particules jusque sur la surface frontale du filtre, les résultats issus de la visualisation tomographique relèvent que, dans notre configuration, la position de la couche supérieure du dépôt de particules est indépendante du degré de colmatage. Ce phénomène est contradictoire avec les conclusions relatives à la dépendance de l'allure de l'écoulement à la perméabilité du média. Il peut néanmoins être expliqué par notre méthode d'analyse. Comme la croissance du gâteau n'est pas homogène, certaines zones ne sont pas obstruées et constituent des canaux d'écoulement préférentiel pour l'aérosol marqué. La dissociation des clichés en volumes d'intérêt implique de prendre en compte une moyenne de l'intensité sur l'ensemble du VOI. Sachant que ces derniers sont créés suivant la direction de la hauteur de pli, ils ne permettent pas de mettre en évidence des zones d'écoulement préférentiel d'un pli à l'autre.

4.1.5.3 Conclusions sur la visualisation du dépôt d'aérosol dans des filtres précolmatés

L'objectif de cette partie de l'étude était de visualiser la dynamique du dépôt d'aérosol en utilisant la tomographie d'émission monophotonique sur des filtres préalablement colmatés. Les résultats ont montré tout d'abord un écart important entre les valeurs de perte de charge avant l'étape de génération de l'aérosol marqué et les valeurs relevées à la fin du colmatage. L'explication retenue est que la manœuvre d'arrêt puis de reprise de la ventilation conduit à une déstructuration du gâteau, se traduisant par une résistance à l'écoulement moins importante. Les observations surfaciques des médias ont ensuite permis de visualiser la progression du processus de colmatage depuis les premières étapes jusqu'à l'obstruction de certains plis, caractéristique de l'étape de diminution de surface.

Les résultats issus des analyses tomographiques montrent que le degré de colmatage n'aurait pas d'influence sur la position de la couche supérieure du dépôt de particule. Même si le changement d'aérosol et la méthode d'analyse peuvent en partie expliquer le phénomène, il n'est pas envisageable d'utiliser ces résultats comme validation expérimentale. Outre les conclusions sur le choix de la technique expérimentale vues dans la section précédente, l'amélioration de cet aspect de l'étude passe par une analyse complémentaire de nos données, consistant à considérer les intensités moyennes de volume d'intérêt créés suivant la direction du pas de pli. Le perfectionnement du banc expérimental, notamment au niveau du passage entre les deux générateurs est aussi à envisager. L'alimentation des générateurs en gaz issus de bouteilles a également été un frein matériel et temporel et doit être revue afin d'éviter les arrêts.

4.2 Simulation de la filtration dans les filtres plissés avec GeoDict

4.2.1 Introduction

La construction d'un modèle de colmatage le plus exhaustif possible dépend de la compréhension de l'ensemble des phénomènes physiques mis en jeu (écoulement en milieu poreux, dépôt des particules, etc...). Précédemment, une approche numérique a consisté en une étude de la vitesse locale de l'air en fonction de la nature du média filtrant à l'aide du code de calcul GeoDict. Dans cette section, sont présentés les premiers résultats obtenus en écoulement diphasique, toujours avec GeoDict. Des simulations du dépôt initial d'aérosol et de colmatage dans un pli ont été réalisées, afin d'être comparées aux résultats expérimentaux issus des analyses tomographiques.

La simulation du phénomène de filtration repose tout d'abord sur le choix d'un modèle de filtre et sur la détermination de l'écoulement à travers cette structure. Dans un second temps, une description Lagrangienne permet de suivre le mouvement de particules. Ces dernières sont positionnées de façon aléatoire sur la surface d'entrée de l'écoulement ; la distribution granulométrique ainsi que la masse volumique doivent être spécifiées. On suppose que la présence des particules ne modifie pas l'écoulement et qu'il n'y a pas d'interaction entre elles. L'adhésion est modélisée par l'effet CoFT (*Caught on First Touch*) qui considère qu'une particule est déposée à l'instant où elle rentre en contact avec un voxel solide ou poreux. Un modèle de rebond, prenant en compte l'énergie dissipée lors des contacts, ainsi qu'un modèle intermédiaire, basé sur les interactions de Van der Walls, sont disponibles dans le solveur. Ces modèles sont typiquement utilisés pour simuler l'efficacité de médias fibreux. Dans le cas des filtres plissés, le pli est assimilé à une couche poreuse ; cette représentation ne permet pas de prendre en compte la filtration en profondeur et impose une efficacité de 100%. La dynamique du phénomène de filtration est reproduite par le transport successif de lots de particules appelés *batchs*. Le temps numérique entre deux *batchs* successifs est fonction de la concentration en particules. Après le dépôt, la géométrie du filtre est adaptée avant de calculer le nouvel écoulement ; en principe, le colmatage peut être reproduit en répétant ce processus aussi longtemps que nécessaire.

Cette section présente les simulations du dépôt initial d'aérosol dans un pli, puis de colmatage dans le même pli. Les spécifications des solveurs ainsi que les paramètres des processus ont été choisis afin de permettre la comparaison avec les observations expérimentales. Les résultats sont ensuite critiqués afin de mettre en évidence les limitations du logiciel d'une part et les capacités de calcul à notre disposition d'autre part.

4.2.2 Simulation du dépôt initial d'aérosol dans les filtres plissés

La géométrie du pli poreux, utilisée pour les simulations du dépôt initial, est identique à celle utilisée dans le chapitre précédent. Les particules sont placées 10 mm en amont du pli ; cela correspond à la distance entre l'armature du filtre et le média. Si l'épaisseur de la couche poreuse est maintenue à 521 μm, la valeur de la perméabilité est fixée à $2{,}46.10^{-12}$ m^2. Ces paramètres sont dépendants de la résistance aéraulique[4] mesurée dans le troisième chapitre et égale à $2{,}12.10^8$ m^{-1}. Les particules qui constituent l'aérosol de DEHS sont modélisées par des sphères d'un diamètre de 0,4 μm, auxquelles une valeur de masse volumique de 914 $kg.m^{-3}$ est attribuée. Les simulations consistent en 10 *batchs* de 2500 particules, disposées de façon aléatoire à l'entrée de la zone d'écoulement. Un certain nombre d'essais préliminaires ont porté sur le nombre de *batchs* et le nombre de particules par *batchs* maximum que nos capacités de calcul permettent de simuler à l'heure actuelle. Ainsi le choix de 25000 particules s'avère correspondre au meilleur compromis entre le stockage résultant de l'écriture des données et la possibilité d'exploiter les résultats en terme de visualisation.

En écoulement diphasique, GeoDict ne permet pas de prendre en compte d'éventuels effets inertiels ; le solveur utilisé pour résoudre l'écoulement est donc Stokes-Brinkman. Les données issues des simulations sont traitées avec un ensemble de fonctions Matlab, créées par les développeurs de GeoDict, et permettant de mettre en évidence les zones de dépôts de particules suivant la direction de l'écoulement. La figure 4.19 présente le nombre de particules déposées, après 10 *batchs* simulés, en fonction de la position dans la hauteur de pli, pour trois vitesses de filtration : 1,6 ; 2,5 et 4,7 $cm.s^{-1}$. La figure 4.20 correspond à un agrandissement de la figure précédente, pour les petits nombres de particules, afin de présenter le dépôt sur la hauteur de pli. Les graphiques montrent très clairement des dépôts de particules préférentiellement en haut et au fond du pli, seulement quelques particules ont été recensés sur la hauteur (cf. fig. 4.20). Bien que le nombre de particules simulées soit trop faible pour tirer une conclusion, on constate que les particules ont tendance à suivre des trajectoires rectilignes depuis la surface d'entrée. Ce comportement est propre aux particules présentant une inertie importante, ce qui n'est pas le cas ici compte tenu de leur faible masse. Les résultats expérimentaux obtenus sur la localisation du dépôt initial ont montré un dépôt préférentiel dans le second tiers de la hauteur du pli ainsi qu'une distribution plus homogène du traceur sur l'ensemble de la hauteur des plis avec l'augmentation de la vitesse de filtration. Les observations précises de la localisation des dépôts, simulés avec GeoDict, ne montrent pas, quant à elles, de différence en fonction de la vitesse de filtration.

4. On rappelle que $R_m = Z/k$

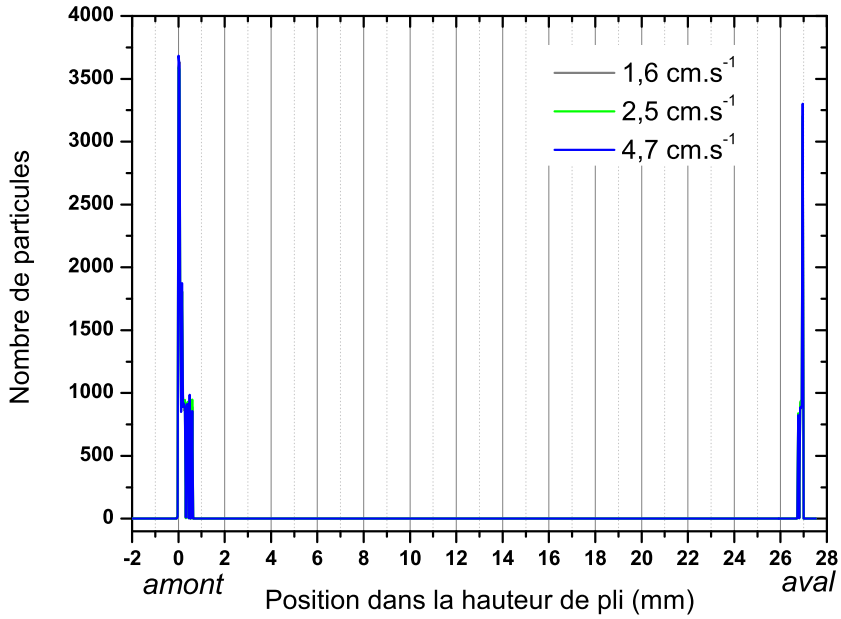

FIGURE 4.19 – Nombre de particules collectées en fonction de la position dans la hauteur du pli.

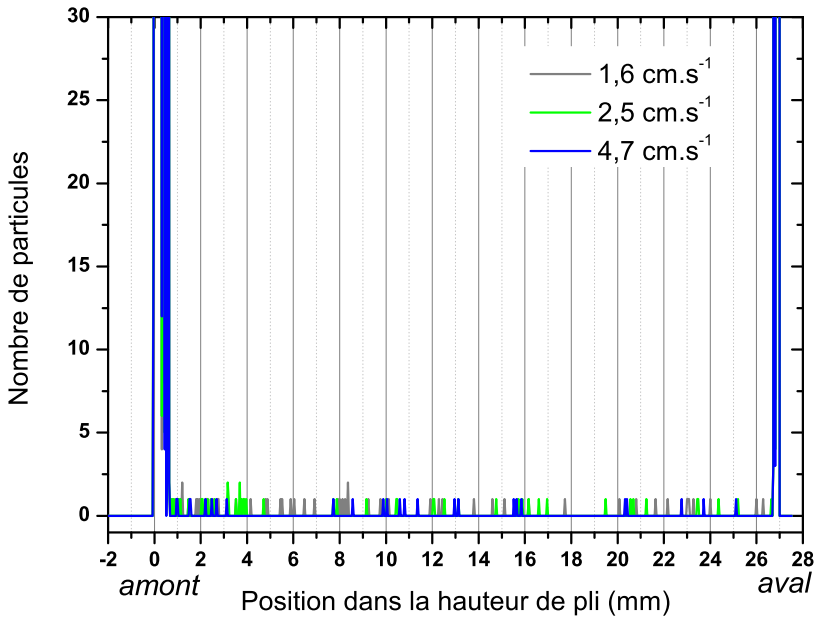

FIGURE 4.20 – Nombre de particules collectées en fonction de la position dans la hauteur du pli.

