



HAL
open science

Dépôt sec des aérosols submicroniques sur une surface liquide en mouvement

Nevenick Calec

► **To cite this version:**

Nevenick Calec. Dépôt sec des aérosols submicroniques sur une surface liquide en mouvement. Sciences de l'ingénieur [physics]. Aix-Marseille Université, 2013. Français. NNT : 2013AIXM4770 . tel-04341689

HAL Id: tel-04341689

<https://irsn.hal.science/tel-04341689v1>

Submitted on 13 Dec 2023

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.

UNIVERSITE AIX-MARSEILLE

Thèse

Présentée pour obtenir le titre de
Docteur de l'Université Aix-Marseille

École Doctorale : Sciences Pour l'Ingénieur
Spécialité : Mécanique, Physique, Micro et Nanoélectronique

par

CALEC NEVENICK

DEPOT SEC DES AEROSOLS SUBMICRONIQUES SUR UNE SURFACE LIQUIDE EN MOUVEMENT

Thèse dirigée par Fabien ANSELMET
co-dirigée par Patrick BOYER

Soutenue le 2 décembre 2013 devant le Jury composé de :

GEHIN	Evelyne	<i>Professeur, Université Paris-Est Créteil</i>	Rapporteur
BOULAUD	Denis	<i>Ingénieur de Recherche HDR, IRSN</i>	Rapporteur
BRUNET	Yves	<i>Directeur de Recherche, INRA</i>	Examinateur
BERGOUGNOUX	Laurence	<i>Maître de Conférences HDR, IUSTI</i>	Examinatrice
MAILLIAT	Alain	<i>Professeur, École Centrale Marseille</i>	Examinateur
ANSELMET	Fabien	<i>Professeur, École Centrale Marseille, IRPHE</i>	Directeur
BOYER	Patrick	<i>Ingénieur de Recherche, IRSN</i>	Co-directeur
AMIELH	Muriel	<i>Chargée de Recherche CNRS, IRPHE</i>	Invitée
BRANGER	Hubert	<i>Chargé de Recherche CNRS, IRPHE</i>	Invité



Provence-Alpes-Côte d'Azur

*Tous droits de traduction, de reproduction et d'adaptation
réservés pour tous les pays.*

© Éditions *Caléo*, 2014

Ce mémoire contient :

Table des matières : niveaux un à deux

Remerciements

Introduction

DEPOT SUR L'EAU

[chapitres I – V]

chaque chapitre contient :

Table des matières : niveaux deux à quatre

Références bibliographiques

Conclusion

Annexes

Nomenclature

Table des illustrations des figures et des tableaux

Notes

Résumé

林子大了，什么鸟都有

Table des matières

Introduction	1
Préambule	1
Contexte	1
Problématiques	2
Objectif de l'étude	3
Démarche	5
Présentation du mémoire	6
Références du chapitre « Introduction »	7
I. État de l'art théorique	8
I.1. Généralités sur les aérosols	11
I.2. Dépôt des aérosols et transferts atmosphériques	15
I.3. Mécanismes contributeurs au dépôt sec des aérosols	18
I.4. Écoulement de l'air sur l'eau	34
I.5. Caractérisation de la surface liquide	42
I.6. Caractérisation du grossissement hygroscopique à l'équilibre	47
I.1. Caractérisation de l'agglomération	61
I.2. Conclusion sur l'état de l'art théorique	64
Références du chapitre I	64
II. État de l'art des données et modèles existants sur l'eau	69
II.1. Synthèse des données existantes sur l'eau	70
II.2. Principes des modèles de dépôt sec sur l'eau	81
II.3. Synthèse des modèles existants	92
Références du chapitre II	104
III. Matériel et méthode	108
III.1. Paramètres d'intérêts pour mesurer et modéliser la vitesse de dépôt	110
III.2. La soufflerie et son canal	110
III.3. Traceur aérosol d'uranine	115
III.4. Synthèse du protocole expérimental	126
III.5. Caractérisation de l'écoulement de l'air	128
III.6. Caractérisation de la surface des vagues	134
III.7. Caractérisation de l'hygrométrie et de la température	136
III.8. Similitudes du dispositif	137
Références du chapitre III	143
IV. Résultats expérimentaux	145
IV.1. Conditions sans courant d'eau	147
IV.2. Conditions co-courant d'eau ($U_{\text{eau}} = 0,12 \text{ m.s}^{-1}$)	150
IV.3. Conditions contre-courant d'eau ($U_{\text{eau}} = - 0,12 \text{ m.s}^{-1}$)	153

IV.4. Conditions mi co-courant d'eau ($U_{\text{eau}} = 0,06 \text{ m.s}^{-1}$)	156
IV.5. Conditions mi contre-courant d'eau ($U_{\text{eau}} = - 0,06 \text{ m.s}^{-1}$)	159
IV.6. Synthèse des résultats	162
V. Modélisation de la vitesse de dépôt	171
V.1. Modélisation de la vitesse de dépôt	172
V.2. Application du modèle et confrontation aux résultats expérimentaux	178
Références du chapitre V	187
Conclusion et perspectives	188
Perspectives	191
Références du chapitre « Conclusion »	193
Annexe	A
A. Couches limites atmosphériques	C
B. Générateur de d'aérosols pneumatique	J
C. Granulométrie	K
D. Spectro-fluorimètre	M
E. Complément sur l'humidité relative	P
F. Résultats du projet de recherche exploratoire	R
G. Anémométrie à fil chaud	S
Références des Annexes	U
Nomenclature	- 1 -
Table des illustrations	- 4 -
Notes	- 8 -

Remerciements

C'est avec joie que je présente aux lecteurs cette œuvre scientifique qui s'avéra pour moi enrichissante autant scientifiquement qu'humainement. S'il fallait imaginer la thèse, ce serait la vie accélérée d'un arbre né d'une graine fragile, inexpérimentée et insouciant. La pousse qui y émerge du sol, grandit et se fortifie à force de persévérance, d'écoute et d'humilité. Cette évolution est rendue possible grâce à de nombreux intervenants, grâce à leurs conseils, leur savoir, leur gentillesse, leurs rires, leur personnalité ; en somme, à leur unicité. Une poignée d'entre eux est ici remerciée.

En premier lieu, les remerciements vont au co-financement de la région Provence-Alpes-Côte-D'azur et de l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire sans qui cette épopée n'aurait pas été possible. Le coût de ce projet est estimé à 43.3% pour les ressources humaines, 45.9% aux infrastructures, 9.3% de matériel et 1.5% aux déplacements et aux formations.

Je tiens à remercier l'ensemble des professeurs, chargés de recherches et ingénieurs qui ont accepté de constituer mon jury de thèse et aussi pour leurs avis critiques sur le mémoire. Merci au président *Yves Brunet*, aux rapporteurs *Evelyne Gehin* et *Denis Boulaud*, à la représentante de l'université Aix-Marseille *Laurence Bergougnoux*, aux examinateurs et invités *Alain Mailliat*, *Muriel Amielh* et *Hubert Branger* et bien sûr mon directeur de thèse *Fabien Anselmet* et mon co-directeur *Patrick Boyer*.

Comme la réalisation de cette thèse s'est effectuée au sein de plusieurs équipes, les remerciements sont ici exprimés ci-dessous, sans ordre de préférence, par laboratoire d'étude.

Tout a commencé au centre de recherche de Cadarache, immense forêt de 1 600 hectares, où grouillent des milliers d'hommes, de sangliers, de biches et de mouflons. C'est au bâtiment 159 du Laboratoire de Modélisation pour l'Expertise Environnementale que la graine s'y est déposée en fin 2009 après avoir été transportée par les écoulements atmosphériques du Nord.

Après ce long trajet, des hydrométéores de houblons l'ont lessivée pour atterrir sur l'arc aux multi-cordes de l'archer *Patrick Boyer*. Encadrant remarquable, il m'accompagna tout le long de cette « recherche exploratoire » où j'ai tenté de suivre ses foulées. Son initiation sportive en parallèle à la thèse fut la course d'endurance que je compare à mon ressenti de la thèse. Comme lors d'une course, il est probable de rencontrer certains obstacles et parfois partir avec certains handicaps. Pour atteindre les objectifs, il faut persévérer, résister, se battre et quelquefois contourner une difficulté pour atterrir encore plus loin. Les résultats de ces efforts sont l'apaisement, la satisfaction et l'épuration. Ton encadrement a été une réelle chance, merci pour beaucoup.

Cette odyssee est ponctuée d'allers et retours entre le site de Cadarache et l'Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Equilibre à Marseille-Luminy et à Château-Gombert. À Château Gombert se situe un temple spirituel de la science à l'architecture antique. Au fond d'un couloir, illuminé au Sud, une porte entr'ouverte où mon directeur de thèse *Fabien Anselmet* réfléchit sur des énigmes physiques. Il est le *Yoda* de la mécanique des fluides et tous ses mots prononcés résultent d'une analyse poussée souvent suivie de belles démonstrations. Si vous ignorez encore la théorie de la couche limite, adressez-vous à lui, il se fera une joie de vous l'expliquer. Non loin de son bureau, *Muriel Amielh* manipule et analyse de très nombreuses données d'expériences sur l'écoulement de l'air. Elle maîtrise la technique compliquée du fil chaud et Streamware. Sa gentillesse est un don. Son amie *Laurence Pietri* aussi présente, apporta à ma présentation de soutenance une touche finale. Cette équipe « turbulence » est très étroitement liée au Laboratoire d'Hydrodynamique et Interaction Océan-Atmosphère avec pour responsable *Hubert Branger* dont la modestie² devrait être un exemple pour tous. Les techniciens et artistes

sont *Alain* Laurence, le roi du calembour, et *Bertrand* Zucchini, le capitaine, parti naviguer très loin et qui restera dans nos cœurs. Ils ont toujours répondu à l'appel pour m'aider lors de mes expériences et mes questionnements. Il y a aussi un homme lié à l'IRPHE; professeur de centrale, maître des aérosols, actif retraité de la CLI, éclectique et toujours avide de savoir. Ses conseils ont été capitaux pour l'avancée de ma thèse, je pense bien entendu à l'immortel *Alain* Mailliat. Merci à vous tous, collègues et amis de l'IRPHE, vous qui avez toujours été à l'écoute, professionnels, disponibles et bienveillants.

Une grande partie de cette étude a eu lieu à l'IRSN de Cadarache. Je souhaite principalement remercier l'équipe du Laboratoire de Modélisation pour l'Expertise Environnementale qui me réceptionna et m'aiguilla tout au long de ce parcours. Merci à *Jacqueline* Garnier-Laplace qui a accepté que je fasse partie de l'équipe et aussi pour m'avoir offert l'opportunité de participer à des congrès scientifiques. Merci à *Marie* Simon-Cornu, responsable du laboratoire d'accueil, qui a toujours été attentive, disponible et présente pour répondre à toutes mes questions d'ordre pratique et scientifique. Merci à *Karine* Beaugelin-Seiller pour son expertise en radioécologie, à *Séverine* Le Dizes-Maurel et *Valérie* Nicoulaud toujours calmes et accueillantes. Merci à *Véronique* Elisee pour sa délicatesse et sa disponibilité. Merci à *Christophe* Mourlon, mon voisin de bureau, le happy USA kid qui supporta mes incursions régulières dans son poulailler jaune. Merci à *Jean-Michel* Métivier pour son tact, ses histoires chastes et aussi pour les jolies cartes SIG de Fukushima qu'il m'a préparées. Merci à *Marc-André* Gonze pour toutes nos discussions sur les aérosols et pour les bons moments partagés à Prague. Merci au post-doctorant, aux doctorants et aux stagiaires que j'ai croisé au laboratoire, avec : *Sandrine* Massarin qui rédigeait sa thèse à mon arrivée, *Céline* Aulagnier qui m'a réconforté, *Guillaume* Olive avec qui j'ai commencé cette histoire dans la bonne humeur et aussi pour les pin's, *Moustafa* Sy qui a repris ce grand bureau de 20 m², cette super chaise ainsi que ce mug Winnie l'ourson. Un grand merci à *Adrien* Rocher qui a participé étroitement à ma thèse pour la mise en place du canal et aussi pour ses paniers bio de Jouques. Merci à vous tous mes collègues et amis de ce laboratoire de joggeurs qui m'avez soutenu durant ces quatre années.

Merci au Laboratoire de biogéochimie, biodisponibilité et transferts des radionucléides avec : *Frédéric* Coppin pour avoir consacré du temps pour les analyses par spectrométrie de ces centaines d'échantillons, l'adorable *Claudine* Van-Crasbeck toujours prévoyante, *Daniel* Orjollet pour son excellent miel, *Laurent* Garcia-Sanchez pour ses discussions sur la photographie et *Rodolphe* Gilbin le responsable du laboratoire qui accepta toutes mes requêtes tel que l'accès à la caverne d'Ali Baba où je trouvais tous les consommables pour mes expériences.

Merci au Laboratoire d'écotoxicologie des radionucléides avec *Catherine* Lecomte qui me réconforta avec la chimie, à la douce doctorante *Delphine* Plaire, devenue amie, qui prenait de son précieux temps pour me remplir des jerricanes d'eau milliq.

Merci au Laboratoire de l'incendie et des explosions avec *Fabrice* Babik, *William* Plumecocq, *Sylvain* Suard et *Adrien* Cartonnet pour leurs conseils sur la modélisation des aérosols à partir de leur code ISIS.

Merci au Laboratoire d'Expérimentation des Feux avec le responsable *Laurent* Audouin qui accepta l'emprunt de l'ELPI et *Guillaume* Basso pour ses conseils sur l'utilisation de l'impacteur.

Merci au Laboratoire d'études radioécologiques en milieu continental et marin avec le responsable *Olivier* Masson et son doctorant, l'excité *Guillaume* Depuydt qui me montra ses différents granulomètres utilisés pour sa thèse sur le dépôt humide.

Merci au Laboratoire de métrologie et de dosimétrie des neutrons avec pour responsable *Jean-Marc* Such et à toute son équipe qui m'offrit l'eau chaude aromatisée du premier étage. Merci à *Sandrine* Nicolas, *Lena* Lebreton et *Rémi* Mouttet pour les très bons moments passés en dehors du centre avec les bbq et la sortie au lac d'Esparon. Merci aux doctorants devenus amis, *Donovan*

Maire et *Julien* Taforeau pour leurs conseils sur les incertitudes statistiques et systématiques, et nos soirées jeux.

Merci au Laboratoire expérimentation environnement et chimie avec leurs doctorantes étudiant sur la composition des aérosols avec qui nous avons discuté de cette science. Merci à la gentille *Melany* Gouello qui succéda à *Marion* Lacoue-Negre et à leur encadrante lilloise, *Sophie* Sobanska.

Merci au Laboratoire de radioécologie de Cherbourg-Octeville qui me réceptionna à bras ouvert pour calibrer le générateur sonore et pour le prêt du générateur pneumatique. Merci au responsable *Dominique* Boust pour l'accueil ainsi que *Pascal* Bailly Du Bois, *Olivier* Connan et *Philippe* Laguionie pour leurs aides sur mon sujet. Un grand merci à *Denis* Maro pour m'avoir invité à un séminaire à Prague et aussi pour les bons moments passés au congrès IAC à Helsinki. Merci à son doctorant *Pierre* Roupsard avec qui nous avons fait des expériences de dépôt sur surface urbaine et aussi pour nos escapades dans cette belle région de Basse-Normandie.

Merci au Laboratoire de Chimie et de Sécurité des Nanomatériaux du CEA à Grenoble et particulièrement à *Daniel* Getto qui nous a « prêté » le fluorimètre portatif qui a été d'une très grande utilité.

Merci au Laboratoire des Lois de Comportement du Combustible du CEA avec *Dario* Pieck, le doctorant argentin, qui pris en photo mes aérosols avec un microscope à balayage électronique.

Et vous, collègues, potes, amis du monde entier rencontrés pendant la thèse à Aix en Provence, en congrès à Helsinki, en summer school à Hyttiälä, en workshop à Sopot, à Prague et ailleurs, je vous remercie tous.

Merci aux associations de Cadarache pour cette vie associative et sportive. Merci à l'ASsociation des THÉsards de Cadarache pour ces rencontres de doctorants exceptionnels et atypiques avec la miss *Agathe*, avec qui beaucoup de chemin a été parcouru entre le Baseball et les Sparty, et aussi l'atypique *Vincent* chaman, rhétoricien et intellectuel, puis le gourmet de uisge *Pierre*, professeur en herbe en fusion nucléaire, et le gamer et colloque *Grégoire*, le passionné et compositeur *Jean-Jacques* et notre collaboration meetic, le tactile *Nicolas*, le joyeux *Simon* et beaucoup d'autres qui ont compté... Merci aux correspondants des doctorants, *Martine* Dozol du CEA et *Barbier* Gauzelin de l'IRSN qui ont permis aux doctorants de s'épanouir comme jeunes chercheurs sur le centre. Merci aux associations de Cadarache de ski et de montagne qui m'ont permis de m'entretenir physiquement dans les Alpes du Sud ou sur les parois du Var.

Merci à mes amis d'Aix et du centre pour ces moments de détente, avec les quatre générations de colloque de la résidence Loubassane avec les jeans lous : *Dimitri* le penseur de Rhodes polonais, *Alexis* le singulier aveyronnais et son acolyte *Ludovic* le physicien et féru d'histoire. Merci à *Landry* le grimpeur, *Thibault* le voileux, *Fanny* et *Alexandra* les miss de Cadaracahe, *Véronique* la randonneuse, *Chady* l'Égyptien-Marseillais, toujours prêt à rendre service et à l'attention exemplaire. Merci aux espagnols *Miguel* et *Marie* pour nos évasions au GP de Monaco, aux arènes de Nîmes... Merci aux Canadiennes *Tamara* et *Karine* pour nos soirées à la résidence Maruège. Merci à tous ces potes rencontrés au hasard de la vie, tel que cette rencontre à Rodez avec *François-Xavier* l'Auvergnat qui m'a permis de rencontrer le joyeux sportif *Bruno* avec qui j'ai franchi le cercle polaire arctique, et la radieuse *Mélanie* toujours méticuleuse qui me conseilla lors de la rédaction. Merci à *Cédric*, le post-doctorant avec qui j'ai dépassé mes limites au canyon del Colca. Merci au super colloque et sa saucisse Toulousaine *Etienne*, son frère *Ludovic* et *Magalie*, au furtif propriétaire Macinaghjinchi *Jean-Philippe*, à la kinésithérapeute *Christine* qui m'a suivi en dernière année pour mes multiples rééducations de la main avec son tendon du pouce coupé et de la jambe avec sa triple fracture spiroïdale du tibia et péroné. Merci à *Meredith* qui m'a permis de découvrir la langue Américaine. Merci aux héros de la littérature *Hari* Seldon pour sa psychohistoire, *Song* Jiang le Héraut de justice, *Armand* Raynal de Maupertuis et *Don Lope* de

Villalobos y Sangrin les poètes. Merci aux cinéphiles du festival de Cannes avec La famille, le Peter Pan *Florent*, la gentille *Mélanie*, le génie *Jessica*... Merci à *Inca* et *Éric* Barbé, les lunélois, pour leur accueil au Mimosas. Merci à mes voisins d'Aix en Provence, *Régine* et *Jean* pour leur disponibilité et leur attention. Merci à *Simon* Bouzaglou pour avoir relu attentivement ce manuscrit à l'affût des dernières fautes d'orthographe.

Merci à mes amis de longue date toujours présents dont *Cyril* le Khrouya, *Matthieu* le penseur, *Antoine* le rider, *Rémi* le Sablais, *Anthony* le skieur, *Damien Villier*, *Laurence*, *Typhen*, *Olivier*... Merci à mes amis *Jin Ping* et *Gui Qi* pour votre intégrité et votre bonté. *Gui Qi*, merci pour cette reproduction de la soufflerie IOA en CAO que tu as réalisée à merveille. Merci à ma seconde famille Australienne avec Rosemary et Scott pour votre relecture du résumé. Merci aux amazing bro teenagers Lyonnais, *Matthieu*, le farçou au cœur pur et son acolyte *Florian*, le survival warrior toujours avec son couteau multitâche.

Merci à mes parents sans qui cette histoire n'aurait pas été possible.

Bonne lecture,

Introduction

Préambule

Ce manuscrit présente mes travaux de thèse sur l'étude du dépôt sec des aérosols submicroniques aux interfaces air-eau de la couche limite atmosphérique¹. Ces travaux se sont principalement déroulés à l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN), au centre de recherche de Cadarache et à l'Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Équilibre (IRPHÉ) à Marseille. Cette thèse a été cofinancée à part égale par la région PACA et l'IRSN. Le Laboratoire de Modélisation pour l'Expertise Environnementale (LM2E-IRSN), dont la mission est de modéliser les mécanismes influant le transport, les transferts et les effets des radionucléides dans l'environnement, m'a permis de développer la partie théorique de ces travaux. L'équipe Interactions Océan-Atmosphère (IOA) de l'IRPHÉ à Luminy m'a accueilli et ainsi permis d'effectuer les recherches expérimentales de cette thèse.

Contexte

Les aérosols et le monde industriel

Dans le monde industriel, la génération de polluants volatils est inéluctable. Les industries ne peuvent, dans l'état actuel des technologies, donner pleinement lieu à leur valorisation. Les conditions de rejet dans l'environnement sont rigoureusement réglementées (2008/50/CE) en termes de concentration, nature (formule chimique : NO_2 , NO_x , Pb , Co , Benzène, Ozone, etc.) et taille. Les polluants relâchés dans l'atmosphère de façon contrôlée ou accidentelle peuvent se présenter sous la forme d'aérosols. Ces aérosols rejetés dans l'air vont alors se disperser dans l'atmosphère et influencer sur la qualité de l'air. Ils sont ainsi définis comme des particules en suspension dans l'air.

Au cours de leur transfert, les aérosols atmosphériques peuvent se déposer sur les surfaces marines, lacustres ou à la surface des eaux de rivières mais aussi sur des canopées naturelles ou urbaines. L'un des principaux besoins pour les études d'impact sur l'environnement et sur la santé humaine est de connaître la quantité de particules qui se dépose sur les surfaces citées précédemment.

Les aérosols et le nucléaire

Le sujet de cette étude s'inscrit plus particulièrement dans la prévision des dépôts des aérosols issus de rejets accidentels de centrales nucléaires. En effet, le processus de dépôt de ces aérosols d'origine anthropogène² conditionne la contamination des surfaces et contribue, à moyen et à long terme, aux impacts sur l'environnement et les populations en termes d'irradiation et de contamination.

La détermination du dépôt de particules radioactives sur les surfaces continentales permet 1) d'évaluer les activités de sources radioactives déposées, 2) de déterminer les doses reçues par les organismes vivants et 3) en cas de crise, d'estimer les périmètres d'exclusions et de surveillances renforcées.

Le dépôt des aérosols sur les surfaces aqueuses

Pour renforcer son expertise sur les dépôts des aérosols, l'IRSN effectue des études sur différents types de surface et, en particulier ici, sur les surfaces aqueuses continentales comme les rivières ou les lacs.

Les spécificités d'une telle problématique résident dans le fait qu'après une émission atmosphérique accidentelle, les eaux de surface peuvent, dans une première phase, être atteintes directement par les dépôts provenant du nuage radioactif puis, dans une seconde phase dite post-accidentelle, être contaminées par le lessivage d'une partie des dépôts survenus sur l'ensemble du bassin versant. Les éléments radioactifs peuvent être solubles et/ou insolubles. Les risques sont dus à des expositions liées à l'utilisation de l'eau, soit directement (boisson, baignade, usage domestique), soit indirectement via les transferts au cours de la chaîne alimentaire (irrigation des cultures, poissons contaminés, abreuvement du bétail, etc.).

Problématiques

De nos jours, le dépôt sec des aérosols submicroniques sur les eaux continentales est peu modélisé et mérite de plus amples investigations. C'est pourquoi ce travail cherche à caractériser et à modéliser ce type de dépôt afin d'améliorer l'évaluation des conséquences radiologiques observées suite à un accident nucléaire.

Le choix d'orienter cette étude sur les aérosols atmosphériques primaires submicroniques est principalement motivé par l'aspect pénalisant des propriétés de ces aérosols tant par leurs sources, leurs tailles et leurs interactions avec l'environnement.

Les sources d'aérosols atmosphériques

Les sources d'aérosols peuvent être d'origines naturelles ou anthropogènes. Celles d'origines anthropogènes sont estimées à plus de 10^7 tonnes par an (Boulaud et Renoux, 1998) et peuvent être considérées comme des sources diffuses (trafic automobile), ponctuelles (cheminées d'usine) ou produites dans l'atmosphère par combinaisons des sources naturelles et anthropogènes.

Dans le cas des rejets des aérosols situés près de la surface continentale, les particules peuvent être entraînées de la surface vers une altitude élevée ou au contraire être relâchées en altitude à plusieurs dizaines de mètres (les cheminées de rejet des centrales), voire à des altitudes plus ou moins variables. Elles peuvent être entraînées par la turbulence générée par le cisaillement de l'écoulement et par les mécanismes de convection thermique. Ces sources sont situées dans la basse atmosphère et concernent particulièrement les rejets accidentels des centrales nucléaires.

Tailles des aérosols et transferts atmosphériques

Après leurs rejets, les aérosols atmosphériques primaires sont transportés par le courant de l'air. Leurs tailles, leurs compositions chimiques³ et leurs concentrations vont conditionner leurs transferts et vont influencer en particulier les dépôts sur les surfaces continentales.

▪ Tailles des aérosols et mécanismes de dépôt sec

Il est possible de distinguer différentes classes de taille de particules :

- les particules grossières (entre $2 \mu m$ et $100 \mu m$) ;
- les particules submicroniques (entre $0,08 \mu m$ et $2 \mu m$) ;
- les particules ultrafines (entre $0,005 \mu m$ et $0,08 \mu m$).

Dans les conditions où les particules ne changent pas de taille pendant leurs transferts, les particules grossières vont rapidement sédimenter sous l'effet de leur poids.

Les dépôts de particules ultrafines sont influencés par les effets diffusifs moléculaires (mouvement Brownien) et elles pourront subir des conversions gaz-particules les amenant à grossir.

Les particules submicroniques, appelées également aérosols submicroniques, appartiennent au mode dit « d'accumulation »⁴. Pour ces dernières, aucun mécanisme de dépôt sec ne prédomine et

tous les phénomènes physiques responsables du dépôt interagissent, tels la sédimentation, les mouvements diffusifs Browniens mais aussi les mécanismes turbulents (les effets de la turbulence du courant de l'air), l'impaction ou les mécanismes phorétiques (Mailliat, 2010).

Spécificité des particules submicroniques

Ces différentes spécificités, énoncées ci-après, ont motivé le choix de consacrer cette étude aux aérosols atmosphériques de tailles submicroniques.

▪ Temps important de résidence atmosphérique

Le choix de consacrer cette étude aux aérosols atmosphériques primaires submicroniques est justifié par leur temps de résidence dans l'atmosphère. En effet, les particules submicroniques sont celles qui y résident le plus longtemps, comparé aux autres classes de tailles de particules. Ainsi, elles peuvent être transférées sur de longues distances et atteindre des altitudes très élevées. Elles peuvent résider⁵ 6 ± 1 jours en dessous de $1,5 \text{ km}$ et 100 ± 50 jours entre 7 et 20 km d'altitude dans la troposphère (Boulaud et Renoux, 1998).

▪ Transformations potentielles

Une autre particularité de ces particules réside dans leur capacité éventuelle aux transformations dans l'atmosphère. Elles peuvent subir des processus de coagulation : il s'agit de collision et de coalescence par nucléation, ou du processus de condensation où elles grossissent avec la vapeur d'eau.

▪ Efficacité moindre de filtration

Dans les complexes industriels émetteurs de particules, les émissions polluantes sont filtrées par des filtres à Très Haute Efficacité (THE). Pour les raisons exposées précédemment (faible efficacité des mécanismes de dépôt), c'est dans le cas des aérosols submicroniques que les efficacités de filtration sont les plus faibles (Briand et Dupoux, 1974).

▪ Impact sur les organismes vivants

Les particules submicroniques ont la propriété de pénétrer profondément dans les voies respiratoires⁶ et, à ce titre, sont potentiellement les plus dangereuses pour les êtres vivants.

Objectif de l'étude

Processus de dépôt des aérosols

Le processus de dépôt des aérosols est un phénomène de collecte des particules à la surface qui peut s'effectuer sous deux formes : dépôt humide et/ou dépôt sec.

▪ Dépôt humide

Le dépôt humide est conditionné par la captation des aérosols par les gouttes d'eau lors de la formation des nuages (lavage) et le rabattement des aérosols par les gouttes lors des précipitations (lessivage) (Depuydt, 2013). Ce type de dépôt est classiquement modélisé par le produit de la concentration particulaire et d'un taux de lavage (produit d'un coefficient de captation par la pluie et d'une intensité de précipitation temporelle) et de lessivage.

▪ Dépôt sec

Contrairement au dépôt humide qui est principalement conditionné par le rabattement et le lessivage, le dépôt sec est principalement commandé par les conditions atmosphériques et par les

phénomènes turbulents générés en surface. Le dépôt humide dépend peu des surfaces, réceptrices au dépôt sec.

L'apport de particules sur la surface varie en fonction des caractéristiques de l'écoulement atmosphérique (vitesse du vent, température, flux thermiques, etc.), des caractéristiques des particules (taille et nature) et des caractéristiques des surfaces réceptrices (rugosité, surface d'échange, etc.).

Avec les surfaces liquides, viennent se rajouter des déformations dynamiques générées par les interactions entre les écoulements d'air et d'eau et d'autres mécanismes spécifiques, par exemple l'évaporation pouvant modifier les conditions d'humidité et affecter la taille des particules hygroscopiques.

La complexité de l'étude du dépôt sec des aérosols réside aussi dans une très large variation de ces paramètres. Ainsi, il faut garder à l'esprit que les valeurs des vitesses de dépôts sec peuvent évoluer sur quatre décades et les diamètres des particules sur cinq décades.

C'est donc l'ensemble de ces mécanismes et paramètres qui doit être analysé et interprété afin d'identifier les phénomènes de diffusion, de transport et/ou les champs de forces. Ceci permettant alors de modéliser le dépôt sec des aérosols submicroniques sur l'eau. Comme on l'a vu, dans le cadre de cette étude, on se limitera aux particules submicroniques.

Vitesse de dépôt sec des aérosols

Pour prédire le dépôt sec des aérosols, il est communément utilisé un calcul de flux de dépôt défini par le produit d'une vitesse de transfert et d'une concentration particulaire à une hauteur de référence.

La concentration peut être calculée par des codes de calculs ou mesurée par des capteurs positionnés sur des mâts météorologiques à une hauteur d'une dizaine de mètres où l'écoulement de l'air est pleinement turbulent.

La vitesse de transfert est appelée vitesse de dépôt et reste valable pour la même hauteur de référence, le même type de surface et le même type d'aérosols. Le paramétrage de cette vitesse de dépôt sec sur des surfaces aqueuses soumises à un courant est donc recherché dans cette étude.

▪ Dépôt sec et surfaces réceptrices

Le dépôt sec des aérosols est dépendant de l'état des surfaces réceptrices car la quantité de particules déposées est différente sur les surfaces forestières, neigeuses, urbaines, prairiales ou planes nues. La valeur de la vitesse de dépôt peut varier selon deux à trois ordres de grandeurs en fonction de la nature de la surface.

Par exemple, pour un diamètre de particules de $0,3 \mu m$ et une vitesse de frottement de 30 à 70 cm. s^{-1} , les vitesses de dépôts secs obtenues lors de campagnes de mesures sont comprises entre :

- $0,1$ et $0,2 \text{ cm. s}^{-1}$ sur des surfaces prairiales ;
- $0,3$ et $0,8 \text{ cm. s}^{-1}$ sur une surface de conifères ;
- $0,01$ et $0,02 \text{ cm. s}^{-1}$ sur la neige ;
- $0,005$ et $0,02 \text{ cm. s}^{-1}$ sur un lac ¹ ;
- et entre $0,001$ et $0,002 \text{ cm. s}^{-1}$ sur un surface plane nue (Petroff et Zhang, 2010).

La vitesse de dépôt sec sur les surfaces végétales est essentiellement conditionnée par l'indice de surface foliaire.

Pour une même concentration dans l'air de particules à une hauteur de référence et pour une même taille de particules, la quantité d'aérosols collectée par une surface peut varier d'un facteur dix à cent en fonction des caractéristiques de la surface de dépôt.

▪ Dépôt sec sur une surface liquide

Pour les surfaces liquides, plusieurs études ont été menées depuis les années 1970, que ce soit *in-situ* sur des surfaces aqueuses telles que des lacs (Caffrey, Ondov et al., 1998) ou en soufflerie (Möller et Schumann, 1970). Parmi ces études, aucune ne concerne le dépôt sec des aérosols sur les hydrosystèmes continentaux soumis à un courant, tels que les rivières. Une des motivations de cette étude est donc d'acquérir des données innovantes sur le dépôt sec des aérosols submicroniques sur une surface liquide soumise à un courant.

Modélisation du dépôt sec sur l'eau

Il existe dans la littérature des modèles permettant d'estimer la vitesse de dépôt sec des aérosols atmosphériques sur une surface aqueuse, comme celui habituellement utilisé en environnement, le modèle à résistance de Slinn et Slinn (1980). Ce modèle prend en compte deux hypothèses : le flux particulaire vertical constant et le système bidimensionnel. La vitesse de dépôt est déduite de l'équation de transport des particules prenant en compte les flux particuliers turbulents, Browniens, inertiels et phorétiques. Ces mécanismes étant plus ou moins prédominants en fonction de l'altitude, il est identifié deux couches de transfert au-dessus de la surface où règnent des phénomènes physiques (turbulence, etc.) et des conditions d'humidité différentes.

Les flux identifiés à chaque niveau de ces couches sont décrits comme le produit d'une vitesse de transfert et d'une différence de concentration. D'une part, les vitesses de transferts et la vitesse de dépôt sont exprimées comme l'inverse d'une résistance. D'autre part, les expressions des vitesses de transfert, ou les résistances de transfert, sont fonctions des différents mécanismes qui participent au dépôt sec des particules. La vitesse de dépôt sec du modèle à résistance s'exprime finalement en fonction de la vitesse de l'écoulement moyen, de la vitesse de frottement qui caractérise la couche limite et du diamètre des particules.

Démarche

Les campagnes de mesures du dépôt sec sur les surfaces liquides n'ont pas considéré les effets du courant de l'eau sur la vitesse de dépôt. De plus, il s'avère que les paramètres à estimer pour l'évaluation du dépôt sec, comme la turbulence atmosphérique, les variations de la surface de l'eau et l'humidité, n'ont pas toujours été pris en compte.

Aujourd'hui, des études spécifiques sont menées en vue de l'obtention de données nécessaires au test et à l'amélioration des modèles existants en fonction de ces paramètres.

Campagnes de mesures

Les campagnes de mesures ont été menées dans une soufflerie d'air couplée à un canal à courant d'eau à l'Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Équilibre. L'objectif est d'obtenir des vitesses de dépôt sec de particules submicroniques pour différentes conditions de vent et de courant : sans, avec co-courant et avec contre-courant.

Au cours de ces expérimentations, les paramètres suivants sont analysés :

- la couche limite ;
- les déformations de la surface caractérisées par des spectres de hauteurs des vagues ;
- l'hygroscopicité ;

- l'hétérogénéité granulométrique des particules ;
- les variations d'humidité relative de l'air ;
- les variations des températures de l'air et de l'eau.

Modélisation

Pour améliorer la modélisation opérationnelle, il a été choisi d'appuyer la démarche sur le modèle à résistance de Slinn et Slinn (1980). Ce modèle est tout d'abord confronté aux données expérimentales afin d'identifier les points d'améliorations. Il est ensuite adapté afin d'étendre son domaine d'application aux surfaces liquides soumises à un courant.

Présentation du mémoire

Le document s'articule en cinq parties présentées ci-dessous :

1. La première partie présente l'état de l'art sur le dépôt sec des aérosols sur l'eau. Plus précisément, une description est proposée quant à la taille des particules et à leur grossissement en fonction de l'humidité de l'air. Y sont également décrits les facteurs de l'écoulement de l'air pour différentes configurations au-dessus de l'eau. L'étape suivante consiste en l'identification de la vitesse de frottement, des régimes d'écoulements, de la hauteur de la couche de dépôt et des temps caractéristiques des particules. Ensuite, le cas de la surface de l'eau soumise à des déformations sous l'effet des écoulements de l'air et de l'eau est succinctement présenté ainsi qu'une description de la couche limite au-dessus de la surface de l'eau. Les différents mécanismes contributeurs au dépôt sec sont décrits et pour chacun d'entre eux, seront exprimés les vitesses de transferts et l'estimation des surfaces d'interactions associées.

2. La seconde partie détaille l'état de l'art sur des données expérimentales et théoriques sur le dépôt sec sur l'eau. Pour comparaison avec les vitesses de dépôt sec sur l'eau, il est proposé une revue des vitesses de dépôt sec sur différentes surfaces autres que l'eau. Il est ensuite proposé une reconstitution des données acquises sur l'eau en soufflerie et *in-situ*. Cette dernière recherche s'accompagne d'une analyse météorologique des conditions avec lesquelles ont été menées les campagnes de mesures. Un deuxième volet sur l'état de l'art concerne la modélisation du dépôt proposée principalement par Slinn et Slinn (1980) et Williams (1982).

3. La troisième partie décrit le matériel et les méthodes expérimentales mis en œuvre pour les campagnes de mesure effectuées en soufflerie. Elle propose une description de la soufflerie et de son canal à courant. Les descriptions du dispositif de génération des aérosols, de la méthode d'analyse de leurs granulométries en fonction de l'hygroscopicité et de la procédure de détermination des vitesses de dépôt sont données. Les mesures complémentaires réalisées pour caractériser les écoulements de l'air et de l'eau en termes de profil de vitesse, de spectre d'énergie et d'élévation de surface sont aussi décrites.

4. La quatrième partie concerne les résultats expérimentaux présentés en fonction de la vitesse de dépôt pour différentes conditions de courant d'air et d'eau. La variation de la surface de l'eau est comparée à ces précédentes mesures. Une attention particulière est donnée à la description de la vitesse de dépôt en fonction de la classe d'humidité relative et de la vitesse de frottement.

5. La cinquième partie concerne la modélisation basée sur le modèle de Slinn et Slinn (1980) par comparaison avec les résultats expérimentaux. Cette comparaison permet de mieux interpréter les contributions des mécanismes contributeurs au dépôt en fonction du spectre granulométrique et du grossissement hygroscopique. Cette partie se conclut sur les améliorations et les développements proposés dans le but d'améliorer les modèles de prédiction.

Références du chapitre « Introduction »

- Boulaud, D. et A. Renoux** (1998). Les aerosols physique et metrologie. Paris, Tec Doc Lavoisier.
- Briand, A. et J. Dupoux** (1974). Influence de la dimension des particules et de la vitesse de filtration sur l'efficacité des filtres à air, Paris.
- Caffrey, P. F., J. M. Ondov, et al.** (1998). "Determination of size-dependent dry particle deposition velocities with multiple intrinsic elemental tracers." Environmental Science And Technology **32**(11): 1615-1622.
- Depuydt, G.** (2013). Etude expérimentale in-situ du potentiel de lessivage de l'aérosol atmosphériques par les précipitations. Physique de l'atmosphère, INP: 160.
- Mailliat, A.** (2010). Introduction aux milieux aerosols et à leurs représentations, EDP Sciences: 335.
- Möller, U. et G. Schumann** (1970). "Mechanisms of transport from the atmosphere to the earth's surface." Journal of Geophysical Research **75**(15): 3013-3019.
- Petroff, A. et L. Zhang** (2010). "Development and validation of a size-resolved particle dry deposition scheme for applications in aerosol transport models." Geoscientific Model Development Discussions **3**: 1317--1357.
- Slinn, S. A. et W. G. N. Slinn** (1980). "Predictions for particle deposition on natural waters." Atmospheric Environment (1967) **14**(9): 1013-1016.
- Williams, R. M.** (1982). "A model for the dry deposition of particles to natural water surfaces." Atmospheric Environment **16**(8): 1933-1938.

I. État de l'art théorique

L'estimation du dépôt sec des aérosols atmosphériques sur une surface liquide passe par la connaissance des paramètres liés à l'écoulement de l'air qui les transporte, à la caractérisation de la surface où ils se déposent et par les particularités du champ de particules.

Ce chapitre donne au lecteur les informations et les définitions relatives à la description et à la caractérisation des particules. Il développe la notion de flux de dépôt sec à travers le paramètre opérationnel qui est la vitesse de dépôt, les différents mécanismes contributeurs et les variables liées à l'écoulement, à la surface et aux aérosols.

Plan du chapitre I

I.1.	Généralités sur les aérosols	11
I.1.1	Définition d'un aérosol	11
I.1.2	Diamètres des aérosols	11
I.1.3	Distributions granulométriques	12
I.1.3.i	Distribution en nombre ou en masse des diamètres	12
I.1.3.ii	Types de distribution granulométrique des particules	14
I.1.4	Aérosols atmosphériques et transformation	14
I.2.	Dépôt des aérosols et transferts atmosphériques	15
I.2.1	Dépôt humide	16
I.2.2	Dépôt sec	16
I.2.3	Flux de dépôt sec des aérosols	17
I.2.3.i	Bilan en masse des aérosols	17
I.2.3.ii	Expression du flux de dépôt en fonction de la vitesse de dépôt	17
I.3.	Mécanismes contributeurs au dépôt sec des aérosols	18
I.3.1	Mécanismes dans les couches de dépôt et à flux constant	18
I.3.1.i	Longueur de capture des particules	19
I.3.1.ii	Temps caractéristique des particules	19
I.3.1.iii	Régimes de dépôt selon le temps de relaxation	21
I.3.2	Mécanismes dans la couche à flux constant	22
I.3.2.i	Sédimentation	22
I.3.2.ii	Diffusion atmosphérique turbulente	22
I.3.3	Mécanismes dans la couche de dépôt	24
I.3.3.i	Impaction inertielle	24
I.3.3.ii	Impaction turbulente	25
I.3.3.iii	Interception	26
I.3.3.iv	Diffusion Brownienne ou moléculaire	27
I.3.3.v	Thermophorèse	28
I.3.3.vi	Diffusiophorèse	29
I.3.3.vii	Électrophorèse	31
I.3.4	Comparatif des mécanismes contributeurs au dépôt	31
I.3.4.i	Vitesse de dépôt pour chaque mécanisme vs diamètre des particules	31
I.3.4.ii	Synthèse des expressions des vitesses de transfert de chaque mécanisme	32
I.3.4.iii	Analyse des mécanismes en fonction de la taille des particules	33

I.3.4.iv	Besoins pour exprimer les vitesses de dépôt sur des surfaces liquides	33
I.4.	Écoulement de l'air sur l'eau	34
I.4.1	La couche limite atmosphérique au-dessus de l'eau	34
I.4.1.i	Couches limites	34
I.4.1.ii	Équations de conservation	35
I.4.1.iii	Équation de quantité de mouvement turbulent	35
I.4.2	Régime de rugosité	37
I.4.2.i	Régime hydrauliquement lisse	38
I.4.2.ii	Régime hydrauliquement rugueux	38
I.4.2.iii	Régime transitoire lisse/rugueux :	40
I.4.3	Illustration de l'écoulement de l'air au-dessus de l'eau	40
I.1.1.a	Illustration de couches au-dessus de l'eau	40
I.4.3.i	Illustration du profil de vitesse sur l'eau	41
I.5.	Caractérisation de la surface liquide	42
I.5.1	Hauteurs des vagues	43
I.5.1.i	Élévation de hauteur théorique	43
I.5.1.ii	Hauteur significative des vagues	43
I.5.2	Estimation de l'augmentation des surfaces efficaces d'échange	44
I.5.2.i	Longueur curviligne et élévation de surface	44
I.5.2.ii	Cas d'un impact sur les régions au vent	45
I.5.2.iii	Cas d'un impact dans les régions sous le vent	46
I.5.3	Estimation des vitesses de surface	46
I.6.	Caractérisation du grossissement hygroscopique à l'équilibre	47
I.6.1	Hygroscopicité et facteur de grossissement	47
I.6.2	Humidité relative	47
I.6.3	Humidité relative de déliquescence et hystérésis	48
I.6.3.i	HR < HRD	49
I.6.3.ii	HR = HRD	49
I.6.3.iii	HR > HRD	49
I.6.4	Modèles hygroscopiques avec prise en compte de l'effet de Kelvin	52
I.6.4.i	Expression du coefficient relatif aux effets de Kelvin	53
I.6.4.ii	Expressions de l'activité de l'eau et du grossissement hygroscopique	53
I.6.4.iii	Modèles de grossissement hygroscopique	53
I.6.5	Estimation de la masse volumique d'une goutte	56
I.6.6	Estimation du grossissement pour HR proche de 100% (Fitzgerald, 1975)	57
I.6.7	Détermination du facteur de Van't Hoff de l'uranine	58
I.6.7.i	Méthode de mesures pour la détermination du grossissement des particules	58
I.6.7.ii	Informations sur la fluorescéine sodée ou uranine	59
I.6.7.iii	Estimation du facteur de Van't Hoff de l'uranine	59
I.6.7.iv	Hygroscopicité à 99% et 100%	60
I.6.8	Choix du modèle de grossissement hygroscopique	60
I.1.	Caractérisation de l'agglomération	61
I.1.1	Estimation de l'évolution d'une population de classe par agglomération	61

I.1.2	Efficacité d'agglomération	62
I.1.2.i	Efficacité d'agglomération Brownienne	62
I.1.2.ii	Efficacité d'agglomération turbulente	62
I.1.3	Convergence du spectre granulométrique	63
I.2.	Conclusion sur l'état de l'art théorique	64
	Références du chapitre I	64

I.1. Généralités sur les aérosols

Les aérosols atmosphériques submicroniques aérosols sont choisis pour cette étude. Ils présentent les efficacités de filtrations les plus basses, les vitesses de dépôt les plus faibles et, par conséquent, les plus longs temps de résidence dans l'atmosphère. Ce début de chapitre décrit le champ aérosolique tel qu'il est défini dans la littérature quant à ses caractéristiques de taille, de distribution granulométrique et de nature. La majeure partie des informations présentées sont extraites des ouvrages de Boulaud et Renoux (1998), Mailliat (2010) et Hinds (1982).

I.1.1 Définition d'un aérosol

Un aérosol est un système au moins diphasique qui est défini par Schmauss (1920) comme étant un ensemble de particules en suspension dans un milieu gazeux, de diamètres compris entre 10^{-4} et $100 \mu\text{m}$, qui peuvent être solides, liquides ou les deux et présentant une vitesse de chute négligeable par rapport aux vitesses du milieu gazeux.

I.1.2 Diamètres des aérosols

Les particules en suspension dans un écoulement d'air présentent toutes sortes de géométries, plus ou moins régulières et complexes telles celles présentées en figure 1 et figure 2. Afin de simplifier la caractérisation de ces particules, celles-ci sont généralement considérées comme sphériques. Des corrections des propriétés sont possibles avec un facteur de forme et/ou le facteur de Cunningham défini au paragraphe I.3.1.ii. Ainsi, à partir d'un aérosol de forme quelconque, les diamètres suivants sont définis :

- Le diamètre équivalent, $d_{\text{équivalent}}$ est le diamètre d'une sphère ayant le même volume et la même masse volumique que la particule ;
- Le diamètre de Stokes équivalent, d_{Stokes} est le diamètre d'une sphère ayant la même vitesse de sédimentation et la même masse volumique que la particule. Il permet de s'affranchir des effets de porosité et nécessite la connaissance de la densité de la particule ;
- Le diamètre aérodynamique⁷ équivalent, $d_{\text{aérodynamique}}$ est le diamètre d'une sphère ayant la même vitesse de sédimentation que la particule et la masse volumique de l'eau $\rho_0 = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$.

Ci-dessous un exemple de particules irrégulières (Mailliat, 2010) avec leurs différents diamètres équivalents (avec ξ le facteur de forme).

Particule irrégulière ($\xi = 1,36$)	Sphère de Stokes équivalente	Sphère aérodynamique équivalente
$d_{\text{équivalent}} \cong 5 \mu\text{m}$	$d_{\text{Stokes}} = 4,3 \mu\text{m}$	$d_{\text{aérodynamique}} = 8,6 \mu\text{m}$
$\rho_p \cong 4000 \text{ kg.m}^{-3}$	$\rho_p = 4000 \text{ kg.m}^{-3}$	$\rho_p = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$
		
$v_{\text{chute}} = 2,2 \text{ mm.s}^{-1}$	$v_{\text{chute}} = 2,2 \text{ mm.s}^{-1}$	$v_{\text{chute}} = 2,2 \text{ mm.s}^{-1}$

Figure 1 : Différents diamètres équivalents pour une particule quelconque

Pour une même particule, le diamètre considéré et sa masse volumique conditionnent la vitesse de chute⁸, v_{chute} .

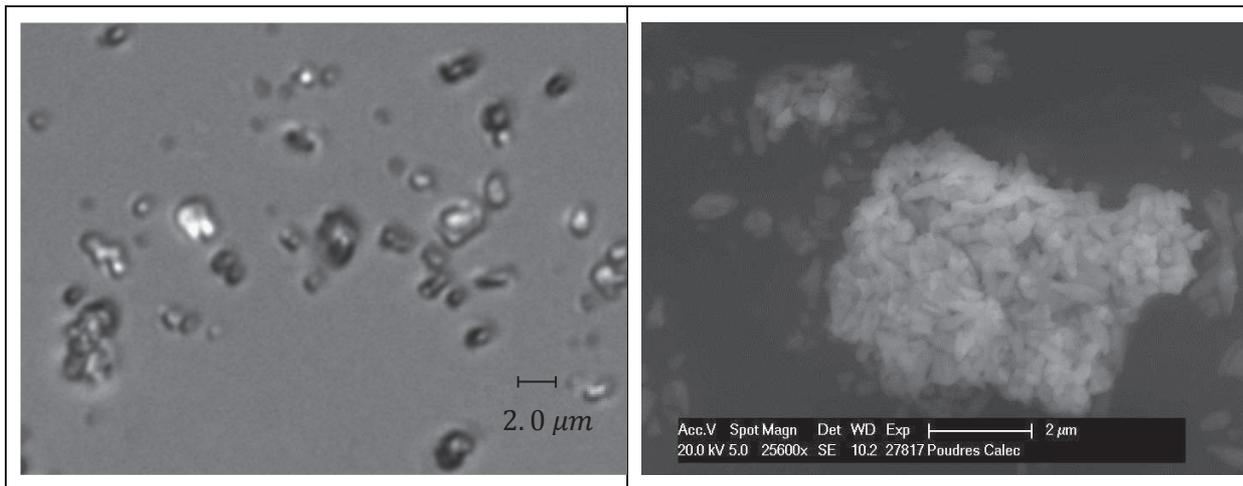


Figure 2 : Photos de particules d'uranine (Pieck, 2013)

Les photos de la figure 2 ont été prises par Pieck (2013) sur des particules d'uranine (issues de l'expérience du 24 janvier 2013) : à gauche, par microscope optique (6/02/13) et, à droite, avec le microscope à balayage électronique (MEB) du CEA/LLC (12/02/13).

Lors d'une étude expérimentale sur les aérosols, il est indispensable de préciser le diamètre équivalent des particules qui est considéré : diamètre de Stokes ou diamètre aérodynamique. Pour cette étude, le choix du diamètre des aérosols sera le diamètre Stokes équivalent noté d_p car il est pris en compte la masse volumique de l'uranine.

Il est aussi à noter que, pour les études d'impact sur l'environnement de rejets de polluants volatiles, les aérosols sont annotés avec l'indice PM (Particulate Matter) suivi d'une indication sur la taille, par exemple : $PM_{1,0}$ pour les particules très fines avec $d_p < 1 \mu m$ et $PM_{0,1}$ pour les nanoparticules avec $d_p < 0,1 \mu m$.

I.1.3 Distributions granulométriques

En pratique, on s'intéresse non pas à une particule unique mais à des populations de particules qui sont caractérisées par leur distribution statistique en tailles, également appelée distribution granulométrique. Il existe différentes distributions qui sont fonctions du diamètre moyen et de l'écart-type de la population de particules. Pour les aérosols, on considère souvent une distribution en log-normale.

La notion de mode granulométrique est issue de la distribution des tailles de particules (Whitby, 1973). Un mode granulométrique est un intervalle entre deux diamètres.

I.1.3.i Distribution en nombre ou en masse des diamètres

L'analyse de la distribution granulométrique d'une population de particules peut aussi s'effectuer en fonction des contributions de chaque classe au nombre ou à la masse totale des particules de la population. La masse d'une particule est donnée par le produit de sa masse volumique et de son volume.

- L'analyse en nombre, avec un diamètre médian en nombre noté d_{nombre} , favorise les particules fines car ce sont celles qui contribuent le plus au nombre total de particules d'une population. Ce type d'analyse est privilégié par les études menées sur des particules en suspension.
- L'analyse en masse, avec un diamètre médian en masse noté d_{masse} , privilégie les grosses particules (figure 4) car ce sont celles qui contribuent le plus à la masse globale d'une

population de particules. Les études sur le dépôt des aérosols privilégient les analyses en masse.

La figure 3 présente les distributions granulométriques en masse et en nombre des particules d'une expérience menée au laboratoire (11 juin 2012).

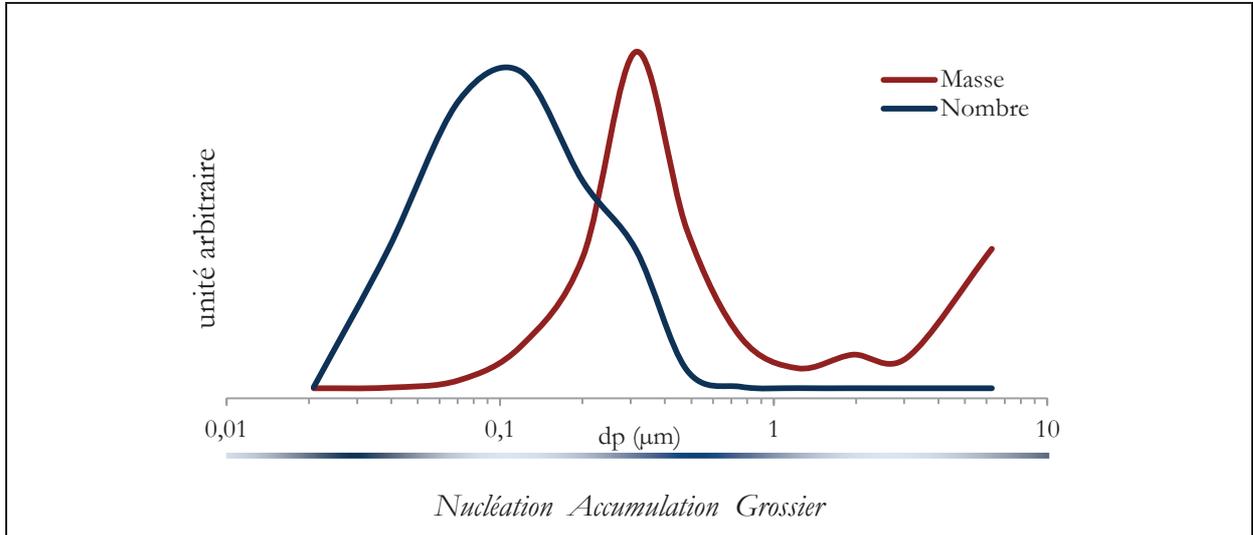


Figure 3 : Exemple de distributions granulométriques en nombre ou en masse

La figure 4 présente la distribution log-normale en masse et les diamètres aérodynamiques médians donnés par un impacteur (voir paragraphe III.3.3.i). Cette figure correspond à la distribution granulométrique des particules émises par le générateur d'aérosols utilisé dans cette étude.

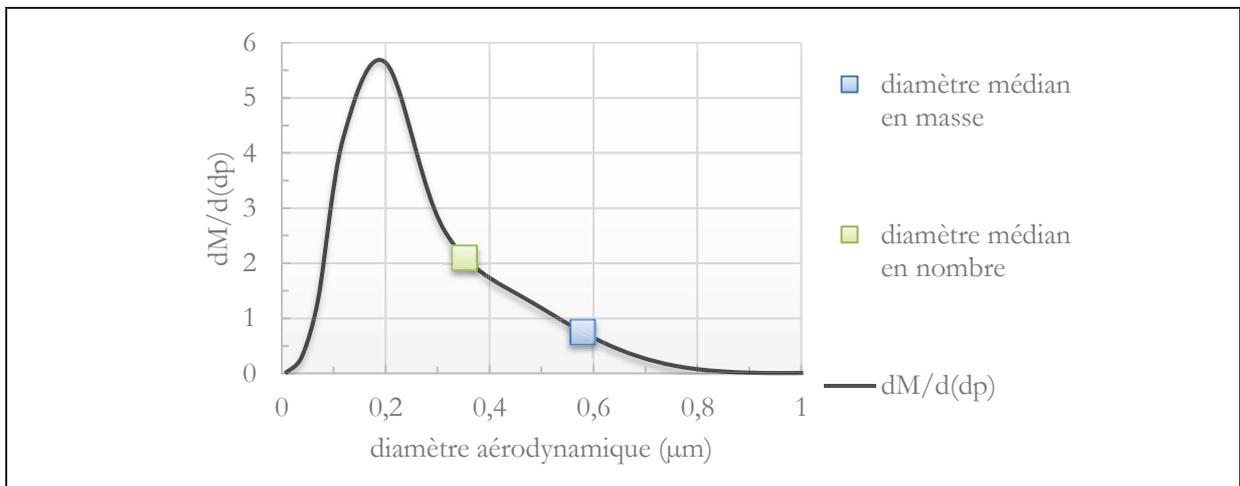


Figure 4 : Diamètres caractéristiques d'une distribution log-normale en masse

L'ordonnée indique le rapport de la variation de masse dM sur une variation de taille $d(d_p)$ et s'écrit $dM/d(d_p)$. La surface sous la courbe correspond à la masse totale de particules. Pour une distribution de taille sur plusieurs ordres de grandeur, l'ordonnée du graphique est donnée en $dM/d\log(d_p)$ et l'abscisse en $\log(d_p)$.

L'analyse en diamètre en masse est privilégiée dans cette étude car les prélèvements sur filtres et dans l'eau impliquent des mesures en masse.

I.1.3.ii Types de distribution granulométrique des particules

Dans la nature, la distribution granulométrique des particules peut être associée au nombre de modes lorsque la distribution est centrée sur une ou plusieurs tailles de particules. Dans la nature certains éléments ont une distribution à un seul mode comme le plomb, ou bimodale comme le zinc ou le cuivre (Tombette, 2010).

L'écart-type géométrique⁹, noté σ_g , permet d'exprimer la dispersion autour d'une taille de particules. Dans le cas où cet écart-type est inférieur ou égal à 1, le champ d'aérosol est monodispersé, sinon quand il est supérieur à 1,2, l'aérosol est polydispersé.

I.1.4 Aérosols atmosphériques et transformation

Les aérosols atmosphériques sont soit d'origine anthropique, soit, majoritairement, d'origine naturelle. Les études des aérosols en milieu urbain menées par Percot (Percot, 2012) ont souligné que les aérosols anthropiques ont la particularité d'être faibles en nombre et souvent de forme sphérique.

Il est distingué les aérosols primaires, où les particules sont directement émises dans l'atmosphère, et les aérosols secondaires, où les particules résultent de réactions chimiques. Les aérosols atmosphériques appelés aussi aérosols troposphériques, subissent des transformations et des réactions dans l'atmosphère (figure 6).

Dans l'atmosphère, il est généralement distingué trois classes ou modes granulométriques (figure 3): le mode de nucléation, le mode d'accumulation et le mode des grosses particules.

- le mode de nucléation est celui des particules ultrafines avec $d_p < 0,1 \mu m$. Dans l'atmosphère, ces particules peuvent subir des transformations par condensation¹⁰ et/ou coagulation¹¹ et former des particules fines par agrégation (conversion gaz-particule) [Boulaud et Renoux (1998), figure 1.2] ;
- le mode d'accumulation est celui des particules fines avec $0,1 \mu m \leq d_p \leq 2,5 \mu m$. Ce sont les particules qui résident le plus longtemps dans l'atmosphère (Boulaud et Renoux, 1998) où elles peuvent rester entre 10 jours et plusieurs semaines (figure 5), parcourir l'ensemble du globe (Jaenicke, 1988) et se déposer à plusieurs milliers de kilomètres de leur point d'émission initial. Ces particules peuvent provenir du grossissement de noyaux de condensation ou de coagulation de particules du mode nucléation (figure 6) ;
- le mode des grosses particules est celui des particules grossières avec $2,5 \mu m < d_p < 100 \mu m$. Les particules de ce mode sont générées mécaniquement par des mécanismes tels que l'érosion éolienne ou la production d'embruns.

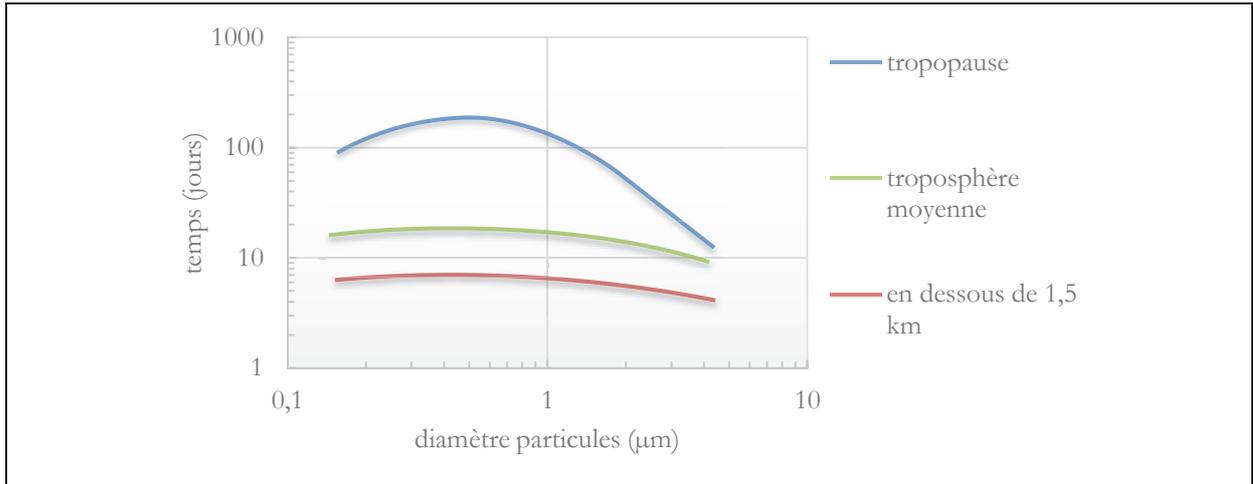


Figure 5 : Temps de séjour des aérosols atmosphériques en fonction de l'altitude et des diamètres de particules

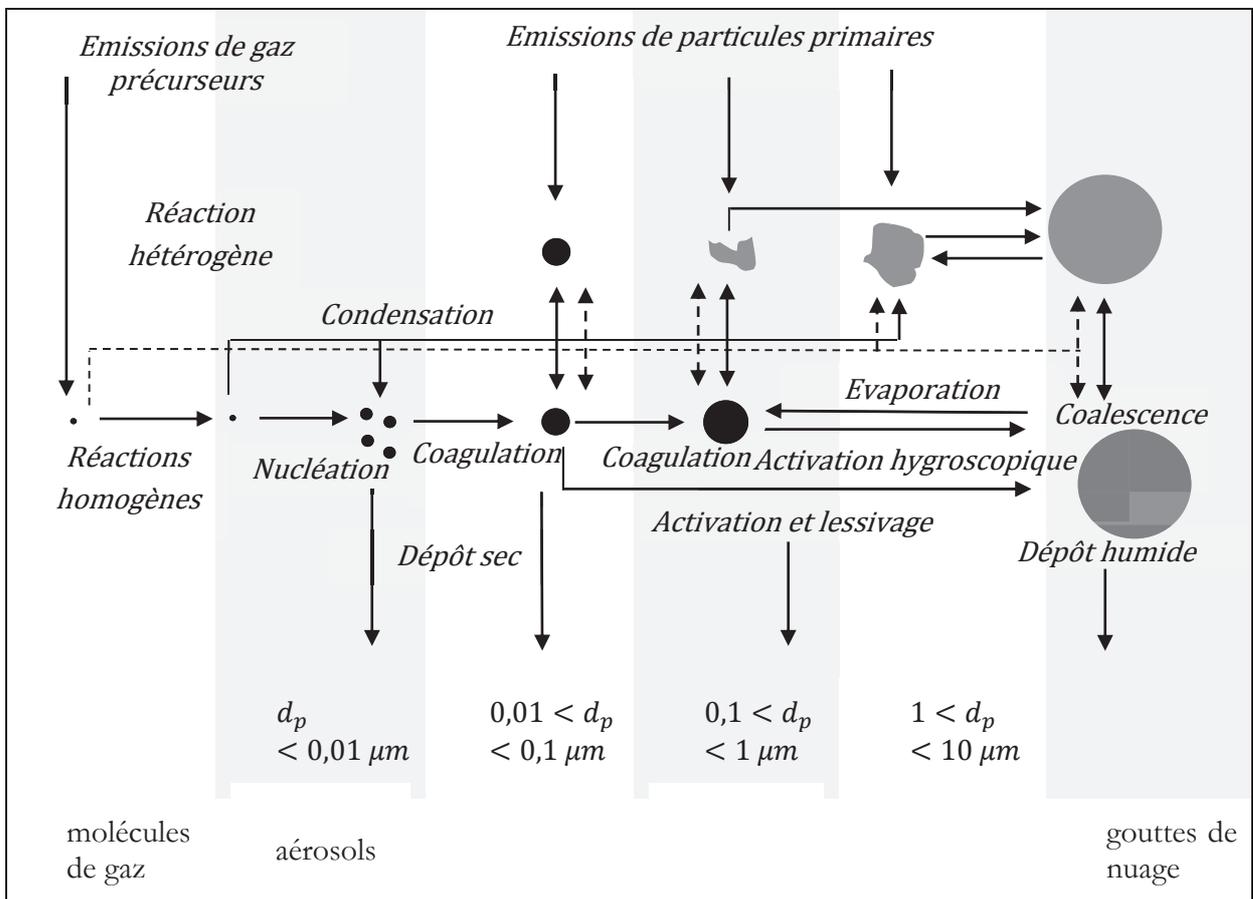


Figure 6 : Processus de transformation des aérosols dans l'atmosphère (Raes, Dingenen et al., 2000)

Après avoir défini les caractéristiques des aérosols sur lesquels sont basées notre étude. Nous décrivons dans la prochaine partie la physique du dépôt des aérosols.

I.2. Dépôt des aérosols et transferts atmosphériques

Au sujet du dépôt des aérosols atmosphériques, il est distingué le dépôt humide et le dépôt sec. Ces mécanismes caractérisent le transfert de particules atmosphériques transportées par le vent sur une surface où elles peuvent se déposer. Les deux mécanismes contribuent plus ou

moins au dépôt total en fonction des conditions météorologiques. Ils sont exposés succinctement ci-dessous.

I.2.1 Dépôt humide

Le dépôt humide se décompose en deux mécanismes décrits à la figure 7 :

– le lessivage (*below-cloud scavenging* ou *washout*) issu des précipitations est le rabatement par la pluie des aérosols atmosphériques qui sont présents entre le nuage et le sol. Les hydrométéores comme les gouttes¹² ou la neige favorisent leur chute [Slinn (1977) et Ishikawa, Murakami et al. (1995)]. Le dépôt humide est déterminé par une efficacité de collecte des particules par les hydrométéores.

– le lavage (*in-cloud scavenging* ou *rainout*) est la captation des particules par les gouttes d'eau lors de la formation des nuages. Le principal phénomène caractérisant le lavage est la nucléation. Dans ce cas la particule sert de noyau de condensation à la vapeur d'eau ambiante. Un autre phénomène est celui du brassage d'une masse d'air pourvue de particules qui traverse un nuage ou une nappe de brouillard.

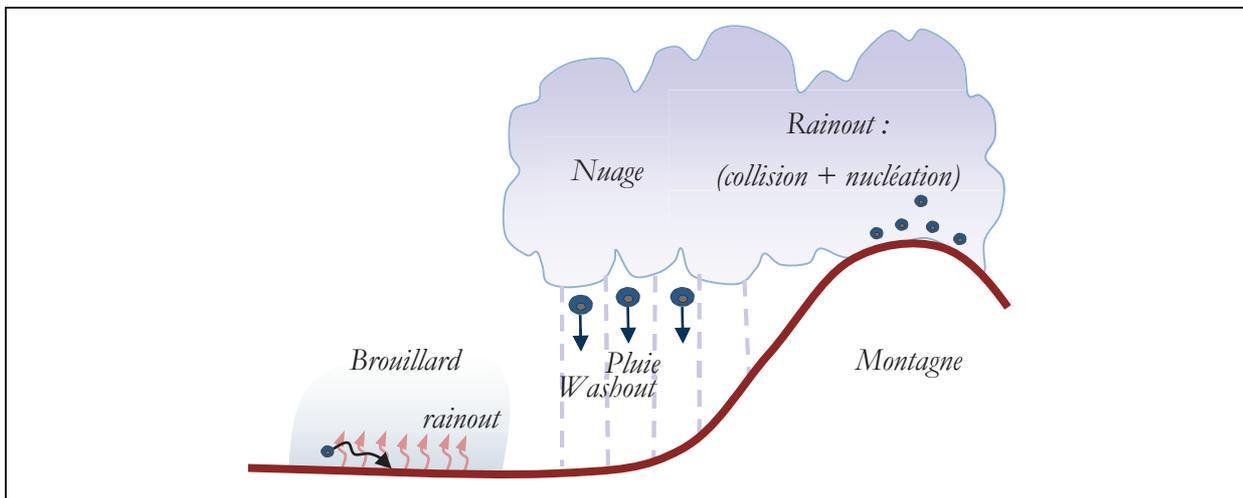


Figure 7 : Mécanismes du dépôt humide

Parmi les différents mécanismes de transfert des radionucléides particulaires de l'atmosphère, le dépôt humide est un processus particulièrement efficace sur de courtes échelles de temps (Mattsson et Vesanen, 1988).

I.2.2 Dépôt sec

Contrairement au dépôt humide, le dépôt sec ne concerne que les aérosols situés près des surfaces réceptrices. Bien que beaucoup moins efficace que le dépôt humide, c'est le mécanisme dominant par temps sec et en cas de faibles précipitations où il a été montré qu'il peut être inférieur de seulement 10% au dépôt humide (Percot, 2012).

Il est commandé par :

- les conditions atmosphériques caractérisées par la turbulence de l'écoulement, les flux thermiques, les flux d'évaporation, etc. ;
- les spécificités des surfaces réceptrices : forêt, prairie, eau, zone urbaine, etc. ;
- la taille et la nature des particules.

Le dépôt sec fait l'objet de cette étude. Pour l'estimer, on cherche en pratique à déterminer le flux de dépôt sec.

I.2.3 Flux de dépôt sec des aérosols

Le flux de dépôt est la quantité de particules qui traverse une surface réceptrice en fonction du temps. Cette quantité peut être choisie en masse ($kg.m^{-2}.s^{-1}$) et/ou en nombre ($\#.m^{-2}.s^{-1}$).

I.2.3.i Bilan en masse des aérosols

Le bilan en masse des aérosols relie la variation temporelle de la concentration d'aérosols avec les flux locaux instantanés. Il s'exprime avec la loi de conservation de la concentration. Le bilan s'écrit :

$$\frac{\partial \chi}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{J}_T = S \quad [I-1]$$

Avec $\chi = \chi(z, r, t)$ la concentration à une altitude z , pour une classe de taille de particule r et à un temps t . S est le terme source.

J_T est le flux total instantané :

$$\vec{J}_T = \vec{v}_i \cdot \chi + \vec{J} \quad [I-2]$$

Les termes sont définis comme suit :

- \vec{v}_i est la vitesse locale instantanée des particules : $\vec{v}_i = \vec{v}_e + \vec{u}$;
- \vec{v}_e est la vitesse d'échappement qui est la vitesse relative des particules par rapport à la vitesse du fluide porteur. Elle dépend des changements de direction du vent et de l'inertie de la particule ;
- \vec{u} est la vitesse du fluide porteur, en l'occurrence l'air ;
- \vec{J} est le flux qui est dû à la diffusion Brownienne et aux forces phorétiques. Ces mécanismes seront explicités au paragraphe I.3.

I.2.3.ii Expression du flux de dépôt en fonction de la vitesse de dépôt

Parmi les différentes méthodes envisageables pour déterminer le flux de dépôt sec, la plus usitée et la plus opérationnelle est celle basée sur la détermination de la vitesse de dépôt sec. Celle-ci est définie comme le flux de particules rapporté à une concentration de particules à une hauteur de référence au-dessus de la surface de dépôt. Le terme "vitesse de dépôt" est donné par Chamberlain et Chadwick (1953) et s'écrit :

$$v_d(z) = \frac{\text{flux de particules par unité de surface et de temps}}{\text{concentration en particule à } z} \quad [\text{I-3}]$$

En connaissant, à une altitude z , la concentration des particules dans l'air $\chi(z, r, t)$ et la vitesse de dépôt $v_d(z, r, t)$, le flux de dépôt sur la surface $J_D(r, t)$ est indépendant de z et est donné par :

$$J_D(r, t) = \chi(z, r, t) \cdot v_d(z, r, t) \quad [\text{I-4}]$$

I.3. Mécanismes contributeurs au dépôt sec des aérosols

Le dépôt sec est la conséquence des interactions entre une surface et les particules qui y sont amenées par différents processus. La figure 8 résume les différents flux considérés ici, en les classant selon trois grandes familles :

- Ceux gouvernés par le transport (bleu) : impaction turbulente et inertielle, interception ;
- Ceux par les champs de force (rouge) : thermophorèse, diffusiophorèse, électrophorèse, sédimentation ;
- Ceux par la diffusion (vert) : diffusion Brownienne, diffusion turbulente.

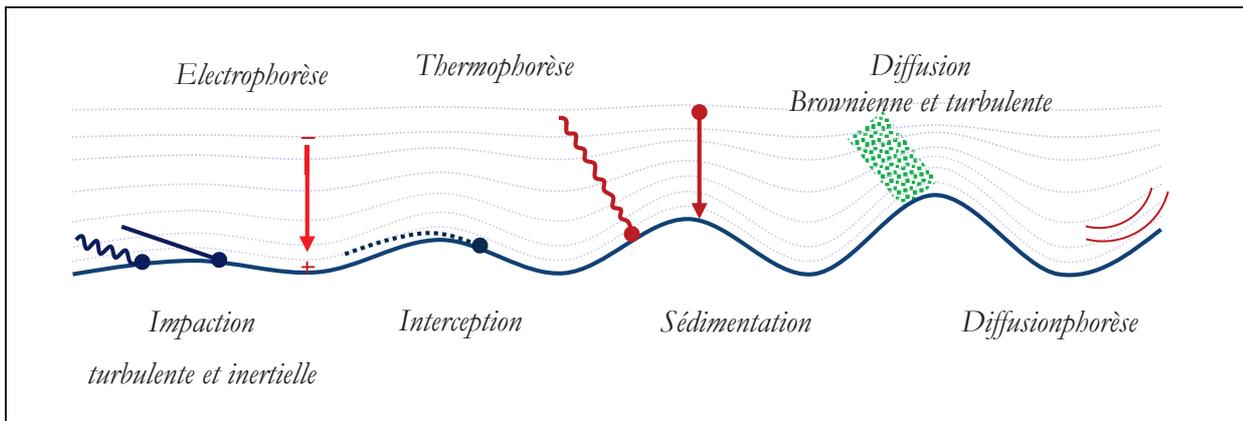


Figure 8 : Mécanismes de dépôt

I.3.1 Mécanismes dans les couches de dépôt et à flux constant

Comme précisé au paragraphe I.4.3 à la figure 19, il est identifié deux régions au-dessus de l'eau : la couche de dépôt de hauteur δ_A et la couche à flux constant de hauteur h . Dans la couche à flux constant, les particules sont principalement transportées par diffusion turbulente et par inertie. La particule est alors transférée dans la couche de dépôt où l'écoulement est principalement gouverné par les mouvements moléculaires (petits tourbillons). Les particules sont ensuite transférées vers la surface suivant les mécanismes de diffusion Brownienne, d'impaction, d'interception, de diffusiophorèse, de thermophorèse et par sédimentation comme indiqué à la figure 9.

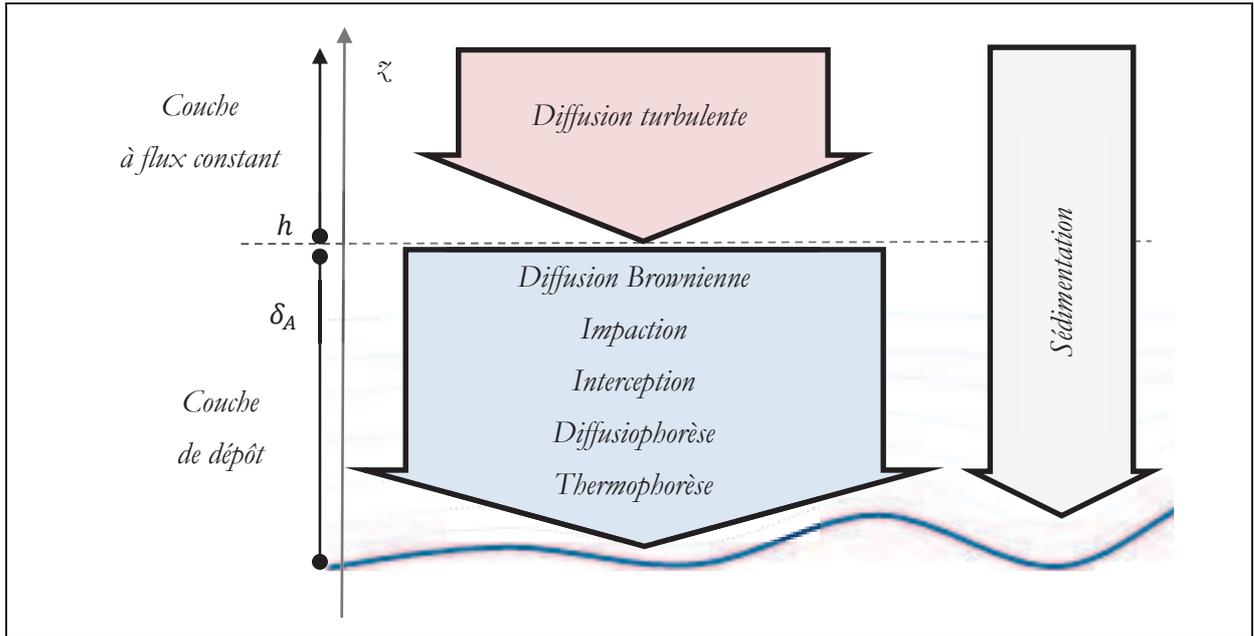


Figure 9 : Mécanismes au-dessus de l'eau

En préliminaire à la description des mécanismes de dépôt il est décrit la hauteur de la couche de dépôt et le temps caractéristique pour les aérosols.

I.3.1.i Longueur de capture des particules

La hauteur de couche de dépôt notée δ_A peut être interprétée comme une épaisseur de capture des particules par analogie avec une hauteur de rugosité thermique. Dans le cas où une particule se retrouve à une hauteur inférieure à δ_A , celle-ci va se déposer sur la surface. C'est une échelle de longueur de diffusivité qui caractérise le dépôt du contaminant à la surface. Garratt et Hicks (1973) estiment à partir d'une analyse semi-empirique, l'expression de la hauteur de couche de dépôt telle que :

$$\delta_A = \frac{D_B}{\kappa \cdot u_*} \quad [I-5]$$

Avec : u_* la vitesse de frottement, κ la constante de von Karmàn et D_B le coefficient de diffusivité moléculaire du contaminant qui est donné à l'équation [I-35]. D'après Hicks et Williams (1979) le coefficient est égal au coefficient de diffusivité moléculaire dans le cas où la vitesse du vent est inférieure à 15 m.s^{-1} ce qui sous-entend que le coefficient de diffusion turbulente est alors négligé dans l'équation [I-5].

I.3.1.ii Temps caractéristique des particules

Dans la même logique il est défini le temps caractéristique des particules qui est leur temps de relaxation τ_p . Il est souvent utilisé comme temps de référence dans l'analyse des régimes de dépôts.

Le temps de relaxation est le temps nécessaire à une particule pour ajuster sa vitesse à toute variation du vecteur vitesse du fluide [Boulaud et Renoux (1998) et Mailliat (2010)].

Le temps de relaxation traduit le temps nécessaire à la particule pour évacuer ou acquérir de l'énergie cinétique.

Dans le régime de Stokes (pour un nombre de Reynolds particulaire $Re_p = u_p \cdot d_p / \nu_{air} \ll 1$ où u_p est la vitesse moyenne de la particule), l'expression du temps de réponse, ou temps de relaxation s'écrit :

$$\tau_p = \frac{d_p^2}{18} \cdot \frac{(\rho_p - \rho_{air})}{\mu_{air}} \cdot C_{un} \quad [I-6]$$

Avec C_{un} le facteur de Cunningham (1910) ou facteur de correction de glissement de Cunningham qui permet de tenir compte du fait que la taille de la particule peut devenir de l'ordre du libre parcours moyen Λ_g . Son expression est fonction du nombre de Knudsen Kn qui est proportionnel au libre parcours moyen des particules dans l'air.

Une expression du facteur correctif C_{un} (Moshfegh, Shams et al., 2010) est :

$$C_{un}(d_p) = 1 + Kn \cdot \left(1,209 + 0,441e^{-\frac{0,779}{Kn}} \right) \quad [I-7]$$

Le nombre de Knudsen, Kn est un nombre sans dimension défini comme le rapport entre le libre parcours moyen et le rayon de la particule (Hirschfelder, Curtiss et al., 1955).

$$Kn = 2 \frac{\Lambda_g}{d_p} \quad [I-8]$$

Le libre parcours moyen pour une particule physique est la moyenne des distances couvertes par le mouvement d'une particule entre deux collisions successives, qui modifient la direction ou l'énergie ou les propriétés des particules (Fuchs, 1964).

$$\Lambda_g = \nu_{air} \left(\pi \cdot \frac{M_g}{N_A} \cdot \frac{1}{2 \cdot \kappa_B \cdot T_{air}} \right)^{1/2} \quad [I-9]$$

La figure 10 présente le facteur de Cunningham pour des particules submicroniques.

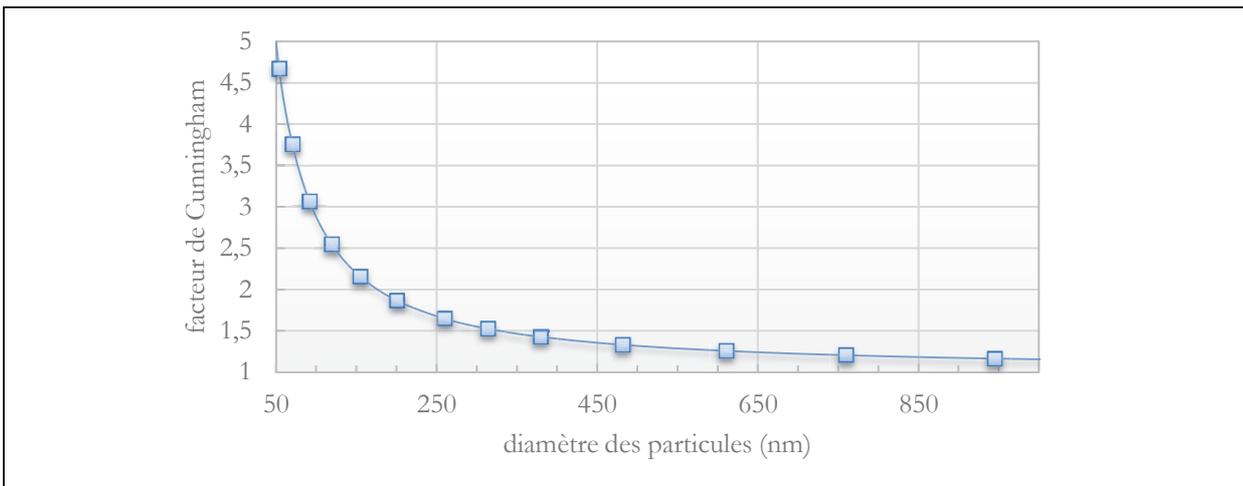


Figure 10 : Facteur de Cunningham pour des particules submicroniques à $T = 30^\circ\text{C}$

La figure 11 montre la distance $D_p = \tau_p \cdot u$ nécessaire à une particule pour s'arrêter en fonction de la vitesse de la particule supposée égale à la vitesse du vent.

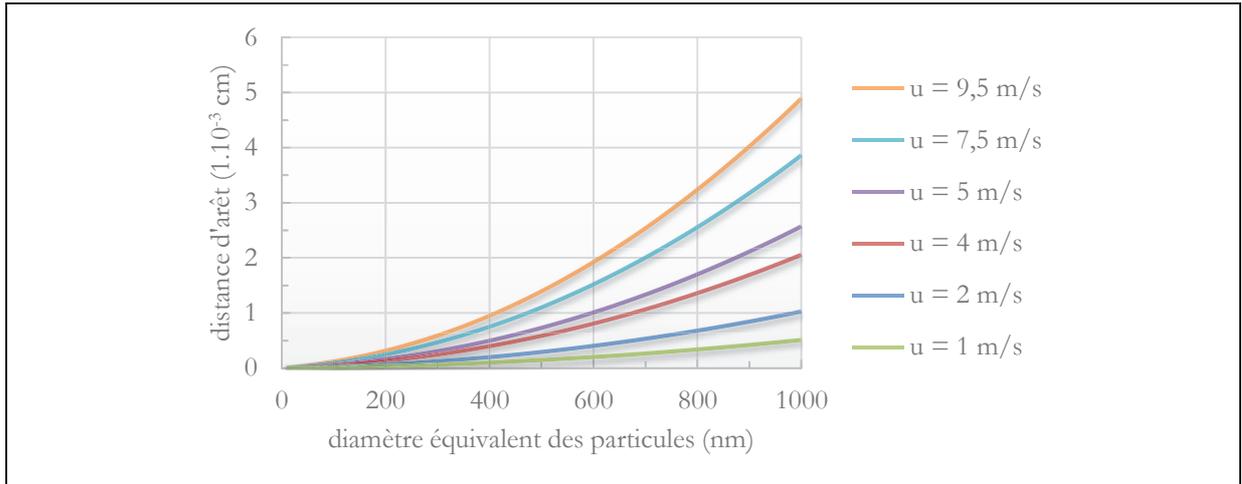


Figure 11 : Distance d'arrêt des particules

Il est défini également le paramètre sans dimension τ_p^+ qui est le rapport entre le temps de relaxation et le temps visqueux :

$$\tau_p^+ = \tau_p \cdot \frac{u_*^2}{\nu_{air}} \quad [I-10]$$

I.3.1.iii Régimes de dépôt selon le temps de relaxation

Dans la littérature il est généralement proposé trois régimes de dépôt en fonction du temps de relaxation adimensionné [Friedlander et Johnstone (1957), Davies (1966) ou Wood (1981)] :

- Le régime de diffusion particulaire turbulente pour $\tau_p^+ < 1$;
- Le régime de diffusion turbulente - impaction pour $1 < \tau_p^+ < 10$;
- Le régime inertiel modéré pour $\tau_p^+ > 10$.

La valeur limite entre les deux premiers régimes dépend de la hauteur de rugosité comme le montre la figure 12 qui présente la vitesse de dépôt adimensionnée $v_d^+ = v_d/u_*$ en fonction du temps de relaxation adimensionné τ_p^+ pour différentes hauteurs de rugosité adimensionnées k^+ (avec $k^+ = k_s \cdot u_* / \nu_{air}$ définie au paragraphe I.4.2.).

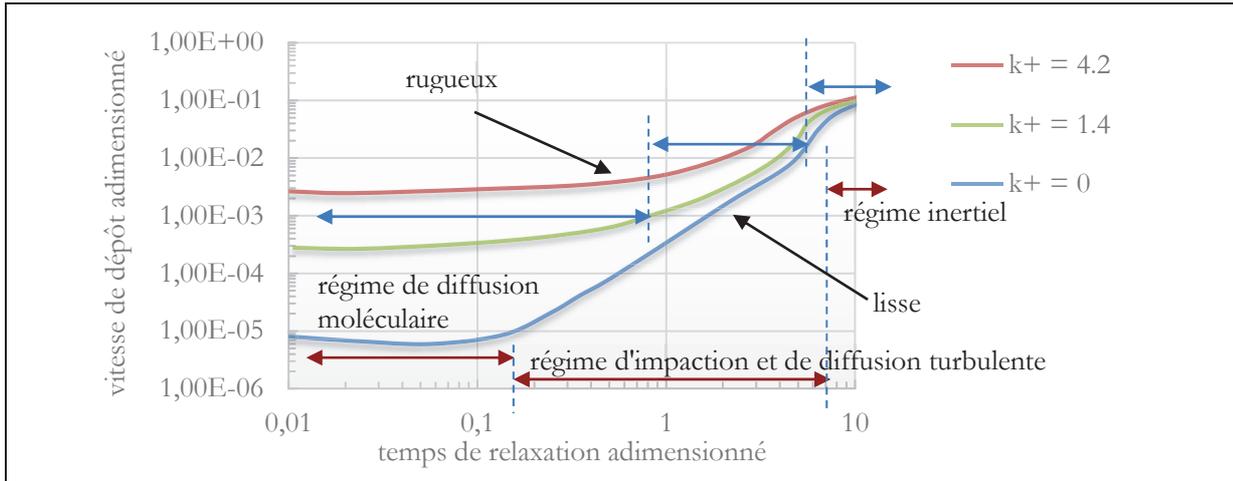


Figure 12 : Evolution de la vitesse de dépôt adimensionnée en fonction du temps de relaxation adimensionné pour différentes rugosités [Wood (1981) – figure 1]

I.3.2 Mécanismes dans la couche à flux constant

I.3.2.i Sédimentation

La sédimentation est déduite de la résultante des effets de la gravité, de la flottabilité (Archimède)¹³ et de la force de traînée¹⁴. Ces forces génèrent une vitesse verticale de dérive qui entraîne les particules vers le bas appelée la vitesse de sédimentation v_s (Stokes).

- *Vitesse de sédimentation : particule sphérique et rigide*

Le bilan de forces permet de déduire la vitesse de sédimentation. La vitesse de sédimentation peut s'écrire dans le cas d'une particule :

$$v_s = \left(\frac{d_p^2}{18} \cdot \frac{(\rho_p - \rho_{air})}{\mu_{air}} \cdot C_{un} \right) \cdot g = \tau_p \cdot g \quad [I-11]$$

Avec : g l'accélération de pesanteur, d_p le diamètre de la particule ou de la goutte (soluté et eau), ρ_p la masse volumique de la particule ou de la goutte.

La particule dans l'air n'est pas sphérique, comme le montre la figure 2, de plus, au contact de l'eau, une particule hygroscopique se transforme en goutte qui avec son inertie tend à se déformer et à modifier la traînée.

- *Remarque sur la vitesse de sédimentation*

À ces expressions, il ne faut pas oublier que la particule se trouve dans un fluide en mouvement impliquant des effets supplémentaires liés à l'action de ce fluide sur la particule. À l'équation bilan doit alors être ajoutée une portance pour donner une vitesse « efficace ». Dans ce cas la vitesse n'est plus nécessairement orientée vers la verticale. Cette portance n'est pas prise en compte, car son effet est négligeable ici.

I.3.2.ii Diffusion atmosphérique turbulente

En régime turbulent, ce qui est le cas dans l'atmosphère, le transfert des particules par agitation/brassage est appelé diffusion turbulente. Les particules sont dispersées par les structures tourbillonnaires de plus grandes tailles qu'elles [Chassaing (2000) - page 21]. Ce phénomène physique macroscopique participe à l'entraînement des particules entre les différentes couches de

la couche limite turbulente et notamment de la couche à flux constant vers la sous-couche visqueuse. Du point de vue du dépôt, ce processus est plus considéré comme un mécanisme d'alimentation de la couche de dépôt que comme un mécanisme qui participe physiquement au dépôt. Il est aussi supposé que l'écoulement de l'air turbulent est homogène et isotrope.

Pour caractériser ce phénomène, le flux turbulent noté $\vec{J}_{turbulence}$, est fonction du coefficient de diffusion turbulente D_T (par analogie avec la loi de Fick) et du gradient de concentration, tel que :

$$\vec{J}_{turbulence} = -D_T \cdot \vec{\nabla} \chi \quad [I-12]$$

- *Coefficient de diffusion turbulente*

Dans les études de modèle de dépôt de particules (Lai et Nazaroff, 2000), le coefficient de diffusion turbulente s'écrit en fonction de l'altitude z , d'un paramètre d'intensité turbulente K_e en $L^{2-n} \cdot T^{-1}$ et de l'exposant n , variant dans la littérature entre 2 et 3. L'expression du coefficient est basée sur le modèle de longueur de mélange (Prandtl, 1925) liant une longueur et le gradient de vitesse. Crump et Seinfeld (1981) généralisent les expressions de la littérature sur la diffusivité turbulente particulière telle que :

$$D_T(z) = f(z, u_*) = K_e \cdot z^n \quad [I-13]$$

Dans la couche à flux constant, il est généralement admis que le coefficient vertical de diffusion turbulente vérifie la relation suivante :

$$D_T(z) = \kappa \cdot u_* \cdot z \quad [I-14]$$

- *Flux de diffusion turbulente*

Dans la couche à flux constant, le flux vertical vers le bas par diffusion turbulente s'écrit alors :

$$J_{turbulence} = D_T(z) \cdot \frac{\partial \chi}{\partial z} \quad [I-15]$$

Avec l'équation [I-14], le flux s'écrit :

$$J_{turbulence} = \kappa \cdot u_* \cdot z \cdot \frac{\partial \chi}{\partial z} \quad [I-16]$$

La vitesse de diffusion turbulente est introduite en écrivant l'expression du flux dans la couche de dépôt entre la hauteur de dépôt δ_A et une hauteur z dans la couche à flux constant :

$$J_{turbulence} = v_{turbulence} \cdot (\chi_z - \chi_A) \quad [I-17]$$

Avec $v_{turbulence}$ qui est la vitesse associée à la diffusion turbulente.

Le flux étant supposé constant (condition de stabilité neutre), l'expression [I-16] intégrée entre z et δ_A donnent :

$$\begin{aligned} \partial\chi &= J_{turbulence} \cdot (\kappa \cdot u_*)^{-1} \frac{\partial z}{z} \\ \Rightarrow \chi_z - \chi_A &= \frac{J_{turbulence}}{\kappa \cdot u_*} \cdot \ln\left(\frac{z}{\delta_A}\right) \end{aligned} \quad [I-18]$$

- *Vitesse de diffusion-turbulente*

La vitesse associée à la diffusion-turbulente peut donc s'écrire :

$$v_{diffusion-turbulente}(z) = \frac{\kappa \cdot u_*}{\ln\left(\frac{z}{\delta_A}\right)} \quad [I-19]$$

Slinn et Slinn (1980) proposent l'expression suivante :

$$v_{diffusion-turbulente} = \frac{1}{1 - \kappa} \cdot \frac{u_*^2}{u(z)} \quad [I-20]$$

I.3.3 Mécanismes dans la couche de dépôt

Après avoir été transférées par sédimentation et par diffusion turbulente de la couche à flux constant à la couche de dépôt, les particules doivent encore traverser cette dernière pour se déposer à la surface. Dans cette couche, l'écoulement est dominé par les effets visqueux qui tendent à dissiper les tourbillons et annihiler la turbulence. Les mécanismes qui participent au dépôt sec sont la sédimentation, la diffusion moléculaire, les impactions turbulente et inertielle, l'interception et les effets phorétiques, essentiellement la diffusiophorèse et la thermophorèse. Ces mécanismes sont recensés dans cette partie.

I.3.3.i Impaction inertielle

Lorsque l'écoulement change de direction à proximité d'un obstacle, les particules peuvent s'échapper des lignes de courant à cause de leur inertie. Si leur énergie est suffisante, les particules qui sont proches de la surface ne suivent pas fidèlement les changements de direction de l'écoulement imposés par la géométrie de la surface et elles peuvent traverser la couche visqueuse et impacter la surface.

3.i.a Expression générale de la vitesse due à l'impaction inertielle

Il existe peu d'études sur l'évaluation de la contribution de ce mécanisme à la vitesse de dépôt sec. Comme pour l'impaction turbulente, Petroff et Zhang (2010) proposent une expression de la vitesse d'impaction inertielle $v_{impaction-inertielle}$, en fonction d'une efficacité de collection E_{IM} .

$$v_{impaction-inertielle}(z) = E_{IM} \cdot u(z) \quad [I-21]$$

En première approximation l'expression de l'efficacité d'impaction, E_{IM} , peut s'écrire comme le rapport du diamètre de la particule et de la hauteur de l'obstacle (Mailliat, 2010). Elle s'écrit aussi en fonction du nombre de Stokes S_{tk} , avec la relation empirique suivante :

$$E_{IM} = \left(\frac{S_{tk}}{S_{tk} + a_i} \right)^{b_i} \quad [I-22]$$

Où a_i et b_i sont des coefficients propres à la surface. Il n'existe pas de valeur pour une surface liquide mobile, par contre sur l'herbe d'après Little et Wiffen (1977), les valeurs des coefficients sont données par : $a_i = 3$ et $b_i = 2$.

Le nombre de Stokes S_{tk} est décrit ci-dessous.

3.i.b Nombre de Stokes

Le nombre de Stokes S_{tk} [Mailliat (2010) - page 117] est le rapport de l'énergie cinétique de la particule et de l'énergie dissipée par frottement avec le fluide. Il est fonction du temps de relaxation de la particule τ_p , d'une vitesse caractéristique de l'écoulement et d'une dimension caractéristique de l'obstacle L .

Loin de la paroi, le nombre de Stokes peut s'écrire en fonction de la vitesse moyenne du vent $u(z_{ref})$ et du temps de relaxation :

$$S_{tk} = \tau_p \cdot \frac{u(z_{ref})}{L} \quad [I-23]$$

Près de la paroi, le nombre de Stokes peut s'écrire en fonction de la vitesse de frottement u_* :

$$S_{tk}^* = \tau_p \cdot \frac{u_*}{L} \quad [I-24]$$

La longueur caractéristique de Stokes est ici choisie pour correspondre à la hauteur de la couche de dépôt définie au paragraphe I.3.1.i, soit $L = \delta_A$.

Pour des surfaces lisses, Giorgi (1988) donne l'expression du nombre de Stokes tel que :

$$S_{tk}^* = \tau_p \cdot \frac{u_*^2}{\nu_{air}} = \tau_p^+ \quad [I-25]$$

I.3.3.ii Impaction turbulente

Dans un environnement turbulent, les particules ont une énergie propre due à leur inertie qui peut les mettre en déséquilibre par rapport aux tourbillons turbulents. Dans ce cas, elles ne suivent plus les tourbillons qui les portent et lorsqu'elles se trouvent près de la paroi elles peuvent traverser la couche visqueuse et rencontrer la surface. Ainsi, la contribution de ce mécanisme au flux de dépôt est paramétrée par une vitesse de dépôt notée $v_{impaction\ turbulente}$ qui dépend du temps de relaxation des particules.

3.ii.a Expression la vitesse dû à l'impaction turbulente

Les rares expressions disponibles dans la littérature pour évaluer la vitesse par impaction turbulente sont issues de travaux menés sur paroi plane, sur prairie ou dans des conduites. Ces expressions sont fonctions du paramètre sans dimension τ_p^+ .

3.ii.b Sur paroi plane

Liu et Ilori (1974) proposent sur une paroi plane :

$$v_{impaction-turbulente} = u^* \cdot k_2 \cdot \tau_p^+ \quad : \quad 0,1 < \tau_p^+ < 10 \quad [I-26]$$

Avec $k_2 = 4,5 \cdot 10^{-4}$, un coefficient empirique.

3.ii.c Sur prairie et sur canopée

Sur prairie et sur canopée, Petroff et Zhang (2010) généralisent la vitesse de dépôt sec en fonction d'efficacités de collection et proposent l'expression suivante pour la contribution de l'impaction turbulente :

$$v_{impaction-turbulente}(z) = u(z) \cdot \begin{cases} 2,15 \cdot C_{IT} \cdot (\tau_p^+)^2 & : \quad \tau_p^+ < 20 \\ C_{IT} & : \quad \tau_p^+ \geq 20 \end{cases} \quad [I-27]$$

Avec C_{IT} une constante qui tient compte des caractéristiques des distributions de longueur et d'orientation des obstacles. Cette constante est donnée égale à 0,14.

3.ii.d Dans une conduite

En conduite, Mailliat (2010) donne la vitesse d'impaction turbulente égale à :

$$v_{impaction-turbulente} = u_* \cdot \begin{cases} 6 \cdot 10^{-4} \cdot (\tau_p^+)^2 + 2 \cdot 10^{-3} \cdot Re & : \quad \tau_p^+ < 12,9 \\ 0,1 & : \quad \tau_p^+ \geq 12,9 \end{cases} \quad [I-28]$$

Avec Re le nombre de Reynolds $Re = u_{débitante} \cdot \frac{D_{conduite}}{v_{air}}$ avec $D_{conduite}$ le diamètre de la conduite et $u_{débitante}$ la vitesse débitante.

3.ii.e Sur vague

Sur des vagues, d'après Slinn (1976) il est considéré que la vitesse (voir paragraphe II.2.4.i) s'écrit :

$$v_{impaction\ turbulente} = \frac{1}{\kappa} \cdot \frac{u_*^2}{u(z_{ref})} \cdot 10^{-\frac{3}{5\kappa}} \quad [I-29]$$

I.3.3.iii Interception

L'interception d'un aérosol par la surface est rendue possible lorsqu'une particule qui suit parfaitement les lignes de courant, rentre en contact avec la surface car la distance entre elle et la paroi est inférieure à son diamètre.

- *Expression générale de la vitesse due à l'interception*

La vitesse de dépôt associée à l'interception $v_{interception}$ a été proposée, par Slinn (1982) pour des applications sur les canopées telle que :

$$v_{interception} = \frac{u_*}{\kappa} \cdot E_{int} \quad [I-30]$$

La valeur de l'efficacité d'interception E_{int} est donnée en fonction du diamètre de la particule.

Petroff et Zhang (2010) estiment cette valeur telle que :

$$E_{int} = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{d_p}{L} \right)^2 \quad [I-31]$$

Pour des couverts végétaux comme les arbres, la longueur caractéristique L est prise soit égale aux diamètres des aiguilles soit à la longueur moyenne des feuilles. Ce mécanisme existe mais est rarement pris en compte car sa contribution est négligeable par rapport aux autres mécanismes.

I.3.3.iv Diffusion Brownienne ou moléculaire

Très près de la surface, dans la sous-couche visqueuse, la diffusion est principalement le résultat du mouvement Brownien¹⁵ qui peut se caractériser par les mouvements aléatoires à haute fréquence des molécules de l'air. Le mécanisme dû à la diffusion Brownienne devient prépondérant pour les particules de tailles inférieures au dixième de micron.

- *Expression générale de la vitesse due à la diffusion Brownienne*

La contribution de la diffusion Brownienne à la vitesse de dépôt est donnée en fonction du nombre de Schmidt moléculaire Sc_B . Sherwood, Pigford et al. (1975) et Slinn et Slinn (1980) écrivent :

$$v_{DB} = \frac{1}{\kappa} C_D \cdot u \cdot Sc_B^{-\frac{1}{2}} \quad [I-32]$$

- *Nombre de Schmidt moléculaire*

Le nombre de Schmidt moléculaire compare les transferts de quantité de mouvement (associés aux forces visqueuses) aux transferts de masse. Il caractérise la diffusion relative de la quantité de mouvement de l'air et de la masse des particules. Le nombre de Schmidt moléculaire s'écrit :

$$Sc_B = \frac{v_{air}}{D_B} \quad [I-33]$$

- *Coefficient de traînée*

Dans l'expression [I-32] apparaît le coefficient C_D qui est le coefficient de traînée de la paroi :

$$C_D = \left(\frac{u_*}{u(z_{ref})} \right)^2 \quad [I-34]$$

- *Coefficient de diffusion Brownienne*

Dans ces expressions, le coefficient de diffusion Brownienne est donné par l'expression d'Einstein (1905) qui implique les hypothèses suivantes : la température est constante au cours du temps, les interactions entre les molécules sont suffisamment faibles pour être négligées (gaz parfait), le gaz a des propriétés isotropes et l'énergie est équirépartie. Il s'écrit :

$$D_B(d_p, T) = C_{un}(d_p) \cdot \frac{\kappa_B \cdot T_{air}}{3\pi \cdot \mu_{air} \cdot d_p} \quad [I-35]$$

Avec κ_B le coefficient de Boltzmann $\kappa_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ kg} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$.