4.2.3 Simulation du colmatage dans les filtres plissés

La géométrie du pli poreux, utilisée pour les simulations du colmatage, est identique à celle utilisée pour les simulations du dépôt initial. Les particules qui constituent l'aérosol solide sont modélisées par des sphères auxquelles une valeur de masse volumique est attribuée. La distribution granulométrie de l'aérosol est supposée parfaitement monodispersée ; le diamètre des sphères est fixé à 1 μm et la masse volumique à 3970 $kg.m^{-3}$. 10 *batchs* de 2500 particules sont simulés.

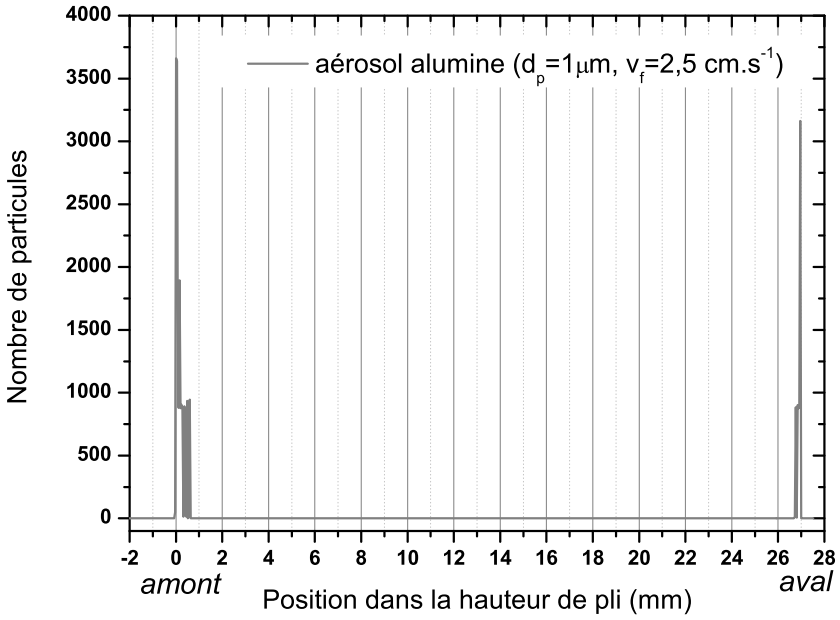

FIGURE 4.21 – Nombre de particules collectées en fonction de la position dans la hauteur du pli.

La figure 4.21 présente le nombre de particules déposées en fonction de la position dans la hauteur de pli pour une vitesse de filtration de 2,5 $cm.s^{-1}$. Le choix de la vitesse repose sur le débit volumique cible utilisé pendant les expériences de colmatage ($Q_v = 38,5\ Nm^3.h^{-1}$)

La figure 4.22 présente le résultat des simulations de colmatage pour trois moments de filtration ; de haut en bas : 7500 ; 15000 et 25000 particules collectées. Seuls les dépôts de particules en haut et au fond du pli sont présentés.

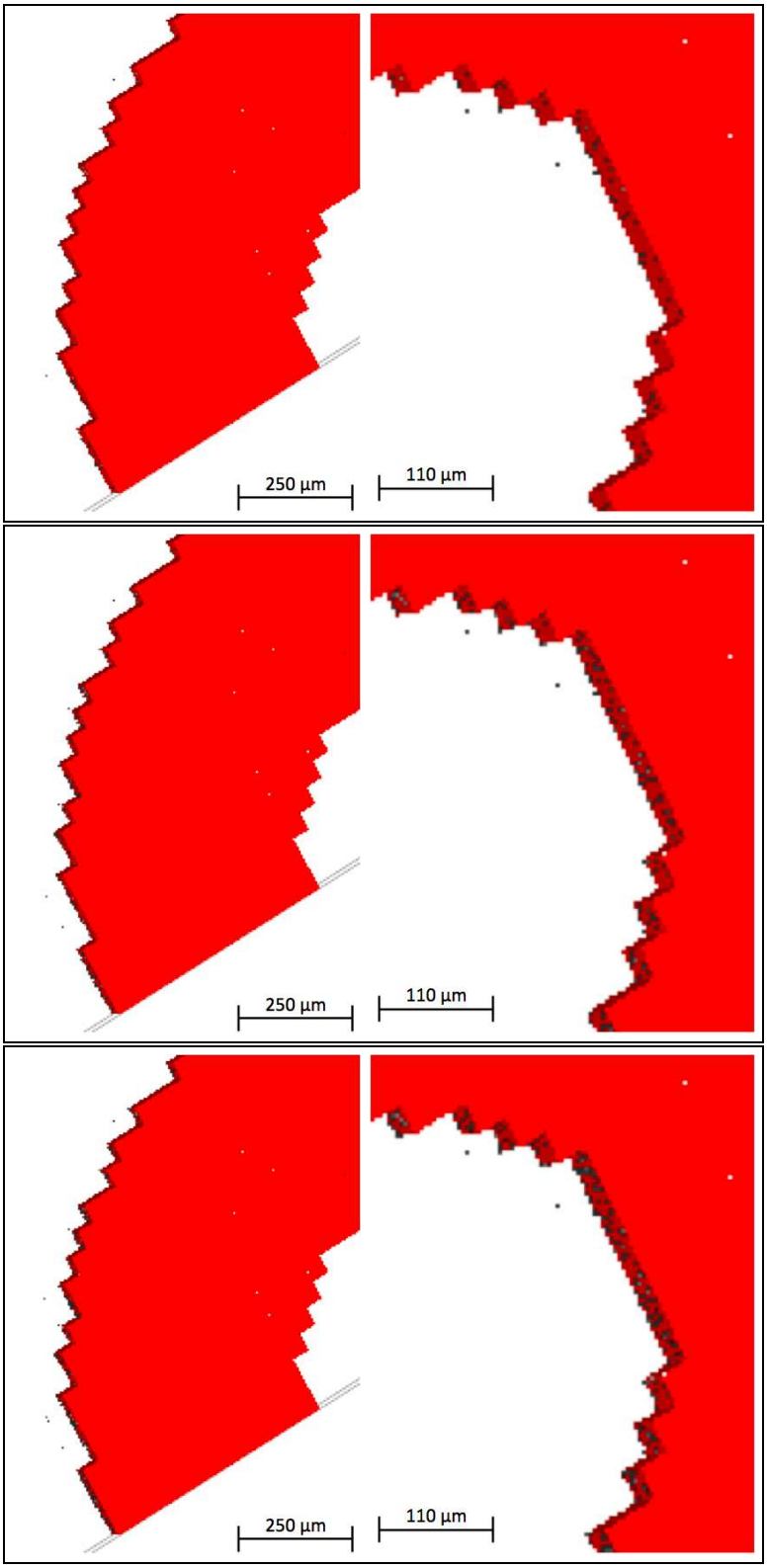

FIGURE 4.22 – Visualisation du colmatage en haut et en fond de pli.

Dans l'hypothèse où les particules sont parfaitement sphériques et monodispersées, il est possible de calculer la masse déposée sur le pli et par conséquent, la masse surfacique permettant la comparaison avec les résultats expérimentaux. À titre d'exemple, 25000 particules simulées avec GeoDict équivalent à 10 mg déposée sur le filtre de 0,42 m^2, ce qui correspond à environ 1500 fois moins de particules que pour un degré de colmatage égal à 2. Le tableau 4.4 présente, pour chaque degré de colmatage atteint expérimentalement, la masse surfacique, la masse correspondante pour un pli 2D, le nombre de particules, le nombre de *batchs* de 2500 particules et la capacité de stockage prédite. Ce dernier paramètre est compris entre deux valeurs, selon que les fichiers des trajectoires des particules soient conservés ou non.

Tableau 4.4 – Prédiction du nombre de particules à simuler en vue d'approcher les degrés de colmatage obtenus expérimentalement.

exp.	masse surfacique ($g.m^{-2}$)	masse/pli 2D (mg)	nb. particules (10^6)	nb. *batchs* (2500 part.)	stockage (Go)
$2\Delta P_0$	$38,21$	$0,081$	$38,9$	> 15500	150 à 2300
$3\Delta P_0$	$64,83$	$0,137$	$65,9$	> 26300	260 à 3900
$4\Delta P_0$	$95,67$	$0,202$	$97,3$	> 38900	390 à 5800
$8\Delta P_0$	$164,45$	$0,347$	$167,2$	> 66800	670 à 5800
$18\Delta P_0$	$259,07$	$0,547$	$263,4$	> 105300	1000 à 15000

4.2.4 Conclusion

Becker [2012] a montré que GeoDict donne lieu à d'excellentes prédictions de l'efficacité et de l'évolution de la perte de charge à l'échelle des médias fibreux. À l'échelle du filtre, à laquelle les expériences de colmatage sont réalisées, les caractéristiques dépendent de la géométrie plissée. Sachant qu'il est impossible de simuler le phénomène de filtration à cette dimension, les développeurs du code ont choisi de modéliser l'échelle intermédiaire, à savoir le pli. Si les résultats au niveau de la résolution des écoulements semblent cohérents, ils le sont nettement moins concernant la filtration. Ce dernier point est en cours de développement par l'équipe de Math2Market en collaboration avec l'ITWM [Wiegmann, 2012a], le rapport d'échelle impose néanmoins l'utilisation d'un nombre de particules considérable nécessitant une capacité de calcul et de stockage des données très importante.

4.3 Conclusion et perspectives sur le comportement des filtres plissés au cours du colmatage

Si les filtres à fibres plissés sont largement utilisés aujourd'hui dans le domaine du traitement de l'air, la compréhension du phénomène de colmatage propre à cette géométrie est encore incomplète. Parallèlement aux études numériques, notre approche expérimentale a consisté à visualiser le dépôt de particules et le colmatage *in situ*. Elle repose sur les techniques d'imagerie médicale, combinant la tomographie d'émission monophotonique et la tomographie aux rayons X. La localisation du dépôt préférentiel initial nous a permis de relier les conditions opératoires aux caractéristiques de l'écoulement, tout en conservant l'intégrité du média filtrant. De la même manière, la localisation de la couche supérieure de particules dans des filtres précolmatés devait permettre de déterminer l'influence du degré de colmatage sur l'écoulement. Si les résultats obtenus sur la localisation du dépôt préférentiel initial sont encourageants, notamment en regard des simulations d'écoulement réalisées avec GeoDict, ceux issus des acquisitions sur les filtres précolmatés sont à prendre avec prudence. Dans l'idée de poursuivre avec cette technique expérimentale, il est nécessaire d'apporter un certain nombre d'amélioration au banc de mesure et à la génération de l'aérosol radioactif. L'utilisation d'un traceur radioactif et des techniques de visualisation choisies imposent des exigences en terme de temps et de radioprotection justifiant la mobilité vers la plateforme. Il est à noter que cette mobilité vers une unité travaillant habituellement sur le vivant implique un certain nombre de contraintes.

La conception d'un modèle prédictif permettant l'estimation de la durée de vie d'un filtre plissé est rendue très difficile à cause du large domaine de conditions opératoires et des caractéristiques géométriques des plis. L'utilisation d'un code de calcul, bien qu'inévitable en vue d'une étude paramétrique, est également compliquée car le rapport d'échelle impose une capacité de calcul et de stockage des données très importante. Si l'acquisition d'un calculateur plus puissant est nécessaire, il est indispensable de continuer à travailler en collaboration avec les développeurs de GeoDict afin d'améliorer les modules concernant les plis. À titre d'exemple, on sait que l'écoulement dans les plis dépend de la perméabilité du média. GeoDict ne permet cependant pas de prendre en compte l'étape de filtration en profondeur alors que cette dernière peut éventuellement modifier la résistance locale. La poursuite des travaux sur les voxels poreux à perméabilité variable pourraient permettent de prendre en compte des valeurs de perméabilité différentes en fonction de la position dans le pli et ainsi rendre compte de l'inhomégéité du dépôt. On peut également imaginer, en substitution ou en parallèle des particules sphériques primaires, la simulation de la filtration d'agglomérats ou d'agrégats. La validation expérimentale *in situ* reste très difficile compte tenu du rapport d'échelle entre le filtre et le dépôt. Des premiers essais sur l'utilisation du rayonnement synchrotron sont en cours.

Conclusion générale et perspectives

L'objet de ce travail était de contribuer à l'amélioration des connaissances du phénomène de colmatage, dans le cas particulier de la filtration d'un aérosol solide de taille micronique, par des médias plissés Très Haute Efficacité. Ces derniers sont en effet très employés dans le domaine du traitement de l'air car ils offrent, à encombrement équivalent, une surface de filtration, et par conséquent une efficacité d'épuration, largement supérieure aux filtres plans. La géométrie plissée implique cependant une augmentation de la résistance aéraulique dans les zones plissées du média ainsi que la contraction de l'écoulement en amont, entraînant une variation locale du champ de vitesse. Ces singularités peuvent provoquer, lors de la filtration, un dépôt non-homogène, modifiant localement la perméabilité, ce qui donne lieu à une augmentation importante de la perte de charge au cours du colmatage.

Prédire le comportement des filtres plissés, en fonction des conditions opératoires, des caractéristiques de l'aérosol et du média, est indispensable aux développement industriels. Ainsi la conception de modèles prédictifs fait l'objet de nombreuses recherches depuis plusieurs dizaines d'années. Elle permet en outre d'appréhender les phénomènes physiques sous-jacents. Comme nous l'avons montré dans le premier chapitre, où les modèles d'écoulement, propres aux médias fibreux plans et plissés, vierges ou en présence de colmatage sont développés, la construction d'un modèle de colmatage exhaustif n'est pas encore abouti, compte tenu du grand nombre de paramètres. L'utilisation d'un outil numérique, ainsi que des mesures sur des filtres plissés parfaitement caractérisés, ont été envisagées afin de couvrir une gamme très large de paramètres. Notre choix s'est porté sur le code GeoDict, présenté dans le second chapitre, car ce logiciel offre de larges possibilités. Il permet, dans une même interface, de créer des structures représentatives des médias, de résoudre les écoulements en milieux poreux et de visualiser le transport des particules dans l'écoulement ainsi que le phénomène de filtration. L'utilisation d'un logiciel relativement récent, et encore peu éprouvé, implique cependant un manque de vérification expérimentale. Un de nos objectifs a donc été de le confronter à des systèmes bien connus afin de le valider.

Les simulations d'écoulement à travers un large éventail de microstructures fibreuses nous ont permis de comparer les valeurs de perméabilité obtenus numériquement avec les données expérimentales provenant de filtres plans bimodaux bien caractérisés. Cette confrontation justifie une validation du code, dans les gammes de vitesse et de propriétés des médias typiques. L'acquisition rapide de données numériques a également permis de tester différentes corrélations analytiques. Les modèles ont ainsi été classifiés d'une manière originale, qui optimise leur utilisation. Une perspective intéressante consisterait à extrapoler la méthode pour étudier des médias composés d'une distribution de fibres ou encore pour prédire les propriétés des médias constitués de fibres de formes autre que cylindrique. GeoDict permet notamment la création de fibres à lobes ou elliptiques, intéressantes au point de vu de leur surface spécifique, et dont le développement intéresse les industriels [Vroman *et al.*, 2011].

Nous avons également montré que la création des microstructures était une étape primordiale, en amont de la résolution de l'écoulement. La question de la représentativité de la géométrie, avec entre autre, l'ajustement des paramètres d'anisotropie, se pose constamment. Une technique envisagée, en collaboration avec l'ITWM, consiste à utiliser la microscopie électronique à balayage pour prendre des clichés d'un média dans et à travers le plan afin de déterminer une valeur des paramètres d'anisotropie. L'algorithme est basé sur le couplage de deux clichés et la reconnaissance des niveaux de gris associés à l'orientation de chaque fibre [Wiegmann *et al.*, 2011]. Une autre technique, plus intéressante mais également plus délicate à mettre en œuvre, est désormais envisageable suite au développement d'un module permettant l'intégration de mi-

crotomographies dans GeoDict. Les capacités de l'association de cette technique avec le code de calcul laissent entrevoir une justesse de la représentativité ainsi qu'un gain de temps important pour la conception de médias poreux à propriétés contrôlées.

L'étude suivante, dédiée pour sa partie numérique à l'écoulement dans un pli poreux particulier, a permis de confronter GeoDict avec le code CFD Fluent. L'utilisation parallèle des deux logiciels nous autorise tout d'abord à reconnaître un environnement plus simple et plus conviviale dans GeoDict. L'intégration des étapes de création et de maillage des microstructures en facilite grandement l'utilisation. Les valeurs de perte de charge, résultantes des simulations associant l'écoulement de Stokes et le *porous jump* avec Fluent et la résolution du modèle de Stokes-Brinkman dans GeoDict, sont extrêmement proches. Compte-tenu de la robustesse avérée de Fluent, ces résultats justifient une validation complémentaire du code. En revanche, les résultats divergent lors de la prise en compte des effets inertiels. L'approfondissement de cet aspect de l'étude consisterait à utiliser le module d'exportation de GeoDict afin de réaliser l'ensemble des simulations sur une structure de pli poreux identique. Concernant l'optimisation des propriétés de la microstructure générée, la prise en compte de valeurs de perméabilité anisotrope au niveau de la couche poreuse ainsi que l'intégration d'un modèle d'orientation des fibres, souvent préférentielle dans les zones plissées, sont envisageable. Bien qu'assez complexe en pratique, il est en effet possible de modifier les fichiers créés par GeoDict afin de considérer ces paramètres.

Des expériences de perméation, réalisées sur un filtre plissé THE particulier, nous ont permis de confirmer l'apparition des effets inertiels dans l'écoulement, même pour de faibles vitesses de filtration, inférieures à 5 cm.s^{-1}. L'apparition de tourbillons a également été observée lorsque que l'écoulement de Navier-Stokes-Brinkman est résolu avec GeoDict ; provoquant une répartition de l'écoulement plus homogène sur l'ensemble de la surface de filtration. Ces résultats sont encourageants et demandent à être confirmés sur d'autres géométries de pli afin de réaliser une étude numérique exhaustive. Nos expérimentations ont également permis de développer un modèle semi-empirique de perte de charge, basé sur le modèle de Callé-Chazelet *et al.* [2007], avec une prise en compte adaptée des effets inertiels. Une perspective expérimentale consisterait à tester ce modèle pour une large gamme de médias et de géométries plissées.

Parallèlement aux études numériques, un banc expérimental, permettant l'étude de la filtration d'aérosol par un filtre THE mini-plis et dédié à la visualisation du phénomène, a été développé. Notre approche, permettant une visualisation *in situ*, afin de ne pas modifier la structure tridimensionnelle du dépôt de particules, repose sur des techniques d'imagerie médicale. Ainsi la combinaison de la tomographie d'émission monophotonique et de la tomographie aux rayons X a été employée pour déterminer la position du dépôt d'un aérosol marqué avec du ^{99m}Tc.

Les premiers résultats obtenus concernent la localisation du dépôt préférentiel initial. Ils nous ont permis de relier les conditions opératoires aux caractéristiques de l'écoulement. Leur interprétation indique que l'allure de l'écoulement dépend de la résistivité du média puisque dans les zones où cette dernière est plus importante, les quantités de traceur sont significativement moins importantes. De plus, l'augmentation de la vitesse de filtration conduit à une distribution plus homogène du traceur sur l'ensemble de la hauteur des plis et donc à un arrangement plus uniforme de l'écoulement. Cette conclusion est encourageante, notamment vis-à-vis des simulations d'écoulement réalisées avec GeoDict. Notre objectif initial était de réaliser une étude complète de l'influence de la vitesse de filtration et de la distribution granulométrique de l'aérosol généré sur la zone de dépôt préférentielle. Néanmoins le choix de la technique expérimentale envisagée

ne nous a pas permis de mener à terme l'étude. Une grande difficulté à maîtriser le générateur d'aérosol a limité les expériences de reproductibilité. Il ne nous a, par exemple, pas été possible de produire des particules de taille supérieure à 1 micromètre de diamètre. L'amélioration de cet aspect de l'étude implique de maîtriser la composition et l'activité de l'éluat de technétium, ce qui suppose que les doses soient générées spécialement. L'optimisation de la phase de condensation du DEHS, par exemple par la mise en place d'une ventilation ou d'un bain de refroidissement, peut également être envisagée afin de produire des particules microniques. Des expériences de taux de marquage, par séparation de phase et techniques chromatographiques seraient également nécessaires pour valider qualitativement le marquage des aérosols générés.

Dans un second temps, la localisation de la couche supérieure de particules dans des filtres précolmatés devait permettre de visualiser la dynamique du dépôt et de déterminer l'influence du degré de colmatage sur l'écoulement. Nos résultats ont montré un écart important entre les valeurs de perte de charge avant l'étape de génération de l'aérosol radioactif et les valeurs relevées à la fin du colmatage. La manœuvre d'arrêt puis de reprise de la ventilation conduit à une déstructuration du gâteau, se traduisant par une résistance à l'écoulement moins importante. Les résultats issus des analyses tomographiques montrent, quand à elles, que le degré de colmatage n'aurait pas d'influence sur la position de la couche supérieure du dépôt de particules. Du fait que la croissance du gâteau n'est pas homogène, certaines zones ne sont pas obstruées et constituent des canaux d'écoulement préférentiel pour l'aérosol marqué. Un certain nombre d'analyses complémentaires sont en cours, elles consistent à considérer les intensités moyennes des volumes d'intérêt créés suivant la direction du pas de pli. Le couplage avec les données issues des volumes d'intérêt créés suivant la direction de la hauteur de pli permettra de cartographier plus précisément le dépôt.

En conclusion l'utilisation d'un code de calcul, bien qu'inévitable en vue d'une étude paramétrique, est très compliquée en filtration car le rapport d'échelles impose une capacité de calcul et de stockage des données très importante. Si GeoDict donne lieu à d'excellentes prédictions de l'efficacité et de l'évolution de la perte de charge au cours du colmatage à l'échelle des médias fibreux [Becker, 2012], nous avons montré que les simulations réalisées à l'échelle du pli sont très éloignées de la réalité. Ce dernier point est en cours de développement par l'équipe de Math2Market [Wiegmann, 2012a]. L'acquisition d'un calculateur plus puissant est nécessaire et en cours, il est également indispensable de continuer à travailler en collaboration avec les développeurs de GeoDict afin d'améliorer les modules concernant les plis. À titre d'exemple, la poursuite des travaux sur les voxels poreux à perméabilité variable pourraient permettent de prendre en compte des valeurs de perméabilité différentes en fonction de la position dans le pli et ainsi rendre compte de l'inhomégéité du dépôt. On peut également imaginer la simulation de la filtration d'agglomérats ou d'agrégats. La validation expérimentale *in situ* reste très difficile compte tenu du rapport d'échelle entre le filtre et le dépôt. Des premiers essais sur l'utilisation du rayonnement synchrotron sont en cours. Avant d'imaginer une étude complète, une perspective intéressante consisterait, dans une premier temps, à tester la faisabilité de cartographier le dépôt d'un aérosol connu en topographie aux rayons X.