I.3.3.v Thermophorèse

- *Mécanisme de thermophorèse*

La thermophorèse est un mouvement convectif généré par un gradient thermique au cours duquel les particules sont poussées sous l'effet de l'agitation des molécules de la zone chaude vers la zone froide plus calme (Tyndall, 1870). L'énergie cinétique d'une particule chaude est plus élevée que celle d'une particule froide, donc les particules interagissent avec les particules de température différente et sont déviées vers le froid.

Ce mécanisme est significatif pour des particules inférieures à $5 \mu\text{m}$ d'après He et Ahmadi (1998).

- *Expression générale de la vitesse due à la thermophorèse*

Pour des particules submicroniques, telles que le nombre de Knudsen $0,01 < Kn < 0,1$, le mouvement induit est un régime de glissement que l'on modélise avec les équations de Navier-Stokes et des conditions limites de glissement (Pitakarnnop, 2009).

Dans ce cas, la vitesse de thermophorèse est déduite du bilan de la force de thermophorèse proposée par Einstein (1905) et de l'approximation de la force de traînée de Millikan. La vitesse de thermophorèse s'écrit alors :

$$\vec{v}_{thermophorèse} = -K_B \cdot \frac{v_{air}}{T_{air}|_p} \cdot \vec{\nabla}T \quad [I-36]$$

Avec $T_{air}|_p$ la température moyenne du gaz aux environs de la particule, $\vec{\nabla}T$ le gradient de température dans le gaz.

Le coefficient de Brock (1962), K_B , s'avère être un modèle satisfaisant. D'après Talbot [(Talbot, Cheng et al., 1980) - équation 16], il est écrit pour une particule sphérique tel que :

$$K_B = 2 \cdot C_s \cdot \left(\frac{\frac{k_{air}}{k_p} + C_t \cdot Kn}{1 + 2 \cdot \frac{k_{air}}{k_p} + 2 \cdot C_t \cdot Kn} \right) \cdot \left(\frac{1 + Kn \cdot \left(A + B \cdot \exp\left(-\frac{C}{Kn}\right) \right)}{1 + 3 \cdot C_m \cdot Kn} \right) \quad [I-37]$$

Avec $(A, B, C_s, C, C_t, C_m) = (1,2; 0,41; 1,49; 0,88; 2,18; 1,14)$ et k_{air}/k_p est le rapport des conductivités thermiques du gaz et de la particule (avec $k_{air} = 0,0258 \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ et la conductivité thermique de l'uranine $k_p = 0,430 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ (Al-Azzawi et Owen, 1984)).

Le gradient de température est déterminé par le ratio entre la différence de température air-eau et une hauteur thermique $z_{thermique}$. Lorsque la température de l'eau est supérieure à la température de l'air, cette dernière peut être estimée à partir des travaux de Rouspard (2013). Par exemple pour un écart de température de $3 \text{ }^\circ\text{C}$ et une vitesse de vent $U_{air} = 5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, la hauteur thermique est $z_{thermique,verre} \sim 1 \cdot 10^{-3} \text{ m}$.

Pour du verre et avec $\Delta T > 0^\circ\text{C}$ [(Rouspard, 2013) - figure II-33] :

$z_{thermique,verre}(U_{air}, \Delta T) \sim \Delta T \cdot a_0(U)$, et $\Delta T = \Delta T / z_{thermique,verre}$ soit $\Delta T = 1/a_0(U_{air}) = a_{thermique,verre} \cdot U_{air} + b_{thermique,verre}$ entraîne que la vitesse de thermophorèse sur du verre peut s'écrire:

$$v_{thermophorèse,verre} = -K_B \cdot \frac{v_{air}}{T_{air}|_p} \cdot (a_{thermique,verre} \cdot U_{air} + b_{thermique,verre}) \quad [I-38]$$

Avec $a_{thermique,verre} = 432 \text{ K} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-1}$ et $b_{thermique,verre} = 409 \text{ K}$.

La vitesse de thermophorèse est de l'ordre de $10^{-5} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

I.3.3.vi Diffusiophorèse

- Mécanisme de diffusiophorèse

Dans les configurations où il existe des gradients de concentration d'une espèce quelconque (essentiellement de la vapeur d'eau) entre l'air et la surface, le phénomène de diffusiophorèse peut exister. Ces gradients génèrent des flux diffusifs vers les régions de plus basses concentrations susceptibles d'emporter avec elles les aérosols. Cette force dépend de la masse molaire de l'espèce qui diffuse, de ses coefficients de diffusion et de ses gradients de concentration (Hinds, 1982). La diffusiophorèse est indépendante de la taille des particules.

Dans la figure 13 (Horst, 1968), l'air et la vapeur d'eau sont supposés être dans un état d'équilibre.

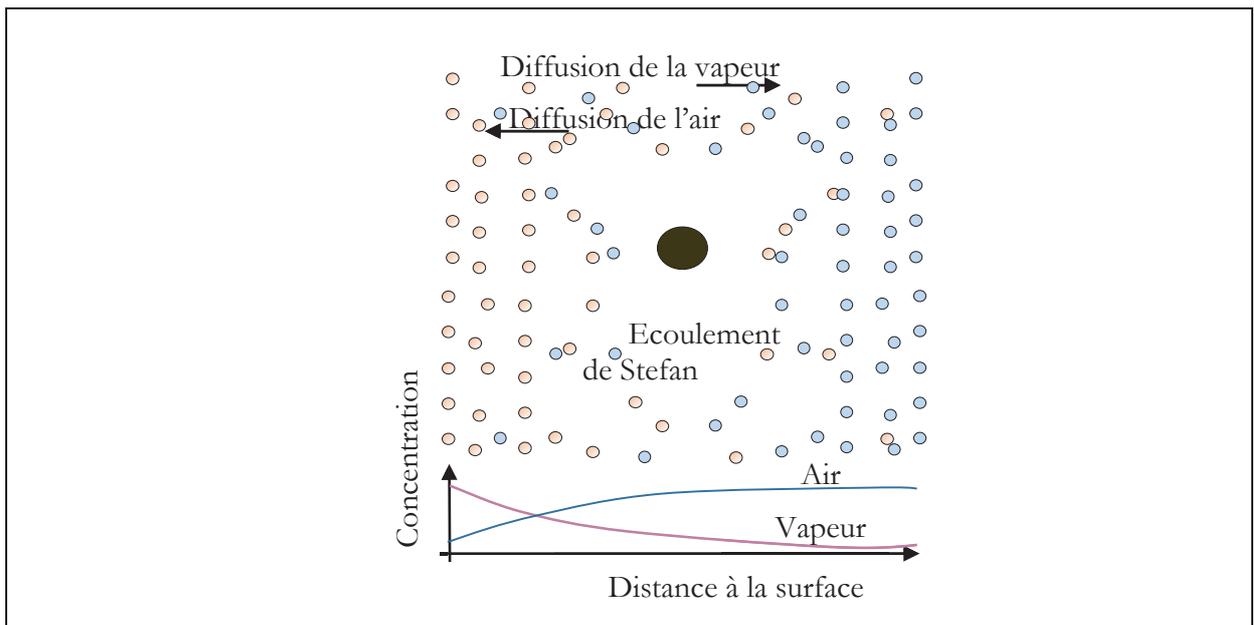


Figure 13 : Phénomène de diffusiophorèse pour l'évaporation (Horst, 1968)

- Expression de la diffusiophorèse

L'expression de la vitesse de diffusiophorèse est déduite de l'expression de la vitesse de Stefan donnée à l'équation [I-34]. L'expression est déduite de la théorie de l'écoulement de Stefan-Waldmann et s'écrit :

$$v_{Stefan} = \left(-\frac{D_{vapeur-air}}{p_{air}} \right) \cdot \nabla p_{vapeur} \quad [I-39]$$

$D_{vapeur-air}$ est le coefficient de diffusion « mutuelle » vapeur-air, p_{vapeur} et p_{air} sont les pressions partielles de la vapeur et de l'air.

- *Expression de la vitesse de diffusiophorèse selon Goldsmith Goldsmith et May (1966)*

La vitesse de diffusiophorèse Goldsmith, et al. (1966) est écrite en fonction d'un coefficient empirique (à $\pm 5\%$ près) et du gradient de pression partielle de vapeur. L'expression est donnée à partir de l'équation [I-39] :

$$v_{diffusiophorèse} = -1,9.10^{-2} \cdot \nabla p_{vapeur} \quad [I-40]$$

Avec ∇p_{vapeur} qui est le gradient de pression partielle de vapeur en $Pa.m^{-1}$ dû aux mécanismes d'évaporation ou de condensation. Une expression du gradient vertical de la pression partielle de vapeur est proposée en annexe E.

Pour l'évaporation, la vitesse de diffusiophorèse est positive et alors les particules sont éloignées de la paroi.

Cette dernière expression n'est pas considérée dans le modèle de Slinn (Slinn, 1976) qui sera par la suite étudié. On présente aussi l'expression de Horst (1968) dans la section suivante.

- *Expression de la diffusiophorèse selon Horst (1968)*

Horst (1968) propose une équation de diffusiophorèse qui tient compte du flux massique de vapeur. Elle s'écrit :

$$v_{diffusiophorèse} \sim \alpha_D \cdot m' \quad [I-41]$$

Avec m' le flux massique de vapeur égal au taux de condensation ou d'évaporation pour un système vapeur/eau pour des conditions stationnaires. Ce flux massique de vapeur d'eau s'exprime en $M.L^{-2}.T^{-1}$.

La vitesse de diffusiophorèse est déduite de l'expression de la force de diffusiophorèse à l'équilibre (plus de détail dans Epstein, 1924 et Horst, 1968). La force est fonction du coefficient de diffusion air/vapeur $D_{vapeur-air}$.

Pour un régime de glissement ($Kn < 1$), le coefficient α_D est proche de 1 [(Horst, 1968)- page 15].

Le flux de masse à la paroi d'un système condensé nommé aussi taux d'évaporation (ou condensation) de l'eau, est donné par :

$$m' = \left(\frac{P_{vapeur}}{P_{air}} + 1 \right) \cdot \frac{D_{vapeur-air}}{T_{air}} \cdot \frac{M_{vapeur}}{k_B} \cdot \frac{Sc_B}{z} \cdot (P_{vapeur,\infty} - P_{vapeur}) \quad [I-42]$$

Avec :

- P_{vapeur} et P_{air} sont la pression de la vapeur et la pression de l'air à l'interface air-eau ;
- T_{air} et $D_{vapeur-air}$ sont la température de l'air et le coefficient de diffusion « mutuelle » vapeur-air dans la couche proche de la surface. Le coefficient de diffusion peut être estimé à $0,24 \text{ cm}^2.s^{-1}$ en conditions standard de température et de pression ;
- Sc_B est le nombre de Schmidt moléculaire ;
- z la distance à la paroi ;
- M_{vapeur} est la masse moléculaire de la vapeur ;
- k_B la constante de Boltzmann ;

– $P_{vapeur,\infty}$ est la pression de l'air loin de la surface.

L'équation [I-36] est utilisée par Slinn (1976). Il pose :

$$v_{diffusiophorese} \sim \alpha_D \cdot m' = \alpha_D \cdot m^0 / (1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}) \quad [\text{I-43}]$$

Avec $m^0 = 0,1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{hr}^{-1}$, soit $v_{diffusiophorese} \sim 2,8 \cdot 10^{-5} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

I.3.3.vii Électrophorèse

La présence d'ions dans l'atmosphère peut changer la trajectoire d'un certain nombre de particules. La force électrostatique est la somme de la force de Coulomb et des forces images, diélectrique et dipôle-dipôle [(Nerisson, 2009)- page 41]. D'après Dusoulier (2007), la vitesse de dépôt varie entre 10^{-8} à $10^{-5} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ pour des particules granulaires chargées. Pour simplifier, la vitesse s'écrit :

$$v_{électrophorèse} = \mu_e \cdot E \quad [\text{I-44}]$$

Avec la vitesse en $\mu\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$, μ_e la mobilité électrophorétique ($\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$) et E le champ électrique en $\text{V} \cdot \text{cm}^{-1}$.

D'après Nii, Sueyoshi et al. (2012), la mobilité électrophorétique pour l'uranine, élément utilisé ici, est estimée à $\mu_e = 2,9 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Le champ électrique est fonction de la charge électrique et de la permittivité de l'air $\epsilon \sim 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$ et de la distance entre la source et le point considéré telle que : $E = Q \cdot (\pi \cdot \epsilon \cdot d_p^2)^{-1}$. Le champ électrique de la particule vers l'eau est supposé très faible, par conséquent ce mécanisme est négligé.

I.3.4 Comparatif des mécanismes contributeurs au dépôt

I.3.4.i Vitesse de dépôt pour chaque mécanisme vs diamètre des particules

Les mécanismes sont ici comparés entre eux. Pour cela ils sont déterminés en fonction de conditions proches de nos expériences.

4.i.a Température

Pour les mécanismes dépendant de la température, la température de l'air est prise égale à 20°C et la température de l'eau à 23°C .

4.i.b Vitesse du vent

La vitesse du vent est choisie à $5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. La vitesse de frottement est donnée en fonction de la vitesse du vent par la relation linéaire déduite de nos expériences (cf. paragraphe III.5.3) telle que : $u_* = 0,041 U + 0,014$ en $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$.

4.i.c Particule

Les propriétés des particules retenues pour cette étude (fluorescéine/uranine) sont les suivantes :

- Masse Molaire des particules : $M_p = 3,32 \cdot 10^{-1} \text{ kg mol}^{-1}$;
- Densité sèche des particules : $\rho_{p,0} = 1,45 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-3}$;
- Conductivité thermique des particules : $\gamma_T = 4,30 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

4.i.d Domaine

Des informations sur les caractéristiques du domaine sont nécessaires. On prendra par exemple, un volume et une hauteur du domaine, respectivement à 8 m^3 et de $0,28 \text{ m}$. Il est supposé que la surface d'interaction des particules avec l'eau est d'une longueur égale à 2 m et d'une largeur à $0,3 \text{ m}$. Le diamètre hydraulique est de $D_H = 0,78 \text{ m}$. Cette grandeur donnera une information sur le nombre de Reynolds basé sur le diamètre hydraulique. La hauteur de référence (z_{ref}) est choisie à mi-hauteur de la soufflerie.

4.i.e Surface

Une taille caractéristique de l'obstacle, est nécessaire pour déduire le nombre de Stokes. Il peut être supposé que la particule peut sortir de sa ligne de courant et rentrer en collision avec la vague. On émet l'hypothèse que cette taille est égale à la hauteur d'une vague choisie égale à $H_S = 10^{-2} \text{ m}$.

I.3.4.ii Synthèse des expressions des vitesses de transfert de chaque mécanisme

Les vitesses de transfert de chaque mécanisme dépendent des propriétés des particules, de l'écoulement et de la surface. Les expressions et les paramètres des vitesses de dépôt sont synthétisés dans le tableau ci-dessous avec τ_p le temps de relaxation de la particule suivant :

$$\tau_p = \frac{d_p^2}{18} \cdot \frac{(\rho_p - \rho_{air})}{\mu_{air}}$$

$$v_{sédimentation} = \tau_p \cdot g$$

$$v_{diffusion-turbulente}(z = z_{ref}) = \kappa \cdot u_* \cdot \left(\ln \left(z_{ref} \cdot \frac{\kappa \cdot u_*}{D_B(d_p)} \right) \right)^{-1}$$

$$v_{impaction-turbulente} = u_* \cdot \left[6 \cdot 10^{-4} \cdot \left(\tau_p \cdot \frac{u_*^2}{\nu_{air}} \right)^2 + 2 \cdot 10^{-3} \cdot \left(\frac{u(z_{ref}) \cdot D_H}{\nu_{air}} \right) \right]$$

$$v_{impaction-inertielle}(z = z_{ref}) = \left(\frac{\tau_p \cdot \frac{u(z_{ref})}{L}}{\tau_p \cdot \frac{u(z_{ref})}{L} + 3} \right)^2 \cdot u(z_{ref})$$

$$v_{interception} = \frac{u_*}{\kappa} \cdot \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{d_p}{L} \right)^2$$

$$v_{diffusion\ Brownienne}(z = z_{ref}) = \frac{1}{\kappa} \cdot \left(\frac{u_*}{u(z_{ref})} \right)^2 \cdot u(z_{ref}) \cdot \left(\frac{D_B}{\nu_{air}} \right)^{-\frac{1}{2}}$$

$$\vec{v}_{thermophorèse} = \left| -K_B \cdot \frac{\nu_{air}}{T_{air}|_p} \cdot \vec{\nabla} T \right|$$

$$v_{diffusiophorèse} \sim \alpha_D \cdot m'$$

I.3.4.iii Analyse des mécanismes en fonction de la taille des particules

La figure 14 expose les résultats de vitesses des mécanismes dans la couche de dépôt. Il est présenté des courbes avec des marques qui correspondent aux valeurs des diamètres équivalents qui sont rencontrées aux différents étages de l'impacteur qui sera utilisé par la suite.

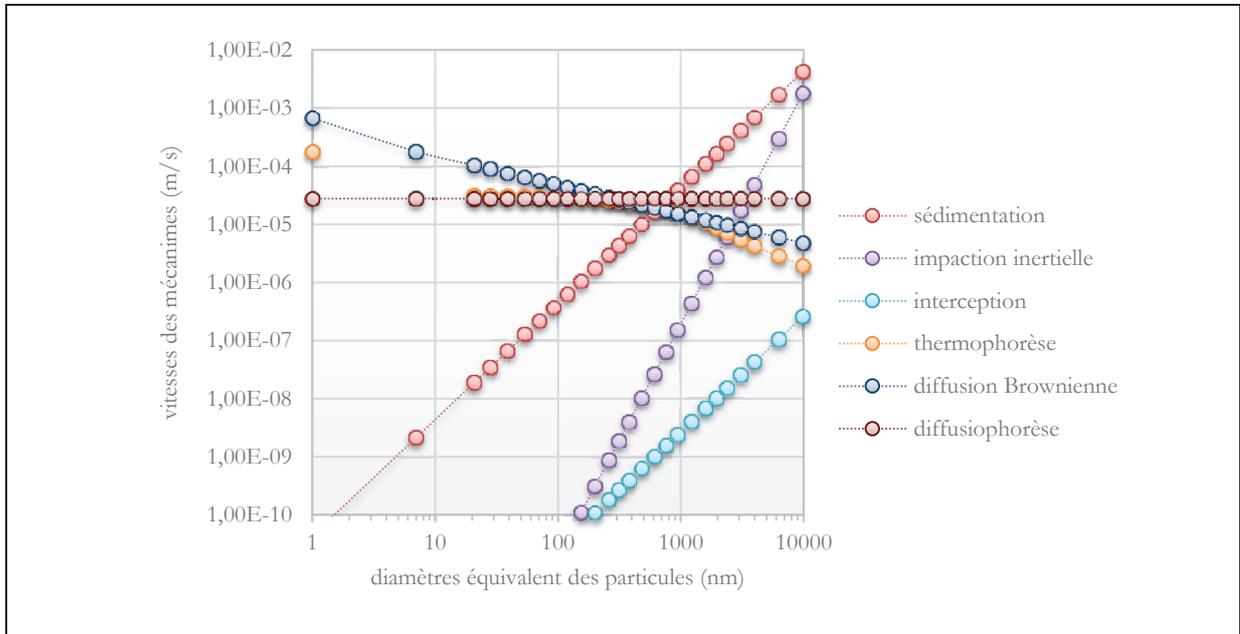


Figure 14 : Contribution des mécanismes de dépôts sec en fonction des diamètres des particules

La vitesse de diffusiophorèse est ici considérée constante comme proposé par Slinn.

De cette figure 14, il peut être déduit les mécanismes prioritaires. Le cas spécifique de la diffusiophorèse est à considérer avec réserve car celle-ci s'avère varier sur plusieurs ordres de grandeurs suivant la différence de température entre l'air et l'eau, et l'humidité.

I.3.4.iv Besoins pour exprimer les vitesses de dépôt sur des surfaces liquides

Les différents mécanismes énoncés dans les précédentes parties font ressortir les caractéristiques des différentes couches limites au-dessus de la surface :

- dynamique pour la vitesse de frottement ;
- thermique pour la thermophorèse et la diffusiophorèse ;
- humide pour l'hygroscopicité et la diffusiophorèse.

Il faudra aussi considérer les surfaces efficaces de dépôt en fonction de l'état de la surface (paragraphe I.5.2).

En outre dans ce contexte, les dépôts sur surface liquide présentent des spécificités dont les principales sont énoncées ci-après :

- les interactions entre le courant, les vagues et le vent jouent sur les caractéristiques des différentes couches limites qui résultent des échanges de quantité de mouvement, d'humidité et de température à l'interface air-eau ;
- les vagues caractérisent les surfaces efficaces de dépôt ;
- les aérosols déposés restent dans l'eau et ne peuvent plus être remis en suspension. Ce point permet de poser une condition de concentration nulle à la paroi ;

– la taille des particules, pour celles qui sont hygroscopiques, dépend des conditions d'humidité relative et de température.

La figure 14 montre que les différents mécanismes dépendent de la taille des particules, or les particules peuvent grossir par hygroscopicité due à l'évaporation. Le grossissement des particules doit être pris en compte et il est estimé au paragraphe I.6.

I.4. Écoulement de l'air sur l'eau

Cette partie est consacrée à la détermination des variables de l'écoulement de l'air qui interviennent dans les expressions des mécanismes contributeurs au dépôt sec explicités au paragraphe I.3. Elles dépendent des caractéristiques de la couche limite qui se développe au-dessus des surfaces réceptrices. Ces conditions sont caractérisées par le profil vertical de vitesse horizontale notée $u(z)$ qui est paramétré par la vitesse de frottement u_* et la hauteur de rugosité z_0 . Il est également nécessaire de connaître la hauteur de la couche de dépôt δ_A , la hauteur de la couche visqueuse δ_v et la hauteur de la couche de diffusion δ_D .

De brefs rappels sur l'écoulement turbulent sont exposés au paragraphe suivant.

I.4.1 La couche limite atmosphérique au-dessus de l'eau

L'écoulement de l'atmosphère est turbulent avec un nombre de Reynolds (Reynolds, 1883)¹⁶ de l'écoulement moyen tel que $Re > 10^5$. Les composantes du vecteur vitesse sont u la vitesse longitudinale dans le sens du courant de l'air, v la vitesse transversale et w la vitesse verticale positive si dirigée vers le haut. On distingue plusieurs couches au-dessus de la surface de l'eau. Ces régions en commençant par la couche la plus basse au-dessus de la surface (plus de détails en annexe A), sont présentées ci-après. La plupart des informations sont extraites de Pope (2001) et de Chassaing (2000).

I.4.1.i Couches limites

1.i.a Sous-couche de diffusion

Dans la sous-couche de diffusion, dont l'épaisseur approximative sur paroi lisse est inférieure à 0,1 mm, le mouvement de diffusion moléculaire prédomine. L'épaisseur de cette couche est notée δ_D .

1.i.b Sous-couche visqueuse

Dans cette sous-couche les forces de viscosité prédominent. Le profil vertical de vitesse est linéaire, le gradient $\nabla_z u$ est élevé. L'épaisseur de cette couche, notée δ_v , est de l'ordre de quelques millimètres.

1.i.c Couche tampon

La couche tampon est une région de transition entre la sous-couche visqueuse et la région logarithmique.

1.i.d Région logarithmique – sous-couche inertielle - zone de mélange

Dans la région logarithmique appelée aussi sous-couche inertielle ou zone de mélange, l'écoulement est pleinement turbulent. Cette couche peut démarrer à une altitude de 3 cm et atteindre en site naturel une hauteur de 200 m. Dans cette couche sont extraites les informations relatives à la vitesse du vent et aux concentrations de particules, car, comme expliqué au paragraphe Équation de quantité de mouvement turbulent I.4.1.iii, le flux de concentration y est supposé constant. C'est pourquoi la hauteur de référence notée z_{ref} doit se situer dans cette

couche. Dans cette zone, la vitesse du vent varie de façon logarithmique avec l'altitude z . Le flux vertical de quantité de mouvement horizontale de l'air est lui aussi constant avec l'altitude (Deardorff, 1967).

Au-dessus de cette couche est identifiée la couche d'Eckman où intervient la force de Coriolis sur l'écoulement d'air. Cette région de grandes dimensions spatiales n'est pas considérée dans notre étude.

La section suivante décrit les équations de l'écoulement turbulent à partir des équations de conservation.

I.4.1.ii Équations de conservation

L'équation générale du mouvement du Principe Fondamental de la Dynamique (PFD de Newton) pour une « particule d'air atmosphérique » s'écrit :

$$\underbrace{\rho \cdot \frac{\partial \vec{u}}{\partial t}}_{\text{variation temporelle de la vitesse}} + \underbrace{\rho \cdot \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \vec{u}}_{\text{flux convectif de quantité de mouvement}} = \underbrace{-\vec{\nabla} P}_{\text{force de pression}} + \underbrace{\rho \cdot \vec{g}}_{\text{force de gravité}} - \underbrace{2 \cdot \rho \cdot \vec{\Omega} \times \vec{u}}_{\text{force de Coriolis}} + \underbrace{\mu \cdot \Delta \vec{u}}_{\text{frottement visqueux}} \quad [\text{I-45}]$$

Avec $\vec{\Omega}$ le vecteur rotation de la Terre.

I.4.1.iii Équation de quantité de mouvement turbulent

Dans l'équation [I-45], les termes de forces de pression et de force de Coriolis sont négligeables dans la basse couche de l'atmosphère.

Dans un repère lié à la direction moyenne du vent $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$, les composantes moyennes de la vitesse verticale et transversale sont supposées nulles : $\bar{v} = 0$ et $\bar{w} = 0$. Pour un écoulement turbulent, il est introduit les fluctuations de vitesses¹⁷ dans l'équation de quantité de mouvement qui s'écrit en projection sur \vec{e}_x en ne gardant que les termes dominants (hypothèses de couche limite et de stationnarité) :

$$\rho \cdot \bar{u} \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} = -\rho \cdot \frac{\partial}{\partial z} (\overline{u'w'}) + \mu \cdot \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} - \frac{\partial P}{\partial x} \quad [\text{I-46}]$$

Où u' est la fluctuation de la composante horizontale de la vitesse du vent et w' est la fluctuation de la composante verticale. Le tenseur de Reynolds $\overline{u'w'}$ est la covariance de ces deux composantes fluctuantes.

Le transfert vertical de quantité de mouvement horizontale est égal à :

$$\tau(z) = -\rho \cdot \overline{u'w'} + \mu \cdot \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) \quad [\text{I-47}]$$

Avec μ la viscosité dynamique de l'air.

À partir des équations de Navier-Stokes moyennées, on peut montrer que :

$$\frac{\partial \tau}{\partial z} = \frac{\partial P}{\partial x} \quad [\text{I-48}]$$

Sur des distances horizontales assez faibles (de l'ordre de la dizaine de mètres, voire 100 mètres), le gradient horizontal de pression statique est nul, donc le gradient vertical de flux vertical de quantité de mouvement horizontale est nul. Cette quantité est constante avec l'altitude, et c'est pour cela que cette couche est appelée « couche à flux constant ».

$$0 = \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_{air} \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{u'w'} \right) \Rightarrow \nu_{air} \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{u'w'} = cste \quad [I-49]$$

1.iii.a Sous-couche visqueuse

Très près de la paroi ce sont les forces de viscosité qui dominent

$$\nu_{air} \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = cste \equiv u_*^2$$

Avec u_* la vitesse de frottement. En conséquence, le profil de vitesse y est linéaire :

$$\frac{\bar{u}(z)}{u_*} = U^+ = z \cdot \frac{u_*}{\nu_{air}} = z^+ \quad [I-50]$$

1.iii.b Couche turbulente ou région logarithmique

Par analogie avec la viscosité cinématique ($\nu_{air} = \mu_{air}/\rho$), on approxime la tension turbulente moyenne $\overline{u'w'}$ en introduisant le coefficient de viscosité turbulente, K_M . L'équation [I-51] permet une résolution analytique avec :

$$-\overline{u'w'} = K_M \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = cste = u_*^2 \quad [I-51]$$

Monin (Monin et Yaglom, 1971) montre que :

$$K_M = l^2 \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad [I-52]$$

Avec :

$$l = \kappa \cdot z \quad [I-53]$$

κ est la constante de Theodore Von Karmàn (Karmàn, 1930) ($\kappa = 0,41$) et l est la longueur de mélange.

Avec les équations [I-51], [I-52] et [I-53] on obtient :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*^2}{\kappa \cdot z} \quad [I-54]$$

L'expression de la vitesse du vent dans la région logarithmique dans la basse couche de l'atmosphère pour des conditions de stabilité atmosphérique neutre vaut alors :

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*^2}{\kappa} \log \left(\frac{z-d}{z_0} \right) \quad [I-55]$$

Où :

– la hauteur de déplacement notée d (aussi notée $-z_1$) est identifiée lorsqu'il existe des phénomènes d'abris, par exemple entre deux vagues successives où la turbulence est forte.

– la hauteur de rugosité aérodynamique notée z_0 est un paramètre de calage pour la vitesse. Cette hauteur est une grandeur virtuelle. Elle est utilisée pour définir la hauteur à laquelle la vitesse du vent est nulle. z_0 et d sont définies telles que : $\bar{u}(z_0 + d) = 0$ (avec $d = -z_1$). Dans un repère Lagrangien, c'est-à-dire en suivant la vague, la hauteur z_0 correspondrait à la courbe en pointillés au-dessus des vagues présentée sur la figure 19.

Dans un second temps, il est proposé une amélioration de l'équation [I-54] qui tient compte de la stabilité thermique avec :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \Phi_M(\xi) \cdot \frac{u^*}{\kappa \cdot z} \quad \text{[I-56]}$$

$\Phi_M(\xi)$ est une fonction de $\xi = \frac{z}{L_{MO}}$, L_{MO} est la longueur de Monin-Obukhov (Monin et Yaglom, 1971) qui dépend de la vitesse de frottement u_* , des flux turbulents de température entre la mer et l'air, et de la température virtuelle potentielle de l'air. La température virtuelle est la température qu'aurait l'air sec de même masse volumique que l'air humide. La température potentielle est la température de l'air ramenée adiabatiquement à la pression standard de 1000 hPa.

Dyer (1974) relie la stabilité thermique à la vitesse du vent (\bar{u}) et en déduit :

$$\frac{\bar{u}(z)}{u^*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z-d}{z_0} \right) - \psi_M \left(\frac{z-d}{L_{MO}} \right) + \psi_M \left(\frac{z_0}{L_{MO}} \right) \quad \text{[I-57]}$$

Avec ψ_M la fonction de Businger (Businger, Wyngaard et al., 1971) ou fonction de stabilité atmosphérique. En condition neutre, c'est-à-dire sans gradient de température (voir annexe A), $\psi_M = 0$, et on retrouve l'expression [I-55].

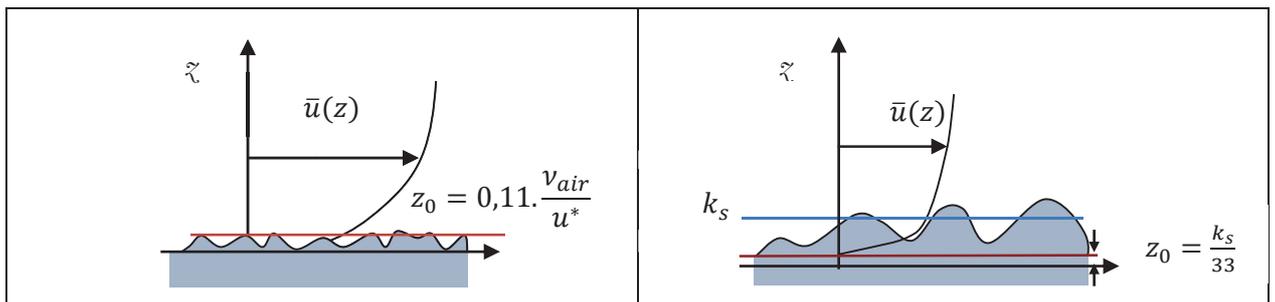
La démarche habituelle pour déterminer les valeurs de vitesses de frottement consiste à déterminer l'état de surface : hydrauliquement lisse et hydrauliquement rugueux. Les différents états relatifs à une surface liquide sont présentés au I.4.2.ii.

I.4.2 Régime de rugosité

Différents régimes de rugosité ont été identifiés dans la littérature. Leur qualification de « lisse » ou de « rugueux » est liée à l'influence de la rugosité de la surface sur le profil de vitesse de vent. En laboratoire, la rugosité est générée avec des sphères idéales de diamètre k_s disposées côte à côte [(Nikuradse, 1933) – figure 11, (Hinze, 1959) – page 517].

Sur une surface horizontale trois configurations principales sont identifiées en fonction de la hauteur de rugosité adimensionnée telle que $k^+ = k_s \cdot \frac{u_*}{\nu_{air}}$. Les régimes sont les suivants :

- Le régime hydrauliquement lisse : $0 < k^+ < 5$;
- Le régime de transition lisse/rugueuse : $5 < k^+ < 70$;
- Le régime pleinement rugueux : $k^+ > 70$.



[Régime lisse]	[Régime rugueux]
----------------	------------------

Figure 15 : Couche limite sur fond plat

Par analogie avec les études sur surface urbaine (Plate et Kiefer, 2001) sur fond rugueux, la hauteur de rugosité sur le fond rugueux peut s'écrire $z_0 = \frac{k_s}{33}$.

Pour chacun de ces régimes d'écoulement les paragraphes suivants présentent les expressions des profils de vitesse de l'air au-dessus de la surface, de la longueur de rugosité et de la hauteur de la sous-couche visqueuse [(Pope, 2001) – page 275 – 276] qui sont utiles pour la détermination de la vitesse de dépôt.

I.4.2.i Régime hydrauliquement lisse

2.i.a Estimation de la hauteur de rugosité sur l'eau

Pour une surface aérodynamiquement lisse et par vent faible, la hauteur de rugosité z_0 est proportionnelle à l'épaisseur de la sous-couche visqueuse (Monin et Yaglom, 1971), d'où :

$$z_0 = 0,11 \cdot \frac{v_{air}}{u^*} \quad [I-58]$$

Sur fond lisse, la hauteur de la sous-couche-visqueuse qui sera utilisée pour la détermination de coefficients pour le mouvement Brownien est donnée par :

$$\delta_v \simeq \alpha \frac{v_{air}}{u^*} \text{ avec } \alpha = [5; 11] \quad [I-59]$$

2.i.b Profil de la vitesse de vent dans la zone logarithmique

Dans la couche limite, le profil de vitesse s'écrit (Rotta, 1962) :

$$U^+(z^+) = \frac{1}{\kappa} \ln(z^+) + B + w\left(\frac{z}{\delta}\right) \quad [I-60]$$

avec $B = 5,0$ (Schlichting, 1968) ou $5,5$ (Schetz, 1993) et $w(z/\delta)$ la fonction de sillage dans la région externe introduite par Coles (1959). Le terme $w(z/\delta)$ ne dépend peut être pas significativement de la rugosité de surface.

Dans la zone logarithmique, le profil de vitesse qui s'applique entre $z^+ = 40$ et $z^+ = 500$ (selon le nombre de Reynolds) s'écrit :

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \cdot \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) + U_S \quad [I-61]$$

Avec U_S une vitesse de courant de dérive qui correspond à la vitesse de la surface de l'eau.

I.4.2.ii Régime hydrauliquement rugueux

Dans le cadre des études de dispersion autour des bâtiments de type « urban street canyons », les régimes d'écoulement sont fonctions de la longueur d'onde et de l'amplitude des rugosités. Par analogie, l'écoulement rugueux aérodynamique au-dessus des vagues peut être classifié en trois catégories (Letchford et Zachry, 2009) en fonction de la fréquence et de l'amplitude des vagues.

Il est distingué :

- L'écoulement de rugosités isolées (« isolated roughness flow », (I.R.F.)) : la longueur d'onde est suffisamment grande par rapport à l'amplitude des vagues pour qu'il n'y ait pas de formation de vortex ou de décollement.

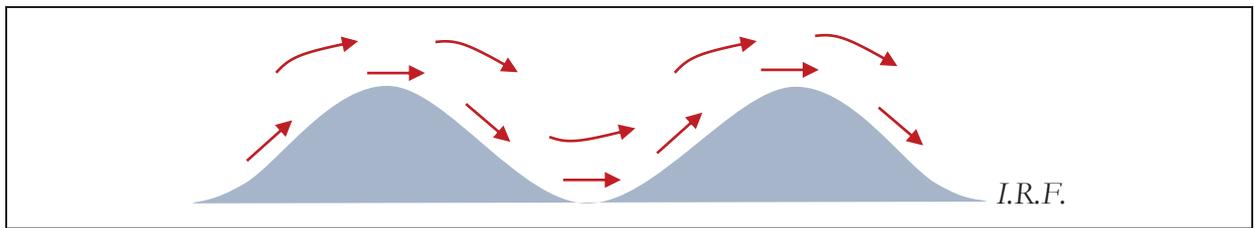


Figure 16 : Schéma de l'écoulement de rugosités isolées

Dans ce cas, il peut être supposé qu'une particule suivant les lignes de courant, suit la courbe de la vague. La surface de l'eau est elle-même une ligne de courant.

- L'écoulement à sillage interférentiel (« wake interference flow », (W.I.F.)) : la distance entre deux vagues est suffisamment courte pour créer des vortex complexes.

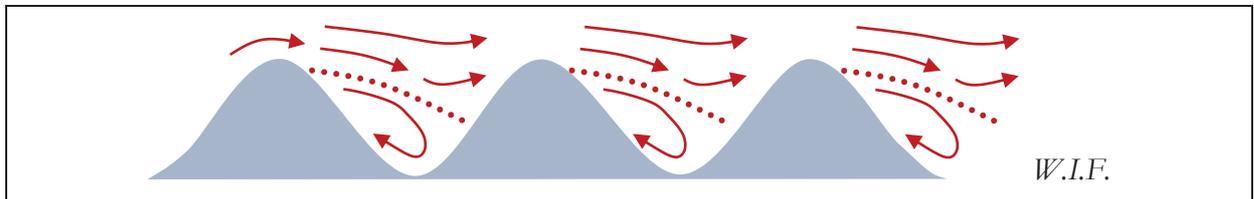


Figure 17 : Schéma de l'écoulement à sillage interférentiel

Dans ce cas, il peut être supposé qu'une certaine quantité de particules vont être piégées dans les creux.

- L'écoulement par effleurement (« skimming flow », (S.F.)) : le « canyon » est étroit et il existe un seul et unique vortex. L'écoulement ne s'engouffre pas dans le canyon et il peut être considéré comme quasi-lisse.

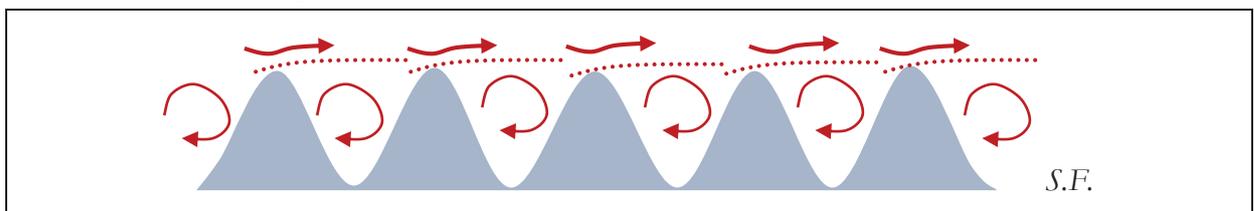


Figure 18 : Schéma de l'écoulement par effleurement.

Dans ce cas, les particules survolent le dessus des vagues avec une faible intrusion dans les creux. Ce genre de cas peut aussi apparaître par vent très fort (vitesse de vent supérieure à 15 m/s).

Le profil de vitesse dans des conditions rugueuses est déduit de l'analyse de Rotta (1962).

Dans la couche limite, le profil de vitesse sur paroi rugueuse s'écrit :

$$U^+(z^+) = \frac{1}{\kappa} \ln(z^+) + B - \Delta B^+(k^+) + w \left(\frac{z}{\delta} \right) + U_s^+ \quad [I-62]$$

avec $\Delta B^+(k^+) \neq 0$.

Sur l'eau, la hauteur de rugosité aérodynamique peut s'exprimer en fonction de la vitesse de frottement u_* , de l'accélération de la pesanteur g et du facteur de Charnock (1955) α_c :

$$z_{0c} = \alpha_c \frac{u_*^2}{g} \quad [\text{I-63}]$$

Charnock (1955) déduit cette expression par une analyse dimensionnelle reliant la longueur rugueuse aérodynamique et l'onde spectrale de gravité d'où l'utilisation de l'accélération de pesanteur. C'est à partir de campagnes menées sur un long réservoir (1,6 x 1 km²) de 16 m de profondeur à faible vent que le coefficient de Charnock (1955) α_c est déterminé avec α_c compris entre 0,01 et 0,035.

I.4.2.iii Régime transitoire lisse/rugueux :

Il est identifié un régime d'écoulement transitoire entre un état de surface lisse et une surface rugueuse. Cette région est définie par $5 < k^+ < 70$.

La hauteur des aspérités commence à dépasser la hauteur de la couche visqueuse. Les effets visqueux restent prépondérants mais les effets de la traînée de forme derrière les obstacles se font ressentir.

2.iii.a Estimation du profil logarithmique de la vitesse de vent

Le profil de vitesse considéré est celui de l'équation [I-55].

2.iii.b Estimation de la hauteur de rugosité sur l'eau pour un état lisse/rugueux

Makin (2002) complète l'expression de Charnock avec l'ajout d'une fonction prenant en compte la vitesse à la hauteur de référence (voir note 18), notée $f_{u_{10}}$. L'expression tient alors compte des deux régimes et la hauteur de rugosité z_{0c}^+ s'écrit :

$$z_{0c}^+ = 0,11 \frac{v_{air}}{u_*} + (\alpha_c + f_{u_{10}}) \frac{u_*^2}{g} \quad [\text{I-64}]$$

I.4.3 Illustration de l'écoulement de l'air au-dessus de l'eau

I.1.1.a Illustration de couches au-dessus de l'eau

La figure 19 présente un profil vitesse de vent au-dessus de l'eau avec les paramètres de vitesse de surface, de hauteur de rugosité z_0 et de hauteur de déplacement d .

Les aérosols sont transportés par l'écoulement de l'air avec un taux de passage des aérosols piloté par la couche limite atmosphérique, appelé *footprint* (empreinte).

Cette zone est caractérisée par une couche à flux de particules constant. Proche de la surface, une couche limite locale se forme suite à la présence de vagues qui créent leur propre turbulence. Dans cette région, la surface peut gérer et piloter son propre dépôt.

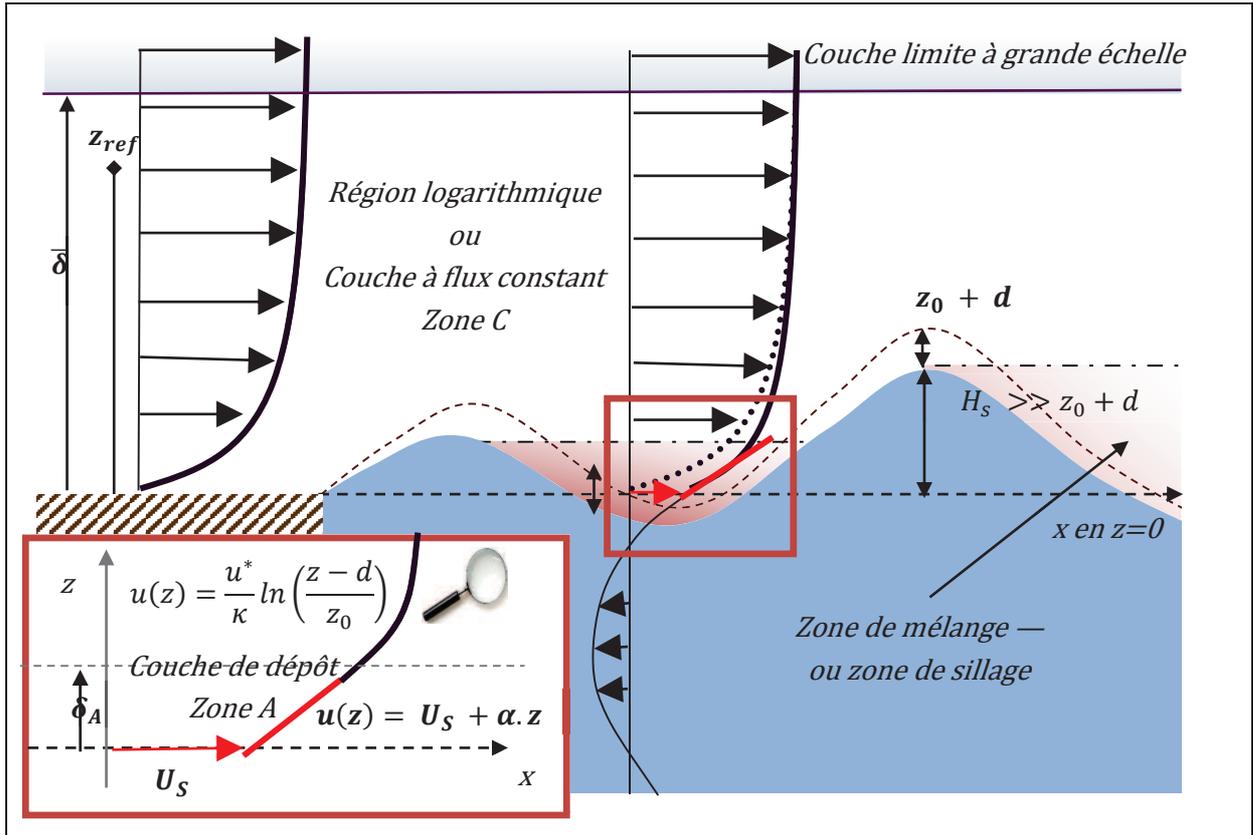


Figure 19 : Profil de vent statistique au-dessus de l'eau

Avec δ_A la hauteur de la couche de dépôt.

Les autres paramètres qui vont piloter le dépôt sont l'intensité turbulente et la surface (l'aire) d'échange. Ces paramètres vont influencer sur le temps ou l'espace nécessaire au développement de la couche locale.

I.4.3.i Illustration du profil de vitesse sur l'eau

Pour une vitesse connue à $z_{ref} = 50m$, il est possible de déduire à partir des équations [I-55] et [I-64] la vitesse de frottement et la hauteur de rugosité. Ces données permettent, dans une certaine mesure, de déduire la vitesse à une nouvelle hauteur de référence en considérant que celle-ci soit prise dans la couche à flux constant. La figure 20 illustre cette analyse.

Sur la figure 20, pour une vitesse de $u(z_{ref} = 50m) = 7,5 m.s^{-1} = 27 km/h$ dans la couche à flux constant, la vitesse de frottement est de $u^* = 0,23 m.s^{-1}$, et la hauteur de rugosité aérodynamique de Charnock est de $z_{0,c} = 9.10^{-5} m$. Il est possible de déduire la vitesse du vent pour une nouvelle hauteur de référence avec les mêmes paramètres u_* et $z_{0,c}$: si on considère que cette valeur est prise dans la couche à flux constant dans un nouvel environnement alors : $u(z_{ref} = 0,14 m) = 4,1 m.s^{-1} = 14,9 km/h$.

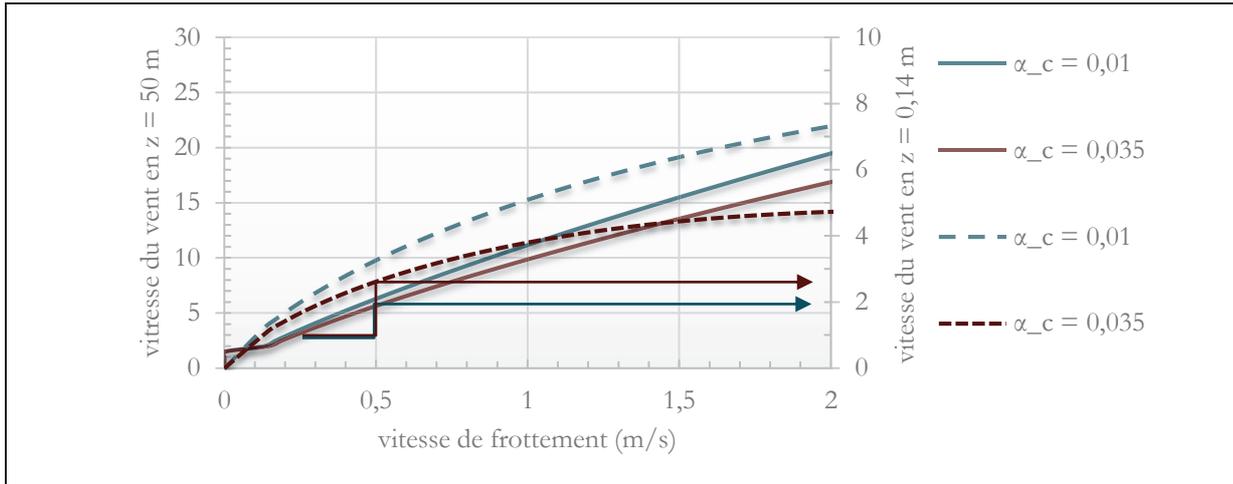


Figure 20 : Illustration de la vitesse de vent liée au coefficient de Charnock (1955) pour un régime rugueux

I.5. Caractérisation de la surface liquide

Les vagues formées par le vent varient en fonction de l'intensité du vent, du fetch et de la topographie du fond. Les particules qui sont transportées par les lignes de courant peuvent toucher la vague suite à la déformation de surface et alors augmenter la valeur de la vitesse de dépôt. Estimer la surface liquide en fonction de la hauteur des vagues est donc nécessaire.

La figure 21 présente l'élévation de la surface libre a qui est la hauteur de la crête par rapport au niveau d'eau moyen. La longueur d'onde des vagues est notée λ , elle est la distance entre deux pics successifs et est associée au nombre d'onde $k = 2 \cdot \pi / \lambda$.

Les paramètres des vagues sont fonction de la distance x à la rive également appelée le fetch (dans le cas où le vent vient de la rive). De manière générale, le fetch est la longueur d'action du vent sur l'eau. Ainsi, lorsque le vent arrive de la terre, les vagues s'amplifient avec le fetch. À très faible fetch, les vagues sont de très petite hauteur et de très petite longueur d'onde. Elles sont pilotées par la tension de surface et sont appelées vagues de capillarité. À fetch un peu plus grand, les vagues sont d'avantage développées. Elles sont gouvernées à la fois par la tension de surface et la gravité : ce sont des vagues de capillarité-gravité. À fetch encore plus grand, les vagues ne sont plus pilotées que par la gravité, elles sont alors appelées vagues de gravité, ou vagues de Stokes (figure 21).

À titre de comparaison l'épaisseur d'un cheveu est de $100 \mu\text{m}$ et la hauteur d'une petite vague de gravité est de l'ordre du centimètre soit $10^4 \mu\text{m}$ et une vague de capillarité du centième de centimètre soit $10^2 \mu\text{m}$. Il y a donc un rapport de 10^5 entre le diamètre d'une particule ($10^{-1} \mu\text{m}$) et la hauteur d'une petite vague. La particule se trouve ainsi face à un obstacle important lors de l'impact.

La caractérisation de la propagation des vagues est très complexe, car les vagues sont irrégulières, tridimensionnelles, quasi-aléatoires et non symétriques.

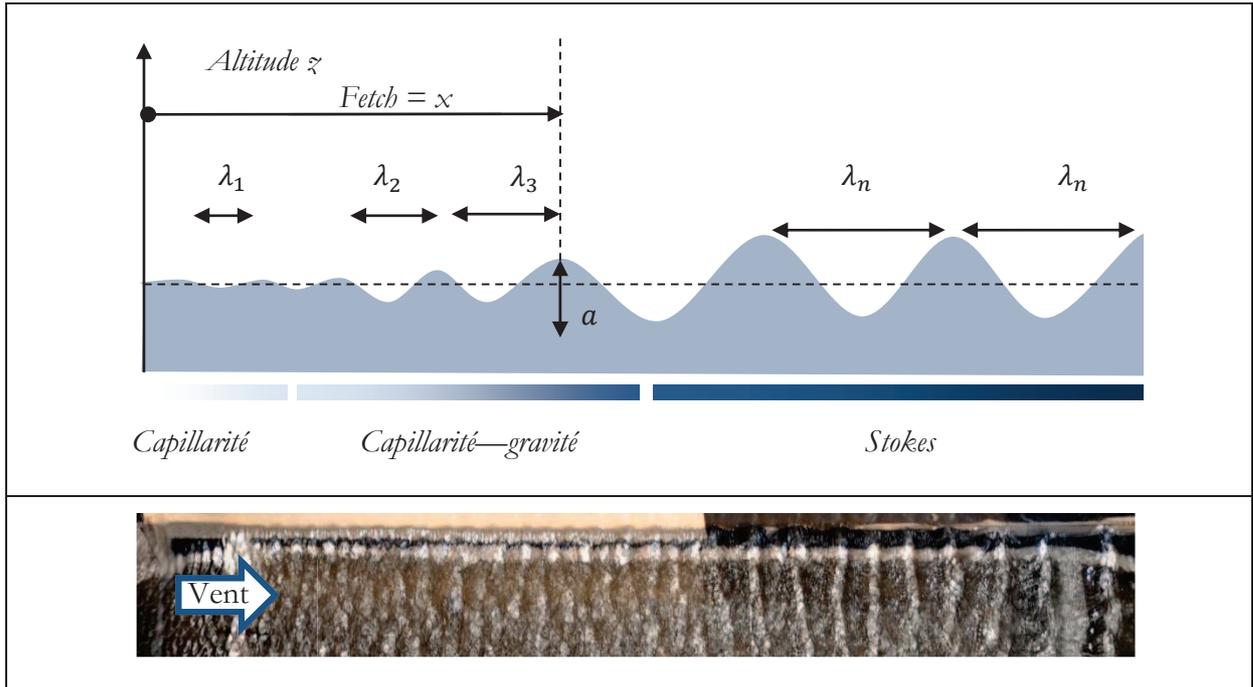


Figure 21 : Longueur d'onde et hauteur de vague locale (photo issue de nos expériences)

I.5.1 Hauteurs des vagues

I.5.1.i Elévation de hauteur théorique

Une vague est caractérisée principalement par sa longueur d'onde λ , par son amplitude a , par la hauteur moyenne de la surface libre h_{eau} , par la tension de surface de l'eau τ_{eau} et par sa pulsation ω reliée au nombre d'onde par la relation de dispersion suivante :

$$\omega^2 = (g.k + \tau_{eau}.k^3/\rho_{eau}) \tanh(k.h_{eau})$$

La hauteur des vagues notée H , qui est la hauteur crête à creux, est fonction de la somme d'ondes qui se superposent. Walker Walker et al. (2011) proposent une expression considérée comme satisfaisante pour la hauteur des vagues en fonction de la somme des amplitudes de chaque onde. Cette hauteur est donnée par l'approximation de Stokes au 5^{ième} ordre sur l'amplitude (Skjelbreia et Hendrickson, 1960) de la forme sinusoidale suivante :

$$H(x, t) = \sum_{j=0}^4 a_j . \cos(j.k(t) . x) \quad [I-65]$$

L'équation représente les vagues comme une succession d'ondes.

I.5.1.ii Hauteur significative des vagues

En pratique, il est défini la hauteur significative, H_s qui est égale à quatre fois l'écart-type de l'élévation de surface σ_n (Holthuijsen, 2007) soit :

$$H_s = 4. \sigma_n \quad [I-66]$$

H_s est de l'ordre de la hauteur moyenne du tiers des vagues les plus hautes.

La figure 22 présente les expérimentations de Longo (2012) sur un petit bac pour étudier l'évolution de la hauteur des vagues en fonction de la distance à la rive – ou fetch.

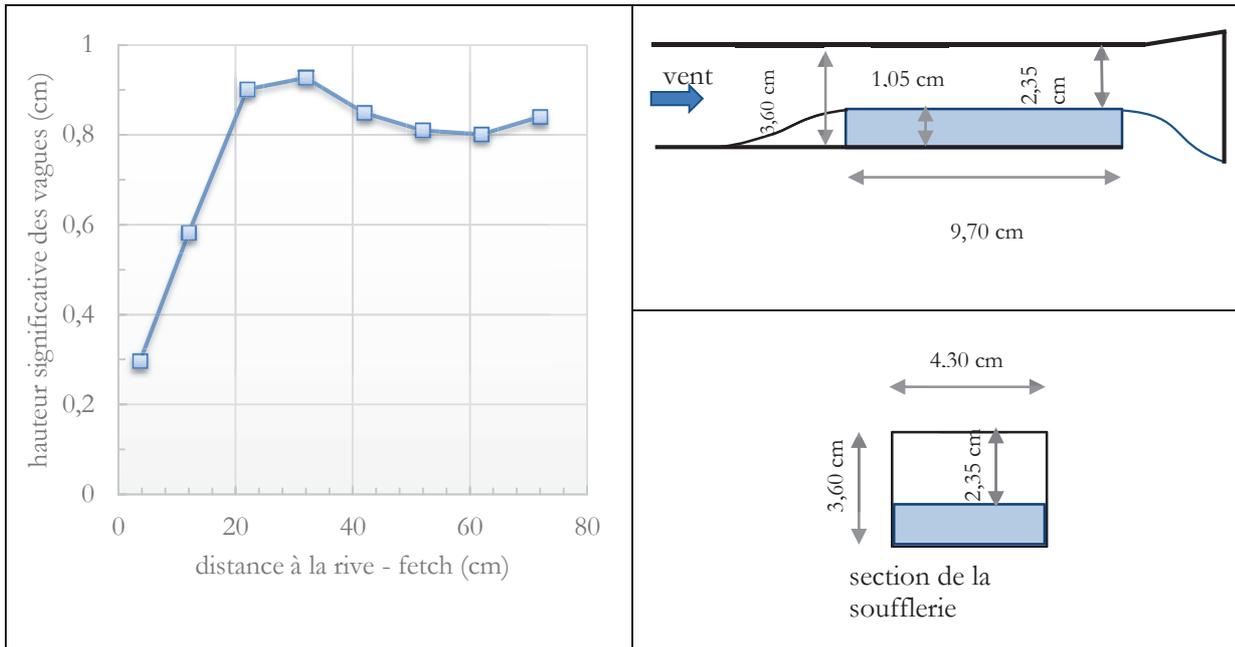


Figure 22 : Hauteur des vagues en fonction de la distance à la rive Longo (2012)

Dans ce canal de petite taille, la hauteur significative évolue très rapidement pour converger vers une valeur proche de 1 cm après un fetch de 20 cm.

La hauteur des vagues en fonction du fetch va permettre d'estimer l'augmentation des surfaces d'échanges décrites ci-dessous.

I.5.2 Estimation de l'augmentation des surfaces efficaces d'échange

Les vitesses de dépôt spécifiques aux différents mécanismes peuvent être fonction de leur surface d'échange. Sur l'eau, ces surfaces vont dépendre des conditions de vagues qui, comme nous venons de le voir, dépendent du fetch, du vent et de la profondeur.

Au-dessus de l'eau la surface peut se simplifier comme sur la figure 23.

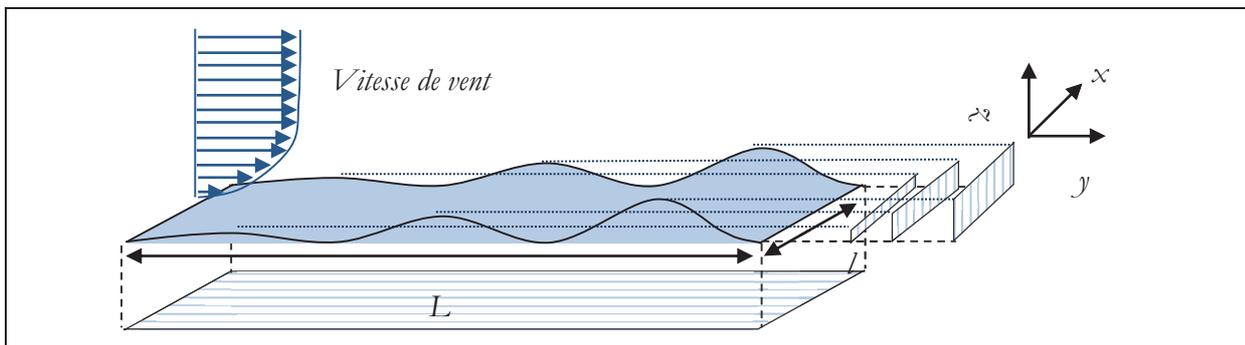


Figure 23 : Schéma de surface liquide déformée

La vague est supposée être une onde sinusoïdale stationnaire comme indiquée par l'équation [I-65].

I.5.2.i Longueur curviligne et élévation de surface

La démonstration suivante est effectuée pour estimer la longueur curviligne (Branger, 2013).

Pour un intervalle élémentaire dx , alors :

$$z(x + dx) = z(x) + z' dx = a \cdot \sin(k \cdot x) + a \cdot k \cdot \cos(k \cdot x) \cdot dx \quad [I-67]$$

La longueur élémentaire curviligne de la vague entre x et $x + dx$ est :

$$dl = \sqrt{(z(x) - z(x + dx))^2 + (dx)^2} = dx \sqrt{1 + (a \cdot k \cdot \cos(k \cdot x))^2} \quad [I-68]$$

La longueur de la vague curviligne est :

$$l = \int_0^L \sqrt{1 + (a \cdot k \cdot \cos(k \cdot x))^2} \cdot dx \approx \int_0^L \left(1 + \frac{1}{2} (a \cdot k \cdot \cos(k \cdot x))^2\right) dx \quad [I-69]$$

Donc :

$$l \approx L + \frac{1}{2} (a \cdot k)^2 \int_0^L (\cos(k \cdot x))^2 \cdot dx = L + \frac{1}{2} (a \cdot k)^2 \int_0^L \frac{(1 + \cos(2 \cdot k \cdot x))}{2} \cdot dx \quad [I-70]$$

Soit :

$$l \approx L \cdot \left(1 + \frac{1}{4} (a \cdot k)^2\right) + \int_0^L \frac{\cos(2 \cdot k \cdot x)}{2} dx = L \cdot \left(1 + \frac{1}{4} (a \cdot k)^2\right) \quad [I-71]$$

La cambrure d'une vague ne dépasse pas la valeur $a \cdot k = 0,44$, car au-delà de cette valeur, la vague déferle (Longuet-Higgins, 1976).

Cette démonstration montre que la longueur curviligne est au mieux égale à 1,09 fois la longueur du canal. Il est alors possible d'estimer que la surface peut, en première approximation, augmenter de 9%.

Les différentes configurations envisageables sont présentées ci-dessous.

I.5.2.ii Cas d'un impact sur les régions au vent

La figure 24 est une représentation où il est supposé que les particules pourraient entrer en collision uniquement sur les surfaces au vent avec les projections verticales et horizontales représentées.

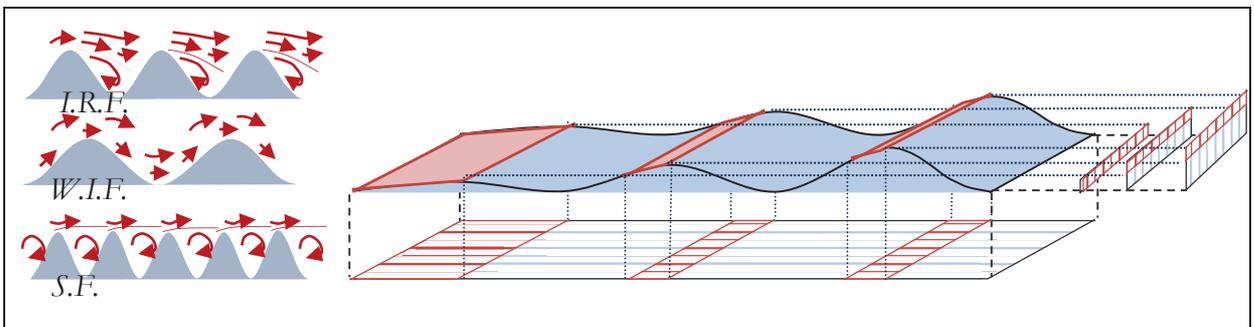


Figure 24 : Régions au vent

Dans ce cas, il peut être supposé que la surface disponible est inférieure à la moitié de la surface totale par effet d'abri.

I.5.2.iii Cas d'un impact dans les régions sous le vent

La figure 25 est une représentation des surfaces correspondant aux creux des vagues dans les zones d'abri.

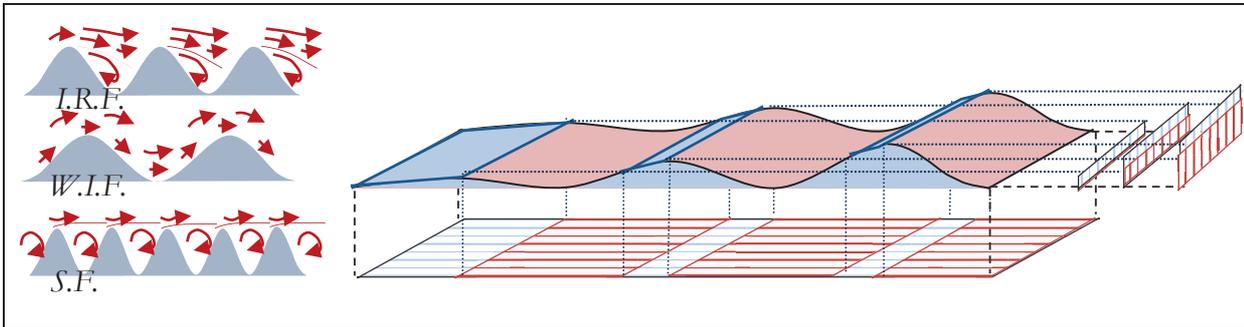


Figure 25 : Régions sous le vent

Il peut être émis le même raisonnement que précédemment sur la surface d'échange disponible au dépôt qui correspondrait à une surface supérieure à la moitié de la surface totale.

Toujours dans l'objectif de prendre en compte les effets de la surface de l'eau, la vitesse de surface correspondant au courant de dérive intervenant dans les expressions de vitesses de vent est estimée.

I.5.3 Estimation des vitesses de surface

Les vitesses de surface sont estimées par Wu (1975) dans une soufflerie avec un canal à eau ($1,5 \times 1,55 \times 22 \text{ m}^3$). La vitesse de courant est mesurée à partir du temps nécessaire pour que des particules flottantes légères de densité de 0,95 parcourent la distance entre deux stations de contrôle séparées de 11 mètres. La figure 26 présente les résultats de mesures pour des valeurs de vitesses de vent comprises entre 2 et 9 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$.

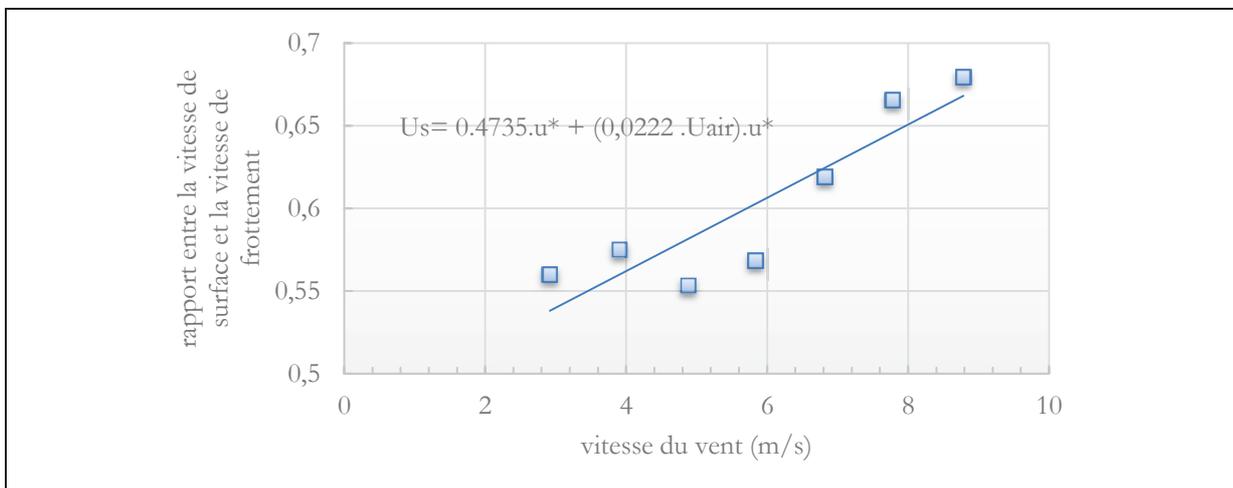


Figure 26 : Variation de vitesse de surface avec la vitesse de frottement et la vitesse du vent (d'après Wu (1975))

La figure 26 montre que la vitesse de surface estimée par Wu (1975) est à peu près proportionnelle à la vitesse de frottement telle que :

$$U_s \sim 0,5 \cdot u_*$$

[I-72]

I.6. Caractérisation du grossissement hygroscopique à l'équilibre

I.6.1 Hygroscopicité et facteur de grossissement

Un aérosol interagit avec son environnement et la vapeur d'eau présente dans l'atmosphère peut influencer sur sa taille. La capacité des particules à absorber les molécules d'eau qui se trouvent dans l'atmosphère va dépendre de leur composition et de leur morphologie (Mailliat, 2010). Ce grossissement de particules par absorption de la vapeur d'eau ambiante est appelé hygroscopicité ou grossissement hygroscopique.

La caractérisation du grossissement des particules est donnée par le rapport entre le volume total de la particule mouillée noté $V_{p,HR}$ et le volume de la particule initialement sèche noté $V_{p,0}$. Ce rapport, noté $G_{p,V,HR}$, est appelé facteur de croissance, ou facteur de grossissement de la particule par l'eau.

$$G_{p,V,HR} = \frac{V_{p,HR}}{V_{p,0}}$$

En supposant que la particule humide est sphérique, le volume d'une sphère est donné par $V = \frac{1}{6}\pi d_p^3$. Le grossissement hygroscopique $G_{p,HR}$ peut alors s'écrire comme le rapport entre le diamètre équivalent sec $d_{p,0}$ de la particule et le diamètre mouillé atteint à l'équilibre $d_{p,HR}$ tel que :

$$G_{p,HR} = \left(\frac{V_{p,RH}}{V_{p,0}} \right)^{\frac{1}{3}} = \frac{d_{p,RH}}{d_{p,0}}$$

I.6.2 Humidité relative

L'estimation du facteur de grossissement d'une particule par l'eau est liée à la quantité de vapeur d'eau présente dans son environnement proche et qui est dans la pratique quantifiée avec l'humidité relative.

L'Humidité Relative notée HR est aussi nommée degré hygrométrique ou taux de saturation en vapeur. Elle est définie comme le rapport entre la masse de vapeur d'eau réelle présente dans un volume V et la masse de vapeur d'eau pouvant être contenue dans ce même volume à saturation.

$$HR = \frac{\text{"masse de vapeur d'eau présente dans le volume } V \text{"}}{\text{"masse de vapeur d'eau pouvant être contenue dans } V \text{ à saturation"}} \quad [I-73]$$

Plus communément, l'humidité relative est définie comme le rapport de la pression partielle de la vapeur d'eau p_{vapeur} sur une pression de référence $p_{vapeur_{ref}}$.

La notion de pression partielle découle de la loi de Dalton qui stipule que la pression totale P_{totale} est la somme pondérée des pressions « partielles » p_i de chaque constituant présent dans le volume considéré telle que :

$$P_{totale} = \sum_i p_i \quad [I-74]$$

Les pressions partielles associées à l'humidité relative sont définies ci-dessous :

- La pression partielle de vapeur d'eau $p_{vapeur}(x_{eau}, T)$ est la pression de la vapeur d'eau dans le volume V du mélange considéré. Elle dépend de la température T , de la pression totale

et de la fraction molaire x_{eau} de la vapeur d'eau dans le mélange gazeux présent dans le volume ;

– La pression partielle de vapeur d'eau de référence est la pression partielle de la vapeur d'eau lorsque l'air contenu dans le volume est saturé en vapeur d'eau. Cette valeur est obtenue au point d'équilibre thermodynamique entre la phase vapeur et la phase liquide tel qu'indiqué par le diagramme de phase de l'eau de la figure 27 issue de Reid, Prausnitz et al. (1977).

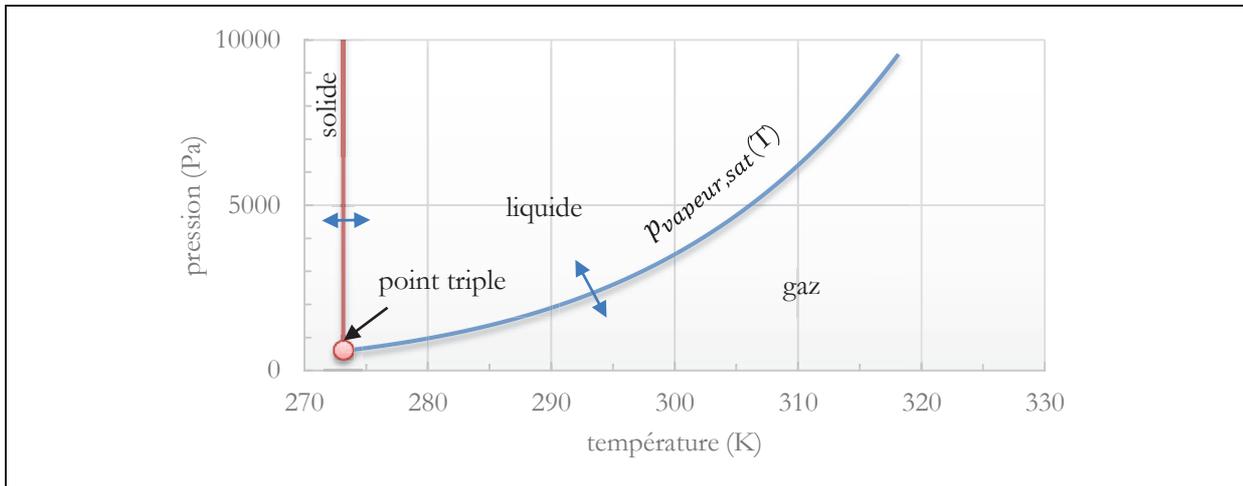


Figure 27 : Diagramme de phase de l'eau

La pression partielle de vapeur de référence et donc la pression de saturation de la vapeur notée $p_{vapeur\ sat}(T)$ est fonction de la température.

Finalement, l'humidité relative s'écrit :

$$HR = \frac{p_{vapeur}(x_{eau}, T)}{p_{vapeur\ sat}(T)} \quad [I-75]$$

Il s'avère qu'en deçà d'une certaine quantité d'eau présente dans l'air, la taille de la particule ne varie pas de son état initial sec. La valeur du seuil d'humidité relative où elle va interagir avec la vapeur d'eau est nommée humidité relative de déliquescence qui est décrite ci-dessous.

I.6.3 Humidité relative de déliquescence et hystérésis

L'humidité relative de déliquescence notée HRD, est fonction de la nature du matériau (voir des exemples à l'annexe E au tableau 8) et correspond à un seuil au-delà duquel la particule solide se transforme en une goutte de solution (particule et eau).

La croissance ou la décroissance de la taille des particules suit un cycle appelé hystérésis. La figure 28 présente ce cycle pour une particule de fluorescéine et le compare au modèle de grossissement de l'équation [I-101]. Le grossissement démarre dès que l'humidité relative atteint la valeur de déliquescence et augmente au-delà. Localement, l'augmentation de l'humidité relative peut être due au refroidissement des masses d'air ou à l'évaporation d'une surface liquide. Inversement, l'humidité relative peut diminuer en cas de réchauffement de la masse d'air. Les particules auront alors tendance à s'assécher et à retrouver leur taille sèche dès que la valeur de l'humidité relative atteint celle de l'humidité relative de cristallisation.

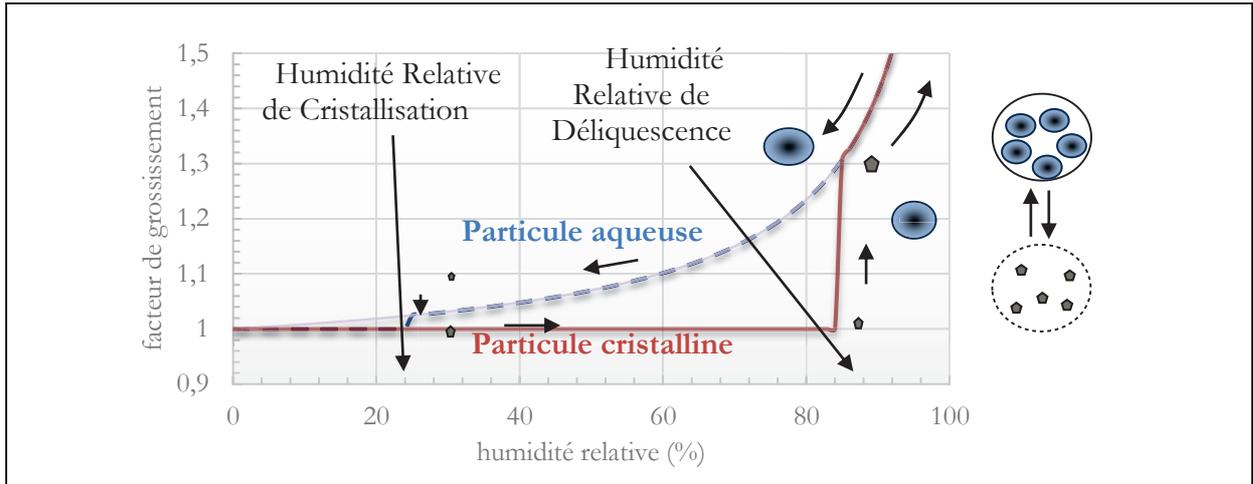


Figure 28 : Cycle de grossissement de particules

La figure 28 présente plus spécifiquement le cycle de grossissement de particules de sel de fluorescéine sur la base du modèle de Ferron (la taille des particules sèches est de 165 nm et la température de l'air est 20°C).

Il est décrit par la suite, le grossissement hygroscopique pour les conditions $HR < HRD$, $HR = HRD$ et $HR > HRD$.

I.6.3.i $HR < HRD$

Lorsque l'humidité relative est inférieure à l'humidité relative de déliquescence, la particule n'absorbe pas de molécule d'eau et son diamètre reste stable :

$$d_{p,HR < HRD} = d_{p,0} \quad [I-76]$$

I.6.3.ii $HR = HRD$

Lorsque l'humidité relative atteint la valeur de déliquescence, le matériau adsorbe de l'eau. Il se forme une goutte au sein de laquelle la concentration du matériau est proche de sa limite de solubilité (Mailliat, 2010). Sa taille peut être déduite de l'expression du grossissement définie par l'équation [I-86].

I.6.3.iii $HR > HRD$

Dans ce cas, la particule continue à adsorber de l'eau et à grossir. Le critère pour évaluer le taux de grossissement est l'activité de l'eau dans la solution formée. On commence, ci-dessous, par définir ce paramètre puis on explique comment il est utilisé pour déterminer le grossissement.

3.iii.a *Activité d'une espèce dans une solution*

Dans une solution, l'activité d'une espèce a_i est le produit de son coefficient d'activité γ_i avec le rapport de son nombre de moles n_i par un nombre de moles de référence n_i^{ref} :

$$a_i = \gamma_i \frac{n_i}{n_i^{ref}} \quad [I-77]$$

Si la solution est idéale, les interactions entre les molécules d'une même espèce et/ou d'espèces différentes sont identiques et $\gamma_i = 1$.

3.iii.b Activité de l'eau

Si l'espèce chimique est l'eau, le nombre de moles de référence correspond au nombre de moles total de la solution (eau + soluté dissout), ce qui revient à supposer que la solution de référence est uniquement composée d'eau. On a alors $n_{eau}^{ref} = n_{total} = n_p^+ + n_p^- + n_{eau}$

Avec : n_p^+ et n_p^- les nombres de moles de cations et d'anions produits par la dissolution du soluté et n_{eau} le nombre de moles d'eau dans la goutte.

L'activité de l'eau s'écrit alors :

$$a_{eau} = \gamma_{eau} \frac{n_{eau}}{n_{total}} \quad [I-78]$$

Pour le cas particulier où la solution est idéale, c'est-à-dire où le soluté ne subit aucune réaction on a $\gamma_{eau} = 1$. L'activité de l'eau est alors égale à sa fraction molaire x_{eau} .

$$a_{eau, idéal} = \frac{n_{eau}}{n_{total}} = x_{eau} \quad [I-79]$$

La fraction molaire de l'eau dans une solution est le rapport du nombre de moles d'eau n_{eau} sur le nombre total de moles qui est la somme du nombre de moles d'eau et du nombre de moles d'ions telle que :

$$x_{eau} = \frac{n_{eau}}{n_{p+} + n_{p-}} \quad [I-80]$$

Pour déterminer cette fraction molaire il faut connaître le nombre total de moles d'ions dissociés qui, dans le cas idéal, est directement proportionnel au nombre de moles de molécules de soluté présentes dans la solution. En réalité, toutes les molécules du soluté ne sont pas dissoutes et le rapport des moles d'ions dissociés sur les moles de molécules en solution est inférieur à la valeur théorique idéale. Ce rapport est défini comme étant le facteur de Van't Hoff et est décrit ci-dessous.

3.iii.c Facteur de Van't Hoff

Le facteur de Van't Hoff d'un soluté en solution est d'après Zumdahl (1999), le rapport entre le nombre de moles d'ions dissociés ($n_{p+} + n_{p-}$) et le nombre de moles de soluté dans la solution $n_{p,total}$, noté I, il s'écrit :

$$I = \frac{n_{p+} + n_{p-}}{n_{p,total}} = \frac{n_{p+} + n_{p-}}{n_{p,0}} \quad [I-81]$$

Par exemple, une molécule d'uranine ($C_{20}H_{10}O_5Na_2$) est composée de 2 cations de sodium et de 2 anions du composé hydroxyde $C_{20}H_{10}O_5^{2-}$. La valeur du facteur de Van't Hoff idéal est alors de 4. En réalité, dans une solution toutes les molécules d'uranine ne sont pas dissoutes et le facteur de Van't Hoff réel est inférieur à 4. Ainsi, la connaissance de ce facteur permet de déterminer le nombre de moles d'ions dissociés en solution et d'en déduire la fraction molaire de l'eau x_{eau} tel que :

$$n_{p+} + n_{p-} = I \cdot n_{p,total} \rightarrow x_{eau} = \frac{n_{eau}}{n_{eau} + I \cdot n_{p,total}} = \left[1 + \frac{I \cdot n_{p,total}}{n_{eau}} \right]^{-1} \quad [I-82]$$

Avec l'hypothèse d'idéalité, la fraction molaire de l'eau est égale à son activité et le nombre de moles d'eau dans la solution est alors donné par l'expression suivante :

$$n_{eau} = \frac{I \cdot n_{p,total} \cdot a_{eau,idéal}}{1 - a_{eau,idéal}} \quad [I-83]$$

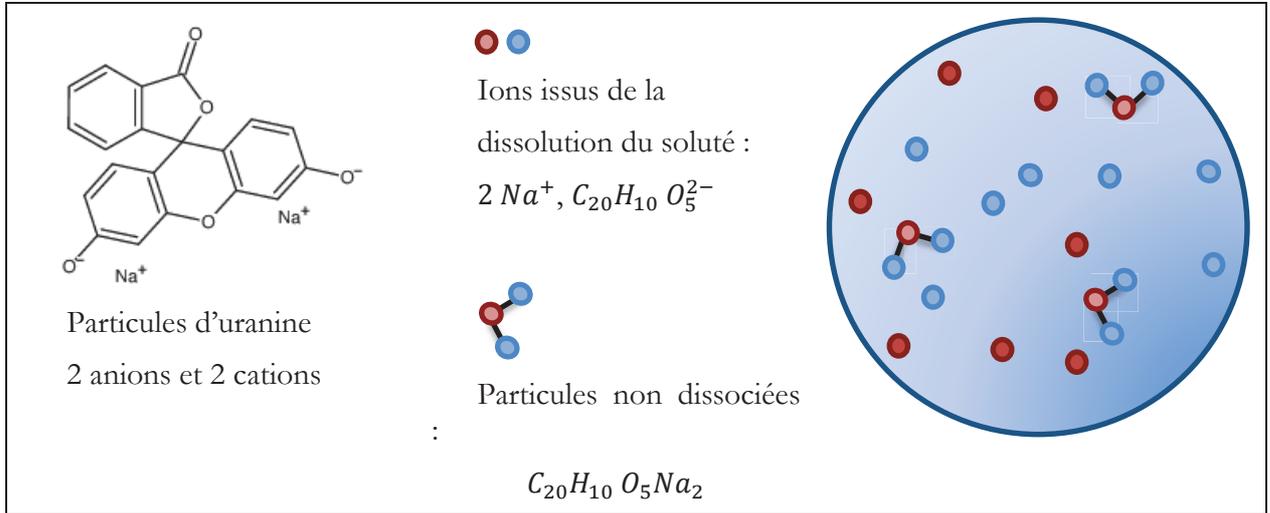


Figure 29 : Dissolution des molécules d'uranine

À partir de cette expression du nombre de moles d'eau en solution, il est possible d'estimer le facteur de grossissement des particules hygroscopiques.

3.iii.d Facteur de grossissement des particules hygroscopiques

La quantité totale de matière dans une solution correspond à la quantité d'eau et de soluté dissout et non dissout, cette dernière étant égale à la quantité de soluté initialement sec. Ainsi, le volume d'une solution $V_{p,HR}$ correspond à l'ajout du volume de l'eau au volume sec initial, soit :

$$\begin{aligned} V_{p,HR} &= V_{eau} + V_{p,0} \\ &= \frac{m_{eau}}{\rho_{eau}} + \frac{m_{p,0}}{\rho_{p,0}} \\ &= \frac{n_{eau} \cdot M_{eau}}{\rho_{eau}} + \frac{n_{p,0} \cdot M_p}{\rho_{p,0}} \\ &= \frac{I \cdot a_{eau,idéal} \cdot n_{p,total} \cdot M_{eau}}{1 - a_{eau,idéal} \cdot \rho_{eau}} + n_{p,0} \cdot \frac{M_p}{\rho_{p,0}} \\ &= n_{p,0} \cdot \frac{M_p}{\rho_{p,0}} \cdot \left(\frac{\rho_{p,0}}{\rho_{eau}} \cdot \frac{M_{eau}}{M_p} \cdot \frac{I \cdot a_{eau,idéal}}{1 - a_{eau,idéal}} + 1 \right) \\ &= V_{p,0} \cdot \left(\frac{\rho_{p,0}}{\rho_{eau}} \cdot \frac{M_{eau}}{M_p} \cdot \frac{I \cdot a_{eau,idéal}}{1 - a_{eau,idéal}} + 1 \right) \end{aligned} \quad [I-84]$$

Le taux de grossissement volumique est donné par :

$$G_{p,V,HR} = \frac{V_{p,HR}}{V_{p,0}} = \left(I \cdot \frac{\rho_p}{\rho_{eau}} \cdot \frac{M_{eau}}{M_p} \cdot \frac{a_{eau,idéal}}{1 - a_{eau,idéal}} + 1 \right) \quad [I-85]$$

En supposant que les particules sont sphériques, le facteur de grossissement en diamètre s'écrit :

$$G_{p,HR} = \frac{d_{p,HR}}{d_{p,0}} = \left(I \cdot \frac{\rho_p}{\rho_{eau}} \cdot \frac{M_{eau}}{M_p} \cdot \frac{a_{eau,idéal}}{1 - a_{eau,idéal}} + 1 \right)^{\frac{1}{3}} \quad [I-86]$$

Pour utiliser cette expression il faut connaître le facteur de Van't Hoff et l'activité de l'eau dans la goutte.

3.iii.e Relation entre l'activité de l'eau dans une solution et l'humidité relative

Pour relier l'humidité relative de l'air à l'activité de la vapeur dans une solution, on admet que dans une solution à l'équilibre, la tension exercée à la surface par la vapeur qui y est dissoute est égale à la pression de vapeur dans l'air, alors :

$$\tau_{eau} = p_{vapeur} \quad [I-87]$$

Si on considère une solution idéale, la loi de Raoult permet de relier cette tension à la pression de vapeur saturante à température constante, la pression partielle d'un constituant i d'un mélange liquide est égale au titre molaire de ce constituant multiplié par la pression de vapeur saturante du constituant pur à cette température. Soit :

$$\tau_{eau} = x_{eau} \cdot P_{vapeur,sat} \rightarrow x_{eau} = \frac{p_{vapeur}}{P_{vapeur,sat}} = HR \quad [I-88]$$

Ainsi, lorsqu'une solution est à l'équilibre avec son environnement, l'activité de la vapeur y est égale à l'humidité relative de l'air :

$$a_{eau,idéal} = x_{eau} = HR \quad [I-89]$$

3.iii.f Expression finale du grossissement

Finalement, à l'équilibre pour une solution idéale, le facteur de grossissement $G_{p,RH}$ peut s'écrire en fonction de l'humidité relative de l'air :

$$G_{p,HR} = \left(\frac{\rho_p}{\rho_{eau}} \cdot \frac{M_{eau}}{M_p} \cdot \frac{I \cdot HR}{1 - HR} + 1 \right)^{\frac{1}{3}} \quad [I-90]$$

D'autres modèles à l'équilibre du grossissement hygroscopique sont proposés par Ferron et Soderholm (1990), Fletcher (1962) et Fitzgerald (1975). Pour chaque modèle de grossissement hygroscopique, il est pris en compte l'effet de Kelvin (effet de courbure) R_k et l'expression de la fraction molaire de l'eau x_{eau} est sensiblement différente de celle exprimée à l'équation [I-82]. Ces modèles sont décrits ci-après.

I.6.4 Modèles hygroscopiques avec prise en compte de l'effet de Kelvin

L'effet de Gibbs-Thomson aussi appelé effet de Gibbs-Kelvin ou effet de Kelvin correspond à l'effet de la courbure d'une goutte sur la tension d'équilibre exercée à sa surface par la vapeur qui y est dissoute. Alors que cette tension est égale à la pression de vapeur saturante pour une surface liquide plane à une température donnée (Boulaud et Renoux, 1998), le fait d'avoir une goutte avec un rayon de courbure déplace les conditions d'équilibre et nécessite une tension d'équilibre plus élevée.

Pour prendre en compte l'effet de Kelvin, il est considéré que la concentration de la vapeur d'eau dans l'air notée $c_{vap,air}$ est égale au produit de la concentration de la vapeur saturante $c_{vap,sat,air}(T)$ dans l'air à la température T , de l'activité de l'eau a_{eau} (idéale) et de la fonction de Kelvin R_k . La concentration de vapeur s'écrit :

$$c_{vap,air} = c_{vap,sat,air}(T) \cdot R_k \cdot a_{eau} \quad [I-91]$$

Le rapport $c_{vap,air}/c_{vap,sat,air}(T)$ est égal au rapport de la pression partielle de la vapeur d'eau p_{vapeur} sur une pression de référence $p_{vapeur,ref}$ et d'après la loi de Raoult défini à l'équation [I-88], ce rapport est égal à l'humidité relative soit :

$$\frac{c_{vap,air}}{c_{vap,sat,air}(T)} = \frac{P_v}{P_{v,sat}} = HR = R_k \cdot a_{eau} \quad [I-92]$$

Dans les paragraphes suivants, il est explicité la fonction de Kelvin pour R_k . À la différence du modèle proposé à l'équation [I-90], l'expression de l'activité de l'eau est différente pour Ferron et Soderholm (1990) et Fletcher (1962) et sera noté $a_{eau}^* = f(n_{eau}^*, n_p^*)$. Ces différences seront explicitées successivement. Le modèle de Fletcher (1962) permettra alors de déterminer l'expression du grossissement hygroscopique de Fitzgerald (1975).

I.6.4.i Expression du coefficient relatif aux effets de Kelvin

R_k définit le rapport entre la pression de vapeur d'équilibre à la surface de la goutte et la pression de vapeur saturante à partir de la relation de Gibbs-Thomson telle que :

$$R_k = \frac{P_{v,équilibre}}{P_{v,sat}} = \exp \frac{d_{critique}}{d_{p,HR}} = \exp \frac{4 M_{eau} \gamma_{goutte}}{R_{GP} T \rho_{eau} d_{p,HR}} \quad [I-93]$$

Avec $d_{critique}$ le diamètre critique qui est fonction de la tension superficielle de la goutte γ_{goutte} , de la constante des gaz parfaits R_{GP} , de la température de l'air T_{air} et des masses molaires et volumiques de l'eau.

I.6.4.ii Expressions de l'activité de l'eau et du grossissement hygroscopique

a_{eau}^* est donnée à l'équation [I-79], c'est le rapport du nombre de moles d'eau dans la goutte n_{eau}^* et du nombre de moles effectif de soluté soluble dans la goutte n_p^* tel que :

$$a_{eau,idéal} = \frac{n_{eau}^*}{n_{eau}^* + n_p^*} = \left[1 + \frac{n_p^*}{n_{eau}^*} \right]^{-1} \quad [I-94]$$

Pour chaque modèle il est explicité les expressions du nombre de moles de particule n_p^* en solution et du nombre de moles d'eau n_{eau}^* . Le facteur de grossissement est donné en fin de chaque paragraphe.

Dans tous les cas, les volumes sont définis en supposant que la goutte est sphérique.

I.6.4.iii Modèles de grossissement hygroscopique

Plusieurs modèles existent. Ils sont basés sur l'approche initiale de Fletcher (1962) décrite ci-dessous.

4.iii.a Modèle de grossissement hygroscopique de Fletcher (1962)

Fletcher (1962) propose une relation du grossissement hygroscopique qui intègre l'effet Kelvin en considérant $a_{eau, idéal} = \frac{HR}{R_k}$ à partir de l'équation [I-94].

n_p^* , le nombre de moles de particules effectif est donné tel que :

$$n_p^* = I \cdot n_{p,0} = I \cdot \frac{m_{p,0}}{M_p} = I \cdot \frac{\rho_{p,0} \cdot V_{p,0}}{M_p} \quad [I-95]$$

n_{eau}^* , le nombre de moles de l'eau est donné comme suivant :

$$n_{eau}^* = \frac{m_{eau}}{M_{eau}} = \frac{m_{p,HR} - m_{p,0}}{M_{eau}} = \frac{(\rho_{p,RH} \cdot V_{p,HR} - \rho_{p,0} \cdot V_{p,0})}{M_{eau}} \quad [I-96]$$

À partir des équations [I-94], [I-95] et [I-96], on obtient alors :

$$HR = R_k \cdot \left[1 + \frac{(I \cdot \rho_{p,0} \cdot V_{p,0}) \cdot M_{eau}}{(\rho_{p,HR} \cdot V_{p,HR} - \rho_{p,0} \cdot V_{p,0}) \cdot M_p} \right]^{-1} \quad [I-97]$$

En considérant la particule sphérique alors le grossissement hygroscopique de Fletcher (1962) s'écrit :

$$G_{p,HR} = \frac{d_{p,HR}}{d_{p,0}} = \left(\frac{\rho_{p,0}}{\rho_{p,HR}} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \left(\frac{HR}{R_k - HR} \cdot I \cdot \frac{M_{eau}}{M_p} + 1 \right)^{\frac{1}{3}} \quad [I-98]$$

Cette expression implique de préciser la masse volumique de la goutte qui est décrite au paragraphe I.6.5.

4.iii.b Modèle de grossissement hygroscopique de Ferron (1977)

Le modèle de Ferron (1977) s'appuie sur le modèle de Fletcher (1962) et rajoute la quantité d'eau présente dans le sel quantifiée par le paramètre J .

La dissolution de certains solutés ($X_{I-1} \cdot J H_2O$) peut produire des molécules d'eau. Le nombre effectif de moles d'eau en solution n_{eau}^* est alors la somme des molécules adsorbées et des molécules produites par la dissolution du soluté, tel que :

$$n_{eau}^* = n_{eau} + J \cdot n_{p,0}$$

L'activité de l'eau a_{eau}^* s'écrit alors :

$$a_{eau}^* = \left[1 + \frac{I \cdot n_{p,0}}{n_{eau} + J \cdot n_{p,0}} \right]^{-1} \quad [I-99]$$

Le nombre de moles d'eau adsorbées s'obtient avec [I-92] :

$$n_{eau} = n_{p,0} \left[\frac{HR \cdot (I + J) - J \cdot R_k}{R_k - HR} \right] \quad [I-100]$$

Le grossissement hygroscopique $G_{p,RH}^*$ est déduite par Ferron (1977) tel que :

$$\begin{aligned}
 G_{p,HR}^* = \frac{d_{p,HR}}{d_{p,0}} &= \left(\frac{V_{p,HR}}{V_{p,0}} \right)^{\frac{1}{3}} = \left(\frac{(m_{eau} + m_{p,0})/\rho_{p,HR}}{m_{p,0}/\rho_{p,0}} \right)^{\frac{1}{3}} \\
 &= \left(\frac{\rho_{p,0}}{\rho_{p,HR}} \right)^{\frac{1}{3}} \left(1 + \frac{m_{eau}}{m_{p,0}} \right)^{\frac{1}{3}} \\
 &= \left(\frac{\rho_{p,0}}{\rho_{p,HR}} \right)^{\frac{1}{3}} \left(1 + \frac{n_{eau}}{n_{p,0}} \cdot \frac{M_{eau}}{M_p} \right)^{\frac{1}{3}} \\
 &= \left(\frac{\rho_{p,0}}{\rho_{p,HR}} \right)^{\frac{1}{3}} \left(1 + \left[\frac{HR \cdot (I + J) - J \cdot R_k}{R_k - HR} \right] \cdot \frac{M_{eau}}{M_p} \right)^{\frac{1}{3}}
 \end{aligned} \tag{I-101}$$

4.iii.c Modèle de grossissement hygroscopique de Fitzgerald (1975)

L'approche de Fitzgerald (1975) considère la fraction massique soluble du soluté, ϵ , (Junge, 1952), pour déterminer le nombre de moles d'eau adsorbées tel que :

$$\epsilon = \frac{m_{p,soluble}}{m_{p,insoluble} + m_{p,soluble}} = \frac{m_{p,soluble}}{m_{p,0}} \text{ et } 1 - \epsilon = \frac{m_{p,insoluble}}{m_{p,0}} \tag{I-102}$$

Les nombres de moles n_p^* et n_{eau}^* sont nouvellement définis ci-dessous :

n_p^* , le nombre de moles particules effectif est alors donné tel que :

$$\begin{aligned}
 n_p^* &= I_{p,idéal} \cdot n_{p,soluble} \\
 &= I_{p,idéal} \frac{m_{p,soluble}}{M_p} = I_{p,idéal} \cdot \frac{\epsilon \cdot m_{p,0}}{M_p} \\
 &= \epsilon \cdot I_{p,idéal} \cdot V_{p,0} \cdot \frac{\rho_{p,0}}{M_p}
 \end{aligned} \tag{I-103}$$

– n_{eau}^* , le nombre de moles de l'eau est alors donné comme suivant :

$$\begin{aligned}
 n_{eau}^* &= (m_{goutte} - m_{p,soluble}) \cdot \frac{1}{M_{eau}} \\
 &= ([V_{p,HR} - V_{p,insoluble}] \cdot \rho_{p,HR} - \epsilon \cdot m_{p,0}) \cdot \frac{1}{M_{eau}} \\
 &= \left([V_{p,HR} - V_{p,0} \cdot (1 - \epsilon) \cdot \frac{\rho_{p,0}}{\rho_{p,insoluble}}] \cdot \rho_{p,HR} - \epsilon \cdot \rho_{p,0} \cdot V_{p,0} \right) \cdot \frac{1}{M_{eau}}
 \end{aligned} \tag{I-104}$$

On aura identifié que l'expression du volume de la fraction insoluble est déduite à partir du raisonnement suivant :

$$\begin{aligned}
 m_{p,insoluble} &= (1 - \epsilon) \cdot m_{p,0} \\
 \rho_{p,insoluble} \cdot V_{p,insoluble} &= (1 - \epsilon) \cdot \rho_{p,0} \cdot V_{p,0}
 \end{aligned} \tag{I-105}$$

Avec l'équation [I-92], [I-94], [I-104] et [I-103] alors l'expression de Fitzgerald (1975) en volume s'écrit :

$$HR = R_k \cdot \left[1 + \frac{(\epsilon \cdot I \cdot V_{p,0} \cdot \rho_{p,0})}{\left(\left[V_{p,HR} - V_{p,0} \cdot (1 - \epsilon) \cdot \frac{\rho_{p,0}}{\rho_{p,insoluble}} \right] \cdot \rho_{p,HR} - \epsilon \cdot \rho_{p,0} \cdot V_{p,0} \right)} \cdot \frac{M_{eau}}{M_p} \right]^{-1} \quad [I-106]$$

Dans ce cas, l'expression de grossissement hygroscopique $G_{p,RH}^* = \frac{d_{p,HR}}{d_{p,0}}$ s'écrit :

$$G_{p,HR}^* = \left[\frac{\rho_{p,0}}{\rho_{p,HR}} \cdot \epsilon \cdot \left(1 + \frac{I \cdot HR}{R_k - HR} \cdot \frac{M_{eau}}{M_p} \right) + (1 - \epsilon) \cdot \frac{\rho_{p,0}}{\rho_{p,insoluble}} \right]^{\frac{1}{3}} \quad [I-107]$$

Ici, il faut appliquer le facteur de Van't Hoff idéal (4 pour l'uranine) car il s'applique à la fraction dissoute.

Cette expression implique de préciser la masse volumique de la goutte. Celle-ci peut être obtenue à partir de la méthode décrite ci-dessous.