Bibliographie

AFNOR (2009). Filtres à air à très haute efficacité et filtres à air à très faible pénétration (HEPA et ULPA). *NF EN 1822-1,*.

Amans, J. et Ferretti, G. (2002). *La Tomographie médicale : Imagerie morphologique et imagerie fonctionnelle*, chapitre La tomographie X médicale, pages 33–56. Hermès Science.

Appert-Collin, J.-C., Mailfert, E., Contal, P., Callé, S. et Bémer, D. (2001). Filtration des aérosols solides microniques et submicroniques sur médias plans : Influence de la vitesse de filtration. *In Proc. 17eme Congrès Français sur les Aérosols, (Paris, France).*

Bailly, D. (2009). *Vers une modélisation des écoulements dans les massifs très fissurés de type karst : étude morphologique, hydraulique et changement d'échelle.* Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse.

Baléo, J., Subrenat, A. et Cloirec, P. L. (2000). Numerical simulation of flows in air treatment devices using activated carbon cloths filters. *Chem. Eng. Sci.*, 55(10):1807–1816.

Bardin-Monnier, N., Gervais, P.-C., Poussier, S., Karcher, G. et Thomas, D. (2012a). Study of aerosol deposit in pleated filter via single-photon emission computed tomography and numerical simulation. *In Ventilation (Paris, France).*

Bardin-Monnier, N., Gervais, P.-C. et Thomas, D. (2012b). 2d-simulation of depth filtration in pleated filter. *In World filtration congress* 11 *(Graz, Autriche)*, page 72.

Batchelor, G. (1967). *An introduction to the fluid dynamics.* Cambridge University Press.

Becker, J. (29 et 30 octobre 2012). Prediction of filter efficiency and life time in different regimes. *In GeoDict User Meeting.*

Bémer, D., Callé, S., Thomas, D., Simon, X. et Appert-Collin, J. (2006). Filtration des aérosols - performances des médias filtrants. *Hygiènes et sécurité du travail - Cahiers de notes documentaires*, ND 2241(202):7–21.

Benmachou, K. (2005). *Étude et modélisation du colmatage d'un filtre plissé.* Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse.

Bergman, W., Taylor, R., Miller, H., Bierman, A., Hebard, H., DaRoza, R. et Lum, B. (1978). Enhanced filtration program at lawrence livermore laboratory. A progress report. *In Proc. 15th DOE Nuclear Air Cleaning Conf. (Boston, Massachusetts).*

Bouilloux, L. (2006). BADORIS, document de synthèse relatif à une barrière technique de sécurité (BTS), filtres à très haute efficacité (THE). *Base de données sur les Barrières Techniques de Sécurité, INERIS.*

Bouilloux, L., Artous, S., Laborde, J. et Norvez, O. (2003). Modélisation du colmatage des filtres THE industriels par des aérosols solides. *In Proc. 19eme Congrès Français sur les Aérosols, (Paris, France).*

Brady, J.-F. (1984). Flow development in a porous channel and tube. *Phys. Fluids*, 27:1061–1067.

Briand, A., Laborde, J. et Mocho, V. (1998). Influence de la vitesse de filtration sur le colmatage de filtre the plissés pour différents types d'aérosols. *In Proc. 14eme Congrès Français sur les Aérosols, (Paris, France).*

Brinkman, H. (1949). A calculation of the viscous force exerted by a flowing fluid on a dense swarm of particles. *Applied Scientific Research*, 1:27–34.

Brown, R. et Thorpe, A. (2001). Glass-fiber filters with bimodal fiber size distribution. *Powder Technoly*, 118(1-2):3–9.

Buckingham, E. (1914). On physically similar systems ; illustrations of the use of dimensional equations. *Phys. Rev.*, 4:345–376.

Buvat, I. et Darcourt, J. (2002). *La Tomographie médicale : Imagerie morphologique et imagerie fonctionnelle*, chapitre La tomographie d'émission monophotonique, pages 101–121. Hermès Science.

Cai, Q. (1993). A study of air filter flow by computational fluid dynamics. Mémoire de D.E.A., School of mechanical and aerospace engineering, Oklahoma State University.

Callé, S. (2000). *Étude des performances des media filtrants utilisés en dépoussièrage industriel.* Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraire.

Callé-Chazelet, S., Thomas, D., Rémy, J., Artous, S. et Bouilloux, L. (2007). Performances de filtration des filtres plissés. *In Récents progrès en génie des procédés (Paris, France)*, numéro 96. SFGP.

CamfilFarr (13 août 2012). Camfil farr, produits et services. *http ://www.camfilfarr.fr/Produits_et_Services [en ligne].*

Carman, P. (1956). *Flow of gases through porous media.* Academic Press, New York.

Charvet, A., Gonthier, Y., Bernis, A. et Gonze, E. (2008). Filtration of liquid aerosols with a horizontal fibrous filter. *Chemical Engineering Research and Design*, 86(6):569–576.

Charvet, A., Gonthier, Y., Gonze, E. et Bernis, A. (2010). Experimental and modelled efficiencies during the filtration of a liquid aerosol with a fibrous medium. *Chemical Engineering Science*, 65(5):1875–1886.

Chen, D., Pui, D. H. et Liu, B. H. (1993). Numerical study and optimization of pleated gas filters. *In IES 39th annual technical meeting (Las Vegas, Nevada).*

Chen, D., Pui, D. H. et Liu, B. H. (1995). Optimization of pleated filter designs using a finite-element numerical model. *Aerosol Sci. Technol.*, 23(4):579–590.

Cheng, L., Rief, S., Wiegmann, A., Adler, J., Mammitzsch, L. et Petasch, U. (2012). Simulation of soot filtration on the nano-, micro- and meso-scale. *In World filtration congress* 11 *(Graz, Autriche)*.

Clague, S. et Phillips, R. (1997). A numerical calculation of the hydraulic permeability of three dimensional disordered fibrous media. *Physics of Fluids*, 9(6):1562–1572.

Comiti, J., Sabiri, N. et Montillet, A. (2000). Experimental characterization of flow regimes in various porous media III : limit of Darcy's or creeping flow regime for Newtonian and purely viscous non-Newtonian fluids. *Chemical Engineering Science*, 55(15):3057–3061.

Darcy, H. (1856). *Les fontaines publiques de la ville de Dijon*. Dalmont, France.

Davies, C. (1952). The separation of airborne dust and mist particles. *Proc. Institution of Mechanical Engineers, Part B : Journal of Engineering Manufacture*, 1B:185–198.

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

Del Fabbro, L. (2001). *Modélisation des écoulements d'air et du colmatage des filtres plissés par des aérosols solides*. Thèse de doctorat, Université Paris XII.

Del Fabbro, L., Laborde, J., Merlin, P. et Ricciardi, L. (2002). Air flows modelling and pressure drop modelling for different pleated industrial filters. *Filt. Sep.*, 39(1):35–40.

Drummond, J. et Tahir, M. (1984). Laminar viscous flow through regular arrays of parallel solid cylinders. *International Journal of Multiphase Flow*, 10(5):515 – 540.

Dullien, F. (1989). *Introduction to industrial gas cleaning*. Academic Press, San Diego.

EDANA (18 juillet 2012). European disposables and nonwovens association. *http ://www.edana.org/content/default.asp ?PageID=51 [en ligne]*.

Forchheimer, P. (1901). Wasserbewegung durch boden. *Z. Vereines Deutscher Ingenieure*, 45:1736–1741 et 1781–1788.

Forthomme, A. (2012). *Caractérisation du comportement des aérosols microbiens dans les réseaux de ventilation d'exapces occupés*. Thèse de doctorat, Université de Nantes, Angers, Le Mans.

Fotovati, S., Hosseini, S., Tafreshi, H. V. et Pourdeyhimi, B. (2011). Modeling instantaneous pressure drop of pleated thin filter media during dust loading. *Chemical Engineering Science*, 66(CES-D-11-00420):4036–4046.

Fotovati, S., Tafreshi, H. V., Ashari, A., Hosseini, S. et Pourdeyhimi, B. (2010a). Analytical expressions for predicting capture efficiency of bimodal fibrous porous media. *Journal of Aerosol Science*, 41(3):295–305.

Fotovati, S., Tafreshi, H. V. et Pourdeyhimi, B. (2010b). Influence of fiber orientation distribution on performance of aerosol filtration media. *Chemical Engineering Science*, 65: 5285–5293.

Frising, T., Gujisaite, V., Thomas, D., Callé, S., Bémer, D., Contal, P. et Leclerc, D. (2004). Filtration of solid and liquid aerosol mixtures : Pressure drop evolution and influence of solid/liquid ratio. *Filtration & Separation*, 41(2):37–39.

Frising, T., Thomas, D., Bémer, D. et Contal, P. (2005). Clogging of fibrous filters by liquid aerosol particles : Experimental and phenomenological modelling study. *Chemical Engineering Science*, 60(10):2751–2762.

GeoDict (17 septembre 2012b). Geodict gallery. *http ://www.geodict.com/gallery [en ligne].*

GeoDict (2012a). Geodict 2012 user guide, flowdict. Fraunhofer Institut Techno- und Wirtschaftsmathematik.

Gervais, P.-C., Bardin-Monnier, N. et Thomas, D. (2010). Détermination numérique de la perte de charge de filtres constitués d'un mélange binaire de fibres. *In Proc. 10eme Journées d'Étude sur les Milieux Poreux (Nancy, France)*, pages 15–16.

Gervais, P.-C., Bardin-Monnier, N. et Thomas, D. (2011a). Estimation de la perte de charge de médias non-tissés composés de mélanges binaires de fibres. *In Proc. 26eme Congrès Français sur les Aérosols (Paris, France)*, page 29.

Gervais, P.-C., Bardin-Monnier, N. et Thomas, D. (2011b). Pressure drop numerical modeling of fibrous media with bimodal fiber size distribution. *In Proc. 3rd International Conference on Porous Media, (Bordeaux, France).*

Gervais, P.-C., Bardin-Monnier, N. et Thomas, D. (2012a). Permeability modeling of fibrous media with bimodal fiber size distribution. *Chemical Engineering Science*, 73(0):239–248.

Gervais, P.-C., Poussier, S., Bardin-Monnier, N., Karcher, G. et Thomas, D. (2012b). Aerosol deposit characterization in pleated filter via single-photon emission computed tomography. *In World filtration congress* 11 *(Graz, Autriche)*, page G27.

Geryes, T. (2009). *Étude expérimentale et numérique de la dégradation de la mesure nucléaire d'aérosols radioactifs prélevés avec des filtres de surveillance.* Thèse de doctorat, Université Paris Est.

Green, J. et Margerison, D. (1978). *Statistical treatment of experimental data.* Elsevier, Amsterdam.

Guérin, L. (2007). *Étude d'une nouvelle architecture de gamma caméra à base de semi conducteur CdZnTe/CdTe.* Thèse de doctorat, Université d'Angers.

Guyon, É., Hulin, J.-P. et Petit, L. (2001). *Hydrodynamique physique.* EDP Sciences.

Happel, J. (1959). Viscous flow relative to arrays of cylinders. *AIChE Journal*, 5(2):174–177.

Hettkamp, P. (2011). Simulation and measurement of dust loading of pleated air filter. *In Proc. 24th AFS Conf. (Louiseville, USA).*

Hettkamp, P., Kasper, G. et Meyer, J. (2012). Influence of geometric and kinetic parameters on the performance of pleated filters. *In World filtration congress* 11 *(Graz, Autriche)*, page G27.

Hutten, I. M. (2007). *Handbook of nonwovens filter media.* Elsevier Science.

ISO 14644 (1999). *Extrait de la norme internationnal ISO 14644 : Salles propres et environnements maîtrisés apparentés.*

Jackson, G. et James, D. (1986). The permeability of fibrous porous media. *Canadian Journal of Chemical Engineering*, 64(3):364–374.

Jaganathan, S., Tafreshi, H. V. et Pourdeyhimi, B. (2008). On the pressure drop prediction of filter media composed of fibers with bimodal diameter distributions. *Powder Technology*, 181(1):89–95.

Joubert, A. (2009). *Performances des filtres plissés à très haute efficacité en fonction de l'humidité relative de l'air*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraire.

Kozeny, J. (1927). Über kapillare leitung des wassers im boden. *Sitzungsberichte der Akademie der Wissenschaften in Wien*, 136:271–306.

Landau, L. et Lifshitz, E. (1987). *Fluid Mechanics* 2nd *edition*, volume 6 of Course of Theoritical Physics. Elsevier.

Letourneau, P., Mulcey, P. et Vendel, J. (1990). Aerosol penetration inside HEPA filtration media. *In Proc. 21st DOE Nuclear Air Cleaning Conf. (San Diego, Californie).*

Letourneau, P., Renaudin, V. et Vendel, J. (1991). Effects of the particles penetration inside the filter medium on the HEPA filter pressure drop. *In Proc. 22nd DOE Nuclear Air Cleaning Conf. (Denver, Colorado).*

Loughborough, D. (1990). The dust loading capacity of hepa filter. *In Proc. 21st DOE Nuclear Air Cleaning Conf. (San Diego, Californie).*

Lücke, T. et Fissan, H. (1996). The predicting of filtration performance of high efficiency gas filter elements. *Chem. Eng. Sci.*, 51(8):1199–208.

Mattern, K. et Deen, W. (2008). Mixing rules for estimating the hydraulic permeability of fiber mixtures. *AIChE Journal*, 54(1):32–41.

Merlin, P., Artous, S., Laborde, J. et Mocho, V. (2000). Influence de la vitesse de filtration sur le colmatage en milieu gazeux d'un médium filtrant plan par des aérosols solides. *In Proc. 16eme Congrès Français sur les Aérosols, (Paris, France).*

NancyCloTEP (8 octobre 2012). Qu'est-ce que Nancyclotep ? *http ://nancyclotep.demo.inist.fr/spip.php ?article696 [en ligne].*

Nassehi, V., Hanspal, N., Waghode, A., Ruziwa, W. et Wakeman, R. (2005). Finite-element modelling of combined free/porous flow regimes : simulation of flow through pleated cartridge filters. *Chem. Eng. Sci*, 60(4):995 – 1006.

American Society of Mechanical Enginneers (1994). *Code on Nuclear Air and Gas Treatment*. ASME AG-1.

BD biosciences (15 août 2012). HEPA filter in the in the bioprotect IV. *http ://www.bdbiosciences.com/instruments/bioprotect/index.jsp [en ligne].*

Kanwal Enterprises (15 août 2012). *http ://www.kanwalenterprises.com/full-images/pusher-bar-pleating-machine-961624.jpg [en ligne].*

Memento sur les pertes de charge (1986). Collection Direction des études et recherches d'Électricité de France. I.E. IDEL'CIK.

USA Department of Defense (1956). *Filters units, Protective clothing, Gaz-mask components and related products : performance test methods.* MIL-STD-282, Test method standard.

USA Department of Defense (1957a). *Filter, Medium, Fire-Resistant, High-Efficiency.* MIL-F-51079.

USA Department of Defense (1957b). *Filters, Particulate (High-Efficiency Fire Resistant).* MIL-F-51068.

Novick, V., Higgins, P., Dierkschiede, B., Abrahamson, C., Richardson, W., Monson, P. et P.E.Ellison (1990). Efficiency and mass loading caracteristics of a typical HEPA filter media material. *In Proc. 21st DOE Nuclear Air Cleaning Conf. (San Diego, Californie).*

Novick, V., Monson, P. et Ellison, P. (1992). The effect of solid particle mass loading on the pressure drop of HEPA filters. *J. Aerosol Sci.*, 23(6):657–665.

Oxarango, L., Schmitz, P. et Quintard, M. (2004). Laminar flow in channels with wall suction or injection : a new model to study multi-channel filtration systems. *Chem. Eng. Sci.*, 59(5):1039–1051.

Park (1986). On the determination of functions from their integral values along certain manifolds. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, MI-5(4):170–176.

Patankar, S. et Spalding, D. (1972). A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15(10):1787 – 1806.

Payatakes, A. C. (1977). Model of transient aerosol particle deposition in fibrous media with dendritic pattern. *AIChE Journal*, 23:192–202.

Payatakes, A. C. et Tien, C. (1976). Particle deposition in fibrous media with dendrite-like pattern. a preliminary model. *J. Aerosol Sci.*, 7:85–100.

Payen, J. (2009). *Étude et développement de structures fibreuses nontissées dédiées à la filtration de particules fines dans l'air.* Thèse de doctorat, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis.

Payet, S. (1991). *Filtration stationnaire et dynamique des aérosols liquides submicroniques.* Thèse de doctorat, Université Paris XII.

Pénicot-Bauge, P. (1998). *Étude de la performances des filtres à fibres lors de la filtration d'aérosols liquides ou solides submicroniques.* Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraire.

Poon, W. et Liu, B. (1997). Dust loading behavior of engine and general purpose air cleaning filters. *SAE Technical Paper 970676.*

Poon, W., Liu, B. et Bugli, N. (1996). Fractional efficiency and particle mass loading characteristics of engine air filters. *SAE Technical Paper 96MJA382.*

Raber, R. (1982). Pressure drop optimization and dust capacity estimation for a deep-pleated industrial air filter using small sample data. *In World filtration congress* III *(Wilmington, Delaware)*, pages 52–59.

Rebaï, M. (2007). *Analyse et modélisation du colmatage d'un filtre filtré au sein d'un filtre à air plissé.* Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraire.

Rebaï, M., Prat, M., Meireles, M., Schmitz, P. et Baclet, R. (2009). Clogging modeling in pleated filters for gas filtration. *Chem. Eng. Res. Des.*, 88(4A):476–486.

Rebaï, M., Prat, M., Meireles, M., Schmitz, P. et Baclet, R. (2010). A semi-analytical model for gas flow in pleated filters. *Chem. Eng. Sci.*

Renoux, A. et Boulaud, D. (1998). *Les aérosols - Physique et métrologie.* Lavoisier.

Rief, S., Latz, A. et Wiegmann, A. (2006). Research note : Computer simulation of air filtration including electric surface charges in three-dimensional fibrous microstructures. *Filtration*, 6(2):169–172.

Robert, C. (2010). *Optimisation de l'architecture HiSens, une nouvelle architecture de gamma-caméra CdZnTe haute sensibilité pour l'imagerie clinique.* Thèse de doctorat, Université Paris XI, Paris Sud.

Sakano, T., Otani, Y., Namiki, N. et Emi, H. (2000). Particle collection of medium performance air filters consisting of binary fibers under dust loaded conditions. *Separation and Purification Technology*, 19(1-2):145–152.

Schladitz, K., Peters, S., Reiner-Bitzer, D., Wiegmann, A. et Ohser, J. (2006). Design of acoustic trim based on geometric modelling and flow simulation for non-wowen. *Computation Materials Science*, 38(1):56–66.

Schulz, V., Becker, J., Wiegmann, A., Mukherjee, P. et Wang, C. (2007). Modeling of two-phase behavior in the gas diffusion medium of pefcs via full morphology approach. *Journal of the Electrochemical Society*, 154(4):B419–B426.

Seguin, D., and. J Comiti, A. M. et Huet, F. (1998). Experimental characterization of flow regimes in various porous media II : Transition to turbulent regime. *Chemical Engineering Science*, 53(22):3897–3909.

Spielman, L. et Goren, S. (1968). Model for predicting pressure drop and filtration efficiency in fibrous media. *Environmental Sciences & Technology*, 2(4):279–287.

Spurny, K. (1997). On the history of air filters and aerosol filtration. *Journal of Aerosol Science*, 28, Supplement 1(0):S391 – S392.

SSFilters (13 août 2012). SS Filters Pvt. Ltd., produits et services. *http ://www.filtercartridge-housing.com/ [en ligne].*

Subrenat, A., Bellettre, J. et Cloirec, P. L. (2003). 3-d numerical simulations of flows in a cylindrical pleated filter packed with activated carbon cloth. *Chem. Eng. Sci*, 58(22):4965 – 4973.

Tafreshi, H. V., Rahman, M. A., Jaganathan, S., Wang, Q. et Pourdeyhimi, B. (2009). Analytical expressions for predicting permeability of bimodal fibrous porous media. *Chemical Engineering Science*, 64(6):1154–1159.

Tahir, M. et Tafreshi, H. V. (2009). Influence of fiber orientation on the transverse permeability of fibrous media. *Physics of Fluids*, 21(8):083604.

TEBBUT, C. (1995). Computational fluid dynamic model of flow through air filter pleats. Mémoire de D.E.A., School of mechanical and aerospace engineering, Oklahoma State University.

THOMAS, D. (2001). Étude de la filtration des aérosols par des filtres à fibres. *Mémoire d'habilitation à diriger les recherches.*

THOMAS, D., CONTAL, P., RENAUDIN, V., PÉNICOT, P., LECLERC, D. et VENDEL, J. (1998). Modelling pressure drop in HEPA filters during dynamic filtration. *J. Aerosol Sci.*, 30(2):235–246.

THOMAS, D., PAYEN, J., CHAZELET, S., GERVAIS, P.-C., BARDIN-MONNIER, N., APPERT-COLLIN, J.-C., PERWUELZ, A., VROMAN, P. et LEWANDOWSKI, M. (2010). Pressure drop of fibrous media with bimodal fiber size distribution. *In Proc. European Conference on Fluid Particle Separation (Lyon, France).*

THOMAS, D., PENICOT, P., CONTAL, P., LECLERC, D. et VENDEL, J. (2001). Clogging of fibrous filters by solid aerosol particles. experimental and modelling study. *Chem. Eng. Sci.*, 56(11):3549–3561.

VASCHY, A. (1892). Sur les lois de similitude en physique. *Annales Télégraphiques*, 19:25–28.