I.6.5 Estimation de la masse volumique d'une goutte

L'expression de Ferron et de Fletcher est donnée en fonction de la masse volumique de la goutte $\rho_{p,RH}$. Cette dernière peut être estimée de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \rho_{p,HR} &= \frac{m_{p,HR}}{V_{p,HR}} \\ &= \frac{m_{eau} + m_{p,0}}{V_{eau} + V_{p,0}} \\ &= \frac{n_{eau} \cdot M_{eau} + n_{p,0} \cdot M_p}{\frac{n_{eau} \cdot M_{eau}}{\rho_{eau}} + \frac{n_{p,0} \cdot M_p}{\rho_{p,0}}} \\ &= \rho_{p,0} \cdot \frac{(HR \cdot (I + J) - R_k \cdot J) \cdot \frac{M_{eau}}{M_p} + R_k - HR}{(HR \cdot (I + J) - R_k \cdot J) \cdot \frac{\rho_{p,0}}{\rho_{eau}} \cdot \frac{M_{eau}}{M_p} + R_k - HR} \end{aligned} \quad [I-108]$$

En utilisant l'équation [I-101], il est possible de réécrire le grossissement hygroscopique de Ferron de l'équation [I-108] tel que l'équation devient :

$$G_{p,HR}^* = \left((HR \cdot (I + J) - R_k \cdot J) \cdot \frac{\rho_{p,0}}{\rho_{eau}} \cdot \frac{M_{eau}}{M_p} \cdot \frac{1}{R_k - HR} + 1 \right)^{\frac{1}{3}} \quad [I-109]$$

D'où :

$$(G_{p,HR}^* - 1) \cdot \left(e^{\frac{4 \cdot M_{eau} \cdot \gamma_{goutte}}{R_{GP} \cdot T \cdot \rho_{eau} \cdot G_{p,HR}^* \cdot d_{p,0}}} - HR \right) - (HR \cdot I) \cdot \frac{\rho_{p,0}}{\rho_{eau}} \cdot \frac{M_{eau}}{M_p} = 0 \quad [I-110]$$

En négligeant l'effet Kelvin, la figure 30 présente l'évolution de la masse volumique d'une solution d'uranine (pour laquelle $J = 0$) en fonction de l'humidité relative et pour différents nombres de Van't Hoff (indépendamment de l'humidité relative de déliquescence).

$$\rho_{uranine,HR} = \rho_{uranine} \cdot \frac{HR \cdot I_{uranine} \cdot \frac{M_{eau}}{M_{uranine}} + 1 - HR}{HR \cdot I_{uranine} \cdot \frac{\rho_{uranine}}{\rho_{eau}} \cdot \frac{M_{eau}}{M_{uranine}} + 1 - HR} \quad [I-111]$$

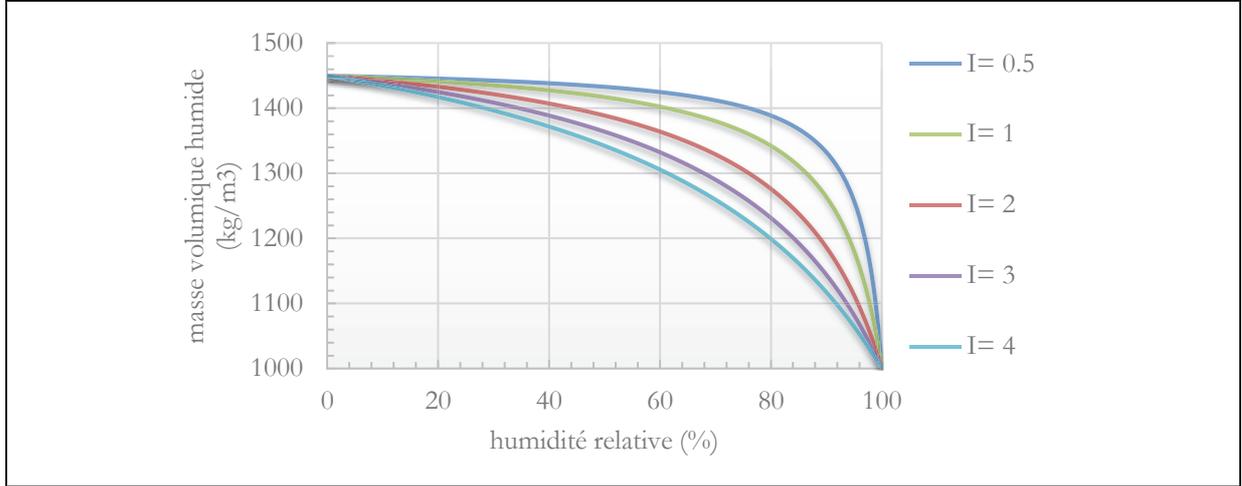


Figure 30 : Evolution de la masse volumique d'une goutte d'uranine en fonction de l'humidité relative et du facteur de Van't Hoff

La masse volumique et la masse molaire de l'uranine sont indiquées au paragraphe I.6.7.ii. La masse volumique d'une solution d'uranine tend naturellement vers la masse volumique de l'eau lorsque l'humidité relative converge vers 100 %.

Les différentes expressions du grossissement qui viennent d'être présentées ne sont pas valables pour $HR = 100\%$, comme c'est le cas dans la sous couche de dépôt (Slinn, 1975). Dans ces conditions, il sera appliqué le modèle de Fitzgerald présenté au paragraphe suivant.

I.6.6 Estimation du grossissement pour HR proche de 100% (Fitzgerald, 1975)

Pour estimer le grossissement pour HR proche de 100% , Fitzgerald (1975) propose de simplifier l'équation [I-104] en supposant que :

$$V_{p,HR} \gg V_{p,0} \cdot \left[(1 - \epsilon) \cdot \frac{\rho_{p,0}}{\rho_{p,insoluble}} \right] \text{ et } V_{p,HR} \gg \epsilon \cdot V_{p,0} \text{ et finalement :}$$

$$n_{eau}^* = \frac{V_{p,HR} \cdot \rho_{p,HR}}{M_{eau}} \quad [I-112]$$

De plus à 100% on a :

$$HR = 1 = R_k \cdot a_{eau}^* = R_k \cdot \left[1 + \frac{n_p^*}{n_{eau}^*} \right]^{-1}$$

$$\rightarrow \ln \left(1 + \epsilon \cdot I \cdot \frac{V_{p,0}}{V_{p,HR}} \cdot \frac{\rho_{p,0}}{\rho_{p,HR}} \cdot \frac{M_{eau}}{M_p} \right) = \frac{4 M_{eau} \gamma_{goutte}}{R_{GP} T \rho_{eau} d_{p,HR}} \quad [I-113]$$

On peut supposer $\epsilon \cdot I \cdot \frac{V_{p,0}}{V_{p,HR}} \cdot \frac{\rho_{p,0}}{\rho_{p,HR}} \cdot \frac{M_{eau}}{M_p} = X \rightarrow 0$ et $\rho_{eau} \rightarrow \rho_{p,HR=100\%}$. Il est alors possible de faire un développement limité sur $\ln(1+X)$. Avec ces hypothèses, le grossissement hygroscopique en conditions de saturation $G_{p,HR=100\%}^{***}$ est tel que :

$$G_{p,HR=100\%}^{***} = \frac{d_{p,HR=100\%}}{d_{p,0}} = \left(\frac{I \cdot \epsilon \cdot R_{GP} \cdot T}{4 \cdot \gamma_{eau}} \cdot \frac{\rho_{p,0}}{M_p} \cdot d_{p,0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad [I-114]$$

D'après Fitzgerald (1975), pour des valeurs de fractions massiques telles que $\epsilon = 1$ avec $d_p > 0,52 \mu m$, l'erreur est de moins de 3%. Il est alors supposé que $\epsilon = 1$. Dans ce cas, la figure 31 propose pour différents facteurs de Van't Hoff, l'estimation du grossissement de la particule à 100% pour différents diamètres de particules.

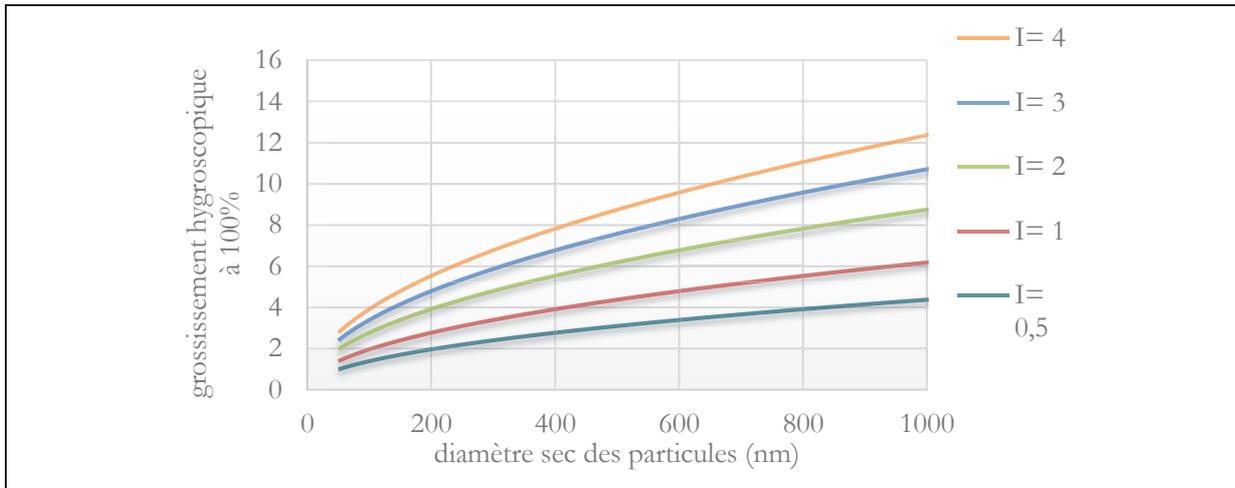


Figure 31 : Grossissement hygroscopique pour HR=100% pour différents facteurs de Van't Hoff I

Aucune information n'a été trouvée dans la littérature au sujet du facteur de Van't Hoff de l'uranine. Le paragraphe suivant présente une détermination de ce paramètre par ajustement des modèles de grossissement qui viennent d'être présentés à partir de récentes données expérimentales obtenues sur le grossissement de particules d'uranine (Querel, 2013).

I.6.7 Détermination du facteur de Van't Hoff de l'uranine

I.6.7.i Méthode de mesures pour la détermination du grossissement des particules

À l'heure actuelle, les études expérimentales sur l'hygroscopicité des aérosols submicroniques sont possibles avec un H-TDMA (Hygroscopic Tandem Differential Mobility Analyser), un EBD (Electrodynamic Balance) ou avec des combinaisons d'instruments comme l'APS (Aerodynamic Particle Sizer) et le DMA (Differential Mobility Analyser).

Dans l'exemple qui suit, le grossissement hygroscopique de particules de fluorescéine sodée (c.i. 45350 code 313160-0100/313167) est déterminé avec l'utilisation d'un H-TDMA, à température ambiante et pour 5 diamètres de particules (165nm, 150nm, 100nm, 50nm et 30nm). Ces analyses sont effectuées à l'observatoire du Puy-de-Dôme avec le Laboratoire de Météorologie Physique (LaMP) (Querel, 2013).

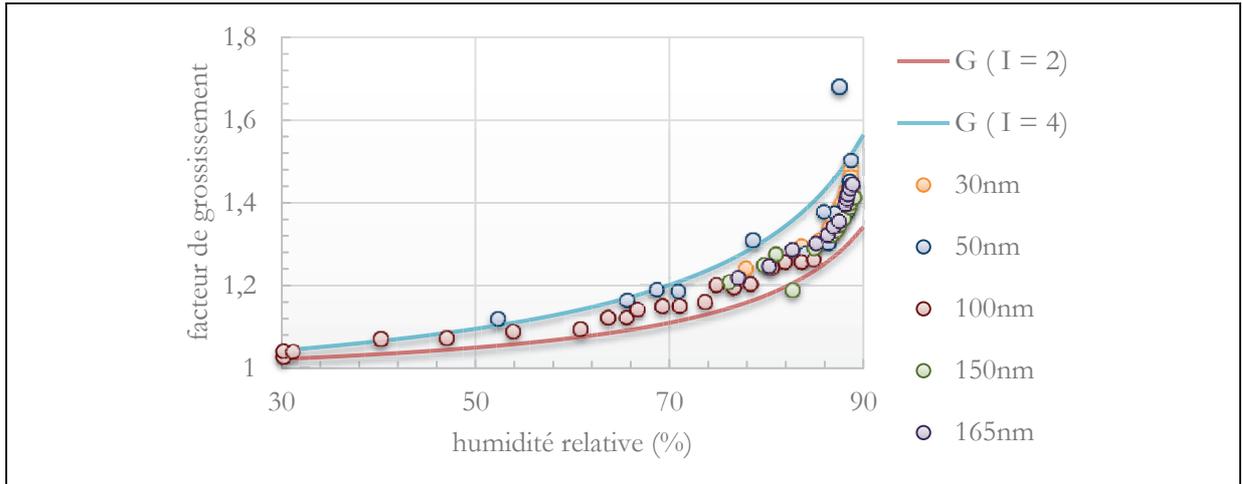
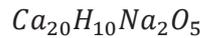


Figure 32 : Résultats expérimentaux de grossissement de l'uranine (Querel, 2013) comparés au modèle de l'équation [I-90]

I.6.7.ii Informations sur la fluorescéine sodée ou uranine

Comme le choix du traceur de l'étude est l'uranine, il est précisé dans ce paragraphe les différents paramètres nécessaires à la détermination du grossissement hygroscopique.

7.ii.a Formule chimique de l'uranine



7.ii.b Masse molaire de l'uranine

La masse molaire de l'uranine est : $M_p = 0,332 \text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1}$

7.ii.c Densité de l'uranine

La densité de l'uranine sec est $\rho_{p,0} = 1450 \pm 180 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ à 25°C (Moss, 1971)

7.ii.d Humidité relative de déliquescence HRD

La valeur de l'humidité relative de déliquescence HRD de l'uranine est proposée supérieure à 76 % (Pradel et Brion, 1970; Thomas et Jürgen, 2001).

I.6.7.iii Estimation du facteur de Van't Hoff de l'uranine

L'estimation du facteur de Van't Hoff de l'uranine est obtenue à partir de l'ajustement du modèle de l'équation [I-90] sur les données expérimentales de Querel (2013). Cet ajustement est optimisé par la méthode des moindres carrés qui consiste à chercher la valeur de I pour laquelle l'expression suivante est minimale :

$$\sum [G_{(p,RH)Expérimentale} - G_{(p,RH)modèle}]^2 \rightarrow 0$$

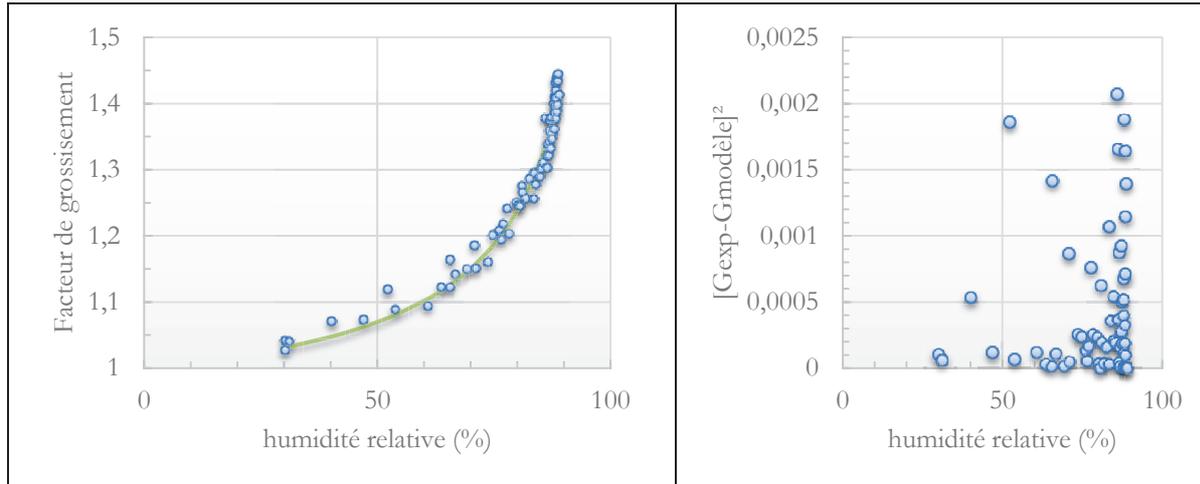


Figure 33 : Méthode des moindres carrés moyens pour l'évaluation du facteur de Van't Hoff

La figure 33 présente l'évaluation du facteur de Van't Hoff par l'ajustement du modèle sur les données de Querel (2013) à partir de la méthode des moindres carrés moyens par.

Il sera considéré, sauf cas précisé, le facteur de Van't Hoff tel que :

$$I(\text{uranine}) = 2,85 \quad [\text{I-115}]$$

I.6.7.iv Hygroscopicité à 99% et 100%

La comparaison des modèles pour des humidités relatives comprises entre 90% et 100% est donnée en figure 34. Il s'avère que pour des humidités relatives inférieures à 99,99% les grossissements sont comparables.

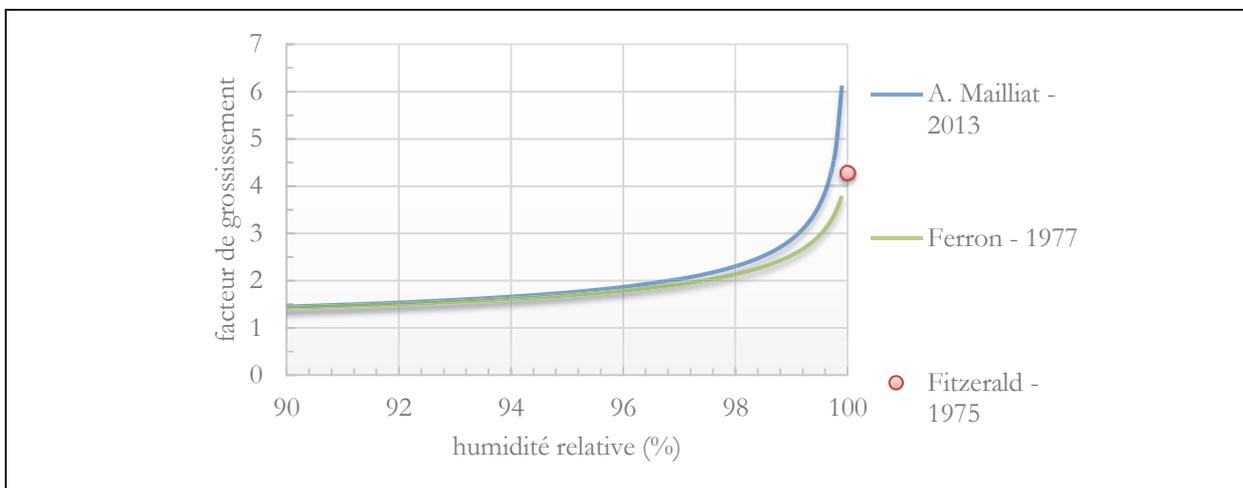


Figure 34 : Comparaison des modèles avec un facteur de Van't Hoff $I=2,85$

La courbe bleue est déduite de l'expression du facteur de (Mailliat, 2013).

Pour 100% d'humidité, l'expression du grossissement donnée par Fitzgerald (1975) donne pour un diamètre sec de 165 nm, un grossissement de 5. Les autres modèles ne permettent pas de proposer des facteurs de grossissement à 100%.

I.6.8 Choix du modèle de grossissement hygroscopique

Parmi les modèles de grossissement qui viennent d'être présentés, ce qui les différencie c'est la prise en compte des effets de Kelvin, du facteur J qui représente le nombre de moles d'eau

produites par la dissolution du soluté et de ϵ , la fraction massique soluble du soluté. Le choix du modèle est déterminé en fonction de la distribution granulométrique et du traceur de cette étude.

Le facteur J est nul dans le cas de l'urinine.

Boulaud et Renoux (1998) précisent que l'effet Kelvin est efficace pour des particules de diamètres inférieurs à $0,1\mu m$ ce qui ne correspond pas à notre cas d'étude. Les effets de Kelvin peuvent donc être négligés.

Finalement, il est choisi de modéliser le grossissement hygroscopique de l'urinine à partir de l'expression [I-90] du paragraphe 3.iii.f qui est une version simplifiée mais suffisante par rapport aux autres méthodes qui prennent en compte R_k ou J .

Néanmoins, pour le calcul du grossissement hygroscopique lorsque $RH = 100\%$, il est fait le choix d'appliquer le modèle de Fitzgerald (1975) qui considère les effets de Gibbs-Thomson.

I.1. Caractérisation de l'agglomération

Une population d'aérosols atmosphériques dans un écoulement d'air peut évoluer en taille et en nombre par les processus d'agglomération qui dépendent des conditions physiques et chimiques et de l'écoulement (turbulent et/ou moléculaire). Par exemple, des particules qui collisionnent peuvent s'agglomérer. L'agglomération des particules modifie le spectre granulométrique, menant les particules à grossir. Il incombe ici d'évaluer l'évolution temporelle du spectre granulométrique du fait de l'agglomération due aux mouvements Browniens (moléculaires) et turbulents.

I.1.1 Estimation de l'évolution d'une population de classe par agglomération

Il est possible d'estimer l'évolution du spectre granulométrique en fonction du flux de rejet des particules dans la soufflerie q_k et du spectre granulométrique associé [Mailliat (2010) – chapitre 6.5 et Mailliat (2013)]. L'évolution de la granulométrie caractérisée par des classes notées k peut s'écrire en fonction d'une efficacité de collision β , du nombre de particule n_k de classe k à l'instant t , du nombre total de particules sur l'ensemble des classes à l'instant t , $N(t)$ et du flux de rejet q_k .

L'évolution du nombre de particule d'une classe est donnée par :

pour : $k = 1$	$\frac{dn_k}{dt} = -\beta \cdot n_k \cdot N(t) + q_k$	[I-116]
pour : $k > 1$	$\frac{dn_k}{dt} = \frac{1}{2} \cdot \sum_{i=1}^{k-1} \beta \cdot n_i \cdot n_{k-i} - \beta \cdot n_k \cdot N(t) + q_k$	

Dans la première équation, le premier terme correspond à une décroissance due aux collisions et le second terme à l'accroissement du nombre de particule due à l'injection de la source.

Dans la seconde équation le premier terme correspond à la production des particules k par collision des particules plus petites, le second terme correspond à la perte des particules de la classe k et le troisième terme correspond au flux de rejet.

Le flux de rejet q_k ($\#.s^{-1}$) pour chaque classe granulométrique est estimé ci-dessous à partir du débit massique du générateur à aérosols (paragraphe III.3.1).

$q_k = x_{m,k} \cdot \frac{Q_m}{\rho_p \cdot V_{p,k}}$	avec	$x_{m,k} = \frac{C_{m,k}}{\sum_{i=1} C_{m,i}}$	[I-117]
--	------	--	---------

Avec : m_T la masse totale des particules, $x_{m,k}$ la contribution en masse de la classe k et $C_{m,k}$ la concentration moyenne en masse donnée par l'ELPI de référence pour une classe de particule, $V_{p,k}$ le volume d'une particule de classe k , ρ_p la masse volumique sèche de la particule, q_k le débit en nombre de la classe k en $\#.s^{-1}$.

I.1.2 Efficacité d'agglomération

I.1.2.i Efficacité d'agglomération Brownienne

Pour les particules fines, l'agglomération Brownienne prédomine. L'efficacité d'agglomération Brownienne est indépendante de la taille des particules et le coefficient d'agglomération Brownienne βB s'écrit (Mailliat, 2010) :

$$\beta B = 8 \cdot k_B \cdot T_{air} / (3 \cdot \mu_{air}) \quad [I-118]$$

Avec : μ_{air} la viscosité dynamique de l'air, k_B la constante de Boltzmann.

I.1.2.ii Efficacité d'agglomération turbulente

Les aérosols atmosphériques dans un écoulement turbulent se collisionnent entre eux. Le paramètre pour estimer l'efficacité d'agglomération est la taille des tourbillons turbulents caractérisée par l'échelle de Kolmogorov (paragraphe III.8.1.ii). L'efficacité d'agglomération turbulente et Brownienne β^* s'écrit :

$$\beta^* = \frac{45}{2^3} \cdot d_{p,k}^3 \cdot \frac{1}{\tau_n} \quad [I-119]$$

Avec : $d_{p,k}$ la taille des particules et $\tau_n = (v_{air}/\epsilon)^{1/2}$ le temps caractéristique des tourbillons qui est fonction du taux de dissipation $\epsilon = u_*^3 / (\kappa \cdot y)$, u_* la vitesse de frottement, κ la constante de Von Karmàn et y une hauteur qui est choisie ici égale à la hauteur de la couche limite qui peut s'écrire en fonction de la distance à l'entrée de la veine telle que $y = x \cdot 0,37 \cdot (U_{air} \cdot x / v_{air})^{-1/5}$ [Chassaing (2000) – page 389].

La figure 35 présente les efficacités d'agglomération turbulente β^* et Brownienne βB à partir des expressions [I-118] et [I-119] (la vitesse de frottement est donnée par l'équation [III-10]).

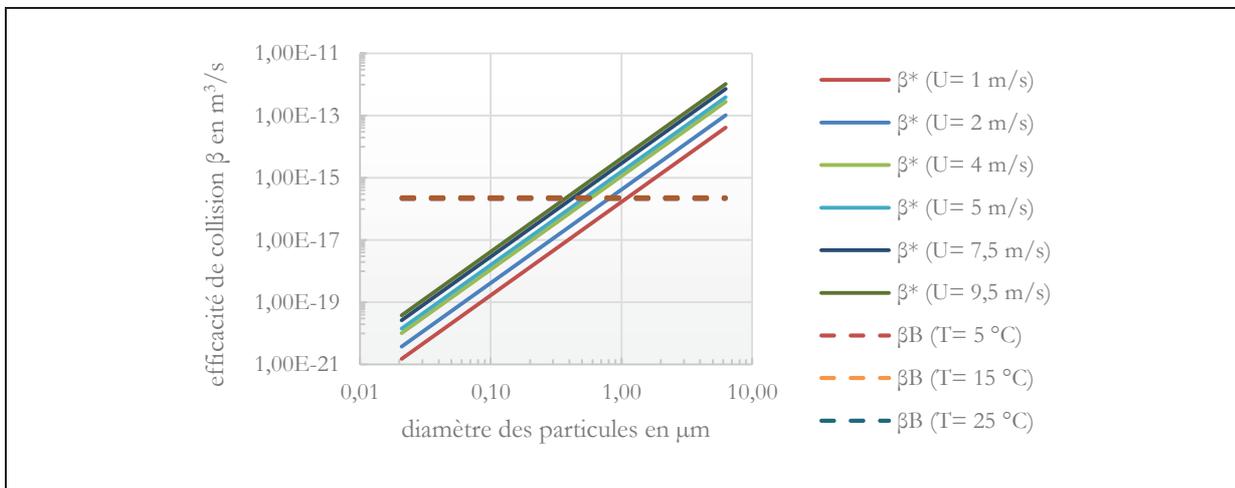


Figure 35 : Efficacité d'agglomération turbulente et Brownienne

Cette figure montre que βB varie très peu et que β^* varie significativement en fonction de la taille des particules et, de façon moindre, de la vitesse du vent.

I.1.3 Convergence du spectre granulométrique

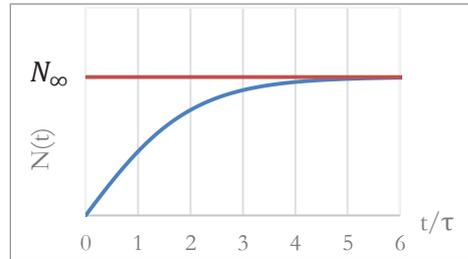
Il est ici estimé le temps de convergence d'un spectre granulométrique à partir de l'évolution du nombre de particules de toutes les classes. Comme la concentration totale, englobant toutes les classes s'écrit $N(t) = \sum_{k=1}^{\infty} n_k$, l'équation [I-116] intégrée sur tout le spectre, $k = [1; \infty[$, s'écrit :

$$\sum_{k=1}^{\infty} \text{[I-116]} = \frac{d N(t)}{dt} = -\beta \cdot \frac{N^2(t)}{2} + q \quad \text{[I-120]}$$

Cette équation est valable si et seulement si l'efficacité de collision est peu ou pas variable pour des particules de dimensions voisines, soit $\beta = cst$ (d'après la figure 35 : $\beta = \beta B \approx cst$) et $q = \sum_{k=1}^{\infty} q_k$.

La résolution de cette équation différentielle donne :

$$\frac{N(t)}{N_{\infty}} = \frac{e^{\frac{t}{\tau}} - 1}{e^{\frac{t}{\tau}} + 1} \quad \text{avec :} \quad \begin{cases} N_{\infty} = 2 \cdot q \cdot \tau \\ \tau = \frac{1}{\sqrt{2 \cdot \beta \cdot q}} \end{cases}$$



Cette fonction converge vers N_{∞} . Le temps $t_{90\%}$ nécessaire pour que le spectre granulométrique converge à 90 % de la concentration N_{∞} , soit : $N(t_{90\%})/N_{\infty} = 90\%$, est estimé à $t_{90\%} \approx 3 \cdot \tau$. La concentration totale converge après environ 3 fois le temps caractéristique τ .

Le tableau 1 présente le temps $t_{90\%}$ pour des efficacités d'agglomérations turbulente β^* et Brownienne βB pour différentes vitesses de vent U_{air} , de températures T_{air} et de diamètres de particules d_p . Le temps caractéristique est déduit de l'expression [I-121] avec un flux de rejet total $q = 6,61 \cdot 10^9 \# \cdot s^{-1}$ (estimé à partir de l'équation [I-117] et du spectre granulométrique de référence donné au paragraphe III.3.3.ii).

	$\tau [\beta^*] (U_{air} \text{ en } m \cdot s^{-1})$				$\tau [\beta B] (T_{air} \text{ en } ^\circ C)$			
	$1 m \cdot s^{-1}$	$4 m \cdot s^{-1}$	$7,5 m \cdot s^{-1}$	$9,5 m \cdot s^{-1}$	$5 ^\circ C$	$15 ^\circ C$	$25 ^\circ C$	$35 ^\circ C$
					30 min	29 min	29 min	28 min
$\tau [d_p = 0,02 \mu m]$	2147 min	827 min	514 min	428 min				
$\tau [d_p = 0,04 \mu m]$	841 min	324 min	201 min	168 min				
$\tau [d_p = 0,12 \mu m]$	156 min	60 min	37 min	31 min				
$\tau [d_p = 0,20 \mu m]$	72 min	28 min	17 min	14 min				
$\tau [d_p = 0,48 \mu m]$	19 min	7 min	5 min	4 min				
$\tau [d_p = 1,23 \mu m]$	5 min	2 min	68 sec	57 sec				
$\tau [d_p = 3,08 \mu m]$	72 sec	28 sec	17 sec	14 sec				
$\tau [d_p = 6,27 \mu m]$	25 sec	9 sec	6 sec	5 sec				

Tableau 1 : Temps de collisions $t_{90\%}$ pour les efficacités d'agglomération turbulente et Brownienne

Le tableau 1 montre que la concentration totale converge après environ 30 minutes pour l'agglomération Brownienne. Le temps $t_{90\%}$ estimé pour l'agglomération turbulente est présenté pour plusieurs tailles de particules et varie de quelques secondes pour les grosses particules à plusieurs heures pour les particules les plus fines. En supposant $t_{90\%}(U_{air}) = 3 \cdot \sum x_{iM} \cdot \tau(d_{p,i}, U_{air})$ alors, sur tout le spectre granulométrique les temps $t_{90\%}$ pour plusieurs vitesses de vents sont : $t_{90\%}(1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}) = 70 \text{ min}$, $t_{90\%}(2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}) = 45 \text{ min}$, $t_{90\%}(4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}) = 27 \text{ min}$, $t_{90\%}(5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}) = 23 \text{ min}$, $t_{90\%}(7,5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}) = 17 \text{ min}$ et $t_{90\%}(9,5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}) = 14 \text{ min}$.

I.2. Conclusion sur l'état de l'art théorique

Prévoir le flux de dépôt de particules à partir d'une concentration connue à plusieurs mètres d'altitude est possible par l'intermédiaire d'une vitesse de transfert appelée vitesse de dépôt. Lorsqu'une particule rencontre une surface comme l'eau, des phénomènes macroscopiques comme la turbulence et des phénomènes microscopiques qui ont lieu près de la paroi, interagissent pour favoriser le dépôt des particules. Les particules peuvent tomber par dépôt humide sous l'effet de la pluie ou par dépôt sec. Le dépôt sec des particules est la résultante du transport des aérosols, de champs de forces agissant sur les particules et de phénomènes de diffusions. Sur l'eau, ces processus physiques sont fonction de la surface de l'eau et des écoulements d'air et d'eau. Sur un canal en eau soumis à un vent et à un courant de l'eau, l'écoulement au-dessus de la surface est complexe et peut générer des phénomènes hygroscopiques qui modifient la taille des particules.

Les conditions atmosphériques et la distribution granulométrique des particules vont interférer sur le temps de séjour des particules dans l'air et donc sur le dépôt. Les paramètres de taille de particules, de turbulence atmosphérique, de surfaces de l'eau, d'humidité et de température doivent être étudiés et quantifiés pour prédire le dépôt sec des particules fines.

Les travaux effectués sur le dépôt sec des aérosols sur l'eau depuis 1969 à nos jours sont exposés au chapitre suivant.

Références du chapitre I

- Al-Azzawi, H. K. et I. Owen** (1984). "Measuring the thermal conductivity of uranin." International Journal of Heat and Fluid Flow **5**(1): 57-59.
- Boulaud, D. et A. Renoux** (1998). Les aerosols physique et metrologie. Paris, Tec Doc Lavoisier.
- Branger, H.** (2013).
- Brock, J. R.** (1962). "On the theory of thermal forces acting on aerosol particles." Journal of Colloid Science **17**: pp. 768-780.
- Businger, J. A., J. C. Wyngaard, et al.** (1971). "Flux profile relationships in the atmospheric surface layer." Journal of the Atmospheric Sciences **28**: 181-189.
- Chamberlain, A. C. et R. Chadwick** (1953). "Deposition of airborne radio-iodine vapor." Nucleonics **8**: 22 - 25. 17, 182.

- Charnock, H.** (1955). "Wind stress on a water surface." Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society **81**(350): 639-640.
- Chassaing, P.** (2000). Turbulence en mécanique des fluides, Polytech: 626.
- Coles, D.** (1959). "The low of the wake in the turbulent boundary layer." Journal of Fluid Mechanics: 191 - 226.
- Crump, J. G. et J. H. Seinfeld** (1981). "Turbulent deposition and gravitational sedimentation of an aerosol in a vessel of arbitrary shape." Journal of Aerosol Science **12**(5): 405-415.
- Davies, C. N.** (1966). Aerosol Science. London and New York: 468.
- Deardorff, J. W.** (1967). "Aerodynamic theory of wave growth with constant wave steepness." Journal of oceanography society Japan **23**: 12 - 30.
- Dusoulier, L.** (2007). La technique de dépôt par électrophorèse.
- Dyer, A. J.** (1974). "A review of flux-profile relationships." Boundary-Layer Meteorology **7**(3): 363-372.
- Einstein, A.** (1905). "On the movement of small particles suspended in stationary liquids required by the molecular-kinetic theory of heat." Annalen der Physik **17**: 549-560.
- Ferron, G. A.** (1977). "The size of soluble aerosol particles as a function of the humidity of the air. Application to the human respiratory tract." Journal of Aerosol Science **8**(4): 251-267.
- Ferron, G. A. et S. C. Soderholm** (1990). "Estimation of the times for evaporation of pure water droplets and for stabilization of salt solution particles." Journal of Aerosol Science **21**(3): 415-429.
- Fitzgerald, J. W.** (1975). "Approximation formulas for the equilibrium size of an aerosol particle as a function of its dry size and composition and the ambient relative humidity." Journal of Applied Meteorology **14**(6): 1044-1049.
- Fletcher, N. H.** (1962). The physics of rainclouds, The Cambridges University Press: 386.
- Friedlander, S. K. et H. F. Johnstone** (1957). "Deposition of suspended particles from turbulent gas streams." Industrial and Engineering Chemistry **49**(7): 1151-1156.
- Fuchs, N. A.** (1964). The mechanics of aerosols. Oxford, Pergamon Press.
- Garratt, J. R. et B. B. Hicks** (1973). "Momentum, heat and water vapour transfer to and from natural and artificial surfaces." Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society **99**(422): 680-687.
- Giorgi, F.** (1988). "Dry deposition velocities of atmospheric aerosols as inferred by applying a particle dry deposition parameterization to a general circulation model." Tellus **40**(1): 23-41.
- Goldsmith, P. et F. G. May** (1966). Diffusiophoresis and thermophoresis in water vapor systems. New York, Academic Press: 163-194.
- He, C. et G. Ahmadi** (1998). "Particle deposition with thermophoresis in laminar and turbulent duct flows." Aerosol Science and Technology **29**(6): 525-546.
- Hicks, B. B. et R. M. Williams** (1979). Transfer and deposition of particles to water surfaces, Potential Environmental and Health Effects of Atmospheric Sulfur Deposition. ORNL Life Sciences Symp. Ser.
- Hinds, W. C.** (1982). Aerosol technology. New York John Wiley.

- Hinze, J. O.** (1959). Turbulence, an introduction to its mechanism and theory., McGraw-Hill Book Compagny, Inc.
- Hirschfelder, J. O., C. F. Curtiss, et al.** (1955). Molecular theory of gases and liquids. . New York, Interscience Publishers, Inc.: 1219.
- Holthuijsen, L. H.** (2007). Waves in oceanic and coastal waters, Cambridge University Press.
- Horst, T. W.** (1968). A review of particle transport in a condensing steam environment, Pacific Northwest Laboratory.
- Ishikawa, Y., H. Murakami, et al.** (1995). "Precipitation scavenging studies of radionuclides in air using cosmogenic ⁷Be." Journal of Environmental Radioactivity **26**(1): 19-36.
- Jaenicke, R.** (1988). "Landolt-börnstein zahlenwerte and funktionen aus naturwissenschaft and technik." Aerosol physics and chemistry **4**: 391-457.
- Junge, C.** (1952). Die konstitution des atmosphärischen aerosols, Selbstverl. d. Meteorolog. Amtes f. Nordwestdtschl.
- Karmàn, T. v.** (1930). Mechanische Ähnlichkeit und turbulenz.
- Lai, a. C. K. et W. W. Nazaroff** (2000). "Modeling indoor particle deposition from turbulent flow onto smooth surface." Journal of Aerosol Science **31**: 463-476.
- Letchford, C. W. et B. C. Zachry** (2009). On wind, Waves and Surface Drag, Firenze University Press.
- Little, P. et R. D. Wiffen** (1977). "Emission and deposition of petrol engine exhaust Pb. I. deposition of exhaust Pb to plant and soil surfaces." Atmospheric Environment **11**: 437-447.
- Liu, B. Y. H. et T. A. Ilori** (1974). "Aerosol deposition in turbulent pipe flow." Environmental Science AND Technology **8**(4): 351-356.
- Longo, S.** (2012). "Wind-generated water waves in a wind tunnel: Free surface statistics, wind friction and mean air flow properties." Coastal Engineering **61**: 27-41.
- Longuet-Higgins, M. S.** (1976). "Breaking waves - in deep or shallow water." Proceedings of the Royal Society A(350): 1 - 26.
- Mailliat, A.** (2010). Introduction aux milieux aerosols et à leurs représentations, EDP Sciences: 335.
- Mailliat, A.** (2013).
- Makin, V. K.** (2002). "A note on a parameterization of the sea drag." Boundary-Layer Meteorology **106**(3): 593-600.
- Mattsson, S. et R. Vesanen** (1988). "Patterns of chernobyl fallout in relation to local weather conditions." Environment International **14**(2): 177-180.
- Monin, A. S. et A. M. Yaglom** (1971). Statistical fluid mechanics : mechanics of turbulence. Cambridge, Massachusetts, MIT press: 769.
- Moshfegh, A., M. Shams, et al.** (2010). "A new expression for spherical aerosol drag in slip flow regime." Journal of Aerosol Science **41**(4): 384-400.
- Moss, O. R.** (1971). "Shape Factors for Airborne Particles." American Industrial Hygiene Association Journal **32**(4): 221 - 229.
- Nerisson, P.** (2009). Modélisation du transfert des aérosols dans un local ventilé, Institut National Polytechnique de Toulouse: 288.

- Nii, K., K. Sueyoshi, et al.** (2012). PDMS microchip electrophoresis with high separation efficiency by simple and quick modification of phospholipid polymer. The 16th International Conference on Miniaturized Systems for Chemistry and Life Sciences. Okinawa Convention Center, Okinawa, Japan.
- Nikuradse, J.** (1933). Stromungsgesetz in rauhren rohren (English translation: Laws of flow in rough pipes). v.-f. 361.
- Percot, S.** (2012). Contribution des retombées atmosphériques aux flux de polluants issus d'un petit bassin versant urbain – Cas du Pin Sec à Nantes.
- Petroff, A. et L. Zhang** (2010). "Development and validation of a size-resolved particle dry deposition scheme for applications in aerosol transport models." Geoscientific Model Development Discussions **3**: 1317--1357.
- Pitakarnnop, J.** (2009). Analyse expérimentale et simulation numérique d'écoulements raréfiés de gaz simples et de mélanges gazeux dans les microcanaux.
- Plate, E. J. et H. Kiefer** (2001). "Wind loads in urban areas." Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics **89**: 1233-1256.
- Pope, S. B.** (2001). "Turbulent Flows." Measurement Science and Technology **12**(11): 2020.
- Pradel, J. et J. Brion** (1970). "Methode d'essais des filtres a haute efficacité par aérosol d'uranine." Thermique et Aeraulique **01**.
- Prandtl, L.** (1925). "Bericht über Untersuchungen zur ausgebildeten Turbulenz." Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik, **5**: 136 - 139.
- Querel, A.** (2013). Lessivage de l'atmosphère par la pluie : approche microphysique. Docteur d'université, Université blaise pascal: 144.
- Raes, F., R. V. Dingenen, et al.** (2000). "Formation and cycling of aerosols in the global troposphere." Atmospheric Environment **34**: 4215–4240.
- Reid, R. C., J. M. Prausnitz, et al.** (1977). The properties of gases and liquids, McGraw-Hill.
- Reynolds, O.** (1883). "An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water in parallel channels shall be direct or sinuous and of the law of resistance in parallel channels." Philosophical Transactions of the Royal Society **174**:935 - 8.
- Rotta, J. C.** (1962). Turbulent boundary layers in incompressible flow. Oxford, Pergamon Press.
- Roupsard, p.** (2013). Etude phenomenologique du depot sec d'aerosols en milieu urbain : influence des proprietes des surfaces, de la turbulence et des conditions meteorologiques, Institut national des sciences appliquees de Rouen.
- Schetz, J. A.** (1993). Boundary Layer Analysis, Englewood Cliffs.
- Schlichting, H.** (1968). Boundary Layer Theory. New York, McGraw-Hill Book Company.
- Schmauss, A.** (1920). "Die chemie des nobels, der wolken und des regens, die umschau." Jahrg **14**: pp 61-63.
- Sherwood, T. K., R. L. Pigford, et al.** (1975). Mass transfer. New York.
- Skjelbreia, L. et J. A. Hendrickson** (1960). Fifth order gravity wave theory.
- Slinn, S. A. et W. G. N. Slinn** (1980). "Predictions for particle deposition on natural waters." Atmospheric Environment (1967) **14**(9): 1013-1016.

- Slinn, W. G. N.** (1975). "Atmospheric aerosol particles in surface-level air." Atmospheric Environment (1967) **9**(8): 763-764.
- Slinn, W. G. N.** (1976). "Dry deposition and resuspension of aerosol particles - a new look at some old problems, Atmosphere - Surface Exchange of Particulate and Gaseous Pollutants." CONF-740921(U.S. DOE Tech. Info. Center, Oak Ridge, TN): pp. 1-40.
- Slinn, W. G. N.** (1977). "Some approximations for the wet and dry removal of particles and gases from the atmosphere." Water, Air, and Soil Pollution **7**(4): 513-543.
- Slinn, W. G. N.** (1982). "Predictions for particle deposition to vegetative canopies." Atmospheric Environment (1967) **16**(7): 1785-1794.
- Talbot, L., R. K. Cheng, et al.** (1980). "Thermophoresis of particles in a heated boundary layer." Journal of Fluid Mechanics **101**(04): 737-758.
- Thomas, E. et B. Jürgen** (2001). "Quantification of stomatal uptake of ionic solutes using a new model system." Journal of Experimental Botany **52**(357): 771-781.
- Tombette, M.** (2010). Revue des constantes utilisées pour les dépôts secs et humides dans pX et IdX, IRSN/DEI/SESUC.
- Tyndall, J.** (1870). Proceedings of the Royal Institution of Great Britain **6**(3).
- Whitby, K.** (1973). On the multimodal nature of atmospheric size distribution. International conference on nucleation III, Leningrad, URSS.
- Wood, N. B.** (1981). "A simple method for the calculation of turbulent deposition to smooth and rough surfaces." Journal of Aerosol Science **12**(3): 275-290.
- Wu, J.** (1975). "Wind-induced drift currents." Journal of Fluid Mechanics **68**(01): 49-70.
- Zumdahl, S. S.** (1999). Chimie des solutions: 442.

II. État de l'art des données et modèles existants sur l'eau

Depuis le début des années 1970 plusieurs études expérimentales ont été menées *in-situ* (lacs et océans) et/ou en soufflerie pour caractériser les vitesses de dépôt sec des aérosols sur des surfaces liquides. Ce chapitre propose une synthèse de ces données. Pour certaines, il est réalisé un travail de reconstitution des conditions dans lesquelles elles ont été obtenues de façon à proposer une synthèse de l'ensemble des données existantes.

Les vitesses de dépôt sont aussi estimées par des modèles basés sur les équations de transport des particules. Dans la mesure où ces modèles sont essentiellement des modèles à résistance, les principes de base de cette approche sont décrits avant que les différents modèles trouvés dans la littérature soient présentés.

Plan du chapitre II

II.1. Synthèse des données existantes sur l'eau	70
II.1.1 Synthèse des mesures en soufflerie	70
II.1.1.i Möller et Schumann (1969-1975) : Premiers travaux	70
II.1.1.ii Sehmel et Sutter (1974) : Hauteurs des vagues	72
II.1.1.iii Larsen, Edson et al. (2006) : Sprays et bulles	74
II.1.1.iv Zufall, Dai et al. (1999) : Structure des vagues	75
II.1.2 Synthèse des mesures <i>in-situ</i>	76
II.1.2.i Océan Phare de Fowey Rocks – Atlantique - 1981	76
II.1.2.ii Grands lacs du Michigan	77
II.1.3 Bilan des données existantes	80
II.2. Principes des modèles de dépôt sec sur l'eau	81
II.2.1 Equation bilan de transport des particules	81
II.2.2 Expression des flux	84
II.2.3 Egalité et conservation des flux et expression de la vitesse de dépôt	85
II.2.4 Détermination des vitesses de transfert	86
II.2.4.i Dans la couche de dépôt	88
II.2.4.ii Dans la couche de transfert turbulent	91
II.3. Synthèse des modèles existants	92
II.3.1 Modèles à résistances	92
II.3.1.i Slinn et Slinn (1980)	93
II.3.1.ii Williams (1982)	94
II.3.1.iii Hummelshoj (1990)	97
II.3.1.iv Sievering (1984)	99
II.3.1.v Lo Kou-Fang, Zhang et al. (1999)	99
II.3.1.vi Pryor et Barthelmie (2000)	99
II.3.1.vii Zhang, Gong et al. (2001)	100
II.3.1.viii Petroff et Zhang (2010)	101
II.3.2 Autres modèles	102
II.3.2.i Davidson, Fairall et al. (1984)	102
II.3.2.ii Zufall, Dai et al. (1999)	103
II.3.3 Récapitulatif	103
Références du chapitre II	104

II.1. Synthèse des données existantes sur l'eau

La recherche de données de dépôt sec sur des surfaces liquides a identifié deux grandes familles de résultats. Ceux obtenus en soufflerie et ceux obtenus *in-situ* sur des lacs ou des océans. Ils sont développés ci-dessous.

II.1.1 Synthèse des mesures en soufflerie

Les expériences en soufflerie visent à mettre en évidence, non plus théoriquement, mais concrètement, le transfert des particules de l'air vers l'eau. Faire une étude en soufflerie comporte certains intérêts, mais aussi certaines limitations.

Les intérêts majeurs sont le contrôle des paramètres d'entrée et la reproductibilité. Il est possible de vérifier divers paramètres avec des instruments de mesure pour obtenir, par exemple, une description des profils verticaux du vent, de température, de concentration ou d'humidité. Dans une soufflerie, il est également possible d'imposer des conditions difficilement accessibles *in-situ*, comme par exemple un écoulement d'air établi, ou encore créer des sprays contrôlés. Comme le précise Larsen et Mestayer (1990), les paramètres peuvent être contrôlés indépendamment dans une soufflerie alors qu'ils sont tous interdépendants sur une surface naturelle.

Les limitations dépendent du dispositif et de l'accès à certaines variables comme, respectivement, la longueur du dispositif ou la possibilité de contrôle de la température ou de l'humidité. Le coût financier pour mener à bien l'expérience avec précision reste le facteur le plus important. Hors matériel, les limitations s'appliquent au niveau de la validité des résultats comparés à des données *in-situ*, c'est pourquoi la plupart des expérimentateurs comparent les résultats avec des données de campagnes qui, pour les dépôts secs sur l'eau, correspondent essentiellement à des mesures sur lacs ou sur océans. Les études expérimentales inventoriées dans cette partie sont celles où la vitesse de dépôt sec sur l'eau pour des particules de tailles submicroniques a été identifiée.

II.1.1.i Möller et Schumann (1969-1975) : Premiers travaux

Dans les années 70, les premiers travaux en soufflerie sont réalisés par Möller et Schumann (Schumann et Möller, 1969; Möller et Schumann, 1970; Schumann, 1975). Ils identifient la dépendance du dépôt sur une surface en eau à la taille des particules et au coefficient de diffusion. Pour cela, ils ont effectué des études en soufflerie en suivant la procédure appliquée par Chamberlain (Chamberlain (1966); Chamberlain, 1967; Chamberlain, 1968) pour étudier le dépôt d'un traceur radioactif, le thorium-B (Plomb 212), sur de l'herbe.

i.a. Description du dispositif

La soufflerie utilisée est à circuit fermé avec une veine d'essai de 3 m de longueur et 30 cm de large avec une veine d'eau remplie sur toute cette surface. Les prélèvements d'eau sont réalisés sur une région délimitée de $8,3 \times 100 \text{ cm}^2$ ($\sim 38 \text{ cm}$ de hauteur). La hauteur des vagues et la surface sont supposées non modifiées dans cette zone.

Les aérosols choisis sont des sphères de latex de diamètres compris entre 41 et 751 nm et des aérosols monodispersés de sel (NaCl) de diamètres compris entre 39 et 752 nm. Les diamètres des aérosols sont déterminés avec un « Differential Electrostatic Analyser », appareil analogue à un analyseur de particules par mobilité électrique (DMA) (Petrausch et Schumann, 1968). Les aérosols sont marqués avec du thorium-B.

Le flux de dépôt est donné par la variation de l'activité surfacique notée $\chi_{surface}$ (en $[(\text{coups} \cdot \text{s}^{-1}) \cdot \text{m}^{-2}]$) de l'eau pendant l'intervalle de temps de l'expérience en [s]. La vitesse de dépôt est déduite du rapport entre ce flux et l'activité dans l'air à une hauteur de référence déduite

d'un profil d'activité $\chi_{air}(z)$ [(coups.s⁻¹).kg⁻¹] issu de prélèvements d'échantillons dans l'air à plusieurs altitudes (0,5, 1,3, 3,4 et 8 cm). La vitesse de dépôt s'écrit alors :

$$v_d(z = 5) = \frac{\left[\frac{\chi_{surface}}{\Delta t} \right]}{\rho_{air} \cdot \chi_{air}(z = 5cm)} \quad [II-1]$$

Des analyses ont été faites en parallèle sur les profils de vent et les conditions d'évaporation pour lesquelles il est supposé que la vitesse de surface de l'eau est négligeable comparée à la vitesse du vent.

i.b. Données acquises et résultats

i.b.1. Vitesse de frottement

Le profil de vent est déterminé à partir des vitesses mesurées aux altitudes de 0,5; 1,3; 3,4 et 8 cm et la vitesse de frottement et la hauteur de rugosité sont déduites en appliquant la loi logarithmique.

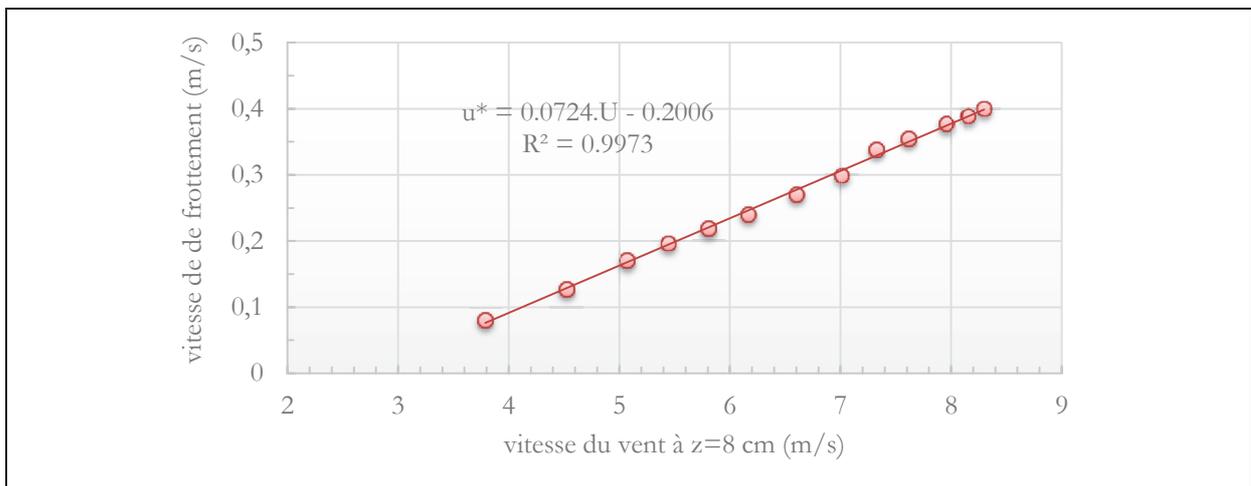


Figure 36 : Variation de la vitesse de frottement avec la vitesse du vent

i.b.2. Concentrations dans l'air

Contrairement aux études du dépôt des gaz menées en parallèle, ils n'observent pas d'évolution verticale significative de la concentration dans l'air. Celle-ci est alors assimilée à la moyenne des concentrations mesurées sur les quatre hauteurs.

i.c. Vitesse de dépôt sur l'eau

La vitesse de dépôt dépend des diamètres des particules et du coefficient de diffusion Brownien qui est inversement proportionnel au diamètre des particules.

Pour interpréter leurs mesures ils les comparent aux vitesses de sédimentation théoriques pour deux masses volumiques différentes et aux vitesses de transfert proportionnelles au nombre de Schmidt Sc turbulent pour des particules de diamètres inférieurs à 100 nm. Le coefficient de diffusion Brownienne est considéré proportionnel au coefficient de diffusion turbulente. Le coefficient de diffusion turbulent est donné en fonction des viscosités cinématiques turbulentes comme proposée par Landau et Levich (1942) pour donner v_1 ou par Vielstich (1953) pour donner v_2 (paragraphe II.2.4.i.a).

$$\begin{aligned} v_1 &\sim u^* \cdot Sc^{-\frac{3}{4}} \\ v_2 &\sim u^* \cdot Sc^{-\frac{2}{3}} \end{aligned} \quad [\text{II-2}]$$

La figure 37 présente les résultats de vitesses de dépôt pour les particules sphériques de polystyrène en latex et de chlorure de sodium.

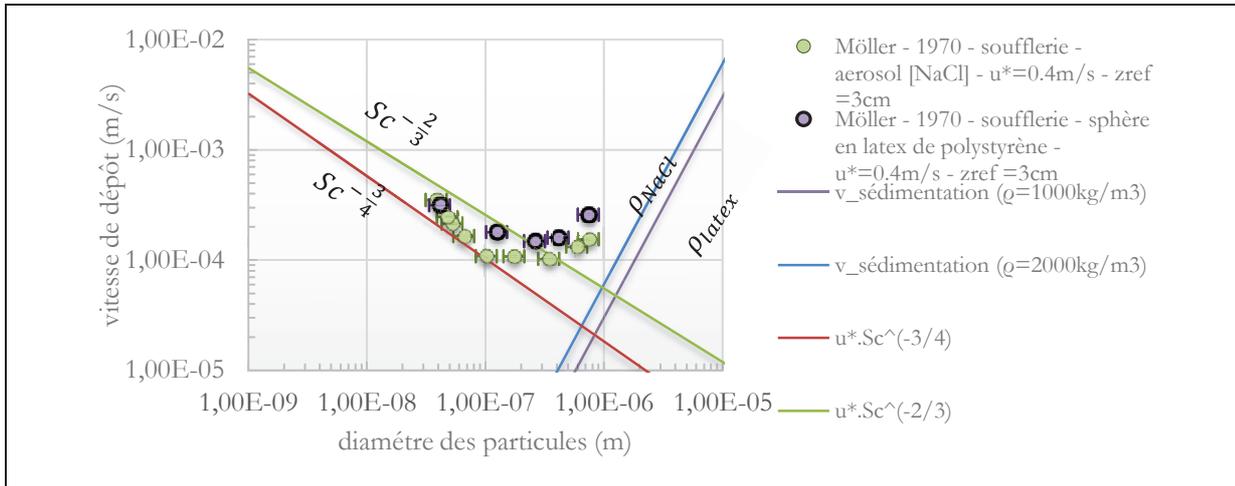


Figure 37 : Vitesse de dépôt en fonction du diamètre des particules (Möller et Schumann, 1970)

Les coefficients de diffusion turbulente sont comparables à ceux obtenus pour les expériences sur herbe synthétique de Chamberlain (1966).

II.1.1.ii Sehmel et Sutter (1974) : Hauteurs des vagues

Sehmel et Sutter (1974) étudient les dépôts secs sur l'eau dans une soufflerie. Ils mesurent la vitesse de dépôt de particules de plusieurs dizaines de micromètres en fonction de la vitesse du vent, de la vitesse de frottement et de la hauteur et de la longueur d'onde des vagues.

1.ii.a Description du dispositif

La soufflerie est équipée d'un canal long de 9 m avec un réservoir rempli d'eau de dimensions $9,1 \times 0,6 \times 2,2 \text{ cm}^3$ respectivement pour la longueur, la largeur et la profondeur.

Ils utilisent comme traceur l'uranine (sel d'ammonium de fluorescéine) connue pour son hygroscopicité et qui sera utilisée pour notre étude.

Pour mesurer les concentrations surfaciques, ils placent un film plastique très fin (film à une couche ou film multicouche composé de glycoprotéines ou d'acide gras) sur la surface de l'eau.

La vitesse de dépôt est donnée par la relation liant le flux de dépôt à la surface et la concentration dans l'air à 1 cm .

$$v_d = \frac{\text{Quantité déposée } \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}}{\chi_{\text{air}}(z = 1\text{cm})} \quad \text{[II-3]}$$

1.ii.b Données acquises et résultats

La hauteur moyenne des vagues est donnée en fonction de la vitesse du vent en figure 38.

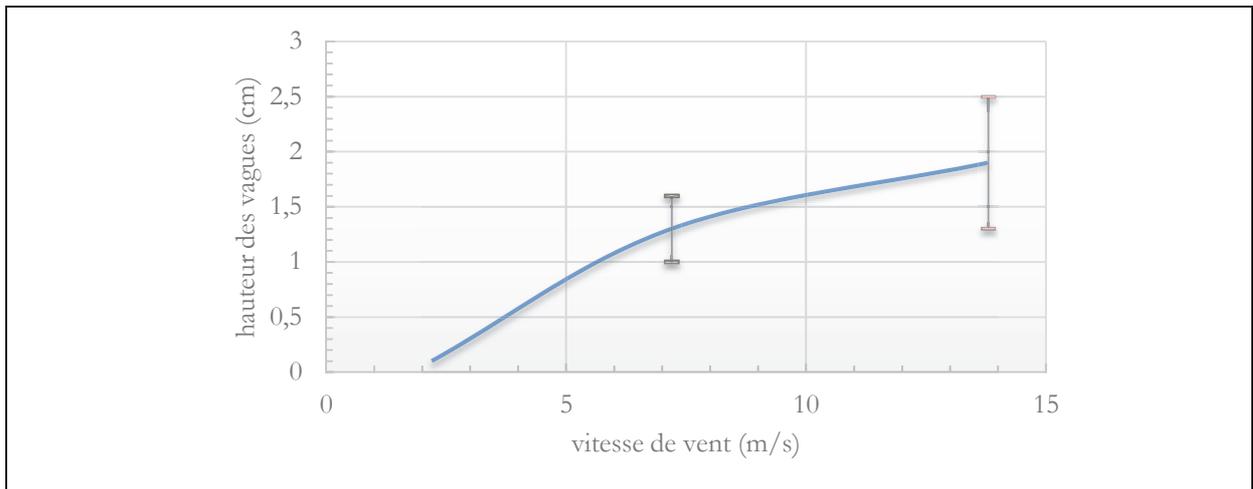


Figure 38 : Hauteur des vagues en fonction de la vitesse du vent

La hauteur des vagues varie avec la vitesse du vent de quelques mm à 2 cm.

Les vitesses de dépôt sont données pour des vitesses de vent de 2,2; 7,2 et 13,8 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ à la figure 39.

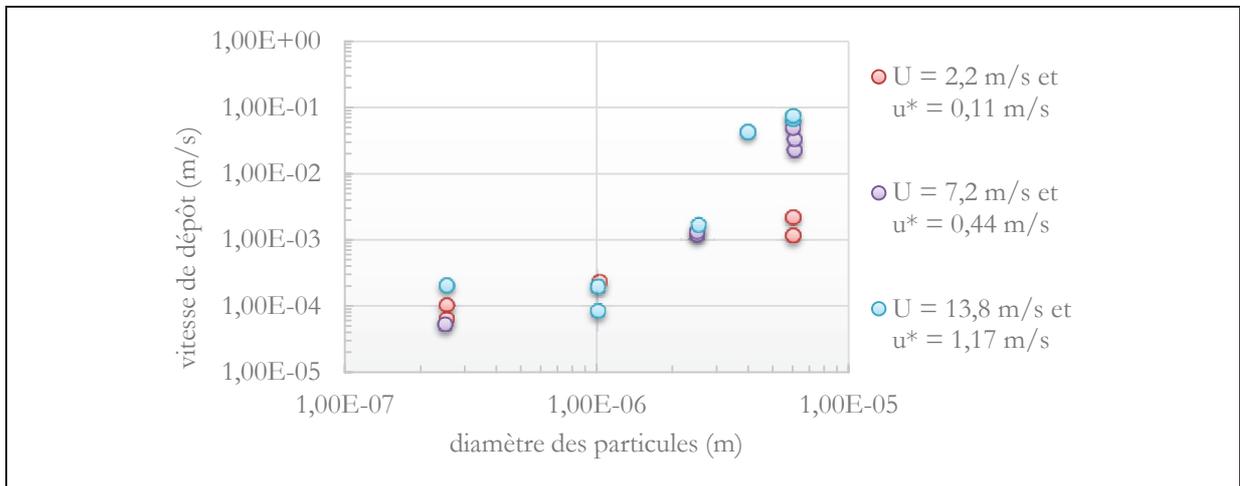


Figure 39 : Vitesses de dépôt en fonction du diamètre des particules, de la vitesse du vent et de la vitesse de frottement

Ces résultats fournissent des données supplémentaires sur l'influence de la vitesse du vent sur le dépôt. En particulier, les auteurs discutent succinctement de l'importance des effets phorétiques dus au gradient de température sur le taux de dépôt. Il est estimé que ces effets sont comparables aux effets de diffusion Brownienne et de diffusion turbulente. Il est aussi précisé que lorsque la vitesse de dépôt est minimale, les diffusions turbulente et Brownienne sont comparables.

II.1.1.iii Larsen, Edson et al. (2006) : Sprays et bulles

Larsen, et al. (Larsen et Mestayer, 1990; Larsen, Edson et al., 1995; Larsen, Edson et al., 2006) étudient plus particulièrement l'influence de la présence de sprays et de bulles sur le dépôt. Ils utilisent pour cela la soufflerie IRPHE-IOA de Marseille.

1.iii.a Description du dispositif

La soufflerie air-mer est constituée d'un bassin rempli d'eau de dimension $40 \times 3 \times 1m^3$ au-dessus duquel est installé un tunnel muni d'un ventilateur (une description complète est donnée par Coantic et Favre (1974)).

Le dispositif utilisé pour générer des sprays et des bulles est une succession de bulleurs situés dans la veine d'eau (Mestayer, Edson et al., 1989).

Pour les paramètres air et eau, il est utilisé des anémomètres à fils chauds et froids, un humidimètre Lyman-alpha, un tube de Pitot et des thermocouples secs et humides. Les profils des valeurs moyennes de vitesses ainsi que les flux turbulents sont analysés ainsi que la température et l'humidité.

Les particules utilisées sont en oxyde de magnésium MgO et elles sont générées en continu par un brûleur de magnésium.

La vitesse de dépôt est déduite de l'évolution temporelle de la concentration χ dans l'air mesurée par des spectres de compteurs optiques de particules (ASASP et CSAS).

1.iii.b Données acquises et résultats

La figure 40 présente les résultats de vitesses de dépôt pour des diamètres de particules variant de 280 à 550 nm (Larsen et Mestayer, 1990) obtenues pendant deux heures sans le bulleur et deux heures avec. La figure 41 donne les résultats (Larsen, Edson et al., 2006) pour des diamètres de particules centrés sur $d_p = 215 \text{ nm}$ et différentes intensités du bulleur.

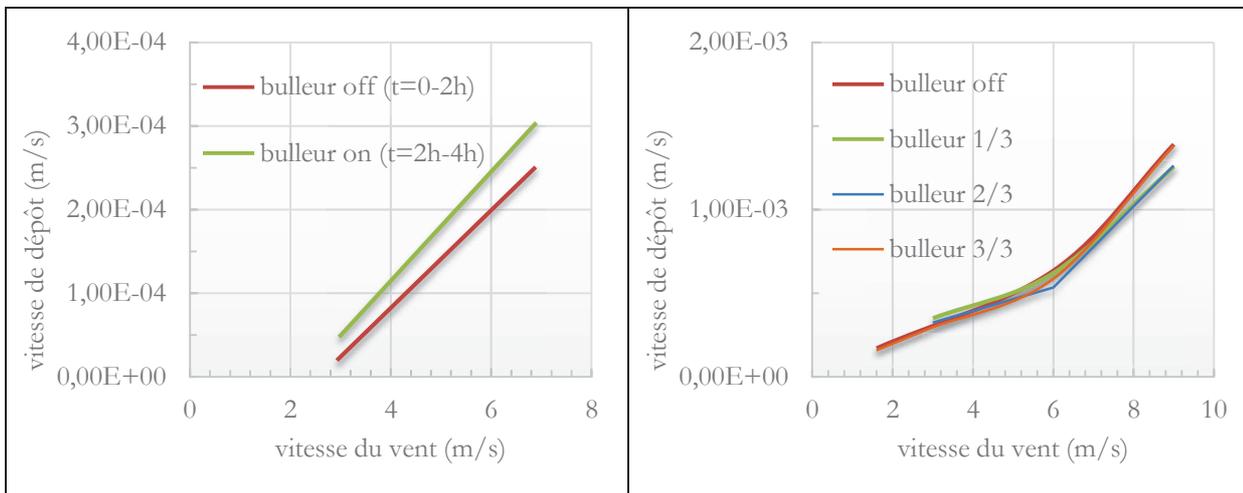


Figure 40 : Vitesse de dépôt versus vitesse du vent et bulleur

Figure 41 : Vitesse de dépôt versus vitesse du vent et différentes intensités de bulleur

Les résultats confirment que le taux de dépôt est peu influencé par la présence de sprays et de bulles.

II.1.1.iv Zufall, Dai et al. (1999) : Structure des vagues

Zufall, Dai et al. (1999) proposent d'étudier l'influence de la structure des vagues sur le dépôt. Ici, les tailles des particules est micronique puisqu'il est considéré des particules de diamètres variant de 4 à 6,7 μm .

1.iv.a Description du dispositif

Pour étudier les particularités des dépôts sur les vagues (Zufall, Bergin et al., 1998; Zufall, Dai et al., 1999; Zufall, Dai et al., 1999) réalisent des expérimentations en soufflerie avec un modèle de vague à cambrure fixe simulée par une tôle ondulée.

La soufflerie de l'université de Carnegie-Mellon est un circuit ouvert, de 2,5 m de long avec une section test de 0,45 x 0,45 m². Deux tôles ondulées sont testées. Toutes deux ont une forme sinusoïdale composée de quatre vagues de longueur d'onde $\lambda = 19 \text{ cm}$ et d'amplitudes $2a = 0,1 \lambda$ pour la première et $2a = 0,03 \lambda$ pour la seconde.

Le traceur est constitué de particules de fluorescéine produites par un générateur à aérosols.

Les particules sont collectées à la surface par des adhésifs collants distribués sur la surface ondulée en différentes zones de prélèvement. À la fin de chaque expérimentation, les adhésifs sont retirés et dilués dans de l'eau. Les concentrations déposées sont déterminées en mesurant la concentration des solutions avec un spectromètre.

La concentration dans l'air est donnée avec un compteur de particules à laser.

1.iv.b Données acquises et résultats

Le taux de dépôt pour des particules de diamètre $d_p = 4 \mu\text{m}$, pour deux vitesses de vent (5 m.s^{-1} et 10 m.s^{-1}) et pour les deux types de tôle ($2a = 0,1 \lambda$ et $2a = 0,03 \lambda$) sont présentés aux figure 42 et figure 43.

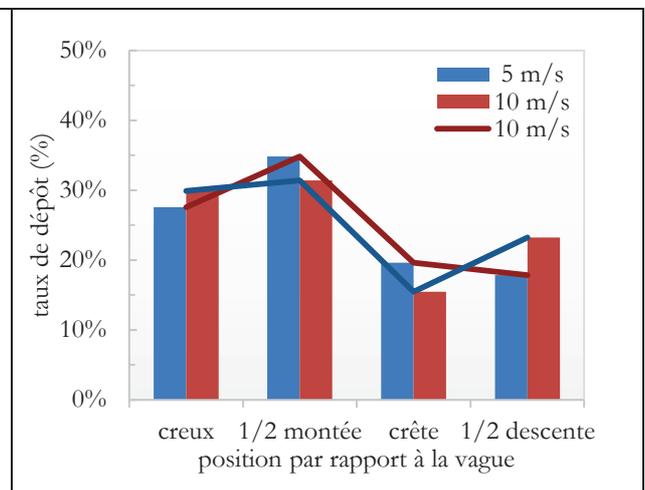
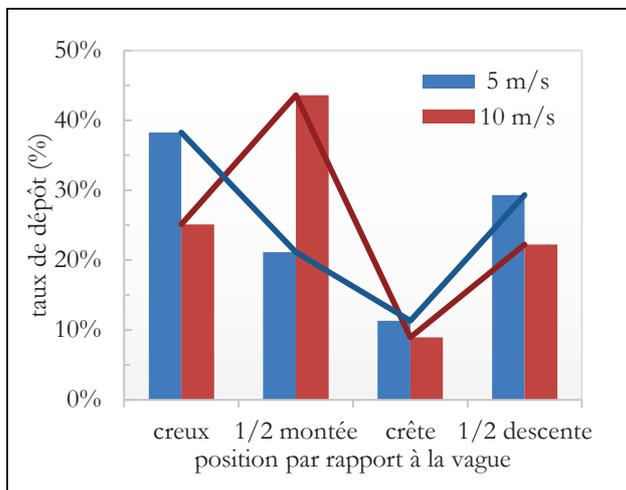


Figure 42 : Taux de dépôt au dessus de la tôle ondulée avec $2.a=0,1.\lambda$

Figure 43 : Taux de dépôt au dessus de la tôle ondulée avec $2.a=0,03.\lambda$

Les résultats pour la configuration $2a = 0,03 \lambda$ montrent que le dépôt se répartit à 40% sur la pente ascendante, 30% dans le creux, 15% dans la pente descendante et 10% sur la crête. Ils permettent d'estimer l'influence de la forme des vagues sur le dépôt et notamment du rapport entre l'amplitude et la longueur d'onde.

Des campagnes de mesures, plus représentatives de la "vraie vie", ont été effectuées sur des lacs et des océans. La section suivante présente ces campagnes.

II.1.2 Synthèse des mesures *in-situ*

Plusieurs campagnes de mesures de dépôt sec sur l'eau ont été effectuées sur océans et sur des lacs, essentiellement les Grands Lacs du Michigan. Ces campagnes font référence aux dépôts de gaz et plus rarement de particules. Il est présenté ci-après les rares analyses sur le flux de dépôt sec de particules.

II.1.2.i Océan Phare de Fowey Rocks – Atlantique - 1981

Cette campagne de mesure de dépôt a été menée en mars 1981 au phare de Fowey Rocks à 20 km où Sud-Est de Miami (Floride). Les résultats ont été traités par Sievering (1984) et Sievering, Eastman et al. (1982).

La concentration des particules dans l'eau est estimée avec le système de prélèvement par « surrogate surface » qui est une coupelle remplie d'eau posée à la surface (dispositif utilisé aussi par Wu, Davidson et al. (1992)). Ce dispositif pourrait minimiser la valeur de la vitesse de dépôt. Les concentrations dans l'air sont mesurées par la technique de covariance détaillée au paragraphe suivant.

- *Détail sur la campagne de mesures*

Les particules répertoriées sont du sel de mer (Na et Mg) et d'autres éléments tels que Si, Al et Fe. D'après le spectre granulométrique, les particules de sodium (Na) et d'aluminium (Al) contribuent à 75% à la masse et les petites particules ($0,3 < d_p < 1 \mu m$) de soufre (S) sont les plus présentes en nombre. Ils observent aussi que les traces d'aérosols sont pour la plupart d'origine urbaine (Zn, Pb, Cr).

- *Résultats et analyses sur la campagne de mesures*

La figure 44 présente les résultats de la période du 9 et 10 mars 1981 au cours de laquelle la direction du vent reste quasiment constante. Cette figure présente la vitesse du vent moyen et la vitesse de transfert déduite par la méthode d'eddy covariance. Cette méthode permet de déterminer le flux de dépôt à partir de la covariance des fluctuations de concentration χ' et de vitesse verticale du vent w' acquises à une hauteur de 6 mètres à une fréquence de 10Hz et de la concentration moyenne $\bar{\chi}^{\Delta t}$ intégrée sur 30 min. Les mesures de concentrations à 10 Hz ont été réalisées avec un spectromètre à aérosols (ASAS).

La vitesse de dépôt v_d est donnée par la relation :

$$-\overline{\chi'w'}(z) = v_d \cdot \bar{\chi}^{\Delta t}(z) \quad \text{[II-4]}$$

Les vitesses de dépôt sont associées aux conditions de stabilité atmosphérique donnée par le rapport z/L_{MO} (voir paragraphe II.2.4.ii.a) qui a été généralement négatif et donc représentatif de conditions instables.

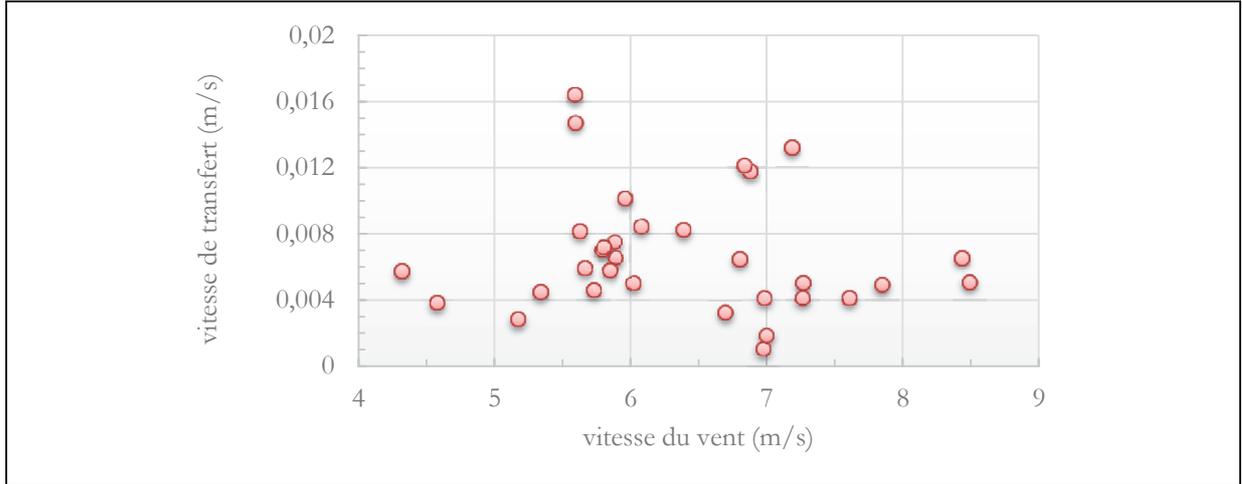


Figure 44 : Comparaison des vitesses de vent et de transfert

Ces résultats ne permettent pas de dégager une relation entre la vitesse du vent et la vitesse de dépôt des grosses particules.

• Comparaisons avec la méthode du gradient

Ces résultats sont comparés à l'expression de la vitesse de dépôt déduite de la méthode du gradient (Hicks et Wesely, 1978) décrite ci-dessous.

On suppose que la concentration est de forme logarithmique telle que $\chi(z) = \alpha \cdot \chi^* \cdot \ln(z) + \text{cst}$ et que le flux s'écrit $F = v_d \cdot \chi = K \cdot \frac{\partial \chi(z)}{\partial z}$. D'où $v_d = \frac{K}{c} \frac{\partial \chi(z)}{\partial z} = \frac{K}{c} \cdot \frac{\partial(\alpha \cdot \chi^* \cdot \ln(z))}{\partial z} = \frac{K}{c} \cdot \alpha \cdot \chi^* \cdot \frac{1}{z}$. En considérant pour K, le coefficient de diffusion turbulente et l'expression donnée par Prandtl $K = \kappa \cdot u_* \cdot z$, l'équation précédente s'écrit : $v_d = \frac{\kappa \cdot u_*}{\chi} \cdot \alpha \cdot \chi^*$.

En considérant les concentrations à deux hauteurs z_1 et z_2 , il vient :

$$\chi(z_2) - \chi(z_1) = \alpha \cdot \chi^* \cdot \ln\left(\frac{z_2}{z_1}\right) = \frac{v_d \cdot \chi}{\kappa \cdot u_*} \cdot \ln\left(\frac{z_2}{z_1}\right) \text{ d'où l'expression de la méthode du gradient :}$$

$$v_d = \frac{\chi(z)}{\chi(z_2) - \chi(z_1)} \cdot \frac{1}{\kappa \cdot u_*} \cdot \ln\left(\frac{z_2}{z_1}\right) \tag{II-5}$$

Le rapport des hauteurs est de 2 avec $\frac{z_2}{z_1} = \frac{12}{6}$ ou bien $\frac{6}{3}$. Les vitesses de frottements sont de $5 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ et de $25 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ respectivement pour $\frac{\chi(z_2) - \chi(z_1)}{\chi(z)} = 0,35$ et $0,07$.

II.1.2.ii Grands lacs du Michigan

De nombreuses campagnes ont été menées sur les Grands lacs du Michigan. Il est présenté chronologiquement les résultats et les analyses en termes de dépôt et d'écoulement d'air.

2.ii.a Campagne - 1976

Whelpdale (Whelpdale, 1976; Whelpdale, 1976) étudie le dépôt d'aérosols naturels sur les grands lacs. Ils obtiennent des vitesses de dépôt v_d comprises entre $0,8$ et $7,6 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$.

2.ii.b Campagne ALEOS - 1994

Caffrey, Ondov et al. (1998) ont travaillé sur les données de flux du lac Michigan (les Grands lacs) obtenues lors du projet AEOLOS. Après avoir présenté les détails de cette campagne, les

paragraphes suivants présentent un travail de sélection des vitesses de dépôt sec obtenues lors de ces campagnes et de détermination des vitesses de frottement associées.

- *Détail sur la campagne de mesure ALEOS*

Les études de Caffrey, Ondov et al. (1998) sont basées sur les campagnes de mesures AELOS (Air-water Exchange over Lakes and Oceans) de l'EPA (EPA Research Vessel (R/V) Lake Guardian) du 21 au 25 juillet et du 25 au 28 juillet 1994 sur le Lake Michigan (figure 45).

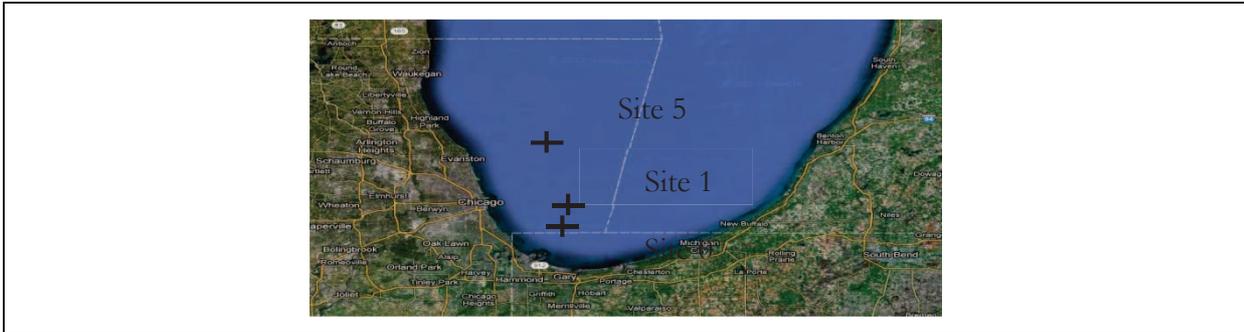


Figure 45 : Lac Michigan et sites de mesures

Trois sites de mesures ont été sélectionnés :

- Le site 5 concerne les études du 24 au 25 juillet et se situe au $42^{\circ}00'00''$ $87^{\circ}25'00''$ 15 km NE Chicago ;
- Le site 1 concerne les études du 26 juillet et se situe au $41^{\circ}46'00''$ $87^{\circ}20'00''$ 12 km SE Chicago ;
- Le site 0 concerne les études du 27 au 28 juillet et se situe au $41^{\circ}40'00''$ $87^{\circ}22'00''$ à 5 km du rivage.

Les flux sont déduits des concentrations de l'air obtenues par des prélèvements sur filtre à une hauteur de 5,2 m et les concentrations de l'eau sont déterminées à partir de « surrogate surfaces » (frisbee). Les filtres sont analysés par Zufall, Davidson et al. (1998) avec un SEM (Scanning Electron Microscopy) et un INAA (Instrumentation Neutron Activation Analysis).

- *Sélection des vitesses de dépôt sec des aérosols*

Parmi les résultats issus de ces campagnes, seuls nous intéressent les vitesses de dépôt sec. Pour ces données les sections suivantes présentent un travail de reconstruction des données météorologiques et de détermination des vitesses de frottement qui leurs sont associées.

- ♦ *Détermination des vitesses de frottement*

Pour déterminer les conditions de vitesses de vent, les données accessibles du projet AELOS sont comparées et complétées avec celles de l'aéroport Michigan Midway situé à proximité du lac. Les variations de vitesse de vent et de température de l'air à 5,2 m de haut ainsi que la température de l'eau sont également complétées avec d'autres mesures effectuées par Zhang [(Zhang, Eisenreich et al., 1999) ; (Vette, Landis et al., 2002)]. Les résultats sont présentés à la figure 46.

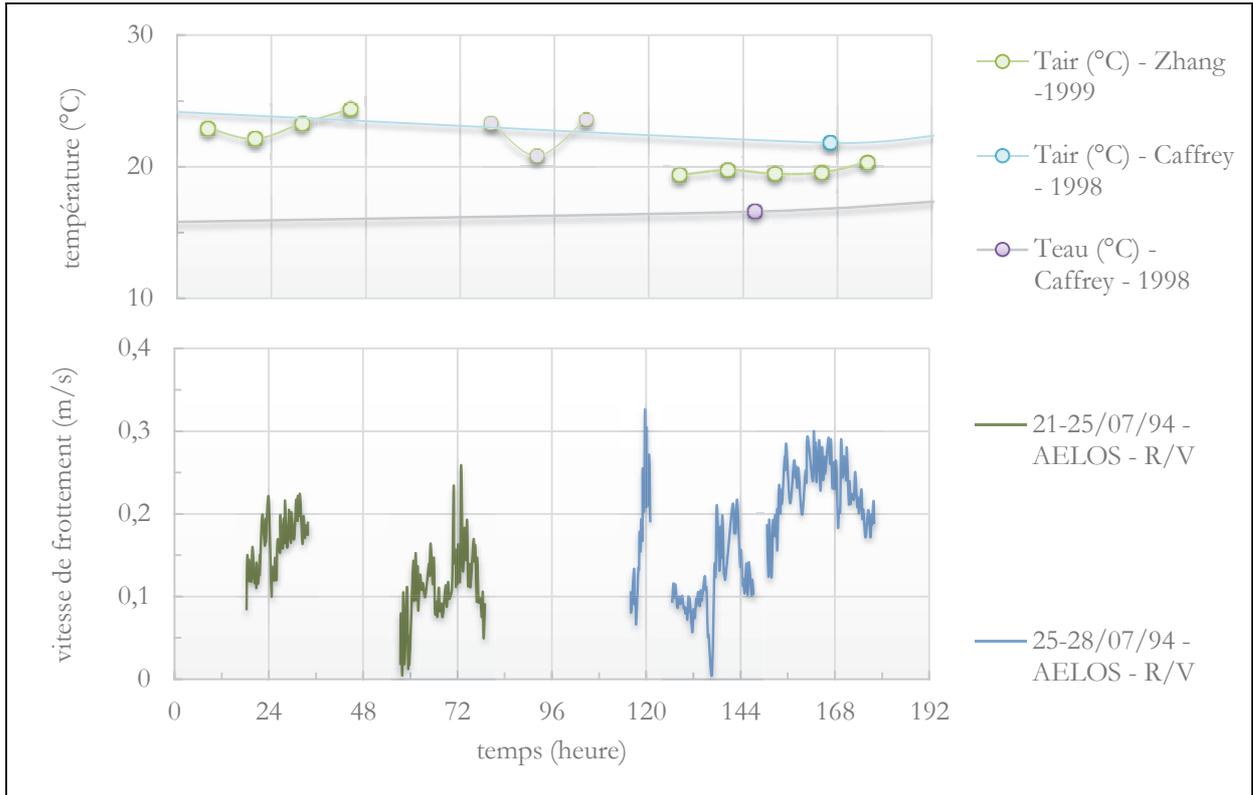


Figure 46 : Données météorologiques des sites 0, 5 et 1

La vitesse de frottement est déduite à partir des équations de Charnock (paragraphe I.4.2.iii.b).

Sur la période du 21 et 22 juillet, il est à noter un épisode de brouillard et de faibles précipitations le 22 juillet à l'aéroport du Michigan.

◆ *Vitesses de dépôt sec par Caffrey, Ondov et al. (1998)*

La distribution granulométrique est donnée par un impacteur (Caffrey, Ondov et al., 1998). Les vitesses de dépôt sec sont présentées en figure 47. Pour la période du 21 au 25 juillet 1994. Elles sont données pour les éléments suivants : As, Ca, S, Sb, Se et Zn. Pour la période du 25 au 28 juillet, les vitesses de dépôt données sont associées aux éléments As, Mg, Sb, V et Zn.

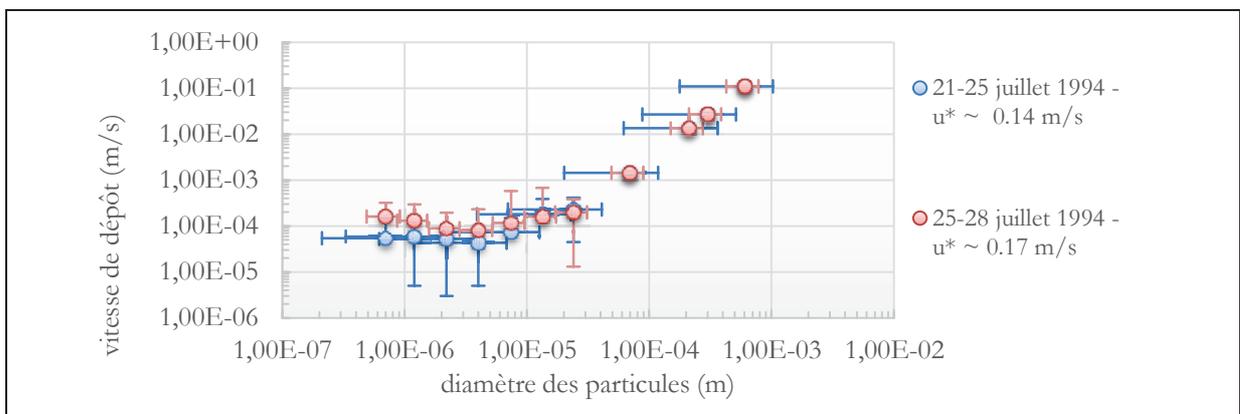


Figure 47 : Vitesses de dépôt sec par Caffrey, Ondov et al. (1998)

Leur analyse souligne que la stabilité atmosphérique a un effet sur les vitesses de dépôt sec. C'est en condition stable que les vitesses de dépôt seraient les plus faibles.

◆ *Vitesses de dépôt sec par Zufall, Davidson et al. (1998)*

Une autre analyse proposée par Zufall, Davidson et al. (1998) donne les vitesses de dépôt issues du rapport entre le flux et la concentration sur la même période d'exposition (13 :00 le 21/07/94-08 :00 le 25/07/84 et de 08 :00 le 25/07/94-15 :00 le 28/07/94) pour les différents éléments mesurés. Les résultats sont présentés en figure 48 et figure 50.

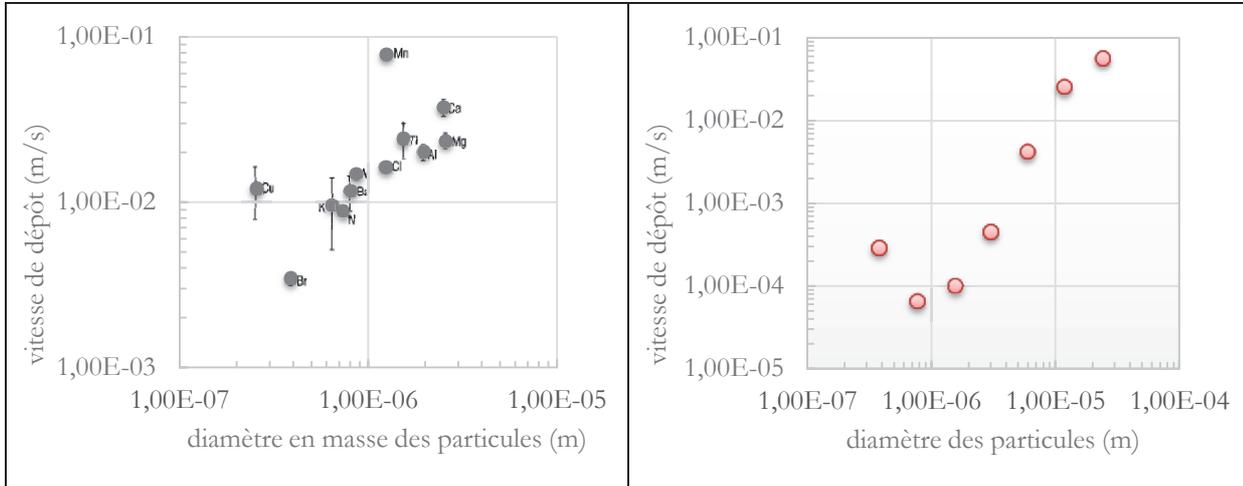


Figure 48 : Vitesses de dépôt sec pour différents éléments en fonction du diamètre en masse

Figure 49 : Vitesses de dépôt sec moyen intégrant tous les éléments

II.1.3 Bilan des données existantes

Les études sur lacs et en soufflerie ont permis de déterminer des vitesses de dépôt sec pour différentes tailles de particules de différentes origines et différentes conditions. Pour comparer ces différentes mesures, les vitesses de dépôt sont recalées à une même hauteur de référence fixée à 5,2 m. Ce calage est réalisé en fonction de la vitesse de frottement et de la hauteur de référence de chaque expérience à partir de la relation suivante (Petroff et Zhang, 2010) :

$$v_d(z_{ref}) = \frac{v_d(z)}{1 + \frac{v_d(z)}{\kappa u_*} \ln\left(\frac{z_{ref}}{z}\right)} \quad [\text{II-6}]$$

Avec z_{ref} , la hauteur de référence choisie à 5,2 m et z , la hauteur de référence de l'étude initiale.

Les résultats de ce calage sont présentés à la figure 50 où il est également précisé les vitesses de frottement et les hauteurs de référence d'origine.

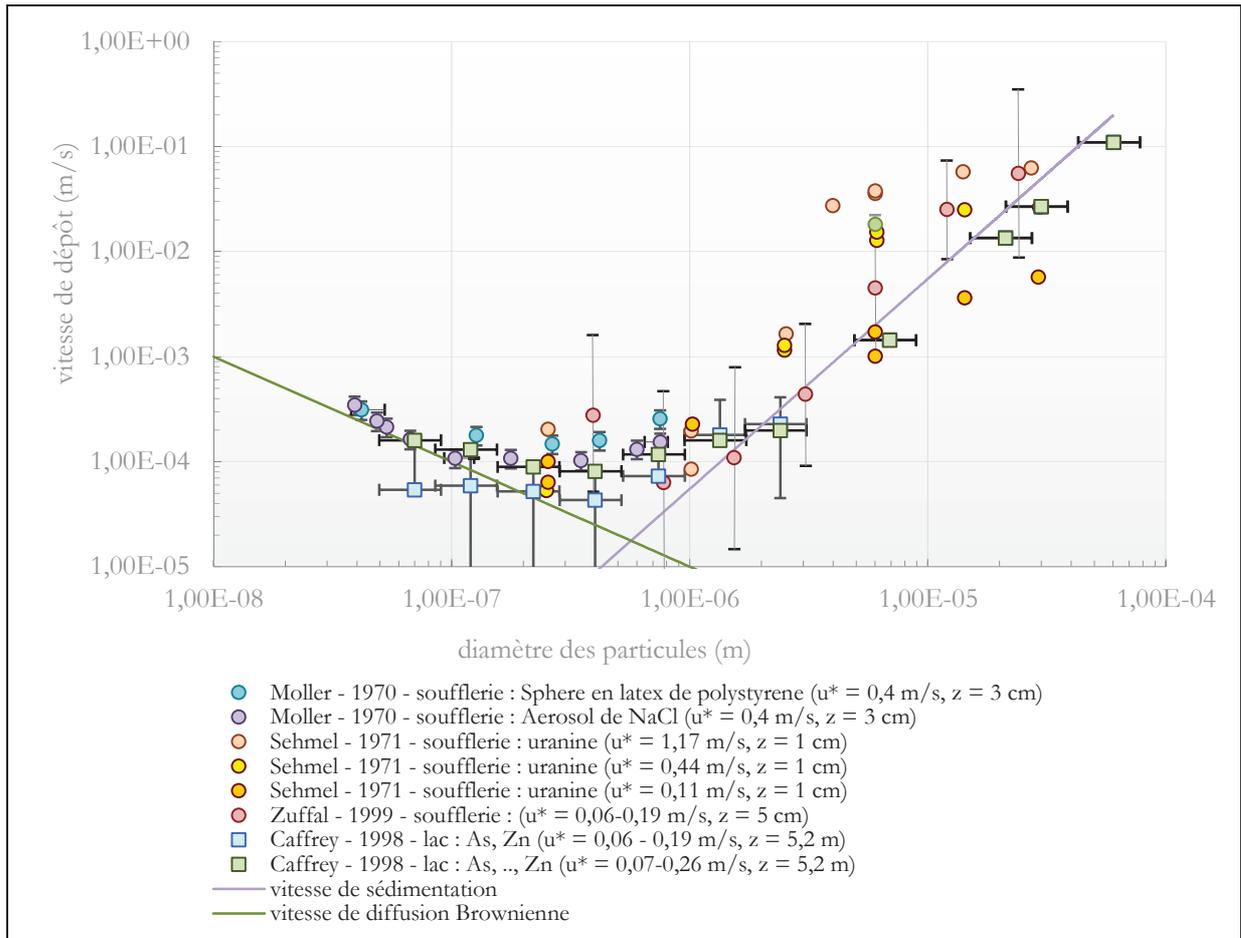


Figure 50 : Vitesse de dépôt expérimentale de la littérature

Ces résultats reproduisent une courbe convexe classique avec une allure en $d_{p,0}^2$ pour les grosses particules et $1/d_{p,0}$ pour les particules ultra-fines. Ceci confirme que pour les grosses particules, la vitesse de sédimentation est un bon indicateur de la vitesse de dépôt et que pour les très fines particules c'est la vitesse de diffusion Brownienne.

Les barres d'erreur sont souvent très larges, ce qui montre la grande variabilité de la vitesse de dépôt sec et donc la complexité de sa détermination.

On retiendra surtout de cette recherche bibliographique l'inexistence de données sur les rivières.

Dans le but d'estimer la vitesse de dépôt sur les surfaces en eau, il est présenté au paragraphe II.2, la démarche généralement rencontrée dans la littérature pour modéliser le dépôt sec sur l'eau.

II.2. Principes des modèles de dépôt sec sur l'eau

Les modèles de dépôt sec sur l'eau sont basés sur la résolution de l'équation bilan du transport des aérosols.

II.2.1 Equation bilan de transport des particules

L'équation bilan de transport des particules dans un écoulement porteur (air) noté i s'écrit :

$$\frac{d\chi_i}{dt} + \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_{T_i} = S_i(\chi_i) \quad [\text{II-7}]$$

$$\frac{\partial \chi_i}{\partial t} + (\bar{\mathbf{u}}_i \cdot \bar{\mathbf{v}}) \chi_i = -\bar{\mathbf{v}} \cdot \bar{\mathbf{J}}_{T_i} + S_i(\chi_i)$$

Pour rappel χ_i est la concentration des particules, $\bar{\mathbf{J}}_{T_i}$ correspond au flux des particules et S_i représentent des sources qui sont ici définies dans l'air et peuvent s'écrire $S_i(\chi_i) = G_i(\chi_i) - L_i(\chi_i)$ avec $G_i(\chi_i)$ une fonction « gain » et $L_i(\chi_i)$ une fonction « perte » qui peuvent être dues à des transformations chimiques, de la coagulation ou de la précipitation.

Lorsque les particules se meuvent dans un écoulement turbulent, il est alors commun d'écrire chaque variable comme la somme d'une valeur moyenne et d'une perturbation (annotée par un prime) à l'instant t .

L'équation instantanée obtenue avec cette nouvelle écriture est ensuite moyennée :

$$\frac{\partial \bar{\chi}_i}{\partial t} + \overline{\bar{\mathbf{u}}_i \cdot \bar{\mathbf{v}} \chi_i} = -\bar{\mathbf{v}} \cdot \left(\bar{\mathbf{J}}_{T_i} + \overline{(\bar{\mathbf{u}}'_i \cdot \chi'_i)} \right) + \bar{S}_i(\chi_i)$$

Par commodité d'écriture la valeur moyenne ne sera pas annotée excepté pour les termes turbulents.

$$\frac{\partial \chi_i}{\partial t} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \bar{\mathbf{v}} \chi_i = -\bar{\mathbf{v}} \cdot \left(\bar{\mathbf{J}}_{T_i} + \overline{(\bar{\mathbf{u}}'_i \cdot \chi'_i)} \right) + S_i(\chi_i) \quad [\text{II-8}]$$

Le terme $\bar{\mathbf{v}} \cdot \bar{\mathbf{J}}_{T_i}$ correspond à la dissipation qui inclut la diffusion Brownien où moléculaire. Cette dernière peut s'exprimer d'après la loi de Fick comme le produit du tenseur de diffusion Brownien ou moléculaire, \mathbb{D}_i (matrice) et du gradient de la concentration. Ici, le tenseur de diffusion moléculaire est indépendant de l'espace (paragraphe I.3.3.iv) et $\mathbb{D}_i \rightarrow D_B$. Le flux peut s'écrire comme la somme de termes associés à la diffusion et à d'autres flux notés $J_{n,i}$.

$$\bar{\mathbf{J}}_{T_i} = -D_B \cdot \bar{\mathbf{v}} \chi_i + \sum_n \bar{\mathbf{J}}_{n,i} \quad [\text{II-9}]$$

Le terme $\overline{\bar{\mathbf{u}}'_i \cdot \chi'_i}$ est la corrélation turbulente entre la vitesse instantanée et la concentration. Il correspond à la diffusion turbulente des particules sous l'effet des fluctuations des vitesses de l'écoulement. Par analogie au raisonnement de Fick, l'équation de fermeture de ce terme est le produit du coefficient de diffusion turbulent noté D_T (paragraphe I.3.2.ii) et du gradient de concentration :

$$\overline{\bar{\mathbf{u}}'_i \cdot \chi'_i} = D_T \cdot \bar{\mathbf{v}} \chi_i \quad [\text{II-10}]$$

L'équation [II-8] s'écrit alors :

$$\frac{\partial \chi_i}{\partial t} = \bar{\mathbf{v}} \cdot \left(-(D_T + D_B) \cdot \bar{\mathbf{v}} \chi_i + \bar{\mathbf{u}}_i \cdot \chi_i + \sum_n \bar{\mathbf{J}}_{n,i} \right) + S_i(\chi_i) \quad [\text{II-11}]$$

Dans cette dernière expression, on note $\bar{\mathbf{J}}_{T_i}$ le flux qui inclut le transport advectif, les termes de diffusion de Fick et les autres flux.

$$\vec{J}_{Ti} = -(\mathbf{D}_T + \mathbf{D}_B) \cdot \vec{\nabla} \chi_i + \vec{u}_i \cdot \chi_i + \sum_n \vec{J}_{n,i} \quad [\text{II-12}]$$

À partir de cette équation les modèles de dépôt sont basés sur les hypothèses de conservation du flux vertical à proximité d'une surface et de régime stationnaire. En négligeant les éventuels termes sources, le flux vertical $\vec{J}_{Ti}|_z$ s'écrit :

$$\vec{J}_{Ti}|_z = -(\mathbf{D}_T(z) + \mathbf{D}_{Bi}) \cdot \frac{\partial \chi_i}{\partial z} + w_i \cdot \chi_i + J = cst \quad [\text{II-13}]$$

Avec $D_T(z)$ le coefficient vertical de diffusion turbulente qui dépend de z et w_i la composante verticale de la vitesse moyenne \vec{u}_i des particules.

Pour exploiter la conservation du flux vertical, il est distingué deux couches au-dessus de la surface : une fine couche de dépôt de hauteur δ_A au contact de la surface et une couche de transfert turbulent au-dessus. Il est défini un flux vertical dans la couche de dépôt noté \vec{J}_A , un flux vertical dans la couche de transfert turbulent noté \vec{J}_C et un flux de dépôt global défini à une hauteur de référence z_{ref} de la couche à flux constant noté \vec{J}_T .

On considère χ_C la concentration à la hauteur de référence, χ_A la concentration au sommet de la couche de dépôt et χ_0 la concentration dans l'eau. Ces différents points sont illustrés à la figure 51 sous l'aspect connu sous le nom de modèle à résistance.

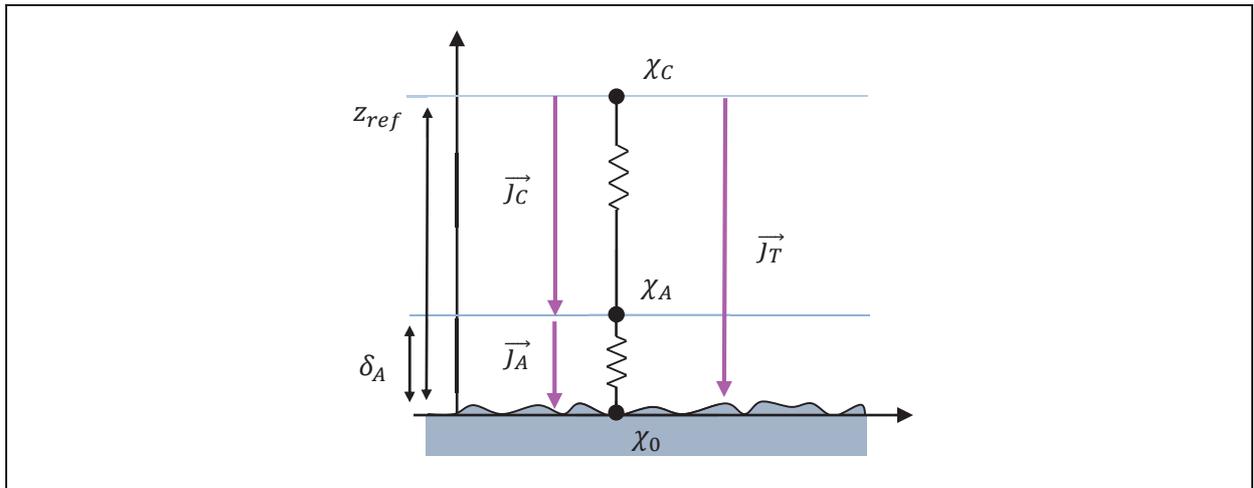


Figure 51 : Schéma proposé par Slinn et Slinn (1980)

Par ailleurs Williams (1982) suggère qu'une surface liquide soumise au vent présente des zones lisses et des zones fractionnées (spray, bulles). Dans ce cas, il introduit un nouveau flux noté \vec{J}_M entre ces deux états qui est situé au sommet de la couche de dépôt. La figure 52 présente ce concept.