VICKERY, C. (1997a). Air filter pleat flow simulations with monte-carlo particle deposition. *In Proc. of DETC Conf. (Sacramento, Californie).*

VICKERY, C. (1997b). Air filter pleat flow simulations with particle deposition. *In Advancing filtration solutions. American Filtration & Separation Society.*

VROMAN, P., DUMONT, P.-J.-J., BLOCH, J.-F., du ROSCOAT, S. R. et ORGEAS, L. (2011). Développement de media fibreux synthétiques de filtration des aérosols : mise en œuvre de fibres spéciales. *In Journées SF^{2}P sur les séparations gaz-particules : Du laboratoire aux applications industrielles - 15 & 16 juin, Nancy.*

WADSWORTH, L. C. (18 juillet 2012). Materials science and engineering 554, nonwovens science and technology ii. *hhttp ://web.utk.edu/ mse/Textiles/ [en ligne].*

WALSH, D. (1996). Recent advances in the understanding of fibrous filter behaviour under solid particle load. *Filtr. Sep.*, 33(6):501–506.

WALSH, D. et STENHOUSE, J. (1997). The effect of particle size, charge, and composition on the loading characteristics of an electrically active fibrous filter material. *J. Aerosol Sci.*, 28(2):307–321.

WERNER, R. et CLARENBURG, L. (1965). Aerosol filters. pressure drop across single-component glass fiber filters. *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development*, 4(3): 288–293.

WIEGMANN, A. (2009). Toward predicting filtration and separation : Challenges & progress. *In Filtech Conference.*

WIEGMANN, A. (2012b). Modelling and simulation of filtration processes - a practitioner's overview. *In World filtration congress* 11 *(Graz, Autriche)*, page KN4.

WIEGMANN, A. (29 et 30 octobre 2012a). Closing and outlook session. *In GeoDict User Meeting.*

Wiegmann, A., Becker, J., Cheng, L., Glatt, E. et Rief, S. (2011). GeoDict : A software-centered approach to the simulation of thin porous media and their properties. *In Proc. 3rd International Conference on Porous Media, (Bordeaux, France).*

Wiegmann, A., Cheng, L., Glatt, E., Iliev, O. et Rief, S. (2009). Design of pleated filters by computing simulation. Rapport technique, Fraunhofer ITWM, Kaiserslautern, Allemagne.

Wiegmann, A., Rief, S. et Latz, A. (2005). Virtual material design and air filtration simulation techniques inside geodict and filterdict. *In Proc. Annual Conference of American Filtration & Separation Society (Atlanta, USA).*

Wiegmann, A., Rief, S. et Latz, A. (2006a). Computer models of nonwoven geometry and filtration simulation. *In Proc. International Nonwovens Technical Conference (Houston, USA).*

Wiegmann, A., Rief, S. et Latz, A. (2006b). Geodict and filterdict : Software for the virtual material design of new filter media. *In Proc. New Developments in Filtration Technology (Loughborough, Angleterre).*

Yu, H. et Goulding, C. (1992). Optimized ultra high efficiency filter for high-efficiency industrial combustion turbines. *In International gas turbine and aeroengine congress and exposition, ASME (Cologne, Allemagne).*

Annexes

A

Description mathématique des écoulements : les équations de conservation

Sommaire

A.1 Théorème de transport de Reynolds 168
A.2 Expression de la conservation de la masse 169
A.3 Expression de la conservation de la quantité de mouvement 169
A.3.1 L'équation d'Euler 170
A.3.2 L'équation de Navier-Stokes 170
A.3.3 L'équation de Stokes 171

La démarche d'une résolution par simulation numérique est souvent identique quelle que soit le domaine et elle peut être décrite par les étapes suivantes :

1. Il s'agit de décrire un problème physique continu par un modèle mathématique continu : c'est la mise en équations du problème. D'une manière générale, toutes les équations qui doivent être résolues peuvent être écrites sous la forme d'équations de transport, communément appelée équation d'advection-diffusion :

$$\underbrace{\frac{\partial \rho}{\partial t}\phi}_{\textit{effet instationnaire}} + \underbrace{\vec{\nabla}\cdot(\rho\phi\vec{v})}_{\textit{transport advectif}} = \underbrace{\vec{\nabla}\cdot\left(D\vec{\nabla}(\phi)\right)}_{\textit{transport diffusif}} + \underbrace{S_\phi}_{\textit{"sources"}} \tag{A.1}$$

   Avec D, le coefficient de transport diffusif. Pour différentes valeurs de la variable ϕ, ce bilan de flux conduit à la conservation de la masse ($\phi = 1$), à l'équation de la chaleur ($\phi = h$), à la loi de Fick ($\phi = c$), à l'équation de Navier-Stokes ($\phi = \vec{v}$),...
2. Le domaine de calcul est discrétisé en s'appuyant sur une méthode numérique. Ce découpage en éléments infinitésimaux, typiquement des éléments de surface ou de volume, implique une redéfinition et une approximation de la géométrie du domaine ainsi que la définition des conditions aux frontières.
3. Les opérateurs différentiels de la formulation continue sont approximés à l'aide de schémas numériques. Ces derniers définissent la formulation algébrique du problème discret et permettent d'établir un algorithme de résolution.
4. L'algorithme est ensuite codé afin d'être exécuté sur une station de calcul permettant d'obtenir la solution approchée du problème initial.

Les phénomènes considérés en mécanique des fluides sont macroscopiques ; ainsi un fluide (liquide ou gaz), à l'échelle d'intérêt, est perçu comme un milieu continu, c'est l'hypothèse de continuité. Chaque petit élément de volume est toujours supposé assez grand pour contenir un nombre important de molécules. Lorsque l'on parle d'élément de volume infiniment petit ou de particule fluide, on considère l'élément petit comparé au volume du corps mais grand comparé aux distances entre les molécules [Batchelor, 1967].

On décrit mathématiquement l'état d'un fluide en mouvement par les moyennes de fonctions qui donnent la distribution de la vitesse du fluide $\vec{v}$ et de deux quantités thermodynamiques concernant le fluide ; à savoir la pression p et la densité ρ. Toutes ces quantités sont fonctions des coordonnées d'espace (x, y, z) à un temps donné t. Un autre principe nécessaire est que tous ces champs sont dérivables. Les équations sont issues des principes de bases de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Pour cela, on utilise le théorème de transport de Reynolds [Landau et Lifshitz, 1987].

A.1 Théorème de transport de Reynolds

Ce théorème est une relation intégrale qui énonce que, la somme des changements d'une grandeur intensive notée ϕ, indépendante de la quantité de matière et définie sur un volume de contrôle Ω doit être égale à la somme des gains (et/ou pertes) à travers les frontières du volume et de ce qui a été créé (et/ou consommé) par des sources (et/ou puits) à l'intérieur de ce volume. Mathématiquement, cela est décrit par l'équation (A.2) :

$$\frac{d}{dt}\int_{\Omega} \phi \; dV = -\int_{\partial\Omega} \phi \; \vec{v} \; d\vec{A} - \int_{\Omega} Q \; dV \tag{A.2}$$

Où $\vec{v}$ est le champ de vitesse et Q représente les sources et les puits. Le théorème de divergence de Green-Ostrodragski peut être appliqué à l'intégrale de surface pour la changer en intégrale de volume :

$$\frac{d}{dt}\int_{\Omega} \phi \; dV = -\int_{\Omega} \vec{\nabla} \cdot (\phi\vec{v}) \; dV - \int_{\Omega} Q \; dV \tag{A.3}$$

En appliquant la règle de Leibniz de dérivation puis en combinant les intégrales de volumes, on obtient finalement :

$$\int_{\Omega} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\phi\vec{v}) + Q \right) \; dV = 0 \tag{A.4}$$

L'intégrale doit être égale à zéro pour n'importe quel volume de contrôle, ceci ne peut seulement être vrai si la fonction à intégrer elle-même est nulle, de sorte que :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\phi\vec{v}) + Q = 0 \tag{A.5}$$

A.2 Expression de la conservation de la masse

En considérant la masse par l'intermédiaire de la densité ρ et en supposant l'absence de sources et de puits de masse ($Q = 0$), l'équation (A.5) permet d'écrire :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho\vec{v}) = 0 \tag{A.6}$$

En développant le terme divergence, on obtient finalement l'équation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \; (\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}(\rho) = 0 \tag{A.7}$$

Dans le cas de fluides incompressibles (ρ constante), l'équation (A.7) devient simplement :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0 \tag{A.8}$$

Soit, pour un champ de vecteurs vitesses $\vec{v} = (u, v, w)$, en coordonnées cartésiennes :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \tag{A.9}$$

A.3 Expression de la conservation de la quantité de mouvement

En considérant la quantité de mouvement ($\rho\vec{v}$), l'équation (A.5) permet d'écrire :

$$\frac{\partial (\rho\vec{v})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot ((\rho\vec{v})\vec{v}) + Q = 0 \tag{A.10}$$

A.3.1 L'équation d'Euler

L'équation d'Euler résulte de l'expression du terme source pour les fluides idéaux. le développement du produit tensoriel $\vec{v} \otimes \vec{v}$ permet d'exprimer l'équation (A.10) sous la forme :

$$Q = \rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} \right) \tag{A.11}$$

En remplaçant l'expression de la dérivée matérielle, on obtient :

$$Q = \rho \frac{D\vec{v}}{dt} \tag{A.12}$$

D'autre part, le terme source correspond à la force qui s'exerce sur la masse de volume de fluide. Si on ne tient pas compte des processus de dissipation d'énergie qui peuvent se produire dans un fluide en mouvement en conséquence de la friction interne et des échanges de chaleur, la force totale agissant sur un volume Ω dans le fluide est donnée par l'intégrale de la pression sur l'ensemble de sa surface de frontière $\partial\Omega$. Le théorème de Green-Ostrogradski permet de transformer l'intégrale de surface en intégrale de volume et on obtient finalement :

$$Q = -\int_{\partial\Omega} p \; d\vec{A} = -\int_{\Omega} \vec{\nabla}(p) dV \tag{A.13}$$

Par conséquent, on voit qu'une force $-\vec{\nabla}(p)$ agit par unité de volume de fluide. Le principe fondamental de la dynamique permet d'écrire :

$$\rho \frac{D\vec{v}}{dt} = -\vec{\nabla}(p) \tag{A.14}$$

Les expressions (A.12) et (A.14) permettent de déterminer le terme Q. En substituant ce dernier dans l'équation (A.11), on obtient l'équation d'Euler :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} = -\frac{1}{\rho}\vec{\nabla}(p) \tag{A.15}$$

A.3.2 L'équation de Navier-Stokes

L'équation de Navier-Stokes résulte de l'expression du terme source pour les fluides visqueux. Contrairement à l'écoulement des fluides idéaux, lors des écoulements de fluides visqueux, on ne peut pas négliger les effets de dissipation énergétique. Ces processus sont le résultat d'une irréversibilité thermodynamique de l'écoulement due à la friction interne et aux échanges de chaleur. La force qui s'exerce sur la masse de volume de fluide peut être décomposée en deux termes. Le premier, $\vec{\nabla} \cdot \vec{\sigma}$, résulte des forces de contraintes et le second, des forces extérieures. L'équation (A.11) devient alors :

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} \right) = \vec{\nabla} \cdot \vec{\sigma} + \vec{f} \tag{A.16}$$

$\vec{\sigma}$ est le tenseur des contraintes ; il est symétrique de rang 2 :

$$\sigma_{ij} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \tag{A.17}$$

Avec σ les contraintes normales et τ, les contraintes de cisaillement. Ce tenseur peut se décomposer en une somme de deux tenseurs : la pression isostatique et le tenseur des contraintes déviatorique $\mathbb{T}$. Ce dernier correspond aux contributions des contraintes anisotropes. Cela s'écrit sous forme matricielle :

$$\sigma_{ij} = -\begin{pmatrix} p & 0 & 0 \\ 0 & p & 0 \\ 0 & 0 & p \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \sigma_{xx}+p & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_{yy}+p & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_{zz}+p \end{pmatrix} = -p\mathbb{I} + \mathbb{T} \tag{A.18}$$

Avec p, la pression et $\mathbb{I}$, la matrice identité. L'équation de Navier-Stokes s'écrit alors sous sa forme la plus générale :

$$\rho\left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v}\cdot\vec{\nabla})\vec{v}\right) = -\vec{\nabla}(p) + \vec{\nabla}\cdot\mathbb{T} + \vec{f} \tag{A.19}$$

Le tenseur des contraintes $\mathbb{T}$ est alors exprimé à partir de considérations sur le comportement visqueux des fluides. La formulation pour les fluides newtoniens découle d'une observation faite par Newton et qui suppose que la vitesse d'un fluide en mouvement est nulle dans la zone de contact avec un solide. Ainsi le gradient de vitesse au sein du fluide entraîne des contraintes de cisaillement τ, proportionnelles à la viscosité de ce dernier :

$$\tau = \mu\vec{\nabla}\cdot\vec{v} \tag{A.20}$$

De plus, trois hypothèses ont été formulées par Stokes :
- le fluide est isotrope,
- $\mathbb{T}$ est une fonction linéaire des taux de déformation,
- au repos, $\vec{\nabla}\cdot\mathbb{T} = 0$.