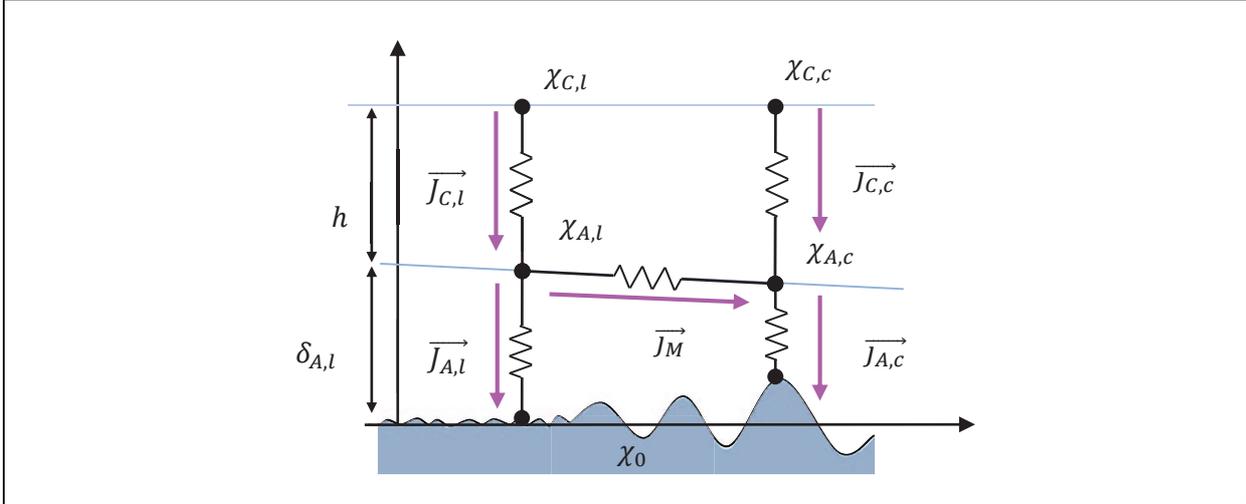


Figure 52 : Schéma proposé par Williams (1982)

L'indice l est utilisé pour les variables de surface lisse et l'indice c pour les surfaces fractionnées.

$\chi_{A,l}$ est la concentration à la hauteur de la couche de dépôt au-dessus d'une surface lisse et $\chi_{A,c}$ est la concentration au-dessus d'une surface fractionnée $\chi_{A,c}$. Les hauteurs de couches de dépôt varient en fonction de l'état de surface.

Ces différents flux sont reliés par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \vec{J}_{C,l} &= \vec{J}_M + \vec{J}_{A,c} \\ \vec{J}_{C,c} &= -\vec{J}_M + \vec{J}_{A,l} \end{aligned} \quad [\text{II-14}]$$

Pour caractériser l'état de surface, il introduit le coefficient de surface fractionnée α_S . Ce coefficient détermine les proportions de surface fractionnée ("broken surface") $\alpha_S = \alpha$ et lisse $\alpha_S = 1 - \alpha$.

Le flux total regroupe les flux sur les surfaces lisses et fractionnées.

II.2.2 Expression des flux

2.i.a Expression générale

L'expression générale des flux est donnée en fonction des concentrations à chaque hauteur z_j . La discrétisation entre les hauteurs z_j et z_{j+1} de l'équation [II-13] donne :

$$\begin{aligned} \vec{J}_{T,l}|_z(z_{j+1}) &= -\left(D_{Tl}|_{z_{j+1}}(z_{j+1}) + D_B\right) \cdot \left(\frac{\chi(z_{j+1}) - \chi(z_j)}{z_{j+1} - z_j}\right) + w(z_{j+1}) \cdot \chi(z_{j+1}) \\ &\quad + J(z_{j+1}) \\ &= -(k_T(z_{j+1}) + k_B) \cdot (\chi(z_{j+1}) - \chi(z_j)) + w(z_{j+1}) \cdot \chi(z_{j+1}) + J(z_{j+1}) \end{aligned} \quad [\text{II-15}]$$

Il est posé $k_T(z_{j+1}) = D_{Tl}|_{z_{j+1}}(z_{j+1})/(z_{j+1} - z_j)$ et $k_B(z_{j+1}) = D_B/(z_{j+1} - z_j)$ respectivement les vitesses de diffusions turbulente et Brownienne. Elles représentent la vitesse à laquelle les particules sont transférées par diffusion de la couche j à la couche $j + 1$.

À partir de cette expression, les flux aux interfaces de chaque couche sont décrits ci-dessous.

2.i.b Flux au sommet de la couche de transfert turbulent

Dans cette couche, les mouvements turbulents priment ainsi que la sédimentation. D'après l'expression générale [II-13], le flux s'écrit :

$$\vec{J}_C|_z(z = z_{ref}) = k_C \cdot (\chi_C - \chi_A) + w_C \cdot \chi_C + J_C \quad [\text{II-16}]$$

Avec la vitesse de diffusion turbulente $k_C = k_C(z_{ref}) = D_{Ti}|_{z_{ref}}(z_{ref})/z_{ref}$ et la vitesse de sédimentation $w_C = w(z_{ref})$.

2.i.c Flux au sommet de la couche de dépôt

Dans la couche de dépôt, il est supposé que les mouvements turbulents sont négligeables, que les particules sédimentent et que les autres flux J_A résultent de plusieurs mécanismes de dépôt : phorétiques, impaction, etc. D'après l'expression générale [II-13], le flux s'écrit :

$$\vec{J}_A|_z(z = \delta_A) = k_A \cdot (\chi_A - \chi_0) + w_A \cdot \chi_A + J_A \quad [\text{II-17}]$$

Avec la vitesse de diffusion Brownienne $k_A = k_B(\delta_A) = D_B / \delta_A$ et la vitesse de sédimentation $w_A = w(\delta_A)$.

2.i.d Flux global

Le flux global F_T qui est défini en fonction de la hauteur de référence s'écrit comme la différence entre le produit de la vitesse de dépôt avec la concentration à la hauteur de référence et celui de la vitesse de remise en suspension avec la concentration de l'eau :

$$\begin{aligned} \vec{J}_T|_z(z_{ref}) &= v_d \cdot \chi_C - v_* \cdot \chi_0 \\ &= v_d \cdot (\chi_C - \chi_{0*}) \end{aligned} \quad [\text{II-18}]$$

En posant $\chi_{0*} = \frac{v_*}{v_d} \cdot \chi_0$, la concentration d'équilibre.

2.i.e Flux entre les différents états de surface

Le flux \vec{J}_M entre les différents états de surface s'écrit Williams (1982) :

$$\vec{J}_M = k_M \cdot (\chi_{A,c} - \chi_{A,l}) \quad [\text{II-19}]$$

La vitesse de transfert associée est notée k_M .

II.2.3 Égalité et conservation des flux et expression de la vitesse de dépôt

Pour obtenir l'expression générale de la vitesse de dépôt on applique les règles de conservation et d'égalité des flux pour déterminer les concentrations aux sommets des couches de dépôt en fonction de la concentration de l'eau et de la concentration à la hauteur de référence.

$$\begin{aligned}
J_M = J_{C,c} - J_{C,l} &= \|\chi \times \begin{bmatrix} A_0 \\ A_1 \\ A_2 \\ A_3 \end{bmatrix} = \|\chi \times \begin{bmatrix} (1-\alpha)k_{C,s} + \alpha k_{C,b} + v_C \\ (\alpha-1)k_{C,s} \\ -\alpha k_{C,b} \\ 0 \end{bmatrix} \\
J_M = -(J_{A,l} + J_{A,c}) &= \|\chi \times \begin{bmatrix} B_0 \\ B_1 \\ B_2 \\ B_3 \end{bmatrix} = \|\chi \times \begin{bmatrix} 0 \\ (\alpha-1)(k_{A,s} + v_{A,s}) \\ -\alpha(k_{A,b} + v_{A,b}) \\ (1-\alpha)k_{A,s} + \alpha k_{A,b} \end{bmatrix} \\
J_M &= \|\chi \times \begin{bmatrix} C_0 \\ C_1 \\ C_2 \\ C_3 \end{bmatrix} = \|\chi \times \begin{bmatrix} 0 \\ k_M \\ -k_M \\ 0 \end{bmatrix} \\
J_T = J_{C,l} + J_{A,c} &= \|\chi \times \begin{bmatrix} D_0 \\ D_1 \\ D_2 \\ D_3 \end{bmatrix} = \|\chi \times \begin{bmatrix} (1-\alpha)(k_{C,s} + v_C) \\ (1-\alpha)(k_{A,s} + k_{C,s} + v_{A,s}) \\ 0 \\ (\alpha-1)k_{A,s} \end{bmatrix} \\
J_T = J_{C,c} + J_{A,c} &= \|\chi \times \begin{bmatrix} E_0 \\ E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix} = \|\chi \times \begin{bmatrix} -\alpha(k_{C,b} + v_C) \\ 0 \\ \alpha(k_{A,b} + k_{C,b} + v_{A,b}) \\ -\alpha k_{A,b} \end{bmatrix} \\
J_T &= \|\chi \times \begin{bmatrix} F_0 \\ F_1 \\ F_2 \\ F_3 \end{bmatrix} = \|\chi \times \begin{bmatrix} v_{dz} \\ 0 \\ 0 \\ -\frac{v_{dz}}{v_{resuspension}} \end{bmatrix}
\end{aligned} \tag{II-20}$$

Avec : $J_{A,s}, J_{A,b}, J_{C,s}, J_{C,b}$ et $\|\chi = [\chi_{C,l} = \chi_{C,c} = \chi_C \quad \chi_{A,l} \quad \chi_{A,c} \quad \chi_0]^T$, les flux verticaux J et les concentrations χ au sommet de la couche à flux constant (indice C) et de la couche de dépôt (indice A), sur surface lisse (indice l) et fractionnée (indice c) et la concentration dans l'eau indexé 0.

L'expression de la vitesse de dépôt s'obtient en respectant les conditions : $E_2(C_1 - D_1) + D_1C_2 \neq 0$:

$$v_{dz} = \frac{A_0B_1}{B_1 - A_1} + \beta \frac{A_2B_1 - A_1B_2}{B_1 - A_1} \tag{II-21}$$

Avec :

$$\beta = \frac{(E_0 - D_0)(D_1 - C_1) + D_1D_0}{E_2(C_1 - D_1) + D_1C_2} \tag{II-22}$$

À partir de cette expression, l'objectif est maintenant de définir, dans chaque couche, les expressions des coefficients de transferts notés k_C dans la couche de transfert turbulent et k_A dans la couche de dépôt.

II.2.4 Détermination des vitesses de transfert

Pour exprimer les flux de particules dans la couche limite, Slinn s'appuie sur la description de la turbulence par Joukovski¹⁹ au-dessus d'une surface plane. La turbulence est modélisée par un

jet qui avance et se développe au-dessus de la plaque. Ce jet s'enroule et forme un vortex qui s'enveloppe à pas de chenille "Caterpillar treat" sur lui-même et se déplace avec une vitesse centrale croissante (figure 53 extraite de Goncharov (1964)).

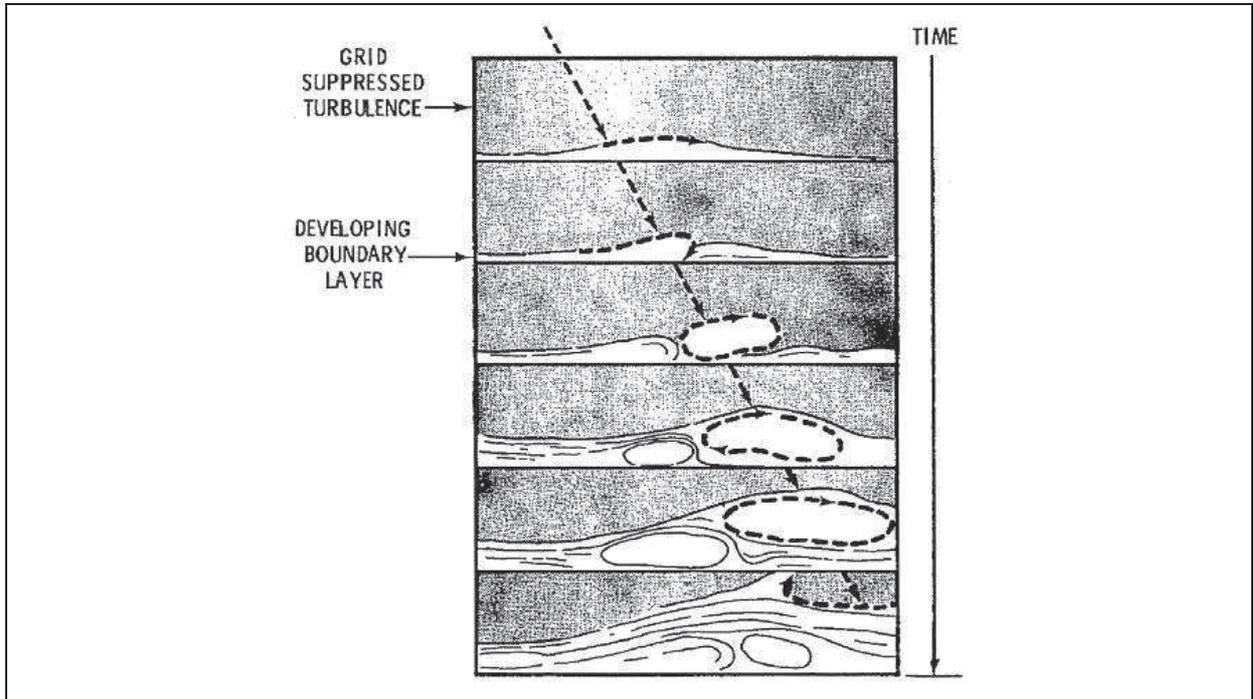


Figure 53 : Illustration du développement de la couche limite par la description de Joukowski

Dans l'écoulement turbulent les particules sont transportées à une vitesse proportionnelle à la vitesse de frottement notée $\alpha \cdot u_*$. Dans cet écoulement, la concentration de particules est supposée constante (χ). Le flux total de particules peut s'écrire comme le produit d'une vitesse et d'une concentration. La vitesse est proportionnelle à la vitesse de frottement telle que $u = \alpha \cdot u_*$. Le flux s'écrit :

$$J_T = (\alpha \cdot u_*) \cdot \chi$$

À la précédente équation, Slinn propose de prendre en compte la fraction de la surface totale impactée par le jet (notée f) et l'efficacité de collection des particules (notée E_j). Cette dernière dépend de la taille des particules et des mécanismes contributeurs au dépôt. Le flux total de particules s'écrit :

$$J_T = (\alpha \cdot u_*) \cdot f \cdot E_j \cdot \chi$$

Pour déterminer la fraction de la surface impactée par le jet, une analyse similaire à l'analogie de Reynolds est proposée. Le flux de quantité de mouvement F s'écrit de manière similaire à l'équation précédente avec :

$$F = \beta \cdot (\alpha \cdot u_*) \cdot f \cdot \rho \cdot u \tag{II-23}$$

Avec β une inconnue constante et ρ la masse volumique.

Il est supposé que le flux de quantité de mouvement est égal au tenseur turbulent $\tau = \rho \cdot u_*^2$, d'où $F = \tau$ soit :

$$f = \frac{\rho \cdot u_*^2}{\beta \cdot (\alpha \cdot u_*) \cdot \rho \cdot u} = \frac{1}{\beta \cdot \alpha} \cdot \frac{u_*}{u} \quad [\text{II-24}]$$

Le flux total de particules s'écrit :

$$J_T = (\alpha \cdot u_*) \cdot f \cdot E_j \cdot \chi = \frac{1}{\beta} \cdot \frac{u_*^2}{u} \cdot E_j \cdot \chi \quad [\text{II-25}]$$

Avec la conservation du flux et $J_T = v_d \cdot \chi$, la vitesse de dépôt est donnée avec la vitesse de sédimentation v_g telle que :

$$v_d = v_g + \frac{1}{\beta} \cdot \frac{u_*^2}{u} E_j \quad [\text{II-26}]$$

Avec β une constante généralement donnée égale à la constante de von Karmàn κ .

Cette expression est valable dans toute la couche limite. Les expressions des efficacités de collecte dans les couches de transfert et de dépôt sont données dans les paragraphes suivants.

II.2.4.i Dans la couche de dépôt

4.i.a Diffusion moléculaire

Dans la couche de dépôt la vitesse de diffusion Brownienne est le rapport du coefficient de diffusion Brownienne (moléculaire) par la hauteur de la couche.

$$k_A = \frac{D_B}{\delta_A} \quad [\text{II-27}]$$

Le coefficient de diffusion Brownienne est défini au paragraphe I.3.3.iv.

Pour déterminer la hauteur de la couche de dépôt δ_A , il est considéré que dans cette couche l'écoulement est dominé par les effets visqueux.

En régime permanent, l'équation bilan de quantité de mouvement sur paroi plane s'écrit alors :

$$u \frac{\partial u}{\partial x} = \nu_{air} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad [\text{II-28}]$$

Le profil de vitesse s'écrit dans la sous-couche visqueuse $u^+ = z^+$ avec $u^+ = \frac{u}{u_*}$ et $z^+ = u_* \cdot \frac{z}{\nu}$.

Pour trouver la hauteur de la couche visqueuse, l'expression [II-28] est adimensionnée avec $u = u_* \cdot u^*$, $z = \delta_v \cdot z^*$ et $x = L \cdot x^*$ telle que L soit une longueur de développement. Et alors :

$$\delta_v = \left(\frac{\nu \cdot L}{u_*} \right)^{1/2} \quad [\text{II-29}]$$

La hauteur de la couche de diffusion est déterminée à partir de l'équation de transport des particules qui s'écrit :

$$\frac{\partial \chi}{\partial x} = D_B \frac{\partial^2 \chi}{\partial z^2} \quad [\text{II-30}]$$

Cette équation peut être adimensionnée de deux façons différentes :

Choix 1 : $z = \delta_D \cdot z^*$, $x = L \cdot x^*$, $u = (u_* \cdot z / \delta_D) \cdot u^*$ L'épaisseur de la couche s'écrit :

$$\delta_D = \delta_v \cdot \left(\frac{\nu}{D_B} \right)^{-1/3} = \delta_v \cdot S c_B^{-1/3} \quad [\text{II-31}]$$

Ce choix correspond au cas d'un écoulement sur paroi plane où le profil de vitesses est supposé linéaire.

Choix 2 : $z = \delta_D \cdot z^*$, $x = L \cdot x^*$, $u = u_* \cdot u^*$. Ce choix correspond au cas d'un écoulement sur l'eau où il est suggéré (Krauss, 1972) que les conditions de glissement s'accompagnent d'un profil de vitesse constant $u = u_* \cdot u^*$. Après adimensionnement, l'épaisseur de la couche s'écrit :

$$\delta_D = \delta_v \cdot \left(\frac{\nu}{D_B} \right)^{-1/2} = \delta_v \cdot S c_B^{-1/2} \quad [\text{II-32}]$$

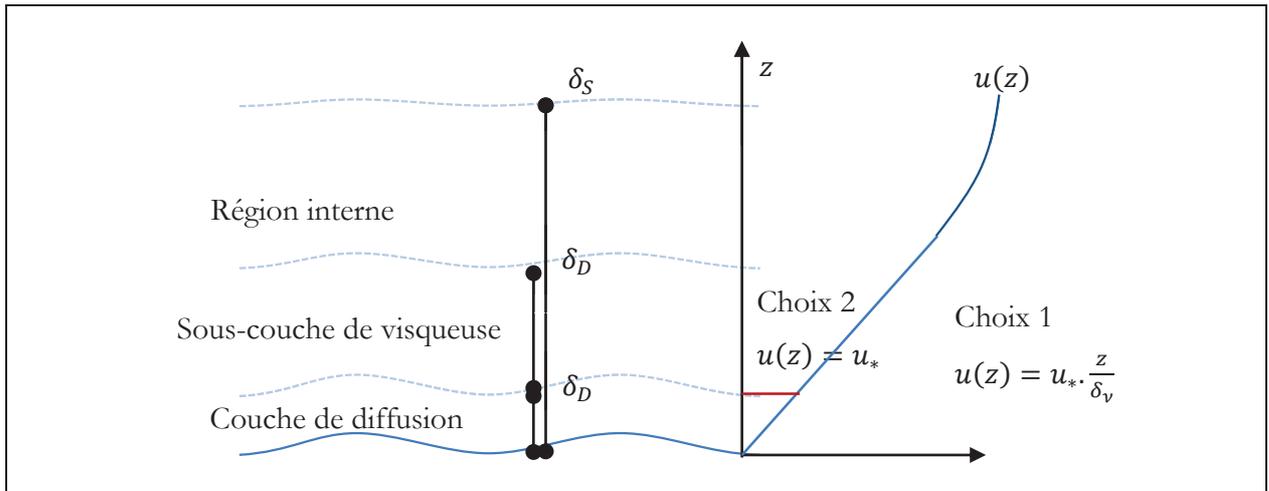


Figure 54 : Profils de vitesse dans la région interne

La hauteur de la couche de dépôt δ_A est donnée égale à la hauteur de la couche de diffusion δ_D .

On généralisera les deux expressions par :

$$\delta_A = \delta_v \cdot S c_B^{-N} \quad [\text{II-33}]$$

À partir de ces expressions, la vitesse de transfert par diffusion moléculaire dans la couche de dépôt s'écrit :

$$\begin{aligned}
k_A = \frac{D_B}{\delta_A} &\rightarrow \frac{D_B}{\delta_v \cdot Sc_B^{-N}} \\
&= \left(\frac{v}{D_B}\right)^{N-1} \cdot \left(\frac{v}{\delta_v}\right) = Sc_B^{N-1} \cdot \left(\frac{v}{\delta_v}\right)
\end{aligned} \tag{II-34}$$

Deux hypothèses pour la détermination de $\frac{v}{\delta_v}$.

La première hypothèse consiste à écrire l'expression de la viscosité à la frontière entre la couche turbulente et la sous-couche visqueuse. La viscosité est choisie égale à la viscosité cinématique turbulente (noté ν_T) : $\nu(z = \delta_v) = \nu_T$

L'expression de la viscosité cinématique turbulente en fonction de l'altitude est donnée par l'hypothèse de longueur de mélange de Prandtl (1925) issue du Π -théorème :

$$\nu_T(z) = u_* \cdot \kappa \cdot z \tag{II-35}$$

Avec κ le coefficient de von Karman. L'expression de la vitesse de transfert de diffusion Brownienne (moléculaire) s'écrit en fonction du Schmidt moléculaire (noté Sc_B) :

$$k_A = \left(\frac{v}{D_B}\right)^{N-1} \cdot u_* \cdot \kappa = \begin{cases} N = 1/3 & k_A = (Sc_B)^{-2/3} \cdot u_* \cdot \kappa \\ N = 1/2 & k_A = (Sc_B)^{-1/2} \cdot u_* \cdot \kappa \end{cases} \tag{II-36}$$

La seconde hypothèse est de considérer l'équation [II-26] telle que :

$$k_A = \frac{1}{\kappa} \frac{u_*^2}{\bar{u}} E_A \tag{II-37}$$

Avec E_A l'efficacité de collection relative au mouvement Brownien et alors :

$$k_A = \frac{1}{\kappa} \frac{u_*^2}{\bar{u}} E_A = \frac{1}{\kappa} \frac{u_*^2}{\bar{u}} Sc^{-N} \tag{II-38}$$

Avec $N = 1/2$.

4.i.b Impaction turbulente

Pour déduire la contribution de l'impaction turbulente, Slinn utilise les résultats expérimentaux de Liu et Agarwal (1974). Liu étudie le dépôt d'aérosols dans un tube de 102 cm de long et de diamètre de 1,27 cm. Les aérosols sont des gouttes composées d'huile d'olive et d'uranine, de diamètres compris entre $1,4 \mu m$ et $21 \mu m$. Slinn considère que pour ces tailles de particules, les mécanismes de dépôt principaux sont la sédimentation et l'impaction turbulente. Ce dernier s'écrit en fonction du nombre de Stokes. L'efficacité d'impaction turbulente $E_{impaction^*}$ est donnée à partir de l'expression [II-26] :

$$E_{impaction^*} = (v_d - v_g) \cdot \kappa \cdot \frac{\bar{u}}{u_*^2} \tag{II-39}$$

La figure 55 présente l'efficacité en fonction du nombre de Stokes turbulent ($S_{tk}^* = \tau_p \cdot u_*^2 / \nu_{air}$) pour deux vitesses de l'air ($u = 11,8 m \cdot s^{-1}$ avec $u_* = 0,74 m \cdot s^{-1}$ et $u = 61,5 m \cdot s^{-1}$ avec $u_* = 3,15 m \cdot s^{-1}$).

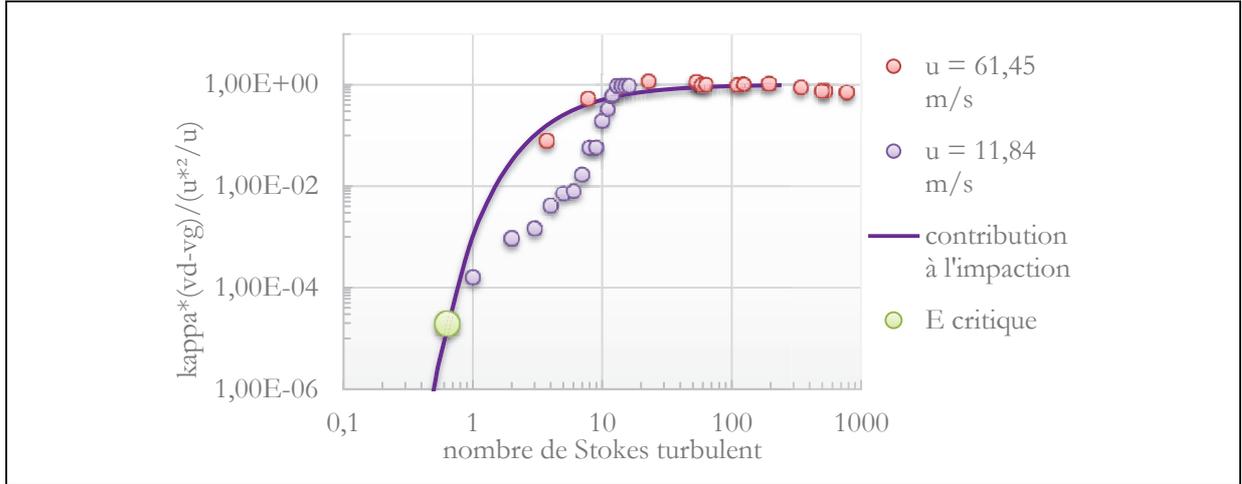


Figure 55 : Estimation de l'efficacité d'impaction par Liu et Agarwal (1974)

La courbe correspond à l'efficacité d'impaction turbulente telle que $E_{impaction^*} = 10^{-3/S_{tk}^*}$ (pour une vitesse de frottement de $0,74 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$).

La vitesse de frottement dans cette conduite est déterminée par la relation (Liu et Agarwal, 1974) :

$$u_* = u \cdot \left(\frac{C_f}{2}\right)^{0,5} \text{ et } C_f = 0,316 \cdot \left(4 * Re^{\frac{1}{4}}\right)^{-1} \quad [\text{II-40}]$$

La vitesse de transfert pour la contribution à l'impaction turbulente est :

$$k_A = \frac{1}{\kappa} \frac{u_*^2}{u} E_{impaction^*} = \frac{1}{\kappa} \frac{u_*^2}{u} \cdot 10^{-3/S_{tk}^*} \quad [\text{II-41}]$$

4.i.c Sédimentation

La sédimentation représente le déplacement des particules sous l'effet de la gravité, de la taille des particules, de leurs masses volumiques et de celle du fluide porteur. Cette vitesse est donnée au paragraphe I.3.2.i.

4.i.d Diffusiophorèse

Parmi les flux phorétiques, il est considéré la diffusiophorèse qui dépend du flux d'évaporation (paragraphe I.3.3.vi). Slinn (1976) utilise l'expression $v_{diffusiophorese} \sim \alpha_D \cdot m'$ avec $\alpha_D = 10$ et $m' = m''/\rho$ avec m'' le flux de vapeur d'eau ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) et ρ la masse volumique. Il précise que cette valeur est non réaliste à forte humidité.

II.2.4.ii Dans la couche de transfert turbulent

4.ii.a Vitesse de transfert turbulente

La vitesse de transfert dans la couche de transfert turbulent s'écrit :

$$k_C = \frac{1}{1 - \kappa} \frac{u_*^2}{u(z = z_{ref})} \quad [\text{II-42}]$$

D'après l'équation [II-26], $\beta = 1 - \kappa$. Il n'a pas été retrouvé l'origine du choix de cette valeur.

La vitesse de transfert est aussi exprimée en fonction de la vitesse de frottement u_* , de la hauteur de rugosité aérodynamique z_0 . Hicks (1975) pose :

$$k_C = \frac{\kappa \cdot u_*}{\ln\left(\frac{z_{ref}}{z_0}\right)} \quad [\text{II-43}]$$

À cette équation sont ajoutées les propriétés de stabilité atmosphérique déterminées à partir de la fonction de stabilité Ψ_H et de la longueur de Monin-Obukhov L_{MO} (Pryor, Barthelmie et al., 1999) :

$$k_C = \frac{\kappa u_*}{\ln\left(\frac{z_{ref}}{z_0}\right) - \Psi_H\left(\frac{z_{ref}}{L_{MO}}\right) + \Psi_H\left(\frac{z_0}{L_{MO}}\right)} \quad [\text{II-44}]$$

La fonction de stabilité Ψ_h , est donnée par les expressions de Businger (Businger, Wyngaard et al., 1971) :

$$\begin{aligned} \frac{z}{L_{MO}} \leq 0 & \quad \Psi_H = e^{0,598+0,39 \cdot \ln\left(-\frac{z}{L_{MO}}\right) - 0,09 \cdot \ln^2\left(\frac{z}{L_{MO}}\right)} \\ \frac{z}{L_{MO}} > 0 & \quad \Psi_H = -5,2 \cdot \frac{z}{L_{MO}} \end{aligned} \quad [\text{II-45}]$$

Avec :

$$\frac{z}{L_{MO}} = g_{air} \cdot (T_{air} - T_{eau}) \cdot z \cdot \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \cdot \frac{u^2(z)}{T_{air}} \quad [\text{II-46}]$$

On rencontre aussi dans la littérature (Pryor, Barthelmie et al., 1999) :

$$\begin{aligned} \frac{z}{L_{MO}} < -0,05 & \quad \Psi_H = 2 \cdot \ln\left(\frac{1 + \left(1 - 15 \cdot \frac{z}{L_{MO}}\right)^{\frac{2}{4}}}{2}\right) \\ \frac{z}{L_{MO}} > 0,05 & \quad \Psi_H = -5,2 \cdot \frac{z}{L_{MO}} \\ \left|\frac{z}{L_{MO}}\right| < 0,05 & \quad \Psi_H = 0 \end{aligned} \quad [\text{II-47}]$$

4.ii.b Sédimentation

Comme pour la couche de dépôt la vitesse de sédimentation doit être considérée et elle s'exprime de la même façon qu'à l'équation I.3.2.i.

II.3. Synthèse des modèles existants

Il est présenté dans cette partie les modélisations de dépôt sec des aérosols sur l'eau trouvées dans la littérature. La première section est consacrée aux modèles à résistance et la seconde expose des modélisations numériques.

II.3.1 Modèles à résistances

L'expression de « modèle à résistance » vient de l'analogie entre les modèles précédemment présentés et les circuits électriques. Pour cela, les flux sont considérés de façon analogue à une

intensité de courant ($F \propto I$), les coefficients de transferts à des résistances ($1/\kappa \propto r$) et les concentrations à des tensions ($\chi \propto U$). Avec la loi de Kirchhoff qui exprime la conservation de l'intensité dans un circuit électrique (ou loi des nœuds), il est déduit l'expression de la vitesse de dépôt en fonction de coefficients qui sont inversement proportionnels aux vitesses de transferts. Par exemple sans le flux F_M , le système est analogue à un circuit de résistances en série, et lorsque le flux F_M est considéré, le système est analogue à des résistances en parallèle et en série.

Pour le cas en série, l'inverse de la vitesse de transfert globale (analogue à une résistance équivalente) s'écrit comme la somme des inverses des vitesses de transferts :

$$\frac{1}{k_T} = r_T = \sum_n \frac{1}{k_n} = \sum_n r_n \quad [\text{II-48}]$$

Pour les cas en série et en parallèle, l'inverse de la vitesse de transfert globale s'écrit comme produits et sommes des inverses des vitesses de transferts.

II.3.1.i Slinn et Slinn (1980)

Le modèle à résistance proposé par Slinn (Slinn, 1975; Slinn, 1976; Slinn, 1976; Slinn, Hasse et al., 1978; Slinn et Slinn, 1980; Slinn, 1982) est le modèle de référence pour le dépôt sec des particules sur l'eau (et sur d'autres surfaces). Il correspond au modèle présenté au paragraphe II.2 pour un seul état de surface et en considérant les hypothèses suivantes :

- le système est supposé stationnaire $\partial \backslash \partial t = 0$;
- la surface de l'eau est supposée uniforme ;
- les gradients horizontaux sont nuls ;
- il n'y a pas de remise en suspension des particules soit $\chi_{0*} = v_*/v_d \cdot \chi_0 = 0$;
- les conditions de stabilités atmosphériques sont supposées neutres ;
- les particules qui touchent l'eau sont diluées ;
- les diamètres des particules dans la couche de transfert turbulent sont supposés secs $d_{p,0}$;
- les diamètres des particules dans la couche de dépôt sont supposés humides à 100% $d_{p,h}$.

La vitesse de dépôt proposée par Slinn s'écrit alors :

$$\frac{1}{v_d} = \frac{1}{k_C + v_C} + \frac{1}{k_A + v_A} - \frac{v_A}{(k_A + v_A) \cdot (k_C + v_C)} \quad [\text{II-49}]$$

Avec :

$$k_A = -\alpha_D \cdot m' + \frac{1}{\kappa} \cdot C_D \cdot U(z_{ref}) \cdot Sc^{-\frac{1}{2}}(d_{p,h}) + \frac{1}{\kappa} \cdot C_D \cdot U(z_{ref}) \cdot 10^{-\frac{3}{St(d_{p,h})}} \quad [\text{II-50}]$$

$$k_C = \frac{1}{1 - \kappa} \cdot C_D \cdot U(z_{ref}) \quad [\text{II-51}]$$

v_A et v_C sont les vitesses de sédimentation respectivement dans la couche de transfert et dans la couche de dépôt.

C_D est le coefficient de traînée donné par Taylor (1916) :

$$C_D(z_{ref}) = u_*^2 / (U(z_{ref}) - U_S)^2 \quad [\text{II-52}]$$

Le coefficient de traînée, donné par Krauss (1972), est égal à $C_D = (1,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$.

De gauche à droite, le premier terme de l'expression [II-50] correspond à la contribution de la diffusiophorèse, le second à la contribution de la diffusion Brownienne (avec le nombre de Schmidt) et le troisième à la contribution de l'impaction (avec le nombre de Stokes).

L'expression [II-51] correspond à la vitesse de transfert turbulente.

Dans la couche de dépôt, les conditions d'humidité relatives sont supposées être à 100 % et le diamètre humide est calculé avec l'expression de Fitzgerald (paragraphe I.6.4.iii.c).

La figure 56 présente les résultats de ce modèle pour des particules de sulfate d'ammonium (masse molaire : $132,14 \text{ g.mol}^{-1}$, densité : $1,77 \text{ g.cm}^{-3}$ et Van't Hoff tendant vers 2 (Low, 1969)) avec des conditions de vent de 5 m.s^{-1} à 10 m et sans effet phorétique.

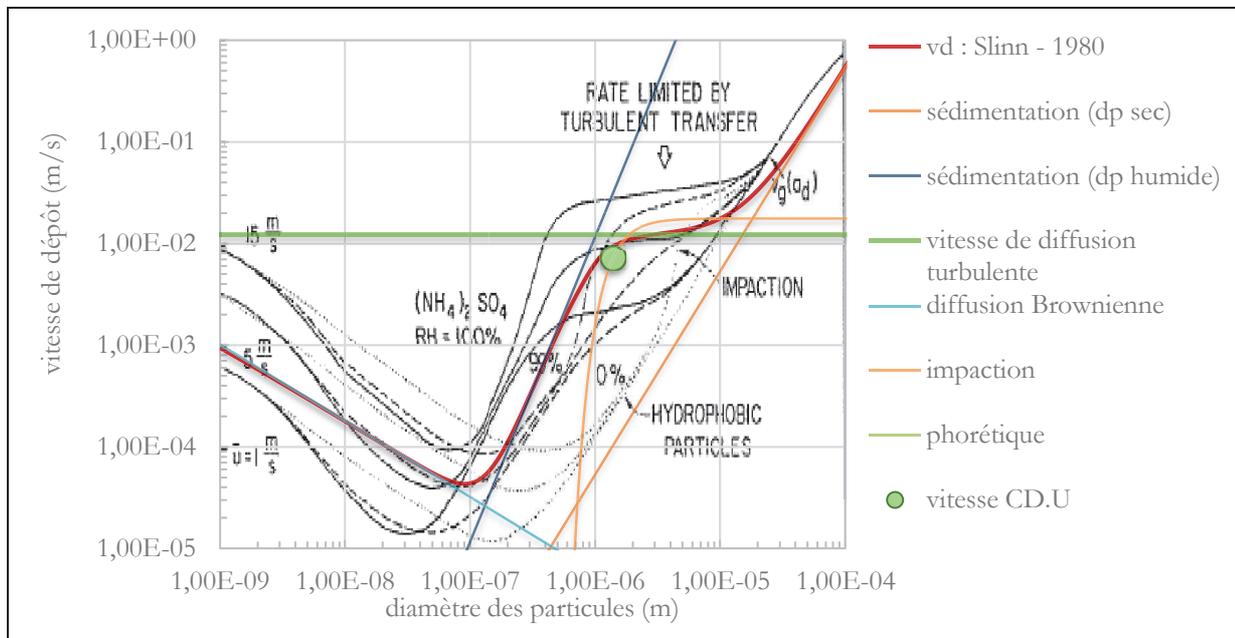


Figure 56 : Vitesses de dépôt obtenues par Slinn et Slinn (1980)

Pour les particules hygroscopiques voisines de $1 \mu\text{m}$, la vitesse de dépôt est proche de la vitesse de transfert turbulent et peut s'écrire sous une forme simplifiée en fonction du coefficient de traînée (neutre) : $v_d = C_D \cdot U(z_{ref})$.

II.3.1.ii Williams (1982)

Sur la base du modèle de Slinn, Williams (1982) considère les hétérogénéités de la surface (lisse, fractionnée). Ce modèle correspond à celui qui est présenté au paragraphe II.2.3.

Les mêmes hypothèses que Slinn sont considérées, auxquelles s'ajoute la prise en compte des hétérogénéités de la surface.

La vitesse de dépôt proposée par Williams (1982) s'écrit :

$$v_d = \frac{A}{B} \left[(1 - \alpha)(k_{C,l} + v_{g,h}) + \frac{k_M \alpha (k_{C,c} + v_{g,h})}{k_M + \alpha (k_{C,c} + k_{A,c} + v_{g,h})} \right] + \frac{\alpha (k_{C,c} + v_{g,h}) \alpha (k_{A,c} + v_{g,0})}{k_M + \alpha (k_{C,c} + k_{A,c} + v_{g,h})} \quad \text{[II-53]}$$

Avec :

$$\begin{aligned} A &= k_M \cdot [(1 - \alpha) \cdot k_{A,l} + \alpha k_{A,c} + v_{g,0}] + (1 - \alpha) \cdot (k_{A,l} + v_{g,0}) \cdot \alpha \cdot (k_{C,c} + k_{A,c} + v_{g,h}) \\ B &= k_M \cdot [(1 - \alpha)(k_{C,l} + k_{A,l}) + \alpha(k_{C,c} + k_{A,c}) + v_{g,h}] \\ &\quad + (1 - \alpha)(k_{C,l} + k_{A,l} + v_{g,h}) \alpha (k_{C,c} + k_{A,c} + v_{g,h}) \end{aligned} \quad \text{[II-54]}$$

La vitesse de transfert dans la couche de dépôt au-dessus de la surface lisse $k_{A,l}$ s'écrit avec la même expression que celle de Slinn :

$$k_{A,l} = \frac{1}{\kappa} \cdot \left(\frac{u_*}{u(z_{ref})} \right)^2 \cdot u(z_{ref}) \cdot \left[Sc^{-\frac{1}{2}} + 10^{-\frac{3}{St}} \right] \quad \text{[II-55]}$$

La vitesse de transfert $k_{A,c}$ dans la couche de dépôt au-dessus d'une surface rugueuse est gouvernée par les processus de lavage (scavenging) par impaction et/ou par coagulation dus aux sprays. Williams a testé plusieurs valeurs de ce coefficient $k_{A,c} = 1, 10, 100, 1000 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ et $k_{A,c} = k_{A,l}$.

Le coefficient de transfert dans la couche turbulente est écrit en fonction de la stabilité atmosphérique :

$$k_{C,x} = \frac{\kappa \cdot u_*}{\left[\ln \left(\frac{z}{\delta_{A,x}} \right) - \Psi_H \left(\frac{z}{L_{MO}} \right) \right]} \quad \text{[II-56]}$$

Avec $\delta_{A,x}$ la longueur de capture des particules (voir paragraphe I.3.1.i) égale à :

$$\delta_{A,x} = \frac{D'}{\kappa \cdot u_*} \quad \text{[II-57]}$$

D' est le coefficient de diffusivité effective des particules. Il est pris égal au coefficient de diffusivité Brownienne $D_B(d_{p,h})$.

La vitesse de frottement moyenne est déduite de l'expression de Charnock (1955). Pour prendre en compte l'effet de la rugosité de surface dans l'expression de la longueur de capture, il faudrait définir une vitesse de frottement en fonction de l'état de surface.

La vitesse de transfert entre les états lisses et cassés k_M est pris égale à la vitesse de transfert turbulente $k_M = k_C$.

Le coefficient de fraction de surface fractionnée α représente les bulles éclatées. Pour estimer ce coefficient, Williams utilise l'expression donnée par Wu (1975) pour évaluer la proportion de surface recouverte par l'écume (whitecaps). Ce coefficient est donné à partir d'observations sur océan pour des vitesses de vent à 10 m :

$$\alpha = 1,7 \cdot 10^{-6} \cdot (u(z = 10m))^{3,75} \quad [II-58]$$

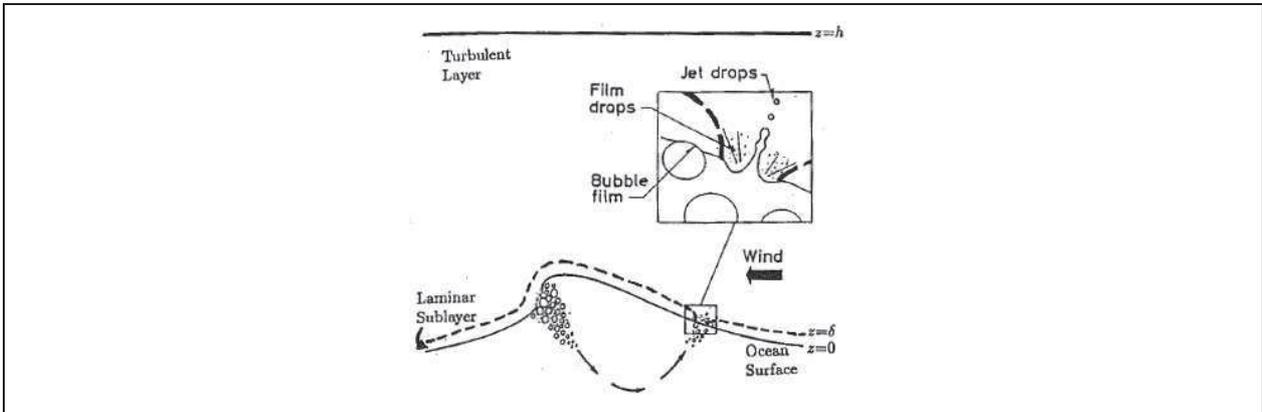


Figure 57 : Modèle avec bulles (extrait de Hummelsboj (1990))

Cette expression peut être étendue à n'importe quelle hauteur de vent de la couche à flux constant :

$$\alpha(z) = 1,7 \cdot 10^{-6} \cdot (u(z = 10m))^{3,75} = 1,7 \cdot 10^{-6} \cdot \left(u(z) \cdot \ln\left(\frac{z = 10m}{z_0}\right) \cdot \ln^{-1}\left(\frac{z}{z_0}\right) \right)^{3,75} \quad [II-59]$$

Le coefficient de diffusivité des particules est donné par l'expression Davies (1966).

$$D(d_{p,h}) = 2,38 \cdot \frac{10^{-7}}{d_{p,h}} \cdot \left(1 + \frac{0,163}{d_{p,h}} + 0,054 \cdot \frac{e^{-6,66 \cdot (d_{p,h})}}{d_{p,h}} \right) \quad [II-60]$$

La figure 58 présente les résultats de ce modèle pour une vitesse de vent de $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ à 10 m et des conditions de stabilité neutre. Les conditions dans la couche de dépôt sont considérées sèches.

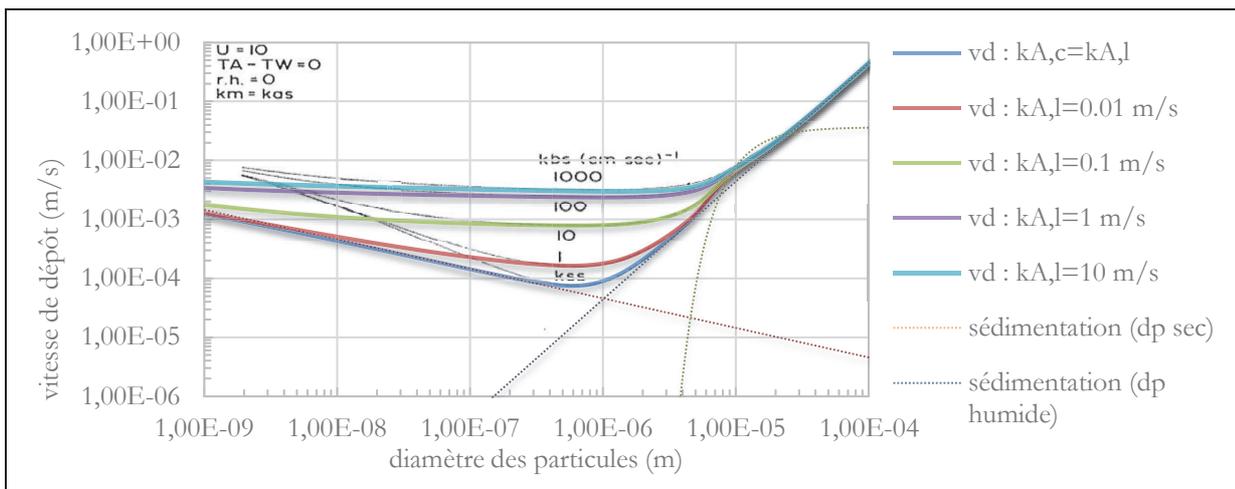


Figure 58 : Vitesse de dépôt obtenue par Williams (1982) et effet du coefficient de transfert

Dans la figure 59, il est présenté les résultats du modèle en considérant que l'humidité relative de la couche de dépôt est de 100%. Les diamètres humides sont calculés avec l'expression suivante : $d_{p,RH=100\%} = 23 \cdot d_{p,0}^{1,5}$.

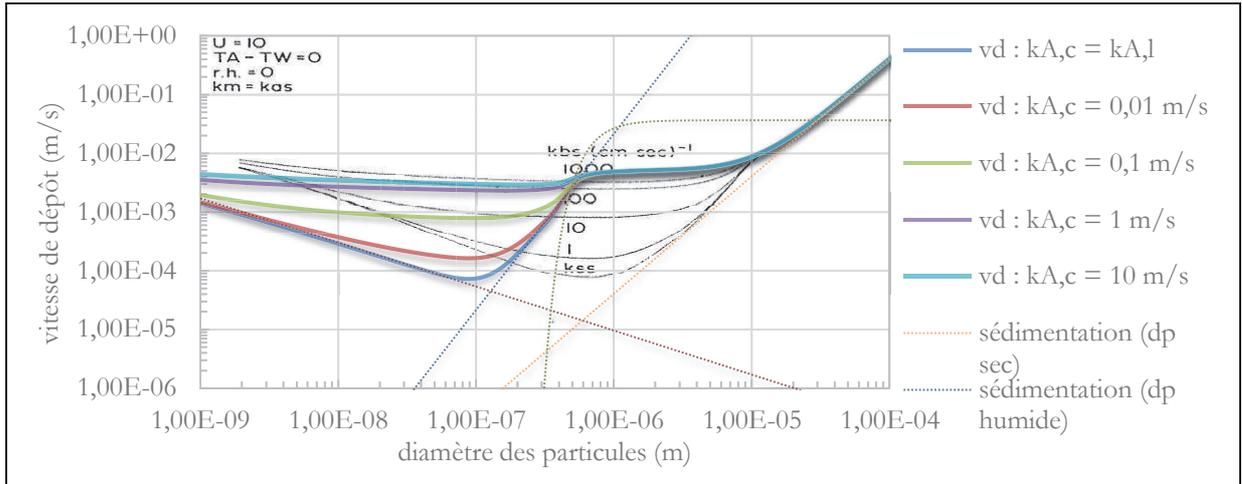


Figure 59 : Vitesse de dépôt obtenue par Williams (1982) et effet de l'humidité

Il apparaît que la principale difficulté à la mise en œuvre de ce modèle est la détermination du coefficient de transfert entre les états de surface k_M .

Williams conclut que la stabilité est un paramètre important pour estimer la vitesse de dépôt par vents faibles.

II.3.1.iii Hummelshoj (1990)

Hummelshoj (1990) déduit l'expression de la vitesse de dépôt à partir de la conservation des flux en émettant l'hypothèse que la surface est un puit parfait et qu'il n'y a pas de re-suspension de sorte que la concentration dans l'eau est supposée nulle ($\chi_0 = 0$). La vitesse de dépôt s'écrit :

$$v_d = \frac{(v_{g,h} + k_A(d_{p,h})) \cdot (v_{g,h} + k_C(d_{p,0}))}{k_C(d_{p,0}) + k_A(d_{p,h}) + v_{g,0}} \quad [\text{II-61}]$$

Comparée à l'expression [II-56] donnée par Williams, la vitesse de transfert dans la couche turbulente k_C est indépendante de la fonction de stabilité et, il est considéré la hauteur de rugosité aérodynamique et non pas la hauteur de la couche de dépôt soit :

$$k_C = \frac{\kappa \cdot u_*}{\ln\left(\frac{z_{ref}}{z_0}\right)} = \frac{\kappa \cdot u_*}{\ln\left(\frac{z_{ref}}{z_0}\right)} \cdot \left(\frac{u_* / \kappa}{u_* / \kappa}\right) = \frac{u_*^2}{u(z_{ref})}$$

La vitesse de transfert dans la couche de dépôt k_D est donnée par :

$$k_D = (1 - \alpha) \cdot \left(c \cdot u_* \cdot Sc^{-1/2} \cdot Re^{-\frac{1}{2}} + u_* \cdot 10^{-\frac{3}{5tk}} \right) + \alpha \cdot \left(\frac{u_*^2}{U(z=h)} + v_W \right) \quad [\text{II-62}]$$

La vitesse de transfert est décomposée en deux parties. Une partie avec le facteur $(1 - \alpha)$ relative aux régions « lisses » et une partie avec le facteur α relative aux régions fractionnées (voir II.3.1.ii). Il est considéré qu'au-dessus d'une région fractionnée, les écumes peuvent dépasser la hauteur de la couche de dépôt δ_A et les mécanismes dans la couche de transfert turbulente sont alors pris en compte.

I. La contribution au mouvement Brownien est donnée par $c \cdot u_* \cdot Sc^{-1/2} \cdot Re^{-\frac{1}{2}}$.

Cette expression est déterminée à partir de l'expression du flux de diffusion Brownienne (expression de Fick avec $\chi_0 = 0$ et $z = \delta_D$) et avec l'expression du flux total tel que $v_d = k_D =$

D_B/δ_D . L'épaisseur de la couche de dépôt est proportionnelle à la hauteur de la couche de diffusion et s'écrit $\delta_D \sim \sqrt{D_B \cdot t} = c_1 \cdot \sqrt{D_B \cdot t}$ avec t le temps disponible pour la diffusion (Pope, 2001). Ce temps est considéré proportionnel à la hauteur de rugosité z_0 et à la vitesse de frottement u_* , soit $t \sim z_0 \cdot u_* = c_2 \cdot z_0 \cdot u_*$. Finalement :

$$k_D = D_B \cdot \delta_D^{-1} = D_B \cdot c_1^{-1} \cdot (D_B \cdot t)^{-\frac{1}{2}} = D_B \cdot c_1^{-1} \cdot (D_B \cdot c_2 \cdot z_0 \cdot u_*)^{-\frac{1}{2}} = u_* \cdot c \cdot Sc^{-\frac{1}{2}} \cdot Re^{-\frac{1}{2}}$$

Avec $c = (c_1 \cdot \sqrt{c_2})^{-1}$, $Sc = \nu/D_B$ et $Re = (u_* \cdot z_0)/\nu$.

Il est supposé que la hauteur de la couche de dépôt est égale à la hauteur de la couche de diffusion soit $c_1 = 1$.

La constante c est donnée égale à $1/3$, soit $c_2 = 9$. Le coefficient de diffusion Brownienne est donné avec la formule d'Einstein.

- La contribution à l'impaction turbulente est donnée par $u_* \cdot 10^{\frac{3}{St_k}}$ avec le nombre de Stokes turbulent considéré en condition sèche (en vue des résultats du modèle présenté en figure 60, la condition humide semble être mieux adaptée).
- La contribution au lavage « wash-out » est donnée avec la vitesse de transfert v_W qui est fonction d'un coefficient d'efficacité des sprays (qui sera pris égal à 0,5).
- La contribution de la diffusion turbulente associée aux sprays est donnée avec $u_*^2/u(z = z_{ref})$.

La taille des particules est donnée par l'expression de Fitzgerald (1975) telle que :

$$d_{p,RH} = B_1 \cdot d_{p,0}^{B_2} \quad [\text{II-63}]$$

Avec $B_1 = e^{0,00077 \cdot \frac{RH}{1,009-RH}}$ pour $0,81 < RH < 0,9995$, et $B_2 = 1,2 e^{0,066 \cdot \frac{RH}{1,058-RH}} \cdot a \cdot b$

Avec le coefficient $a = 0,6$ propre au NaCl et $b = 1,35$ donné pour une fraction massique de la particule prise à 1.

La figure 60 présente les résultats pour une vitesse de $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ à 10 m et une humidité relative de 98%.

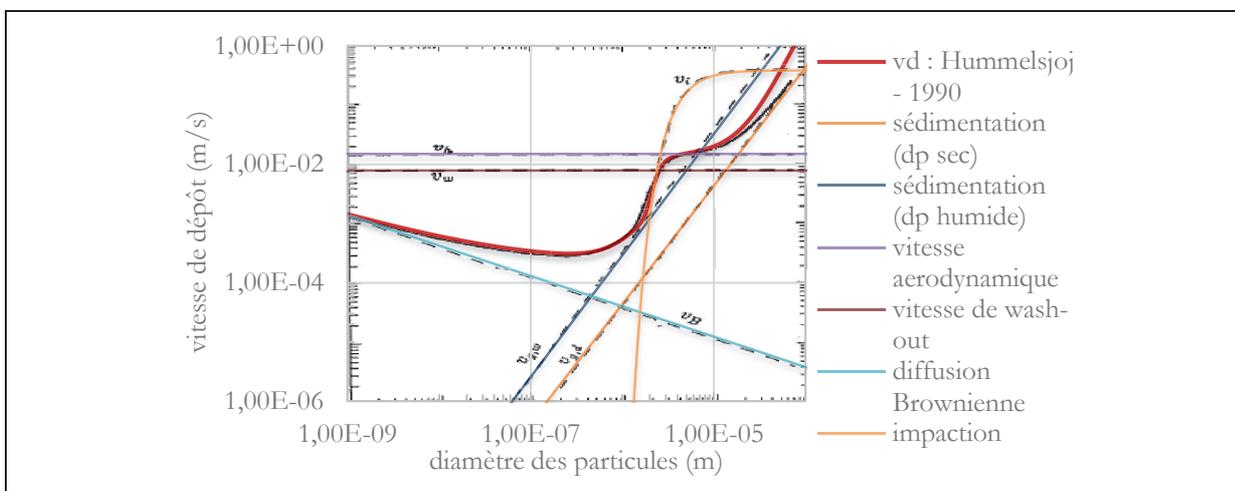


Figure 60 : Vitesse de dépôt obtenue par Hummelsbøj, Jensen et al. (1992)

La vitesse de « wash-out » est donnée égale à $7,85 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

Hummelshoj conclut que pour de très grandes vitesses de vent, l'impact de la surface fractionnée peut avoir une influence sur la vitesse de dépôt.

II.3.1.iv Sievering (1984)

Sievering (1984) reprend le modèle de Williams et le compare aux résultats de l'étude sur océan (voir II.1.2.i). Il conclut qu'il faut considérer le grossissement des particules dans la couche de transfert turbulente et que la vitesse de transfert dans la couche turbulente au-dessus d'une surface fractionnée est de $k_{C,cassé} = 0,1 m \cdot s^{-1}$.

II.3.1.v Lo Kou-Fang, Zhang et al. (1999)

Lo Kou-Fang, Zhang et al. (1999) utilisent le modèle de Slinn (Slinn et Slinn, 1980) et de Williams (1982). Ils y modifient l'expression de la fonction de stabilité qui intervient dans la vitesse de transfert turbulente.

Ils considèrent le grossissement des particules dans la couche de transfert et la vitesse de transfert est donnée par $k_{C,cassé} = 0,1 m \cdot s^{-1}$.

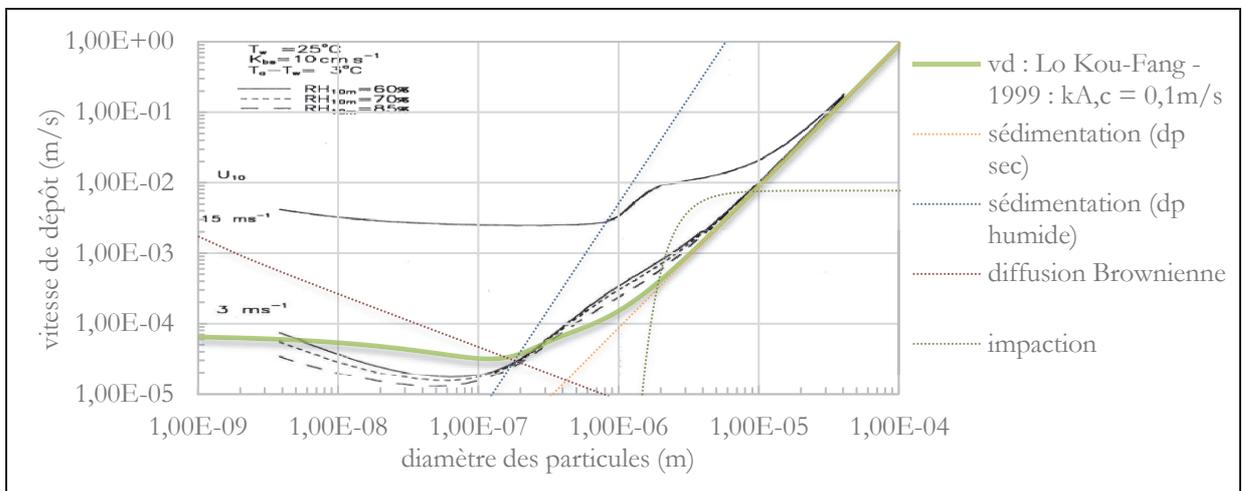


Figure 61 : Vitesse de dépôt et effet de l'humidité obtenue par Zhang et al. (1999)

La figure 61 présente les résultats du modèle de Lo Kou-Fang (Lo Kou-Fang, Zhang et al., 1999) pour une vitesse de vent de $3 m \cdot s^{-1}$ à $10 m$ avec $T_{air} - T_{eau} = 3^{\circ}C$, $k_{C,cassé} = 0,1 m \cdot s^{-1}$, $T_{eau} = 25^{\circ}C$ et pour $RH(z = 10 m) = 70 \%$. Le modèle tient compte de l'expression du coefficient de diffusion donné en [II-60], la fonction de stabilité Ψ_H est donnée sous la forme proposée par Businger et al. (1971). La rugosité aérodynamique nécessaire dans Ψ_H est donnée avec l'expression [I-63] de Charnock. Le grossissement est donné par les expressions de Fitzgerald (pour $RH=100\%$ équation [I-107]).

Lo Kou-Fang conclut que l'humidité relative doit être considérée dans la couche de transfert turbulent et la différence de température de l'air et de la surface de l'eau ne peut pas être négligée. En effet, ces paramètres influent sur la stabilité atmosphérique et donc sur la vitesse de transfert turbulente.

II.3.1.vi Pryor et Barthelmie (2000)

Pryor (Pryor, Barthelmie et al., 1999; Pryor et Barthelmie, 2000; Pryor, Gallagher et al., 2008) utilisent le modèle de Hummelshoj (1990).

- La vitesse de transfert dans la couche turbulente est donnée par l'équation [II-56] avec la constante c égale à $\frac{1}{9}$.

- La vitesse de transfert dans la couche de dépôt est donnée par l'équation [II-44].
- À l'expression de la vitesse de sédimentation, il est ajouté le coefficient de Cunningham.

La figure 62 présente les résultats de la modélisation pour $z/L_{MO} = 0,3$ et la fonction Ψ_H est donnée par l'équation [II-46]. La vitesse du vent est de $5,2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ à 10 m .

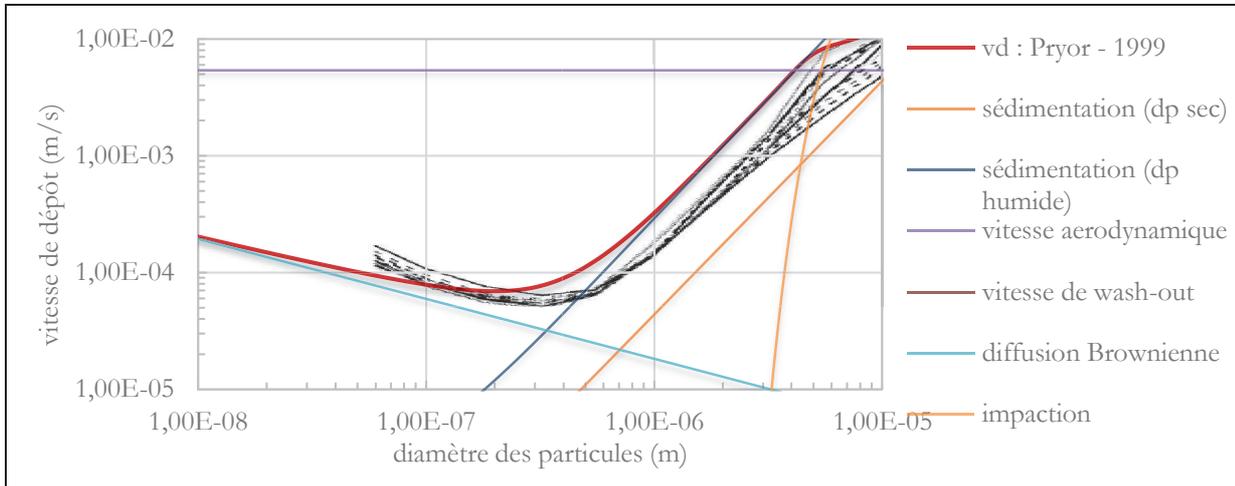


Figure 62 : Vitesse de dépôt obtenue par Pryor, Barthelmie et al. (1999)

L'expression du coefficient de diffusion donnée à l'équation [II-60] est utilisée. Le grossissement est donné par les expressions de Fitzgerald.

Pryor propose une nouvelle valeur du coefficient c dans k_A (équation [I-63]).

II.3.1.vii Zhang, Gong et al. (2001)

Zhang, Gong et al. (2001) proposent une expression de la vitesse de dépôt sur des surfaces non végétales avec l'expression :

$$v_{d(z_{ref})} = v_{sédimentation} + \frac{k_C \cdot k_A}{k_C + k_A} \quad [\text{II-64}]$$

La vitesse de transfert dans la couche de dépôt k_D est donnée par :

$$k_A = c \cdot u_* \cdot (E_B + E_{IM} + E_{IN}) \cdot R_1 \quad [\text{II-65}]$$

Avec les efficacités de collection relatives au mouvement Brownien E_B , à l'impaction E_{IM} et à l'interception E_{IN} . R_1 est un facteur de correction qui modifierait l'efficacité de collection totale et représente la fraction des particules qui vont se coller à la surface. Sur l'eau, elle est donnée égale à 1. c est une constante empirique donnée égale à 3 (environ égale à $\kappa^{-1} \approx 2,44$).

- L'efficacité du mouvement Brownien est donnée sur l'eau avec la relation :

$$E_B = Sc^{-\frac{1}{2}} \quad [\text{II-66}]$$

- L'efficacité d'impaction est donnée par :

$$E_{IM} = \frac{S_t^2}{400 + S_t^2} \quad [\text{II-67}]$$

– L'efficacité d'interception E_{IN} est négligée sur l'eau.

La figure 63 présente les résultats pour une vitesse de vent de 10 m.s^{-1} à $5,2 \text{ m}$.

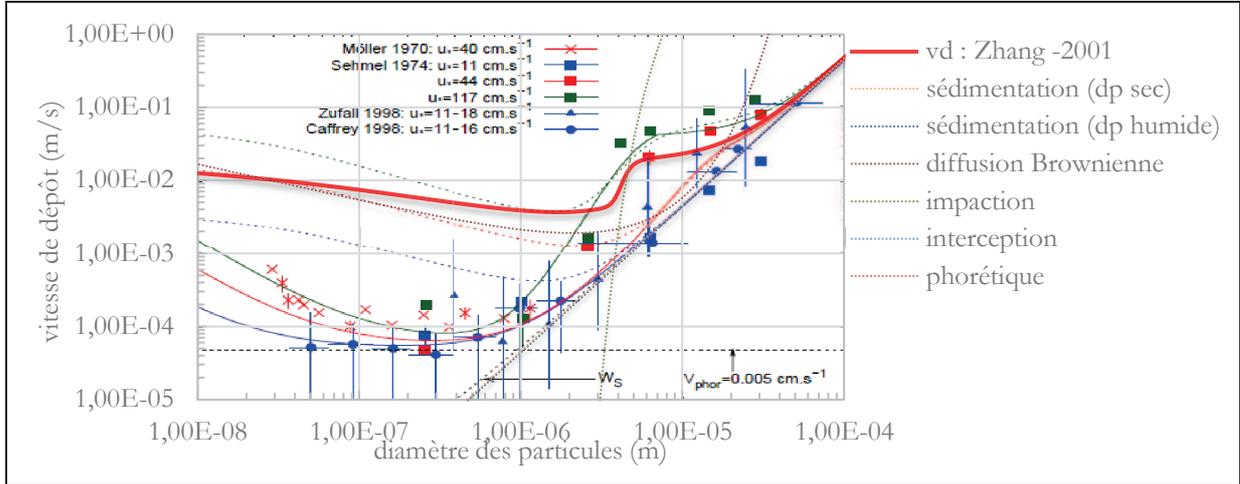


Figure 63 : Vitesse de dépôt obtenue par le modèle de Zhang, Gong et al. (2001)

Il y a une surestimation de la vitesse de dépôt après comparaison des données expérimentales de la bibliographie.

II.3.1.viii Petroff et Zhang (2010)

Petroff et Zhang (2010) utilisent le modèle de Zhang, Gong et al. (2001) où ils ajoutent les effets phorétiques avec la vitesse $v_{phorétique}$ et ils négligent les effets d'impaction turbulente (E_{IM})

La vitesse de dépôt sur des surfaces non végétales est donnée par :

$$v_{d(z_{ref})} = v_{sédimentation} + v_{phorétique} + \frac{1}{\frac{1}{k_C} + \frac{1}{u_* \cdot k_A}} \quad [\text{II-68}]$$

La vitesse de transfert dans la couche de dépôt s'écrit uniquement en fonction d'une expression tenant compte des mouvements Browniens :

$$k_A = \frac{Sc^{-\frac{2}{3}}}{14.5} \cdot \left[\frac{1}{6} \cdot \ln \left(\frac{(1+F)^2}{(1-F+F^2)} \right) + \frac{1}{\sqrt{3}} \arctan \frac{2 \cdot F - 1}{\sqrt{3}} + \frac{\pi}{6 \cdot \sqrt{3}} \right]^{-1}$$

$$\text{Avec } F = \frac{Sc^{\frac{1}{3}}}{2,9}$$

La vitesse phorétique est prise constante avec $v_{phorétique} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ m.s}^{-1}$ pour l'eau.

Sur la figure 64, il est présenté le modèle pour une vitesse de vent de 10 m.s^{-1} à $5,2 \text{ m}$.

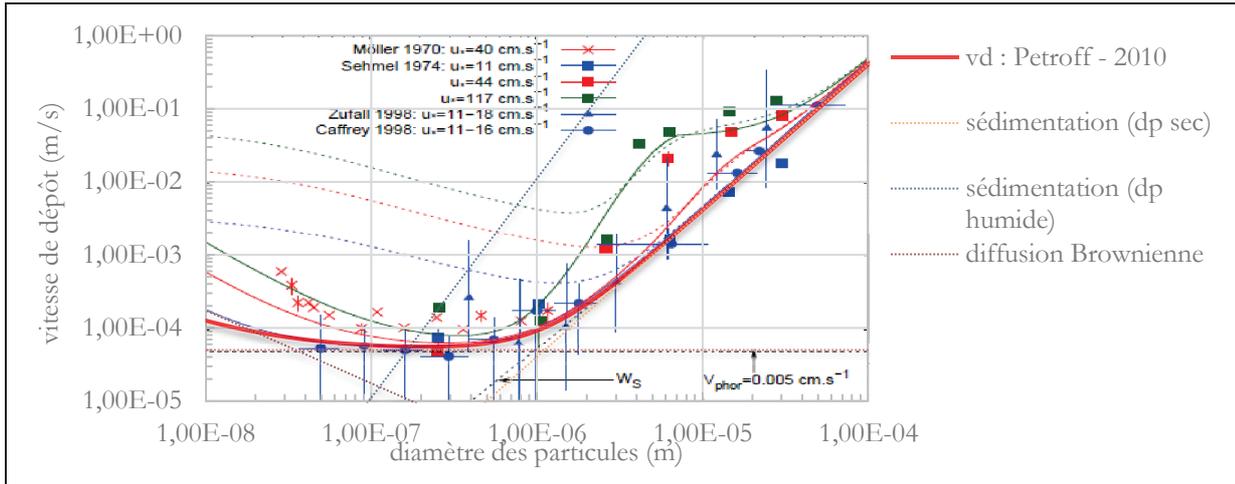


Figure 64 : Vitesse de dépôt obtenue par le modèle de Petroff et Zhang (2010)

La vitesse phorétique est choisie constante et la vitesse de transfert dans la couche de dépôt s’écrit uniquement en fonction du nombre de Schmidt moléculaire.

II.3.2 Autres modèles

II.3.2.i Davidson, Fairall et al. (1984)

Davidson, Fairall et al. (1984) propose un modèle prenant en compte les inversions du profil d’humidité en altitude au-dessus de l’eau. Cette inversion est donnée à plusieurs centaines de mètres. Pour cela, il intègre l’équation de transport des aérosols (Lilly, 1968) entre la surface et la hauteur d’inversion. Il considère le grossissement hygroscopique avec le modèle de Fitzgerald et la vitesse du vent.

La figure 65 résume les informations retenues sur le modèle et la vitesse calculée. Les données sont issues de données dans le Pacifique au Sud de la Californie (CEWCOM-1978).

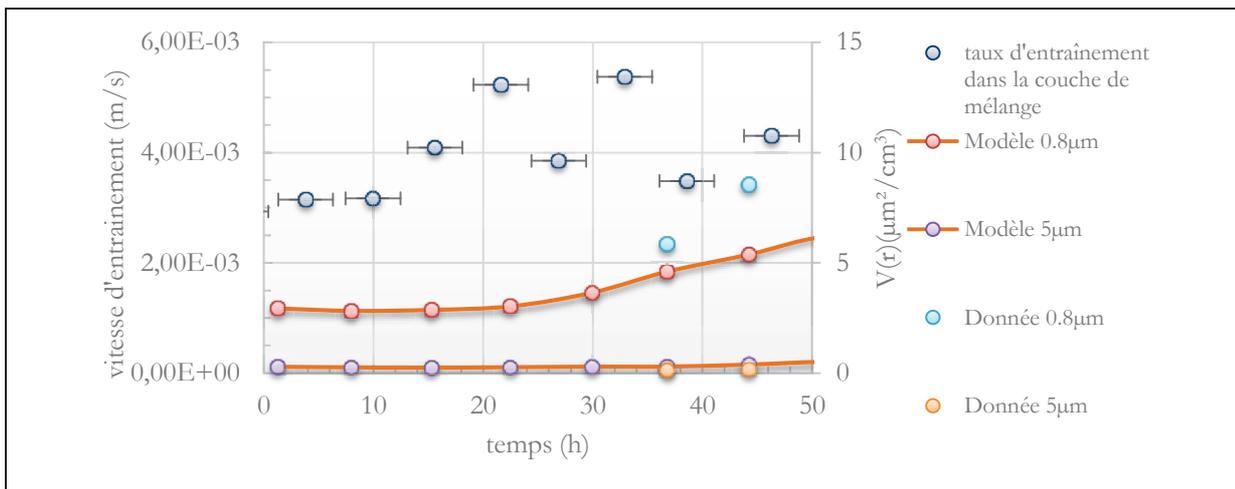


Figure 65 : Vitesse d’entraînement obtenue par Davidson, Fairall et al. (1984)

Avec en ordonnée $V(r) = \partial V / \partial r$ donné par le spectre de concentration volumique des aérosols.

La vitesse d’entraînement est donnée de l’ordre de $10^{-3} m.s^{-1}$. Le modèle de Davidson (Davidson, Fairall et al., 1984), extension du modèle de Lilly (1968), prend en compte les effets de la couche limite au-dessus de l’eau suite à la variation de l’humidité.

II.3.2.ii Zufall, Dai et al. (1999)

Zufall (Zufall, Bergin et al., 1998; Zufall, Davidson et al., 1998; Zufall, Dai et al., 1999; Zufall, Dai et al., 1999) font des simulations avec un modèle CFD (programme FLUENT®) où il est considéré un volume avec une surface ondulée. Ils quantifient les surfaces de dépôt sur la vague.

La figure 66 est le résultat de la simulation avec une vitesse de vent de 4 m.s^{-1} et avec un rapport d'amplitude et de longueur d'onde tel que $2 a/\lambda = 0,1$. Il est présenté les résultats expérimentaux de Zufall, Dai et al. (1999) donnés au paragraphe II.1.1.iv pour les conditions à 5 m.s^{-1} et $d_p = 4 \mu\text{m}$ avec en ordonnée à droite la position relative au-dessus de la vague (0 correspond au creux de la vague suivit à 0,5 de la crête de la vague).

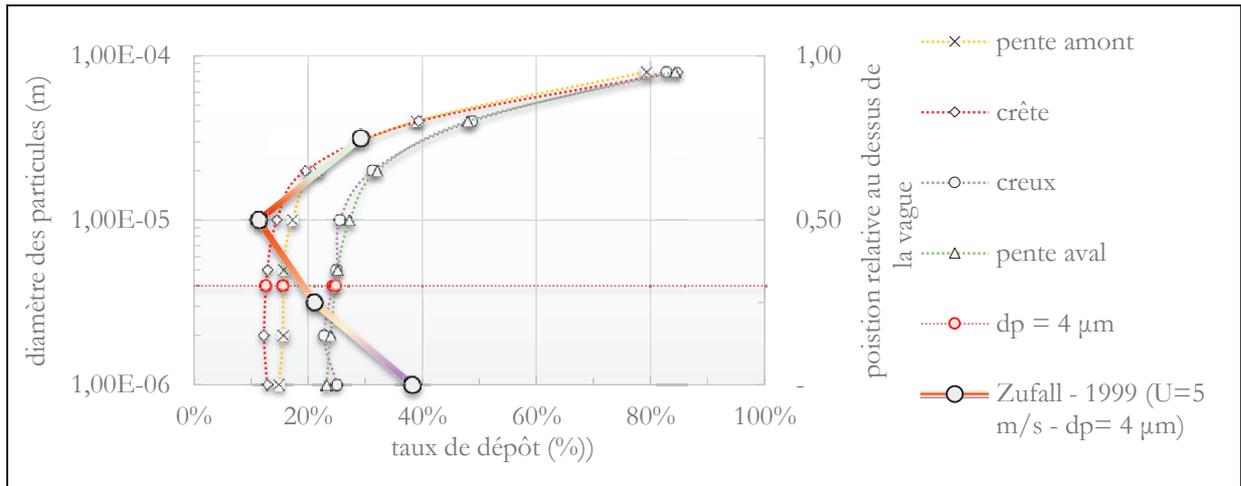


Figure 66 : Pourcentage de particules déposées pour différentes parties de la vague

Pour cette simulation, avec des particules de 1 à $100 \mu\text{m}$, le taux de dépôt est plus grand sur la pente en amont, puis sur le creux, et sur la crête et enfin sur la pente en aval.

Ils concluent que la surface de la vague augmente la turbulence et le mécanisme d'impaction. Le dépôt décroît pour des régions avec de la recirculation. Le temps de résidence des particules est plus petit sur la pente en amont suivi de la crête, puis le creux et enfin la pente en aval.

II.3.3 Récapitulatif

Les modèles de Slinn, Williams et Hummelshoj sont des modèles de référence.

La vitesse de transfert dans la couche de dépôt prend en compte les effets de diffusion Brownienne, d'impaction, de sédimentation et phorétiques.

La vitesse de transfert dans la couche turbulente prend en compte le transfert turbulent et la sédimentation.

Le grossissement des particules est caractérisé différemment dans chaque couche. Dans la couche turbulente, Williams et Slinn considèrent que les conditions sont sèches alors que Zou Fang montre qu'il faut considérer les conditions d'humidité réelles. Dans la couche de dépôt tous s'accordent à considérer que l'humidité relative est proche de 100%.

Lo Kou-Fang souligne l'importance d'intégrer les conditions de stabilité de l'atmosphère au calcul des coefficients de transferts turbulents. Sur ce point, les températures de l'air et de l'eau sont des facteurs importants.

Dans les modèles présentés les effets phorétiques sont soit omis soit considérés constants.

Références du chapitre II

- Businger, J. A., J. C. Wyngaard, et al.** (1971). "Flux profile relationships in the atmospheric surface layer." Journal of the Atmospheric Sciences **28**: 181-189.
- Caffrey, P. F., J. M. Ondov, et al.** (1998). "Determination of size-dependent dry particle deposition velocities with multiple intrinsic elemental tracers." Environmental Science And Technology **32**(11): 1615-1622.
- Chamberlain, A. C.** (1966). "Transport of gases to and from grass and grass-like surfaces." Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences **290**(1421): 236-265.
- Chamberlain, A. C.** (1967). "Transport of lycopodium spores and other small particles to rough surfaces." Proceeding of the Royal Society London **296**: 45-70.
- Chamberlain, A. C.** (1968). "Transport of gases to and from surfaces with bluff and wave-like." Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society **94**: 318.
- Charnock, H.** (1955). "Wind stress on a water surface." Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society **81**(350): 639-640.
- Coantic, M. et A. Favre** (1974). "Activities in and preliminary results of air-sea interaction research at IMST." Advances in Geophysics **16**: 391-405.
- Davidson, K. L., C. W. Fairall, et al.** (1984). "Application of a mixed-layer model to aerosols in the marine boundary layer." Tellus B **36B**(3): 203-211.
- Davies, C. N.** (1966). Aerosol Science. London and New York: 468.
- Fitzgerald, J. W.** (1975). "Approximation formulas for the equilibrium size of an aerosol particle as a function of its dry size and composition and the ambient relative humidity." Journal of Applied Meteorology **14**(6): 1044-1049.
- Goncharov, V. N.** (1964). Dynamics of channel flow (dinamika ruslovykh potokov), Israel Program for Scientific Translations.
- Hicks, B. B.** (1975). The influence of surface effects on pollutant deposition rates over the Great Lakes. Proceeding Second Federal Conference on the Great Lakes.
- Hicks, B. B. et M. L. Wesely** (1978). An examination of some micrometeorological methods for measuring dry deposition, Environmental Sciences Research Laboratory, Office of Research and Development, U.S. Environmental Protection Agency.
- Hummelshøj, P.** (1990). Modelling dry deposition of particles over the ocean. Ninth Symposium on turbulence and diffusion, Roskilde.
- Hummelshøj, P., N. O. Jensen, et al.** (1992). Particle dry deposition to a sea surface. USA, Hemisphere Publication.
- Krauss, E. B.** (1972). Atmosphere-ocean interaction. London (Oxford University Press), John Wiley & Sons, Ltd: 866-866.
- Landau, L. et B. Levich** (1942). "Acta physicochim." URSS **17**: 42.

- Larsen, S. E., J. B. Edson, et al. (2006). "Dry deposition of small particles to ocean surfaces, Reanalysis of a laboratory experiment." Journal of Geophysical Research.
- Larsen, S. E., J. B. Edson, et al. (1995). "Dry deposition of particles to ocean surfaces." Ophelia **42**: 193-204.
- Larsen, S. E. et P. G. Mestayer (1990). Deposition velocity for submicroni particles, determined in the IMST tunnel as function of the surface aerosol production rate and its relation to over-ocean conditions. Workshop on modelling the fate and influence of marine spray. W. r. 7. Luminy, Marseille: 115-167.
- Lilly, D. K. (1968). "Models of cloud-topped mixed layers under a strong inversion." Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society **94**(401): 292-309.
- Liu, B. Y. H. et J. K. Agarwal (1974). "Experimental observation of aerosol deposition in turbulent flow." Journal of Aerosol Science **5**(2): 145-148, IN141-IN142, 149-155.
- Lo Kou-Fang, A., L. Zhang, et al. (1999). "The effect of humidity and state of water surfaces on deposition of aerosol particles onto a water surface." Atmospheric Environment **33**(28): 4727-4737.
- Low, R. D. H. (1969). "A theoretical study of nineteen condensation nuclei." Journal de Recherches Atmosphériques **4**: 65-78.
- Mestayer, P. G., J. B. Edson, et al. (1989). Turbulent transport and evaporation of droplets generated at an air-water interface. Turbulent Shear Flows **6**. J.-C. André, J. Cousteix, F. Durst et al., Springer Berlin Heidelberg: 129-147.
- Möller, U. et G. Schumann (1970). "Mechanisms of transport from the atmosphere to the earth's surface." Journal of Geophysical Research **75**(15): 3013-3019.
- Petrausch, D. et G. Schumann (1968). "Grössenspektroskopie radioaktiver Aerosole mit elektrischer Abscheidung." Staub **28**: 303.
- Petroff, A. et L. Zhang (2010). "Development and validation of a size-resolved particle dry deposition scheme for applications in aerosol transport models." Geoscientific Model Development Discussions **3**: 1317-1357.
- Prandtl, L. (1925). "Bericht über Untersuchungen zur ausgebildeten Turbulenz." Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik, **5**: 136 - 139.
- Pryor, S. C. et R. J. Barthelmie (2000). "Particle dry deposition to water surfaces : Processes and consequences." Marine Pollution Bulletin **41**(1-6): 220-231.
- Pryor, S. C., R. J. Barthelmie, et al. (1999). "Speciated particle dry deposition to the sea surface: results from ASEPS '97." Atmospheric Environment **33**(13): 2045-2058.
- Pryor, S. C., M. Gallagher, et al. (2008). "A review of measurement and modelling results of particle atmosphere - surface exchange." Tellus B **60**(1): 42-75.
- Schumann, G. (1975). The process of direct deposition of aerosols at the sea surface. Interdisciplinary Symp. on Marine Meteorological Aspects at the XVI General Assembly of the International Union of Geodesy and Geophysics, Grenoble, France.
- Schumann, G. et U. Möller (1969). "Fallout und konzentration aerosolgetragener radioaktivität auf dem Atlantik." Reihe B Meteorologie und Aeronomie **B3**: 40-47.
- Schmel, G. A. et S. L. Sutter (1974). "Particle deposition rates on a water surfaces as a function of particle diameter and air velocity." Journal de Recherches Atmosphériques: 912-920.
- Sievering, H. (1984). "Small-particle dry deposition on natural waters: How large the uncertainty?" Atmospheric Environment (1967) **18**(10): 2271-2272.

- Sievering, H., J. Eastman, et al.** (1982). "Air-sea particle exchange at a nearshore oceanic site." Journal of Geophysical Research Atmospheres **87**(C13): 11027-11037.
- Slinn, S. A. et W. G. N. Slinn** (1980). "Predictions for particle deposition on natural waters." Atmospheric Environment (1967) **14**(9): 1013-1016.
- Slinn, W. G. N.** (1975). "Atmospheric aerosol particles in surface-level air." Atmospheric Environment (1967) **9**(8): 763-764.
- Slinn, W. G. N.** (1976). "Dry deposition and resuspension of aerosol particles - a new look at some old problems, Atmosphere - Surface Exchange of Particulate and Gaseous Pollutants." CONF-740921(U.S. DOE Tech. Info. Center, Oak Ridge, TN): pp. 1-40.
- Slinn, W. G. N.** (1976). "Formulation and a solution of the diffusion-deposition-resuspension problem." Atmospheric Environment (1967) **10**(9): 763-768.
- Slinn, W. G. N.** (1982). "Predictions for particle deposition to vegetative canopies." Atmospheric Environment (1967) **16**(7): 1785-1794.
- Slinn, W. G. N., L. Hasse, et al.** (1978). "Some aspects of the transfer of atmospheric trace constituents past the air-sea interface." Atmospheric Environment (1967) **12**(11): 2055-2087.
- Taylor, G. I.** (1916). "Conditions at the surface of a hot body exposed to the wind." Brit. Adv. Com. Aero. Rep. and Memor.: 272-277.
- Vette, A. F., M. S. Landis, et al.** (2002). "Deposition and emission of gaseous mercury to and from lake michigan during the lake Michigan mass balance study (july, 1994-october, 1995)." Environmental Science and Technology **36**: 4525-4532.
- Vielstich, W.** (1953). "Der zusammenhang zwischen nernstscher diffusion schicht und prandtlcher strömungsgrenzschicht." Elektrochem **57**: 646-655.
- Whelpdale, D. M.** (1976). Dry deposition over the great lakes. Atmosphere - Surface Exchange of Particulate and Gaseous Pollutants, Symposium at Richland, Washington,.
- Whelpdale, D. M.** (1976). "Particulate concentration and dry deposition measurements." Atmospheric Environment Service, Downsview, Ontario, M3H 5T4: 82-87.
- Williams, R. M.** (1982). "A model for the dry deposition of particles to natural water surfaces." Atmospheric Environment **16**(8): 1933-1938.
- Wu, J.** (1975). "Wind-induced drift currents." Journal of Fluid Mechanics **68**(01): 49-70.
- Wu, Y.-L., C. I. Davidson, et al.** (1992). "Dry deposition of atmospheric contaminants: the relative importance of aerodynamic, boundary layer, and surface resistances." Aerosol Science and Technology **16**(1): 65 - 81.
- Zhang, H., S. J. Eisenreich, et al.** (1999). "Evidence for increased gaseous PCB fluxes to lake Michigan from Chicago." Environmental Science & Technology **33**(13).
- Zhang, L., S. Gong, et al.** (2001). "A size-segregated particle dry deposition scheme for an atmospheric aerosol module." Atmospheric Environment **35**(3): 549-560.
- Zufall, M. J., M. H. Bergin, et al.** (1998). Effects of non-equilibrium hygroscopic growth of (NH₄)₂SO₄ on dry deposition to water surfaces. Washington, DC, Etats Unis, American Chemical Society.
- Zufall, M. J., W. Dai, et al.** (1999). "Dry deposition of particles to wave surfaces: II. Wind tunnel experiments." Atmospheric Environment **33**(26): 4283-4290.

- Zufall, M. J., W. Dai, et al.** (1999). "Dry deposition of particles to wave surfaces: I. Mathematical modeling." *Atmospheric Environment* **33**(26): 4273-4281.
- Zufall, M. J., C. I. Davidson, et al.** (1998). "Airborne concentrations and dry deposition fluxes of particulate species to surrogate surfaces deployed in southern lake Michigan." *Environmental Science & Technology* **32**(11): 1623-1628.

III. Matériel et méthode

Une grande partie de cette thèse a été consacrée à l'acquisition de données expérimentales pour mieux comprendre les phénomènes régissant le dépôt sec des particules sur une surface liquide en mouvement.

Les expériences ont été effectuées dans la maquette de la soufflerie (Pouchain, 1970) Interactions Océan Atmosphère (IOA) de l'Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Équilibre situé dans le Parc Scientifique et Technologique²⁰ de Luminy à Marseille.

La soufflerie a été équipée d'un canal d'eau dont le courant est contrôlable en débit et en direction et aménagée pour faire les études aérosoliques.

Ce chapitre décrit les motivations, les moyens et la méthode mis en œuvre pour ces expérimentations. La partie finale est dédiée à des analyses de similitudes de la soufflerie en termes d'écoulement d'air et de surface de l'eau.

Plan du chapitre III

III.1. Paramètres d'intérêts pour mesurer et modéliser la vitesse de dépôt	110
III.2. La soufflerie et son canal	110
III.2.1 La maquette de la soufflerie IOA	111
III.2.2 Le canal à courant d'eau	112
III.3. Traceur aérosol d'uranine	115
III.3.1 Génération des aérosols	115
III.3.2 Mesures des concentrations air – eau	116
III.3.2.i Prélèvements dans l'eau	117
III.3.2.ii Prélèvements dans l'air	117
III.3.2.iii Mesure des concentrations	118
III.3.2.iv Incertitudes sur les mesures de concentration	122
III.3.3 Caractérisation granulométrique	122
III.3.3.i ELPI	122
III.3.3.ii Spectres granulométriques de référence	125
III.3.3.iii Remarque sur la caractérisation granulométrique	126
III.4. Synthèse du protocole expérimental	126
III.4.1 Partie soufflerie	126
III.4.2 Partie salle de mesure	127
III.5. Caractérisation de l'écoulement de l'air	128
III.5.1.i Principe du fil chaud	128
III.5.1.ii Protocole	128
III.5.2 Exemple de profils verticaux de vitesse moyenne du vent	129
III.5.2.i En fonction de la vitesse moyenne du vent	130
III.5.2.ii En fonction du fetch	130
III.5.3 Vitesses de frottement	131
III.6. Caractérisation de la surface des vagues	134
III.6.1.i Principe	135
III.6.1.ii Protocole	135

III.7. Caractérisation de l'hygrométrie et de la température	136
III.7.1 Capteur hygrométrique	136
III.7.2 Capteur de température	137
III.8. Similitudes du dispositif	137
III.8.1 Couche à flux constant	137
III.8.1.i Existence d'une région logarithmique	138
III.8.1.ii Spectre d'énergie du vent	139
III.8.2 Vitesse et le coefficient de frottement	140
III.8.3 Similitude avec les écoulements naturels	141
III.8.3.i Vitesses de l'air	141
III.8.3.ii Vitesse de l'eau	141
III.8.4 Déformations de la surface	142
Références du chapitre III	143

III.1. Paramètres d'intérêts pour mesurer et modéliser la vitesse de dépôt

L'objectif est de mesurer les vitesses de dépôt sur une surface liquide en soufflerie pour des aérosols submicroniques car, comme il a été précédemment énoncé au paragraphe II.1.1.i, les études en soufflerie présentent l'avantage de pouvoir contrôler précisément les paramètres de l'écoulement (la vitesse du vent et la vitesse de frottement).

La variation de quantité de particules qui se déposent dans l'eau, $m_{eau(t)}$, s'exprime comme le produit de la vitesse de dépôt $v_d(z_{ref})$ et de la concentration dans l'air $C_{air}(z_{ref}, t)$ à une hauteur de référence :

$$\frac{d m_{eau(t)}}{dt} = \iint v_d(z_{ref}) \cdot C_{air}(z_{ref}, t) \cdot dS \quad \text{[III-1]}$$

Avec l'hypothèse que la dissolution des particules dans l'eau est complète et homogène dans tout le volume V_{eau} supposé constant, et que la vitesse de dépôt est constante sur un intervalle de temps $(t, t + \Delta t)$, la vitesse de dépôt sec s'écrit :

$$v_d(z_{ref}) = \frac{V_{eau}}{S_{eau}} \cdot \frac{C_{eau}(t + \Delta t) - C_{eau}(t)}{\overline{C_{air}}(z_{ref}, \Delta t) \cdot \Delta t} \quad \text{[III-2]}$$

Avec $C_{eau}(t)$ la concentration massique de l'eau en particules à l'instant t , S_{eau} la surface de l'eau et $\overline{C_{air}}(z_{ref}, \Delta t)$ la concentration moyenne des particules dans l'air sur l'intervalle de temps $(t, t + \Delta t)$.

Les paramètres indispensables à la mesure des vitesses de dépôt sec sont les concentrations moyennes des particules dans l'air $\overline{C_{air}}(z_{ref}, \Delta t)$, l'évolution des concentrations dans l'eau $C_{eau}(t)$ (paragraphe III.3.2) et la surface et le volume de l'eau.

L'analyse bibliographique a montré que pour interpréter les vitesses de dépôt, des mesures complémentaires doivent être réalisées pour connaître la distribution granulométrique des particules (paragraphe III.3.3), les caractéristiques de l'écoulement de l'air (paragraphe III.5) et les conditions de surfaces de l'eau (paragraphe III.6), de températures de l'air et de l'eau et de l'humidité de l'air.

Enfin, une attention particulière est portée à l'analyse de similitudes de ce dispositif.

III.2. La soufflerie et son canal

L'originalité de ce dispositif est de coupler un écoulement d'air à un écoulement d'eau dans une soufflerie intégrant un canal à courant d'eau (figure 67).

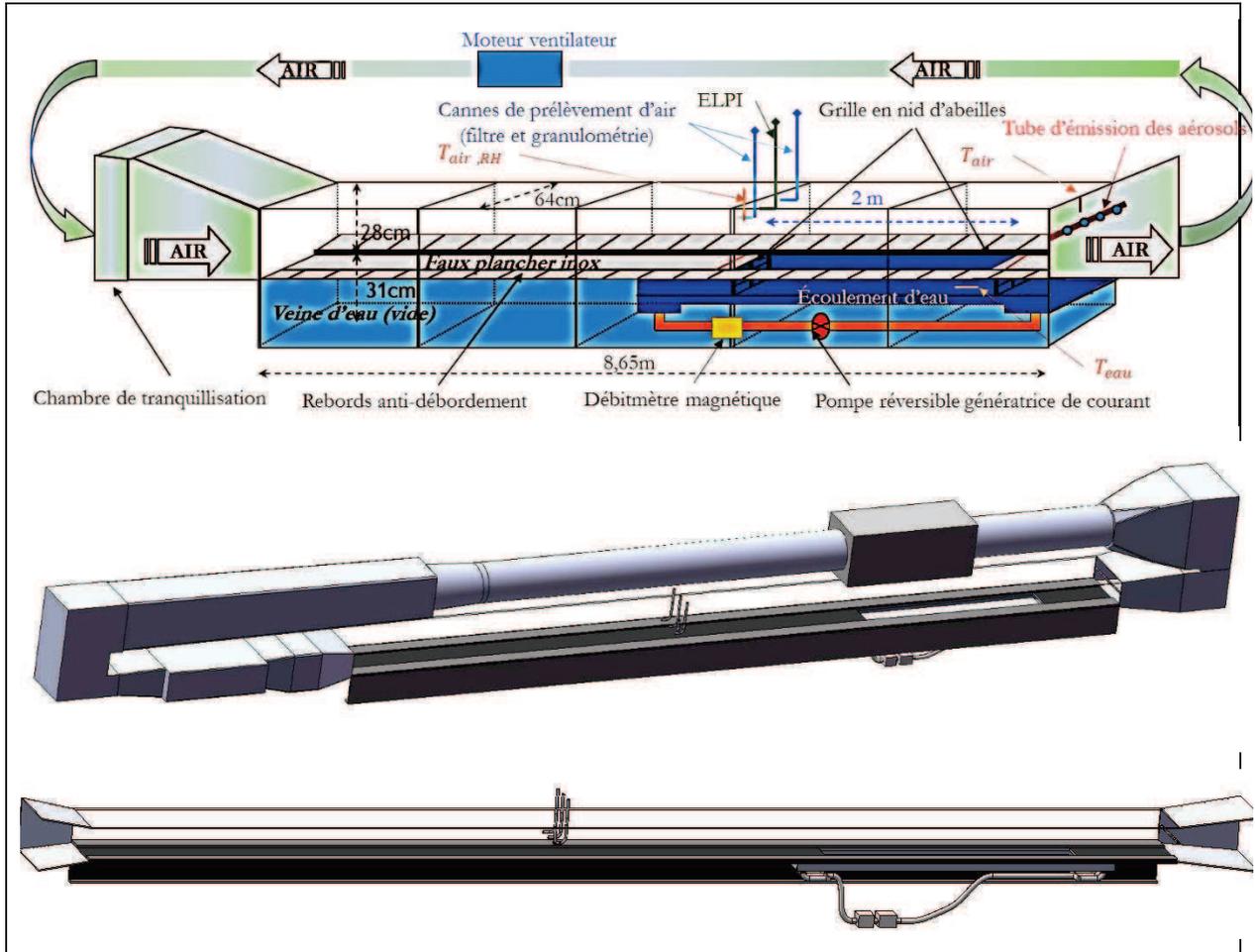


Figure 67 : Schéma de la soufflerie et de son canal

Ces deux éléments sont décrits aux paragraphes suivants.

III.2.1 La maquette de la soufflerie IOA

La maquette de la soufflerie IOA est une soufflerie subsonique à veine fermée qui se caractérise par les éléments suivants :

- La veine d'essai (récemment rénovée (CREDAM, 2009)) est de dimensions $0,590 \times 0,640 \times 8,650 \text{ m}^3$ et la veine d'air correspond à la partie supérieure ($0,280 \times 0,640 \times 8,650 \text{ m}^3$) ;
- L'écoulement de l'air est généré par un moteur-ventilateur commandé à partir d'un tableau de commande²¹ ;
- La gamme de vitesse centrale de l'air au niveau de la veine d'air varie entre $0,5$ et 19 m.s^{-1} ;
- Le moteur est à courant continu et possède une puissance à pleine charge de 6 kW . Le groupe moteur est monté sur une suspension élastique et les orifices d'aspiration et de refoulement sont munis de manchettes souples pour isoler la veine d'essai des vibrations du moteur ;
- L'air est brassé par une succession de nids d'abeille et de filtres situés dans une chambre de tranquillisation²² ;
- Dans les coudes, l'écoulement est orienté par des pales courbées.

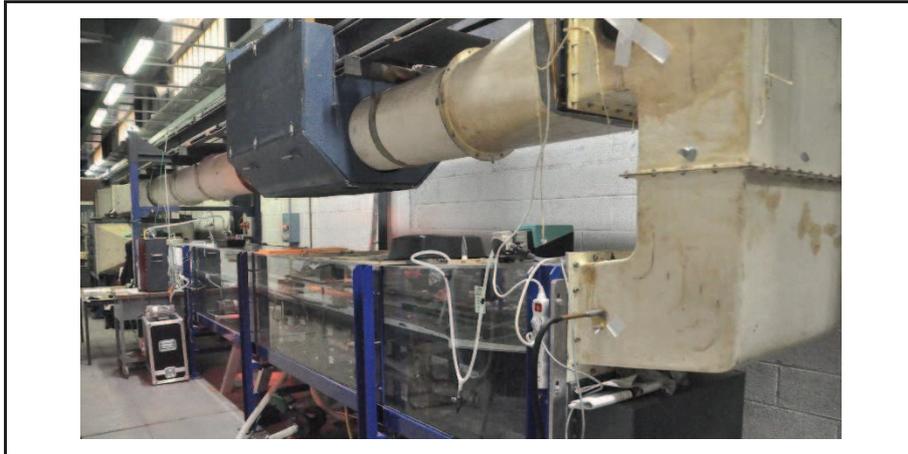


Figure 68 : Vue d'ensemble de la maquette de la soufflerie IOA de l'IRPHE

Cette soufflerie offre une grande accessibilité pour le positionnement des sondes de températures (air, eau), d'hygrométrie, des tubes de prélèvements et d'injections des aérosols.

Elle présente aussi certains inconvénients, comme le non-contrôle de la température et de l'humidité de l'air qui dépendent des conditions ambiantes dans la salle. Pour les études sur les aérosols, son étanchéité n'est pas complète et il existe des pertes vers l'extérieur. De plus, il n'est pas possible de nettoyer toute la soufflerie entre chaque expérience et il doit être envisagé que des particules déposées et accumulées dans le circuit puissent se détacher de manière inopinée.

III.2.2 Le canal à courant d'eau

Un canal à courant d'eau à circuit fermé a été posé à fleur du plancher de la veine d'air. Ce canal permet de générer un écoulement d'eau dans le même sens ou dans le sens opposé à l'écoulement de l'air. Ses paramètres sont présentés ici :

- Il est en PVC en raison de la faible fluorescence de ce matériau et pour sa souplesse d'utilisation ;
- Sa longueur est de 2 m (1/4 de la longueur totale de la veine d'essai) ;
- Sa profondeur est minimisée pour réduire le volume d'eau et la dilution des aérosols dans l'eau. Elle est déterminée pour ne pas interférer sur la formation des vagues qui déferlent pour un rapport entre la hauteur des vagues et la profondeur d'eau compris entre 0,71 et 0,78 (Keulegan et Patterson, 1940). Pour ce canal, la hauteur des vagues ne dépasse pas 3 cm (paragraphe III.6) et la profondeur de l'eau est fixée à 8,9 cm. Cette hauteur est vérifiée avec un niveau (figure 69 – n°1) au début et à la fin de l'expérience. Une photo permet d'estimer la hauteur en visualisant la graduation dans l'air et la visualisation de la graduation reflétée dans l'eau ;
- Le canal est installé en fin de veine d'essai. La distance d'établissement de l'écoulement avant le canal est de 6,650 m ;
- La surface de l'eau ($S_{eau} = 0,600 m^2$) affleure le plancher de la veine d'air pour éviter les effets de marche. Pour éviter les débordements consécutifs aux vagues générées par le frottement de l'air à la surface de l'eau, deux berges de 2 cm de haut sont installées sur toute la longueur de la veine d'essai de chaque côté du canal.

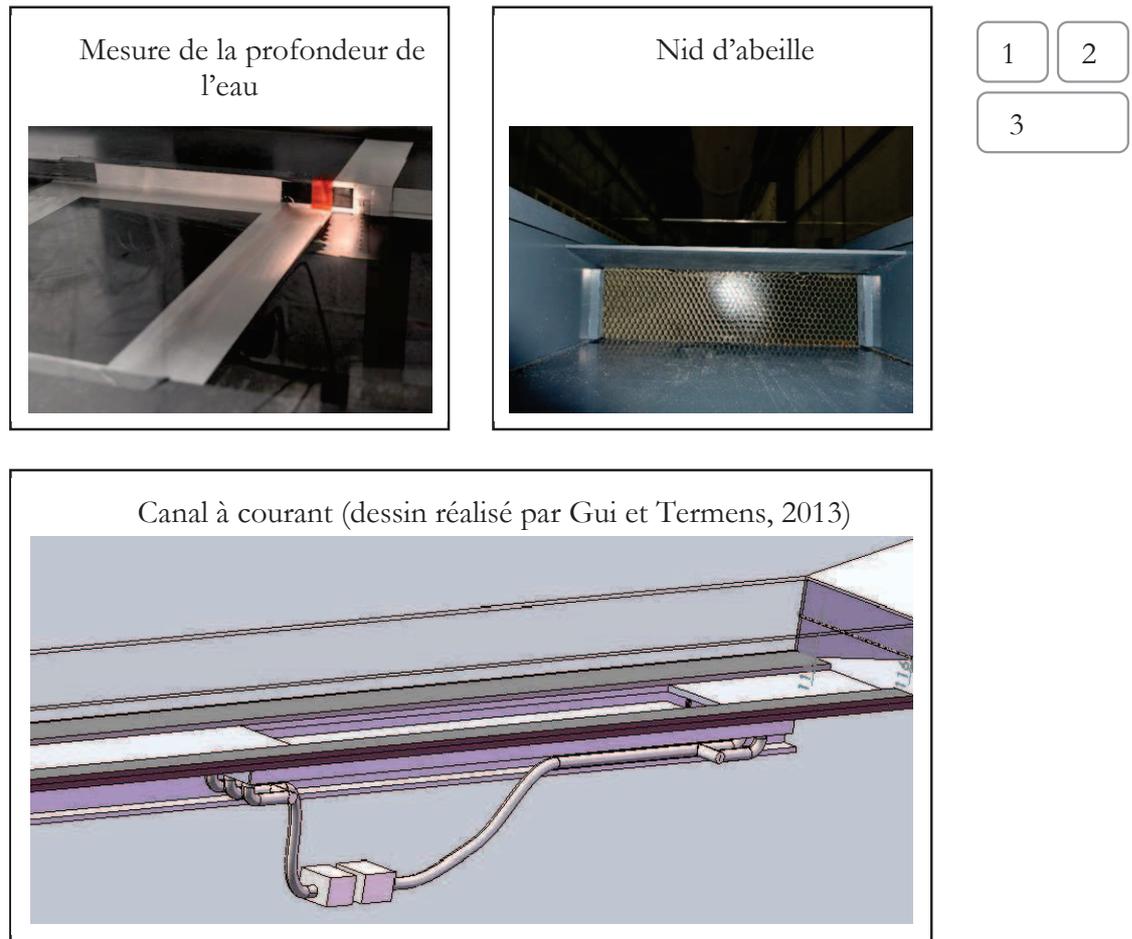


Figure 69 : Canal à courant d'eau

- Une grille de nids d'abeille est disposée à chaque extrémité de la veine du canal (figure 69 – n°2) pour homogénéiser l'écoulement. Pour les expériences sans courant, ces deux extrémités sont bouchées avec des bouchons (en PVC) ;
- La circulation de l'eau est générée par une pompe (Moteur ASYNCHRONE Rotor, figure 71) contrôlée à partir d'un variateur de fréquence (ADV50-2022-XBX-4F tri. 400V 2.2kW S6D34) ;
- Le débit est vérifié par un débitmètre électromagnétique (convecteur + magmeter ISOMAG MS2500). La vitesse débitante de l'eau U_{eau} est obtenue par le rapport du débit et de la section au centre du canal ($0,0165 \text{ m}^2$). Les correspondances entre la vitesse débitante et la fréquence ou le débit sont données en figure 70 ;
- Deux systèmes de vidanges sont mis en place. Le premier à la sortie du canal et le second au point le plus bas du circuit pour vider la totalité de l'eau entre deux expériences de dépôt.

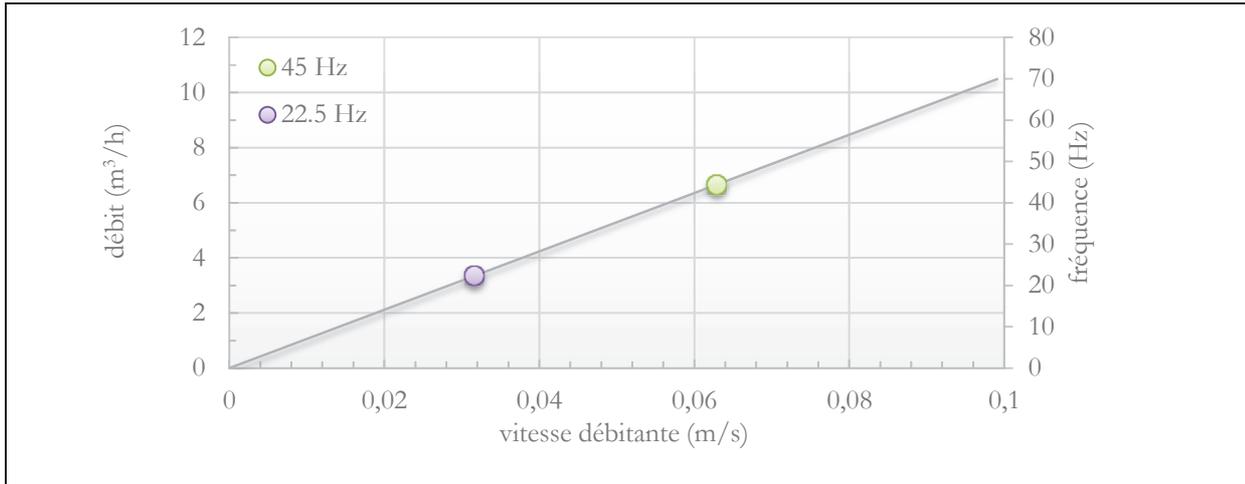


Figure 70 : Correspondance entre la vitesse débitante, la fréquence de la pompe et le débit

Le principe de génération du courant est donné à la figure 71.

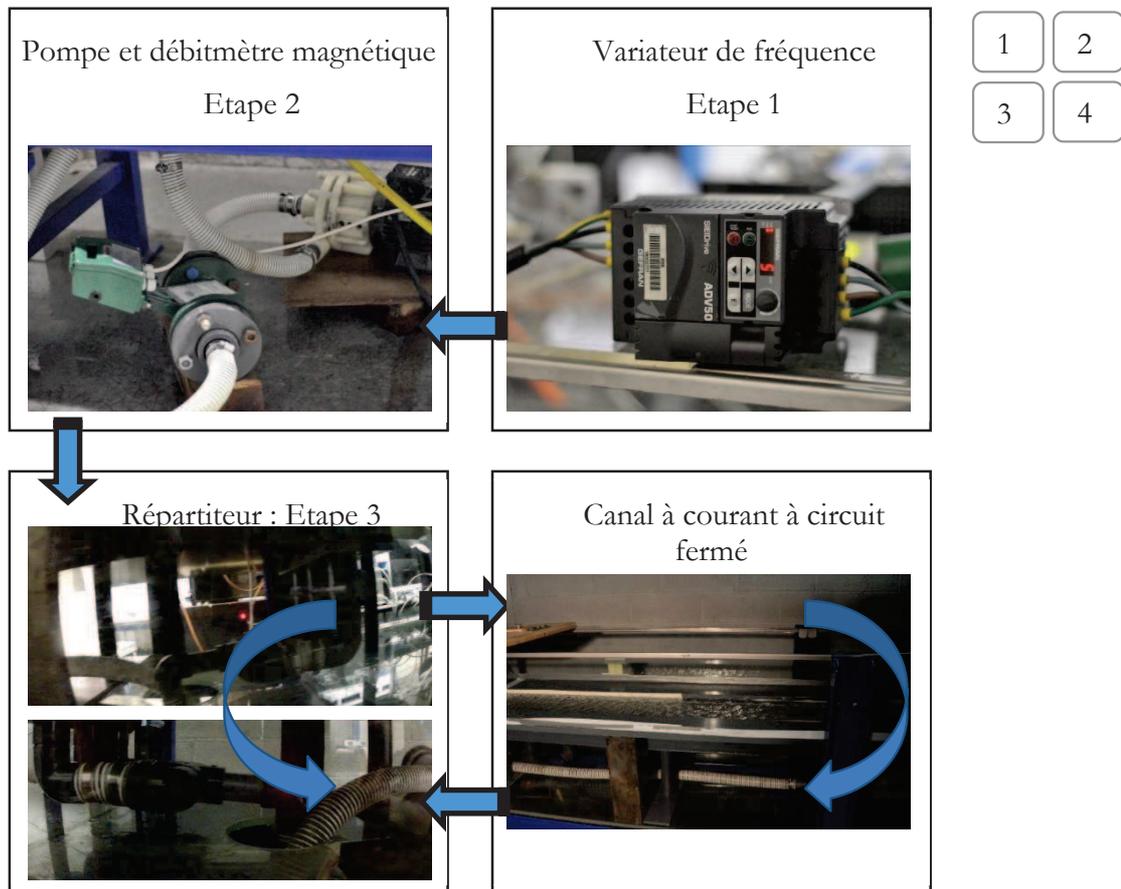


Figure 71 : Procédé de génération du courant de l'eau

L'inversion du sens du courant s'effectue en intervertissant les connexions d'entrée et de sortie de la pompe.

La principale limitation de ce canal est le contrôle de la température de l'eau qui évolue au cours du temps en fonction de l'énergie transmise par la pompe. Cette contrainte peut générer des gradients de température importants entre l'air et l'eau en particulier lorsque la pompe est au maximum de sa puissance (paragraphe III.7.2). Comme nous le verrons plus tard ces différences

de température peuvent favoriser l'évaporation de l'eau et modifier l'hygrométrie de la veine d'air, le grossissement des particules et certains mécanismes de dépôt.

Le Tableau 2 récapitule les dimensions de la soufflerie et de son canal.

Soufflerie		Canal	
hauteur	0,280 m	profondeur au centre	0,055 m
longueur	8,650 m	longueur	2,000 m
largeur	0,640 m	largeur	0,300 m
distance avant le canal	6,650 m	surface	0,0165 m ²
distance après le canal	0,000 m	volume avec bouchon	2,97 10 ⁻² m ³
volume total	8,000 m ³	volume sans bouchon	5,37 10 ⁻² m ³
		volume du tuyau déversoir	0,291 10 ⁻² m ³

Tableau 2 : Dimensions de la soufflerie et de son canal

L'expression « volume avec bouchon » désigne la configuration sans courant qui se limite au seul bac d'eau, et le « volume sans bouchon » correspond au volume d'eau de l'ensemble du dispositif. Il a été estimé en mesurant le volume d'eau recueilli au cours d'une vidange complète (avec un seau gradué).

Le volume d'eau du canal V_{eau} peut varier légèrement en raison des pertes par débordements qui surviennent en conditions de forts vents.

III.3. Traceur aérosol d'uranine

Le traceur aérosol est l'uranine, nommée aussi fluorescéine de sel de sodium. L'uranine, peu couteuse et classifiée comme non dangereuse (d'après le G.H.S.), est communément utilisée comme traceur car il existe des appareils de mesures permettant de déduire sa concentration à partir de sa fluorescence (fluorimètre ou spectrophotomètre).

Les particules d'uranine sont hygroscopiques ce qui implique de mesurer l'humidité relative lors des campagnes expérimentales (Joubert, 2009). L'uranine se dégrade rapidement au contact de la lumière par photodégradation (Jozja, Défarge et al.).

Sa masse volumique sèche est $\rho_{p,0}(25^{\circ}\text{C}) = 1,45.10^3 \pm 0,18 \text{ kg.m}^3$ (Dale, Owen et al., 1974).

Il est vérifié que les spectres de fluorescence d'absorption et d'émission de l'uranine sont maximaux et stables à partir d'un potentiel hydrogène (pH) supérieur à neuf.

III.3.1 Génération des aérosols

Le générateur utilisé pour injecter les aérosols d'uranine dans la soufflerie est un générateur pneumatique (détail par Nerisson (2009)). Il produit des aérosols secs de diamètre moyen à 266 nm à partir d'une solution de fluorescéine à 10 g.L⁻¹. Pour atteindre cette taille de particule, l'appareil a été calibré en fonction de la concentration de la solution et de l'air d'entraînement [(Laurent, 1997) - page 5]. Le débit massique du générateur à aérosols est $Q_m = 30 \text{ mg.h}^{-1}$.

Il est connecté à un compresseur qui génère l'air d'entraînement. C'est un compresseur de 200 L d'une puissance de 5,5 cv (Power industrie FM 035200200G) qui permet de maintenir en continu une pression de 6 bars.

Avant d'arriver au générateur, l'air comprimé est séché en traversant un épurateur d'air (ACF ref. P104).

Le générateur est relié par un tuyau à un injecteur situé en aval de la veine d'air pour que les aérosols diffusés soient mélangés et homogénéisés dans le circuit de retour avant d'entrer dans la veine d'air. L'injecteur est un tuyau en cuivre percé de trous qui traverse de part en part la largeur de la soufflerie.

Le principe est donné à la figure 72.

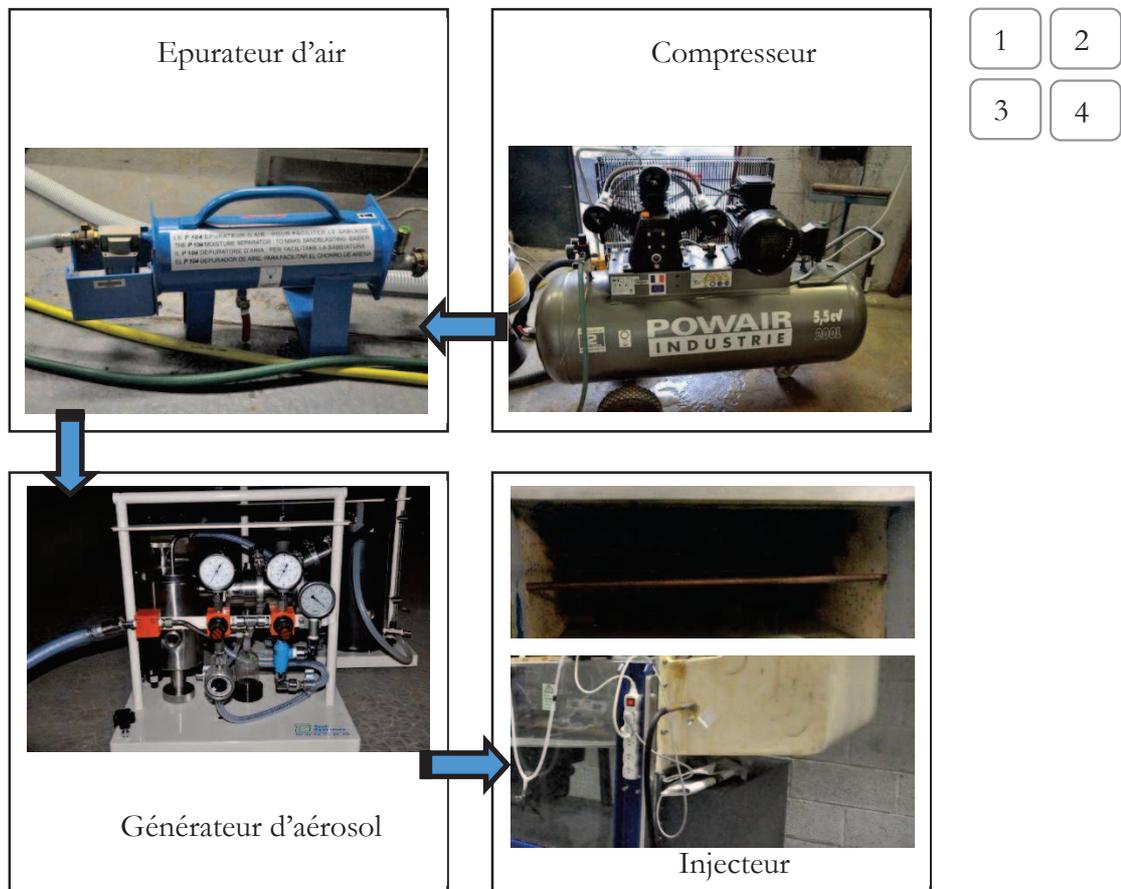


Figure 72 : Procédé pour la génération d'aérosol

Concernant la durée d'injection, des tests préliminaires ont montré qu'une injection d'une heure trente permettait de mesurer correctement les variations de concentrations dans l'air et dans l'eau.

III.3.2 Mesures des concentrations air – eau

Le protocole de mesures de l'évolution des concentrations dans l'eau $C_{eau}(t)$ et des concentrations moyennes des particules dans l'air $\overline{C}_{air}(z_{ref}, \Delta t)$ est décrit ci-dessous.

III.3.2.i Prélèvements dans l'eau

Le canal est relié à une pompe péristaltique par un circuit fermé (figure 73) au sein duquel l'eau circule en permanence. Ce circuit est équipé d'un robinet qui permet de récolter les volumes d'eau souhaités (tube Falcon de 45 mL).

Avant chaque prélèvement, l'eau du bassin est mélangée avec un agitateur pendant 1 minute pour assurer l'homogénéisation des concentrations dans tout le volume d'eau.

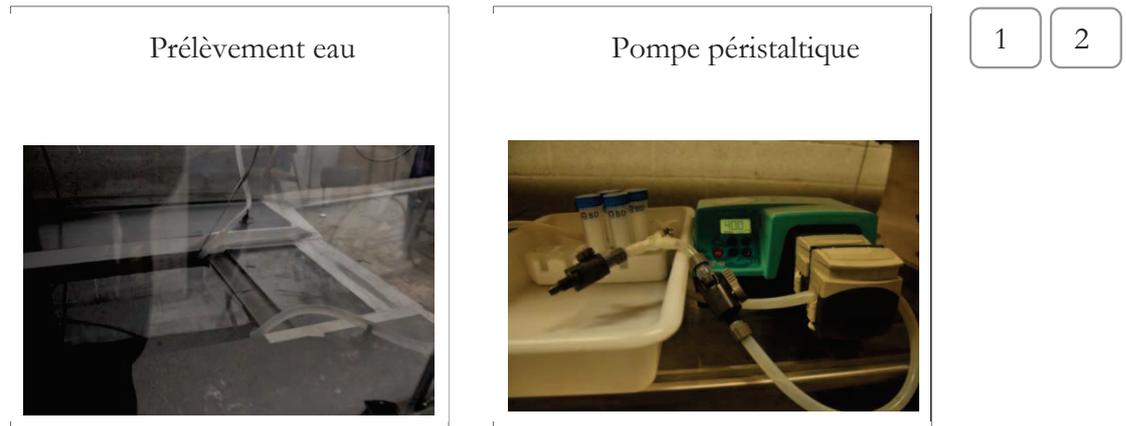


Figure 73 : Procédé pour les prélèvements dans l'eau

III.3.2.ii Prélèvements dans l'air

Les aérosols sont extraits de l'intérieur de la soufflerie avec des tubes en T (de diamètre interne $d_{tube} = 7,8 \text{ mm}$) connectés à des portes filtres en aluminium. Ils sont placés en amont d'une pompe à vide dont la puissance est réglable via un variateur de fréquence. Le débit d'aspiration est contrôlé par un débitmètre (Thermal Mass Flowmeter, TSI, Model 400).

Les tubes sont situés en amont du canal à 3,8 m de l'entrée de la soufflerie et à mi-hauteur de la veine (figure 74). Sur les trois tubes présentés en figure 74, les tubes symétriques par rapport au centre de la veine sont utilisés pour les prélèvements (celui du milieu est connecté à l'ELPI, paragraphe III.3.3.i). Des robinets situés en aval de chaque porte filtre permettent de permuter d'un tube à l'autre et d'éviter les temps morts entre deux prélèvements.

La quantité de particules aspirées est collectée sur des filtres Whatman® de diamètre 47 mm en fibre de coton (grade 40 : rétention $8 \mu\text{m}$, d'épaisseur $210 \mu\text{m}$). Sur la durée totale de chaque expérimentation (1h30), il est utilisé six filtres successifs, chacun étant employé pendant quinze minutes.. À l'issue de son utilisation, chaque filtre est mis dans un béccher fermé avec du Parafilm. Pour chaque intervalle de temps, le volume d'air aspiré V_{air} est donné par le produit entre la durée de l'intervalle et le débit d'air moyen indiqué par le débitmètre.

Le débit d'aspiration $Q_{aspiration}$ est réglé pour que la vitesse d'aspiration de l'air dans le circuit des portes filtres soit isocinétique avec la vitesse de l'air dans la soufflerie.

$$Q_{aspiration} = u_{air} \cdot \pi \cdot \frac{d_{tube}^2}{4} \quad [\text{III-3}]$$

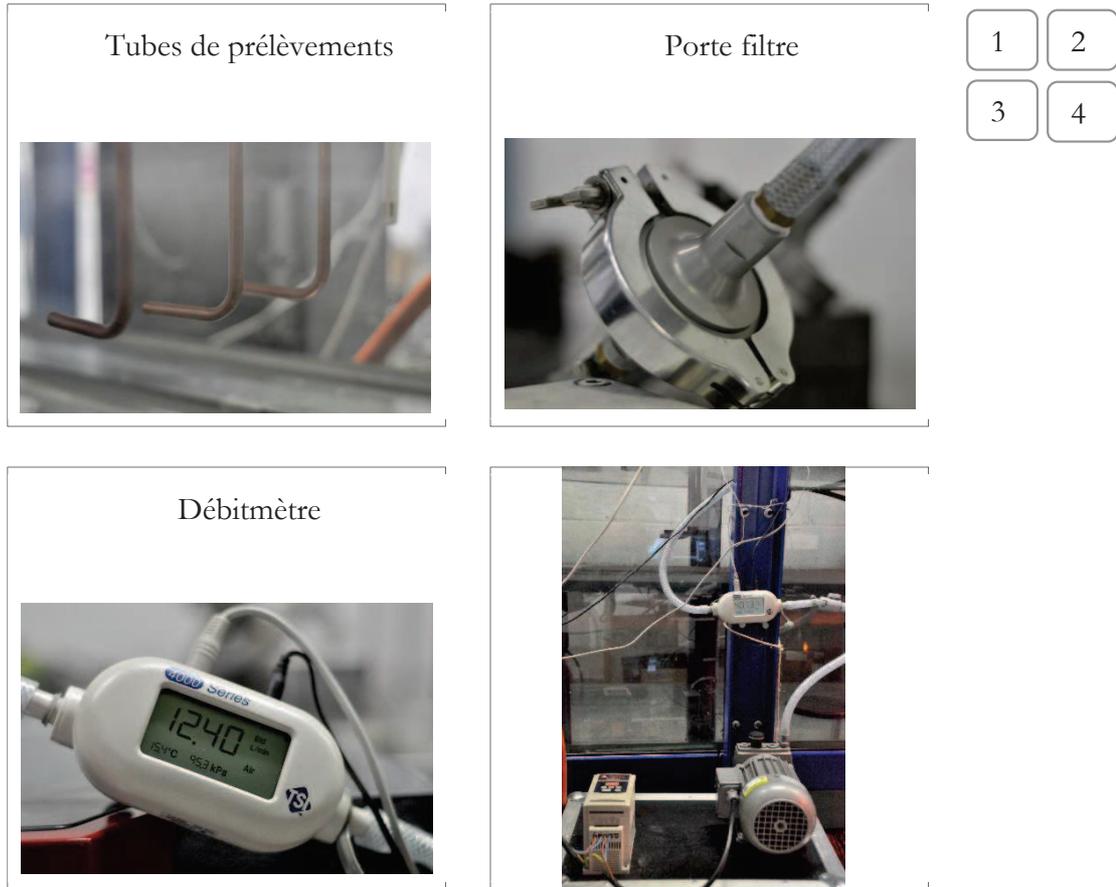


Figure 74 : Procédé pour les prélèvements sur filtre

III.3.2.iii Mesure des concentrations

Les parties suivantes présentent les méthodes de détermination des concentrations des particules dans l'air et dans l'eau.

2.iii.a Concentration dans l'air

La concentration moyenne des particules dans l'air sur un intervalle de prélèvement Δt est donnée par la relation suivante : $C_{air} = m_{air}/V_{air}$ avec m_{air} la masse d'uranine prélevée sur le filtre et V_{air} le volume d'air filtré. Le volume d'air est donné par le débitmètre avec $V_{air} = Q_{aspiration} \cdot \Delta t$ avec Δt le temps entre deux prélèvements.

Les particules d'uranine collectées par les filtres sont dissoutes dans une solution d'eau et de soude. Pour cela, les filtres sont mis dans un bécher propre, sec et fermé hermétiquement avec un film d'étanchéité Parafilm. Il est ajouté une quantité d'eau milliQ à $pH = 9$ dont la masse est notée $m_{solution,initiale}$ et qui est déterminée avec une balance électronique de précision (Balance BP211D Sartorius, précision, $\sigma = [\leq 0,02/\leq 0,05/\leq 0,1]$). Si la concentration est supérieure au seuil de saturation des appareils de mesures, la solution est diluée en ajoutant une quantité $m_{eau,dilution}$ de la même eau. Le facteur de dilution est :

$$dilution = \frac{m_{solution,initiale}}{m_{solution,initiale} + m_{eau,dilution}} \quad [III-4]$$

La concentration de la solution ainsi obtenue $C_{air,solution}$ est mesurée selon les protocoles présentés au paragraphe III.3.2.iii.

La concentration moyenne des particules dans l'air $\overline{C_{air}}(z_{ref}, \Delta t)$ sur l'intervalle de temps Δt en *ppb*, s'écrit :

$$\overline{C_{air}}(z_{ref}, \Delta t) = C_{air,solution} \frac{m_{solution,initiale}}{dilution} \frac{1}{\rho_{eau}} \frac{1}{Q_{aspiration} \cdot \Delta t} \quad [III-5]$$

2.iii.b Concentration dans l'eau

Initialement le pH de l'eau de distribution courante de Marseille est proche de 8. Comme le niveau de fluorescence de l'uranine atteint son maximum à partir de $pH > 9$, il est ajouté en début d'expérience de la soude dans le canal ($[Na^+ + OH^-]$ à 1 mol/L) pour atteindre ce pH . La quantité de soude ajoutée est déterminée à partir de la formule d'une réaction avec une base forte :

$$pH(t) = 14 + \log \left(\frac{-V_i \cdot 10^{-pH_{initial}} + V_{ajouté} \cdot [OH^-]_{connu}}{V_i + V_{ajouté}} \right) \quad [III-6]$$

Avec $pH_{initial}$ le pH de l'eau du canal avant l'ajout de la soude, V_i le volume du canal et $V_{ajouté}$ le volume de la soude à ajouter. Le pH est contrôlé au début et à la fin de l'expérience.

Un échantillon d'eau est prélevé dans le canal à chaque extraction de filtre d'air et sa concentration $C_{eau}(t)$ est mesurée selon les protocoles présentés aux paragraphes suivants.

2.iii.c Mesure des concentrations du traceur par un fluorimètre portatif

Les concentrations en uranine des solutions sont mesurées avec un fluorimètre (10-AU-005 field fluorometer (Turner, 1993)) prêté par le laboratoire LCSN du CEA à Grenoble (figure 75 – n°1).

La figure 75 – n°2 décrit schématiquement le fonctionnement du dispositif. Des filtres assurent une longueur d'onde d'excitation $\lambda = 486 \text{ nm}$ et une longueur d'onde d'émission $\lambda = 518 \text{ nm}$ et la concentration est donnée par la loi de Beer (1852) à partir du rapport des intensités lumineuses incidentes et transmises.

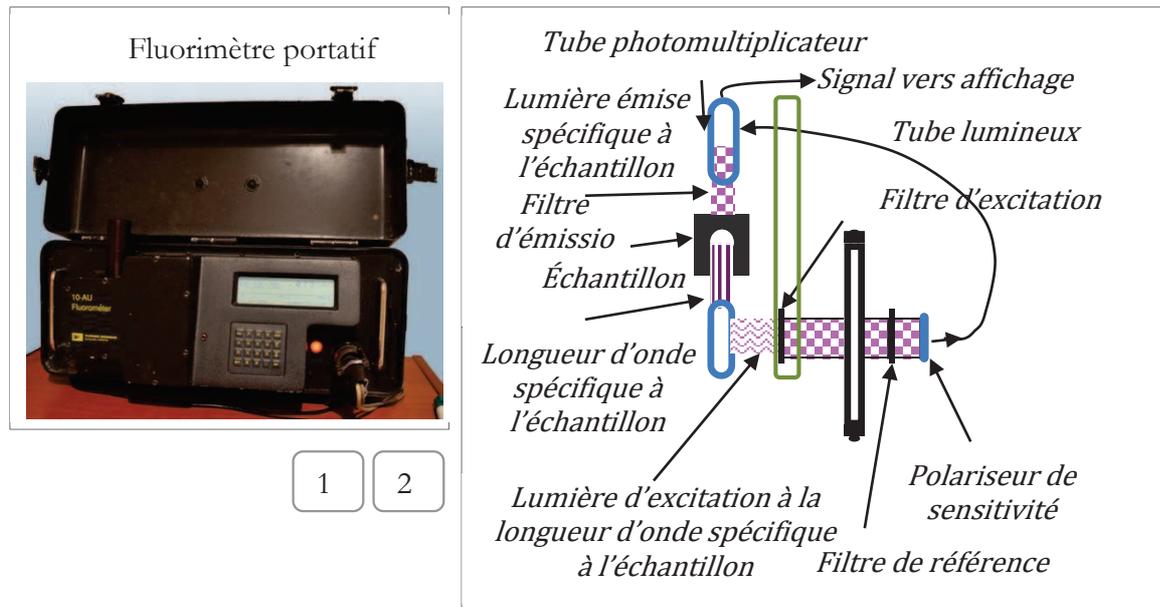


Figure 75 : Fluorimètre portable - 10-AU- Turner (1993)

Le fluorimètre portable donne directement la concentration en *ppb*. Il contient trois gammes de sensibilité : la gamme LOW de 0 à 5 *ppb* qui est choisie pour la détermination des concentrations des particules dans l'eau du canal, la gamme MEDIUM de 5 à 50 *ppb* et la gamme HIGH de 50 à 500 *ppb* choisies pour les concentrations dans l'air.

La température a une grande influence sur les mesures (pour l'uranine il existe un facteur exponentiel $0,0036\text{ }^{\circ}\text{C}$), c'est pourquoi les échantillons sont traités après stabilisation de la température.

Initialement, le fluorimètre est calibré avec une concentration étalon de 100 *ppb* d'uranine. La soustraction automatique du blanc est désactivée car les blancs sont systématiquement mesurés dans l'air et dans l'eau avant chaque injection d'aérosols, puis soustraits *a posteriori*.

Les solutions à analyser sont mises dans un tube de 60 *mL* qui est introduit dans la chambre de mesure protégée de la lumière par un capuchon. Entre chaque mesure, le tube d'analyse du fluorimètre est systématiquement rincé dans deux bacs contenant de l'eau propre à fort pH. La mesure est relevée après la stabilisation du signal après environ 5 *min*.

2.iii.d Mesure des concentrations du traceur par spectrophotomètre / monochromateur

Toutes les solutions sont également analysées avec un spectrophotomètre / monochromateur à microplaque (modèle Infinite® M1000 de marque TECAN (TECAN, 2011)) (figure 76 – n°1).

Ces analyses servent de comparatifs et de vérifications des précédents résultats, en particulier pour les solutions du canal qui sont très faibles et à la limite de détection du fluorimètre portable. Il est observé que les variations de la concentration dans l'eau sur une période de 15 *min* sont de l'ordre de 0,01 *ppb*, et le résultat affiché par le fluorimètre se stabilise entre $\pm 0,1\text{ }ppb$ et $\pm 0,05\text{ }ppb$ et c'est l'expérimentateur qui choisit la valeur stabilisée en fonction des résultats antérieurs. Le spectrofluorimètre/monochromateur donne des intensités lumineuses avec une précision de l'ordre du millième de *ppb*.

Le spectrophotomètre mesure un spectre d'intensité de fluorescence en fonction de la longueur d'onde d'émission (et d'absorbance) à une longueur d'onde d'excitation choisie égale à la longueur d'onde d'émission de l'uranine qui est de 486 nm.

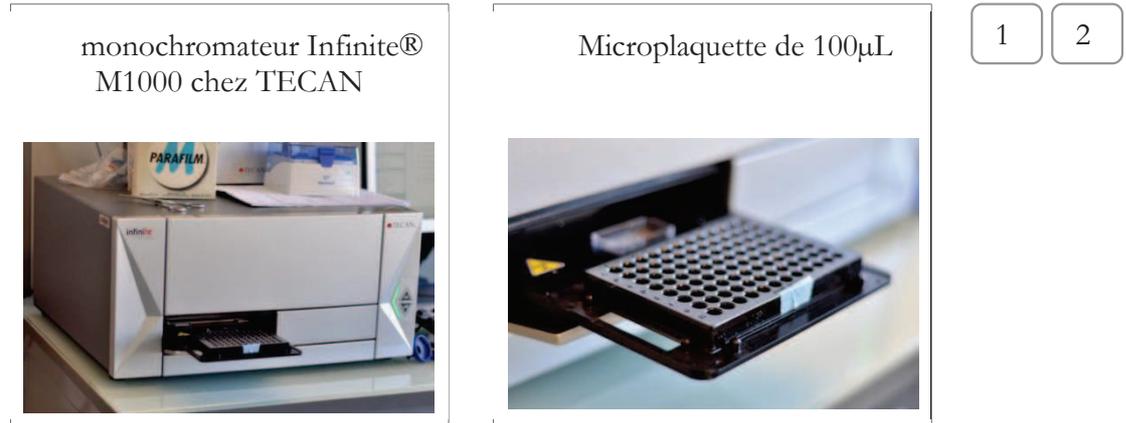


Figure 76 : Plaquettes et appareil
monochromateur Infinite® M1000 chez TECAN

L'appareil est calibré avec des solutions étalons à $pH(T = 25^{\circ}C) = 9,52$ préparées avec de l'eau UHQ (eau mQ purifiée à $18M\Omega.m$ et $14,4 \mu S.cm^{-1}$) et de la soude (NaOH, 1 mol/L).

Il est choisi deux gammes de solutions étalons. La première est centrée sur les faibles concentrations correspondant aux échantillons prélevés dans le canal (0,03 à 1,44 ppb) et la seconde sur les fortes concentrations (20 à 300 ppb) concernant les échantillons sur filtre. La précision des résultats est ajustée en réglant le gain d'un photomultiplicateur. Ce gain est fixé à 100 pour l'eau et 50 pour l'air.

Toutes les solutions ont été analysées quelques semaines après les prélèvements. Elles sont mises dans des récipients de $200 \mu L$ disposés sur des microplaquettes (figure 76 – n°2).

Les figure 77 et figure 78 présentent un exemple de comparaison des concentrations et des différences de concentrations mesurées dans l'air $C_{air,solution}$ (sans appliquer la conversion donnée à l'équation [III-5]) et dans l'eau ΔC_{eau} avec le fluorimètre (noté AU) et le spectrophotomètre (noté PRO) pour l'expérience sans courant à $5 m.s^{-1}$.

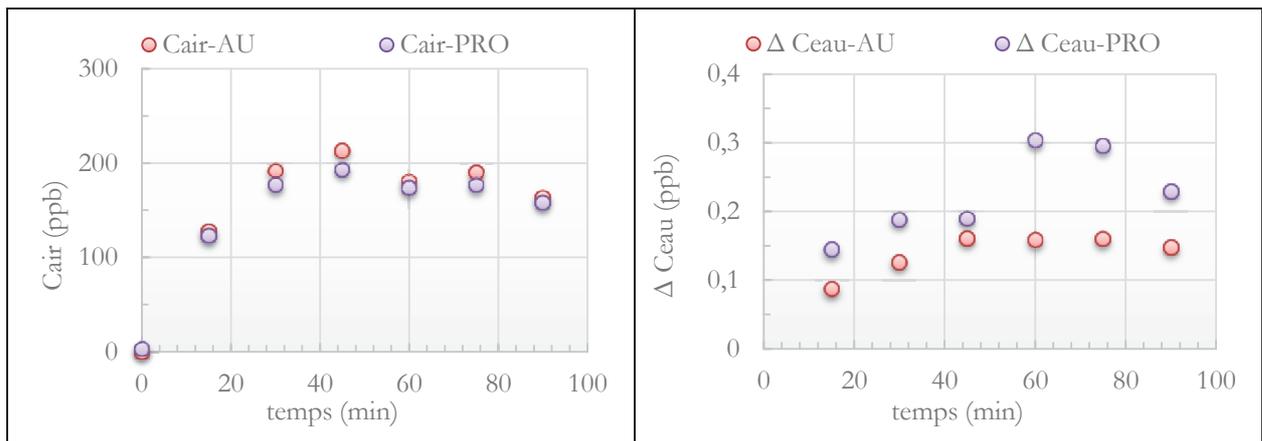


Figure 77 : Concentrations dans l'air

Figure 78 : Variations de la concentration dans l'eau

Avec $C_{air} - AU$ la concentration (ppb) mesurée par le fluorimètre, $C_{air} - PRO$ la concentration (ppb) donnée par le spectrophotomètre, $\Delta C_{eau} - AU$ et $\Delta C_{eau} - PRO$ les différences de concentrations (ppb) entre deux prélèvements pour le fluorimètre et le spectrophotomètre.

2.iii.e Bilan sur les concentrations retenues

Ces comparaisons permettent de valider les concentrations données par le fluorimètre portatif. Le principal avantage de ce choix est de donner le jour même les concentrations des échantillons. Les concentrations données par le spectrophotomètre sont plus précises mais ont été réalisées plusieurs semaines après sur des échantillons pouvant présenter une photodégradation.

III.3.2.iv Incertitudes sur les mesures de concentration

Après avoir déterminé les concentrations dans l'air et dans l'eau, les incertitudes sur la mesure sont estimées. Elles dépendent de facteurs humains et matériels.

La vitesse de dépôt expérimentale est :

$$v_d(t_i) = h_{eau} \cdot \frac{C_{eau}(t_i + \Delta t_i) - C_{eau}(t_i)}{C_{air,solution}(\Delta t_i) \cdot \Delta t_i} \cdot \left(Q_{aspiration} \cdot \Delta t_i \cdot \frac{dilution}{m_{solution,initiale}} \cdot \rho_{eau} \right) \quad [III-7]$$

La vitesse de dépôt est donnée par :

$$v_d(X + \sigma'_X) = \bar{v}_d + \frac{\sigma}{\sqrt{n}} + \sigma_X \quad [III-8]$$

Avec σ l'incertitude statistique (écart-type) qui correspond à la dispersion de la mesure de la valeur moyenne sur n valeurs de vitesses de dépôt et σ'_X l'incertitude systématique qui correspond à l'estimation des incertitudes pour chaque paramètre et est déduite de la formule de propagation des incertitudes telle que :

$$\sigma'_X{}^2 = \sum \left(\frac{\partial v_d}{\partial X} \right)^2 \cdot \sigma_X^2$$

Avec X correspondant à chaque paramètre (C_{eau} ; C_{air} ; ...)

$$\sigma_{vd} \sim v_d \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_{C_{eau}}}{C_{eau}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{C_{air}}}{C_{air}} \right)^2 + \dots}$$

Les erreurs sont estimées à $\sigma_{C_{eau}}(t_i + \Delta t_i) = 0,05 \text{ ppb}$, $\sigma_{C_{air}}(t_i + \Delta t_i) = 1 \text{ ppb}$ et finalement l'incertitude systématique (avec $C_{air} \sim 100 \text{ ppb}$ et $C_{eau} \sim 1 \text{ ppb}$) est estimée à $\sigma'_X \sim 5 \% v_d$. C'est donc l'erreur sur la mesure de la concentration des particules dans l'eau qui domine.

Par la suite toutes les vitesses de dépôt seront données avec l'incertitude systématique associée.

La vitesse de dépôt est fonction de la taille des particules, c'est pourquoi il est présenté au paragraphe III.3.3 le matériel et la méthode utilisés pour caractériser la granulométrie.

III.3.3 Caractérisation granulométrique

La distribution granulométrique des aérosols dans la soufflerie est évaluée avec un impacteur présenté ci-dessous. Cette partie présente également le spectre granulométrique de référence des aérosols produits par le générateur.

III.3.3.i ELPI

Le granulomètre utilisé est un impacteur nommé Electronical Low Pressure Impactor (ELPI, Dekati inc., numéro 2435). Il a été prêté par le Laboratoire d'Expérimentation des Feux de l'IRSN.

L'ELPI est un impacteur à basse pression à 100 mbar (dix fois plus faible que dans la soufflerie) qui mesure les nombres de coups reçus sur chaque plateau par comptages électriques. Il déduit la concentration particulaire, les diamètres aérodynamiques (pour une densité égale à un) ou les diamètres de Stokes (pour une densité connue) sur une gamme de diamètres comprise entre 7 nm et 10 µm à une fréquence de mesure maximale de 10 Hz.

Le principe de fonctionnement d'un impacteur repose sur la capacité des particules à suivre les lignes de courant. L'écoulement est dévié par des plateaux d'impaction. Les particules à plus faible inertie entrent en collision avec les plateaux inférieurs. Cette capacité est déterminée par le nombre de Stokes.

Le principe de l'ELPI est le suivant :

— La charge électrique des aérosols est initialisée par effet couronne à 5kV.

— Les particules suivent un écoulement qui passe successivement par des plaques de filtrations aux diamètres décroissants. Les particules subissent un brusque changement de direction. Les particules à forte inertie sont déviées de la ligne de courant et rencontrent le plateau le plus proche. L'ELPI utilisé comporte douze plateaux successifs, isolés électriquement.

— Des électromètres mesurent le courant induit par l'impact des particules sur chacun des plateaux.

— Le courant de chaque canal est proportionnel au nombre de particules collectées et ainsi à la concentration des particules dans chaque gamme. Le courant est converti en une distribution en taille aérodynamique en utilisant les propriétés du chargeur et des étages d'impactions.

La figure 79 extraite de Delkati (2005) présente le système de mesure et le principe de fonctionnement de l'ELPI.

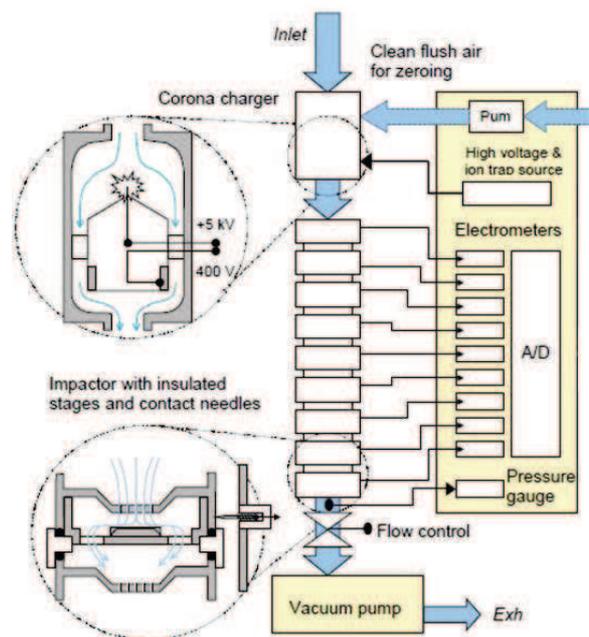


Figure 79 : Système de mesure et principe de fonctionnement de l'ELPI

La concentration particulaire ($\#.cm^{-3}$) est donnée par la relation reliant le courant (I en Ampère), le débit d'air d'aspiration ($Q = 9,98 L.min^{-1}$ imposé par le "filter stage"), la charge de l'électron e ($1,602.10^{-19}C$), le nombre moyen de charges par particules (n) et la pénétration à travers le chargeur (P).

3.i.a Choix des paramètres d'entrées de l'ELPI

Douze plateaux d'impaction (Étage 2 à 13) et un étage filtre (Étage 1) sont utilisés. Chacun correspond aux diamètres de coupures $d_{p,50}$ compris entre $d_{p,i} - d_{p,i+1}$ donnés ici :

Etage	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
$d_{p,i} - d_{p,i+1} (\mu\text{m})$	[0,007-0,028]	[0,028-0,054]	[0,054-0,092]	[0,092-0,155]	[0,155-0,26]	[0,26-0,38]	[0,38-0,611]	[0,611-0,945]	[0,945-1,59]	[1,59-2,38]	[2,38-3,98]	[3,98-9,899]	
$d_{p,50} (\mu\text{m})$	0,0279	0,0544	0,0921	0,1550	0,2600	0,3800	0,6110	0,9450	1,5900	2,3800	3,9800	6,6700	9,8900

Tableau 3 : Diamètres de coupures des douze plateaux de l'ELPI

L' « étage filtre » (avec l'option « trap voltage ») est installé pour améliorer la détection des particules de diamètres inférieurs à 7 nm.

3.i.b Protocole pour l'utilisation de l'ELPI

Au début de chaque demi-journée d'expérience, le programme de Delkati est initialisé avec un fichier tenant compte des informations relatives aux étages et aux données telles que la densité et la dilution. Il est d'abord effectué un blanc total ALL ZERO de l'ELPI sur de l'air filtré (filtre Whatman® Grade 40). Ce blanc sert à initialiser quatre domaines d'ampérage donnés en femtoampère (fA) (10^{-15} ampère). Puis, l'ELPI est connecté à la soufflerie sans vent et il est effectué une ou plusieurs fois un blanc rapide. Le signal est supposé acceptable à l'appréciation de l'expérimentateur lorsqu'il ne dépasse pas 5 fA.

Au cours des expérimentations, le signal de l'ELPI est enregistré à 1 Hz. Le signal est traité par le programme (Electrical Low Pressure Impactor Data processing sheet for Microsoft EXCEL 97 (TM). Version 4.03) proposé par Delkati qui est amélioré (via VBA) pour analyser nos expériences de la façon suivante : une moyenne est effectuée sur chaque intervalle de temps $\Delta t = 15 \text{ min}$ pour des diamètres médians en masse ou en nombre (figure 80), des diamètres et écarts types géométriques (figure 81), des concentrations de particules en mg.m^{-3} (densité de 1) ou en $\#. \text{cm}^{-3}$ et des nombres de particules (figure 82). L'injection des particules dans la soufflerie correspond au temps $t = 0 \text{ min}$. La valeur précédente à ce temps donne le blanc dans la soufflerie.

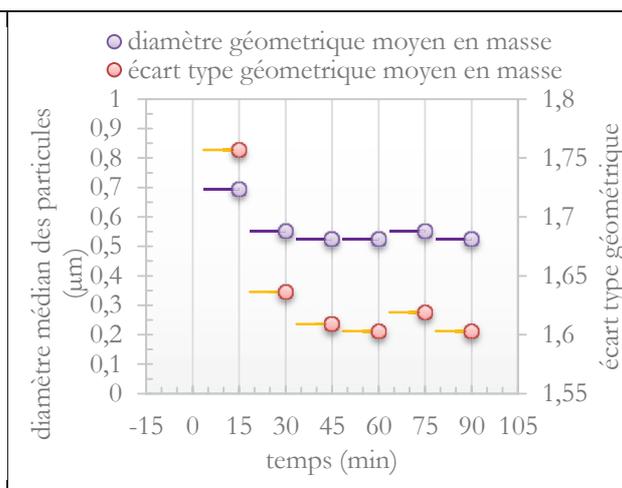
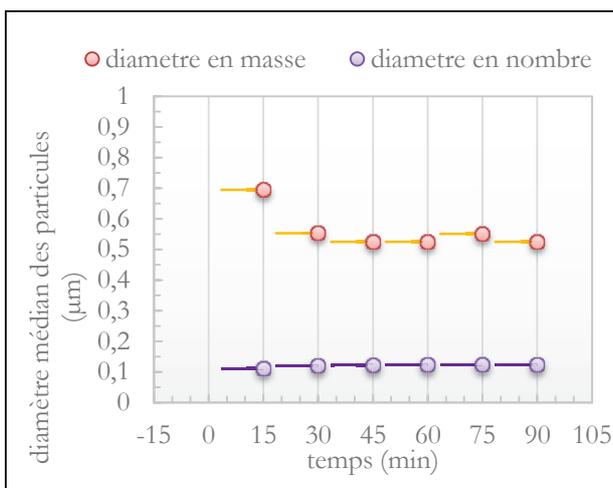


Figure 80 : Diamètre médian en masse et en nombre des particules (19/07/12 sans courant - $U_{\text{air}} = 4 \text{ m.s}^{-1}$)

Figure 81 : Diamètre et écart-type géométrique en masse (19/07/12) sans courant - $U_{\text{air}} = 4 \text{ m.s}^{-1}$)

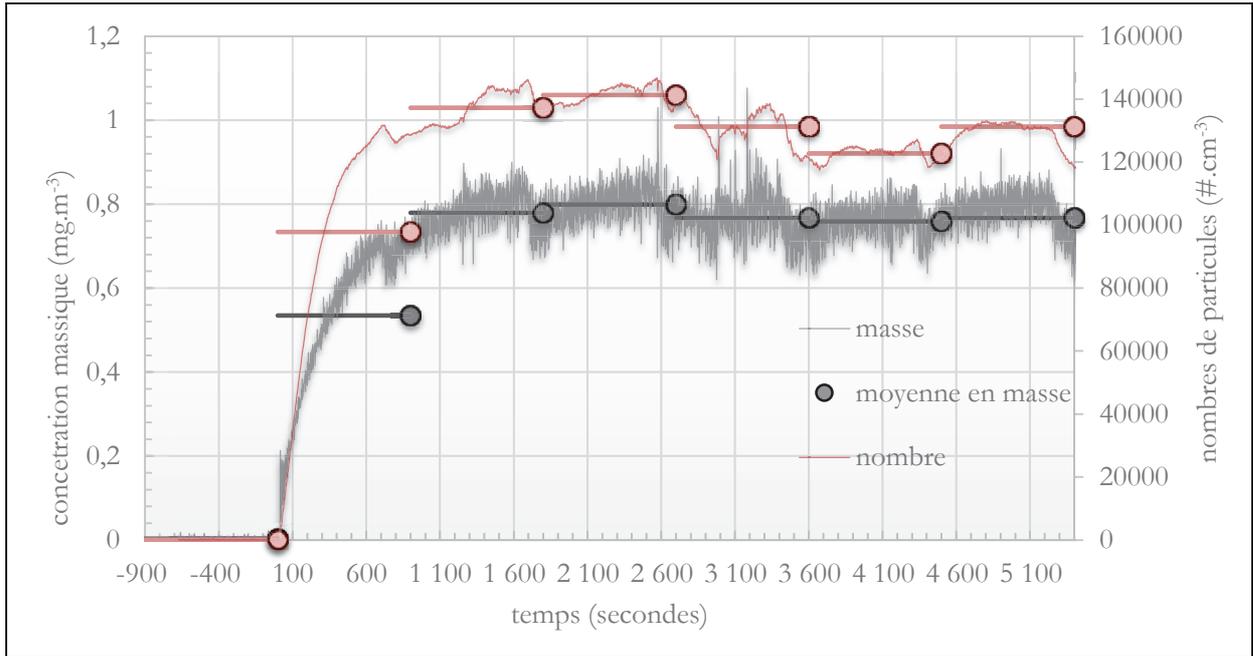


Figure 82 : Evolution des concentrations en masse et en nombre pendant une expérience (19 juillet 2012 sans courant - $U_{air} = 4 \text{ m.s}^{-1}$ $U_{air} = 4 \text{ m.s}^{-1}$)

La figure 82 présente l'évolution des concentrations en masse (mg.m^{-3}) et en nombre ($\#. \text{cm}^{-3}$) données par le signal réel de l'ELPI et moyennées sur l'intervalle de temps entre deux prélèvements (points en couleur).

III.3.3.ii Spectres granulométriques de référence

Pour connaître le spectre granulométrique des aérosols injectés dans la soufflerie, l'impacteur (ELPI) est connecté au générateur à aérosol par l'intermédiaire d'un tube en conditions sèches (20 juillet 2012, $RH \approx 68 \%$). Le spectre de référence est donné en nombre et en masse aux figure 83 et figure 84 par une représentation log normale.

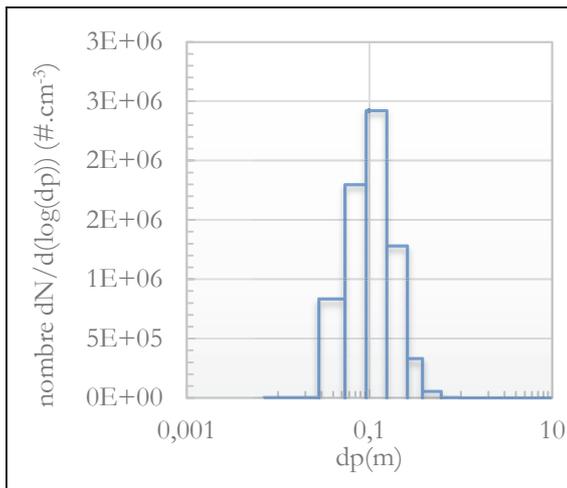


Figure 83 : Distribution en nombre de référence

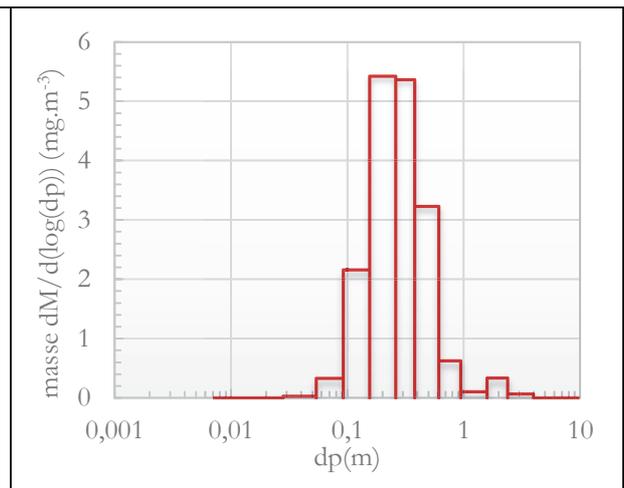


Figure 84 : Distribution en masse de référence

Le diamètre géométrique moyen (GMD) de référence en masse est déterminé à $d_{p,masse} = 0,266 \mu\text{m}$ avec un écart-type géométrique moyen en masse de $\sigma_{p,masse} = 1,305$. Le diamètre géométrique moyen en nombre est de $d_{p,nombre} = 0,1 \mu\text{m}$ avec un écart-type géométrique moyen en nombre de $\sigma_{p,nombre} = 1,287$ (ces informations sont déduites à partir des diamètres de

coupure de chaque plateau, voir I.1.3.ii). La distribution granulométrique du spectre de référence est monomodale, quasi-polydispersée avec un écart-type géométrique supérieur à un.

III.3.3.iii Remarque sur la caractérisation granulométrique

On peut s'interroger sur l'interprétation des mesures de l'ELPI pour des particules humides car il est difficile d'évaluer les conditions de séchage dans l'appareil. On peut néanmoins supposer que les particules qui arrivent dans l'ELPI avec une pression atmosphérique de 1 *bar* sont séchées du fait de la forte dépression entre l'air ambiant (≈ 1 bar) et l'ELPI (0,1 *bar*).

III.4. Synthèse du protocole expérimental

L'expérience se fait dans une salle où se trouve la soufflerie et à la fin de celle-ci dans une salle éloignée pour la mesure des concentrations. L'expérimentateur a pris soin d'avoir une blouse différente dans la soufflerie et dans la salle de mesure des concentrations et de changer régulièrement ses gants.

III.4.1 Partie soufflerie

Pour chaque expérience, les actions suivantes sont scrupuleusement respectées :

- Avant chaque prélèvement d'eau, une agitation pendant 2 *min* dans le canal est effectuée.
- Les prélèvements des échantillons d'air et d'eau sont mis dans une boîte de couleur noire hermétique. Pour le prélèvement d'eau, un tube Falcon (45 mL) et un tube en V (10 mL) sont utilisés. Le premier est analysé dans la journée avec le fluorimètre, le second plusieurs semaines plus tard avec le spectrophotomètre. Les filtres sont mis dans un bécher fermé avec un film d'étanchéité Parafilm.
- Les températures air-eau, l'hygrométrie et le débit de l'air sont notés à chaque prélèvement (à posteriori grâce à un enregistrement réalisé via une webcam).
- Le pH et la hauteur du canal sont notés en début et en fin de l'expérience.
- Le débit de la pompe connectée au porte filtre est ajusté à chaque permutation entre deux portes filtres.

La chronologie de l'expérience est donnée ci-dessous :

- | | | |
|----|-----------------|---|
| 1 | $t_0 - 35min$ | démarrage de l'ELPI (mesures granulométriques) qui est connecté à l'extérieur de la soufflerie pour un blanc total |
| 2 | $t_0 - 30min$ | démarrage de la soufflerie, de la pompe péristaltique et de la pompe du canal. Connexion de l'ELPI à la soufflerie et vérification du signal avec un ou plusieurs blancs |
| 3 | $t_0 - 20min$ | ajout de soude dans le canal, agitation de l'eau et vérification du pH (5 min) |
| 4 | $t_0 - 15min$ | démarrage filtre 1 pour blanc air |
| 5 | $t_0 - 10min$ | mise en route du générateur à aérosol (vérification du niveau de la solution d'uranine) avec un rejet des aérosols loin du hangar |
| 6 | $t_0 - 5min$ | arrêt filtre 1; prélèvement d'eau S0 pour blanc eau |
| 7 | t_0 | connexion du générateur à la soufflerie |
| 8 | $t_0 + 15 min$ | démarrage filtre 1 ; prélèvement d'eau S1 |
| 9 | $t_0 + 30 min$ | arrêt filtre 1 et démarrage filtre 2 ; prélèvement d'eau S2 |
| 10 | $t_0 + 45 min$ | arrêt filtre 2 et démarrage filtre 1 ; prélèvement d'eau S3 |
| 11 | $t_0 + 60 min$ | arrêt filtre 1 et démarrage filtre 2 ; prélèvement d'eau S4 |
| 12 | $t_0 + 75 min$ | arrêt filtre 2 et démarrage filtre 1 ; prélèvement d'eau S5 |
| 13 | $t_0 + 90 min$ | arrêt filtre 1 et démarrage filtre 2 ; prélèvement d'eau S6 |
| 14 | $t_0 + 95 min$ | arrêt du générateur d'aérosols et de l'ELPI |
| 15 | $t_0 + 100 min$ | nettoyage de la soufflerie (vidange du canal, plusieurs nettoyages avec de l'eau de la veine d'essai, ouverture du plafond de la veine d'air, et remise en route de la soufflerie pour le nettoyage pendant 20 min) |

III.4.2 Partie salle de mesure

Juste après le nettoyage de la soufflerie, les échantillons sont transportés dans la salle de mesure où sont déterminées les concentrations. Les échantillons sont tous pesés et agités. La température ambiante est notée.

- | | | |
|---|------------------------|---|
| 1 | t_1 | mise en route du fluorimètre portatif et ajustement de la sensibilité avec des solutions étalons |
| 2 | $t_1 + 10 \text{ min}$ | dilutions des filtres avec une eau préalablement préparée à $\text{pH} > 9$ avec un ajout de 95 g d'eau dans le bécher, puis de cette solution il est prélevé 18 g où il est rajouté 40 g d'eau (dilution de 0,45). |
| 3 | $t_1 + 40 \text{ min}$ | mesure des concentrations des échantillons d'eau puis d'air par le fluorimètre portatif (environ 60 min) |

III.5. Caractérisation de l'écoulement de l'air

Les paramètres de l'écoulement de l'air pris en compte dans les modèles pour estimer la vitesse de dépôt sont la vitesse du vent à une hauteur de référence et la vitesse de frottement. Ces paramètres sont déterminés à partir de l'analyse du profil vertical de la vitesse du vent présentée ici.

Les profils sont mesurés avec un anémomètre à fil chaud à température constante (CTA). Il a été utilisé deux sondes à fil chaud : un fil droit et une sonde à deux fils en X. L'anémométrie fil chaud est une technique de mesure haute fréquence qui permet de déterminer en un point les vitesses moyennes et instantanées d'un écoulement. Elle permet ainsi de déterminer de façon précise les caractéristiques classiques de la turbulence, à savoir, la vitesse moyenne, les fluctuations de vitesse, le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, ou encore l'intensité turbulente. Le signal est continu ce qui donne des vitesses de vent instantanées avec une fréquence de réponse de 100 kHz. Néanmoins la sonde est très fragile et coûteuse (200€ l'unité). Dans les zones de recirculation (possible derrière un obstacle tel que les vagues) ou de fort niveau de turbulence, la technique du fil chaud peut être mise en défaut. La réaction du fil avec les paramètres extérieurs comme la vapeur d'eau ou l'impact des particules sur le fil peut perturber le signal. Aux vitesses faibles, le signal peut dériver. Il est alors conseillé de ré-étalonner le fil à chaque expérience pour tenir compte du vieillissement de ses propriétés thermiques et mécaniques.

III.5.1.i Principe du fil chaud

Le matériel utilisé est un fil (Dantec Dynamics®) en Tungstène²³ d'un diamètre de $5 \mu\text{m}$ et de $1,25 \text{ mm}$ de long (figure 85). Le fil est chauffé à température constante par un courant et tend à se refroidir sous l'effet du flux d'air. La température du fil est réajustée à une température constante par une surchauffe. Le coefficient de surchauffe est choisi à 0,8 et l'énergie E nécessaire pour maintenir la température est reliée à la vitesse de l'air par la loi de King (1914) :

$$E^2 = A + B \cdot U^n$$

A , B et n sont déterminés dans un banc d'étalonnage (figure 85 – n° 2) qui permet d'étalonner la sonde pour différents angles et vitesses de vent (le vent arrive verticalement par le trou sous la sonde). Les principes de mesure, d'étalonnage et d'acquisition sont détaillés dans l'annexe G.

III.5.1.ii Protocole

Les profils de vitesses au-dessus de l'eau sont déterminés au centre de la veine pour différentes configurations de vents, de courants d'eau et de fetchs données au tableau 4.

vitesse moyenne de l'air ($m.s^{-1}$)	vitesse débitante de l'eau ($m.s^{-1}$)	fetchs (cm)
1 ; 2 ; 4 ; 5 ; 7,5 ; 9,5	0,12 ; 0,06 ; 0 ; -0,06 ; -0,12	70 ; 148

Tableau 4 : Configurations choisies pour l'étude de l'écoulement de l'air

Initialement le fil chaud est positionné à une hauteur de référence déterminée par un faisceau laser (figure 85 – n°1), puis il est progressivement descendu au plus près de la surface à l'aide d'un bras motorisé qui permet de contrôler précisément son altitude (figure 85 – n°3).

La variation verticale de la vitesse du vent étant très rapide près de la surface, il est choisi de faire évoluer les hauteurs de 0,25 ; 0,5 ; 0,75 ; 1 ; 1,25 ; 1,5 ; 1,75 ; 2 ; 3 cm suivies d'un pas de 1 cm jusqu'au centre de la veine.

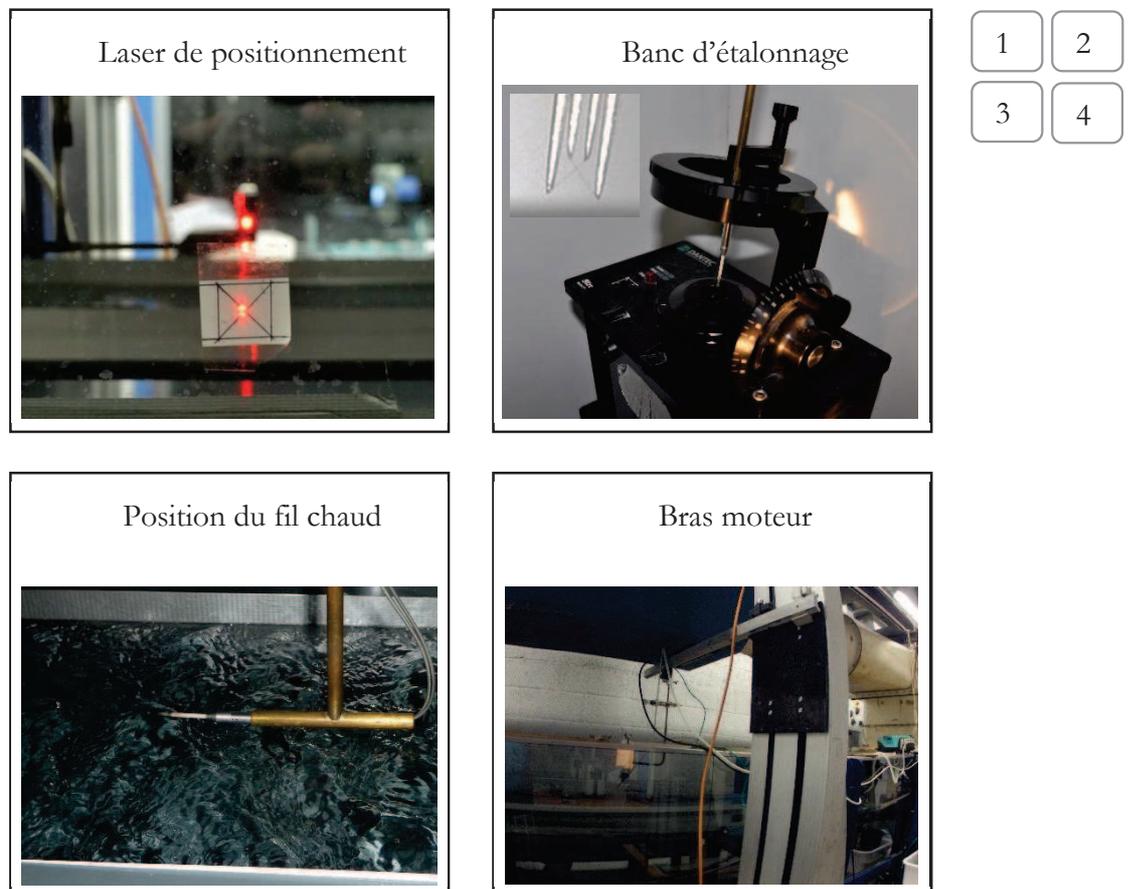


Figure 85 : Protocole pour le fil chaud

Le signal analogique est d'abord traité par un filtre passe-bas (Rockland, model 852) qui filtre les hautes fréquences pouvant être responsables d'erreurs sur les mesures. Il est ensuite transféré à une carte d'acquisition (AT/PCI-MOI-16E-1,12 bits, bipolaire) qui le transforme en signal numérique lisible par un ordinateur. La configuration de ce dispositif d'acquisition est effectuée à partir du logiciel Streamware de Dantec Dynamics®.

III.5.2 Exemple de profils verticaux de vitesse moyenne du vent

Ce paragraphe présente des exemples de variations de profils verticaux de la vitesse moyenne du vent en fonction soit de la vitesse moyenne du vent soit du fetch.

III.5.2.i En fonction de la vitesse moyenne du vent

Les profils de vitesses pour les conditions à courant opposé (noté OP) avec une vitesse d'eau débitante à $-0,12 \text{ m.s}^{-1}$, à un fetch de 70 cm et pour les différentes vitesses moyennes de l'air du Tableau 4, sont donnés à la figure 86.

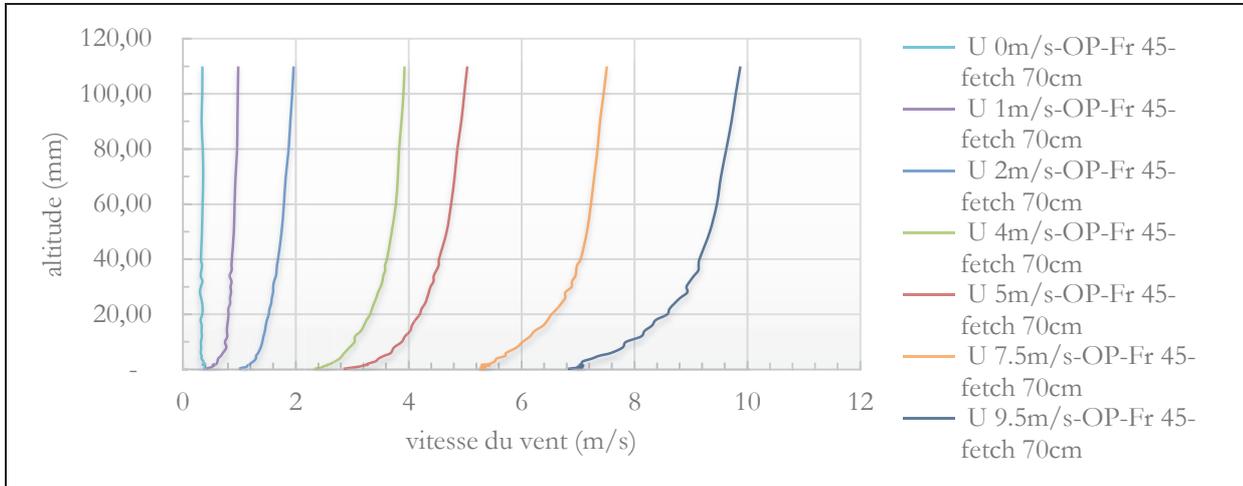


Figure 86 : Exemple de profils verticaux de vitesses moyennes du vent

III.5.2.ii En fonction du fetch

L'évolution des profils verticaux de la vitesse moyenne du vent est également analysée en fonction du fetch (distance à la rive).

La figure 87 présente cette évolution pour une vitesse de l'air centrale de 5 m.s^{-1} en condition de courant opposé (noté OP), de vitesse d'eau débitante de $-0,12 \text{ m.s}^{-1}$ et pour des fetchs de 70 cm et de 148 cm .

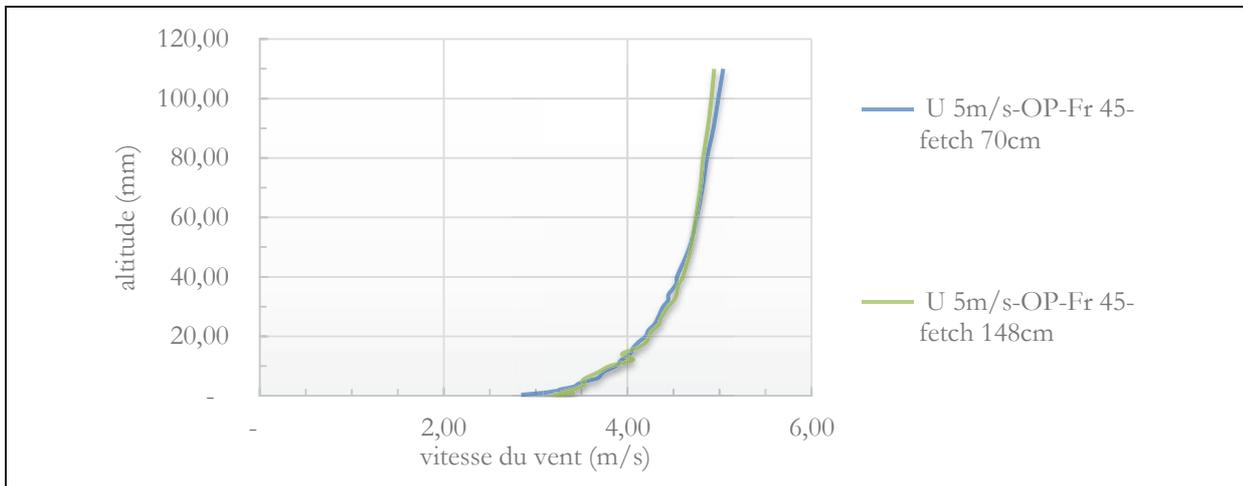


Figure 87 : Profil de vitesse du vent pour des fetchs de 70 cm et 148 cm

Ce résultat suggère qu'il n'y a pas d'effet du fetch sur les profils verticaux de vitesses. Pour vérifier ce point, les profils aux différents fetchs sont comparés avec la relation $\frac{u(z,x=148 \text{ cm}) - u(z,x=70 \text{ cm})}{u(z,x=70 \text{ cm})}$ en figure 88.

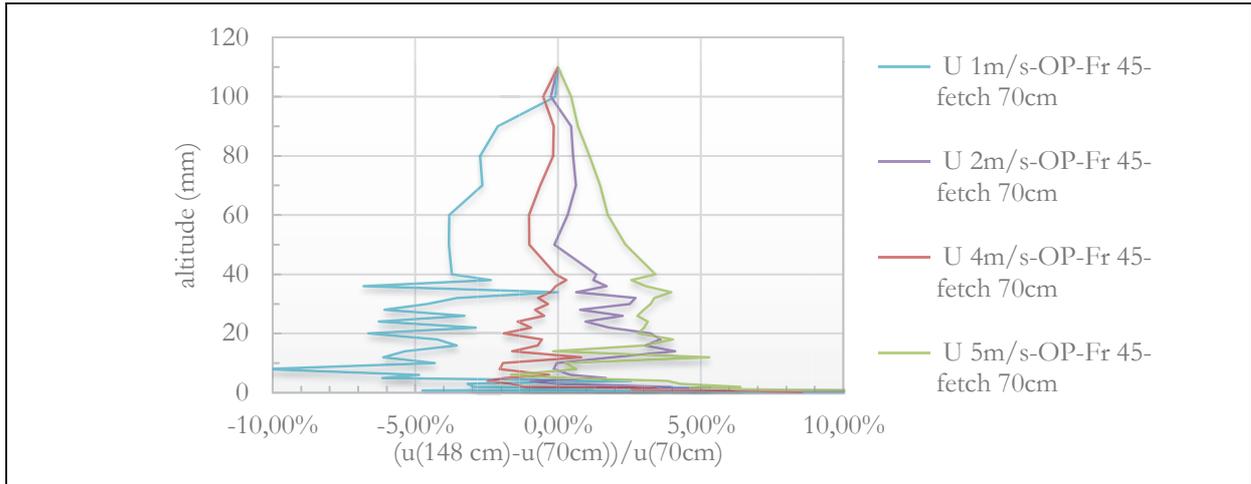


Figure 88 : Impact du fetch sur plusieurs vitesses du vent

Ces résultats confirment que l'impact du fetch est négligeable sur les profils verticaux du vent car la différence de vitesse entre chaque configuration semble aléatoire.

III.5.3 Vitesses de frottement

Pour chaque configuration de courant d'air et d'eau, il est déduit la vitesse de frottement u_* à partir des profils verticaux de vitesses de vent. Il est considéré deux cas :

- cas (1) : profil de vitesse sur paroi lisse : $U(z) = u_*/\kappa \ln(z_+) + C$;
- cas (2) : profil de vitesse sur paroi rugueuse : $U(z) = u_*/\kappa \ln((z + z_1)/z_0)$.

Avec z_1 la hauteur de déplacement et z_0 la hauteur de rugosité aérodynamique.

La vitesse de frottement dans le cas (2) est obtenue en décrivant la loi logarithmique (paragraphe I.4.1.i) selon l'altitude d'où :

$$\frac{\delta}{\delta z} \left[\bar{u}(z) = \frac{u^*}{\kappa} \log \left(\frac{z + z_1}{z_0} \right) \right] \rightarrow \frac{\delta \bar{u}(z)}{\delta z} = \frac{u^*}{\kappa} \left[\frac{1}{z + z_1} \right] \quad [\text{III-9}]$$

$$\left(\frac{\delta \bar{u}}{\delta z} \right)^{-1} = A z + B \Rightarrow \begin{cases} A = \frac{\kappa}{u^*} \\ B = \frac{\kappa}{u^*} z_1 \end{cases}$$

L'ajustement de cette expression aux profils mesurés donne les coefficients A et B qui permettent de trouver : u^* , z_1 et z_0 . Les résultats de vitesses de frottement sont donnés à la figure 89.

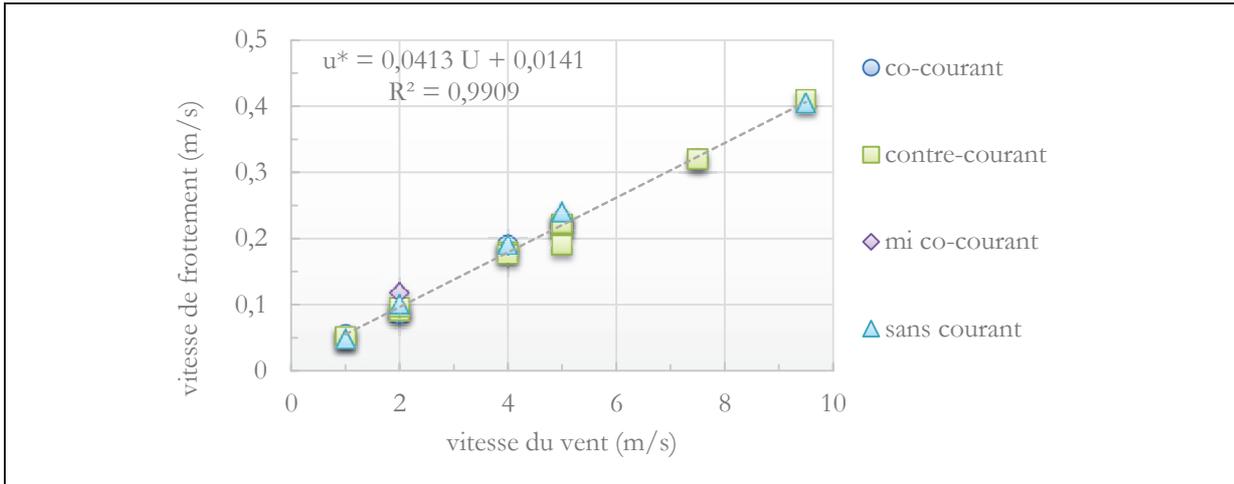


Figure 89 : Vitesse de frottement en fonction de la vitesse du vent

On obtient l'évolution de la vitesse de frottement en fonction de U_{air} la vitesse du vent à la hauteur de référence de 14 cm telle que :

$$u_*(m.s^{-1}) = U_{air} 0,041 + 0,014 \tag{III-10}$$

La hauteur de rugosité aérodynamique z_0 est présentée à la figure 91 en fonction de la vitesse du vent et des conditions de courant. La hauteur z_0 est déduite en analysant le profil de vitesse $U_{air}(z)$ au-dessus de l'eau.

L'exemple à la figure 90 expose une comparaison des cas 1 et 2 pour la condition $U_{air} = 9,5 m.s^{-1}$ avec $U_{eau} = 0,12 m.s^{-1}$. Le choix de retenir la condition rugueuse ou la condition lisse se fait en fonction du meilleur raccordement entre les profils théoriques et expérimentaux. Dans l'exemple de la figure 90 l'ajustement est meilleur dans les conditions rugueuses. Il est alors retenu la hauteur z_0 (dans ce cas $z_0 = 0,000226 mm$).

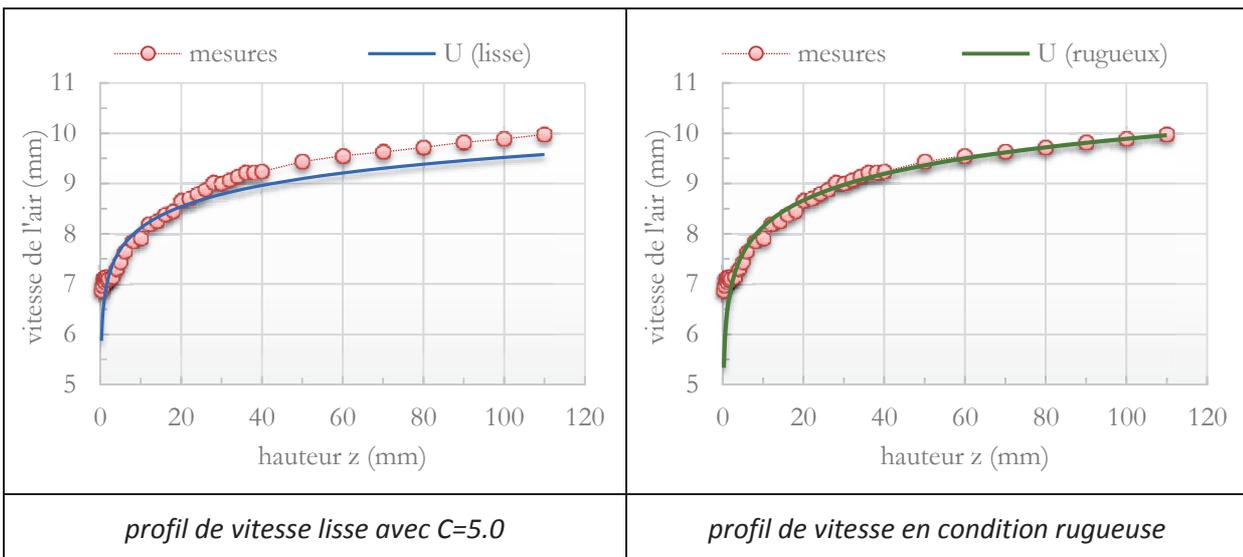


Figure 90 : Exemple pour la comparaison des profils théoriques pour $U_{air} = 9,5 m.s^{-1}$ avec $U_{eau} = 0,12 m.s^{-1}$

Après avoir analysé chaque cas, il est présenté les hauteurs de rugosité aérodynamique z_0 pour les cas retenus.

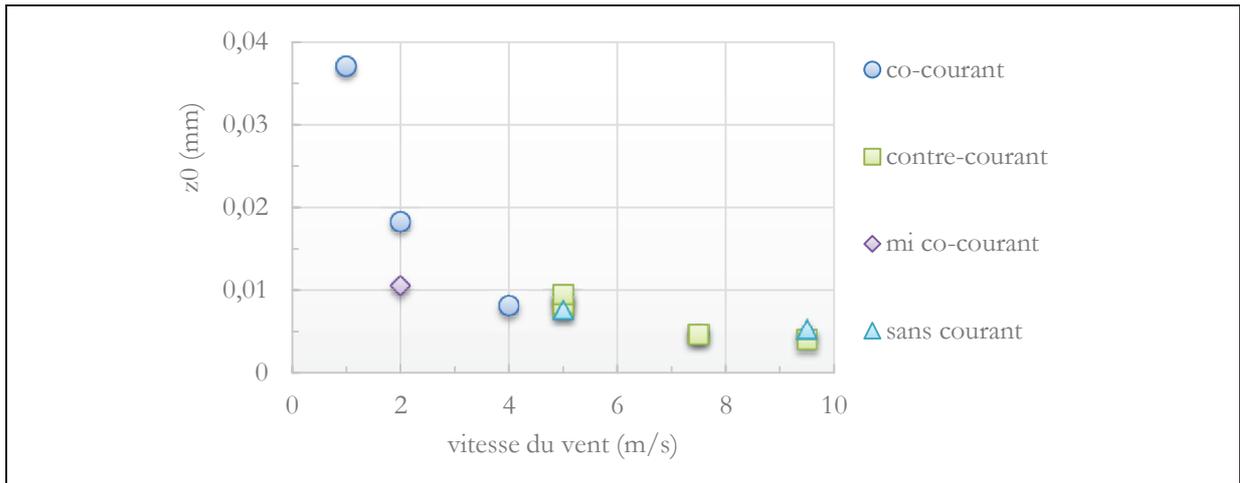


Figure 91 : Hauteur de rugosité aérodynamique en fonction de la vitesse du vent et des conditions de courant

Il est possible d'analyser les conditions de rugosité avec la hauteur de rugosité aérodynamique adimensionnée telle que :

$$k^+ = \frac{z_0 \cdot u_*}{\nu_{air}}$$

Le tableau 5 présente les hauteurs significatives des vagues H_s , les hauteurs significatives adimensionnées $H_s^+ = H_s \cdot u_* / \nu_{air}$, les hauteurs de rugosité adimensionnées k^+ et les conditions d'ajustement des profils expérimentaux (la loi logarithmique sur parois lisse ou rugueuse).

$U_{air} (m.s^{-1})$	$U_{eau} (m.s^{-1})$	fetch (cm)	Hauteur significative des vagues H_s (cm)	H_s^+	Hauteur de rugosité aérodynamique adimensionnée k^+	ajuste- ment lisse	ajuste- ment rugueux
1	0	70	0,05	0,16		x	
2	0	70	0,04	0,24		x	
4	0	70	0,07	0,93		x	
1	-0,12	70	0,12	0,40		x	
1	-0,12	148	0,19	0,64		x	
2	-0,12	70	0,42	2,55		x	
2	-0,12	148	0,66	4,20		x	
4	-0,12	70	0,02	0,21		x	
4	-0,12	148	0,01	0,13		x	
5	-0,12	70	0,02	0,34		x	
5	-0,12	148	0,10	1,53		x	
5	-0,12	183	0,07	0,85		x	
5	-0,12	70	0,35	5,20		x	
5	-0,12	148	0,68	10,09		x	
7,5	-0,12	70	0,10	2,22		x	
1	0,12	70	0,12	0,43	0,14		x
2	0,12	70	0,12	0,92	0,08		x
2	0,12	70	0,33	1,94	0,11		x
4	0,12	70	0,33	4,23	0,10		x
5	0,12	70	0,47	10,35	0,12		x
7,5	0,12	70	0,47	10,04	0,10		x
9,5	0,12	70	0,47	9,79	0,00		x
5	0	70	0,47	7,53	0,12		x
9,5	0	70	1,63	3,90	0,14		x
9,5	-0,12	70	2,16	59,04	0,11		x

Tableau 5 : Ajustement sur les lois logarithmiques sur parois lisse ou rugueuse

Les hauteurs de rugosité aérodynamique adimensionnées k^+ correspondent toutes à un régime hydrauliquement lisse.

L'ajustement sur la loi logarithmique rugueuse est utilisé pour les conditions à co-courant et les conditions à forte vitesse de vent. C'est dans ces cas que les hauteurs significatives adimensionnées sont généralement les plus importantes.

Lorsque la surface de l'eau n'est pas trop perturbée ($U_{air} < 5 m.s^{-1}$) le profil de vitesse qui se développe en amont sur la paroi lisse n'est pas perturbée au-dessus de l'eau. Pour $U_{air} > 5 m.s^{-1}$, la couche limite est perturbée par les déformations de la surface de l'eau. Néanmoins, elle n'a pas le temps d'acquiescer les caractéristiques d'une couche limite pleinement développée sur paroi rugueuse. La loi logarithmique sur paroi lisse n'est toutefois plus adaptée et seul un ajustement avec la loi logarithmique sur paroi rugueuse permet d'estimer u_* .

III.6. Caractérisation de la surface des vagues

Les déformations de la surface de l'eau peuvent intervenir dans la modélisation de la vitesse de dépôt. Ce paragraphe présente comment ces déformations sont évaluées.

Pour déterminer la déformation de la surface, il est choisi de mesurer la hauteur significative des vagues (paragraphe I.5.1.ii) en fonction des courants de l'air et de l'eau et du fetch. Pour cela, il est commun d'utiliser une sonde à vague.

III.6.1.i Principe

La sonde à vague est constituée d'un fil vertical d'une dizaine de centimètres de longueur ayant un diamètre extérieur de $0,5\text{ mm}$, traversant la surface de la vague. Elle est composée d'un conducteur électrique (cuivre²⁴) gainé d'un isolant en téflon (matériau non mouillant) qui permet de limiter les effets capillaires qui se créent entre le fil et l'interface. L'ensemble conducteur/isolant/eau constitue un condensateur dont la valeur de la capacité varie avec la hauteur mouillée du fil. Il est connecté à :

1. un oscillateur qui varie avec la capacité du condensateur ;
2. un convertisseur²⁵ fréquence - tension. À ce stade, la tension est proportionnelle à la variation de la hauteur d'eau (différence de capacité, fréquence - tension). La relation reliant la tension et la hauteur d'eau dépend des propriétés intrinsèques de chaque sonde ;
3. un boîtier permettant de faire l'accord à 0 V en imposant une réactance ;
4. un boîtier « conditionneur de signal » qui permet d'amplifier manuellement le signal ;
5. une carte d'acquisition qui transforme le signal analogique en signal numérique ;
6. un filtre passe bas qui permet d'éviter certains phénomènes de repliements et de bruits dus aux différents traitements du signal.

Les données sont extraites avec un logiciel du laboratoire de l'IRPHE-IOA et elles sont traitées par l'éditeur Matlab (version 7.11.0,584, 64-bit).

III.6.1.ii Protocole

La sonde à vague est positionnée au centre de la veine et verticalement. Elle est plongée dans l'eau et maintenue par une barre fixe en inox. Il n'est positionné qu'une seule sonde car la barre fixe en inox crée un sillage en aval.

Chaque sonde est préalablement étalonnée sur une surface d'eau calme, sans courants d'air et d'eau et ce à l'aide d'un vernier (figure 92 – n°1) qui permet de monter ou de descendre le support avec une précision estimée à $0,05\text{ mm}$. La position du support (figure 92 - n°1) est vérifiée avec une règle à niveau. La sonde est calibrée sur une hauteur de $2,5\text{ cm}$ (hauteur maximale que peut atteindre une vague dans les configurations maximales de courant d'air et d'eau) avec un pas de $0,05\text{ cm}$. À chaque pas, il est déterminé une moyenne et un écart-type sur les collections de tensions noté V (fréquence d'acquisition $f_{aq} = 256\text{ Hz}$) et la hauteur est reliée à la tension par l'expression $h = \alpha.V + \beta$ (avec α et β les coefficients déterminés pour une sonde).

Les hauteurs des vagues sont mesurées pour toutes les configurations données au Tableau 4 (page 129) et avec des fetchs supplémentaires.

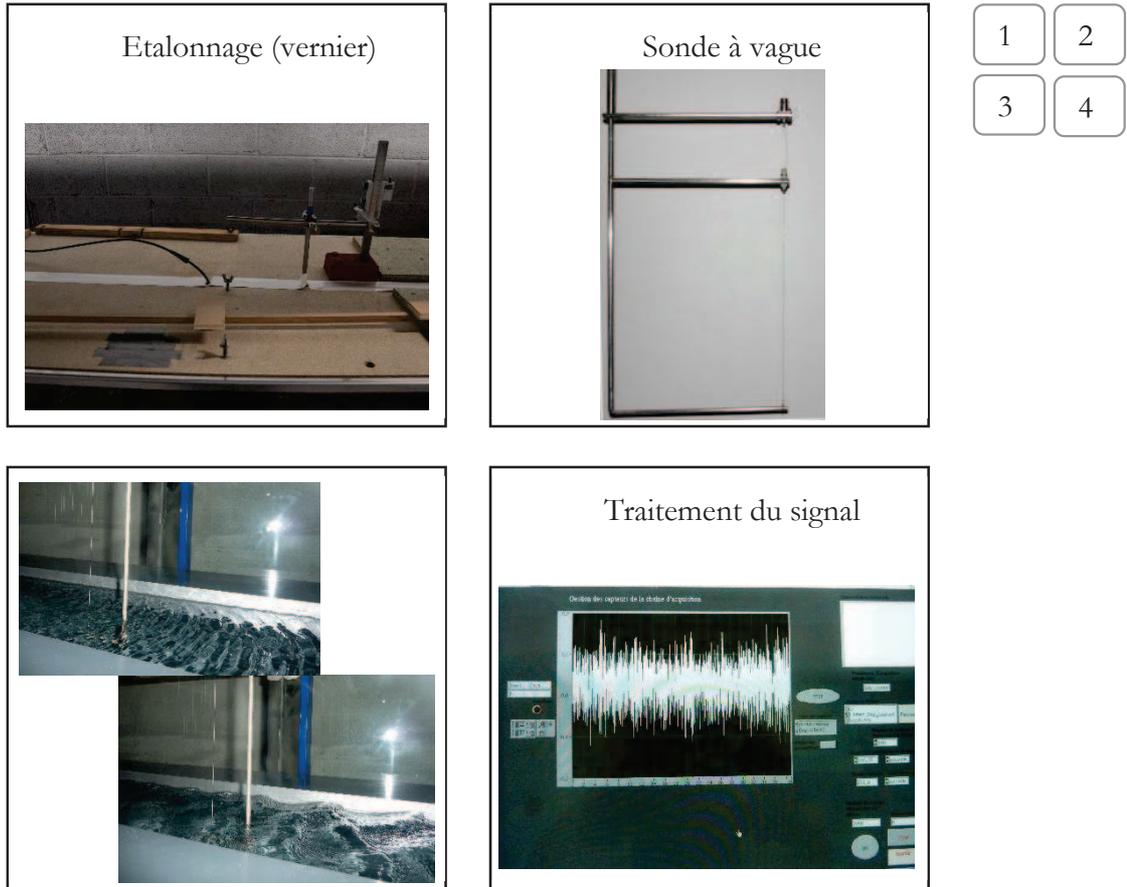


Figure 92 : Protocole pour la sonde à vague

III.7. Caractérisation de l'hygrométrie et de la température

L'humidité relative et la température interviennent dans l'expression du grossissement des particules. Ces paramètres sont mesurés avec un capteur hygrométrique et des capteurs de températures.

III.7.1 Capteur hygrométrique

L'humidité est obtenue par un capteur hygrométrique²⁶ (Kimo - TH 100) placé à 3,8 m de l'entrée de la soufflerie, au trois quart de la hauteur de la veine d'air.

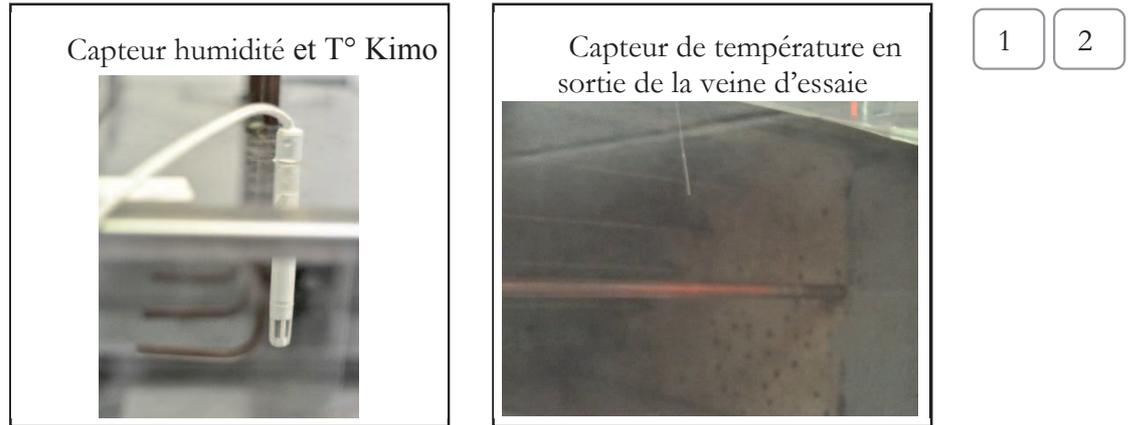


Figure 93 : Capteur d'hygrométrie et de température

Les valeurs d'humidité sont notées toutes les $\Delta t = 15 \text{ min}$. La figure 94 est un exemple pour les expériences sans courant, avec en rouge les valeurs d'humidité maximales et en gris les valeurs minimales.

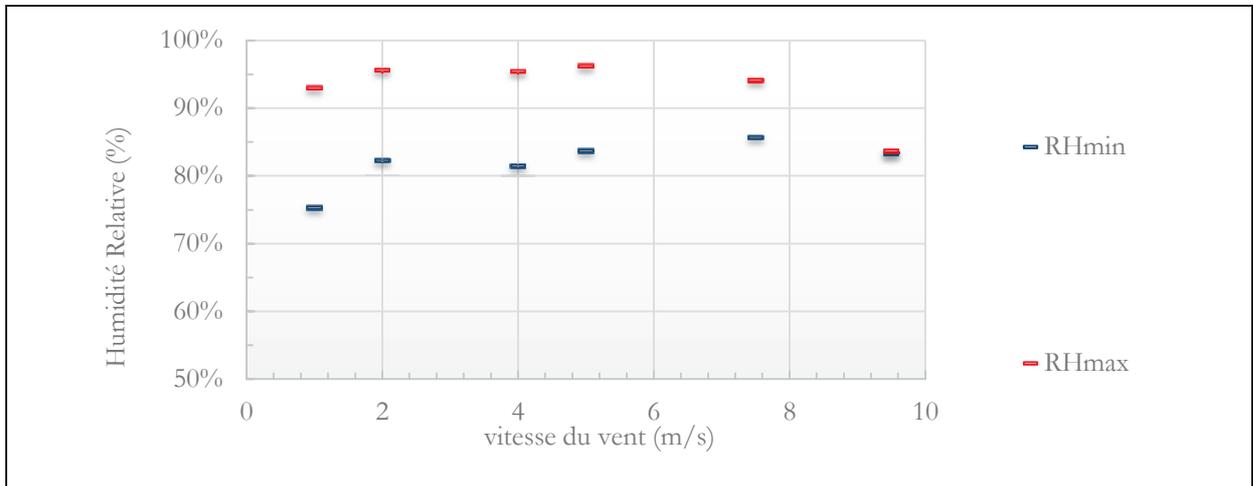


Figure 94 : Humidité relative pour expérience sans courant

III.7.2 Capteur de température

La température est déterminée dans l'air et dans l'eau avec des sondes PT100 (figure 93 – n°2).

III.8. Similitudes du dispositif

Les résultats dans une soufflerie et « *in-situ* » peuvent être analysés en termes de similitudes des vitesses de l'air et de l'eau, des vitesses de frottement, des hauteurs de vagues et de l'énergie cinétique turbulente de l'air. La similitude de ces paramètres est évaluée par des critères de similitudes qui permettent d'établir le domaine d'application des résultats obtenus (Thual, 2010).

III.8.1 Couche à flux constant

L'utilisation de la vitesse de dépôt est valable en présence d'une couche à flux constant. La première étape consiste à vérifier que les profils de vitesse vérifient la loi logarithmique et la seconde étape est d'analyser le spectre d'énergie cinétique du vent.

III.8.1.i Existence d'une région logarithmique

Dans la couche à flux constant ($z^+ > 70$) le profil vertical du vent est gouverné par la loi logarithmique et la vitesse adimensionnée $U^+(z) = u(z)/u_*$ s'écrit en fonction de $z^+ = z \cdot u_* / \nu_{air}$ [paragraphe I.4.1.i et (Schlichting, 1968) - page 587 et page 615] :

$$U^+(z^+) = \frac{1}{\kappa} \ln(z^+) + B - \Delta B^+ \quad [\text{III-11}]$$

avec $B=5$, $\Delta B^+(k_s^+ = 0) = 0$ sur parois plane (k_s^+ une rugosité adimensionnée).

La figure 95 présente les résultats pour les vitesses de vent de 1 ; 2 ; 4 ; 5 ; 7,5 ; 9,5 $m \cdot s^{-1}$ pour les expériences à courant opposé à un fetch de 70 cm . La vitesse dans la sous-couche visqueuse ($z^+ < 7$) : $U^+(z^+) = z^+$ est aussi représentée.

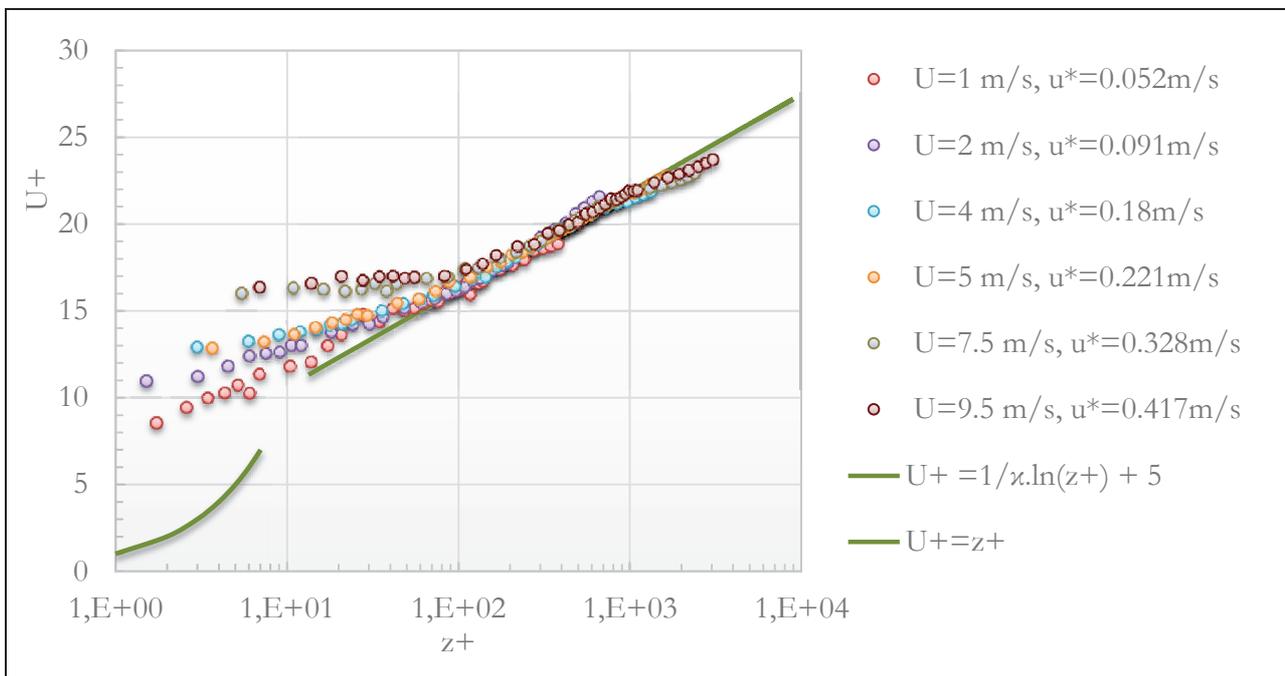


Figure 95 : Vitesse du vent adimensionnée

La région logarithmique commence à l'altitude $z^+ \sim 70$ ce qui correspond à $z \sim 2$ mm (avec $u_* = 0,5 m \cdot s^{-1}$).

La loi logarithmique étant respectée, elle permet dans la pratique, d'estimer la vitesse du vent à la hauteur de référence souhaitée à partir de la vitesse de frottement et de la hauteur de rugosité aérodynamique.

III.8.1.ii Spectre d'énergie du vent

La couche à flux constant est caractérisée par une production de turbulence et donc d'énergie qui est portée par les gros tourbillons. Le spectre de densité d'énergie cinétique turbulente $E(\kappa)$ caractérise la taille caractéristique des tourbillons qui est définie par une longueur notée $l_{\text{tourbillon}}$, liée au nombre d'onde κ par :

$$\kappa = \frac{2\pi}{l_{\text{tourbillon}}} = 2\pi \cdot \frac{f}{u} \quad \text{[III-12]}$$

Avec f la fréquence de l'écoulement de l'ensemble des tourbillons et u , la vitesse moyenne locale.

Plus la fréquence est grande, plus les tourbillons sont petits.

Il existe une relation liant l'énergie et le nombre d'onde κ (m^{-1}) pour une turbulence isotrope [(Pope, 2001) - chapitre 3 et 6] telle que :

$$E(\kappa) = C_1 \cdot A \cdot \kappa^{-p} \quad \text{[III-13]}$$

Avec p un facteur de puissance, C_1 une constante universelle et A un facteur de normalisation.

Selon les hypothèses de Kolmogorov pour tout écoulement turbulent à haut nombre de Reynolds le facteur de puissance p est égal à $5/3$ dans l'équation [II-13] pour des nombres d'ondes compris dans l'intervalle $10 < k < 100 m^{-1}$ (Pope, 2001).

L'estimation du spectre se fait à l'aide de la fonction "psd" (« Power Spectral Density ») sous matlab dont le calcul est basé sur les FFT (« Fast Fourier transform »). Pour chaque position de vitesse, la fréquence d'acquisition est de 10 kHz pour 2^{18} échantillons. L'intégrale sous la courbe log-log de E ($m^2 \cdot s^{-1}$) en fonction de la fréquence f (Hz) correspond à la variance $\sigma(u)$.

Pour vérifier les hypothèses de Kolmogorov, un exemple de spectre d'énergie est proposé en figure 96 pour une vitesse de vent moyen de $5 m \cdot s^{-1}$. Ce spectre est comparé à la droite qui correspond à la puissance $-5/3$ et à la courbe de tendance dans l'intervalle $10 < k < 100 m^{-1}$ qui donne : $E(k, \eta) = 1.10^{-8} \cdot (k \cdot \eta)^{-1,968}$. La valeur de η (échelle de Kolmogorov) a été estimée par la relation $\eta = (v_{\text{air}}^3 / \epsilon)^{\frac{1}{4}}$ où ϵ a été évaluée à partir de la relation usuelle dans la région logarithmique, $\epsilon = u_*^3 / (\kappa \cdot z)$. Pour $k \cdot \eta > 0,1$, le spectre varie beaucoup en fréquence dû à la longueur du fil chaud.

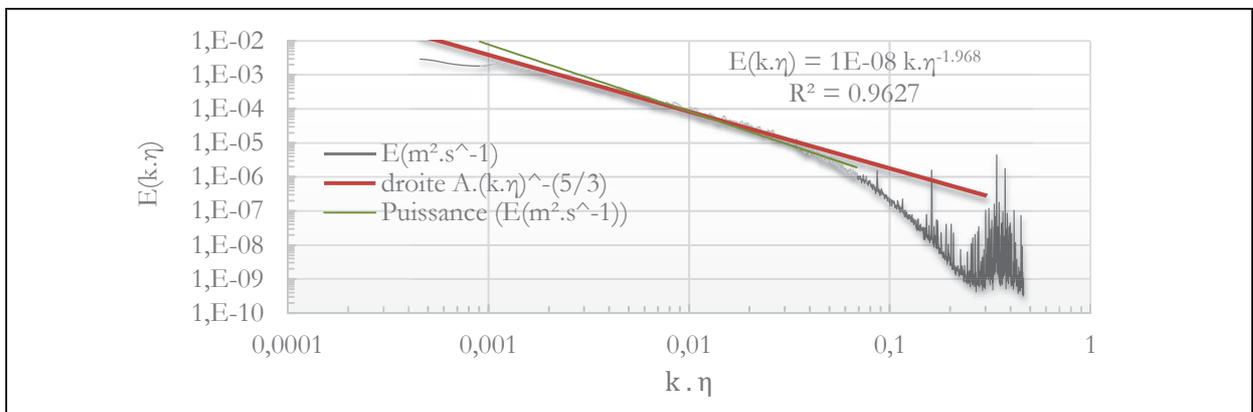


Figure 96 : Spectre du signal de vent en fonction de $k \eta$ pour une vitesse de $5 m/s$

Le comportement avec la puissance $-5/3$ est satisfaisant dans l'intervalle k correspondant aux grands tourbillons. Cette condition nécessaire pour avoir la présence sur l'eau d'une couche à flux constant est donc bien validée et confirme que la turbulence est pleinement développée (nombre de Reynolds sur la vitesse moyenne supérieur à 10^5).