On trouve finalement l'expression du tenseur des contraintes $\mathbb{T}$ et l'équation de Navier-Stokes s'écrit alors, dans le cas d'un fluide newtonien :

$$\rho\left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v}\cdot\vec{\nabla})\vec{v}\right) = -\vec{\nabla}(p) + \mu\left(\Delta\vec{v} + \frac{1}{3}\vec{\nabla}(\vec{\nabla}\cdot\vec{v})\right) + \vec{f} \tag{A.21}$$

Elle peut se simplifier, dans le cas de fluides incompressibles, grâce à l'expression de l'équation de continuité (A.8) :

$$\rho\left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v}\cdot\vec{\nabla})\vec{v}\right) = -\vec{\nabla}(p) + \mu\Delta\vec{v} \tag{A.22}$$

A.3.3 L'équation de Stokes

Il est possible, en première approximation, d'évaluer l'ordre de grandeur des termes inertiels et visqueux dans l'équation précédente. Si la vitesse caractéristique du fluide est U, et si l'échelle typique de variation de la vitesse ou du système est L, alors :

- le terme inertiel peut s'écrire en ordre de grandeur :

$$\rho\left((\vec{v}\cdot\vec{\nabla})\vec{v}\right) \sim \frac{\rho U^2}{L} \tag{A.23}$$

- le terme visqueux :

$$\mu\Delta\vec{v} \sim \frac{\mu U}{L^2} \tag{A.24}$$

Le terme inertiel pourra donc être négligé si :

$$\frac{\rho U^2}{L} \ll \frac{\mu U}{L^2} \tag{A.25}$$

$$\frac{\rho U L}{\mu} \ll 1 \tag{A.26}$$

On reconnaît l'expression du nombre de Reynolds, caractérisant les régimes d'écoulements. Ainsi lorsqu'un fluide newtonien et incompressible s'écoule à faible vitesse en régime permanent (Reynolds < 1), les effets visqueux dominent sur les effets inertiels. Son écoulement est alors régi par une version simplifiée de l'équation de Navier-Stokes : l'équation de Stokes, dans laquelle le terme inertiel est absent :

$$\mu \Delta \vec{v} = \vec{\nabla}(p) \tag{A.27}$$

B

Calculs et considérations géométriques sur les médias fibreux

Sommaire

B.1 Calcul de la longueur spécifique **174**
B.2 Calcul de la surface spécifique de couche fibreuse **174**
B.3 Expression de r à partir du modèle basé sur la longueur spécifique des fibres **175**

B.1 Calcul de la longueur spécifique

Dans le cas de matériaux fibreux composés de fibres de diamètre d_i et de longueur L_i, la longueur spécifique L_v correspond à la longueur totale de fibres divisée par le volume de media fibreux (V_f) :

$$L_v = \frac{\sum_{i=1}^{n} L_i}{V_f} \tag{B.1}$$

La fraction de volume solide des fibres d'un diamètre d_i, α_i, est donnée par la relation suivante :

$$\alpha_i = \frac{\pi L_i d_i^2}{4V_f} \tag{B.2}$$

On peut ainsi exprimer la longueur L_i :

$$L_i = \frac{4\alpha_i V_f}{\pi d_i^2} \tag{B.3}$$

En injectant l'expression de L_i (B.3) dans la formule de L_v (B.1), on obtient :

$$L_v = \frac{4}{\pi} \sum_{i=1}^{n} \frac{\alpha_i}{d_i^2} \tag{B.4}$$

Dans le cas d'un mélange de fibres, la fraction de volume solide des fibres de diamètre d_i est proportionnelle à la fraction de volume totale de média fibreux α :

$$\alpha_i = Y_i \alpha \tag{B.5}$$

où Y_i est la fraction volumique de fibres de diamètre d_i. On obtient finalement l'expression de la longueur spécifique d'un mélange fibreux :

$$L_v = \frac{4\alpha}{\pi} \sum_{i=1}^{n} \frac{Y_i}{d_i^2} \tag{B.6}$$

B.2 Calcul de la surface spécifique de couche fibreuse

Dans le cas de matériaux fibreux composés de fibres de diamètre d_i et de longueur L_i, la surface spécifique de couche fibreuse a correspond à la surface totale de fibres divisée par le volume de media fibreux (V_f) :

$$a = \frac{\sum_{i=1}^{n} \pi L_i d_i}{V_f} \tag{B.7}$$

En injectant l'expression de L_i (B.3) dans la formule de a (B.7), on obtient :

$$a = 4 \sum_{i=1}^{n} \frac{\alpha_i}{d_i} \tag{B.8}$$

En utilisant la fraction de volume solide de fibres de diamètre d_i (B.5), on obtient finalement l'expression de la surface spécifique d'un mélange fibreux :

$$a = 4\alpha \sum_{i=1}^{n} \frac{Y_i}{d_i} \tag{B.9}$$

B.3 Expression de r à partir du modèle basé sur la longueur spécifique des fibres

En utilisant l'expression de Davies (3.14) pour estimer la perte de charge et la loi de Darcy (3.1), on trouve une expression de la perméabilité :

$$k = \frac{1}{64\alpha^{\frac{3}{2}} \left(\sum_{i=1}^{n} \frac{Y_i}{d_i}\right)^2 (1 + 56\ \alpha^3)} \tag{B.10}$$

Connaissant k et l'expression de la perméabilité adimensionnelle de Davie Davies [1952], on exprime le carré du rayon des fibres grâce à l'expression (3.2) :

$$r^2 = \frac{1}{4\left(\sum_{i=1}^{n} \frac{Y_i}{d_i}\right)^2} \tag{B.11}$$

Dans le cas bimodal ($i = e$ et c),

$$r = \frac{r_e r_f}{Y_e \cdot r_f + Y_f \cdot r_e} \tag{B.12}$$

On exprime la fraction massique des fibres en fonction de la fraction numérique :

$$Y_e = \frac{n_e \cdot d_e^2}{n_e \cdot d_e^2 + n_f \cdot d_f^2} \tag{B.13}$$

Finalement :

$$r = \frac{n_e r_e^2 + n_f r_f^2}{n_e r_e + n_f r_f} \tag{B.14}$$

C

Images résultantes des couplages des acquisitions en TEMP et rayons X

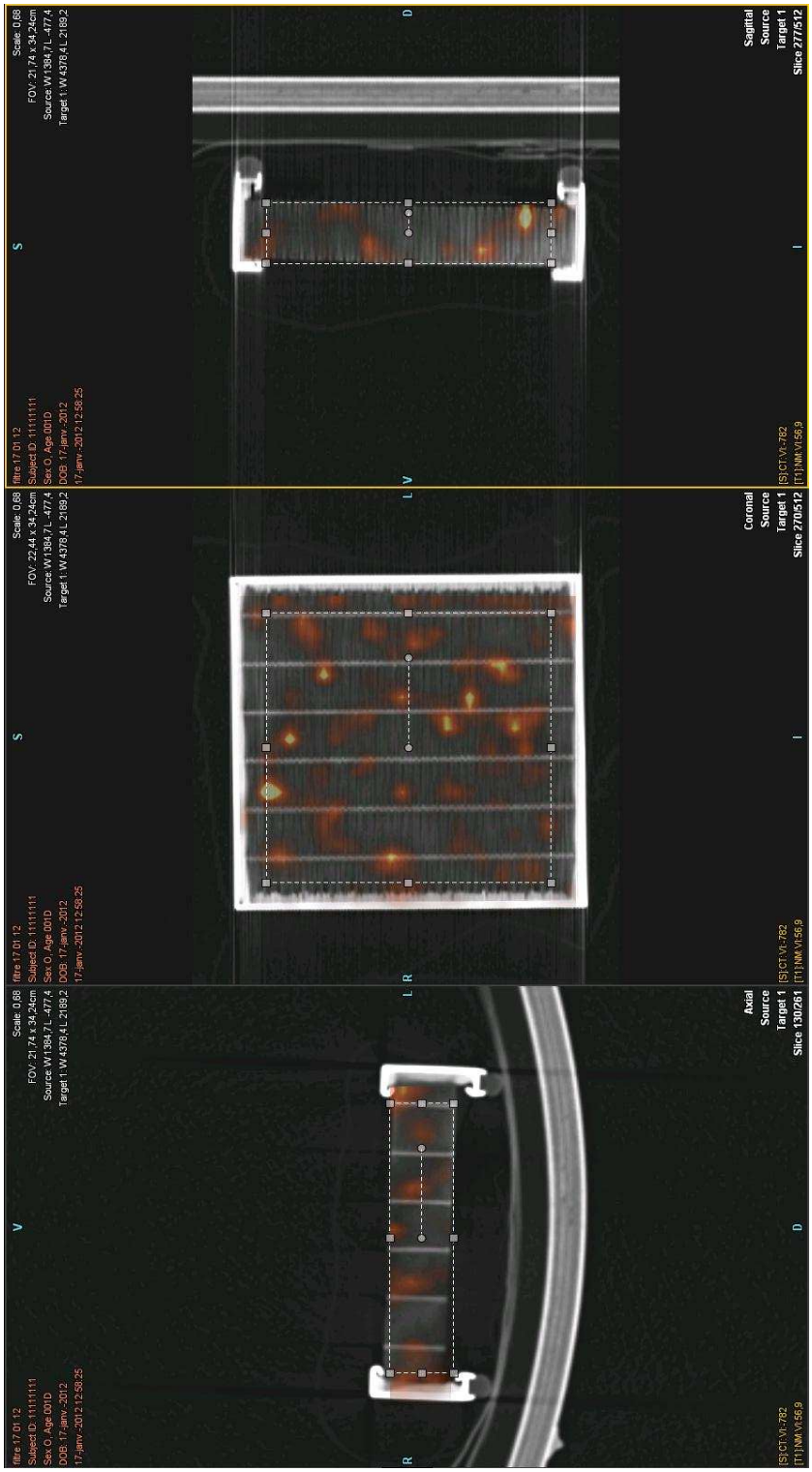

FIGURE C.1 – Couplage TEMP et Rayons X, $U = 4,7cm.s^{-1}$, $d_p = 0,4\mu m$.