III.8.2 Vitesse et le coefficient de frottement

Les vitesses de frottement obtenues au cours de ces analyses sont ici comparées aux données en soufflerie de Plant et Wright (1977), de Komori, Nagaosa et al. (1993) et de Longo (2012) en fonction du fetch (figure 97).

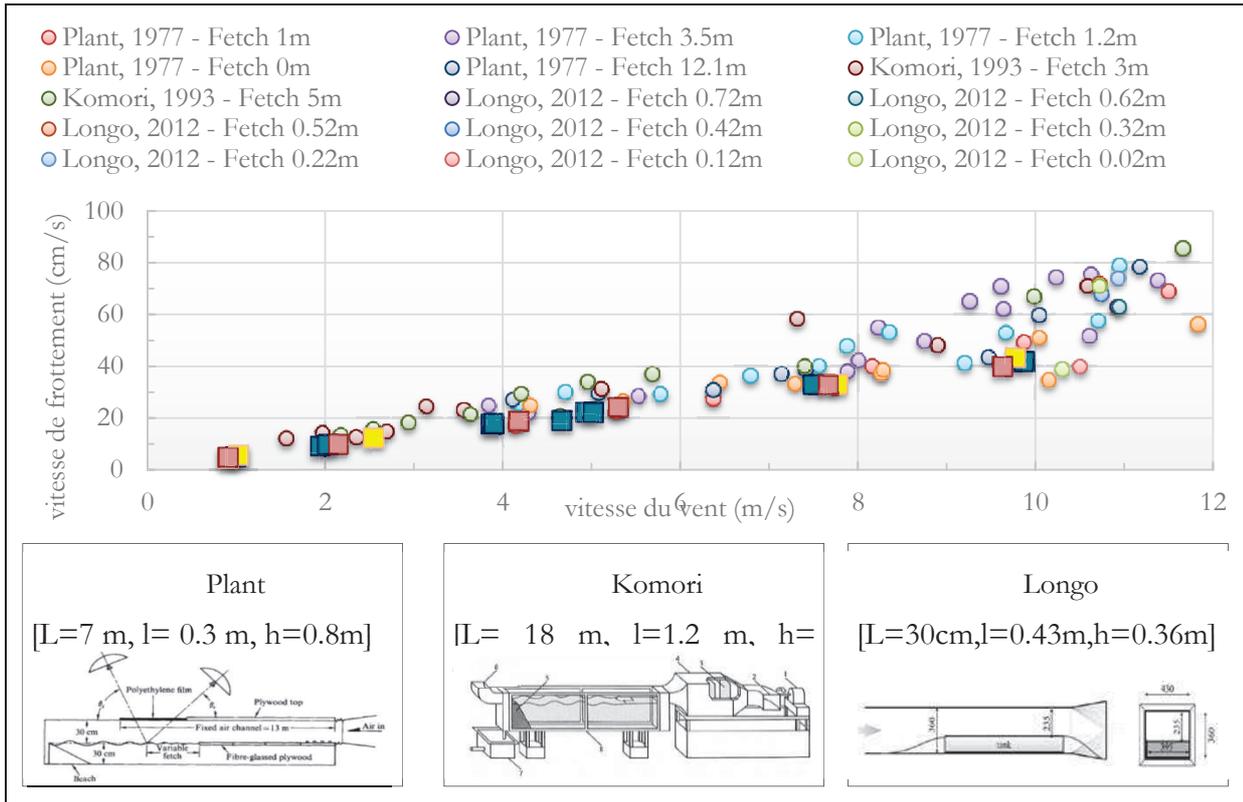


Figure 97 : Vitesse de frottement versus vitesses du vent pour différents fetchs

Les résultats sont en adéquation avec les expériences en soufflerie de Plant, Komori et Longo.

La vitesse de frottement est liée au coefficient de frottement C_f (à z_{ref} choisie au centre de la veine d'air à l'extérieur de la couche limite) par :

$$C_f = 2 \cdot \left(\frac{u_*}{u(z_{ref})} \right)^2 \quad [\text{III-14}]$$

On notera que cette expression est égale à un facteur près au C_D « drag coefficient » (voir paragraphe I.3.3.iv) utilisé par Slinn et Slinn (1980).

La figure 98 présente le coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds basé sur la longueur de développement x (x est analogue au fetch et ici $x = 0,7 \text{ m}$) avec :

$$C_f = \alpha \cdot (Re_x)^{-\beta} = \alpha \cdot \left(\frac{u \cdot x}{v_{air}} \right)^{-\beta} \quad [\text{III-15}]$$

Le coefficient de frottement sur plaque plane (Cousteix, 1989) est égal à $C_f = 0,0594.Re_x^{-\frac{1}{5}}$ ou à $C_f = 0,0368.Re_x^{-\frac{1}{6}}$ (pour $10^5 < Re_x < 10^6$ et $Re_{x=0,7m} \sim u.5.10^4$).

Les coefficients de frottement déduits des résultats présentés au paragraphe III.5.2 sont donnés à la figure 98 en fonction du nombre de Reynolds et comparés aux relations précédentes.

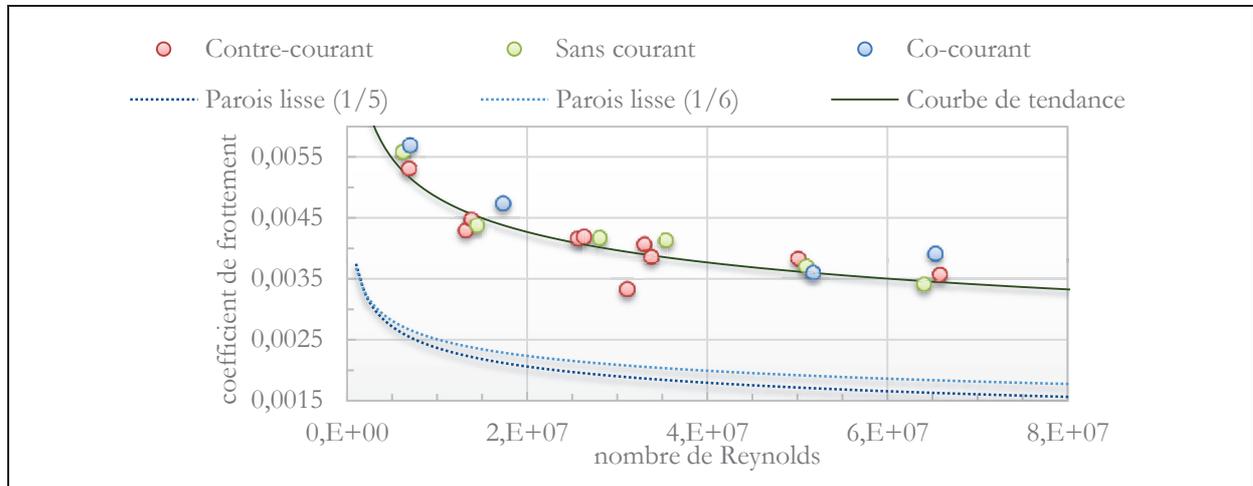


Figure 98 : Coefficient de frottement

La courbe de tendance de nos résultats est donnée par :

$$C_f = 0.088.Re^{-1/6} \quad \text{[III-16]}$$

La détermination du coefficient α de l'équation [III-15] est possible en résolvant [III-14] et [III-15] en fixant avec les coefficients a et b dans ce cas $\alpha \left(\beta = \frac{1}{6} \right) \sim 0,0351$ et $\alpha \left(\beta = \frac{1}{5} \right) \sim 0,0545$.

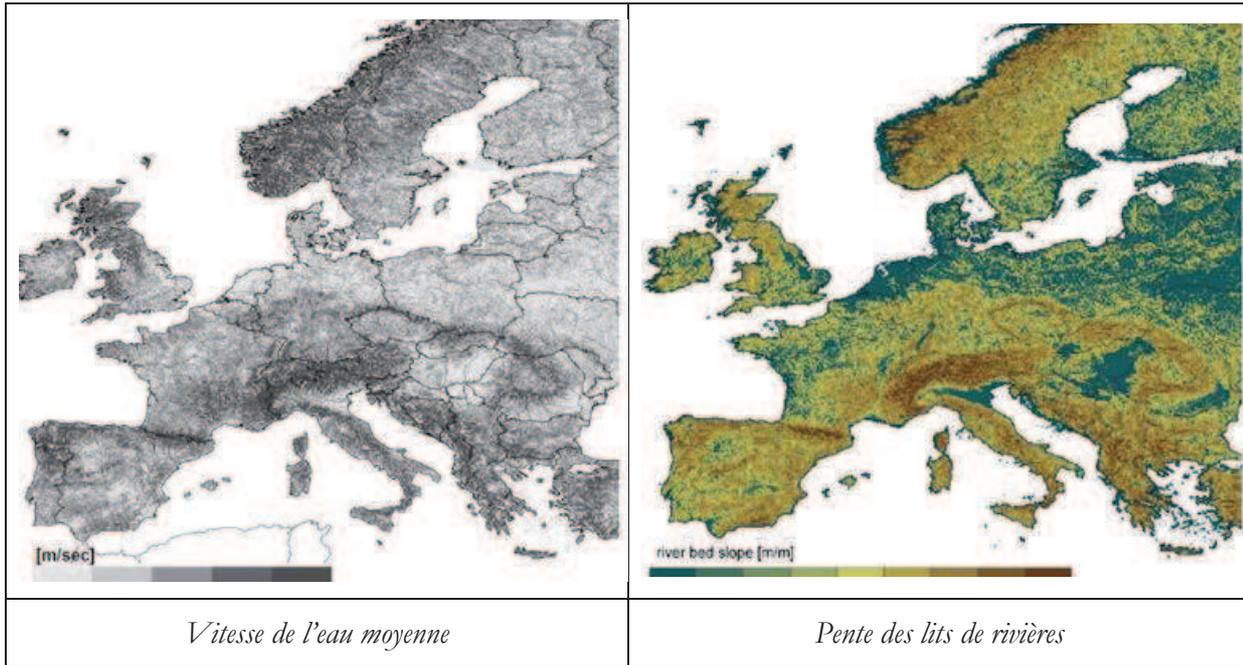
III.8.3 Similitude avec les écoulements naturels

III.8.3.i Vitesses de l'air

Les vitesses de vent utilisées peuvent être comparées aux valeurs moyennes de vitesse de vent réel en Europe données (Petersen et Troen, 2012). La gamme de vitesse moyenne de vent en Europe s'étend de 0 à $7,5 m.s^{-1}$ à la hauteur de référence de 50 m. La vitesse maximale à cette altitude, correspond à une vitesse de vent de $3,2 m.s^{-1}$ dans la soufflerie. Cette solution est déduite à partir de l'expression logarithmique de la vitesse de vent pour des conditions atmosphériques neutres à 28 cm de hauteur (centre de la soufflerie).

III.8.3.ii Vitesse de l'eau

Par analogie avec la vitesse de l'air, la vitesse moyenne annuelle de l'eau en rivière, entre 1971 et 2000 en Europe, déduite par les simulations de Verzano, Bärlund et al. (2012) varie de 0 à plus de $1,75 m.s^{-1}$. Pour des configurations où le lit de rivière est à faible pente, la vitesse en rivière est inférieure à $0,5 m.s^{-1}$ (figure 99 - n°1).



1

2

Figure 99 : Vitesse moyenne annuelle entre 1971 et 2000
et pentes approximatives des lits de rivières en Europe

La vitesse débitante maximale de l'eau dans la soufflerie est de $0,12 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, elle n'est donc pas incohérente avec les résultats en rivière en configuration plane (figure 99 - n°2).

III.8.4 Déformations de la surface

L'approximation de Charnock (paragraphe I.4.2.iii.b) relie la vitesse de frottement à la hauteur de rugosité dynamique.

Avec la loi logarithmique et l'approximation de Charnock il est possible de relier la vitesse du vent à la hauteur de référence z_{ref} , et la vitesse de frottement telle que :

$$u(z_{ref}) = \frac{u_*}{\kappa} \cdot \ln \left(\frac{z_{ref}}{\frac{v_{ar}}{u_* \cdot 9,1} + 0,016 \cdot \frac{u_*^2}{g_{air}}} \right) \quad [\text{III-17}]$$

Il est présenté à la figure 100 la hauteur significative des vagues (axe de gauche) et la hauteur de Charnock (axe de droite).

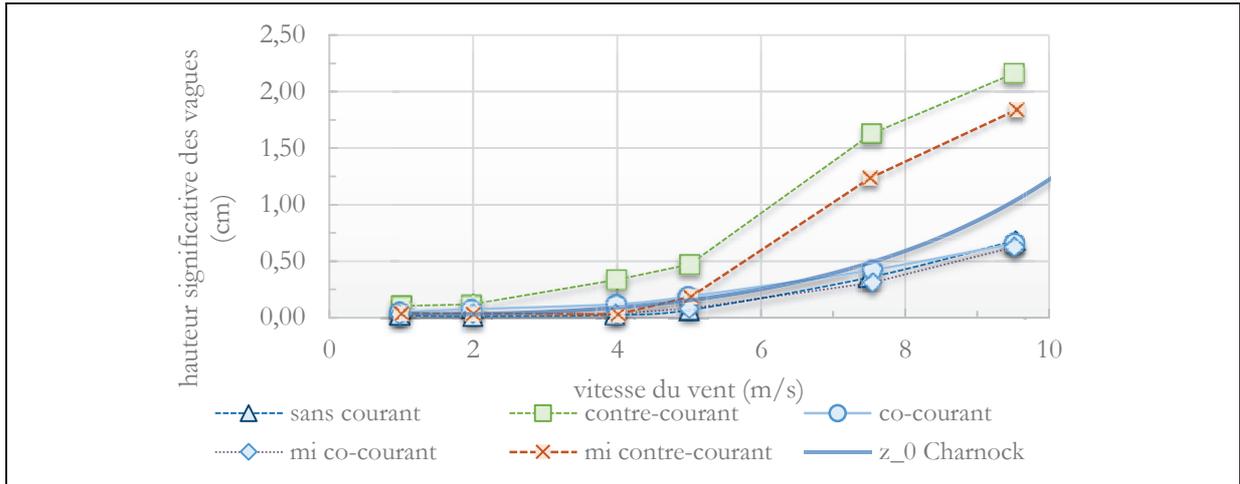


Figure 100 : Hauteur significative des vagues en fonction de la vitesse du vent vs la loi de Charnock

On note une correspondance sur l'évolution des hauteurs avec la vitesse du vent suivant une échelle différence (pour $u(z_{ref}) = 9,5$ à fort courant, $H_S = 2,5$ cm et $z_{0c} = 1$ cm).

La figure 101 compare les vitesses de frottement en fonction de la vitesse du vent et de cette expression.

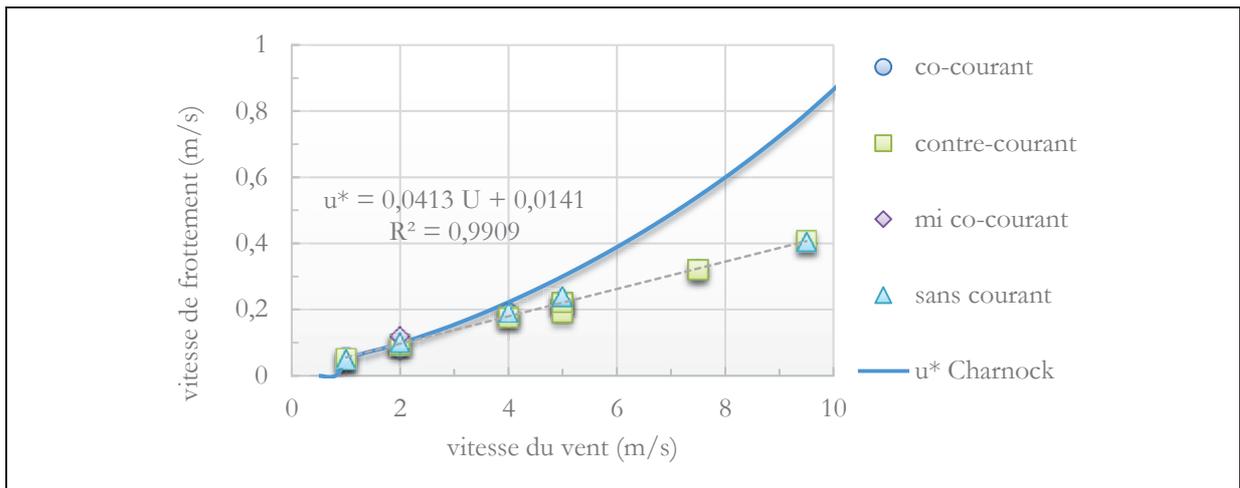


Figure 101 : Vitesse de frottement en fonction de la vitesse du vent vs loi de Charnock

L'approximation de Charnock surestime la vitesse du vent dans la soufflerie. L'approximation est une équation semi empirique estimée à partir de données sur océan et donc à fort fetch et pour des hauteurs de vagues bien supérieures à celles observées dans le canal.

Références du chapitre III

Beer, A. (1852). Bestimmung der absorption des rothen lichts in farbigen flüssigkeiten.
 Cousteix, J. (1989). Aérodynamique: turbulence et couche limite, Cepadues-éditions.
 Dale, A. L., R. M. Owen, et al. (1974). Airborne pollutants: characteristics and detection, Ardent Media,U.S.

- Delkati** (2005). ELPI User manual ver 4.0.
- Joubert, A.** (2009). Performances des filtres plissés à Très Haute Efficacité en fonction de l'humidité relative de l'air. Docteur de l'INPL, Nancy: 190.
- Jozja, N., C. Défarge, et al.** (2011). Etude expérimentale de la dégradation des traceurs fluorescents sous l'influence des variations de paramètres environnementaux. 9^{ième} Colloque d'Hydrogéologie en Pays Calcaire.
- Keulegan, G. H. et G. W. Patterson** (1940). "Mathematical theory of irrotational translation waves." Journal of Research of the National bureau of standards **24**: 47-101.
- King, L. V.** (1914). "On the convection of heat from small cylinders in a stream of fluid : Determination of the convection constants of small platinum wires applications to hot-wire anemometry." Philosophical Transactions of the Royal Society **A214**: 373-432.
- Komori, S., R. Nagaosa, et al.** (1993). "Turbulence structure and mass transfer across a sheared air-water interface in wind-driven turbulence." Journal of Fluid Mechanics **249**: 161-183.
- Laurent, C.** (1997). Technique de mesure de l'efficacité des filtres T.H.E. au moyen d'un aérosols de fluoresceine sodée, I.R.S.N.
- Longo, S.** (2012). "Wind-generated water waves in a wind tunnel: Free surface statistics, wind friction and mean air flow properties." Coastal Engineering **61**: 27-41.
- Nerisson, P.** (2009). Modélisation du transfert des aérosols dans un local ventilé, Institut National Polytechnique de Toulouse: 288.
- Petersen, E. L. et I. Troen** (2012). "Wind conditions and resource assessment." WIREs Energy Environ **1**: 206–217.
- Plant, W. J. et J. W. Wright** (1977). "Growth and equilibrium of short gravity waves in a wind-wave tank." Journal of Fluid Mechanics **82**(04): 767-793.
- Pope, S. B.** (2001). "Turbulent Flows." Measurement Science and Technology **12**(11): 2020.
- Pouchain, B.** (1970). Contribution à l'étude sur maquette d'une soufflerie de simulation des interactions océans-atmosphère. Docteur ingénieur, Aix-Marseille: 121.
- Schlichting, H.** (1968). Boundary Layer Theory. New York, McGraw-Hill Book Company.
- Slinn, S. A. et W. G. N. Slinn** (1980). "Predictions for particle deposition on natural waters." Atmospheric Environment (1967) **14**(9): 1013-1016.
- TECAN** (2011). Infinite M100 TECAN instructions version 16.
- Thual, O.** (2010). Turbulence et frottement.
- Turner** (1993). Model 10-AU-005 field fluorometer user's manual.
- Verzano, K., I. Bärlund, et al.** (2012). "Modeling variable river flow velocity on continental scale: Current situation and climate change impacts in Europe." Journal of Hydrology(424–425(0)): 238-251.

IV. Résultats expérimentaux

Cette partie présente les résultats des expériences menées dans la soufflerie IOA de Luminy avec son canal à courant d'eau.

Plan du chapitre IV

IV.1. Conditions sans courant d'eau	147
IV.1.1 Paramètres physiques	147
IV.1.1.i Evolution de l'humidité relative pour chaque condition de vitesse de vent	147
IV.1.1.ii Evolution de l'écart de température air-eau pour chaque condition de vitesse de vent	148
IV.1.1.iii Variation de la hauteur significative des vagues	148
IV.1.2 Vitesse de dépôt adimensionnée	149
IV.1.2.i Vitesse de dépôt adimensionnée pour différentes vitesses de vent vs temps	149
IV.1.2.ii Vitesse de dépôt adimensionnée vs humidité relative	149
IV.1.2.iii Vitesse de dépôt adimensionnée vs écart de température air-eau	150
IV.2. Conditions co-courant d'eau ($U_{\text{eau}} = 0,12 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$)	150
IV.2.1 Paramètres physiques	150
IV.2.1.i Evolution de l'humidité relative pour chaque condition de vitesse de vent	150
IV.2.1.ii Evolution de l'écart de température air-eau pour chaque condition de vitesse de vent	151
IV.2.1.iii Variation de la hauteur significative des vagues en fonction de la vitesse du vent	151
IV.2.2 Vitesse de dépôt adimensionnée	152
IV.2.2.i Vitesse de dépôt adimensionnée pour différentes vitesses de vent vs temps	152
IV.2.2.ii Vitesse de dépôt adimensionnée vs humidité relative	152
IV.2.2.iii Vitesse de dépôt adimensionnée vs écart de température air-eau	153
IV.3. Conditions contre-courant d'eau ($U_{\text{eau}} = - 0,12 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$)	153
IV.3.1 Paramètres physiques	153
IV.3.1.i Evolution de l'humidité relative pour chaque condition de vitesse de vent	153
IV.3.1.ii Evolution de l'écart de température air-eau pour chaque condition de vitesse de vent	154
IV.3.1.iii Variation de la hauteur significative des vagues en fonction de la vitesse du vent	154
IV.3.2 Vitesse de dépôt adimensionnée	155
IV.3.2.i Vitesse de dépôt adimensionnée pour différentes vitesses de vent vs temps	155
IV.3.2.ii Vitesse de dépôt adimensionnée vs humidité relative	155
IV.3.2.iii Vitesse de dépôt adimensionnée vs écart de température air-eau	156
IV.4. Conditions mi co-courant d'eau ($U_{\text{eau}} = 0,06 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$)	156
IV.4.1 Paramètres physiques	156
IV.4.1.i Evolution de l'humidité relative pour chaque condition de vitesse de vent	156
IV.4.1.ii Evolution de l'écart de température air-eau pour chaque condition de vitesse de vent	157
IV.4.1.iii Variation de la hauteur significative des vagues en fonction de la vitesse du vent	157
IV.4.2 Vitesse de dépôt adimensionnée	158
IV.4.2.i Vitesse de dépôt adimensionnée pour différentes vitesses de vent vs temps	158
IV.4.2.ii Vitesse de dépôt adimensionnée vs humidité relative	158
IV.4.2.iii Vitesse de dépôt adimensionnée vs écart de température air-eau	159

IV.5. Conditions mi contre-courant d'eau ($U_{\text{eau}} = -0,06 \text{ m.s}^{-1}$)	159
IV.5.1 Paramètres physiques	159
IV.5.1.i Evolution de l'humidité relative pour chaque condition de vitesse de vent	159
IV.5.1.ii Evolution de l'écart de température air-eau pour chaque condition de vitesse de vent	160
IV.5.1.iii Variation de la hauteur significative des vagues en fonction de la vitesse du vent	160
IV.5.2 Vitesse de dépôt adimensionnée	161
IV.5.2.i Vitesse de dépôt adimensionnée pour différentes vitesses de vent <i>vs</i> temps	161
IV.5.2.ii Vitesse de dépôt adimensionnée <i>vs</i> humidité relative	161
IV.5.2.iii Vitesse de dépôt adimensionnée <i>vs</i> écart de température air-eau	162
IV.6. Synthèse des résultats	162
IV.6.1 Evolution de la température de l'eau en fonction du temps	162
IV.6.2 Evolution de l'humidité relative	163
IV.6.3 Hauteurs significatives des vagues	164
IV.6.4 Synthèse brute des vitesses de dépôt adimensionnées	164
IV.6.5 Synthèse des $vd+$ en fonction du courant air-eau et de l'humidité	166
IV.6.5.i Comparaison des vitesses de dépôt adimensionnées en fonction des différentes conditions de vent, de courant et des cinq conditions d'humidités relatives.	166
IV.6.5.ii Deux cas d'études opposés	169

Les expériences permettent de déterminer la vitesse de dépôt à partir de la formule donnée au paragraphe III.1 :

$$v_d(t_i) = \frac{V_{eau}(t_i)}{S_{eau}} \cdot \frac{\Delta C_{eau}(t_i)}{t_i - t_{i-1}} \cdot \frac{1}{\overline{C^{air}}(z_{ref}, t_i \rightarrow t_{i-1})} \quad [IV-1]$$

Les expériences ont été réalisées pour les 42 conditions suivantes :

- vitesses du vent (1; 2; 4; 5; 7,5; 9,5 $m \cdot s^{-1}$)
- orientations du courant (co et contre-courant)
- vitesses du courant ($u_{débitante} = 0 m \cdot s^{-1}$, $u_{débitante} = 0,12 m \cdot s^{-1}$ et $u_{débitante} = 0,06 m \cdot s^{-1}$ (notée mi))

Pour ces différentes expériences, les paragraphes suivants présentent l'évolution des paramètres physiques (humidité relative (%), écart de température air-eau et hauteur significative des vagues) et des vitesses de dépôt adimensionnées par la vitesse de frottement car la vitesse de frottement est un paramètre de similitude (paragraphe III.8).

IV.1. Conditions sans courant d'eau

IV.1.1 Paramètres physiques

IV.1.1.i Evolution de l'humidité relative pour chaque condition de vitesse de vent

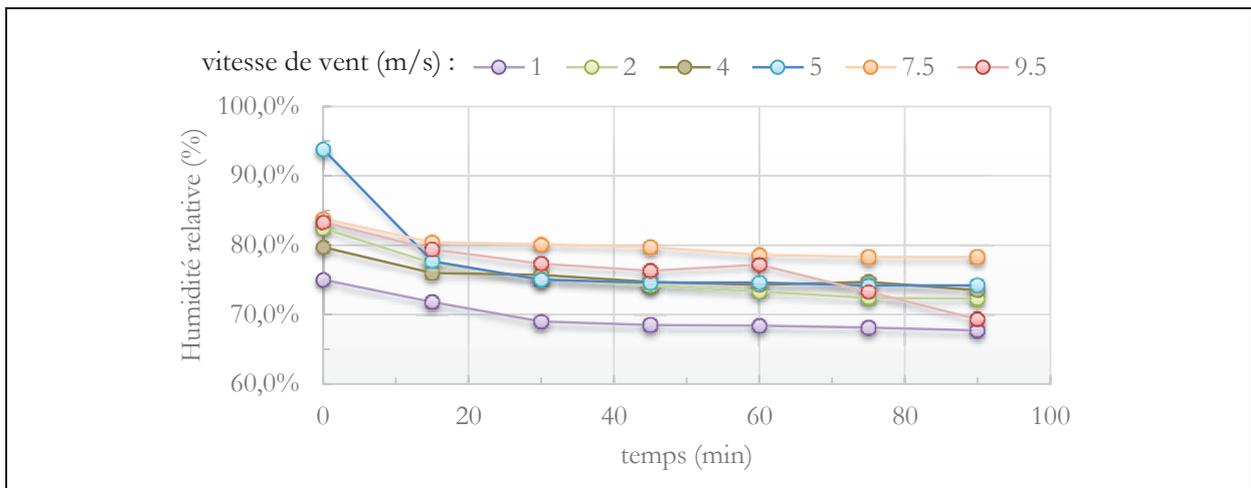


Figure 102 : Evolution de l'humidité relative pour chaque condition de vitesse de vent

Dans les conditions sans courant d'eau, l'humidité relative reste quasi-constante au cours du temps.

IV.1.1.ii Evolution de l'écart de température air-eau pour chaque condition de vitesse de vent

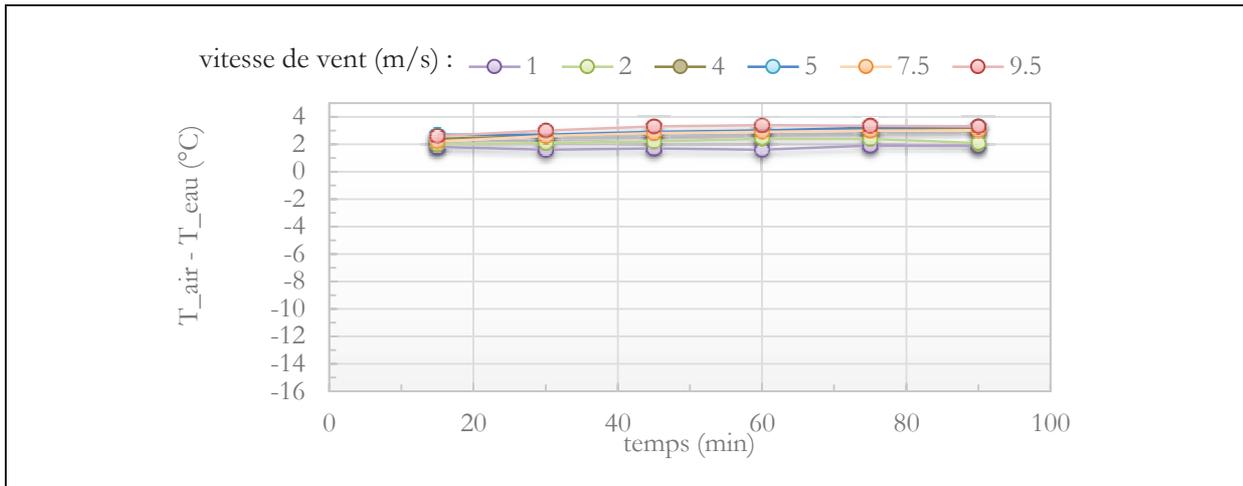


Figure 103 : Evolution de l'écart de température air-eau pour chaque condition de vitesse de vent

L'écart de température air-eau est positif et varie très peu au cours du temps dans les conditions sans courant d'eau.

IV.1.1.iii Variation de la hauteur significative des vagues

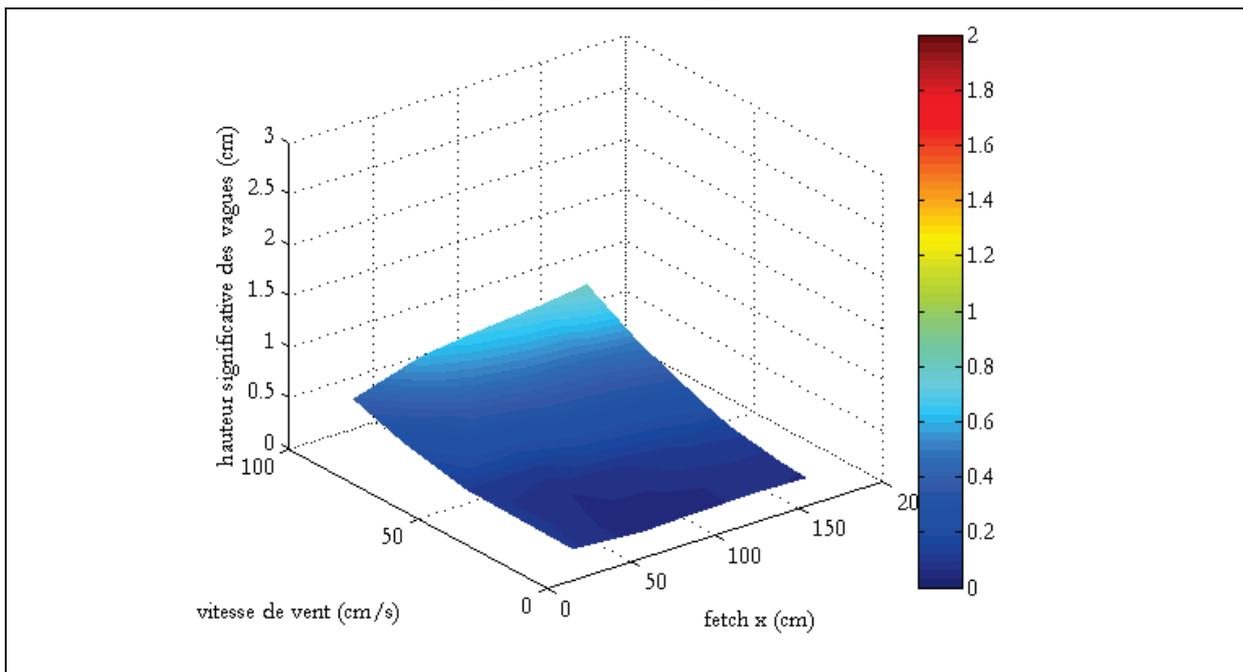


Figure 104 : Hauteurs significatives des vagues en fonction du fetch et du vent (sans courant)

La hauteur significative des vagues augmente proportionnellement à la vitesse du vent et au fetch, tout en restant inférieure à 1 cm.

IV.1.2 Vitesse de dépôt adimensionnée

IV.1.2.i Vitesse de dépôt adimensionnée pour différentes vitesses de vent v temps

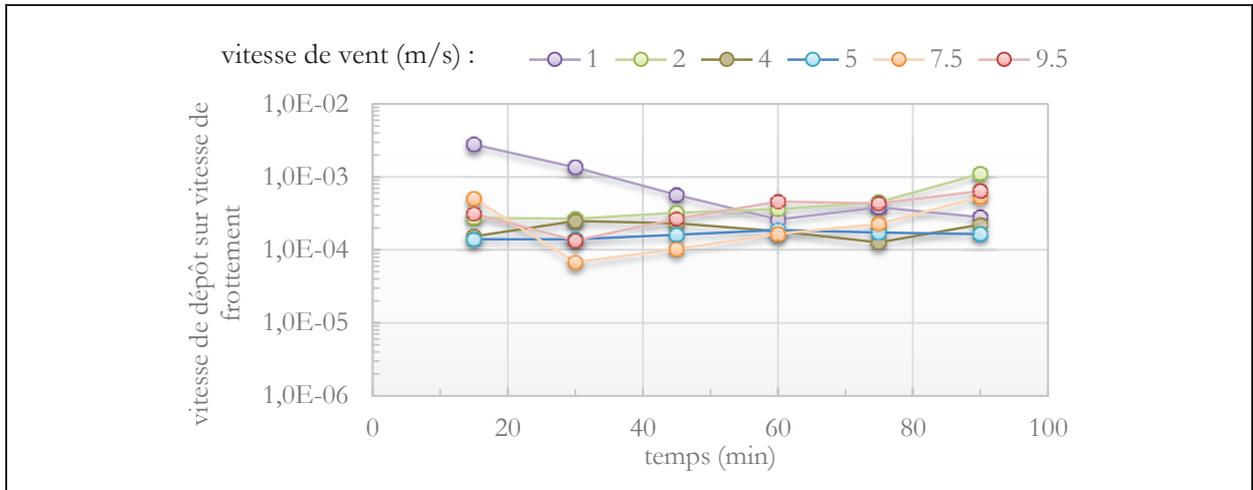


Figure 105 : Vitesse de dépôt adimensionnée pour différentes vitesses de vent vs temps

La vitesse de dépôt adimensionnée varie entre 10^{-3} et 10^{-4} . Pour la vitesse de vent de 1 m.s^{-1} , la vitesse de dépôt diminue au cours du temps et se stabilise à partir de 60 min . Dans le cas des vitesses de $2, 4$ et 5 m.s^{-1} , les vitesses sont quasi-constantes au cours du temps. Pour les vitesses de vent de $7,5$ et $9,5 \text{ m.s}^{-1}$, la vitesse de dépôt augmente légèrement tout au long des expériences.

IV.1.2.ii Vitesse de dépôt adimensionnée v humidité relative

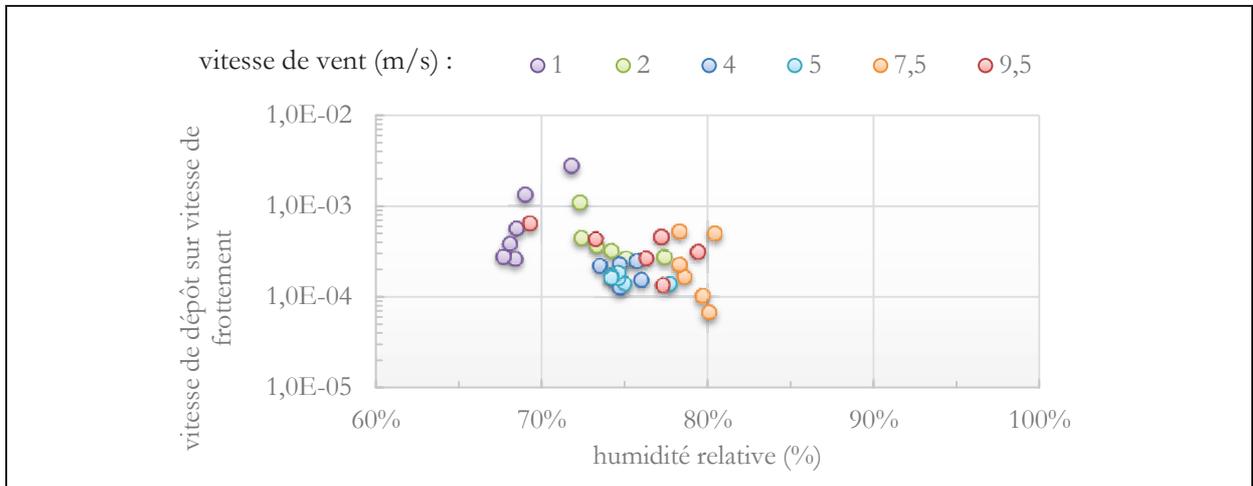


Figure 106 : Vitesse de dépôt adimensionnée pour différentes vitesses de vent vs humidité relative

La figure 106 ne permet pas d'identifier des tendances significatives sur l'effet de l'humidité relative.

IV.1.2.iii Vitesse de dépôt adimensionnée vs écart de température air-eau

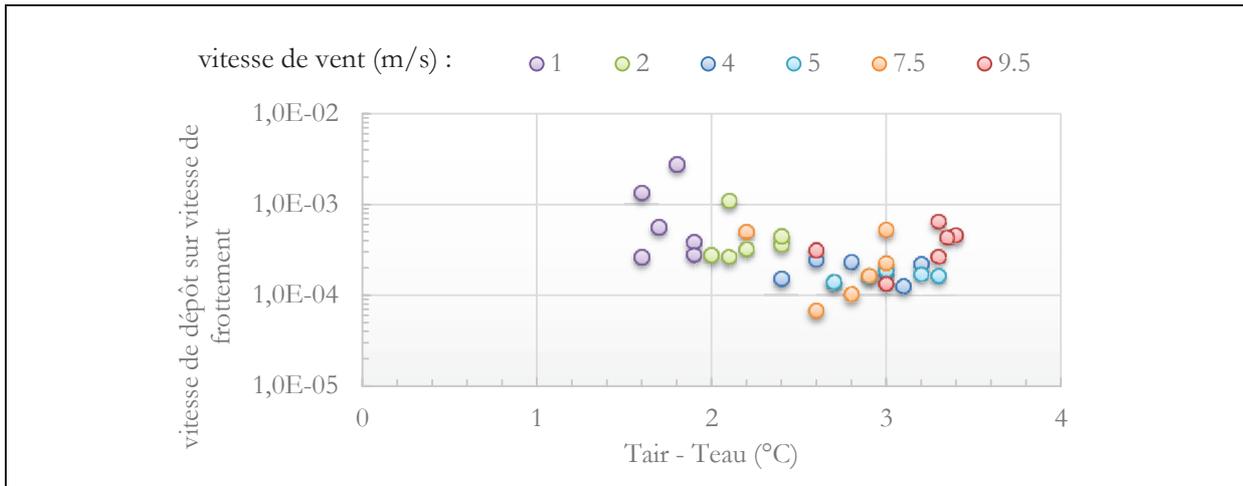


Figure 107 : Vitesse de dépôt adimensionnée vs écart de température air-eau

Les vitesses de dépôt adimensionnées ont tendance à diminuer lorsque l'écart de température augmente, sauf pour la vitesse de vent la plus forte.

IV.2. Conditions co-courant d'eau ($U_{\text{eau}} = 0,12 \text{ m.s}^{-1}$)

IV.2.1 Paramètres physiques

IV.2.1.i Evolution de l'humidité relative pour chaque condition de vitesse de vent

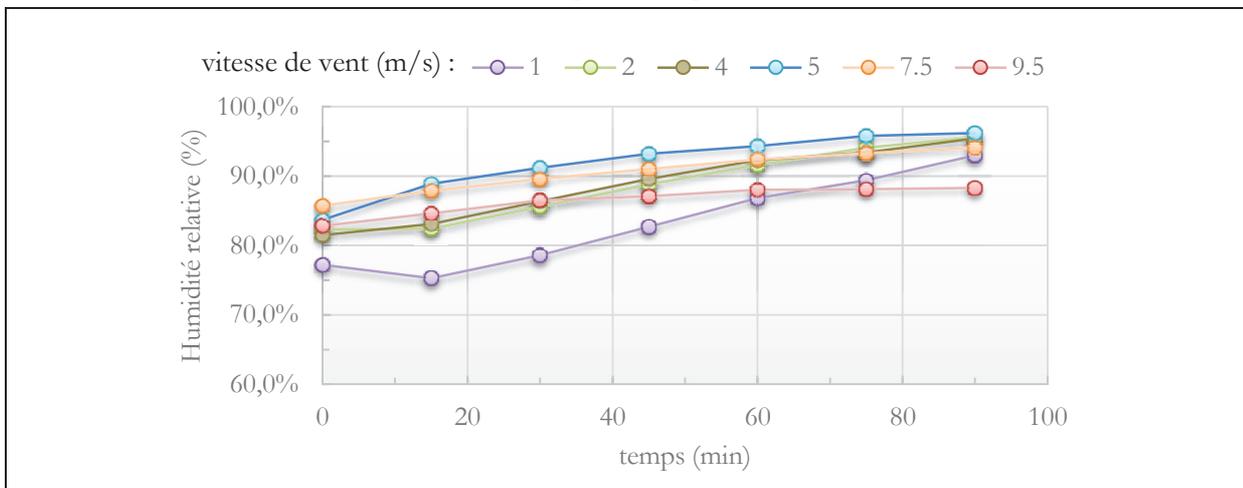


Figure 108 : Evolution de l'humidité relative pour chaque condition de vitesse de vent

Dans les conditions de co-courant d'eau l'humidité relative augmente au cours du temps.

IV.2.1.ii Evolution de l'écart de température air-eau pour chaque condition de vitesse de vent

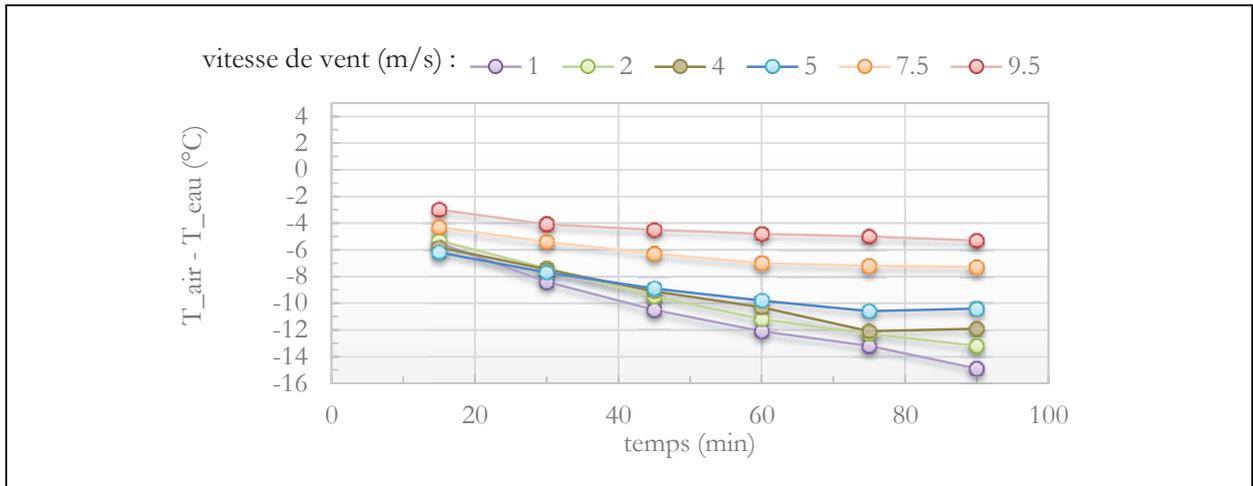


Figure 109 : Variation de l'écart de température air-eau dans le temps pour chaque condition de vitesse de vent

Dans les conditions de co-courant d'eau, l'écart de température air-eau augmente en valeur absolue au cours du temps en raison de l'échauffement de la température de l'eau dû à la pompe de circulation. On observe que cette augmentation diminue avec la vitesse du vent.

IV.2.1.iii Variation de la hauteur significative des vagues en fonction de la vitesse du vent

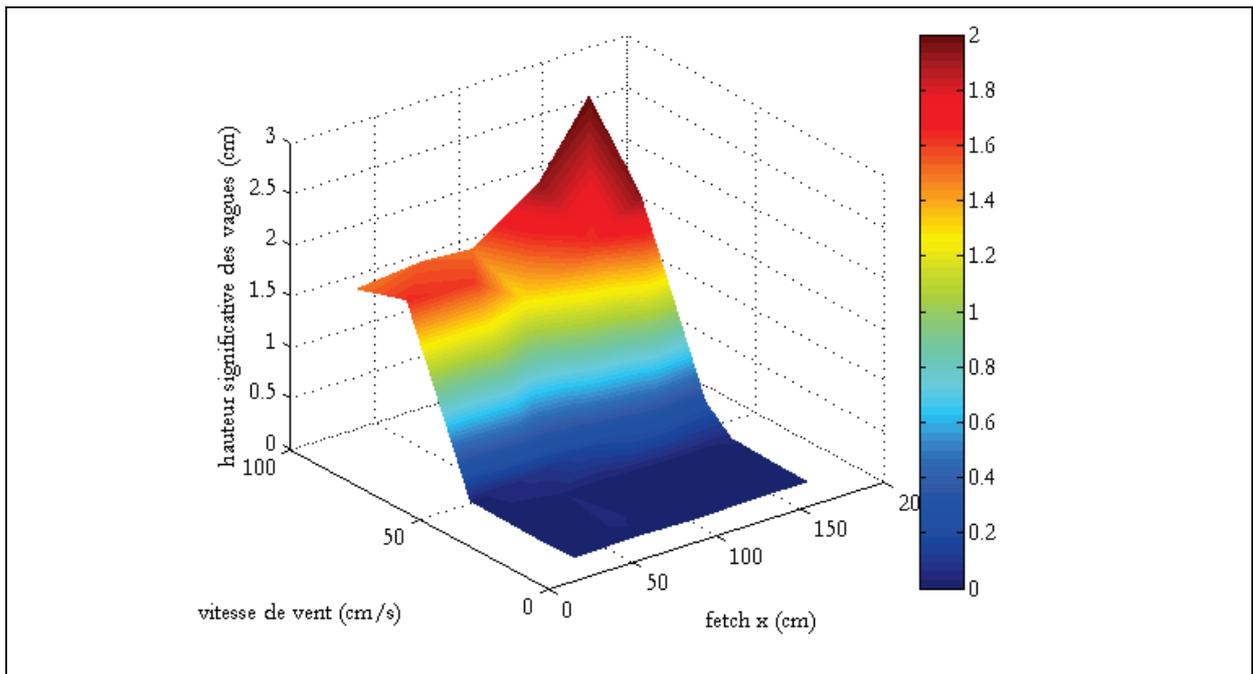


Figure 110 : Hauteurs significatives des vagues en fonction du fetch et du vent (co-courant)

La hauteur significative des vagues augmente proportionnellement à la vitesse du vent et au fetch, pour presque atteindre 3 cm au maximum.

IV.2.2 Vitesse de dépôt adimensionnée

IV.2.2.i Vitesse de dépôt adimensionnée pour différentes vitesses de vent v vs temps

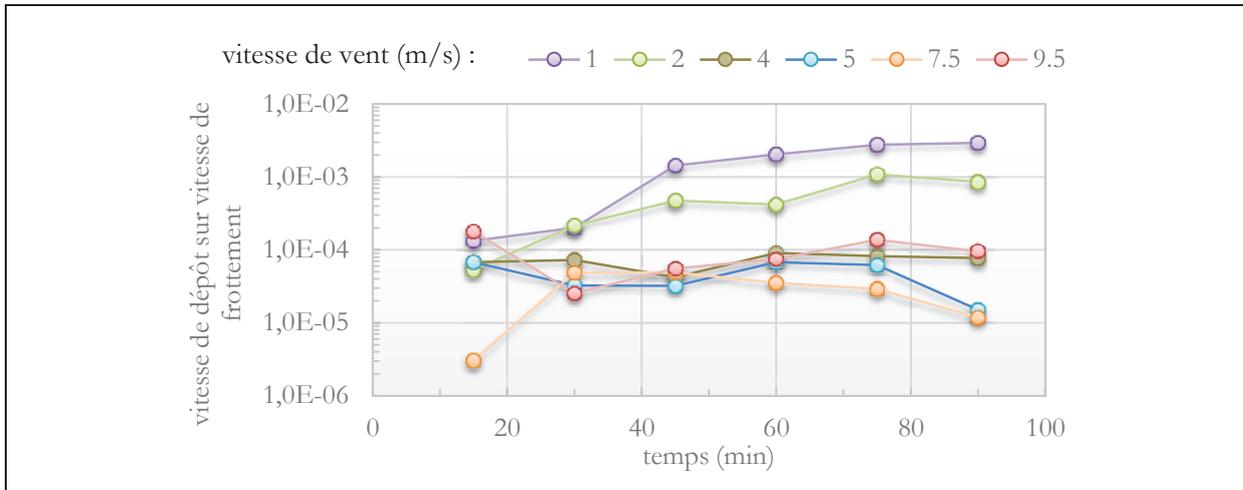


Figure 111 : Vitesse de dépôt adimensionnée pour différentes vitesses de vent vs temps

On distingue deux familles pour la vitesse de dépôt adimensionnée. Pour les vitesses de vent inférieures à 1 et 2 $m \cdot s^{-1}$, la vitesse de dépôt adimensionnée se stabilise autour de 10^{-3} et pour les vitesses de vent supérieures, elle est quasi-constante autour de $5 \cdot 10^{-5}$.

IV.2.2.ii Vitesse de dépôt adimensionnée v vs humidité relative

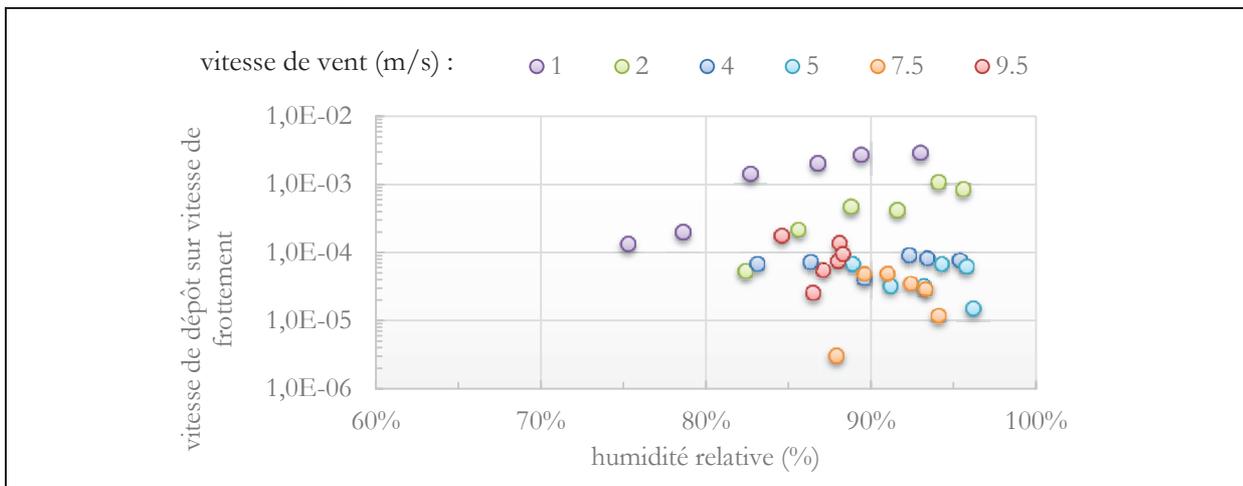


Figure 112 : Vitesse de dépôt adimensionnée pour différentes vitesses de vent vs humidité relative

La vitesse de dépôt adimensionnée augmente avec l'humidité relative pour des vitesses de vent de 1 et 2 $m \cdot s^{-1}$. Pour les autres vitesses, il n'y a pas de tendance claire qui se dégage (valeurs à peu près constantes).

IV.2.2.iii Vitesse de dépôt adimensionnée vs écart de température air-eau

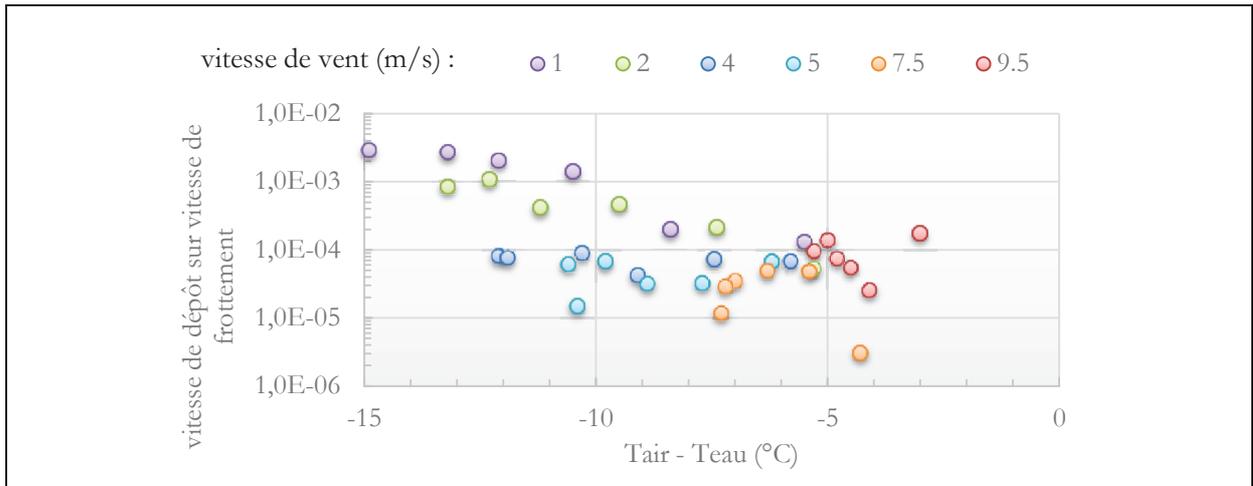


Figure 113 : Vitesse de dépôt adimensionnée vs écart de température air-eau

Pour des courants d'eau forts, les variations de l'écart de température sont dues à l'augmentation de la température de l'eau dans le canal. La figure 113 montre que la vitesse de dépôt adimensionnée a tendance à augmenter lorsque la température de l'eau augmente.

IV.3. Conditions contre-courant d'eau ($U_{eau} = - 0,12 \text{ m.s}^{-1}$)

IV.3.1 Paramètres physiques

IV.3.1.i Evolution de l'humidité relative pour chaque condition de vitesse de vent

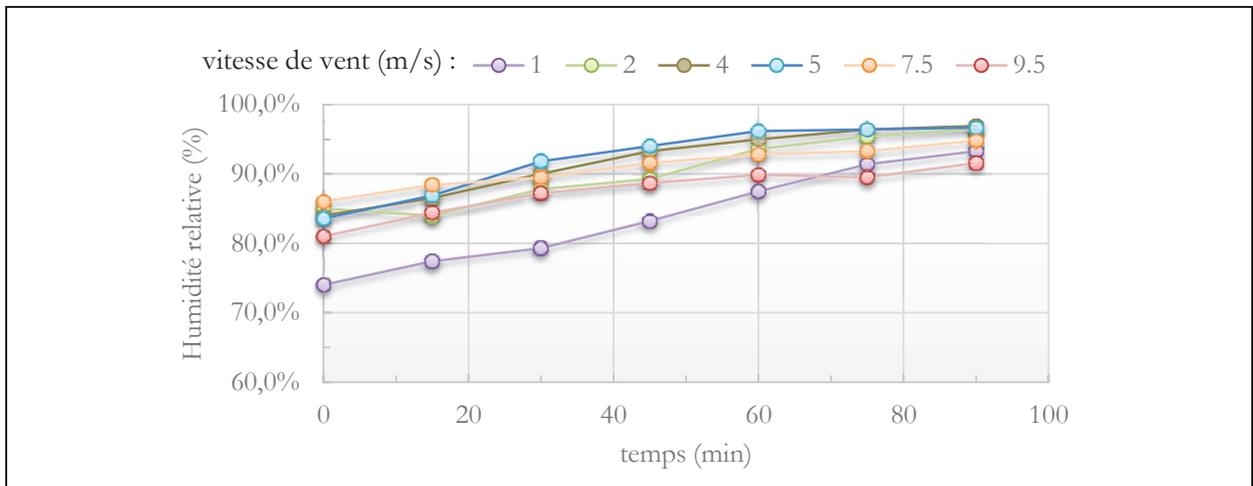


Figure 114 : Evolution de l'humidité relative pour chaque condition de vitesse de vent

L'évolution de l'humidité relative est similaire aux conditions co-courant.

IV.3.1.ii Evolution de l'écart de température air-eau pour chaque condition de vitesse de vent

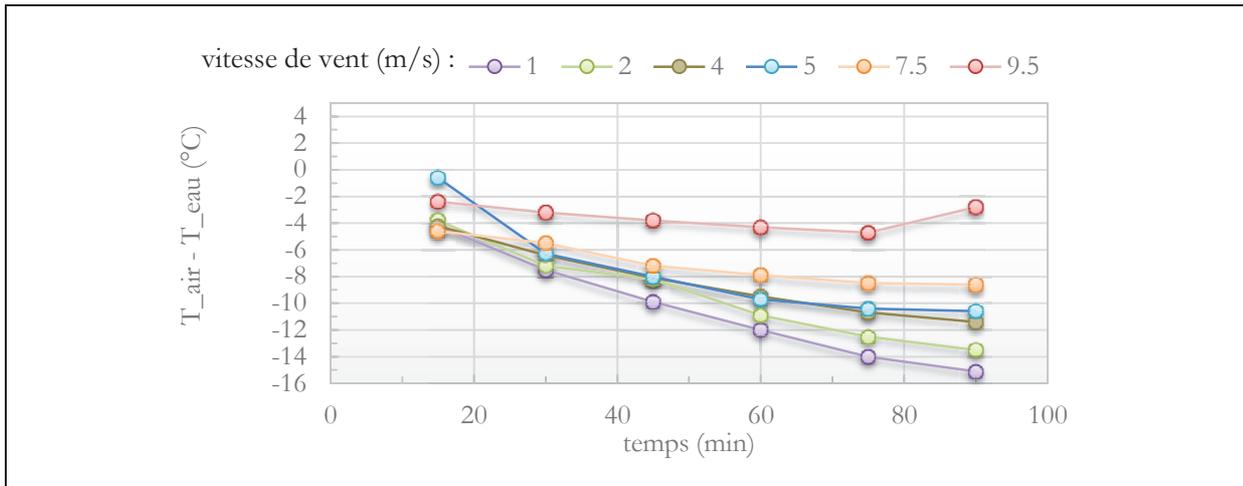


Figure 115 : Variation de l'écart de température air-eau dans le temps pour chaque condition de vitesse de vent

De façon similaire aux conditions de co-courant, l'écart de température air-eau en condition de contre-courant augmente en valeur absolue au cours du temps en raison de l'échauffement de l'eau dû à la pompe de circulation. De même cette augmentation diminue avec la vitesse du vent.

IV.3.1.iii Variation de la hauteur significative des vagues en fonction de la vitesse du vent

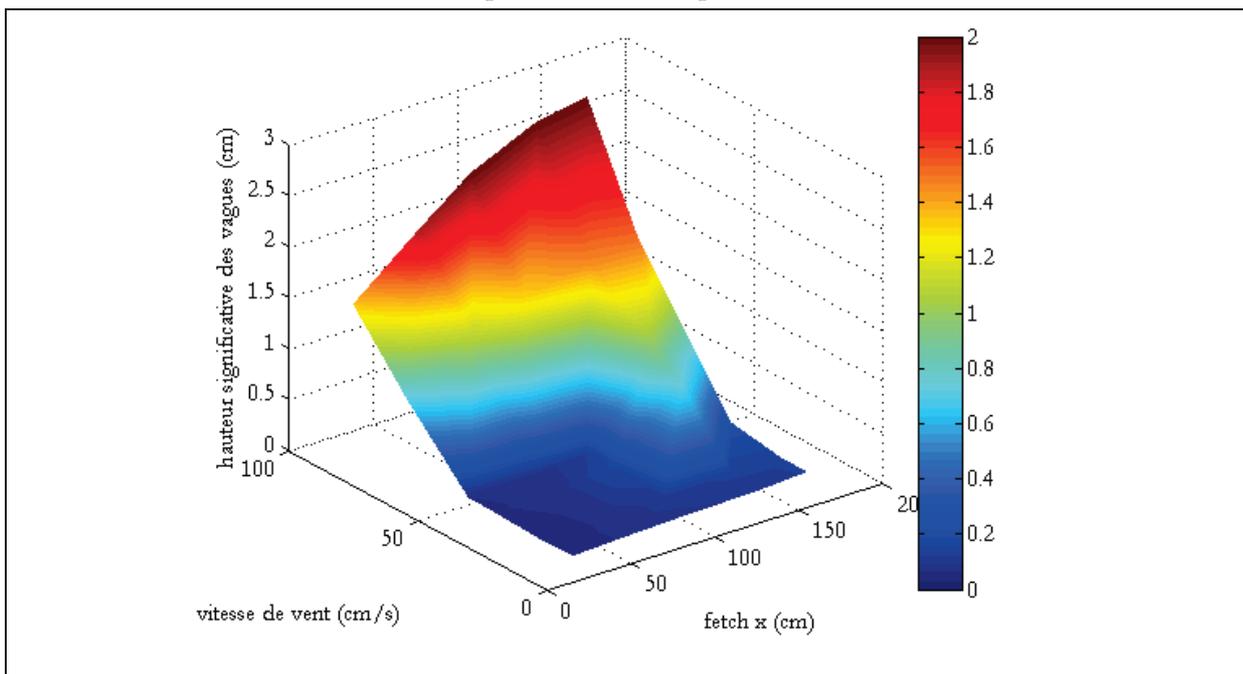


Figure 116 : Hauteurs significatives des vagues en contre courant en fonction du fetch et du vent

Les hauteurs significatives des vagues sont comparables à celles obtenues pour les conditions de co-courant.

IV.3.2 Vitesse de dépôt adimensionnée

IV.3.2.i Vitesse de dépôt adimensionnée pour différentes vitesses de vent w temps

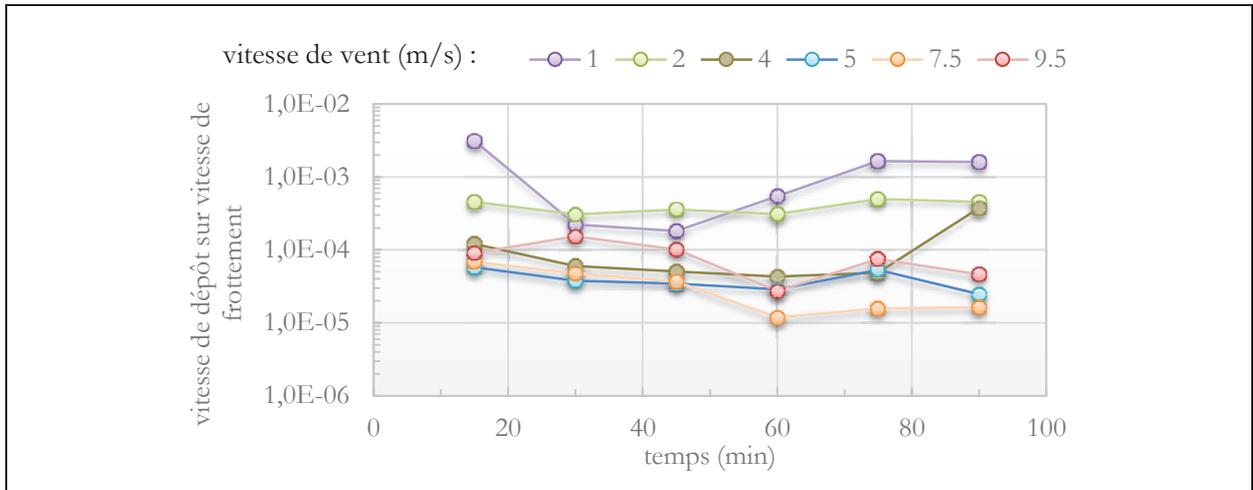


Figure 117 : Vitesse de dépôt adimensionnée pour différentes vitesses de vent vs temps

De façon générale, la vitesse de dépôt adimensionnée diminue de façon importante lorsque la vitesse du vent augmente, hormis pour les mesures à $9,5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

IV.3.2.ii Vitesse de dépôt adimensionnée w humidité relative

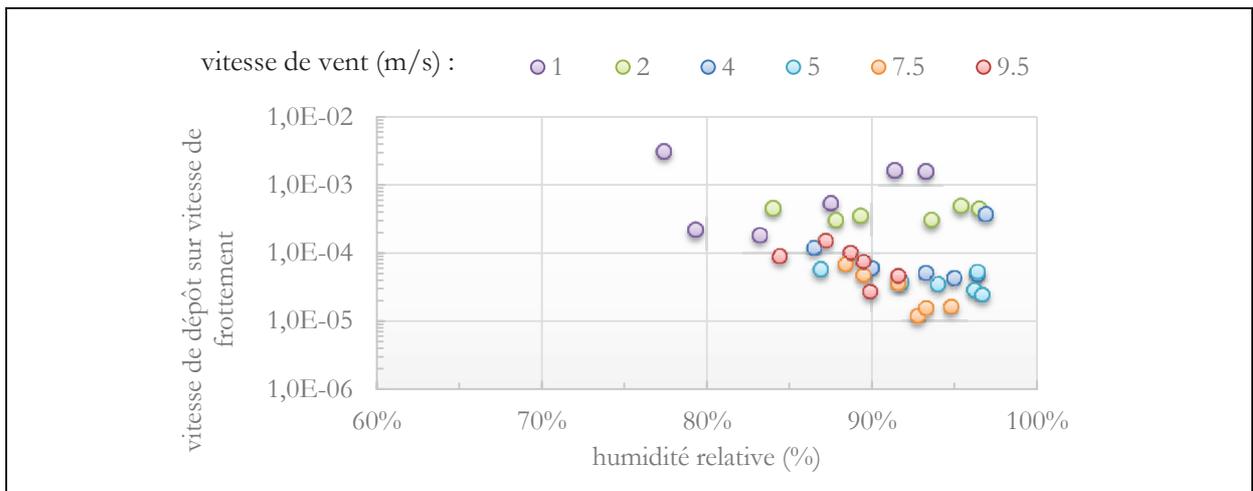


Figure 118 : Vitesse de dépôt adimensionnée pour différentes vitesses de vent vs humidité relative

Les tendances observées en conditions de co-courant sont ici atténuées.

IV.3.2.iii Vitesse de dépôt adimensionnée vs écart de température air-eau

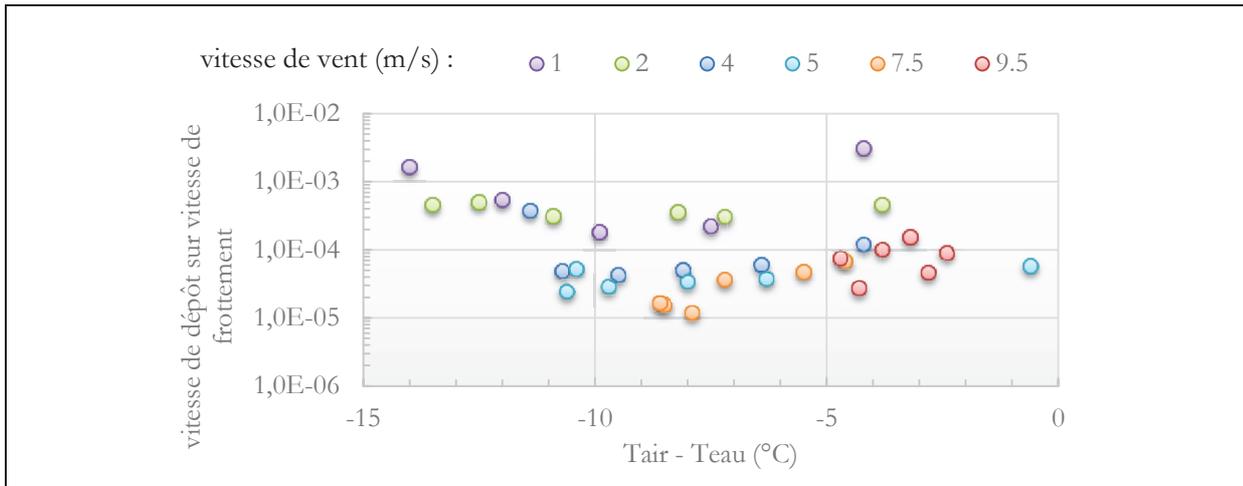


Figure 119 : Vitesse de dépôt adimensionnée vs écart de température air-eau

Comme pour l'humidité relative, les tendances observées en conditions de co-courant sont ici atténuées et les vitesses adimensionnées restent quasi-constantes quel que soit l'écart de température sauf pour 1 m.s^{-1} .

IV.4. Conditions mi co-courant d'eau ($U_{\text{eau}} = 0,06 \text{ m.s}^{-1}$)

IV.4.1 Paramètres physiques

IV.4.1.i Evolution de l'humidité relative pour chaque condition de vitesse de vent

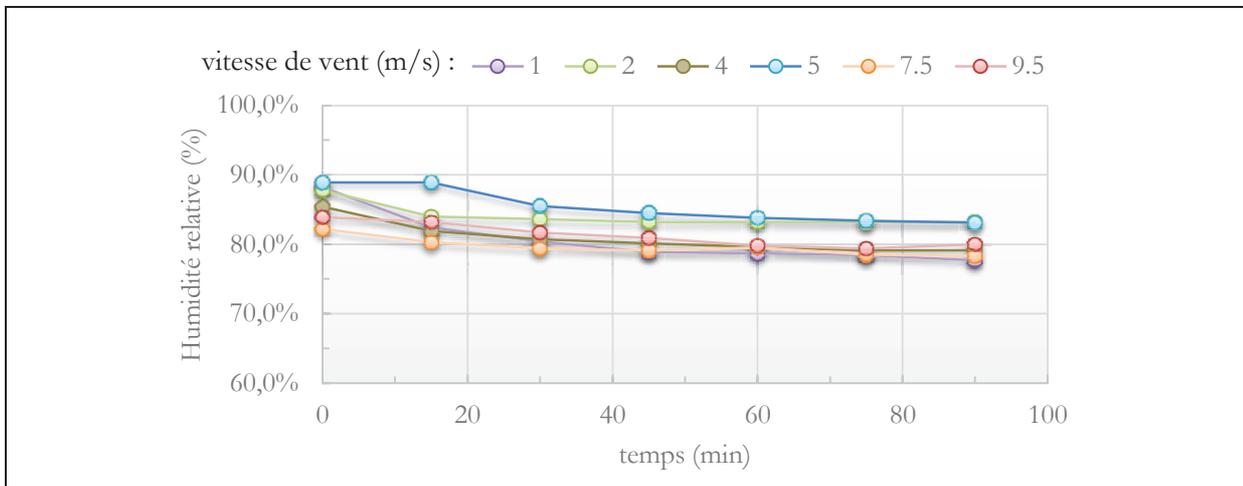


Figure 120 : Evolution de l'humidité relative pour chaque condition de vitesse de vent

Dans les conditions à mi co-courant d'eau, l'humidité relative reste quasi constante au cours du temps.

IV.4.1.ii Evolution de l'écart de température air-eau pour chaque condition de vitesse de vent

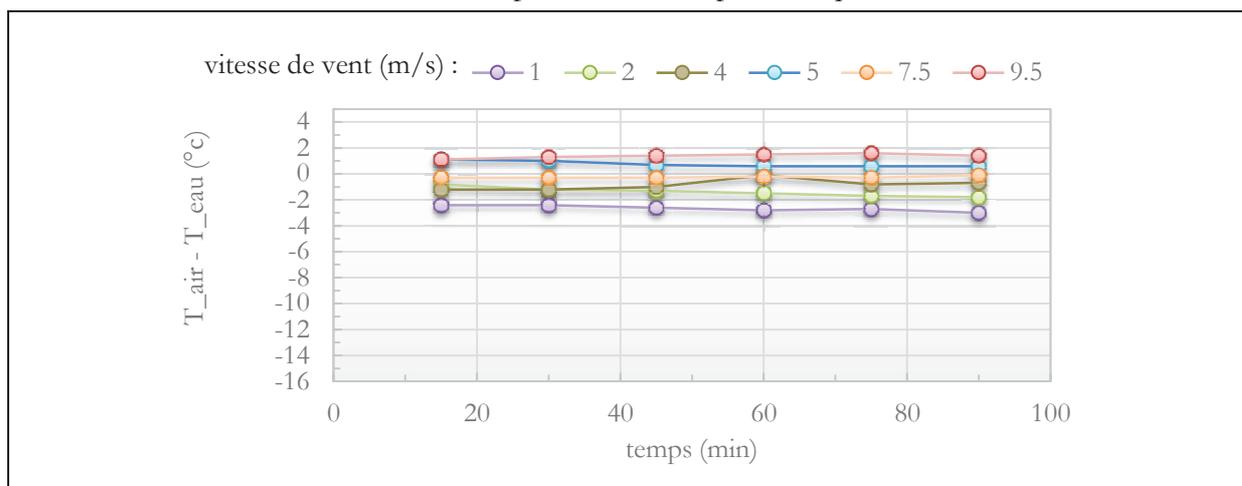


Figure 121 : Variation de l'écart de température air-eau dans le temps pour chaque condition de vitesse de vent

Dans les conditions à mi co-courant d'eau, l'écart de température air-eau reste quasi constant au cours du temps.

IV.4.1.iii Variation de la hauteur significative des vagues en fonction de la vitesse du vent

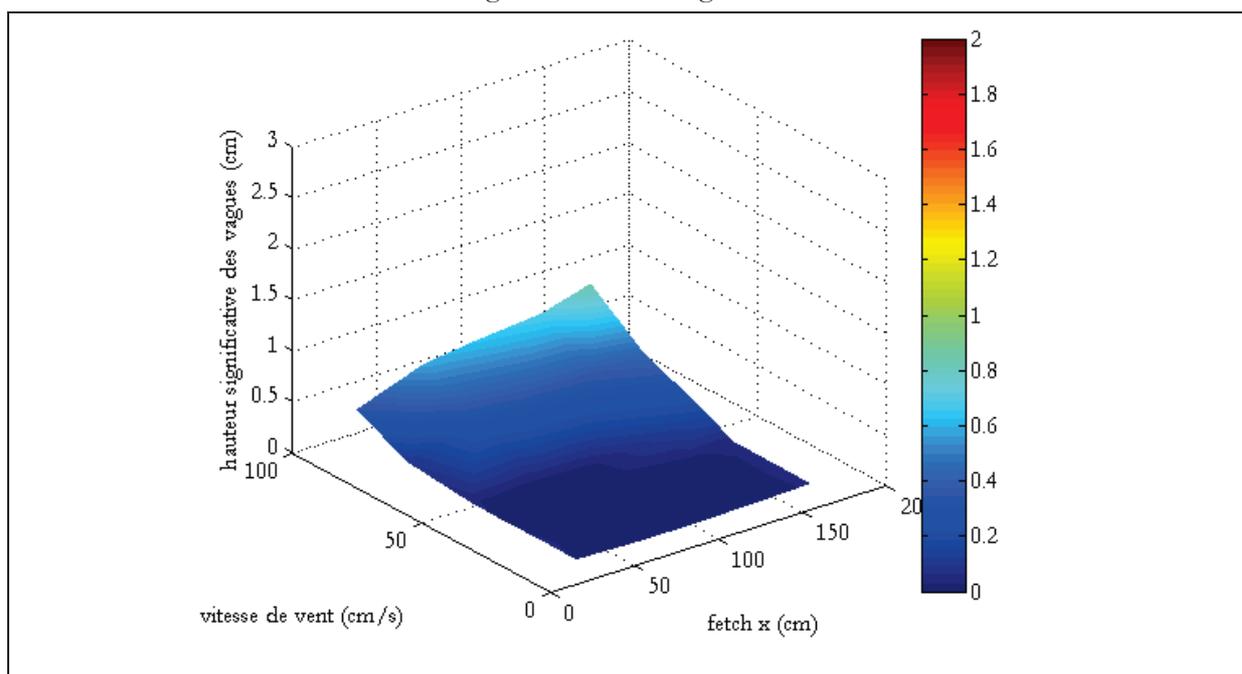


Figure 122 : Hauteurs significatives des vagues en fonction du fetch et du vent (mi co-courant)

Les hauteurs significatives des vagues sont très faibles, assez proches de celles obtenues sans courant.

IV.4.2 Vitesse de dépôt adimensionnée

IV.4.2.i Vitesse de dépôt adimensionnée pour différentes vitesses de vent w temps

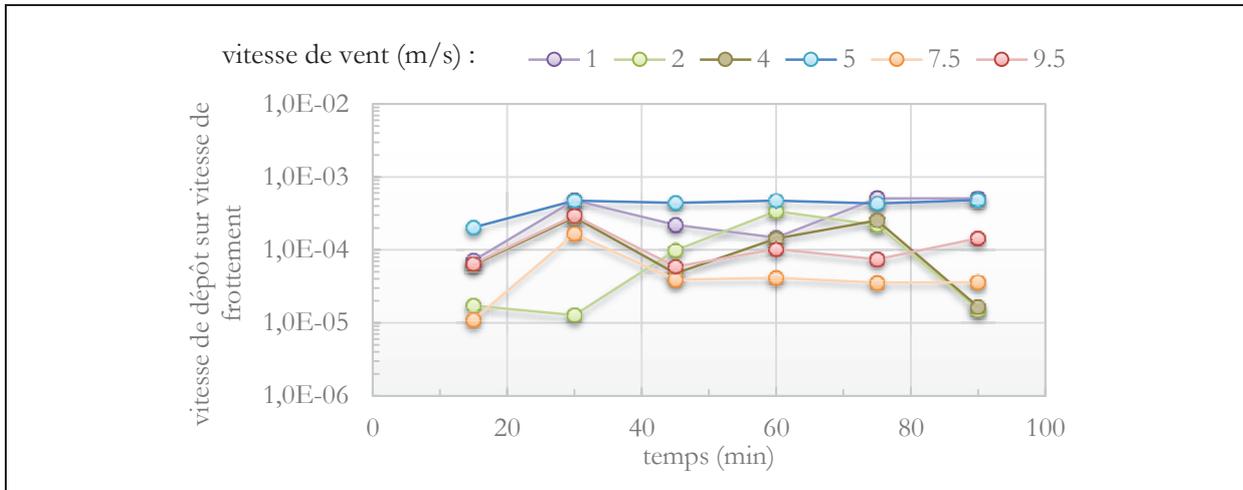


Figure 123 : Vitesse de dépôt adimensionnée pour différentes vitesses de vent vs temps

Les vitesses de dépôt adimensionnées varient peu au cours des expérimentations même si on peut noter que la dispersion des mesures est assez forte.

IV.4.2.ii Vitesse de dépôt adimensionnée w humidité relative

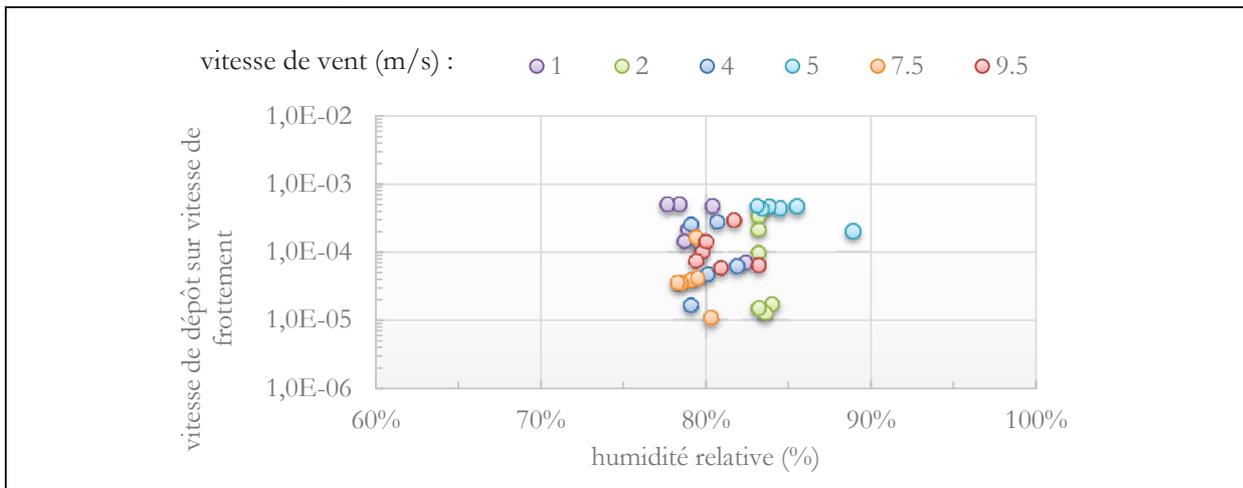


Figure 124 : Vitesse de dépôt adimensionnée pour différentes vitesses de vent vs humidité relative

Pour les conditions de mi co-courant, cette figure ne permet pas de dégager des tendances marquantes sur les variations de la vitesse de dépôt adimensionnée en fonction de l'humidité relative.

IV.4.2.iii Vitesse de dépôt adimensionnée vs écart de température air-eau

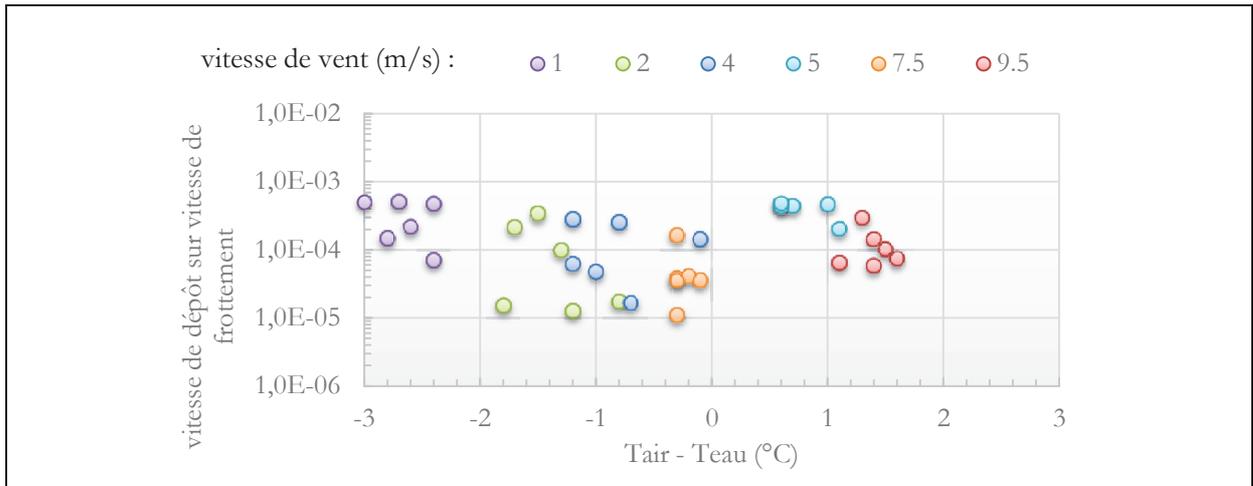


Figure 125 : Vitesse de dépôt adimensionnée vs écart de température air-eau

Pour une vitesse de vent donnée, la vitesse de dépôt adimensionnée ne varie pas en fonction de l'écart de température.

IV.5. Conditions mi contre-courant d'eau ($U_{\text{eau}} = - 0,06 \text{ m.s}^{-1}$)

IV.5.1 Paramètres physiques

IV.5.1.i Evolution de l'humidité relative pour chaque condition de vitesse de vent

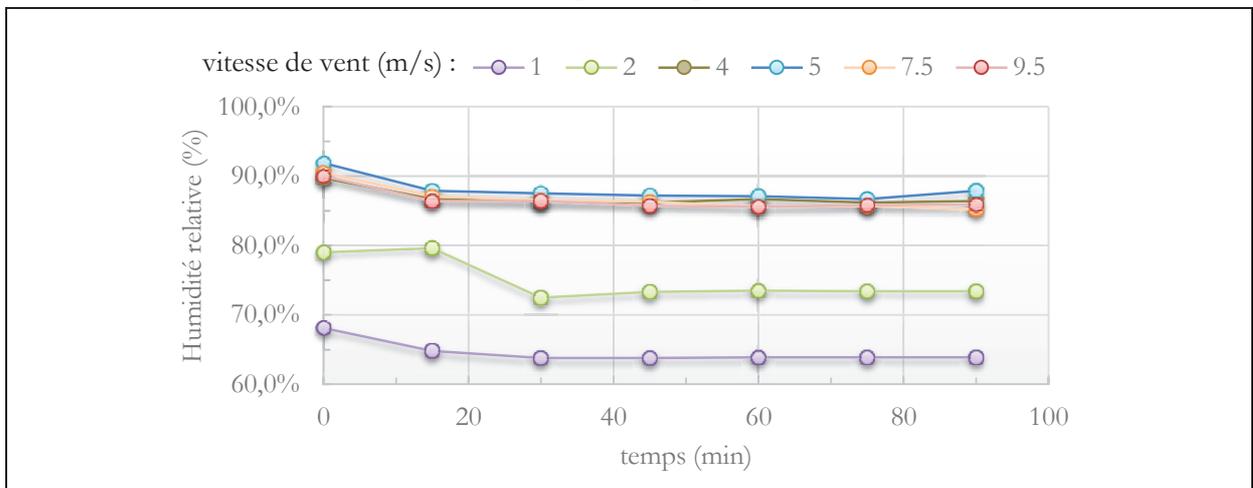


Figure 126 : Evolution de l'humidité relative pour chaque condition de vitesse de vent

Dans les conditions à mi contre-courant d'eau, l'humidité relative reste quasi constante au cours du temps. Pour des vitesses de vent de 1 et 2 m.s^{-1} l'humidité relative est inférieure à 80%.

IV.5.1.ii Evolution de l'écart de température air-eau pour chaque condition de vitesse de vent

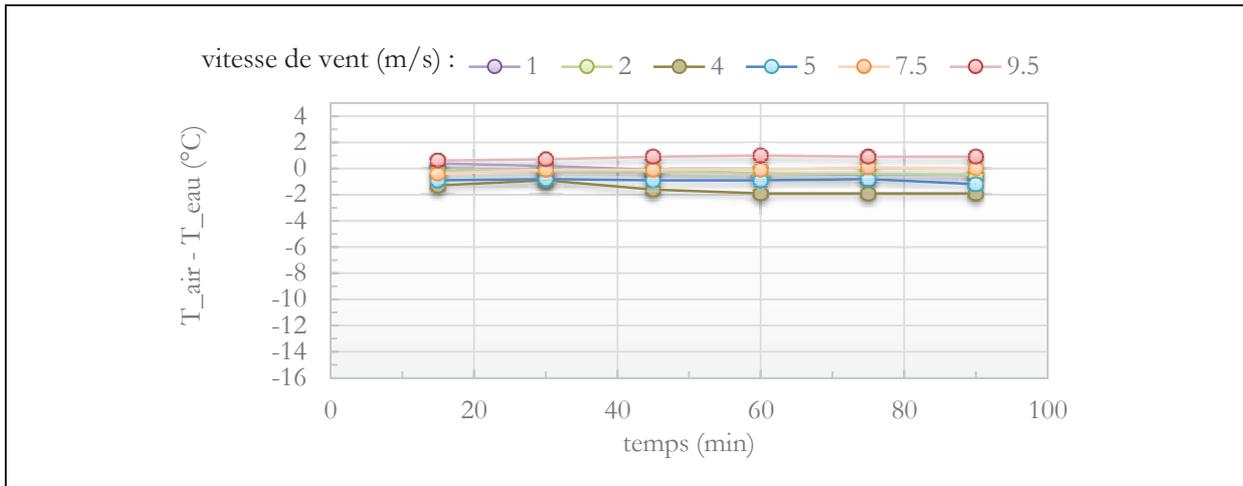


Figure 127 : Variation de l'écart de température air-eau dans le temps pour chaque condition de vitesse de vent

Dans les conditions à mi contre-courant d'eau, l'écart de température air-eau reste quasi constant au cours du temps.

IV.5.1.iii Variation de la hauteur significative des vagues en fonction de la vitesse du vent

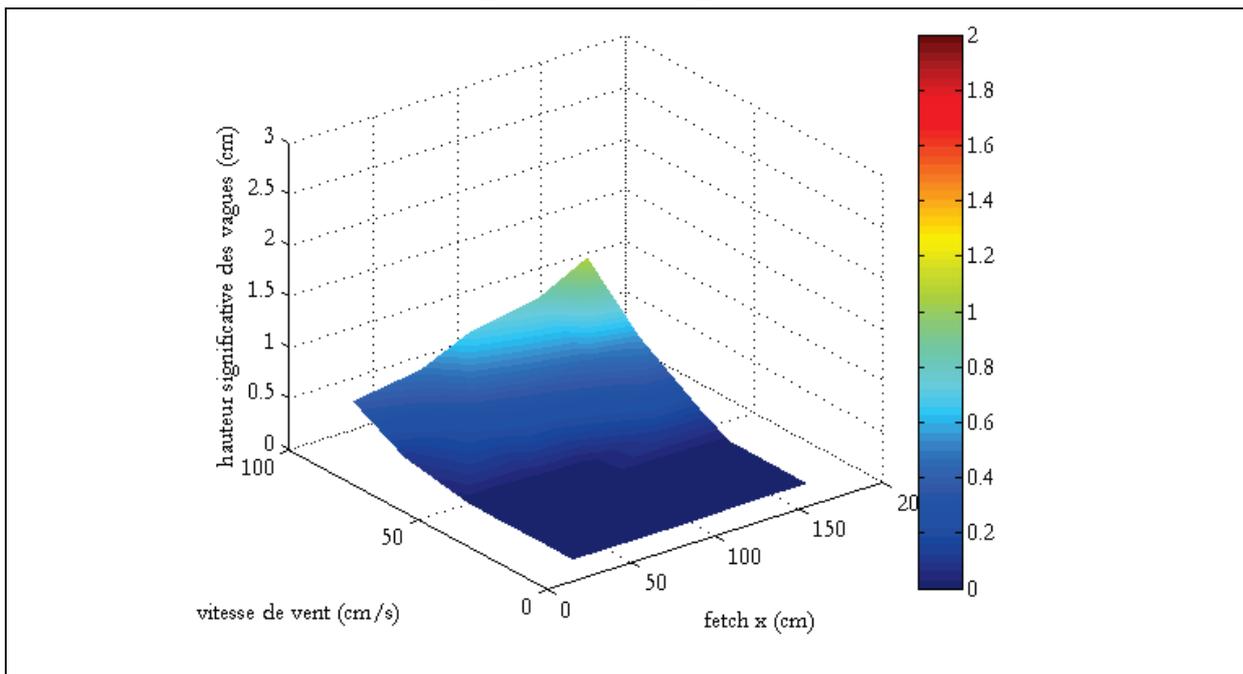


Figure 128 : Hauteurs significatives des vagues en fonction du fetch et du vent (mi contre-courant)

IV.5.2 Vitesse de dépôt adimensionnée

IV.5.2.i Vitesse de dépôt adimensionnée pour différentes vitesses de vent v vs temps

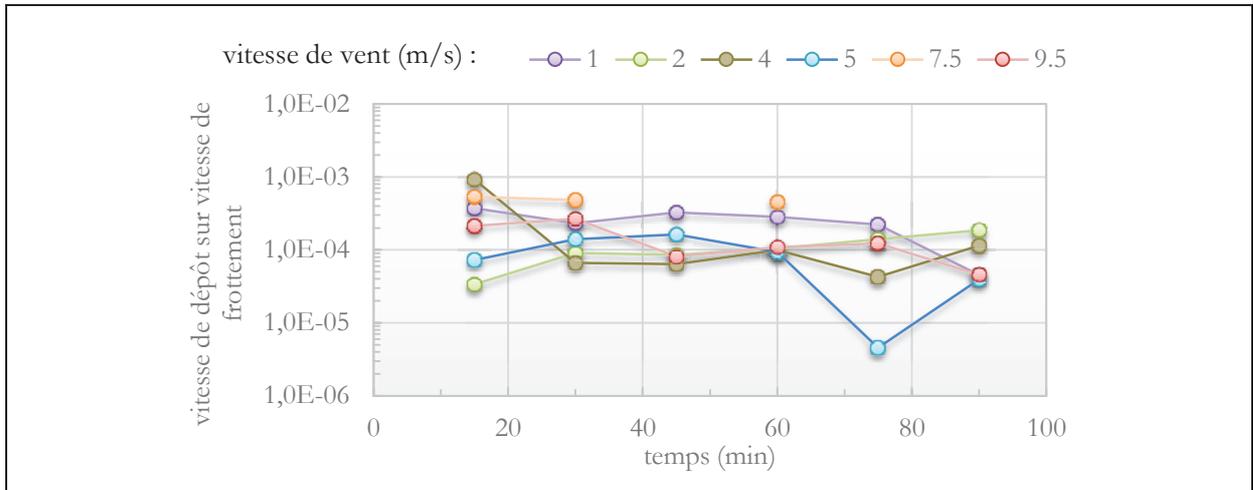


Figure 129 : Vitesse de dépôt adimensionnée pour différentes vitesses de vent vs temps

Les vitesses de dépôt adimensionnées restent quasiment constantes.

Pour l'expérience à $7,5 \text{ m.s}^{-1}$, certaines valeurs de vitesses de dépôt n'ont pas pu être calculées à cause de la variation de concentration dans l'eau entre deux instants qui est négative (erreurs de mesures).

IV.5.2.ii Vitesse de dépôt adimensionnée v vs humidité relative

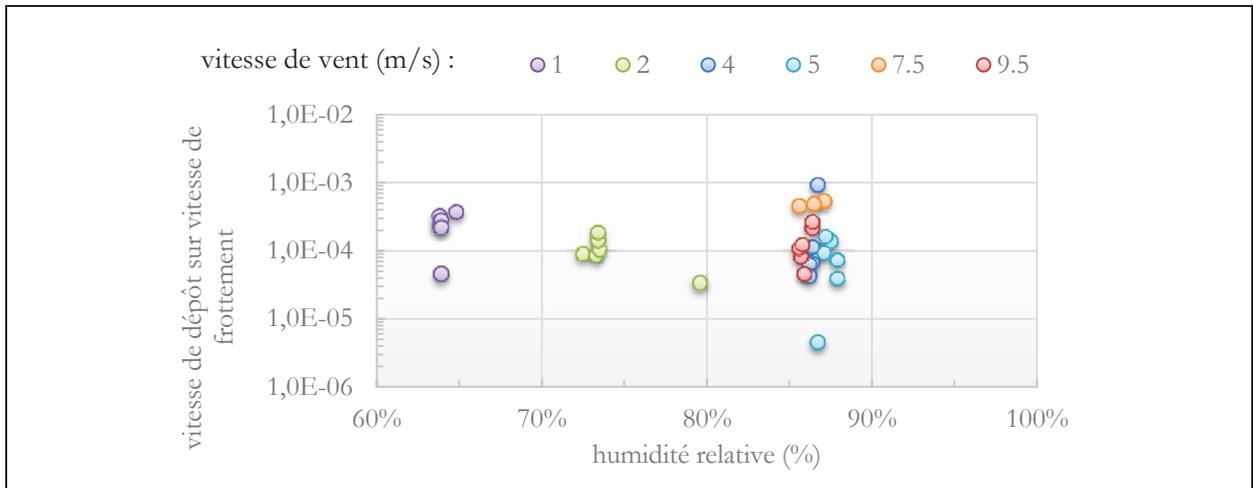


Figure 130 : Vitesse de dépôt adimensionnée pour différentes vitesses de vent vs humidité relative

Comme l'humidité relative évolue très peu au cours du temps pour une vitesse de vent donnée, on n'observe pas de variation significative de la vitesse de dépôt adimensionnée.

IV.5.2.iii Vitesse de dépôt adimensionnée vs écart de température air-eau

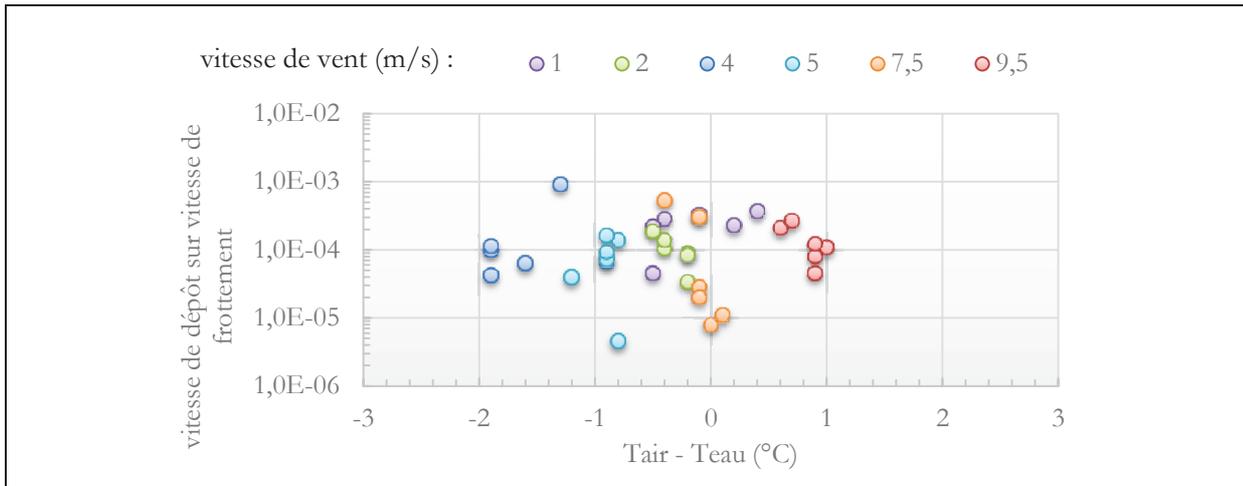


Figure 131 : Vitesse de dépôt adimensionnée vs écart de température air-eau

Les écarts de température sont faibles et la vitesse de dépôt adimensionnée varie peu.

IV.6. Synthèse des résultats

Cette partie présente une analyse des résultats basée sur la comparaison des différentes conditions expérimentales. La première partie concerne les paramètres physiques et la seconde partie est dédiée aux vitesses de dépôt adimensionnées.

IV.6.1 Evolution de la température de l'eau en fonction du temps

La variation relative de la température de l'eau au cours du temps est donnée en figure 132.

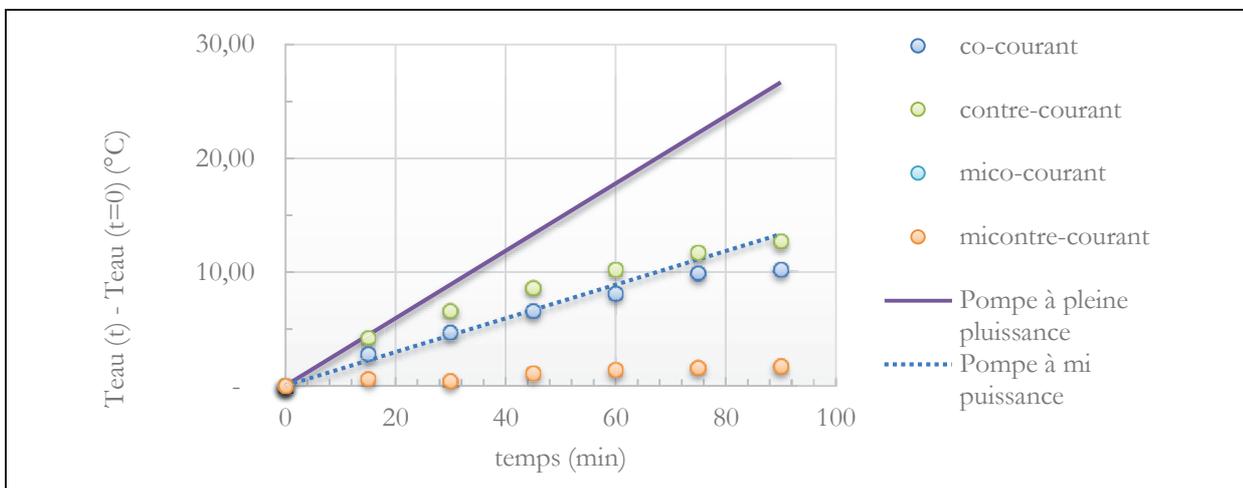
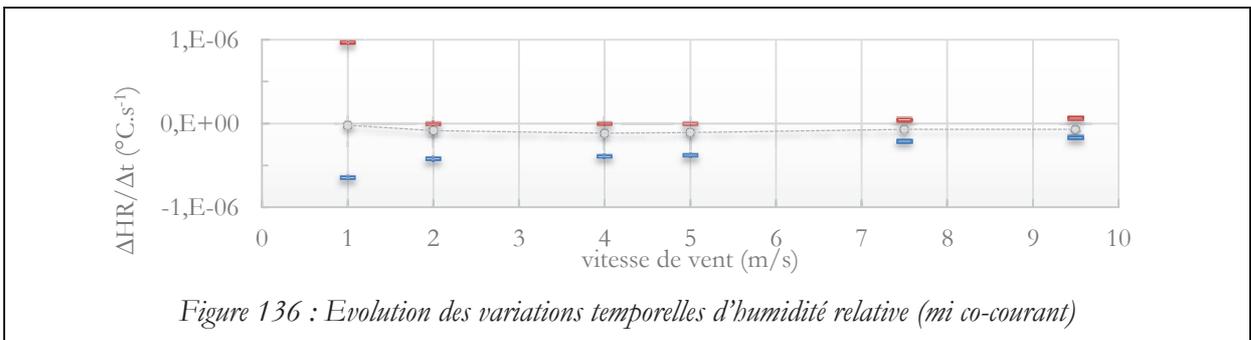
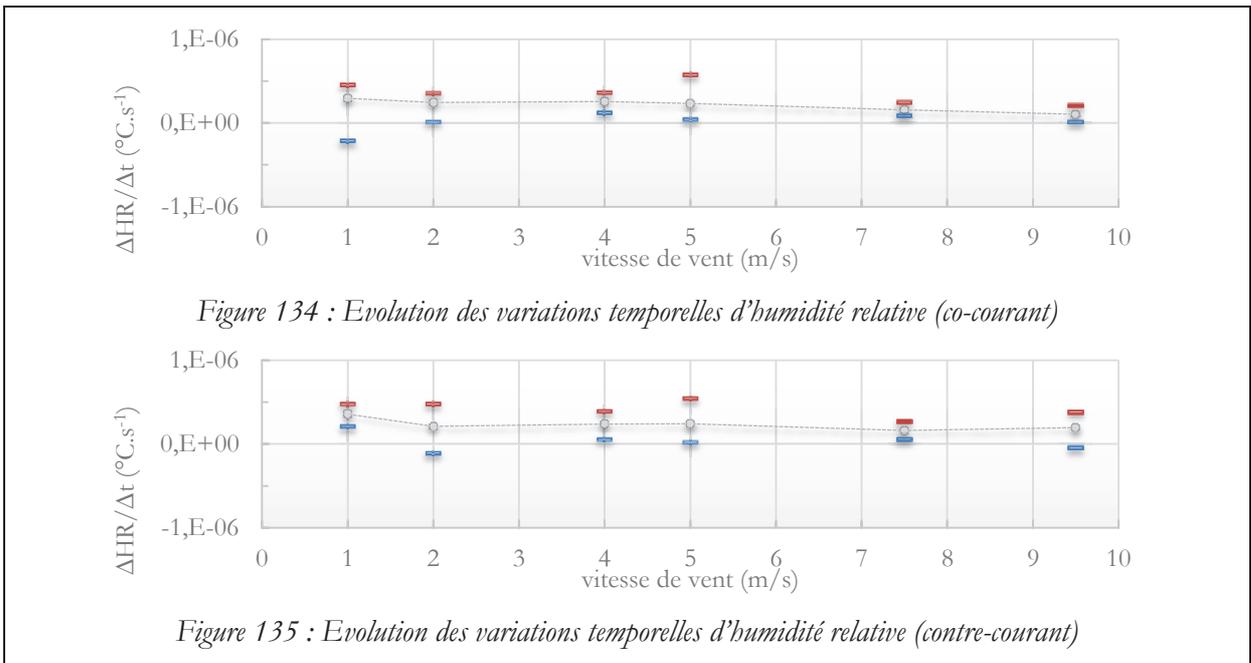
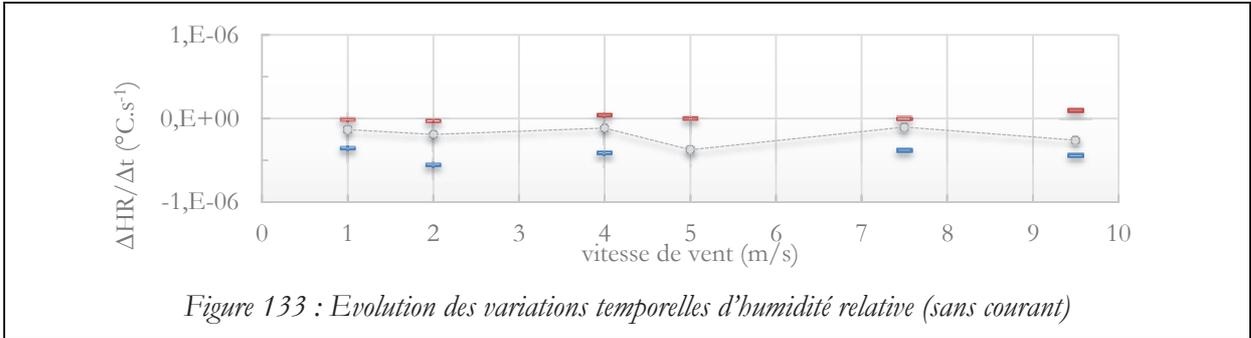


Figure 132 : Evolution de la température de l'eau au cours du temps (à 4m/s)

La température augmente significativement pour les expériences à fort courant d'eau à cause de l'action de la pompe de circulation de l'eau du canal (conférer note ²⁷). Les droites représentent les variations de température calculées à partir des caractéristiques de la pompe, sachant que le rendement donné par le constructeur surestime sans doute la réalité compte tenu de l'âge de celle-ci. On peut noter que l'augmentation de la température n'évolue pas de façon strictement linéaire, ceci pourrait s'expliquer par la perte de chaleur dans le système (tuyaux, écoulement de l'air, etc.).

IV.6.2 Evolution de l'humidité relative

Les résultats expérimentaux montrent que les variations de l'humidité relative ne sont pas les mêmes en fonction des conditions expérimentales. Pour interpréter ces évolutions, les figures suivantes présentent les variations d'humidité relative ($\Delta RH/\Delta t$) en fonction de la vitesse du vent et des différentes conditions de courant. Les traits rouges et bleus indiquent, respectivement, les valeurs maximales et minimales de la variation de l'humidité relative. Les points indiquent la moyenne sur tous les instants.



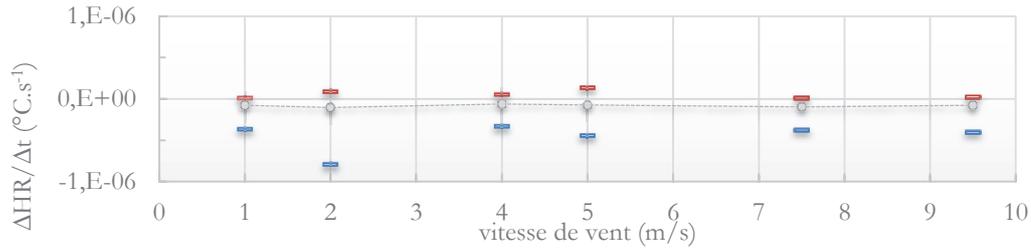


Figure 137 : Evolution des variations temporelles d'humidité relative (mi contre-courant)

Ces résultats montrent que les variations d'humidité relative sont essentiellement négatives pour les conditions sans courant, mi co-courant et mi contre-courant. Par contre, elles sont positives en conditions de contre-courant et de co-courant pour lesquelles elles sont maximales pour des vitesses de vent de 5 m.s^{-1} et s'atténuent pour des vitesses de vent supérieures. Ce comportement révèle un flux d'évaporation du canal consécutif au réchauffement de l'eau (cf. paragraphe IV.6.1) sous l'effet de la pompe de circulation qui, dans ces deux conditions, fonctionne au maximum de sa capacité.

IV.6.3 Hauteurs significatives des vagues

Les mesures de hauteurs significatives des vagues issues des 150 essais et moyennées sur cinq fetchs sont présentées à la figure 138.

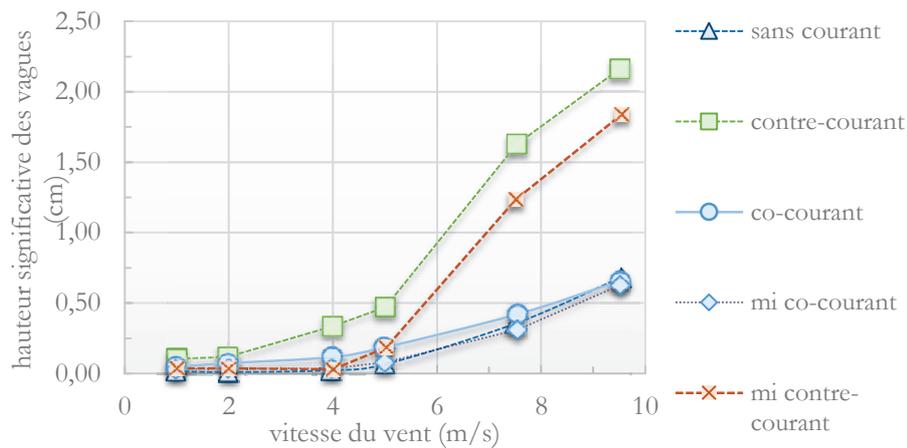


Figure 138 : Evolutions de la hauteur significative moyenne des vagues vs la vitesse du vent et les conditions de courant

Les hauteurs des vagues ne dépassent pas $2,5 \text{ cm}$ dans le canal.

Pour toutes les conditions de vent, les vagues les plus fortes sont obtenues avec les conditions de contre-courant. En dessous de 5 m.s^{-1} les hauteurs de vagues varient peu et sont similaires pour les conditions de co-courant, mi co-courant, mi contre-courant et sans courant. Pour ces quatre conditions, les hauteurs de vagues augmentent au-delà de 5 m.s^{-1} , l'augmentation la plus importante étant obtenue avec les conditions de co-courant.

IV.6.4 Synthèse brute des vitesses de dépôt adimensionnées

Dans la littérature, les vitesses de dépôt sont généralement présentées en fonction du diamètre des particules. La distribution granulométrique donnée par le spectre de référence de notre champ d'aérosol est monomodale et quasi-polydispersée (diamètre géométrique moyen $d_{p,masse} = 0,266 \mu\text{m}$; écart-type géométrique moyen en masse $\sigma_{p,masse} = 1.305$). Cette distribution complique la représentation de la vitesse de dépôt en fonction de la taille des

particules, d'autant plus que les variations d'humidité relative peuvent également modifier cette distribution. Néanmoins, il est proposé ci-dessous une première présentation des vitesses de dépôt moyennes des différentes conditions de vitesse de vent et de courant. Pour chaque cas, il s'agit de la moyenne des vitesses de dépôt obtenues entre 30 et 90 min.

$$v_d(t) = \frac{1}{5} \cdot (v_d(t=30) + v_d(t=45) + v_d(t=60) + v_d(t=75) + v_d(t=90)) + \sigma_{v_d(t)} \quad [IV-2]$$

Avec $\sigma_{v_d(t)}$ l'écart type moyen sur les valeurs de vitesse de dépôt divisé par racine de 5.

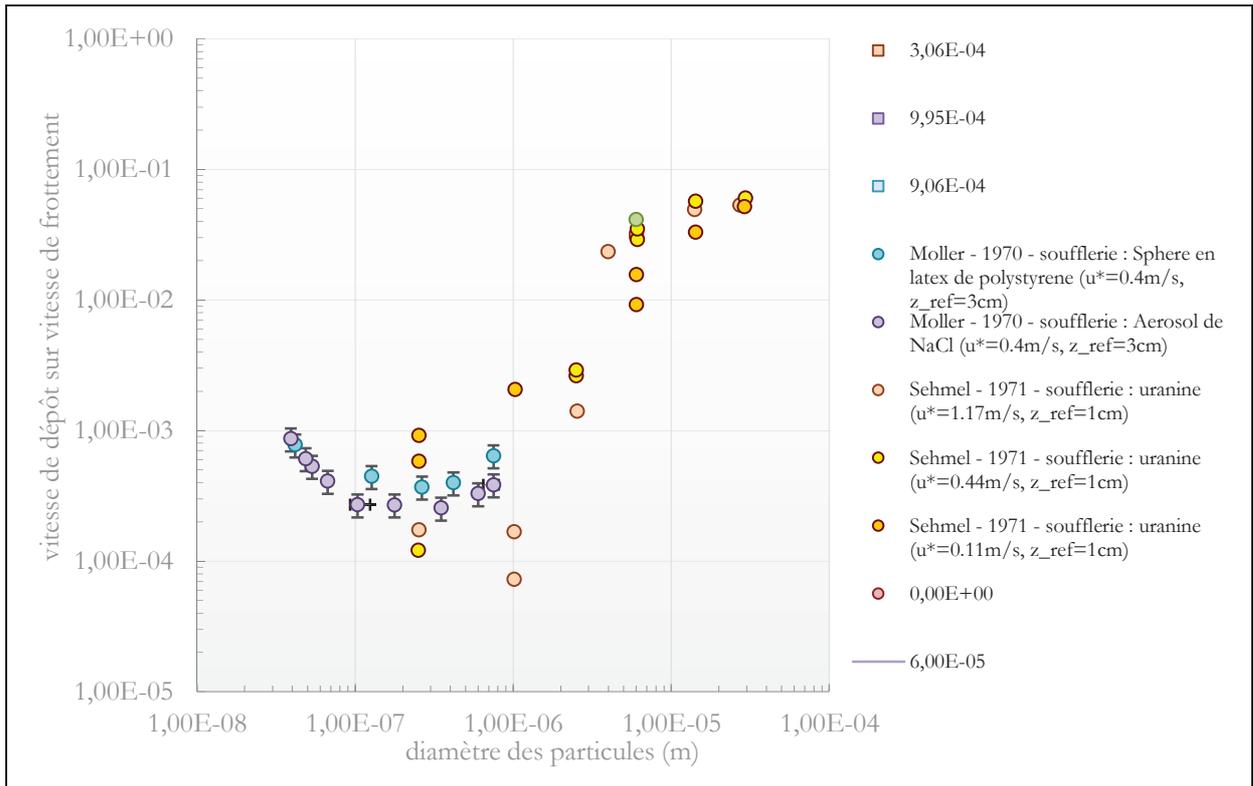


Figure 139 : Vitesse de dépôt sur vitesse de frottement expérimentales en fonction du diamètre des particules

Cette représentation montre qu'une grande partie des vitesses mesurées se situe dans la gamme des vitesses données dans la littérature et que la variabilité de nos mesures est visiblement plus importante. Plusieurs paramètres peuvent expliquer cette variabilité dont la vitesse du vent.

Pour estimer le rôle de ce paramètre, la figure 140 présente la synthèse des vitesses de dépôt adimensionnées en fonction de la vitesse du vent.

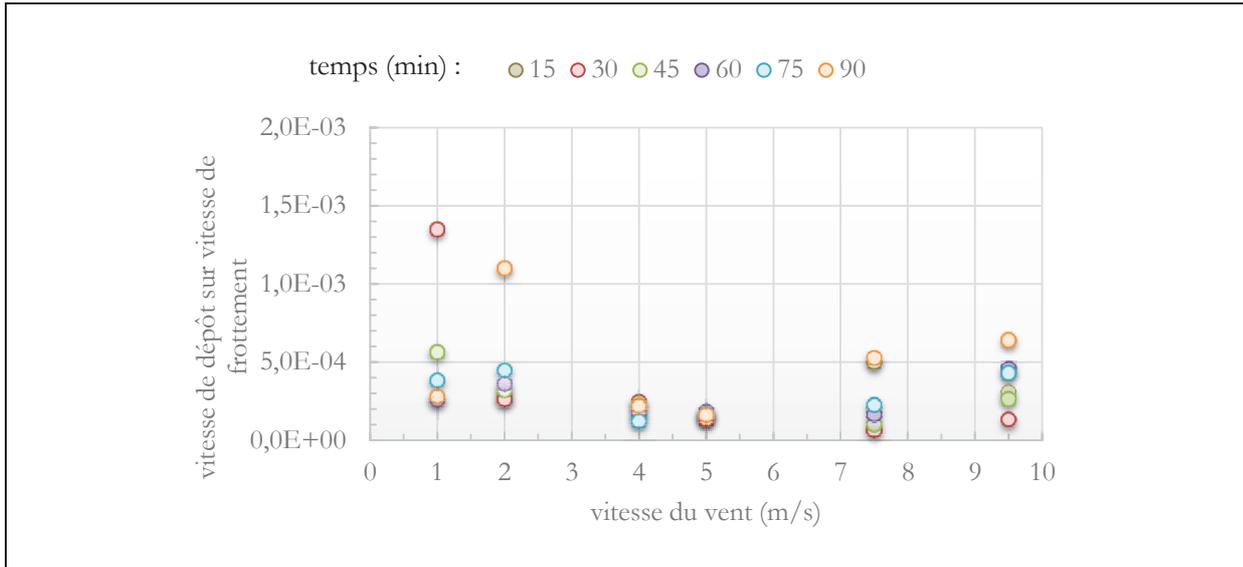


Figure 140 : Vitesse de dépôt sec sur l'eau en fonction de la vitesse du vent

La tendance générale qui se dégage de ces résultats est que les vitesses de dépôt adimensionnées diminuent en moyenne et en variabilité avec la vitesse du vent lorsque ce dernier se situe entre 1 et 5 m.s^{-1} et qu'elles augmentent en moyenne et en variabilité au-delà de 5 m.s^{-1} . A ce stade, il semblerait qu'il y ait une différence de comportement entre les régimes lisse (5 m.s^{-1}) et rugueux ($> 7 \text{ m.s}^{-1}$). Néanmoins, les variabilités aux faibles et aux fortes vitesses de vent restent suffisamment importantes pour laisser pressentir le rôle significatif d'un autre paramètre que la vitesse du vent : l'humidité relative.

IV.6.5 Synthèse des vd^+ en fonction du courant air-eau et de l'humidité

L'analyse des paramètres physiques montre que les conditions d'humidité relative ne sont pas les mêmes pour toutes les expérimentations et qu'elles peuvent varier significativement au cours des expérimentations à co-courant et contre-courant. Dans la mesure où les aérosols d'urinine sont hygroscopiques, ces variations peuvent modifier de façon importante leur granulométrie et biaiser la comparaison des expérimentations si elles ne sont pas prises en compte. Ainsi, les vitesses de dépôts adimensionnées obtenues en fonction des différentes conditions de vitesse de vent et de courant doivent être comparées pour des conditions d'humidité relative identiques.

IV.6.5.i Comparaison des vitesses de dépôt adimensionnées en fonction des différentes conditions de vent, de courant et des cinq conditions d'humidités relatives.

Le tableau 6 présente la comparaison des vitesses de dépôt adimensionnées en fonction des différentes conditions de vent, de courant et des cinq conditions d'humidités relatives suivantes :

$$60\% < RH < 70\%, 70\% < RH < 80\%, 80\% < RH < 86\%, 86\% < RH < 90\% \text{ et } 90\% < RH < 100\%.$$

	<i>sans courant</i>	<i>mi co-courant et mi contre-courant</i>	<i>co-courant et contre-courant</i>
60%-70%			
70%-80%			
80%-86%			
86%-90%			
90%-100%			

Tableau 6 : Vitesses de dépôt adimensionnées en fonction des conditions de vent, de courant et d'humidité relative

- Conditions sans courant :

vd^+ varie entre 10^{-4} et 10^{-3} . La valeur moyenne est $\overline{vd^+} = 3,99.10^{-4}$ et l'écart-type moyen est $\sigma_{vd^+} = 9,97.10^{-5}$.

- Conditions mi contre et mi-courant :

vd^+ varie entre 5.10^{-6} et 10^{-3} . La valeur moyenne est $\overline{vd^+} = 1,76.10^{-4}$ et l'écart-type moyen est $\sigma_{vd^+} = 3,57.10^{-5}$. Par rapport au cas sans courant, la valeur moyenne est plus faible et la dispersion est plus importante.

- Conditions contre et co courant :

vd^+ varie entre 3.10^{-6} et 3.10^{-3} . La valeur moyenne est $\overline{vd^+} = 3,53.10^{-4}$ et l'écart-type moyen est $\sigma_{vd^+} = 1,09.10^{-5}$. Par rapport aux cas à mi courant, la gamme de variation et la valeur moyenne sont comparables et la dispersion est plus grande.

Ces résultats montrent que le comportement général de vd^+ en fonction de la vitesse du vent est similaire entre toutes les conditions de courant et d'humidité. Pour des vitesses de vent comprises entre 1 et 5 m.s⁻¹ vd^+ décroît de 10^{-3} à 10^{-4} quelque soit les conditions de vent et de courant. Les valeurs minimales se concentrent autour de 5 m.s⁻¹. Pour des vitesses supérieures à 5 m.s⁻¹ vd^+ augmente légèrement au voisinage de 10^{-4} . Ces résultats viennent renforcer le rôle pressenti au paragraphe précédent pour le régime de l'écoulement (lisse < 5 m.s⁻¹ et rugueux > 7 m.s⁻¹).

La figure 141 donne une synthèse des vitesses de dépôts adimensionnées en fonction de cinq classes d'humidité relative et des écarts de débit massiques $\Delta Q_m = \rho_{air} \cdot U_{air} - \rho_{eau} \cdot U_{eau}$ (avec U_{eau} la vitesse débitante de l'eau, U_{air} la vitesse de l'air à la hauteur de référence, ρ_{eau} la masse volumique de l'eau et ρ_{air} la densité de l'air). Ces écarts permettent de regrouper les différentes conditions de courant : $\Delta Q_m \sim 0$ en conditions sans courant, $\Delta Q_m < 0$ en conditions de contre-courant (à pleine vitesse débitante dans le canal à eau et à mi-vitesse) et $\Delta Q_m > 0$ en conditions de co-courant.

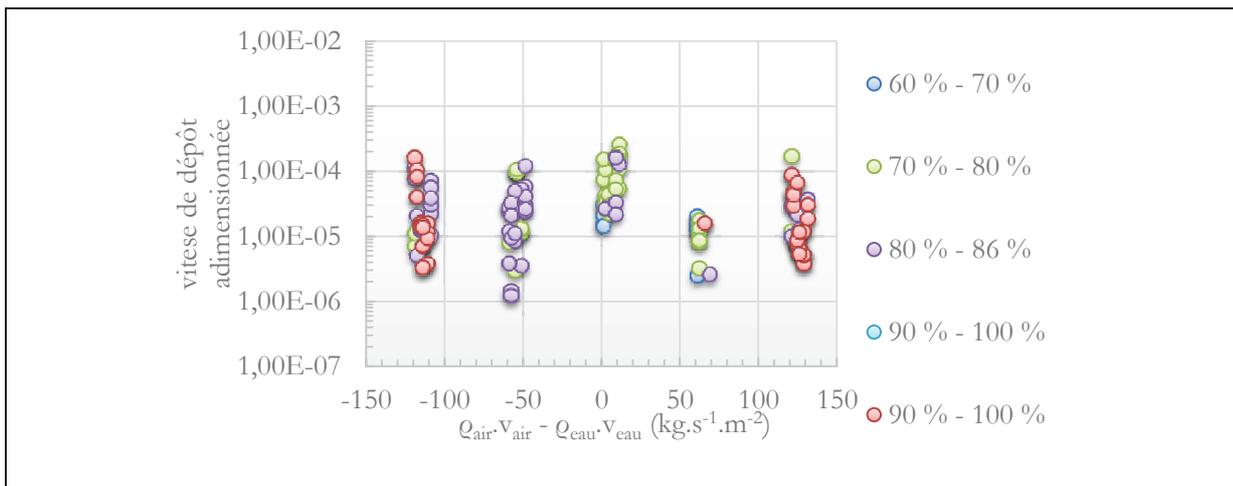


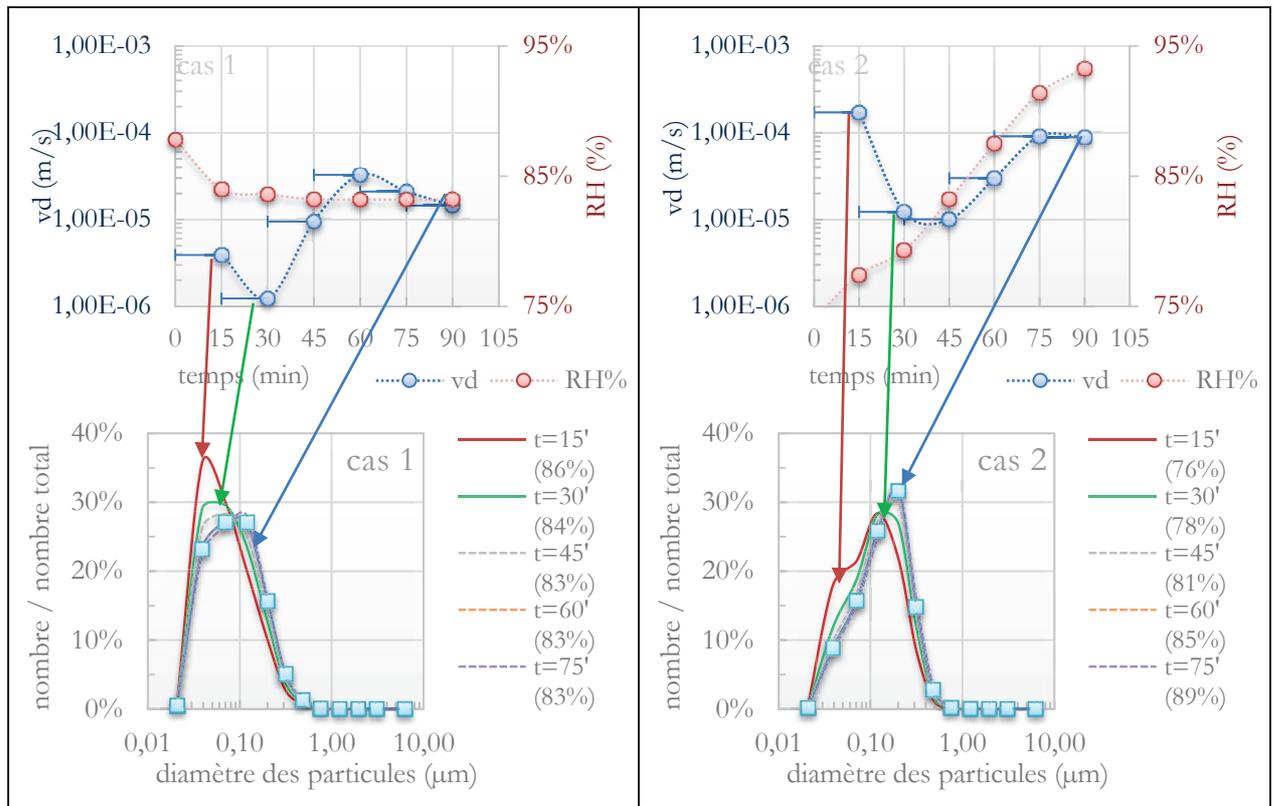
Figure 141 : Synthèse des vitesses de dépôt adimensionnées vs. écart de débit massique

Même si les vd^+ associées aux conditions sans courant ont tendance à être légèrement supérieures à celles obtenues pour les autres conditions, il est difficile, à partir de ces résultats bruts, d'identifier les effets du courant et de l'humidité. Dès lors, il devient nécessaire de raffiner cette analyse à partir des évolutions temporelles (moyennées sur chaque intervalle Δt) de la

distribution granulométrique en nombre de particule ($\#/cm^3$), de l'humidité relative et de la vitesse de dépôt à l'échelle d'une expérimentation.

IV.6.5.ii Deux cas d'études opposés

Deux cas d'études opposés en termes d'évolution de ces paramètres sont présentés à la figure 142 : le cas (1) = mi co-courant avec une vitesse de l'air de $2 m.s^{-1}$ et une humidité relative quasi-constante et le cas (2) = contre-courant avec une vitesse de l'air à $1 m.s^{-1}$ et une augmentation de l'humidité relative au cours du temps. Il est présenté l'évolution de la vitesse de dépôt \square , de l'humidité relative (\circ) et du spectre granulométrique en nombre au cours des différents intervalles de temps ($\Delta t = 15 min$).



mi co-courant (2 m/s) – cas(1)

contre-courant (1 m/s) – cas (2)

Figure 142 : Evolution du spectre granulométrique, de l'humidité relative et de la vitesse de dépôt pour 2 cas d'étude.

- Cas(1) = mi co-courant $2 m.s^{-1}$ avec une humidité relative quasi-constante :

Dans le cas(1) l'humidité relative se stabilise dès $15 min$ vers 83% . La vitesse de dépôt varie entre $10^{-6} m.s^{-1}$ et $10^{-5} m.s^{-1}$. À $15 min$, le diamètre géométrique en nombre est centré à $d_{p,50,nombre} = 0,074 \mu m$ ($\sigma_{d_{p,50,nombre}} = 1,314$) et le rapport en nombre est de 36% . Ce dernier décroît rapidement pour se stabiliser à 27% et dès $30 min$, le maximum du spectre se décale vers des particules de diamètre $d_{p,50,nombre} = 0,092 \mu m$ avec un écart type plus large ($\sigma_{d_{p,50,nombre}} = 1,331$) ce qui implique une augmentation de la taille des particules et une distribution en nombres plus étendue. La constance de l'humidité relative tend à faire converger le spectre granulométrique vers une distribution plus étendue, ce qui implique que les particules dans l'enceinte de la soufflerie sont encore plus poly-dispersées. La vitesse de dépôt semble se stabiliser dès $45 min$ proportionnellement à l'humidité relative.

Il est noté que la distribution granulométrique converge vers 60 min bien que l'humidité relative soit quasi-constante dès quinze minutes. Le temps d'agglomération $t_{90\%}$, estimé au paragraphe I.1.3 peut expliquer cette convergence que ce soit par agglomération Brownienne $t_{90\%}(T_{air} = 17^{\circ}C) \approx 30 \text{ min}$ ou turbulente $t_{90\%}(U_{air} = 2 \text{ m.s}^{-1}) \approx 45 \text{ min}$. Ces deux valeurs sont proches et sont du même ordre de grandeur que le temps de convergence observé dans le cas(1).

- Cas(2)= contre-courant 1 m.s^{-1} avec une augmentation de l'humidité relative au cours du temps :

Dans le cas(2) l'humidité relative augmente constamment de 76 % (condition sèche) à 90 % (condition humide). La vitesse de dépôt est de l'ordre de 10^{-5} m.s^{-1} .

À 15 min, le diamètre géométrique en nombre est centré à $d_{p,50,nombre} = 0,107 \mu\text{m}$ ($\sigma_{d_{p,50,nombre}} = 1,342$) et son rapport en nombre est de 27 %. Ce dernier augmente pour se stabiliser à $d_{p,50,nombre} = 0,135 \mu\text{m}$ avec et à 32 % au bout de 45 min. L'écart type $\sigma_{d_{p,50,nombre}} = 1,324$ est alors plus petit que celui à 15 min . Par rapport au cas (1), la distribution des particules converge vers des particules plus grosses avec un écart-type inférieur. La vitesse de dépôt semble augmenter proportionnellement au décalage du spectre granulométrique vers les particules les plus grosses.

Le temps de convergence du spectre granulométrique à 45 min peut être comparé au temps d'agglomération par collision Brownienne $t_{90\%}(T_{air} = 21^{\circ}C) \approx 30 \text{ min}$ et d'agglomération par collision turbulente $t_{90\%}(U_{air} = 1 \text{ m.s}^{-1}) \approx 70 \text{ min}$ évalués au paragraphe I.1.3.

D'après ces constatations, on peut émettre l'hypothèse que les évolutions de la vitesse de dépôt sont corrélées au grossissement hygroscopique en fonction des variations d'humidité relative et à l'agglomération .

Dès lors, l'interprétation de ces résultats doit être affinée en estimant les contributions des différentes classes granulométriques et des différents mécanismes de dépôt. Pour ce faire, il faut faire appel à la modélisation. C'est l'objet du prochain chapitre.

V. Modélisation de la vitesse de dépôt

Cette partie présente la modélisation de la vitesse de dépôt sec sur l'eau qui est inspirée du modèle de Slinn. Le modèle est comparé aux résultats expérimentaux qui viennent d'être présentés. Cette comparaison permet de mieux interpréter les contributions des mécanismes impliqués dans les couches de transfert turbulent et de dépôt en fonction du spectre granulométrique et du grossissement hygroscopique.

Plan du chapitre V

V.1. Modélisation de la vitesse de dépôt	172
V.1.1 Spécification des données générales	173
V.1.1.i Vitesse de frottement et vitesse moyenne du vent	173
V.1.1.ii Surfaces d'échanges	173
V.1.1.iii Spectre granulométrique	174
V.1.1.iv Paramètres de l'uranine	174
V.1.1.v Paramètres de la soufflerie	174
V.1.1.vi Constantes et paramètres physiques	174
V.1.2 Calcul des paramètres variables à chaque ¼ d'heure	175
V.1.2.i Moyennes de l'humidité relative et des températures air -eau	175
V.1.2.ii Vitesse moyenne de diffusiophorèse	175
V.1.2.iii Spectre granulométrique	177
V.1.3 Calcul de la vitesse de dépôt pour chaque classe	177
V.1.4 Calcul du grossissement hygroscopique de chaque classe	177
V.1.4.i Calcul de la vitesse de dépôt	177
V.1.4.ii Calcul de la contribution massique à la vitesse de dépôt	177
V.1.5 Calcul de la vitesse de dépôt globale dans l'intervalle de temps	178
V.2. Application du modèle et confrontation aux résultats expérimentaux	178
V.2.1 Étude 1 - modèle (sec) /mesures	179
V.2.2 Étude 2 - modèle (humide, diffusiophorèse, thermophorèse) /mesures	181
V.2.3 Étude 3 - modèle (humide, diffusiophorèse et contribution) /mesures	182
V.2.4 Étude 4 - modèle (humide, diffusiophorèse, thermophorèse et contribution) /mesures	183
V.2.5 Discussion	184
Références du chapitre V	187

V.1. Modélisation de la vitesse de dépôt

Le modèle développé pour analyser les vitesses de dépôts expérimentales obtenues toutes les 15 minutes de chaque expérimentation, est basé sur le modèle de Slinn. Dans la mesure où les résultats expérimentaux montrent des variations significatives de température et d'humidité relative, le modèle intègre l'hygroscopicité, la thermophorèse, la diffusiophorèse et distingue les classes de particules.

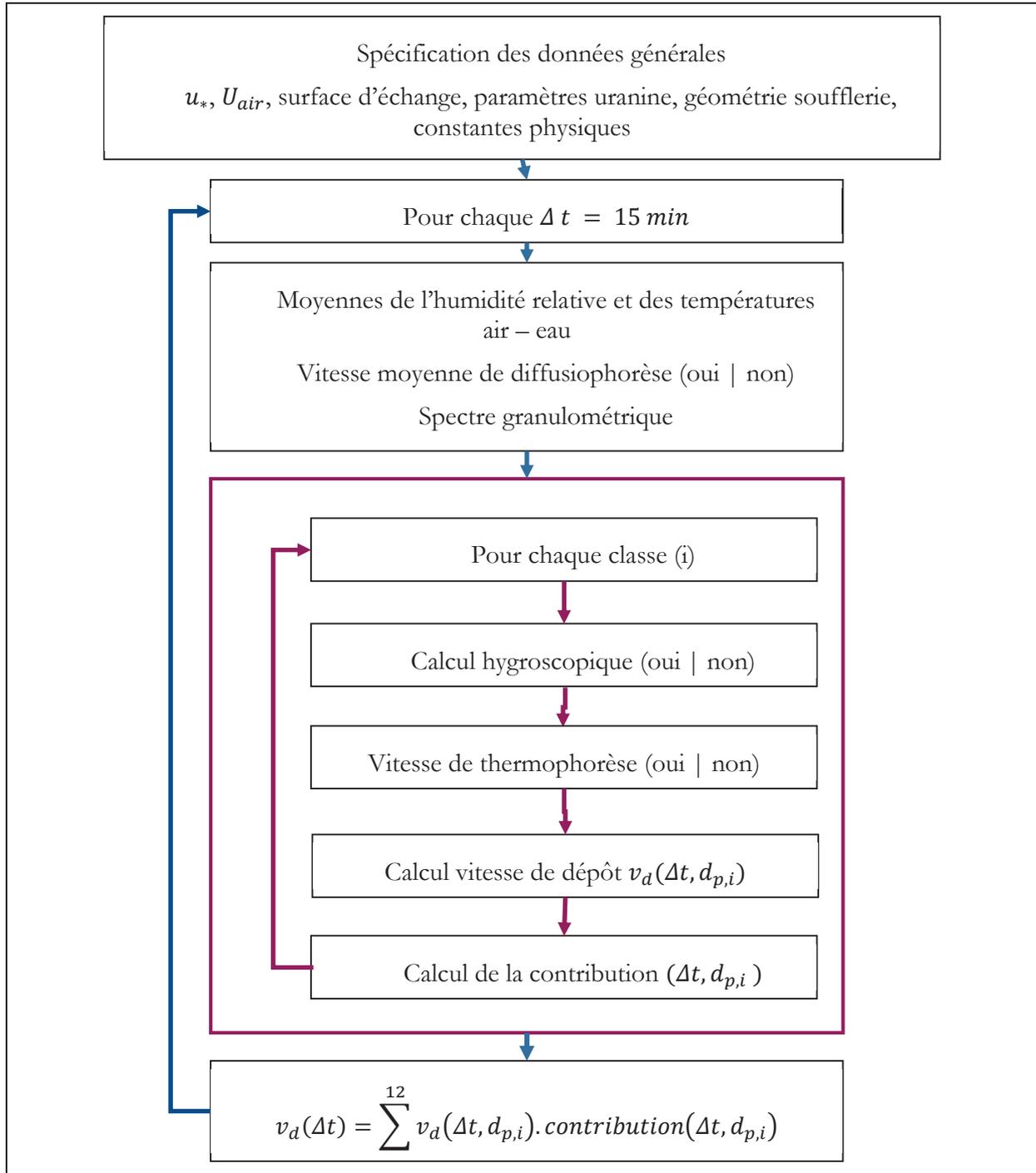


Figure 143 : Diagramme général du modèle

Les différents modules de ce diagramme (figure 143) sont détaillés ci-après.

V.1.1 Spécification des données générales

Les paramètres d'entrée sont quantifiés à partir des données des expériences : températures de l'air et de l'eau, humidité relative, vitesse du vent, caractéristiques de la couche limite, spectres granulométriques des aérosols et surfaces d'échanges.

V.1.1.i Vitesse de frottement et vitesse moyenne du vent

La vitesse moyenne du vent est mesurée au centre de la veine et la vitesse de frottement est déduite de l'expression empirique [III-10].

V.1.1.ii Surfaces d'échanges

Ce paragraphe présente la méthode de détermination des surfaces d'échanges pour chaque mécanisme de transfert et de dépôt (voir paragraphe I.5.2).

À chaque vitesse de transfert il est associé un coefficient α tel que :

$$\alpha = \frac{S_{\text{mécanisme}}}{S_{\text{Total}}}$$

Avec S_{Total} la surface totale de l'interface et $S_{\text{mécanisme}}$ la surface d'efficacité liée au mécanisme telle que :

vitesse de transfert	surface de contact	pourcentage à appliquer
vitesse de sédimentation	projetée horizontale	α_1
vitesse d'impaction turbulente	surface développée	α_2
vitesse de diffusion Brownienne	surface développée	α_3
vitesse de diffusiophorèse	projetée horizontale	α_4
vitesse de thermophorèse	projetée horizontale	α_4
vitesse de diffusion turbulente	projetée horizontale	α_5

L'expression de la vitesse de dépôt pour chaque classe granulométrique v_{d_i} est exprimée à partir de l'équation [II-49] en fonction des surfaces d'échanges. Les vitesses de sédimentation dans la couche de dépôt s'écrivent $v_A = v_g(d_{i,RH=100\%})$ et dans la couche de transfert $v_C = v_g(d_{i,RH})$ avec $d_{i,RH=100\%}$ le diamètre humide de la particule qui est saturée en eau et $d_{i,RH}$ le diamètre de la particule déterminé en fonction de l'humidité relative moyenne dans la couche de transfert. Finalement :

$$v_{d_i} = \left(\frac{1}{k_C + \alpha_1 \cdot v_g(d_{i,RH})} + \frac{1}{k_{A_i} + \alpha_1 \cdot v_g(d_{i,RH=100\%})} - \frac{\alpha_1 \cdot v_g(d_{i,RH})}{(k_C + \alpha_1 \cdot v_g(d_{i,RH})) (k_{A_i} + \alpha_1 \cdot v_g(d_{i,RH=100\%}))} \right)^{-1} \quad [\text{V-1}]$$

La vitesse de transfert dans la couche de dépôt k_{A_i} pour chaque classe granulométrique est exprimée à partir de l'expression [II-50] avec le coefficient de traînée $C_D = u_*^2 / U(z_{ref})$. Il est

ajouté à l'expression initiale, la vitesse de thermophorèse et les coefficients de surface d'échange, alors :

$$k_{A_i} = \alpha_4 \cdot (v_{diffusiophorèse} + v_{thermophorèse}) + \frac{1}{\kappa} \left(\frac{u_*^2}{U(z_{ref})} \right) \left[\alpha_3 \cdot Sc^{-\frac{1}{2}} (d_{p,RH=100\%}) + \alpha_2 \cdot 10^{-3/St} (d_{p,RH=100\%}) \right] \quad [V-2]$$

La vitesse de transfert dans la couche de transfert donnée à l'équation [II-51] s'écrit :

$$k_C = \alpha_5 \cdot \frac{1}{1 - \kappa} \cdot \frac{u_*^2}{U(z_{ref})} \quad [V-3]$$

Les différentes surfaces sont :

- La surface totale développée est égale au produit de la longueur curviligne (notée l , voir paragraphe I.5.2.i) et de la largeur du canal (notée L_{canal}) soit : $S_{développée} = l \cdot L_{canal}$;
- La surface projetée sur l'horizontale est égale au produit de la longueur du canal (notée l_{canal}) et de la largeur du canal (notée L_{canal}) soit : $S_{projetée} = l_{canal} \cdot L_{canal}$;
- La surface de référence est égale à la surface projetée sur l'horizontale : $S_{référence} = S_{développée}$.

Les coefficients α sont :

- Les coefficients α_i pour la surface projetée sur l'horizontale sont : $\alpha_i = 1$;
- Les coefficients α_i pour la surface développée sont : $\alpha_i = \frac{S_{développée}}{S_{référence}}$.

D'après le paragraphe I.5.2.i, la longueur curviligne est inférieure à 1,09 fois la longueur du canal pour des vagues non déferlantes, ce qui est notre cas. Il est donc choisi d'estimer ces coefficients à $\alpha_i(U_{air}) = 1 + 0,09 \cdot U_{air}/U_{deferlante,air}$. La vitesse de l'air à partir de laquelle les vagues déferlent $U_{deferlante,air}$ est estimée visuellement à $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

V.1.1.iii Spectre granulométrique

Le spectre granulométrique donne les concentrations en masse et en nombre des différents diamètres de particules. Ces informations sont mesurées à partir d'un impacteur (voir paragraphe III.3.3.ii).

V.1.1.iv Paramètres de l'uranine

Les paramètres de l'uranine (voir I.6.7.ii) sont sa masse volumique sèche $\rho_{p,0} = 1560 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, sa masse molaire $M_p = 376,28 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$, son humidité relative de déliquescence $HRD = 76 \%$, sa conductivité thermique de l'uranine $k_p = 0,430 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ et son facteur de Van't Hoff ($I = 2,85$, voir I.6.7.iii).

V.1.1.v Paramètres de la soufflerie

Les paramètres de la soufflerie sont le volume d'air, le volume d'eau du canal (avec ou sans bouchons) et la surface de référence du canal (voir tableau 2 - page 115).

V.1.1.vi Constantes et paramètres physiques

Les constantes sont le nombre d'Avogadro, la constante des gaz parfaits, la pression et la température de référence ainsi que les paramètres de l'air et de l'eau :

- Pour l'eau : la chaleur latente qui est fonction de la température ($L_v(T(^{\circ}C)) = -2,3712 \cdot 10^3 \cdot T + 2501,8 \cdot 10^3$), la masse volumique, la masse molaire et la tension de surface $\sigma_p = 0,072 N \cdot m^{-1}$;
- Pour l'air : la masse volumique, la masse molaire, la conductivité thermique et la viscosité cinématique.

V.1.2 Calcul des paramètres variables à chaque ¼ d'heure

Les paramètres variables à chaque quart d'heure sont les moyennes ou les valeurs instantanées des températures de l'air et de l'eau, de l'humidité relative, de la vitesse de diffusiophorèse et du spectre granulométrique.

V.1.2.i Moyennes de l'humidité relative et des températures air -eau

Les valeurs moyennes des températures de l'air et de l'eau et de l'humidité relative sont déterminées sur chaque intervalle de temps en fonction des valeurs mesurées au début et à la fin de l'intervalle.

V.1.2.ii Vitesse moyenne de diffusiophorèse

La vitesse de diffusiophorèse est d'après Horst (1968) proportionnelle au flux massique de vapeur d'eau, d'où :

$$v_{diffusiophorese} = \alpha_D \cdot v_{vapeur} = f(RH, t, T_{air}, T_{eau}) \quad [V-4]$$

En notant que Slinn considère $\alpha_D = 1$ (équation [V-4]), la vitesse moyenne de diffusiophorèse (paragraphe I.3.3.vi) est reliée à la vitesse de la vapeur à l'interface air-eau notée $v_{vapeur, surface}$ qui peut être calculée en fonction du flux d'évaporation. Dans une enceinte fermée, tel que c'est le cas dans la soufflerie, le flux d'évaporation J_{vapeur} au-dessus d'une surface d'eau S_{eau} peut s'exprimer en fonction des variations de la masse de vapeur m_{vapeur} (en kg) présente dans l'enceinte :

$$J_{vapeur}(t) = \frac{1}{S_{eau}} \cdot \frac{d m_{vapeur}(t)}{dt} \quad [V-5]$$

Cette expression peut s'écrire en fonction de la concentration massique de vapeur ($C_{vapeur}, kg \cdot m^{-3}$) et du volume de la soufflerie ($V_{soufflerie}$) :

$$J_{vapeur}(t) = \frac{V_{soufflerie}}{S_{eau}} \cdot \frac{d C_{vapeur}(t)}{dt} \quad [V-6]$$

Par ailleurs, le flux d'évaporation peut aussi s'écrire en fonction de la concentration et de la vitesse de la vapeur à l'interface :

$$J_{vapeur, surface}(t) = v_{vapeur, surface}(t) \cdot C_{vapeur, surface}(t) \quad [V-7]$$

La concentration de vapeur d'eau à proximité de la surface peut être associée à sa concentration à saturation pour les conditions ambiantes de pression et de température de l'air. En supposant que la température de l'air au contact de l'interface est égale à celle de l'eau, il vient :

$$C_{vapeur,surface}(t) = C_{vapeur,sat}(T_{eau})$$

L'égalité entre ces deux expressions du flux de vapeur permet de déduire la vitesse de la vapeur à l'interface, soit :

$$v_{vapeur,surface}(t) = \frac{V_{soufflerie}}{S_{eau}} \cdot \frac{1}{C_{vapeur,surface}(t)} \cdot \frac{dC_{vapeur}(t)}{dt} \quad [V-8]$$

À ce stade, il est nécessaire de déterminer la concentration de vapeur à l'interface et les variations de la concentration de vapeur dans la soufflerie. En pratique, la variable qui est mesurée dans l'enceinte est l'humidité relative $RH(t)$. A partir de cette variable, la concentration de vapeur dans l'enceinte est donnée par la relation suivante :

$$C_{vapeur}(T_{air}, t) = RH(t) \cdot C_{vapeur,sat}(T_{air}, t) \quad [V-9]$$

La concentration massique C_{vapeur} ($kg \cdot m^{-3}$) de la vapeur peut s'exprimer avec la formule des gaz parfaits :

$$P \cdot V = n \cdot R \cdot T \rightarrow P \cdot \frac{V}{m} = \frac{R}{M} \cdot T \rightarrow P = C_{vapeur} \cdot \frac{R}{M} \cdot T \quad [V-10]$$

Avec P la pression de vapeur.

La pression de vapeur saturante P_{sat} qui correspond au changement d'état de la phase gazeuse à la phase liquide, peut s'exprimer avec la formule de Clapeyron (voir Annexe - page P) :

$$P_{sat} = P_0 \cdot e^{\left(L_{gaz}(T) \cdot \frac{M_{gaz}}{R} \left[-\frac{1}{T(P)} + \frac{1}{T(P_0)} \right] \right)} \quad [V-11]$$

Avec P_0 la pression de référence qui peut être prise égale à 1013 mb, $T(P_0)$ la température d'ébullition à la pression de référence, M_{gaz} la masse molaire du gaz (en $kg \cdot mol^{-3}$), qui est ici l'air, R la constante universelle des gaz parfaits égale à $8,314 \text{ m}^2 \cdot kg \cdot K^{-1} \cdot mol^{-1} \cdot s^{-2}$ et $L_{gaz}(T)$ la chaleur latente massique de changement d'état liquide-gazeux de l'eau ($m^2 \cdot s^{-2}$).

Avec les équations [V-11] et [V-12], la concentration de vapeur à saturation, $C_{vapeur,sat}$, s'écrit :

$$C_{vapeur,sat}(T) = \left(P_0 \cdot \frac{M_{gaz}}{R} \right) \cdot \frac{1}{T} \cdot e^{\left(L_{gaz}(T) \cdot \frac{M_{gaz}}{R} \left[-\frac{1}{T(P)} + \frac{1}{T(P_0)} \right] \right)} \quad [V-12]$$

À chaque pas de temps, la vitesse de vapeur à la surface ou vitesse de diffusiophorèse est finalement donnée par :

$$v_{vapeur} = \frac{V_{enceinte}}{S_{eau}} \cdot \frac{RH(t_i) \cdot C_{vapeur,sat}(T_{air}, t_{i+1}) - RH(t_{i+1}) \cdot C_{vapeur,sat}(T_{air}, t_i)}{t_{i+1} - t_i} \cdot \frac{1}{C_{vapeur,sat}(T_{eau}, t_i)} \quad [V-13]$$

Les concentrations de vapeur saturante dans l'enceinte et près de la surface sont calculées à partir de la formule de Clapeyron :

$$\begin{aligned}
C_{vapeur_{sat}}(T_{air}, t) &= \left(P_{ref} \cdot \frac{M_{gaz}}{R} \right) \cdot \frac{1}{T_{air}} \cdot e^{\left(L_{gaz}(T_{air}) \cdot \frac{M_{gaz}}{R} \left[-\frac{1}{T_{air}} + \frac{1}{T_{ref}} \right] \right)} \\
C_{vapeur_{sat}}(T_{eau}, t) &= \left(P_{ref} \cdot \frac{M_{gaz}}{R} \right) \cdot \frac{1}{T_{eau}} \cdot e^{\left(L_{gaz}(T_{eau}) \cdot \frac{M_{gaz}}{R} \left[-\frac{1}{T_{eau}} + \frac{1}{T_{ref}} \right] \right)}
\end{aligned} \tag{V-14}$$

V.1.2.iii Spectre granulométrique

Le spectre granulométrique est donné par l'ELPI. Les concentrations en masse et en nombre sont moyennées sur chaque intervalle de temps $\Delta t = 15 \text{ min}$ et il est supposé qu'elles intègrent les phénomènes d'agglomérations.

V.1.3 Calcul de la vitesse de dépôt pour chaque classe

La modèle suppose que la vitesse de dépôt est la somme de la contribution des classes qui composent le champ de particules. Ce paragraphe présente comment sont calculés le grossissement hygroscopique, la vitesse de dépôt et la contribution de chaque classe.

V.1.4 Calcul du grossissement hygroscopique de chaque classe

Le grossissement hygroscopique $G_{p,RH}^*$ est fonction de la température, de l'humidité relative, du facteur de Van't Hoff et des propriétés du traceur. Il est déduit du modèle de Ferron (paragraphe I.6.4.iii.b) :

$$(G_{p,RH}^* - 1) \cdot (R_K - HR) - (HR \cdot I) \cdot \frac{\rho_{p,0}}{\rho_{eau}} \cdot \frac{M_{eau}}{M_p} = 0 \tag{V-15}$$

Avec $R_K = e^{\frac{4 \cdot M_{eau} \cdot \gamma_{goutte}}{R_{GP} \cdot T \cdot \rho_{eau} \cdot G_{p,RH}^* \cdot d_{p,0}}}$ proche de un pour le champ de particules considéré.

Pour calculer le grossissement des particules dans la couche de dépôt dans laquelle $RH = 100 \%$, il est fixé $RH = 99,9\%$.

V.1.4.i Calcul de la vitesse de dépôt

Pour chaque diamètre, la vitesse de dépôt est donnée en fonction des vitesses de transferts de la couche de dépôt, k_A et de la couche de transfert, k_B . La vitesse de dépôt proposée par Slinn (Slinn et Slinn, 1980) est donnée par l'expression [V-1] avec les coefficients de transferts des équations [V-2] et [V-3].

V.1.4.ii Calcul de la contribution massique à la vitesse de dépôt

La contribution massique d'une classe de particules est égale au rapport entre sa masse et la masse totale de toutes les particules.

$$\mathbf{contribution}(\Delta t, d_{p,i}) = \frac{\mathbf{Masse}(\Delta t, d_{p,i})}{\sum_{i=1}^{12} \mathbf{Masse}(\Delta t, d_{p,i})} \tag{V-16}$$

Pour tous les cas de calculs, il est considéré que :

$$v_d(d_p, t) < 0 \Rightarrow \mathbf{contribution}(\Delta t, d_{p,i}) = 0 \tag{V-17}$$

Cette condition implique que lorsqu'il n'y a pas de dépôt (cas possible avec la diffusiophorèse et la thermophorèse), la contribution de la classe au dépôt est considérée nulle.

Pour certains cas d'études (étude 3 et étude 4), il sera considéré que le produit de la contribution et de la vitesse de dépôt doit être inférieur à la vitesse de dépôt expérimentale. Si ce n'est pas le cas, la contribution de cette classe est supposée nulle.

$$v_d(\Delta t, d_{p,i}) \cdot contribution(\Delta t, d_{p,i}) > v_{d_{exp}}(\Delta t) \Rightarrow contribution(\Delta t, d_{p,i}) = 0 \quad [V-18]$$

V.1.5 Calcul de la vitesse de dépôt globale dans l'intervalle de temps

La vitesse de dépôt globale est finalement donnée par la relation :

$$v_d(\Delta t) = \sum_{i=1}^{12} v_d(\Delta t, d_{p,i}) \cdot contribution(\Delta t, d_{p,i}) \quad [V-19]$$

V.2. Application du modèle et confrontation aux résultats expérimentaux

Cette partie présente l'application du modèle et sa confrontation aux résultats expérimentaux. Pour cela quatre configurations de calculs sont présentées : Étude 1, Étude 2, Étude 3 et Étude 4.

<i>Etude</i>	<i>hygroscopicité couche de transfert</i>	<i>diffusiophorèse</i>	<i>thermophorèse</i>	$v_d(\Delta t, d_{p,i}) \cdot contribution(\Delta t, d_{p,i}) > v_{d_{exp}}(\Delta t)$
1	<i>sec</i>	<i>non</i>	<i>non</i>	<i>non</i>
2	<i>humide</i>	<i>oui</i>	<i>oui</i>	<i>non</i>
3	<i>humide</i>	<i>oui</i>	<i>non</i>	<i>oui</i>
4	<i>humide</i>	<i>oui</i>	<i>oui</i>	<i>oui</i>

Pour chaque cas d'étude :

- La vitesse de dépôt est résolue avec l'équation [V-1] ;
- La vitesse de dépôt de chaque classe doit être positive, sinon elle est considérée nulle ;
- Le grossissement des particules dans la couche de dépôt est estimé à partir de la relation [V-15] avec HR=99.9% ;
- La vitesse globale s'écrit : $v_d(\Delta t) = \sum_{i=1}^{12} v_d(\Delta t, d_{p,i}) \cdot contribution(\Delta t, d_{p,i})$ et les contributions correspondent aux contributions massique moyennes données par l'ELPI ;
- Les résultats sont présentés selon trois classes d'humidité relative : $HR < HRD = 76\%$; $76\% < HR < 90\%$ et $HR > 90\%$;
- Les résultats expérimentaux considérés sont les vitesses de dépôt globales adimensionnées par la vitesse de frottement aux temps $\Delta t = 30 \text{ min}; 45 \text{ min}; 60 \text{ min}; 75 \text{ min}$ et 90 min .
- Les résultats de chaque cas d'étude sont aussi comparés aux résultats expérimentaux avec le rapport des vitesses de dépôt modélisées et des vitesses de dépôts expérimentales.

La légende utilisée pour les figures présentées dans cette partie est donnée ci-dessous :

Légende liée aux données expérimentales	Légende liée au modèle
<ul style="list-style-type: none"> ○ sans courant (expérience) ○ co-courant (expérience) ○ contre-courant (expérience) ○ mi contre-courant (expérience) ○ mi co-courant (expérience) 	<ul style="list-style-type: none"> sans courant (modèle) co-courant (modèle) contre-courant (modèle) mi contre-courant (modèle) mi co-courant (modèle)

V.2.1 Étude 1 - modèle (sec) /mesures

Dans l'étude 1, il est considéré :

<i>Etude</i>	<i>hygroscopicité dans la couche de transfert</i>	<i>diffusiophorèse</i>	<i>thermophorèse</i>	$v_a(\Delta t, d_{p,i}).contribution(\Delta t, d_{p,i}) > v_{d_{exp}}(\Delta t)$
<i>1</i>	<i>sec</i>	<i>non</i>	<i>non</i>	<i>non</i>

Les résultats sont donnés en figure 144.

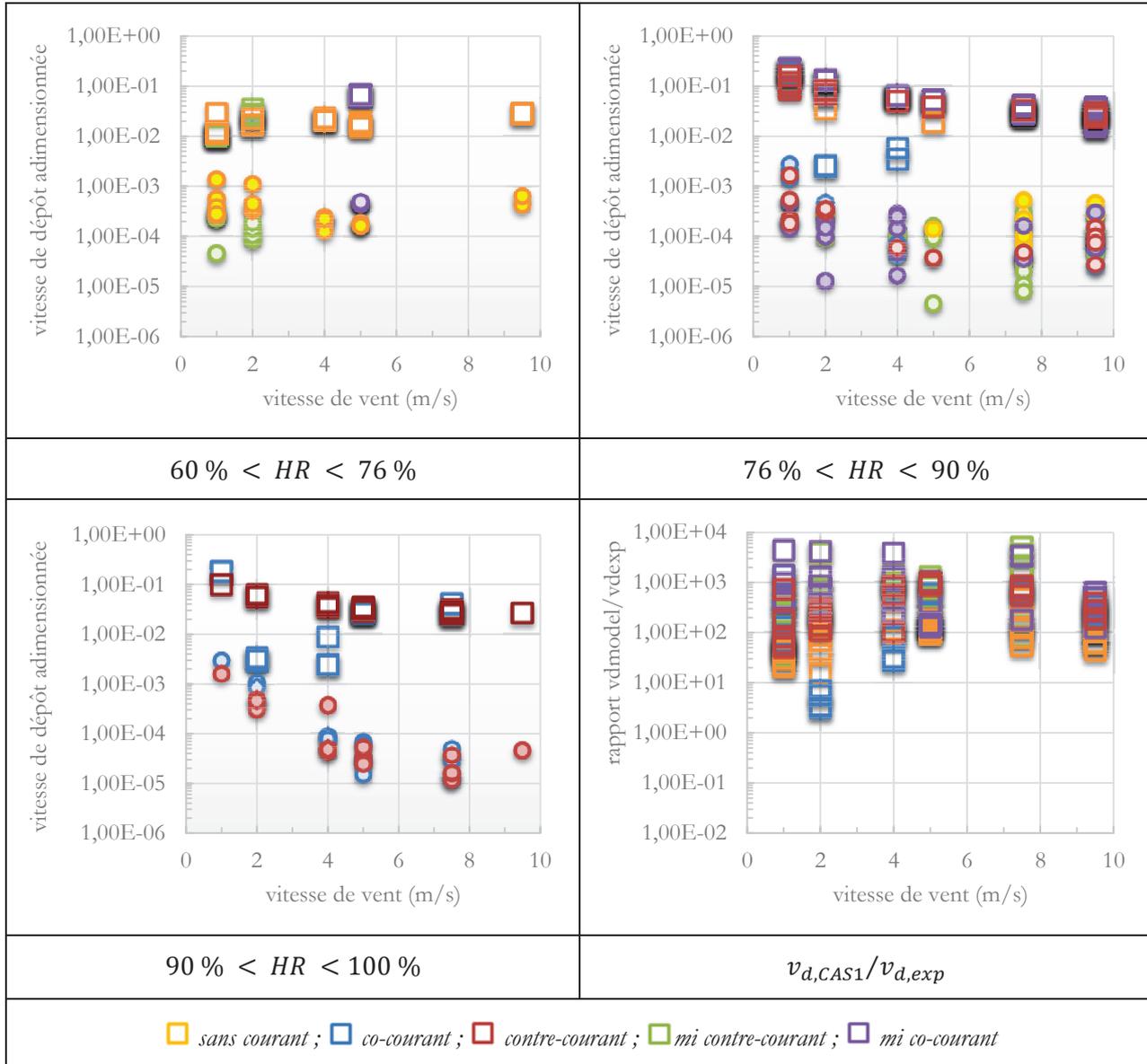


Figure 144 : Etude 1 - modèle (sec) / mesures

Ces résultats montrent que le cas d'étude 1 surestime fortement les résultats expérimentaux. On note cependant que ce cas d'étude présente une tendance similaire aux résultats expérimentaux dans le sens où la vitesse de dépôt adimensionnée a tendance à diminuer avec la vitesse du vent. La variabilité des rapports $v_{d,model}/v_{d,expérience}$ est plus forte à faible vitesse qu'à forte vitesse de vent. Les rapports les plus faibles concernent les expériences à co-courant et les plus forts celles à mi co-courant et mi contre-courant. L'analyse des contributions des classes granulométriques a montré que ces surestimations sont essentiellement dues aux contributions des plus grosses particules (plateau 11 – 12) qui ont une vitesse de dépôt de l'ordre de $10^{-2} - 10^{-3} m.s^{-1}$ (figure 148).

V.2.2 Étude 2 - modèle (humide, diffusiophorèse, thermophorèse) / mesures

Dans l'étude 2, il est considéré :

Etude	hygroscopicité dans la couche de transfert	diffusiophorèse	thermophorèse	$v_a(\Delta t, d_{p,i}) \cdot contribution(\Delta t, d_{p,i}) > v_{d,exp}(\Delta t)$
2	humide	oui	oui	non

Les résultats sont donnés en figure 145.

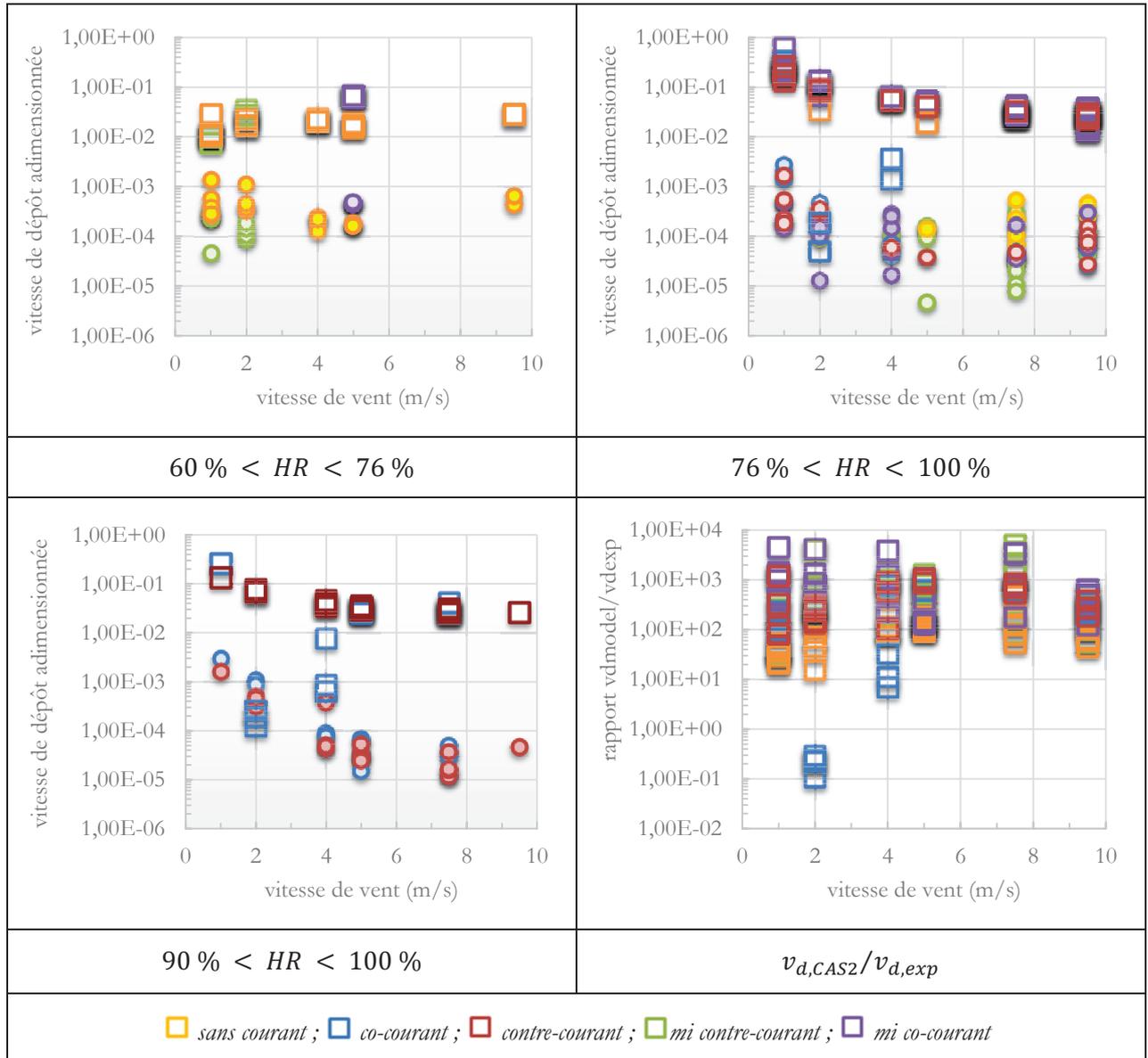


Figure 145 : Etude 2 - modèle (humide, diffusiophorèse, thermophorèse) / mesures

Ces résultats montrent que le cas d'étude 2 diffère très peu du cas d'étude 1. La diffusiophorèse et la thermophorèse ont peu d'impact sur la vitesse de dépôt car ces mécanismes génèrent des vitesses de l'ordre de $10^{-5} m.s^{-1}$ qui restent négligeables comparées aux contributions des plus grosses particules. On note que les meilleurs rapports $v_{d,model}/v_{d,exp}$ sont obtenus pour les conditions à co-courant et à $U_{air} = 2 m.s^{-1}$.

V.2.3 Étude 3 - modèle (humide, diffusiophorèse et contribution) / mesures

Dans l'étude 3, il est considéré ci-dessous et les résultats sont donnés en figure 146.

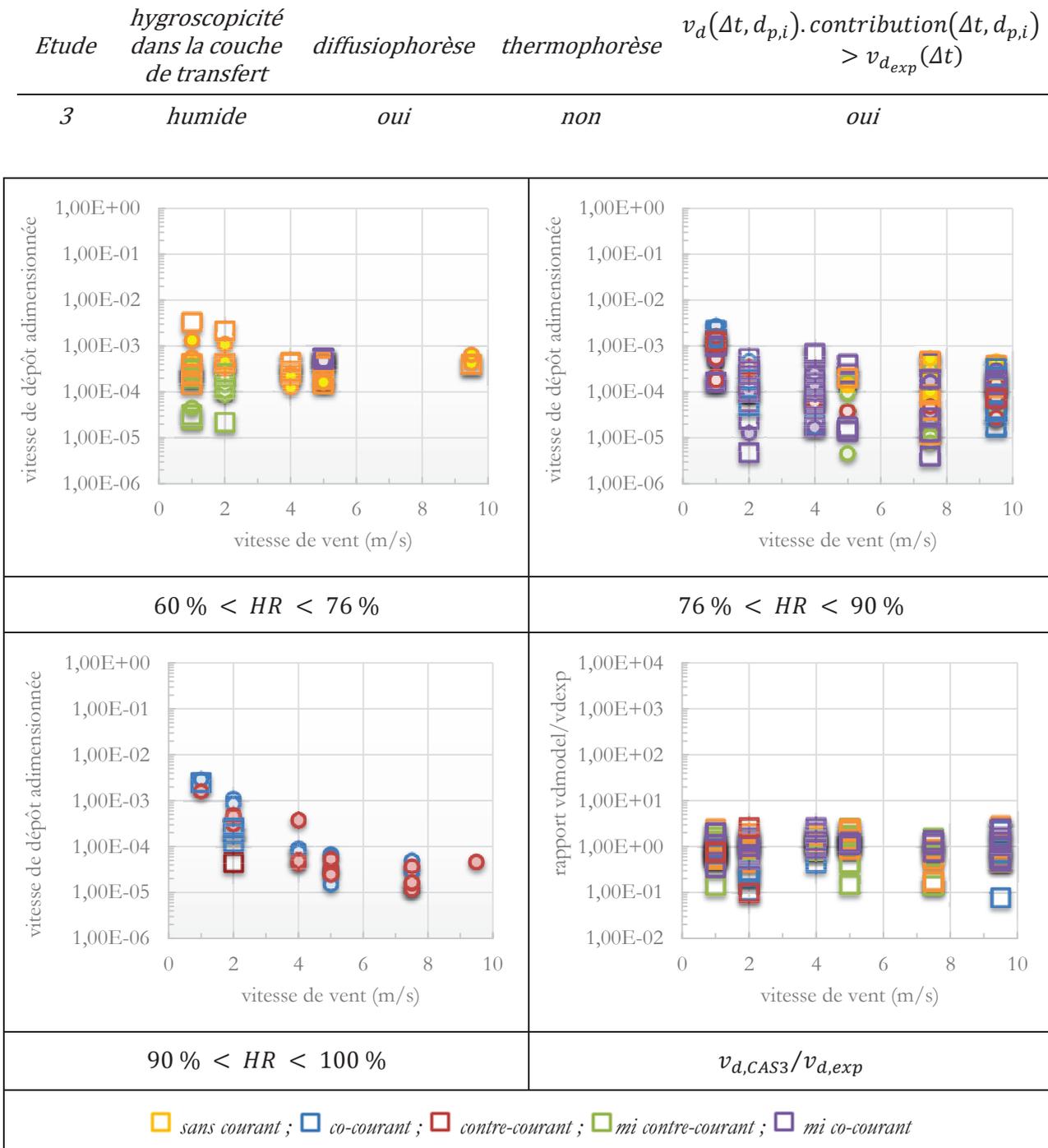


Figure 146 : Etude 3 - modèle (humide, diffusiophorèse et contribution) / mesures

Les résultats de l'étude 3 sont très proches des résultats expérimentaux. La condition d'exclusion des contributions supérieures à la vitesse de dépôt expérimentale est généralement appliquée aux trois derniers plateaux qui correspondent aux diamètres de particules supérieurs à $3 \mu m$ et à des concentrations en nombre de particules inférieures à $10 \# \cdot cm^{-3}$ sur une moyenne de quinze minutes. Pour les plus petits plateaux, la vitesse de dépôt peut être négative due à la diffusiophorèse. Leurs contributions sont alors exclues de la vitesse globale.

V.2.4 Étude 4 - modèle (humide, diffusiophorèse, thermophorèse et contribution) / mesures

Dans l'étude 4, il est considéré :

Etude	hygroscopicité dans la couche de transfert	diffusiophorèse	thermophorèse	$v_d(\Delta t, d_{p,i}) \cdot contribution(\Delta t, d_{p,i}) > v_{d,exp}(\Delta t)$
4	humide	oui	oui	oui

Les résultats sont donnés en figure 147.

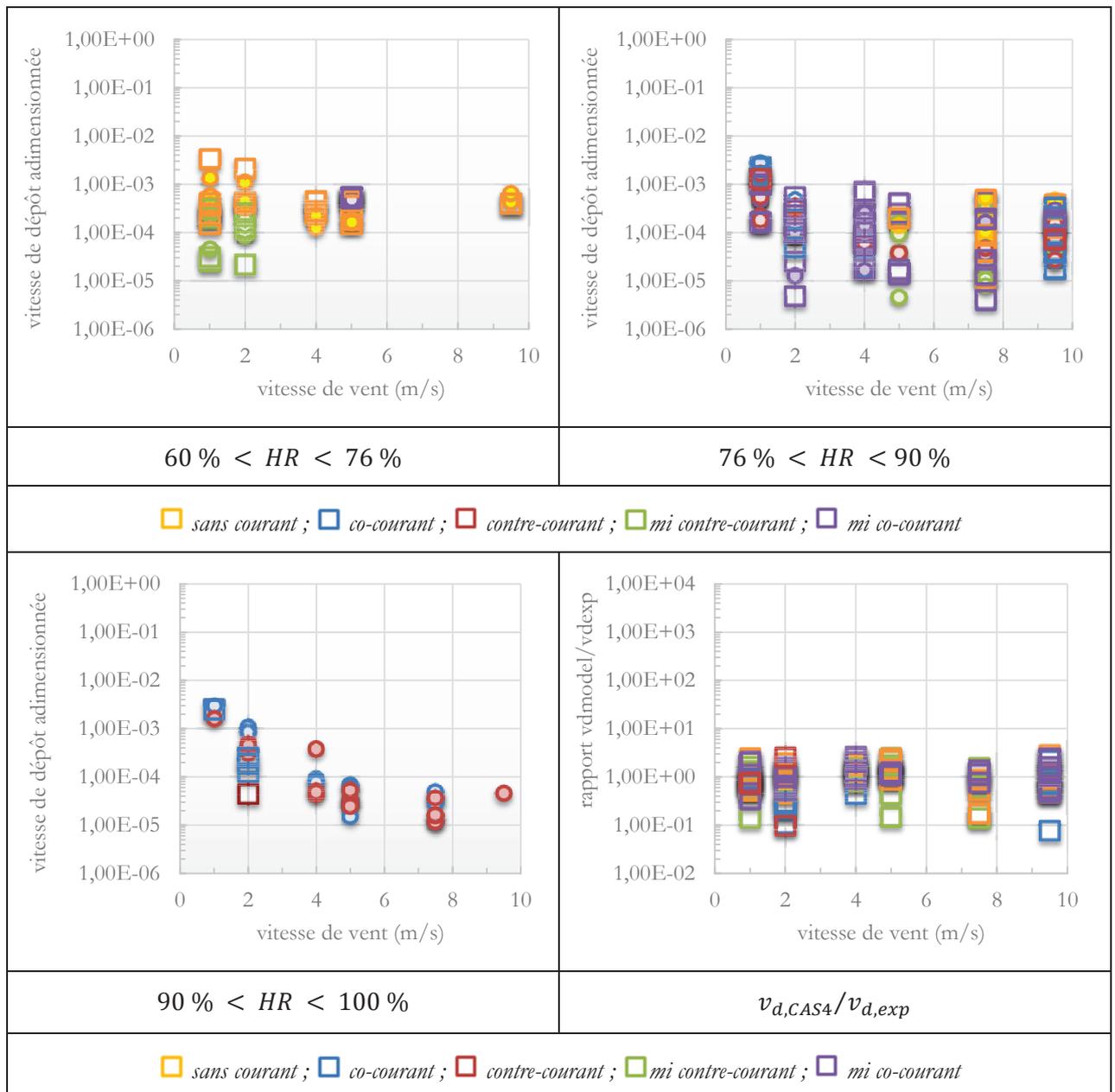


Figure 147 : Etude 4 - modèle (humide, diffusiophorèse, thermophorèse et contribution) / mesures

Les résultats de l'étude 4 sont très proches des résultats de l'étude 3.

Alors que la condition d'exclusion des contributions supérieures à la vitesse de dépôt expérimentale reste confinée aux trois derniers plateaux, l'ajout de la thermophorèse peut générer des vitesses négatives sur l'ensemble des autres plateaux. Cette dernière observation soulève la question suivante : peut-on additionner la thermophorèse et la diffusiophorèse dans l'expression de la vitesse de transfert dans la couche de dépôt ?

V.2.5 Discussion

Pour les cas d'études 1 et 2 les résultats soulignent la très forte contribution des plus grosses particules (plateau 12 \approx 90% et plateau 12 \approx 7%). Cela confirme le rôle de ces particules sur la surestimation à plus de deux ordres de grandeur des vitesses de dépôt et tend à justifier la contrainte qui consiste à ne pas prendre en compte les contributions qui sont supérieures aux valeurs mesurées. Il n'est donc pas étonnant que la seule exclusion de ces plateaux (études 3 et 4) permette au modèle de produire des résultats beaucoup plus proches des valeurs mesurées.

L'application de l'étude 3 au cas (1) illustre le rôle de la diffusiophorèse sur les différentes classes de particules. Les particules comprises entre 0,76 et 2 μm (plateaux 8, 9 et 10) contribuent le plus au dépôt en situations d'évaporation (cas 2). Inversement, le dépôt est dominé par les particules inférieures à 0,3 μm ($<$ plateau 6) lorsqu'il n'y a pas d'évaporation. Ce sont donc ces dernières qui se révèlent être les plus sensibles à la diffusiophorèse.

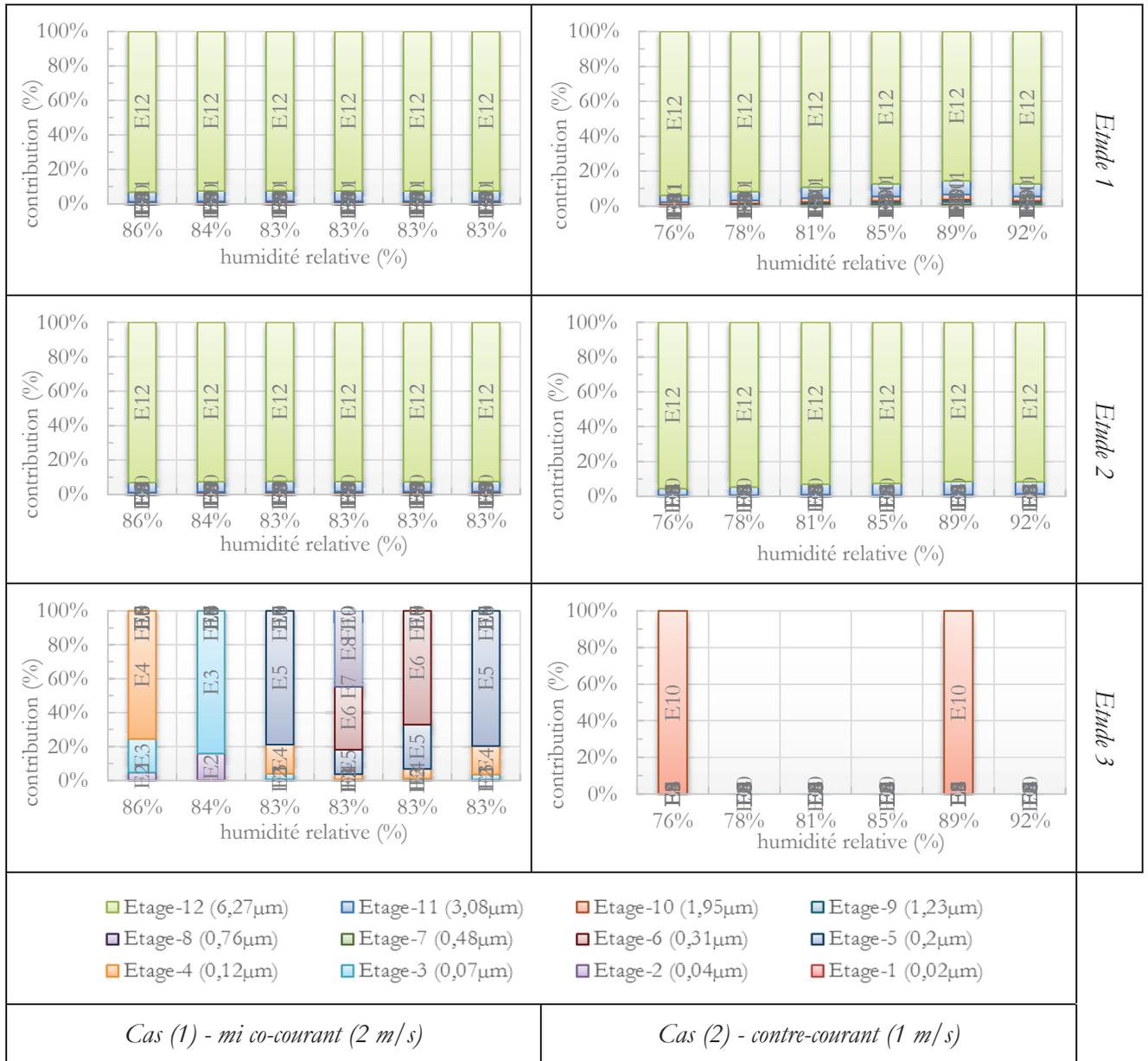


Figure 148 : Contributions à la vitesse de dépôt pour les cas (1) et (2).

La figure 148 permet de visualiser pour les cas d'études 1, 2 et 3, la contribution des classes de particules en diamètre. Dans les études 1 et 2, seules les grosses particules sont considérées.

Dans la troisième étude (prise en compte de la diffusiophorèse et du grossissement hygroscopique dans la couche de transfert, sans la thermophorèse) : au cas (1) les étages privilégiés sont les étages correspondant aux particules submicroniques. Au cas (2) les grosses particules sont privilégiées et pour les 78 % et 81% aucun étage n'est retenu.

Dans le quatrième cas qui n'est pas présenté ici, aucune contribution n'est retenue.

Une analyse supplémentaire sur la contribution de chaque mécanisme sur la vitesse de dépôt serait nécessaire. A $RH = 100\%$ et pour les particules inférieures à $1\ \mu m$, il s'avère que la vitesse de diffusion turbulente est majoritaire suivie de la vitesse de sédimentation. Au-delà de ce diamètre, la vitesse de sédimentation à $RH = 100\%$ prédomine sur la vitesse de diffusion turbulente.

Le modèle est aussi considéré pour toutes les configurations données au tableau 7. Pour toutes les configurations expérimentales et pour toutes les conditions de calculs, les figure 149 et

figure 150 présentent pour chaque classe de particule le rapport entre le nombre de cas d'exclusion et le nombre total de vitesses de dépôt calculées. Ainsi, pour les 5 x 6 x 5 (intervalles de temps x vitesses de vents x conditions de courants) vitesses de dépôt données pour les 12 classes, il est regardé les vitesses de dépôts dont le résultat est nul dû aux conditions du tableau 7. Le nombre de cas retenu est divisé par le nombre total qui est de 150 (5 x 6 x 5).

La condition dite « exclusion par classe » correspond à la condition :

$$v_d(d_{p,i}, \Delta t).contribution(d_{p,i}, \Delta t) < v_{d_{expérimentale}}$$

exclusion par classe	humidité dans la couche de transfert	thermophorèse	diffusiophorèse	Étude
non	sec	- - oui oui	- oui - oui	Étude sec - E1 Étude sec - E2 Étude sec - E3 Étude sec - E4
non	humide	- - oui oui	- oui - oui	Étude humide - E'1 Étude humide - E'2 Étude humide - E'3 Étude humide - E'4
oui	humide	- - oui oui	- oui - oui	Étude humide + exclusion - E''1 Étude humide + exclusion - E''2 Étude humide + exclusion - E''3 Étude humide + exclusion - E''4

Tableau 7 : Conditions d'entrées pour le modèle

La figure 149 présente les cas sans la condition : $v_d(d_{p,i}, \Delta t).contribution(d_{p,i}, \Delta t) < v_{d_{expérimentale}}$. La seule condition d'exclusion est alors $v_d(d_{p,i}, \Delta t) < 0$ qui dépend essentiellement des effets phorétiques.

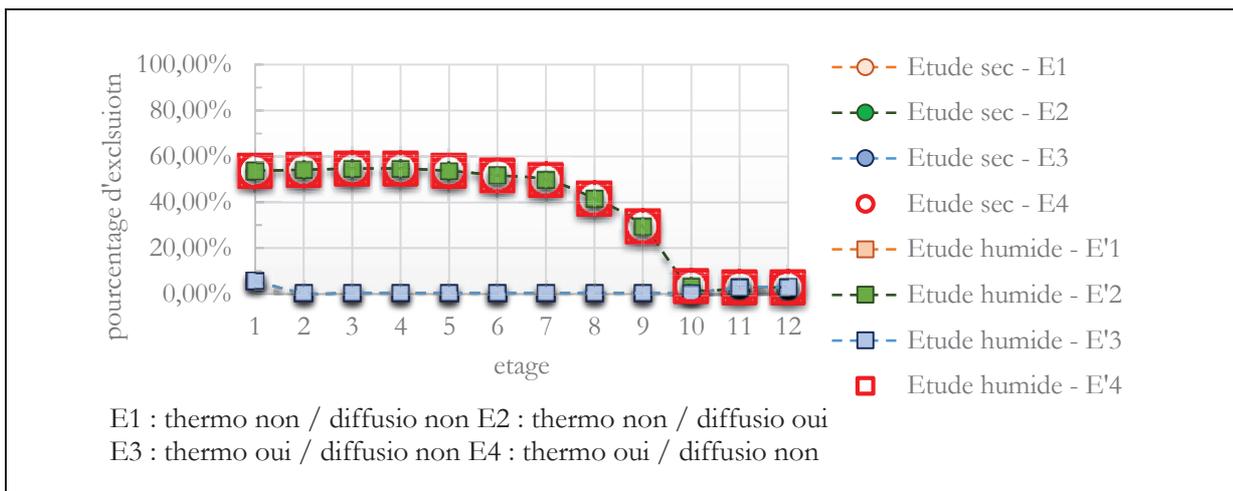


Figure 149 : Exclusion par classe de particules pour les études E1 à E'4 sans exclusion sur la contribution

Les études en conditions sèche ou humide sont toutes similaires car les résultats de E1 sont superposés à E'1, idem pour E2 avec E'2, etc. La prise en compte de l'humidité relative dans la couche de transfert n'influence pas cette condition d'exclusion et donc, l'impact des effets phorétiques.

La seule prise en compte de la diffusiophorèse (en vert) implique plus d'exclusions que la seule thermophorèse (en bleue), 60 % contre 30 % pour l'étage 1. On note aussi que ces exclusions concernent les petites particules.

La figure 150 présente les résultats avec l'ajout de la condition : $v_d(d_{p,i}, \Delta t) \cdot contribution(d_{p,i}, \Delta t) < v_{d_{expérimentale}}$.

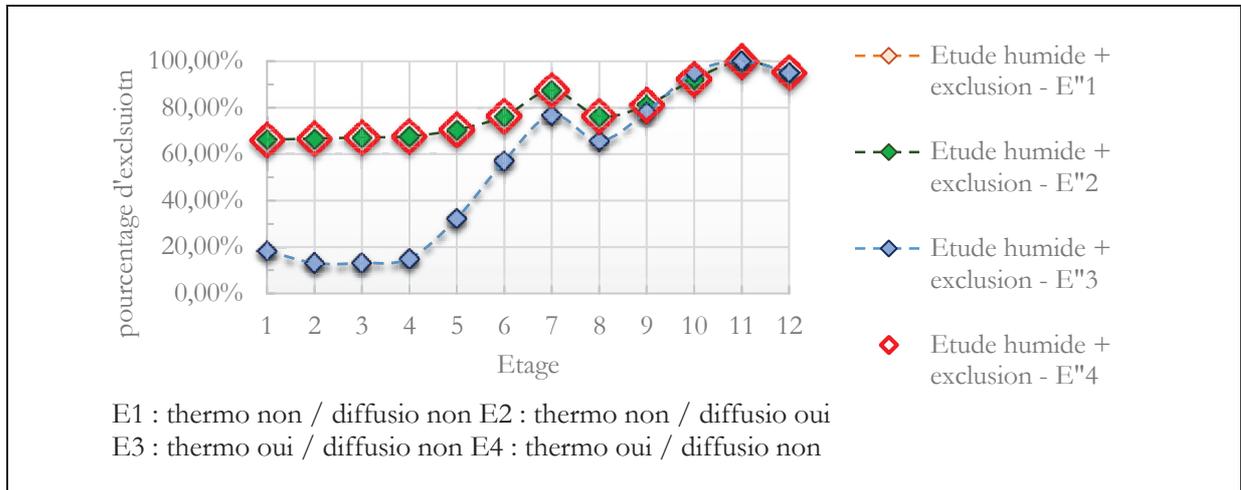


Figure 150 : Exclusion par classe de particules pour les études E1 à E'4 avec exclusion sur la contribution

L'étude E'1 souligne que cette condition affecte les grosses particules qui présentent des concentrations en nombre extrêmement faibles par rapport aux plus fines.

On conserve l'influence des termes phorétiques sur les petites particules et on retrouve le comportement précédent pour l'influence de la diffusiophorèse et de la thermophorèse.

Ces résultats soulignent l'effet des mécanismes phorétiques sur les petites particules. La diffusiophorèse est plus forte que la thermophorèse. La condition d'exclusion des contributions des classes qui ont des vitesses de dépôt supérieures à la vitesse expérimentale influence les grosses particules.

Références du chapitre V

- Horst, T. W.** (1968). A review of particle transport in a condensing steam environment, Pacific Northwest Laboratory.
- Slinn, S. A. et W. G. N. Slinn** (1980). "Predictions for particle deposition on natural waters." Atmospheric Environment (1967) **14**(9): 1013-1016.

Conclusion et perspectives

L'objectif de cette étude était de prédire le dépôt sec des aérosols submicroniques sur surface liquide en mouvement. Pour cela deux champs d'actions ont été menés : 1) l'acquisition des données en soufflerie et 2) la modélisation du dépôt basée sur la conservation des flux verticaux. Le flux de dépôt est défini par le produit d'une vitesse de transfert et d'une concentration particulaire à une hauteur de référence. La vitesse de transfert, appelée vitesse de dépôt sec est le paramètre recherché.

Bilan

Action 1 : Acquisition des données

Des expériences de dépôt d'aérosols submicroniques d'uranine sur une surface liquide ont été réalisées dans une soufflerie à circuit fermé de 8 m de long couplée à un canal à courant d'eau de 2 m de long situé à 6,65 m de l'entrée de la soufflerie. Dans le canal, il était possible d'imposer des conditions de courant d'eau à contre-courant et à co-courant par rapport au front d'air. Pour chaque orientation du courant, des expérimentations de dépôt ont été effectuées pour différentes combinaisons de vitesse d'air et d'eau : six vitesses d'air de (1; 2; 4; 5; 7,5 à 9,5 $m.s^{-1}$) x trois vitesses d'eau de (0; 0,06 et 0,12 $m.s^{-1}$). Pour analyser et interpréter les vitesses de dépôt, le dispositif permettait de mesurer les paramètres caractérisant l'écoulement de l'air (profils de couche limite, température, humidité relative) et l'écoulement de l'eau (débit, déformations de surface, température). Pour chaque condition, la partie expérimentale s'est déroulée selon quatre grands axes : 1) une caractérisation des profils de vent au-dessus du canal à eau, 2) une caractérisation des déformations de la surface de l'eau, 3) la détermination des vitesses de dépôt par le rejet d'aérosols dans la soufflerie et 4) l'évaluation des variations de la distribution granulométrique des aérosols et des conditions de température et d'humidité.

Le premier axe a consisté à caractériser le profil de vitesse vertical de vent au-dessus de l'eau selon les différentes configurations de vitesse de l'air et de l'eau. Ces profils ont été déterminés pour plusieurs fetchs (distance à la rive) par la méthode du fil chaud. L'ajustement de ces profils expérimentaux par des lois logarithmiques sur des parois hydrauliquement lisses ou rugueuses permet de déterminer la vitesse de frottement et la hauteur de rugosité aérodynamique. Pour toutes les configurations de courant air-eau, ces mesures ont permis de vérifier la présence d'une couche à flux constant et d'exprimer la vitesse de frottement par une fonction linéaire de la vitesse du vent mesurée à mi-hauteur de la veine d'air dans la couche à flux constant. Il est également vérifié que les spectres d'énergie cinétique turbulente vérifient la droite de similitude donnée par les hypothèses de Kolmogorov pour les grands tourbillons. Ces différentes analyses confirment la présence sur l'eau d'une couche à flux constant et que la turbulence est pleinement développée. Ainsi, il est possible de comparer les vitesses de frottements obtenues dans la soufflerie avec celles rencontrées dans l'environnement. Aussi il est comparé la vitesse de frottement expérimentale et la vitesse de frottement donnée par la loi logarithmique couplée à la relation de Charnock (1955) qui lie la hauteur de rugosité aérodynamique avec la vitesse de frottement. Bien que l'approximation de Charnock surestime la vitesse du vent dans la soufflerie au-delà d'une vitesse de 6 $m.s^{-1}$, elle permet d'estimer la vitesse de frottement uniquement à partir de la vitesse du vent dans la couche à flux constant.

Par ailleurs, les hauteurs de rugosité aérodynamique adimensionnées déterminées par l'ajustement des profils logarithmiques indiquent que les conditions de rugosité aérodynamique sont lisses et que deux régimes de couche limite sont observés : 1) pour des vitesses de vent $U_{air} < 5 m.s^{-1}$, la surface de l'eau n'est pas trop perturbée et le profil de vitesse qui se

développe sur la paroi lisse en amont du canal n'est pas modifié au-dessus de l'eau ; 2) pour des vitesses de vent $U_{air} > 5 \text{ m.s}^{-1}$, les déformations de la surface de l'eau deviennent suffisamment conséquentes pour perturber le profil de vitesse amont qui tend à évoluer vers une loi logarithmique sur parois rugueuses sans avoir le temps d'être pleinement développé.

Dans un second axe, il a été évalué les déformations de la surface de l'eau en mesurant la hauteur significative des vagues pour toutes les configurations air-eau précédemment énoncées et pour différents fetchs. La hauteur significative qui est égale à quatre fois l'écart-type de l'élévation de surface est déterminée à partir d'une sonde à vague capacitive. Les résultats montrent que pour des vitesses de vents supérieures à 5 m.s^{-1} , les hauteurs significatives des vagues sont de l'ordre de un centimètre en conditions de sans courant, de co-courant et de mi co-courant tandis qu'elles dépassent le centimètre en conditions de contre-courant et de mi contre-courant.

Le troisième axe a consisté à estimer les vitesses de dépôt sec des aérosols injectés dans la soufflerie pour les différentes conditions de vitesses de vent et de courant d'eau précitées. Pour chaque condition, il est rejeté en continue pendant une heure trente des aérosols d'uranine dans la soufflerie. Ces aérosols sont générés par un générateur pneumatique. La distribution granulométrique, vérifiée à la sortie du générateur par un impacteur ELPI, indique une population de particules monomodale, polydispersée et centrée sur un diamètre médian en masse de 266 nm . Au cours des expérimentations, L'ELPI est connectée à une canne de prélèvement située au centre de la veine d'air de la soufflerie et permet de mesurer l'évolution du spectre granulométrique au cours d'une expérience.

Les vitesses de dépôt des particules sont déterminées toutes les 15 minutes à partir des évolutions des concentrations mesurées dans l'air (prélèvements sur filtre) et dans l'eau (prélèvements directs) et du volume et de la surface du canal.

Les filtres sont dilués en solution et les deux types d'échantillons sont ensuite analysés à $\text{pH} = 9$. Les concentrations sont mesurées et comparées avec deux appareils qui sont un fluorimètre portatif (modèle 10-AU-005 TURNER) et un spectrophotomètre / monochromateur à microplaque (modèle Infinite[®] M1000 TECAN) plus précis. Le premier appareil a permis de mesurer les concentrations en ppb le jour même des expériences alors que les mesures réalisées avec le second appareil n'ont pu être faites que plusieurs jours après. Néanmoins, bien que l'uranine se dégrade au cours du temps par photodégradation, la confrontation des mesures effectuées par ces deux appareils a permis de valider les variations fournies par le fluorimètre portatif TURNER.

Le quatrième axe expérimental concernait l'analyse de l'évolution de la distribution granulométrique des aérosols d'uranine qui peuvent s'agréger et présenter des propriétés hygroscopiques en fonction des variations de température et d'humidité relative. Parallèlement, les mesures de température (air et eau) et d'humidité relative ont également permis de caractériser les flux de vapeur et de chaleur à l'origine des mécanismes de diffusiophorèse et de thermophorèse. Cette caractérisation s'est avérée particulièrement utile pour les conditions de débit d'eau maximum au cours desquelles l'énergie fournie par la pompe du canal augmente très significativement la température de l'eau provoquant des flux thermiques et de vapeur. Il est observé une évolution du spectre granulométrique au cours des expériences. Les spectres granulométriques évoluent vers les plus grosses particules et convergent au bout de quelques dizaines de minutes vers un spectre constant.

Les vitesses de dépôt issues de ces expériences sont analysées en fonction de la vitesse de frottement, de la hauteur significative des vagues et de différentes classes d'humidité relatives. Les résultats ne permettent pas d'identifier clairement un effet des conditions de courant. Pour des conditions sans courant d'eau, les vitesses de dépôt adimensionnées par la vitesse de frottement varient entre 10^{-4} et 10^{-3} . Pour les conditions à mi contre et mi courant les vitesses adimensionnées varient entre 5.10^{-6} et 10^{-3} . Par rapport aux cas sans courant, la valeur moyenne

est plus faible et la dispersion est plus importante. Pour les conditions de contre et co-courant les vitesses adimensionnées varient entre 3.10^{-6} et 3.10^{-3} . Par rapport aux cas à mi courant, la gamme de variation et la valeur moyenne sont comparables et la dispersion est plus grande. Lorsque le profil de couche limite est entièrement lisse les vitesses adimensionnées ont tendance à diminuer lorsque la vitesse du vent augmente (entre 0 et 5 m. s^{-1}) et elles ré-augmentent au-delà en corrélation avec les déformations de surface. Il n'est pas déduit de réelles relations liant la vitesse de dépôt et le courant de l'eau.

Action 2 : Modélisation du dépôt

La seconde partie est consacrée au développement d'un modèle de dépôt destiné à mieux interpréter les résultats expérimentaux. La modélisation s'appuie sur le modèle de Slinn et Slinn (1980) qui est basé sur l'hypothèse de conservation des flux verticaux à proximité de la surface. Le modèle décrit la couche limite en deux couches : une fine couche au contact de l'eau appelée couche de dépôt surmontée d'une couche plus épaisse appelée couche de transfert. La couche de transfert est caractérisée par les mécanismes de diffusion turbulente et de sédimentation et la couche de dépôt est une couche saturée en vapeur d'eau et soumise aux mécanismes de diffusion moléculaire (Brownienne), d'impaction turbulente, de diffusiophorèse, de thermophorèse (ajouté par rapport à l'expression initiale) et de sédimentation. Dans cette dernière couche, l'humidité relative est de 100% et les aérosols peuvent grossir par hygroscopicité. Ce grossissement hygroscopique est modélisé à partir du modèle de Ferron. La vitesse de diffusiophorèse est déduite des variations d'humidité relative et des températures de l'air et de l'eau et la vitesse de thermophorèse est calculée en fonction des écarts de température entre l'air et l'eau et de l'estimation de la hauteur de la couche thermique par analogie aux parois lisses. Les surfaces efficaces d'échanges sont considérées pour chaque mécanisme de la couche de dépôt. La vitesse de dépôt est fonction des produits des vitesses de ces mécanismes et de leurs coefficients d'efficacité estimés par le rapport des surfaces efficaces sur la surface développée. Le modèle considère plusieurs classes de particules. Ainsi, une vitesse de dépôt est déterminée pour les douze diamètres médians relatifs aux plateaux d'impaction de l'ELPI et la vitesse de dépôt globale est donnée par la somme des produits des contributions massiques et des vitesses de dépôt de chaque classe. Ces calculs sont effectués en considérant les contributions massiques moyennes données par l'ELPI toutes les quinze minutes. En pratique, ces données permettent de prendre directement en compte les évolutions du spectre granulométrique sous l'effet des mécanismes d'agglomération. La population de particules d'uranine, particules hygroscopiques, évolue pour des conditions d'humidité variant jusqu'à plus de 90 % d'humidité relative. Il est considéré les expérimentations selon trois classes d'humidité relative qui sont 1) HR inférieure à l'humidité relative de déliquescence (HRD), 2) HR comprise entre HRD et 90% et 3) HR supérieure à 90%.

Pour évaluer les contributions au dépôt des différentes classes de particules et des différents mécanismes, les résultats du modèle sont confrontés aux vitesses de dépôt expérimentales en appliquant quatre types de calculs. Le premier type (étude 1) correspond directement au modèle de Slinn. Les particules sont considérées sèches dans la couche de transfert et il n'est pas pris en compte les mécanismes phorétiques. Pour le second type (étude 2), il est considéré l'hygroscopicité des particules dans la couche de transfert turbulente et les effets phorétiques. Les résultats montrent que ces deux types de calcul surestiment fortement la vitesse de dépôt expérimentale et que cette surestimation est consécutive à la prise en compte des plus grosses particules correspondantes aux derniers plateaux de l'ELPI. Dans la mesure où ces particules sont caractérisées par des concentrations en nombre négligeables (≈ 10 particules/cm³ sur 15 minutes) par rapport aux particules plus fines (10^5 particules/cm³), les types de calcul 3 et 4 (étude 3 et 4) sont accompagnés de l'exclusion des classes de particules qui donnent des contributions plus fortes que les vitesses expérimentales. Pour cela, il est considéré la condition d'exclusion des contributions des classes qui ont des vitesses de dépôt supérieures à la vitesse expérimentale.

Cette condition qui concerne les grosses particules, de diamètres supérieurs à $3 \mu\text{m}$, très faibles en nombre, donne des vitesses de dépôt expérimentales proches de la vitesse de dépôt du modèle. Ces grosses particules ont une probabilité d'impacter les parois de la soufflerie beaucoup plus grande que de se déposer à la surface de l'eau. Une analyse supplémentaire est basée sur le rapport entre le nombre de cas d'exclusion et le nombre total de vitesses de dépôt calculées en fonction des conditions suivantes : conditions sèche ou humide dans la couche de transfert ; thermophorèse et/ou de diffusiophorèse dans la couche de dépôt ; condition d'exclusion des contributions des classes qui ont des vitesses de dépôt supérieures à la vitesse expérimentale. Les résultats confirment que la diffusiophorèse est plus forte que la thermophorèse. La condition d'exclusion des contributions des classes qui ont des vitesses de dépôt supérieures à la vitesse expérimentale influence les grosses particules.

En pratique, ces calculs permettent d'analyser les contributions des différents mécanismes de dépôt en fonction des différentes tailles de particule données par les plateaux de l'ELPI et pour chaque intervalle de temps. On observe que 1) les mécanismes phorétiques impactent particulièrement les petites particules en bloquant leur dépôt 2) la sommation de la thermophorèse et de la diffusiophorèse peut bloquer le dépôt de toutes les particules inférieures au micron. Les résultats de calculs sont alors aberrants par rapport aux résultats expérimentaux et soulèvent un doute sur la possibilité de sommer la diffusiophorèse et de la thermophorèse.

La comparaison des différents modèles a montré que l'hygroscopicité est négligeable dans la couche de transfert car la vitesse de diffusion turbulente représente environ plus de 80 % de la vitesse de transfert dans cette couche.

Les résultats soulignent l'effet des mécanismes phorétiques sur les petites particules. Dans notre cas, la diffusiophorèse est globalement plus forte que la thermophorèse.

Comme pour l'analyse expérimentale, le modèle ne permet pas de déduire une relation liant le courant d'eau et la vitesse de dépôt.

Le modèle de Slinn est satisfaisant pour prédire la vitesse de dépôt sec pour ce type de problématique.

Perspectives

Moins d'un an après le début de cette thèse, un terrible accident nucléaire est arrivé. Et le sujet de cette thèse s'inscrivait parfaitement dans une des missions de l'IRSN qui est la prévision des dépôts des aérosols issus de rejets accidentels de centrales nucléaires.

Les études sur le dépôt ont montré que les vitesses de dépôts secs peuvent varier sur plusieurs ordres de grandeurs en fonction des surfaces et des conditions atmosphériques. De plus le dépôt sec peut représenter plus de 30 % du dépôt globale (30 % dépôt sec, 70 % : *rain out* et *washout*) et doit être considéré avec attention (Laguionie, Maro et al., 2013). Depuis dix ans les travaux sur le dépôt sec se sont enrichis avec de récentes études [(Petroff, 2005) et de Roupsard (2013)] qui ont permis d'affiner l'estimation des vitesses de dépôts secs sur des surfaces prairiales, sur des surfaces de conifères, sur la neige, sur surface plane nue, sur des surfaces urbaines (bitume, zinc, enduit de façade, tuile, ardoise) et sur surfaces liquides. Dans ces études, il a été analysé les effets sur la vitesse de dépôt sec de la turbulence, des flux thermiques, du flux d'évaporation, de la stabilité thermique, etc. Cette étude a confirmé l'importance du paramètre de similitude qui est la vitesse de frottement. Il est alors possible d'estimer avec une plus haute précision les flux de dépôts sur l'eau à partir de données accessibles en condition réelles qui sont la nature des aérosols (masse volumique, humidités relative de déliquescence, etc.), la vitesse de l'air et la concentration des aérosols à une hauteur de référence, l'humidité relative, les températures de la surface et de l'air et le spectre granulométrique.

Les actions qui pourraient être menées sur le dépôt sec des aérosols sur l'eau peuvent s'inscrire selon les parties suivantes :

Expérience en soufflerie et modèle

L'effet du courant air-eau sur la vitesse de dépôt n'a pas été clairement identifié. Les conditions expérimentales de cette étude ont permis d'identifier l'impact des effets phorétiques en condition de rugosité hydrauliquement lisse. Il serait envisageable de compléter cette étude par de nouvelles expériences en soufflerie couplées à une analyse du modèle. Ces expériences consisteraient en : 1) l'étude en régime hydrauliquement rugueux et 2) l'identification des mécanismes indépendamment des mécanismes phorétiques. Dans ces expériences, il conviendrait d'injecter des aérosols avec un spectre granulométrique monodispersé pour compléter l'analyse sur l'agglomération et l'hygroscopicité.

Afin de minimiser l'impact phorétique dû principalement à la différence de température air-eau et à l'humidité relative, il devra être contrôlé la température de l'eau. Dans nos expériences, les élévations de la température de l'eau et du flux de vapeur étaient dues au transfert thermique de la pompe du canal à eau. Pour cela, la pompe à eau devra communiquer avec un circuit de refroidissement. Avec cette condition respectée, il pourra être considéré avec plus de précisions les effets des mécanismes de dépôt indépendamment des mécanismes phorétiques.