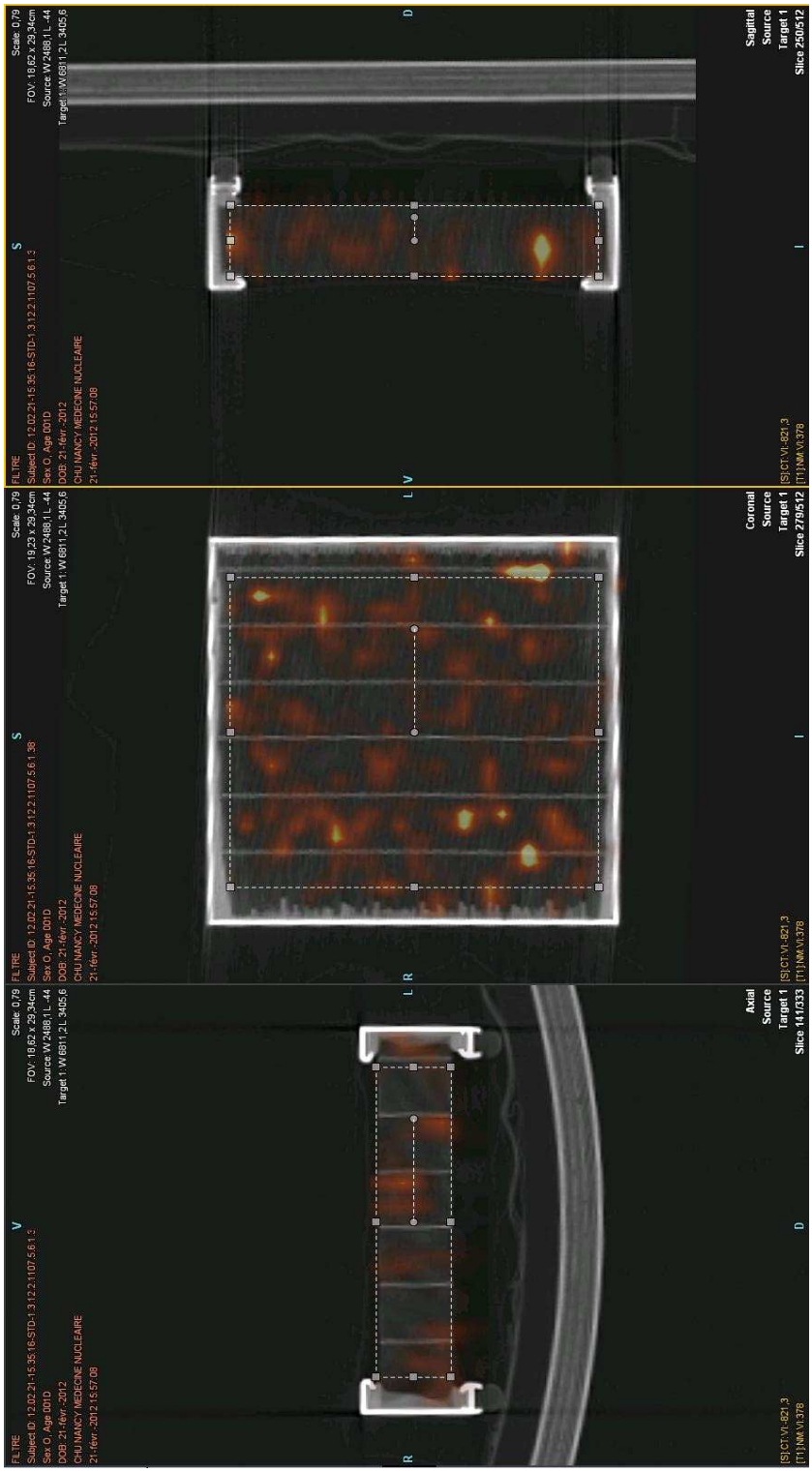

FIGURE C.2 – Couplage TEMP et Rayons X, $U = 2,5cm.s^{-1}$, $d_p = 0,3\mu m$.

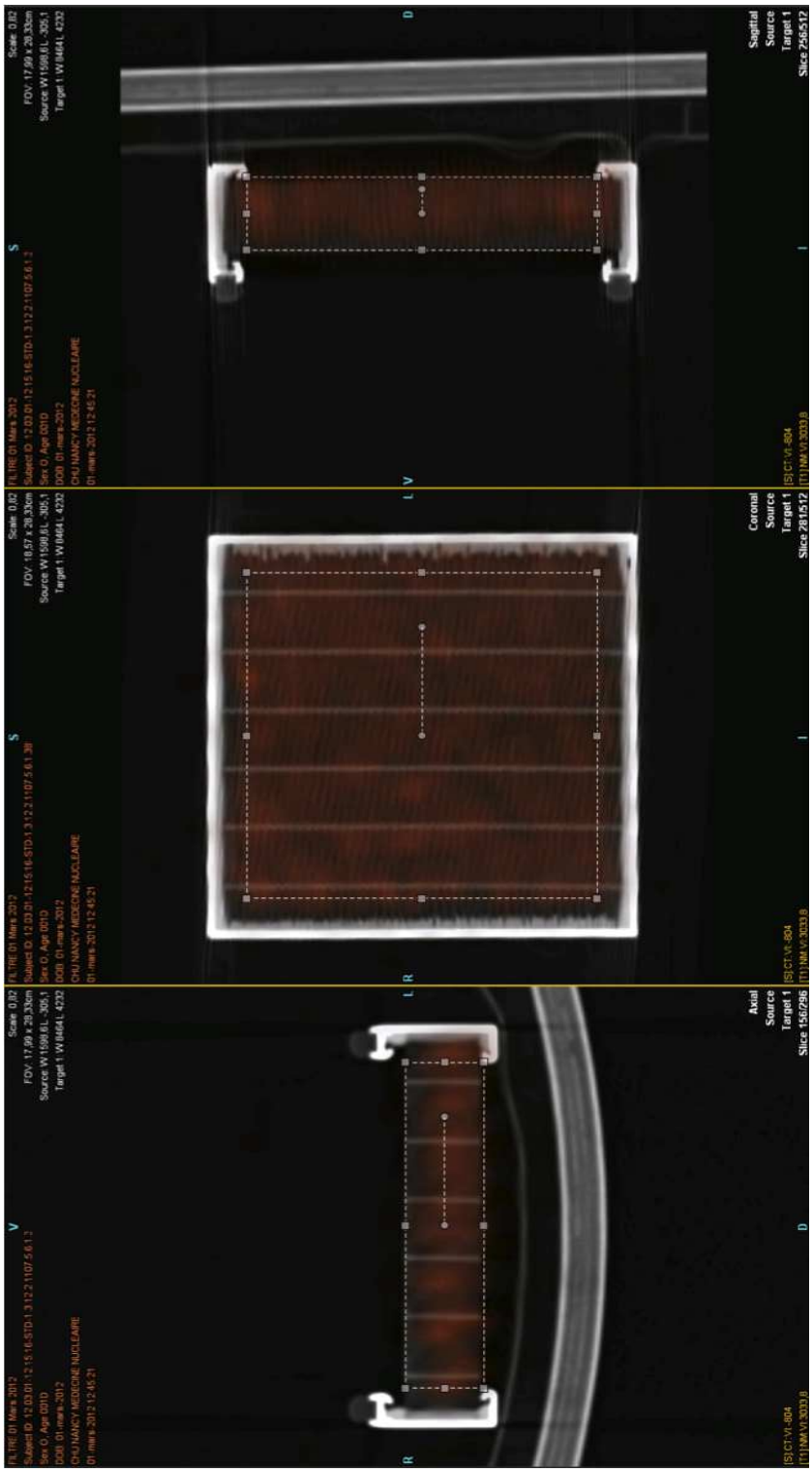

FIGURE C.3 – Couplage TEMP et Rayons X, $U = 1,6cm.s^{-1}$, $d_p = 0,5\mu m$.

D

Photographies de la surface des filtres après l'étape de colmatage

FIGURE D.1 – Photographie du filtre colmaté jusque $2\Delta P_0$.

FIGURE D.2 – Photographie du filtre colmaté jusque $3\Delta P_0$.

FIGURE D.3 – Photographie du filtre colmaté jusque $4\Delta P_0$.

FIGURE D.4 – Photographie du filtre colmaté jusque $8\Delta P_0$.

FIGURE D.5 – Photographie du filtre colmaté jusque $18\Delta P_0$.

Résumé

L'utilisation de filtres plissés dans le domaine du traitement de l'air est extrêmement fréquente en raison de leur simplicité d'utilisation et de maintenance. Néanmoins, au cours du colmatage, la perte de charge augmente considérablement avec le dépôt de particules. Par conséquent le débit de filtration n'est plus maintenu et une détérioration des médias peut se produire. Il est essentiel de caractériser cette évolution en fonction des conditions opératoires pour mieux concevoir ces équipements. Les travaux ont consisté en une étude expérimentale de l'influence des conditions opératoires sur la géométrie du dépôt par des observations en Tomographie d'Émission MonoPhotonique. Une approche numérique a consisté, dans un premier temps, en une étude de la perméabilité de médias bien caractérisés afin de valider le code GeoDict. Dans un deuxième temps, une étude de la vitesse de l'air a été entreprise sur les médias plissés. La confrontation des résultats numériques avec les données expérimentales nous a permis une validation du code dans les gammes de propriétés des médias et de vitesses typiques. Concernant les médias bimodaux, l'acquisition rapide de données a permis de tester différentes corrélations analytiques afin de classifier les modèles existants d'une manière qui facilite leur utilisation. Si les résultats expérimentaux obtenus sur la localisation du dépôt préférentiel initial dans les filtres plissés sont encourageants, notamment vis-à-vis des simulations d'écoulement réalisées avec GeoDict, ceux issus des acquisitions sur les filtres précolmatés sont à prendre avec prudence et suggèrent d'apporter un certain nombre d'amélioration à notre technique.

Mots-clés: filtre plissé, aérosol solide, colmatage, modèle de perméabilité, GeoDict, Tomographie d'Émission MonoPhotonique

Abstract

Pleated filters are widely used in air treatments because of the advantageous effective surface to overall dimension ratio they offer. Their major drawback though resides in their reduced lifetime which still needs to be controlled. Indeed, when clogging, the pressure drop considerably increases, the filtration flow is then no longer maintained which might lead to the deterioration of the media. It is then crucial to characterize the evolution of the pressure drop under operating conditions in order to best design these equipments. Part of our work consisted in studying how the operating conditions influence the geometry of the deposit. To do so, we used Single-Photon Emission Computed Tomography (SPECT), a non-destructive imaging technique that keeps intact the particle structuring. The visualization of aerosol deposit at the beginning of the filtration process allows observing preferential particle deposition on the whole height of the pleat. A numerical approach was used to study the permeability of bimodal fibrous media and we experimentally studied the local velocity as well as the biphasic flow inside pleated filter media. Comparison between experiments and simulations allowed us to validate the Geodict code for a wide range of media properties and velocities. Regarding bimodal fibrous media, the fast data acquisition has allowed testing several existing models which resulted in classifying them in a unique way. If the experimental results on the initial deposition in pleated filters are encouraging, those related to beforehand clogging point to several improvements regarding the technique we used.

Keywords: pleated filter, solid aerosol, clogging, permeability modeling, GeoDict, Single-Photon Emission Computed Tomography