Afin d'être en condition de surface hydrauliquement rugueuses, il faudrait un canal plus long et la pompe à eau devra être de puissance plus élevée. Un volume d'eau dans le canal plus important induira des concentrations dans l'eau plus faibles. Il faudra alors un débit de rejet de particule plus important et une exposition plus longue. La distance avant le canal devra être assez longue pour que la couche limite soit pleinement établie aux vitesses maximales. Avec les deux précédentes conditions respectées (différence de températures et régime rugueux), on peut supposer que la hauteur de la couche de dépôt sera plus importante pour des conditions de courant élevées à faible vitesse de vent. Dans ce cas l'impact des mécanismes de la couche de dépôt sera plus élevé.

L'injection d'aérosols avec un spectre granulométrique monodispersé devrait être considérée dans chaque expérience. Initialement cette étude devait être menée avec un générateur d'aérosols à ultrasons qui produit des particules de granulométrie monodispersée (LIXEA atomizer série BA). Celui-ci s'est avéré défaillant et il faudrait renouveler l'expérience connaissant maintenant les failles de cet appareil.

L'ELPI a permis de vérifier l'évolution de la population des particules. Il a été supposé que le spectre granulométrique était sec dû à l'attribution du grossissement aux mécanismes d'agglomération et à la différence de pression entre l'air ambiant et l'intérieur de l'ELPI. Pour conforter cette hypothèse, il existe des dispositifs de séchage qui ne modifient pas la granulométrie initiale et qui pourraient être connectés à l'impacteur.

Partie campagne de mesures

Des campagnes de mesures *in-situ* en conditions réelles devraient être menées. Le rejet d'aérosols sur un canal dans un paysage le plus dépourvu de végétation serait à envisager.

Partie modélisation

Le modèle de Slinn et Slinn (1980) s'est avéré un modèle satisfaisant pour cette étude. Dans une étude en régime de parois hydrauliquement rugueux, le modèle de Williams (1982) qui tient compte de deux types de surfaces (lisse ou cassé) pourrait être considéré.

Après avoir comparé les mesures en soufflerie et *in-situ* il pourrait être envisageable d'ajouter dans les codes de calculs opérationnels un module comportant le modèle décrit dans cette étude.

Celui-ci serait très simple et rapide en temps de calculs. Il permettrait d'estimer les vitesses de dépôts secs qui ne sont pas constantes et de réduire l'enveloppe des incertitudes.

Références du chapitre « Conclusion »

- Charnock, H.** (1955). "Wind stress on a water surface." Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society **81**(350): 639-640.
- Laguionie, P., D. Maro, et al.** (2013). Contributions of rainout, washout and dry deposition to the total deposition flux of atmospheric radionuclides on urban surfaces. EAC, Prague.
- Petroff, A.** (2005). Etude mécaniste du dépôt sec d'aérosols sur les couverts végétaux, Université de la Méditerranée: 229.
- Roupsard, p.** (2013). Etude phenomenologique du depot sec d'aerosols en milieu urbain : influence des proprietes des surfaces, de la turbulence et des conditions meteorologiques, Institut national des sciences appliquees de Rouen.
- Slinn, S. A. et W. G. N. Slinn** (1980). "Predictions for particle deposition on natural waters." Atmospheric Environment (1967) **14**(9): 1013-1016.
- Williams, R. M.** (1982). "A model for the dry deposition of particles to natural water surfaces." Atmospheric Environment **16**(8): 1933-1938.

Annexe

Plan

A.	Couches limites atmosphériques	C
	Description des couches atmosphériques	E
	Couche Atmosphère libre	E
	Couche d'Eckman	E
	Région logarithmique – sous-couche inertielle - zone à flux constant et zone de mélange	E
	Couche tampon	E
	Région visqueuse	F
	Sous couche visqueuse : loi linéaire	F
	Sous-couche de diffusion	F
	Description des couches avec la représentation par régions	F
	Région externe	F
	Zone de chevauchement	F
	Région interne	F
	Stabilité atmosphérique	G
	Atmosphère Neutre	H
	Atmosphère Stable	H
	Atmosphère instable	I
B.	Générateur de d'aérosols pneumatique	J
C.	Granulométrie	K
	Appareils de mesures	K
	ELPI	L
D.	Spectro-fluorimètre	M
	Analyse des signaux	M
	Impact du pH de l'eau sur la concentration dans les prélèvements	N
E.	Complément sur l'humidité relative	P
	Définition de l'humidité relative	P
	Pression de vapeur et liquéfaction	P
	Humidité relative de déliquescence et facteur de Van't Hoff	Q
F.	Résultats du projet de recherche exploratoire	R
	Dispositif	R
	Protocole	R
	Mesures	R
	Concentration	R
	Granulométrie	R
	Résultats DepEau sur les concentrations	R
	Évolution des vitesses de dépôt sur l'eau en fonction de la vitesse de l'écoulement	R
G.	Anémométrie à fil chaud	S
	Réalisation technologique	S

Principe de mesure	S
Étalonnage	T
Références des Annexes	U

A. Couches limites atmosphériques

L'atmosphère est une enveloppe gazeuse qui entoure la terre dont les variables d'études principales sont : la pression (P), la température (T), la densité de l'air (ρ) et l'humidité relative (RH). Ces paramètres varient suivant l'altitude. Sur le schéma 1, les profils tels que la température $T(z)$, la diffusivité turbulente atmosphérique $k_M(z)$, la vitesse $u(z)$ et la concentration $\chi(z)$ (Fairall et Larsen, 1984; Feng, 1994) sont exprimés en fonction de l'altitude z et de la hauteur adimensionnée z^+ (nommé longueur visqueuse ou unité de paroi). Ces profils sont une schématisation grossière de la réalité mais donnent une vision globale. Comme il sera vu par la suite certains de ces profils sont fonction de la stabilité de la stratification, des inversions thermiques, du flux au sol . Les indications sur les couches et les régions en fonction de la hauteur z^+ sont données par la figure 7.8 (Pope, 2001). Des indications sur le comportement de la masse d'air dans chaque couche sont explicitées sur l'axe ouest des ordonnées. On y trouve des informations sur la hauteur de chaque couche dont la valeur maximale indique les conditions de stabilité stable et les valeurs inférieures pour les conditions instables. L'échelle de temps implique les processus de dépôt sec et est évaluée telle que :

$$\delta t = \frac{(\delta x)^2}{D}$$

Les temps de vie d'une particule dans une couche sont notés avec l'échelle de temps en seconde²⁸. Toutes les couches atmosphériques sont décrites en fonction de l'altitude et de hauteurs caractéristiques comme :

- la hauteur de la couche limite h_{ABL} ;
- la hauteur où s'effectue les mesures de références z_{ref} ;
- l'épaisseur de la couche de dépôt $\bar{\delta}$;
- l'épaisseur de la sous-couche visqueuse $\bar{\delta}_v$ est fonction de la vitesse de friction notée u_τ et u^* avec $u_\tau \equiv \sqrt{\frac{\tau_{wall}}{\rho}}$ [(Pope, 2001) - équation 7.26] ;
- l'épaisseur de la couche de diffusion $\bar{\delta}_v$ qui est proportionnelle à l'épaisseur de la sous-couche visqueuse et du coefficient de diffusion (équation C.4 – Slinn 1978).

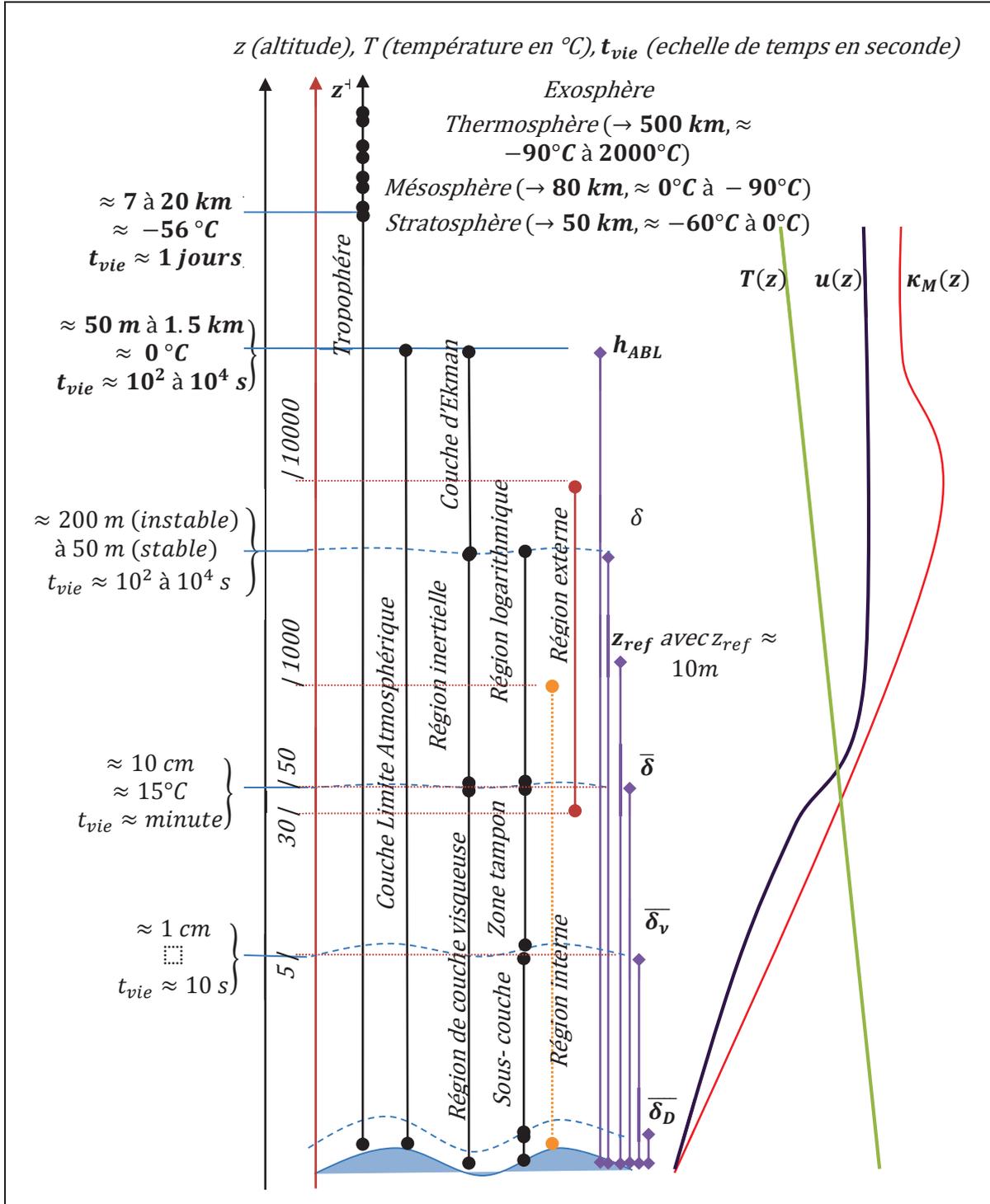


Figure 151 : Schéma des couches limites dans l'atmosphère.

Tous les profils présentés en 1 sont fonction de la stabilité atmosphérique dans l'atmosphère et caractérisent le déplacement vertical d'une particule dans son environnement. Elle peut être neutre, stable (période plus froide de la nuit) ou instable (période chaude de l'après-midi). Elle est dépendante des flux thermiques locaux et peut varier au cours de la journée et de la nuit (Stull, 1988). Dans le schéma 1, la notion de hauteur adimensionnée est donnée par z^+ tel que :

$$z^+ = \frac{z}{\delta_v} = \frac{z \cdot u^*}{\nu}$$

Sur parois les couches limites sont caractérisées comme ci-dessous en fonction de z^+ ²⁹.

Description des couches atmosphériques

Couche Atmosphère libre

L'altitude z de la couche atmosphérique peut varier de 50 m en condition neutre ou 200 m en condition stable à 10 km de haut. Dans cette couche, l'atmosphère est dite libre avec mélange. Il n'y a pas d'effet de relief. Les propriétés dans l'Atmosphère libre impliquent :

- $(50\text{ m} - 200\text{ m}) < z < 10\text{ km}$;
- $\nabla_z \bar{u} = 0$;
- $\nabla_z \bar{C} = 0$.

Couche d'Eckman

- $50\text{ m} < z < 1,5\text{ km}$;
- Région de sillage, noyau turbulent, équilibre (Pression, Coriolis et les frottements turbulent), uniformisation de u , C et T fort brassage.

Région logarithmique – sous-couche inertielle - zone à flux constant et zone de mélange

- $z^+ > 50$;
- $0,003 < \frac{z}{\delta} < 0,3$ (pour un Reynolds turbulent de $Re_t = 10^4$) ;
- $20\text{ cm} < z < 50\text{ m}$ à 200 m ;
- L'écoulement est turbulent. Il y a un effet du relief dû au frottement du sol.

En condition neutre : $\bar{u}^+ = \frac{1}{\kappa} \log \left(\frac{z-d}{z_{0m,\xi}} \right)$ (voir profil de vitesse en fonction de la stabilité atmosphérique identifiée avec la longueur de Monin-Obukhov L_{MO}).

En condition quelconque, l'expression de la vitesse s'écrit fonction de la vitesse de frottement u^* , de la hauteur de rugosité dynamique (qui dépend de la surface) $z_{0m,\xi}$, de la hauteur de déplacement d et de la longueur de Monin-Obukhov L_{MO} . Il a été choisi les expressions suivantes (comparaison avec les expressions avec $H_0 = C_{pg} (T_{wall} - T_g(z_{ref}))$ et $u(z) = \frac{u^*}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{z_{0m}} \right)$).

$$u(z) = \frac{u^*}{\kappa} \left[\ln \left(\frac{z-d}{z_{0m}} \right) - \Psi_m \left(\frac{(z-d)}{L_{MO}} \right) + \Psi_m \left(\frac{z_{0m}}{L_{MO}} \right) \right]$$

$$z_{0m,\xi} = \frac{v_{air}}{9,1} u^* + 0,019 \frac{u^*}{g}$$

$$\frac{z_{ref}}{L_{MO}} = \frac{g}{T(z_{ref})} \cdot \frac{z}{U(z_{ref})} \cdot (T(z_{ref}) - T_{wall}) \ln \left(\frac{z_{ref}}{z_{0m}} \right)$$

En condition neutre : $(T(z_{ref}) - T_{wall}) = 0$; $L_{MO} \rightarrow \infty$ et $\Psi_M = 0$

Couche tampon

- $5 < z^+ < 30$;
- $5 \cdot 10^{-4} < \frac{z}{\delta} < 0,003$ (pour un Reynolds turbulent de $Re_t = 10^4$) ;
- $3\text{ cm} < z < 20\text{ cm}$.

La turbulence est isotrope et l'écoulement est non homogène horizontalement.

Région visqueuse

- $z^+ < 50$;
- $\frac{z}{\delta} < 5.10^{-3}$ (pour un Reynolds turbulent de $Re_t = 10^4$) ;
- $z < 30cm$.

La contribution visqueuse pour la contrainte de cisaillement est significative.

Sous couche visqueuse : loi linéaire

- $z^+ < 5$;
- $\frac{z}{\delta} < 5.10^{-4}$ (pour un Reynolds turbulent de $Re_t = 10^4$) ;
- $z < 3cm$;
- épaisseur notée $\overline{\delta}_v$ et sur parois lisse et solide à haut Reynolds et en comparant la décélération et la force visqueuse on a $\overline{\delta}_v \sim Re^{-\left(\frac{1}{2}\right)}$ (Slinn, 1978) ;
- Le tenseur de Reynolds R_{ij} est négligeable comparé à la contrainte visqueuse

$$R_{ij} = \overline{\rho u'_i u'_j} \ll \overline{\tau_{il}} = \mu(\partial_{x_j} \overline{u}_i + \partial_{x_i} \overline{u}_j)$$

- Il y a peu de mélange, $\nabla_z \overline{u}$ est élevé, $\nabla_z \overline{C}, T, \tau \neq 0$;
- $\overline{u}^+ = y^+$;
- loi linéaire :
 - $U_\infty < 3 m.s^{-1}$ avec $z_{0m} = R_0 \cdot \frac{v_{eau}}{u_*}$ with $R_0 = [0,10; 0,20]$;
 - $U_\infty > 3 m.s^{-1}$ avec $z_{0m} = m_0 \cdot \frac{u_*^2}{g}$ avec $m_0 = 0,0028$ (Geernaert et Plant, 1990).

Sous-couche de diffusion

- $z < 1mm$;
- épaisseur notée $\overline{\delta}_D$.

Sur parois lisse et solide à haut Reynolds sur l'équation de transport des particules et en comparant la décélération et la force de diffusion (voir détails dans le paragraphe associé).

Description des couches avec la représentation par régions**Région externe**

- $z^+ < 1000$;
- $0,005 < \frac{z}{\delta} < 1$ (pour un Reynolds turbulent de $Re_t = 10^4$) ;

Les effets directs de la viscosité sur la vitesse moyenne sont négligeables.

Zone de chevauchement

$$0,005 < \frac{z}{\delta} < 0,1 \text{ (pour un Reynolds turbulent de } Re_t = 10^4 \text{) ;}$$

C'est la région entre la région interne et externe.

Région interne

- $50 < z^+ < 1000$;
- $\frac{z}{\delta} < 0,1$ (pour un Reynolds turbulent de $Re_t = 10^4$) ;
- U_∞ déterminée par u_τ et z^+ .

L'épaisseur de région interne ne représenterait que 10% à 20% de la couche limite totale (Cebeci, 2004).

La création d'énergie cinétique turbulente est supérieure au taux de dissipation ce qui implique une dépendance à la rugosité avec la présence de deux hauteurs caractéristiques $z_{0,m,\epsilon}$ et z_1 (notées aussi d , hauteur de déplacement). Ces hauteurs sont des paramètres importants pour la détermination du flux de dépôt. La hauteur de déplacement d est donnée par l'expérience et $z_{0,m,\epsilon}$ est donnée lorsque le plan de vitesse est nul avec $z - d = z_{0,m,\epsilon}$.

Stabilité atmosphérique

La stabilité atmosphérique caractérise le déplacement vertical d'une particule dans son environnement. Elle peut être Neutre, Stable ou Instable. Elle est dépendante des flux thermiques locaux et peut varier au cours de la journée et de la nuit. La figure 152 représente le cycle de variation de la Couche Limite Atmosphérique au cours d'une journée et les états de stabilité correspondant.

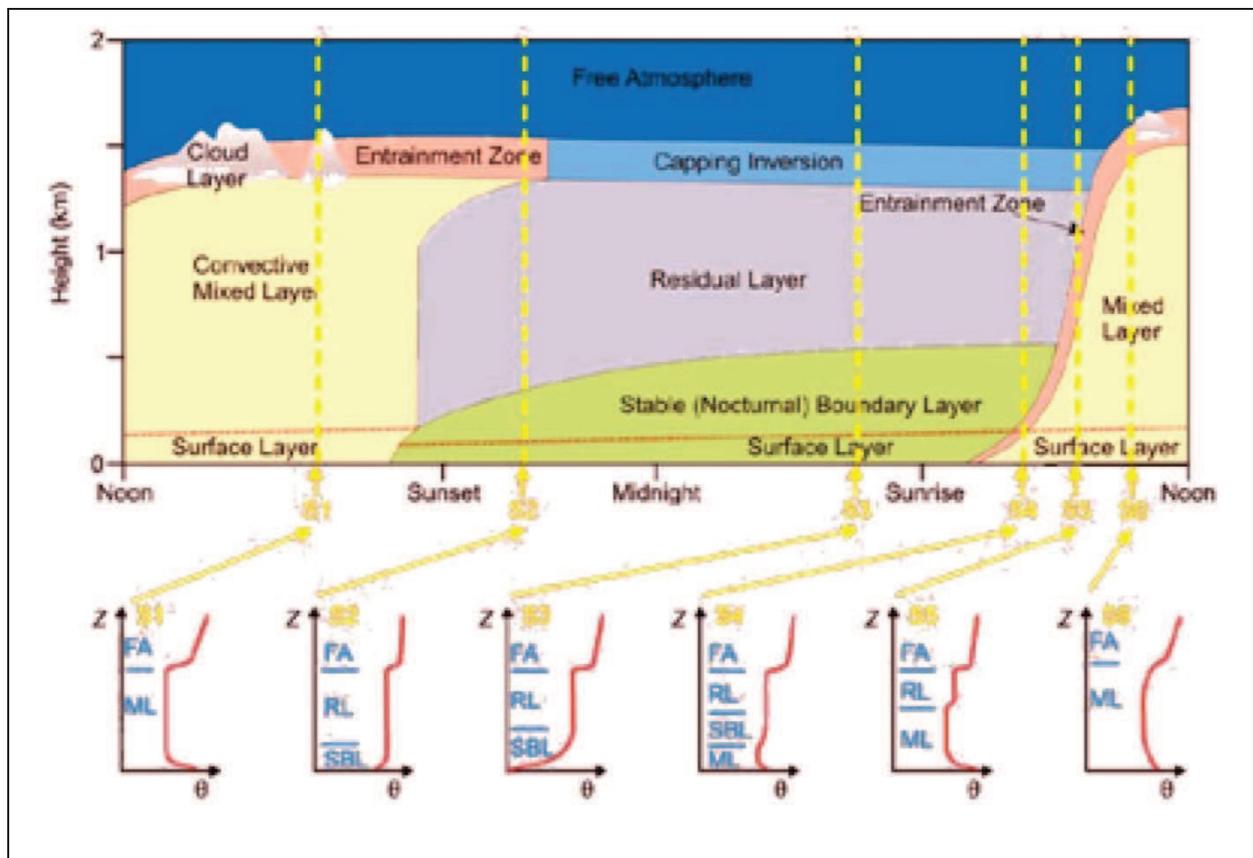


Figure 152 : Structure et évolution de la Couche Limite Atmosphérique ((Stull, 1988), p.17)

Le cycle diurne modifie la structure thermique de la CLA alternant la formation de couches stables et instables. Les variations spatiales de la nature du sol, en termes de rugosité ou de flux de chaleur, empêchent la formation de couches limites établies et favorisent le développement de couches limites internes.

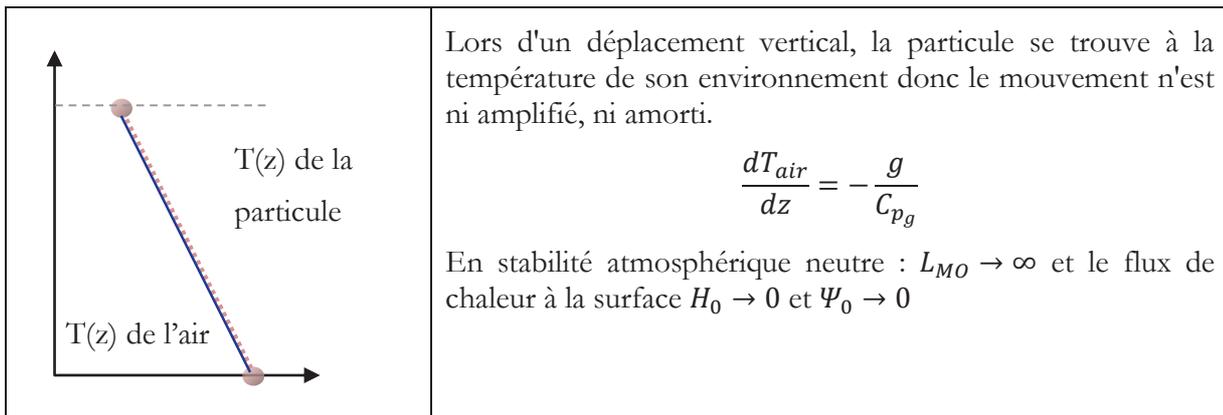
La stabilité atmosphérique a été caractérisée de façon continue par une fonction appelée longueur de Monin-Obukhov (Monin et Obukhov, 1954) et s'écrit :

$$L_{MO} = \frac{-u_*^3 \cdot \overline{\theta'_v}}{g \cdot \kappa \cdot (\overline{w' \cdot \theta'_v})_s} = -\rho_{air} \cdot C_{p,air} \cdot u_*^3 \cdot \frac{T_{air}}{\kappa \cdot g \cdot H_0}$$

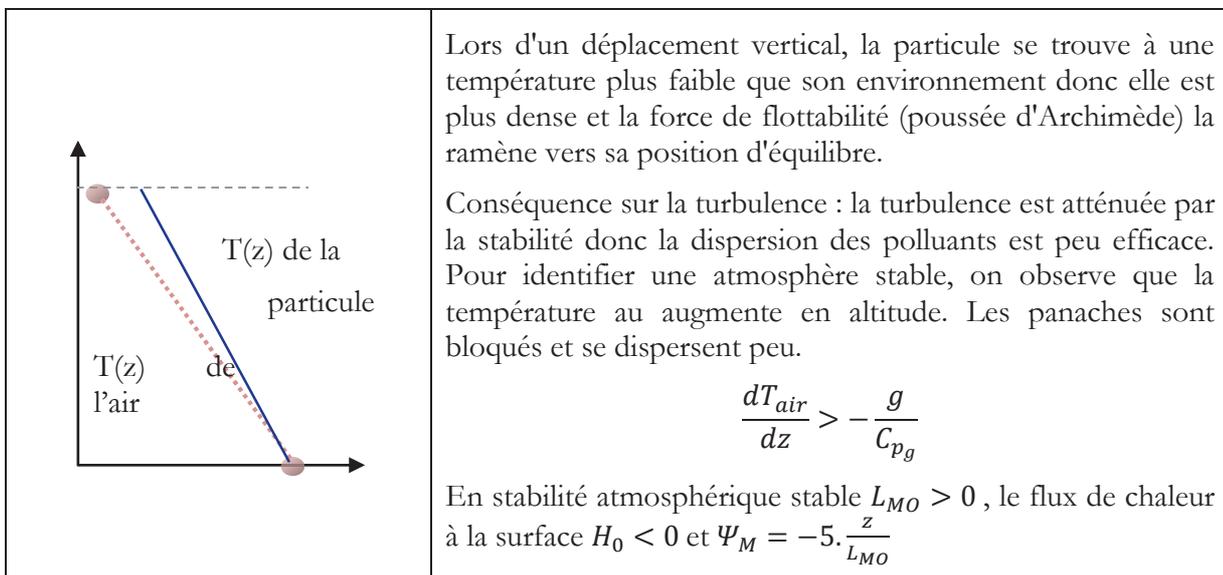
Avec θ'_v la température virtuelle potentielle ³⁰ et $\overline{w' \cdot \theta'_v}$ le flux vertical de la température potentielle "virtuelle" tel que $(\overline{w' \cdot \theta'_v})_s = -u_* \cdot \theta_*$. Dans l'expression, H_0 est la chaleur sensible, $C_{p,air}$ la chaleur spécifique de l'air à $P_{air} = cst$ ($C_{p,air} = 714 J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$) et T_{air} est la température du gaz à la hauteur z . La longueur de Monin-Obukhov s'interprète comme la hauteur à partir de laquelle les forces convectives prévalent sur les forces de frottement et elle indique l'état de stabilité atmosphérique.

Les expressions de la vitesse du vent, du flux de flottabilité et du flux d'humidité à la surface, respectivement u , Q_0 et E_0 sont exprimées avec la fonction de Businger Ψ . Les expressions de Ψ sont proposées pour chaque conditions de stabilité aux sections suivantes.

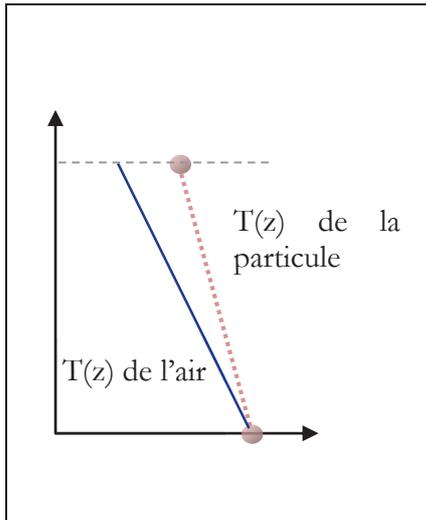
Atmosphère Neutre



Atmosphère Stable



Atmosphère instable



Lors d'un déplacement vertical, la particule se trouve à une température plus élevée que son environnement donc elle est plus légère et la force de flottabilité (poussée d'Archimède) amplifie son mouvement.

Conséquence sur la turbulence : l'instabilité thermique génère de la turbulence donc la dispersion des polluants est favorisée.

$$\frac{dT_{air}}{dz} < -\frac{g}{C_{p_g}}$$

En stabilité atmosphérique instable : $L_{M0} < 0$, le flux de chaleur à la surface $H_0 > 0$ et Ψ_M donné à l'équation [II-45] ou [II-47].

B. Générateur de d'aérosols pneumatique

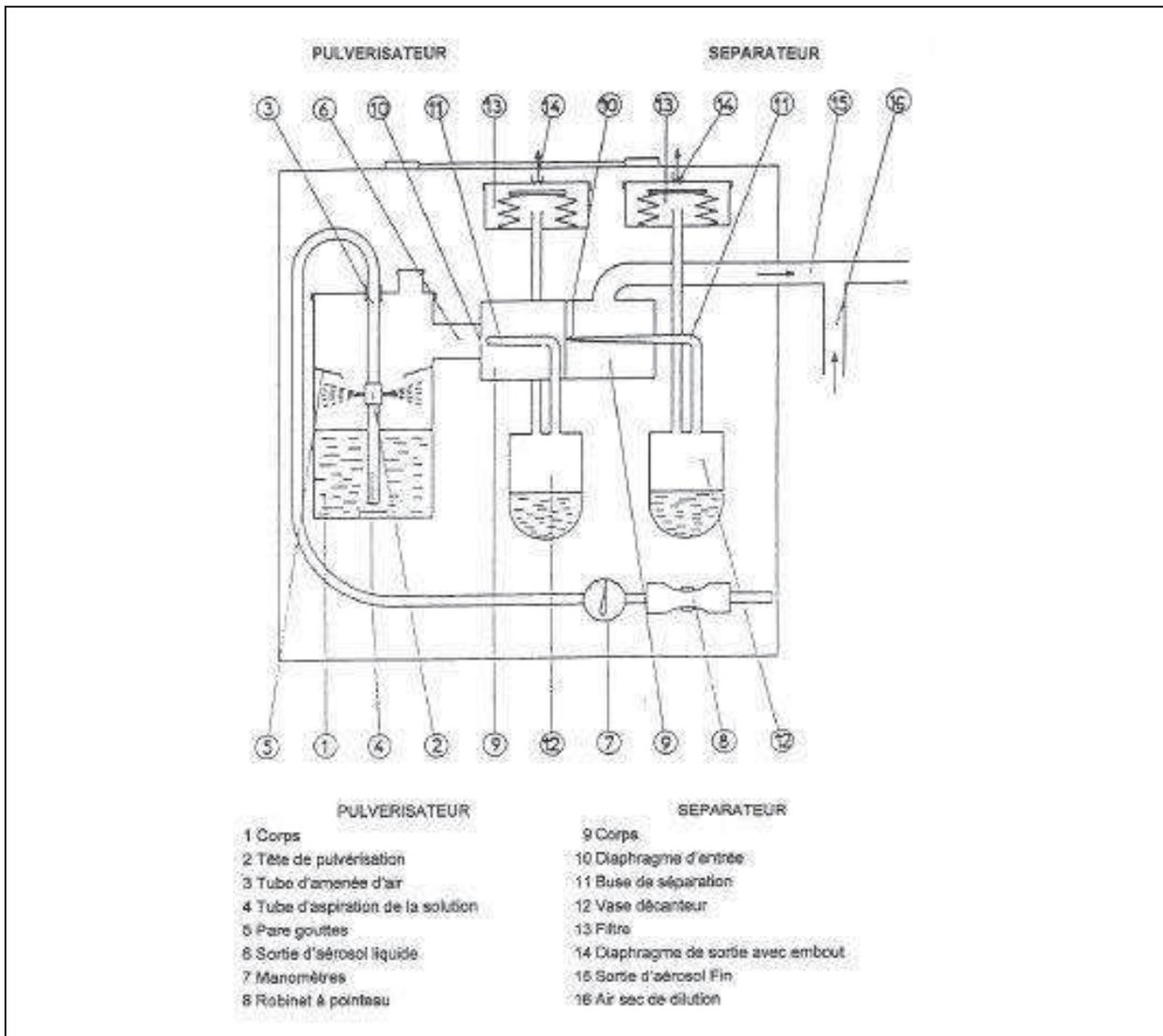
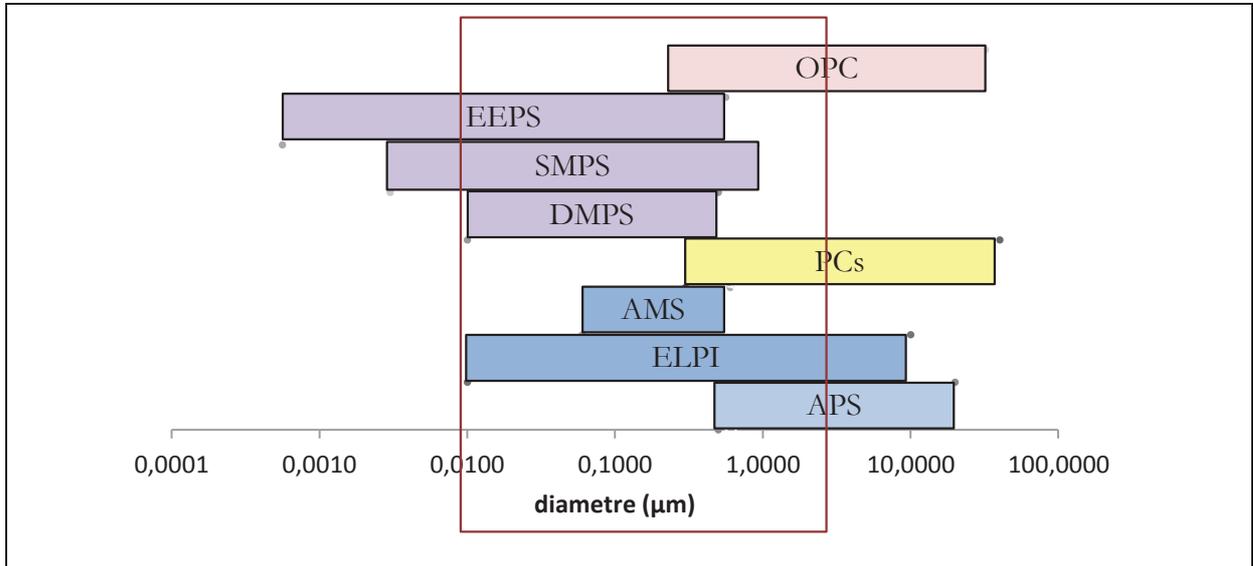


Figure 153 : Schéma du générateur d'aérosol pneumatique issue du rapport de Laurent (1997)

C. Granulométrie

Appareils de mesures

La granulométrie des aérosols peut être mesurée avec différents instruments (Mikko Sipila). La figure 154 décrit les différents instruments disponibles en fonction de la taille des particules considérées.



Avec :

- OPC Optical Particle Counters
- EEPS Engine Exhaust Particle Sizer
- SMPS Scanning Mobility Particle Sizer
- DMPS Differential Mobility Particle Sizer
- PCs Particle Count surveys
- AMS Alpha Magnetic Spectrometer
- ELPI Electronical Low Pressure Impactor
- APS Aerodynamic Particle Sizer

Figure 154 : Instrumentation pour mesurer la granulométrie des aérosols (Mikko Sipila)

Les particules dont la taille varie entre $3\text{nm} < d_{p,0} < 1\mu\text{m}$ pourront être étudiées avec un appareil de type ELPI (Electronical Low Pressure Impactor, annexe) ou par un SMPS (Scanning Mobility Particle Sizer) ou un DMPS (Differential Mobility Particle Sizer).

Ces appareils mesurent des nombres de particules par gamme de taille et permettent des analyses indirectes en masse via des hypothèses sur la forme et la masse volumique des particules.

Les appareils de mesures sont parfois combinés comme par exemple avec les études sur le grossissement hygroscopique des particules submicroniques qui conjuguent DMA + APS*2 (Leinert et Wiedensohler, 2008).

ELPI

L'objectif de l'ELPI (Electrical Low Pressure Impactor) est d'obtenir la distribution granulométrique d'aérosols atmosphériques en fonction du diamètre aérodynamique par une cascade d'impacteur à basse pression. Le granulomètre ELPI permet de mesurer la concentration particulaire pour 12 classes de taille pour un spectre de 7 nm à 10 μm . Dans un premier temps les aérosols sont chargés par effet couronne réalisé par un chargeur (+5kV) suivi d'un piège à ions servant à exclure du flux les ions positifs en excès. Le diamètre aérodynamique des particules est obtenu par classification inertielle au moyen d'une rampe d'impacteurs montés en cascade et fonctionnant à basse pression. La concentration est calculée à partir de la mesure de la charge électrique portée par les particules déposées sur chaque plateau d'impaction.

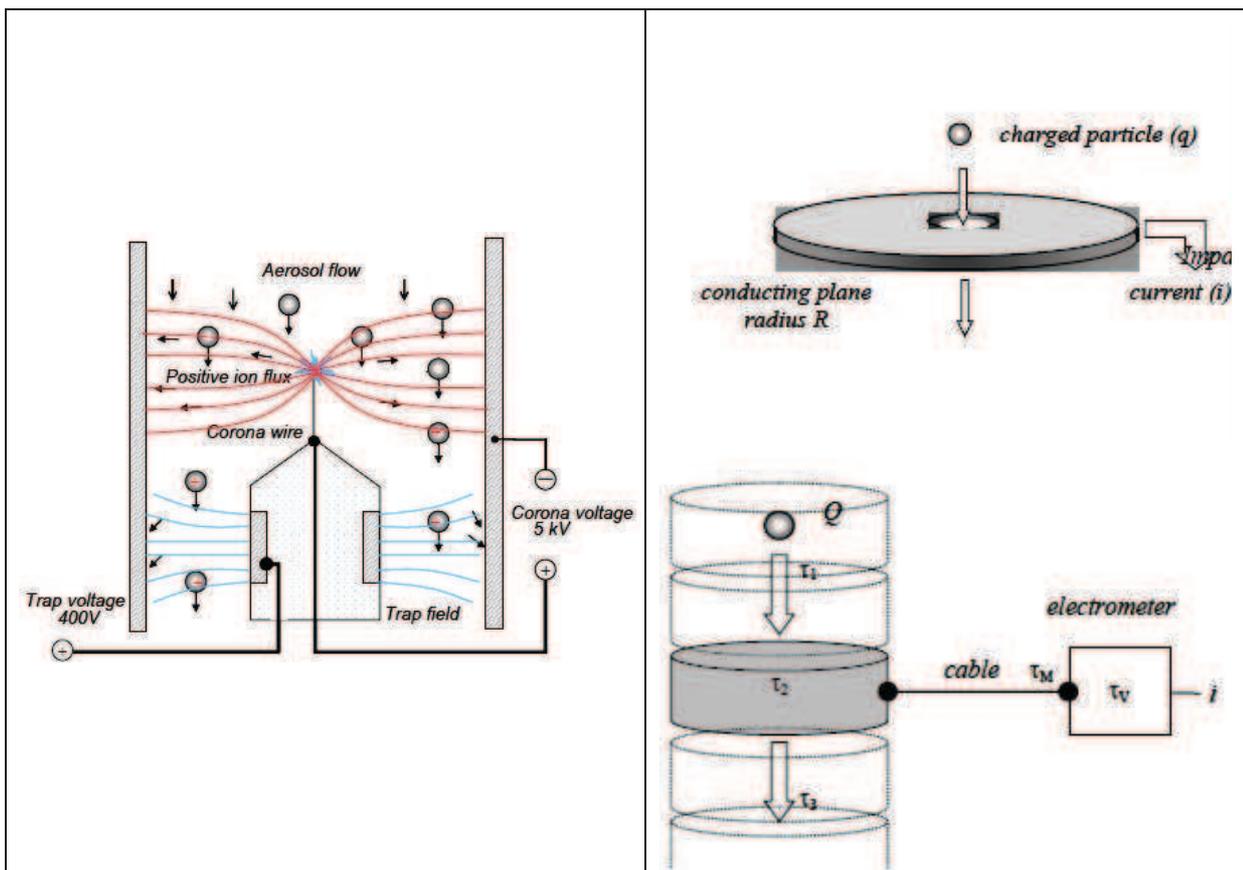


Figure 155 : Système de mesure et principe de fonctionnement de l'ELPI

D. Spectro-fluorimètre

Comme le signal du monochromateur donne une intensité de fluorescence, des solutions étalons sont préparées. Les concentrations étalons sont choisies en fonction des résultats obtenus avec le fluorimètre portatif pour l'eau et pour l'air. Deux gammes de solutions étalons sont préparées avec de l'eau UHQ ($18M\Omega.m$ et $14,4\mu S.cm^{-1}$) ou mQ avec un pH de 9,52 à T° de 25°C. Une solution étalon supplémentaire est faite pour des concentrations sur la gamme correspondante à l'eau avec un ajout de soude (NaOH).

Les solutions sont mises dans des récipients de 200 μL disposés sur des plaquettes.

Analyse des signaux

Les signaux obtenus (figure 156) soulignent une intensité maximale pour une longueur d'onde proche de 518 nm. L'effet à 580 nm correspond au RAMAN qui résulte de l'excitation des molécules d'eau.

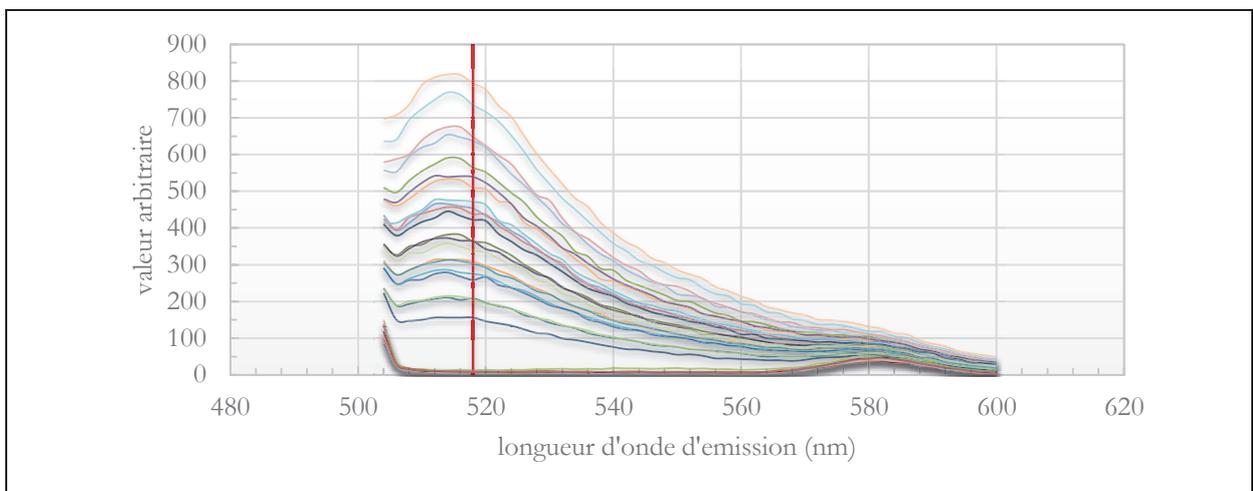


Figure 156 : Signaux pour différentes concentrations

Calibration

Le spectrofluorimètre a été optimisé pour émission/excitation à 10/10.

Choix du gain

La concentration de fluoresceine dans l'air est supérieure à la concentration dans l'eau et donc les échantillons sont traités avec des gains différents. Après avoir testé différents gains (figure 157), il est choisi d'appliquer un gain de 50 pour l'air et un gain de 100 pour l'eau.

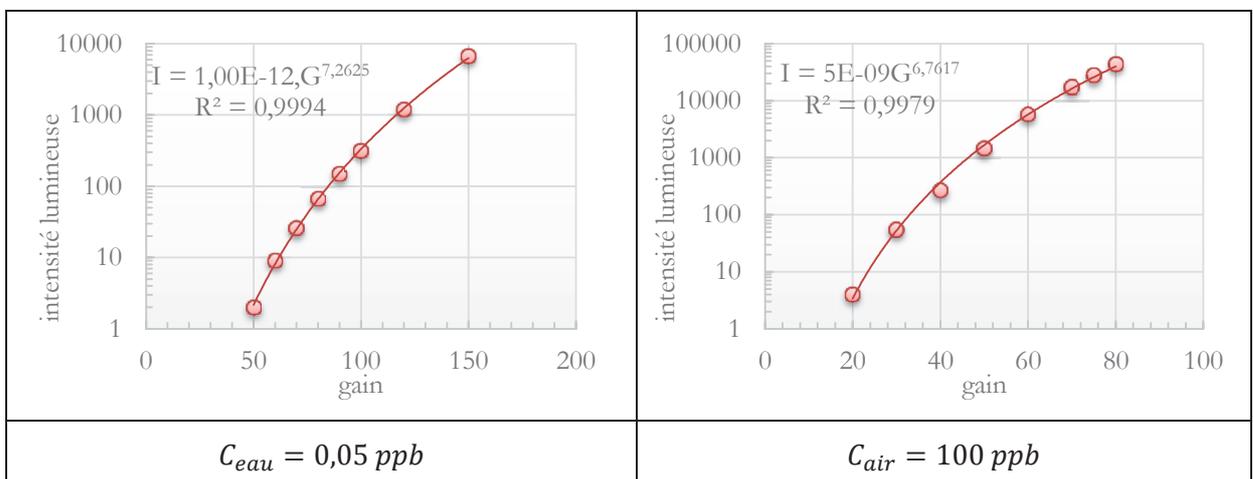


Figure 157 : Intensité lumineuse et gain

Le gain exprime l'amplification produite par un photomultiplicateur.

Le gain est choisi à partir du facteur de Limite de Quantification (LQ est égale à 10 fois l'écart type des blancs plus la moyenne des blancs). Dans le cas où le LQ est en dessous du rapport entre le signal de l'échantillon et la moyenne du blanc alors la valeur est qualifiée de non quantifiable. Le tableau suivant est un exemple à partir de la calibration pour l'eau de janvier 2013.

Gain	LQ	signal/bruit				
		0,05	0,1	0,25	0,5	0,75
60	1	9	15	36	68	97
70	3	9	15	34	68	95
80	17	7	12	29	57	80
90	28	7	13	29	57	82
100	58	7	12	29	57	80
120	186	7	12	28	54	77

Le gain de 100 est choisi pour les concentrations faibles correspondantes à celles de l'eau.

Impact du pH de l'eau sur la concentration dans les prélèvements

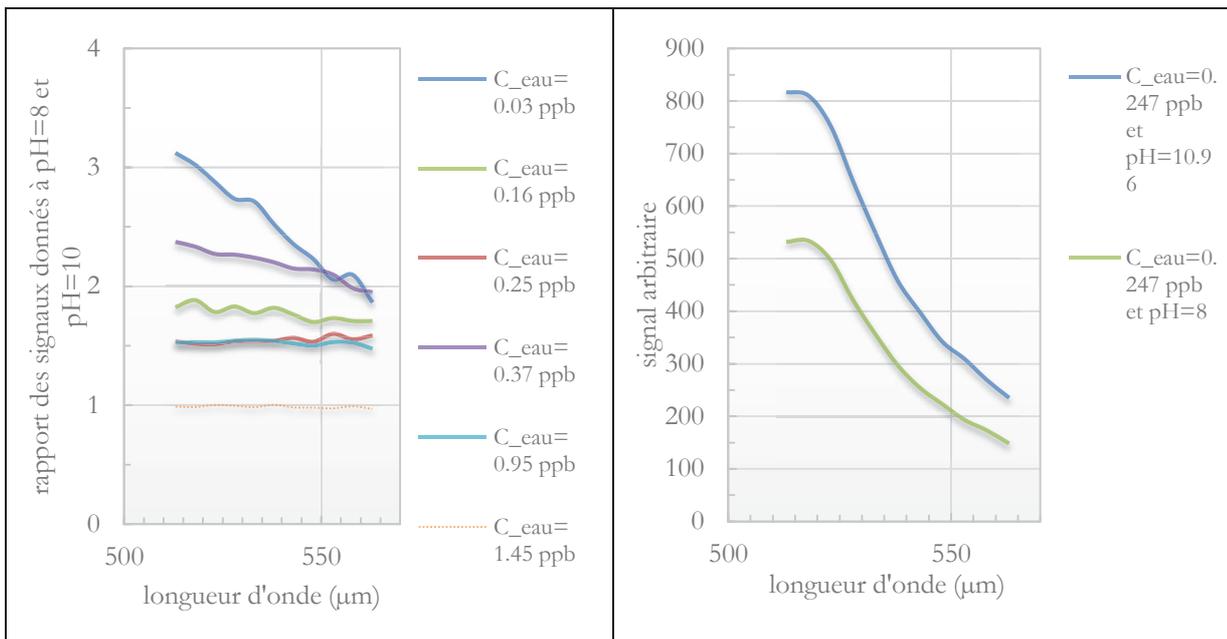


Figure 158 : Analyse sur le signal pour la fluorescéine utilisée pour les étalons du spectro-photomètre

La Figure présente un exemple d'évolution du signal spectral de la fluorescéine pour plusieurs concentrations et plusieurs pH. Le rapport entre des solutions de pH à 10 et à 8,2 est le plus élevé pour des faibles concentrations.

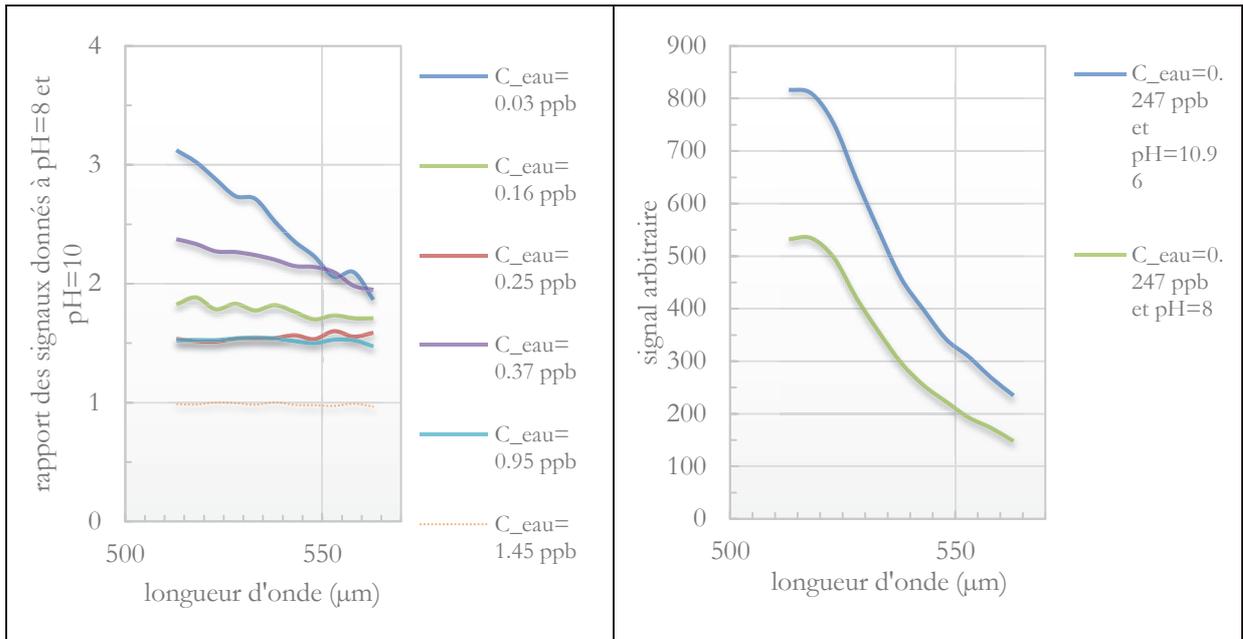


Figure 159 : Analyse sur le signal pour la fluorescéine utilisée pour les étalons du spectro-photomètre

E. Complément sur l'humidité relative

Définition de l'humidité relative

L'Humidité Relative ou degré hygrométrique ou taux de saturation (indexé s) en vapeur noté HR , est le rapport de la pression partielle³¹ de la vapeur à la surface noté : $P_{V|s}$ et la pression de vapeur saturante³² de l'eau noté : $P_{V_{sat}}(T)$ et s'écrit :

$$RH = \frac{P_{V|s}}{P_{V_{sat}}(T)} = \frac{\text{masse d'eau présente dans le volume : } V}{\text{masse maximum de vapeur d'eau pouvant être contenue dans } V}$$

La valeur d'humidité relative caractérise l'éloignement de l'air au point d'équilibre thermodynamique entre la phase vapeur et la phase liquide (Joubert, 2009).

Au-dessus d'une surface liquide, l'humidité relative est dépendante de la fraction molaire d'eau dans la solution qui est le rapport du nombre de mole de l'eau sur le nombre de mole total dans la solution de tous les éléments, et de la température T . La Pression de la vapeur saturante au-dessus de l'eau $P_{V_{sat}}(T)$ est obtenue en résolvant l'équation de Clausius-Clapeyron.

Pression de vapeur et liquéfaction

La formule de Clapeyron indique le changement de phase gazeux à liquide en supposant que les variables indépendantes qui définissent la transformation sont la pression et la température. D'un point de vue thermodynamique il est déduit :

$$L_{gaz} = T \cdot (V_{gaz} - V_{liquide}) \cdot \frac{dP}{dT}$$

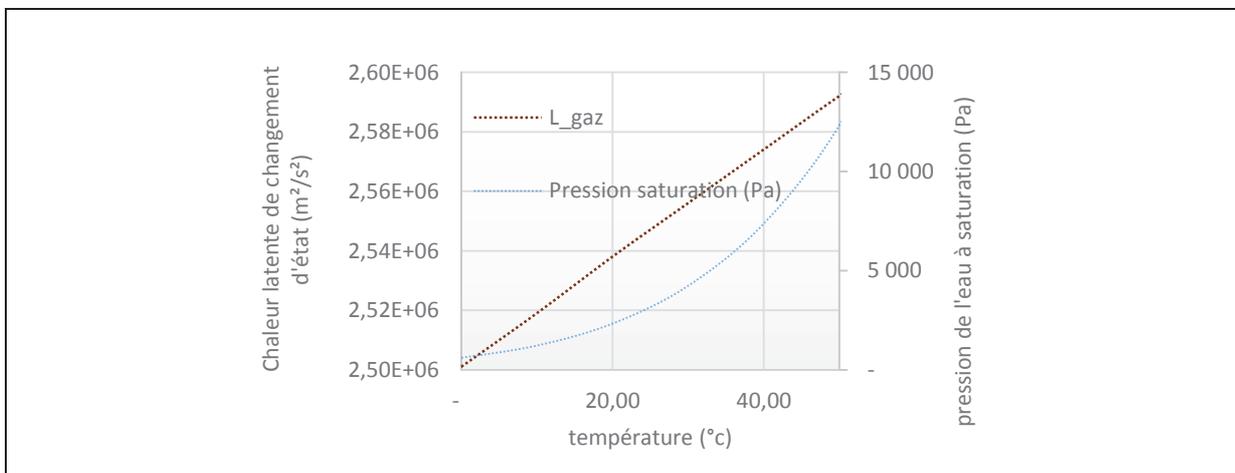
Avec L_{gaz} , la chaleur latente de changement d'état liquide-gazeux (massique) telle qu'il est posé $L_{g/l} = m_{gaz} \cdot \Delta H$, avec ΔH l'enthalpie correspondant au changement d'état à pression constante et m la masse.

Avec $V_{gaz} \gg V_{liquide}$ alors :

$$\frac{dP}{dT} = L_{g/l} \cdot \frac{1}{T} \cdot \frac{1}{V_{gaz}}$$

Avec l'expression des gaz parfait $P_{gaz} \cdot V_{gaz} = m_{gaz} \cdot R \cdot T_{gaz} / M_{gaz}$ Soit :

$$\int_{P=P_0}^P \frac{dP}{P} = L_{gaz} \cdot \frac{M_{gaz}}{R} \int_{P=P_0}^P \frac{dT}{T^2} \text{ et } = P_0 \cdot e^{\left(L_{gaz} \cdot \frac{M_{gaz}}{R} \left[-\frac{1}{T(P)} + \frac{1}{T(P_0)} \right] \right)}$$



On peut aussi écrire :

$$\frac{dP}{dz} = L_{gaz} \cdot \frac{M_{gaz}}{R} \cdot P_0 \cdot \left[-\frac{1}{T^2(P)} \cdot \frac{dT(P)}{dz} \right] \cdot e^{L_{gaz} \cdot \frac{M_{gaz}}{R} \left[\frac{1}{T(P)} + \frac{1}{T(P_0)} \right]}$$

Dans une enceinte fermée, la valeur de l'humidité relative est très sensible à la température. Pour une humidité relative de 90%, un changement de température de 1°C à pression constante peut changer l'humidité relative de -5%.

Humidité relative de déliquescence et facteur de Van't Hoff

Quand l'humidité relative augmente à une certaine valeur, les particules d'aérosols sous forme cristalline vont spontanément gonfler avec l'eau pour donner des gouttes de sel aqueux. Ce procédé est la déliquescence³³.

Lors d'un accident grave, la quantité de radioactivité susceptible de se disperser dans l'atmosphère peut se trouver sous forme particulaire. Les principaux produits radioactifs rejetés dans l'environnement par relâchement sont l'iode I (I^{131} , I^{133}), le césium Cs (Cs^{137} , Cs^{134} , Cs^{136}), le cobalt (Co), l'antimoine (Sb), etc. . Le tableau suivant répertorie les valeurs des humidités relatives de déliquescence et des facteurs de Van't Hoff de l'Iodure de Césium (CsI) et l'iodométhane (CH_3I).

Élément	Déliquescence (HRD)	Facteur de van' t Hoff Théorique/ expérimental	Solubilité (s) dans l'eau à 20°C
Chlorure de sodium (NaCl)	75,3% ($d_p > 100nm$) (Biskos, Malinowski et al., 2006)	2/ 1,9	360 kg.m ⁻³ (N°CAS :7647-14-5)
Fluorescéine de sel de sodium ou uranine	76 ± 1% (Pradel et Brion, 1970) (Thomas et Jürgen, 2001)	4 / --	500 kg.m ⁻³
Iodure de Césium (CsI, Na)	oui	-- / --	740 kg.m ⁻³ (N°CAS : 7789-17-5)
Iodure de Césium (CsI, Ti)	légèrement	1,7 / --	--
Iodure de méthyle (CH_3I)	--	-- / --	140 kg.m ⁻³ (N°CAS : 74-88-4)

Tableau 8 : Exemple d'humidité relative de déliquescence et de facteur de Van't Hoff pour des composants radioactifs

Avec : HRD, l'humidité relative de déliquescence ; I, le facteur de Van't Hoff et s la solubilité.

Le facteur de van' t Hoff du NaCl est donné ici pour une activité de l'eau supérieur à 9,44. Il augmente à 2,48 pour une fraction molaire de l'eau de 0,753.

F. Résultats du projet de recherche exploratoire

Dispositif



Protocole

Les aérosols sont générés par un générateur pneumatique pendant un temps d'émission de 2 à 5 minutes. Les prélèvements se font toutes les dix minutes.

Mesures

Concentration

La mesure de la concentration en fluorescéine est effectuée à l'aide d'un spectrofluorimètre UV (Horiba Fluoromax-3). La longueur d'onde d'excitation est fixée à 490 nm, et la mesure de l'émission est effectuée à 512 nm.

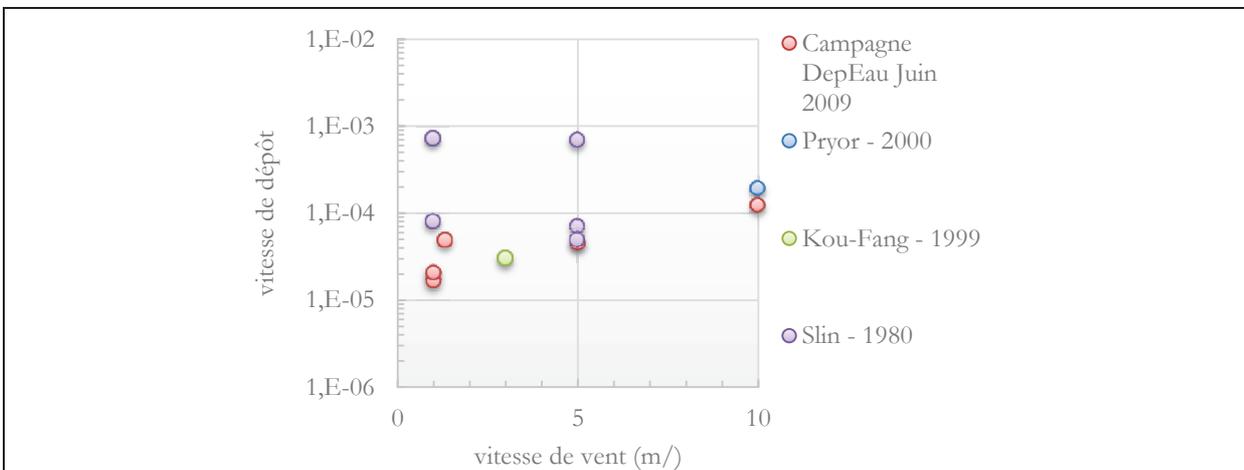
Granulométrie

La granulométrie est effectuée avec un SMPS et un APS afin de vérifier que le diamètre médian est de 300 nm.

Résultats DepEau sur les concentrations

Lors de la campagne DepEau de juin 2009 les particules sont rejetées dans la soufflerie pendant 2 à 5 min et la surface d'étude est de $0,24 \text{ m}^2$. Dans la campagne de 2012-2013 les particules sont injectées de façon continue pendant 1h30 et la surface réceptrice est de $0,6 \text{ m}^2$.

Évolution des vitesses de dépôt sur l'eau en fonction de la vitesse de l'écoulement



Vitesse de dépôt sur eau calme pour des aérosols de 200 nm

G. Anémométrie à fil chaud

L'anémométrie fil chaud est une technique de mesure qui permet de déterminer en un point les vitesses moyennes et instantanées d'un écoulement. Elle permet ainsi de déterminer de façon précise les caractéristiques classiques de la turbulence, à savoir, la vitesse moyenne, les fluctuations de vitesse, le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, ou encore l'intensité turbulente.

Réalisation technologique

Une sonde à fils chauds en X est composée de deux fils en tungstène d'environ 1mm de long, pour un diamètre d'environ $5\mu\text{m}$. Ces deux fils sont fixés perpendiculairement l'un à l'autre.

Le support de la sonde est placé à l'horizontal dans l'axe de l'écoulement, de façon à ce que chaque fil se trouve incliné à 45° par rapport à un plan horizontal.

La composante transversale « v » de la vitesse est négligée, nous nous limiterons donc à la mesure des composantes « u et w » de la vitesse

Les fils sont chauffés à température constante au moyen de ponts anémométriques configurés en ponts de Wheatstone. La surchauffe des fils est réglée à 80%. Le coefficient de surchauffe « b » est déterminé par la formule :

$$b = \frac{T_c - T_a}{T_a}$$

- b = coefficient de surchauffe ;
- T_c = température du fil chaud ;
- T_a = Température ambiante.

Plus l'écart entre la température ambiante et la température du fil chaud est importante, meilleure est la sensibilité. Cependant, au-delà d'une certaine température, le fil se détériore, nous n'excédons donc pas une surchauffe de 80%, ce qui correspond à maintenir les fils à des températures d'environ 220°C .

Principe de mesure

Dans un écoulement isotherme, le refroidissement du fil est directement fonction de la vitesse de l'écoulement autour du fil. La puissance électrique envoyée au fil est liée à la puissance calorifique dissipée par le fil dans l'écoulement. L'échange thermique entre le fil et l'écoulement est principalement dû au phénomène de convection forcée.

Ainsi, si l'on s'intéresse à un fil de longueur infinie, la convection forcée est uniquement due à la composante U_N de la vitesse normale au fil. La loi de King permet alors de relier la tension de sortie de l'anémomètre E à la vitesse de refroidissement efficace U_{eff} .

$$E^2 = A + B \cdot U_{eff}^n$$

avec $U_{eff} = U_N$

Où E est la tension aux bornes du fil (en Volt), et U_{eff} la vitesse normale au fil (en m/s).

Les constantes A , B , et n sont déterminées lors de l'étalonnage du fil chaud.

Une loi polynomiale sur la tension est posée telle que :

$$U = a_0 E_0 + a_1 E_1 + a_2 E_2$$

Dans le cas d'un fil de longueur finie, les effets de bord et les broches jouent un rôle important dans l'équilibre qui s'établit entre le fil et l'écoulement. Le refroidissement du fil est aussi fonction de la vitesse U_T , tangentielle au fil. Afin de prendre en compte ces effets, il est

définit un facteur de refroidissement k sans dimension, dont la valeur est comprise entre 0,05 et 0,3. La vitesse efficace de refroidissement s'écrit alors :

$$U^2_{eff} = U^2N + k^2 \cdot U^2T$$

L'inclinaison du fil d'un angle φ par rapport à l'écoulement, implique la relation suivante :

$$U^2_{eff} = U^2 \cdot (\cos^2 \varphi + k^2 \cdot \sin^2 \varphi)$$

L'utilisation d'un seul fil ne permet pas de déterminer le module de la vitesse U et l'angle d'incidence φ de l'écoulement par rapport à la normale au fil. C'est pour cette raison qu'il est utilisé une sonde comportant deux fils chauds, perpendiculaires l'un par rapport à l'autre, qui permet de déterminer les composantes U_N et U_T du vecteur vitesse.

Sur la figure 160 est représenté les vitesses U_N et U_T pour chaque fil

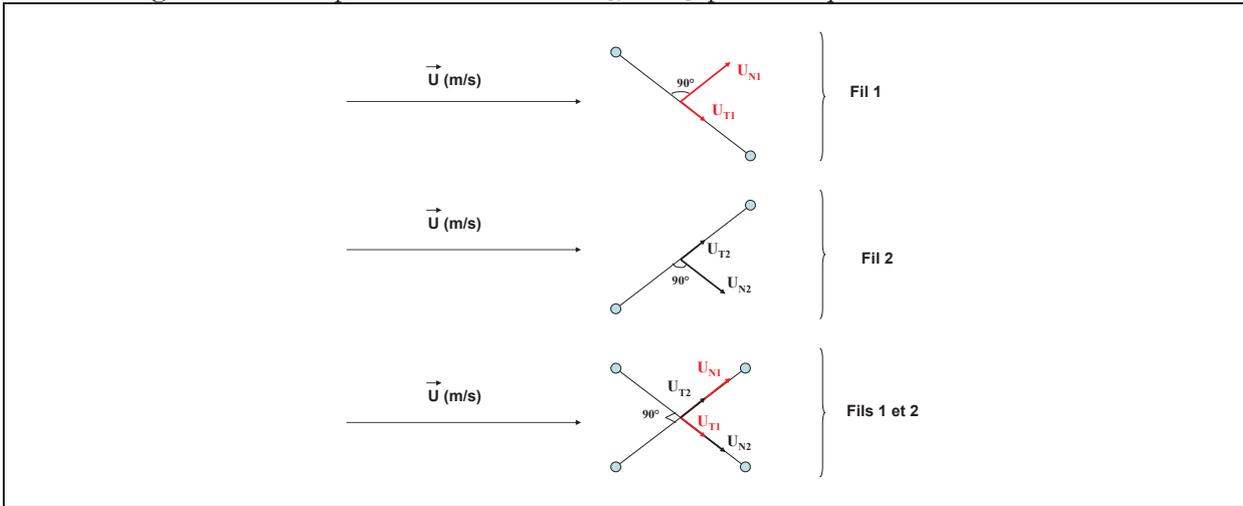


Figure 160 : Représentation des vitesses Normale U_N et Tangentielle U_T .

Étalonnage

L'étalonnage des sondes à fil chaud s'effectue dans une petite soufflerie portable. Le logiciel Streamware est lié au matériel DANTEC. Les coefficients de calibration A , B , k et n sont déterminés permettant d'obtenir la tension aux bornes des fils, reliée à une vitesse d'écoulement.

Un étalonnage en angle est aussi effectué. Une vitesse d'écoulement est choisie et la sonde inclinée de -30° à $+30^\circ$ par rapport à l'horizontale. Les acquisitions sont effectuées toutes les 30 secondes par position.

A partir des lois de tarage, les coefficients sont déterminés. Le système s'écrit :

$$U^2_{eff,1} = U^2 \cdot (\cos^2 \varphi_1 + K^2 \cdot \sin^2 \varphi_1) \quad U^2_{eff,2} = U^2 \cdot (\cos^2 \varphi_2 + k^2 \cdot \sin^2 \varphi_2)$$

De plus, connaissant l'angle β entre les deux fils, proche de 90° , il est possible de relier φ_2 à φ_1 :

$$\varphi_1 + \varphi_2 = \beta$$

La résolution de ce système de 3 équations à 3 inconnues (U, φ_1, φ_2) permet de calculer les composantes u et w du vecteur vitesse, avec les relations suivantes :

$$u = U \cdot \sin(\alpha + \varphi_1) \quad w = U \cdot \cos(\alpha + \varphi_1)$$

Où α est la valeur de l'angle entre le fil 2 et la verticale.

Un positionnement idéal de la sonde est obtenu si la bissectrice des deux fils chauds est alignée avec la direction de l'écoulement, c'est-à-dire si l'angle $\alpha = 45^\circ$.

Références des Annexes

- Biskos, G., A. Malinowski, et al.** (2006). "Nanosize effect on the deliquescence and the efflorescence of sodium chloride particles." *Aerosol Science and Technology* **40**(2): 97 - 106.
- Cebeci, T.** (2004). *Analysis of Turbulent Flows*, Elsevier.
- Fairall, C. W. et S. E. Larsen** (1984). "Dry deposition, surface production and dynamics of aerosols in the marine boundary layer." *Atmospheric Environment (1967)* **18**(1): 69-77.
- Feng, M. Y.** (1994). *Ultrafine aerosol deposition in planar channel flow* Thesis (B.S.) Massachusetts Institute of Technology, Dept. of Mechanical Engineering, 1994.
- Geernaert, G. L. et W. L. Plant** (1990). *Surface waves and fluxes : current theory*: 336.
- Joubert, A.** (2009). *Performances des filtres plissés à Très Haute Efficacité en fonction de l'humidité relative de l'air*. Docteur de l'INPL, Nancy: 190.
- Laurent, C.** (1997). Technique de mesure de l'efficacité des filtres T.H.E. au moyen d'un aérosols de fluoresceïne sodée, I.R.S.N.
- Leinert, S. et A. Wiedensohler** (2008). "A DMA and APS based technique for measuring aerodynamic hygroscopic growth factors of micrometer-size aerosol particles." *Journal of Aerosol Science* **39**(5): 393-402.
- Monin, A. S. et A. M. Obukhov** (1954). "Osnovnye zakono- mernosti turbulentnogo peremesivaniya v prizem- nom sloe atmosfery." *Trudy geofiz. inst. AN SSSR* **24**(151): 163-187.
- Pope, S. B.** (2001). "Turbulent Flows." *Measurement Science and Technology* **12**(11): 2020.
- Pradel, J. et J. Brion** (1970). "Méthode d'essais des filtres à haute efficacité par aérosol d'uranine." *Thermique et Aéraulique* **01**.
- Stull, R. B.** (1988). *An introduction to boundary layer meteorology*. Dordrecht, Boston, London, Kluwer academic.
- Thomas, E. et B. Jürgen** (2001). "Quantification of stomatal uptake of ionic solutes using a new model system." *Journal of Experimental Botany* **52**(357): 771-781.

Nomenclature

Les symboles qui sont définis localement ne sont pas inclus ici.

Système Internationale

Grandeur physique	Symbole de la dimension	Nom de l'unité	Symbole de l'unité
longueur	(L)	mètre	m
masse	(M)	kilogramme	kg
temps (durée)	(T)	seconde	s
courant électrique	(I)	ampère	A
température thermodynamique	(θ)	kelvin	K
quantité de matière	(N)	mole	mol
intensité lumineuse	(J)	candela	cd

Espace

d_p	:	le diamètre équivalent d'une particule sans préciser sec ou humide	(L)
d_i	:	le diamètre géométrique moyen des particules.	(L)
d_g	:	le diamètre géométrique moyen ou diamètre moyen en nombre	(L)
z_{ref}	:	la hauteur de référence	(L)
z_0	:	la hauteur de rugosité aérodynamique	(L)
z_{0c}	:	la hauteur de rugosité de Charnock	(L)
z_{0c}^+	:	la hauteur de rugosité de Charnock écrit par Makin	(L)
L_{MO}	:	la longueur de Monin-Obukhov	(L)
δ_A	:	la hauteur de couche de dépôt	(L)
δ_v	:	la hauteur de sous-couche-visqueuse	(L)
δ_D	:	la hauteur de diffusion (Brownienne)	(L)
a	:	l'amplitude des vagues	(L)
k_s	:	la hauteur de rugosité	(L)
H_s ou H_{m_0}	:	la hauteur des vagues	(L)
d	:	la hauteur de déplacement	(L)
Λ_g	:	le libre parcours moyen pour une particule	(L)
$H(x, t)$:	la hauteur de la vague à position x au temps t	(L)

Vitesses

v_g	:	la vitesse de sédimentation	($L.T^{-1}$)
v_e	:	la vitesse d'échappement	($L.T^{-1}$)
v_d	:	la vitesse de dépôt	($L.T^{-1}$)
u_*	:	la vitesse de friction ou vitesse de frottement	($L.T^{-1}$)
U_S	:	la vitesse de surface, ou courant de dérive	($L.T^{-1}$)
u, v, w	:	les composantes du vecteur vitesse dans le repère cartésien	($L.T^{-1}$)
\vec{u}	:	la vitesse du fluide porteur	($L.T^{-1}$)

Concentration

χ : la concentration particulaire $(- . L^{-3})$

Coefficients

K_M	: le coefficient de viscosité turbulente « eddy viscosity »	$(L^2 . T^{-1})$
D_B	: le coefficient de diffusion Brownienne ou moléculaire	$(L^2 . T^{-1})$
\mathbb{D}_i	: le coefficient de diffusion Brownienne sous forme matricielle	$(L^2 . T^{-1})$
D_T	: le coefficient de diffusion turbulente	$(L^2 . T^{-1})$
$D_{vapeur-air}$: le coefficient de diffusion « mutuelle » vapeur-air	$(L^2 . T^{-1})$
\mathbb{K}_i	: le coefficient de diffusion turbulente sous forme matricielle	$(L^2 . T^{-1})$
D	: le coefficient de diffusion effective $(D_B + D_T)$	$(L^2 . T^{-1})$
C_{un}	: le coefficient de Cunningham	$(-)$
α_c	: le facteur de Charnock	$(-)$
C_D	: le coefficient de traînée	$(-)$
Sc	: le nombre de Schmidt Brownien Sc_B ou turbulent Sc_t ou effectif	$(-)$
Stk	: le nombre de Stokes	$(-)$
Re	: le nombre de Reynolds dans la région externe	$(-)$
Re_p	: le nombre de Reynolds particulaire	$(-)$
Kn	: le nombre de Knudsen	$(-)$
k	: le nombre d'onde	(L)
λ	: la longueur d'onde	(L)
τ_p	: le temps de relaxation (ou temps caractéristique) de la particule	(T)
T	: le temps de résidence des particules dans l'air	(T)
m'	: le flux de masse à la paroi	$(M . L^{-2} . T^{-1})$
J	: le flux de particules	$(M . L^{-2} . T^{-1})$
ρ_{eau}	: la masse volumique de l'eau	$(M . L^{-3})$
ρ_{air}	: la masse volumique de l'air	$(M . L^{-3})$
$\rho_{p,HR}$: la masse volumique de la particule à l'humidité HR	$(M . L^{-3})$
μ	: la viscosité dynamique de l'air μ_{air} , ou du gaz μ_g	$(L^2 . T^{-1})$
ν	: la viscosité cinématique précisé dans l'air ν_{air} ou dans l'eau ν_{eau}	$(L^2 . T^{-1})$
ν_T	: la viscosité cinématique turbulente	$(L^2 . T^{-1})$
σ_p	: la tension de surface de la particule humide	$(M . L^{-2} . T^{-2})$
σ_n	: l'écart-type de l'élévation de surface	(L)
I	: le coefficient de Van't Hoff	$(-)$
k_g	: la conductivité thermique du gaz autour de la particule $k_g = 0,0262 \text{ kg} . m . K^{-1} . s^{-3}$	$(M . L . \theta^{-1} . T^{-3})$
k_p	: la conductivité thermique de la particule $k_p = 0,4300 \text{ kg} . m . K^{-1} . s^{-3}$ (Healy 2003)	$(M . L . \theta^{-1} . T^{-3})$
M_g	: la masse molaire du gaz porteur	$(M . N^{-1})$

N_A	:	le nombre d'Avogadro	(N^{-1})
κ_B	:	la constante de Boltzmann	$(-)$
κ	:	la constante de Theodore von Karmàn (1930)	$(-)$
			$(-)$
N_i	:	le nombre de particules correspondant au diamètre d_i	$(-)$
p	:	la pression partielle	$(M.L^{-1}.T^{-1})$
T_g	:	la température du gaz	(θ)
RH	:	l'humidité relative	$(-)$
$\mu_{ionique}$:	la mobilité (ionique)	$(-)$

Table des illustrations

Figures

Figure 1 : Différents diamètres équivalents pour une particule quelconque	11
Figure 2 : Photos de particules d'uranine (Pieck, 2013)	12
Figure 3 : Exemple de distributions granulométriques en nombre ou en masse	13
Figure 4 : Diamètres caractéristiques d'une distribution log-normale en masse	13
Figure 5 : Temps de séjour des aérosols atmosphériques en fonction de l'altitude et des diamètres de particules	15
Figure 6 : Processus de transformation des aérosols dans l'atmosphère (Raes, Dingenen et al., 2000)	15
Figure 7 : Mécanismes du dépôt humide	16
Figure 8 : Mécanismes de dépôt	18
Figure 9 : Mécanismes au-dessus de l'eau	19
Figure 10 : Facteur de Cunningham pour des particules submicroniques à $T = 30^{\circ}\text{C}$	20
Figure 11 : Distance d'arrêt des particules	21
Figure 12 : Evolution de la vitesse de dépôt adimensionnée en fonction du temps de relaxation adimensionné pour différentes rugosités [Wood (1981) – figure 1]	22
Figure 13 : Phénomène de diffusiphorèse pour l'évaporation (Horst, 1968)	29
Figure 14 : Contribution des mécanismes de dépôts sec en fonction des diamètres des particules	33
Figure 15 : Couche limite sur fond plat	38
Figure 16 : Schéma de l'écoulement de rugosités isolées	39
Figure 17 : Schéma de l'écoulement à sillage interférentiel	39
Figure 18 : Schéma de l'écoulement par effleurement.	39
Figure 19 : Profil de vent statistique au-dessus de l'eau	41
Figure 20 : Illustration de la vitesse de vent liée au coefficient de Charnock (1955) pour un régime rugueux	42
Figure 21 : Longueur d'onde et hauteur de vague locale (photo issue de nos expériences)	43
Figure 22 : Hauteur des vagues en fonction de la distance à la rive Longo (2012)	44
Figure 23 : Schéma de surface liquide déformée	44
Figure 24 : Régions au vent	45
Figure 25 : Régions sous le vent	46
Figure 26 : Variation de vitesse de surface avec la vitesse de frottement et la vitesse du vent (d'après Wu (1975))	46
Figure 27 : Diagramme de phase de l'eau	48
Figure 28 : Cycle de grossissement de particules	49
Figure 29 : Dissolution des molécules d'uranine	51
Figure 30 : Evolution de la masse volumique d'une goutte d'uranine en fonction de l'humidité relative et du facteur de Van't Hoff	57
Figure 31 : Grossissement hygroscopique pour $\text{HR}=100\%$ pour différents facteurs de Van't Hoff I	58
Figure 32 : Résultats expérimentaux de grossissement de l'uranine (Querel, 2013) comparés au modèle de l'équation [I-90]	59
Figure 33 : Méthode des moindres carrés moyens pour l'évaluation du facteur de Van't Hoff	60
Figure 34 : Comparaison des modèles avec un facteur de Van't Hoff $I=2,85$	60
Figure 35 : Efficacité d'agglomération turbulente et Brownienne	62
Figure 36 : Variation de la vitesse de frottement avec la vitesse du vent	71
Figure 37 : Vitesse de dépôt en fonction du diamètre des particules (Möller et Schumann, 1970)	72
Figure 38 : Hauteur des vagues en fonction de la vitesse du vent	73
Figure 39 : Vitesses de dépôt en fonction du diamètre des particules, de la vitesse du vent et de la vitesse de frottement	73
Figure 40 : Vitesse de dépôt versus vitesse du vent et bulleur	74

Figure 41 : Vitesse de dépôt versus vitesse du vent et différentes intensités de bulleur	74
Figure 42 : Taux de dépôt au dessus de la tôle ondulée avec $2.a=0,1\lambda$	75
Figure 43 : Taux de dépôt au dessus de la tôle ondulée avec $2.a=0,03\lambda$	75
Figure 44 : Comparaison des vitesses de vent et de transfert	77
Figure 45 : Lac Michigan et sites de mesures	78
Figure 46 : Données météorologiques des sites 0, 5 et 1	79
Figure 47 : Vitesses de dépôt sec par Caffrey, Ondov et al. (1998)	79
Figure 48 : Vitesses de dépôt sec pour différents éléments en fonction du diamètre en masse	80
Figure 49 : Vitesses de dépôt sec moyen intégrant tous les éléments	80
Figure 50 : Vitesse de dépôt expérimentale de la littérature	81
Figure 51 : Schéma proposé par Slinn et Slinn (1980)	83
Figure 52 : Schéma proposé par Williams (1982)	84
Figure 53 : Illustration du développement de la couche limite par la description de Joukowski	87
Figure 54 : Profils de vitesse dan la région interne	89
Figure 55 : Estimation de l'efficacité d'impaction par Liu et Agarwal (1974)	91
Figure 56 : Vitesses de dépôt obtenues par Slinn et Slinn (1980)	94
Figure 57 : Modèle avec bulles (extrait de Hummelshoj (1990))	96
Figure 58 : Vitesse de dépôt obtenue par Williams (1982) et effet du coefficient de transfert	96
Figure 59 : Vitesse de dépôt otendue par Williams (1982) et effet de l'humidité	97
Figure 60 : Vitesse de dépôt obtenue par Hummelshøj, Jensen et al. (1992)	98
Figure 61 : Vitesse de dépôt et effet de l'humidité obtenue par Zhang et al. (1999)	99
Figure 62 : Vitesse de dépôt otendue par Pryor, Barthelmie et al. (1999)	100
Figure 63 : Vitesse de dépôt otendue par le modèle de Zhang, Gong et al. (2001)	101
Figure 64 : Vitesse de dépôt obtenue par le modèle de Petroff et Zhang (2010)	102
Figure 65 : Vitesse d'entraînement obtenue par Davidson, Fairall et al. (1984)	102
Figure 66 : Pourcentage de particules déposées pour différentes parties de la vague	103
Figure 67 : Schéma de la soufflerie et de son canal	111
Figure 68 : Vue d'ensemble de la maquette de la soufflerie IOA de l'IRPHE	112
Figure 69 : Canal à courant d'eau	113
Figure 70 : Correspondance entre la vitesse débitante, la fréquence de la pompe et le débit	114
Figure 71 : Procédé de génération du courant de l'eau	114
Figure 72 : Procédé pour la génération d'aérosol	116
Figure 73 : Procédé pour les prélèvements dans l'eau	117
Figure 74 : Procédé pour les prélèvements sur filtre	118
Figure 75 : Fluorimètre portatif - 10-AU- Turner (1993)	120
Figure 76 : Plaquettes et appareil	121
Figure 77 : Concentrations dans l'air	121
Figure 78 : Variations de la concentration dans l'eau	121
Figure 79 : Système de mesure et principe de fonctionnement de l'ELPI	123
Figure 80 : Diamètre médian en masse et en nombre des particules (19/07/12 sans courant - $U_{air} = 4 \text{ m.s}^{-1}$)	124
Figure 81 : Diamètre et écart-type géométrique en masse (19/07/12) sans courant - $U_{air} = 4 \text{ m.s}^{-1}$)	124
Figure 82 : Evolution des concentrations en masse et en nombre pendant une expérience (19 juillet 2012 sans courant - $U_{air} = 4 \text{ m.s}^{-1}$ $U_{air} = 4 \text{ m.s}^{-1}$)	125
Figure 83 : Distribution en nombre de référence	125
Figure 84 : Distribution en masse de référence	125
Figure 85 : Protocole pour le fil chaud	129
Figure 86 : Exemple de profils verticaux de vitesses moyennes du vent	130
Figure 87 : Profil de vitesse du vent pour des fetchs de 70 cm et 148 cm	130
Figure 88 : Impact du fetch sur plusieurs vitesses du vent	131
Figure 89 : Vitesse de frottement en fonction de la vitesse du vent	132

Figure 90 : Exemple pour la comparaison des profils théoriques pour $U_{\text{air}} = 9,5 \text{ m.s}^{-1}$ avec $U_{\text{eau}} = 0,12 \text{ m.s}^{-1}$	132
Figure 91 : Hauteur de rugosité aérodynamique en fonction de la vitesse du vent et des conditions de courant	133
Figure 92 : Protocole pour la sonde à vague	136
Figure 93 : Capteur d'hygrométrie et de température	137
Figure 94 : Humidité relative pour expérience sans courant	137
Figure 95 : Vitesse du vent adimensionnée	138
Figure 96 : Spectre du signal de vent en fonction de $k \eta$ pour une vitesse de 5 m/s	139
Figure 97 : Vitesse de frottement versus vitesses du vent pour différents fetchs	140
Figure 98 : Coefficient de frottement	141
Figure 99 : Vitesse moyenne annuelle entre 1971 et 2000 et pentes approximatives des lits de rivières en Europe	142
Figure 100 : Hauteur significative des vagues en fonction de la vitesse du vent vs la loi de Charnock	143
Figure 101 : Vitesse de frottement en fonction de la vitesse du vent vs loi de Charnock	143
Figure 102 : Evolution de l'humidité relative pour chaque condition de vitesse de vent	147
Figure 103 : Evolution de l'écart de température air-eau pour chaque condition de vitesse de vent	148
Figure 104 : Hauteurs significatives des vagues en fonction du fetch et du vent (sans courant)	148
Figure 105 : Vitesse de dépôt adimensionnée pour différentes vitesses de vent vs temps	149
Figure 106 : Vitesse de dépôt adimensionnée pour différentes vitesses de vent vs humidité relative	149
Figure 107 : Vitesse de dépôt adimensionnée vs écart de température air-eau	150
Figure 108 : Evolution de l'humidité relative pour chaque condition de vitesse de vent	150
Figure 109 : Variation de l'écart de température air-eau dans le temps pour chaque condition de vitesse de vent	151
Figure 110 : Hauteurs significatives des vagues en fonction du fetch et du vent (co- courant)	151
Figure 111 : Vitesse de dépôt adimensionnée pour différentes vitesses de vent vs temps	152
Figure 112 : Vitesse de dépôt adimensionnée pour différentes vitesses de vent vs humidité relative	152
Figure 113 : Vitesse de dépôt adimensionnée vs écart de température air-eau	153
Figure 114 : Evolution de l'humidité relative pour chaque condition de vitesse de vent	153
Figure 115 : Variation de l'écart de température air-eau dans le temps pour chaque condition de vitesse de vent	154
Figure 116 : Hauteurs significatives des vagues en contre courant en fonction du fetch et du vent	154
Figure 117 : Vitesse de dépôt adimensionnée pour différentes vitesses de vent vs temps	155
Figure 118 : Vitesse de dépôt adimensionnée pour différentes vitesses de vent vs humidité relative	155
Figure 119 : Vitesse de dépôt adimensionnée vs écart de température air-eau	156
Figure 120 : Evolution de l'humidité relative pour chaque condition de vitesse de vent	156
Figure 121 : Variation de l'écart de température air-eau dans le temps pour chaque condition de vitesse de vent	157
Figure 122 : Hauteurs significatives des vagues en fonction du fetch et du vent (mi co-courant)	157
Figure 123 : Vitesse de dépôt adimensionnée pour différentes vitesses de vent vs temps	158
Figure 124 : Vitesse de dépôt adimensionnée pour différentes vitesses de vent vs humidité relative	158
Figure 125 : Vitesse de dépôt adimensionnée vs écart de température air-eau	159
Figure 126 : Evolution de l'humidité relative pour chaque condition de vitesse de vent	159
Figure 127 : Variation de l'écart de température air-eau dans le temps pour chaque condition de vitesse de vent	160
Figure 128 : Hauteurs significatives des vagues en fonction du fetch et du vent (mi contre- courant)	160
Figure 129 : Vitesse de dépôt adimensionnée pour différentes vitesses de vent vs temps	161
Figure 130 : Vitesse de dépôt adimensionnée pour différentes vitesses de vent vs humidité relative	161
Figure 131 : Vitesse de dépôt adimensionnée vs écart de température air-eau	162
Figure 132 : Evolution de la température de l'eau au cours du temps (à 4m/s)	162
Figure 133 : Evolution des variations temporelles d'humidité relative (sans courant)	163
Figure 134 : Evolution des variations temporelles d'humidité relative (co-courant)	163

Figure 135 : Evolution des variations temporelles d'humidité relative (contre-courant)	163
Figure 136 : Evolution des variations temporelles d'humidité relative (mi co-courant)	163
Figure 137 : Evolution des variations temporelles d'humidité relative (mi contre-courant)	164
Figure 138 : Evolutions de la hauteur significative moyenne des vagues vs la vitesse du vent et les conditions de courant	164
Figure 139 : Vitesse de dépôt sur vitesse de frottement expérimentales en fonction du diamètre des particules	165
Figure 140 : Vitesse de dépôt sec sur l'eau en fonction de la vitesse du vent	166
Figure 141 : Synthèse des vitesses de dépôt adimensionnées vs. écart de débit massique	168
Figure 142 : Evolution du spectre granulométrique, de l'humidité relative et de la vitesse de dépôt pour 2 cas d'étude.	169
Figure 143 : Diagramme général du modèle	172
Figure 144 : Etude 1 - modèle (sec) /mesures	180
Figure 145 : Etude 2 - modèle (humide, diffusiphorèse, thermophorèse) /mesures	181
Figure 146 : Etude 3 - modèle (humide, diffusiphorèse et contribution) /mesures	182
Figure 147 : Etude 4 - modèle (humide, diffusiphorèse, thermophorèse et contribution) /mesures	183
Figure 148 : Contributions à la vitesse de dépôt pour les cas (1) et (2).	185
Figure 149 : Exclusion par classe de particules pour les études E1 à E'4 sans exclusion sur la contribution	186
Figure 150 : Exclusion par classe de particules pour les études E1 à E'4 avec exclusion sur la contribution	187
Figure 151 : Schéma des couches limites dans l'atmosphère.	D
Figure 152 : Structure et évolution de la Couche Limite Atmosphérique ((Stull, 1988), p.17)	G
Figure 153 : Schéma du générateur d'aérosol pneumatique issue du rapport de Laurent (1997)	J
Figure 154 : Instrumentation pour mesurer la granulométrie des aérosols (Mikko Sipila)	K
Figure 155 : Système de mesure et principe de fonctionnement de l'ELPI	L
Figure 156 : Signaux pour différentes concentrations	M
Figure 157 : Intensité lumineuse et gain	N
Figure 158 : Analyse sur le signal pour la fluorescéine utilisée pour les étalons du spectro-photomètre	N
Figure 159 : Analyse sur le signal pour la fluorescéine utilisée pour les étalons du spectro-photomètre	O
Figure 160 : Représentation des vitesses Normale U_N et Tangentielle U_T .	T

Tableaux

Tableau 1 : Temps de collisions $t_{90\%}$ pour les efficacités d'agglomération turbulente et Brownienne	63
Tableau 2 : Dimensions de la soufflerie et de son canal	115
Tableau 3 : Diamètres de coupures des douze plateaux de l'ELPI	124
Tableau 4 : Configurations choisies pour l'étude de l'écoulement de l'air	129
Tableau 5 : Ajustement sur les lois logarithmiques sur parois lisse ou rugueuse	134
Tableau 6 : Vitesses de dépôt adimensionnées en fonction des conditions de vent, de courant et d'humidité relative	167
Tableau 7 : Conditions d'entrées pour le modèle	186
Tableau 8 : Exemple d'humidité relative de déliquescence et de facteur de Van't Hoff pour des composants radioactifs	Q

Notes

1 La couche limite atmosphérique est la partie de l'atmosphère dont l'écoulement est directement affecté par le relief et la nature des surfaces survolées.

2 Les aérosols anthropogènes sont les aérosols issus de l'activité humaine (procédés industriels, trafic, activités de l'agriculture, ...). Il est distingué à contrario les aérosols naturels.

3 Les aérosols atmosphériques particuliers contiennent des ions inorganiques, (sulfates, etc.), des composants organiques (alcanes, etc.) des éléments carbonés, des composés dérivés du sol (Mg, K, etc.) et des traces d'éléments (métal) et d'eau.

4 La définition du mode d'accumulation a été déterminée par l'étude sur la distribution « lognormale » en taille des particules par Whitby, K. (1973).

5 Une relation de temps de résidence des particules en fonction de la taille des particules est proposée par Jaenicke, R. (1988).

6 Les particules qui se déposent ont le même comportement en fonction de leurs tailles sur une surface terrestre que dans un appareil respiratoire.

7 Le diamètre de Stokes et le diamètre aérodynamique peuvent être mesurés par des impacteurs (ELPI) selon que le paramétrage de la masse volumique (densité) soit la masse volumique des particules ou celle de l'eau.

Il est possible de convertir le diamètre de Stokes en diamètre d'aérodynamique tel que :

$$d_{p,aérodynamique} = d_{p,stokes} \cdot \sqrt{\rho_p \cdot \frac{C_{un,stokes}}{C_{un,aérodynamique}}}$$

Avec C_{un} le coefficient de correction de Cunningham et ρ_p la masse volumique de la particule de la particule.

8 La vitesse de chute correspond à la vitesse de chute de particules (le plus souvent solides) dans un fluide au repos. Il est utilisé le plus souvent la loi de Stokes (gravité et flottabilité) pour caractériser cette grandeur.

9 L'écart-type géométrique [page 29 – Boulaud 1998] est défini par :

$$\log(\sigma_g) = \sqrt{\frac{\sum \Delta N_i (\log d_p - \log d_g)^2}{\sum \Delta N_i}}$$

Avec :

d_p , le diamètre des particules

d_g , le diamètre géométrique moyen ou diamètre moyen en nombre :

$$\log(d_g) = \frac{\sum (N_{i+1} - N_i) \cdot \log d_p}{\sum N_{i+1} - N_i}$$

N_i est le nombre de particules correspondant au diamètre d_i .

10 La condensation est le passage de la forme vapeur à la forme particulaire primaire.

11 La coagulation est le passage de la particule primaire à l'agrégat.

12 Le diamètre d'une goutte d'eau peut atteindre 6mm, au-delà, la goutte se désagrège.

13 La force de gravité et de flottabilité s'écrit :

$$F_{gravité} + F_{flottabilité} = V_{goutte} \cdot (\rho_{goutte} - \rho_{air})g$$

Pour une particule sphérique rigide cette relation s'écrit alors :

$$F_{gravité} + F_{flottabilité} = \frac{\pi d^3}{6} (\rho_p - \rho_{air})g$$

14 La force de traînée est la force requise pour maintenir le mouvement d'une particule parmi toutes les autres, elle ne dépend pas uniquement du diamètre mais aussi du rapport de diamètre et de la distance entre les particules. La force de traînée s'écrit de façon générale :

$$F_{traînée} = -\frac{1}{2} \rho_p \cdot u^2 \cdot S \cdot C_D$$

Avec u la vitesse du fluide, S la surface qui est en contact avec l'air et C_D le coefficient de traînée. Dans les conditions d'une sphère rigide et dans les conditions de Stokes avec la vitesse de sédimentation dans un milieu au repos (de sorte que $u = v_s$), et en prenant en compte le coefficient de Cunningham, la force de traînée s'écrit :

$$F_{traînée} = -\left(\frac{3\pi d_p}{C_{un}} \mu_{air}\right) \cdot v_s$$

15 Le mouvement Brownien (Robert Brown 1827, botaniste ayant observé les suspensions aqueuses de pollen) est une loi aléatoire (processus stochastique : suite de fonctions, de variables aléatoires indépendantes) sur des fonctions continues. Le processus Brownien est un processus qui a un accroissement de la zone contaminée indépendant du temps. Le processus Brownien standard est le processus de Wiener qui est une idéalisation continue de la marche au hasard (Kahane, Jean-Pierre. 2006).

16 Le nombre de Reynolds s'écrit : $Re = u(z_{ref}) \cdot L / \nu_{air}$ avec $u(z_{ref})$ la vitesse de l'air dans la région externe, L une longueur caractéristique de l'écoulement et ν_{air} la viscosité cinématique de l'air.

17 L'équation de Navier Stokes, moyennée avec les hypothèses choisies, s'écrit alors : $\delta_t \bar{u}_i + \delta_j (\bar{u}_i \bar{u}_j + \overline{u'_i u'_j}) = -\delta_i \bar{p} + \nu_{air} \delta_{ij}^2 \bar{u}_i$

18 La fonction est donnée dans Makin, V. K. 2002. : $f_{u_{10}} = 0.02 \max[0, \tanh(0.075 \cdot u(z = 10m) - 0.75)]$

19 On attribue au savant russe, Nikolai Iegorovitch Joukovski (1847-1921), des observations d'écoulements sur différentes formes. Il a observé sur paroi lisse qu'un vortex soumis à un écoulement qui se forme sur la paroi va s'enrouler autour de lui-même et va progresser comme

une chenille "caterpillar tread" qui avance et grossit. Une structure se forme dont la matière interne proche de la paroi n'échange pas de matière avec la partie supérieure.

20 L'assistance du Technicien Classe exceptionnelle CNRS : Laurence Alain et de l'Assistant Ingénieur CNRS : Bertrand Zucchini a été essentielle pour la conception des outils et des prototypes en temps records.

21 L'air est mis en mouvement grâce à un ventilateur hélicoïde Solyvent-Ventec (Type : Super Axial P40 classe 2). Il délivre une vitesse allant de 0 à 3300Tr/min où il peut assurer un débit maximal de $3 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ sous une pression totale de 1765 Pa.s. La puissance correspondante est alors de 7 CV soit 5,152 kW.

22 La chambre de tranquillisation est de 40 cm de long et de section rectangulaire 75 cm x 1.5m et comporte quatre filtres anti-turbulence espacés de 10cm et réalisés en grillage de laiton, en fil de 0.1 mm et maille de 0.6 mm. Un convergent de 1.2 m de long raccorde la chambre de tranquillisation avec la section d'entrée de la veine d'essais (28 cm x 64 cm). Son coefficient de contraction est de 6.25 et son profil a été étudié de manière à assurer des variations de vitesse et de pression très progressives.

23 Le tungstène a un coefficient de résistivité thermique de $0.0036 \text{ }^\circ\text{C}$, une contrainte nominale de rupture de $250 \text{ N} \cdot \text{cm}^{-2}$, une résistivité de $5,5 \mu \Omega \text{ cm}$, une densité $19300 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, une chaleur spécifique de $0.14 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$, un point de fusion de $3410 \text{ }^\circ\text{C}$

24 À titre d'exemple, la conductivité électrique du cuivre ($59,6 \cdot 10^6 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$)

25 Ces transformations impliquent certaines propriétés sur le signal qui sont les suivantes :

Le signal initial est un signal réel (partie imaginaire nulle) continu ce qui implique une transformée de Fourier paire. Le signal numérique est un signal discret (successions de points issues de la fréquence d'acquisition) dont la transformée de Fourier Discrète à une propriété périodique. Ainsi pour éviter la reproduction possible d'erreurs (suite aux transformations, à la propriété du courant en basse tension à 50Hz), on utilise le théorème de Shannon qui postule que la fréquence d'échantillonnage doit être au moins égale au double de la fréquence du signal analogique. Ce choix est effectué dans la paramétrisation pour l'acquisition. Lors de l'acquisition du signal, il est nécessaire de choisir :

La fréquence d'acquisition, issue du signal réel continue, dont va résulter le signal discret (succession de points d'intervalle $1/f_{aq}$) et la fréquence de coupure choisie égale à une demi fois celle de la fréquence d'acquisition.

La résolution est fonction d'un intervalle où la tension varie. La résolution est $V_{min} - V_{max}/2^{12}$ (2^{12} valeurs possibles exprimées en bits soit 512 octets ou bytes). L'intervalle de tension (+/- en Volts) est optimisé en fonction de la variation observée.

26 La sonde mesure une variation de la capacité d'un condensateur par l'intermédiaire de la constante diélectrique et l'humidité est déterminée à partir de la capacité du diélectrique du capteur. Le signal de mesure est indépendant de la pression ambiante. Il est mesuré la capacité d'un condensateur dont le diélectrique est hydrophile. Le diélectrique, de quelques microns, absorbe les molécules d'eau de l'air ambiant jusqu'à l'équilibre. La capacité diélectrique est proportionnelle à la surface en regard des plaques du capteur (S), à la permittivité électrique (ϵ) et à la distance entre les deux plaques (d), $C = \epsilon \cdot \frac{S}{d}$. Il peut s'écrire :

$$C = 0,089 \cdot \frac{S}{4 \cdot d \cdot P \cdot E_0} \left[1 + P \cdot \frac{E_a - E_0}{E_a + 2 \cdot E_0} \right]$$

Avec : la constante diélectrique de l'eau (E_a), la constante diélectrique du matériau sec (E_0) et le pourcentage d'humidité du matériau (P).

27 Les caractéristiques de la pompe sont : Moteur triphasé alternatif asynchrone, type H S90S1, $P_{\text{électrique}} = 1.5 \text{ kW}$, $\omega = 2810 \text{ tr/min}$, $\cos(\phi) = 0.88$, rendement $\eta = 74\%$. À partir de ces caractéristiques il est possible d'estimer l'augmentation de la température $T(t)$ dans le canal en fonction du volume V_{eau} ($V_{\text{eau}} = 5,87 \cdot 10^{-2} \text{ m}^3$), de la température initiale $T(t_0)$ et du temps t . L'énergie s'écrit : $E = m_{\text{eau}} \cdot C_{p,\text{eau}} \cdot \Delta T = \rho_{\text{eau}} \cdot V_{\text{eau}} \cdot C_{p,\text{eau liquide}} \cdot (T(t) - T(t_0))$, avec $C_{p,\text{eau liquide}}$ la capacité thermique massique de l'eau $C_{p,\text{eau liquide}} = 4185 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$. L'énergie s'écrit aussi en fonction de la puissance mécanique $P_{\text{mécanique}}$ (puissance fournie au fluide) qui est égale au produit de la puissance électrique $P_{\text{électrique}}$ ($P_{\text{électrique}} = U \cdot I \cdot \cos \phi \cdot \eta \cdot \sqrt{3}$ avec $U = 220 \text{ V}$, $I = 6 \text{ A}$ et le coefficient $\sqrt{3}$ pour un courant triphasé), du rendement η et de l'intervalle de temps $(t - t_0)$, d'où $E = P_{\text{électrique}} \cdot \eta \cdot (t - t_0)$. La température dans l'eau à l'instant t se déduit par la relation :

$$T(t) = \frac{\eta \cdot P_{\text{mécanique}} \cdot (t - t_0)}{\rho_{\text{eau}} \cdot V_{\text{eau}} \cdot C_{p,\text{eau liquide}}} + T(t_0)$$

L'augmentation de la température de l'eau est donnée par le tableau ci-dessous :

$t - t_0 (\text{min})$	15	30	45	60	75	90
$T(t) - T(t_0) (\text{°C})$	4.07	8,13	12.20	16.27	20.33	24.40

28 Pour les particules de mode accumulation, le temps de séjour de l'aérosol atmosphérique sous 1.5 km varie entre 5 à 10 jours, et dans la tropopause le temps de séjour peut atteindre plusieurs centaines de jours (Jaenicke, R., 1998) et figure 1.3 (Andre Renoux, 1998).

29 Pour donner des valeurs approximative de l'altitude z et le rapport entre l'altitude et la demi hauteur dans une soufflerie, la valeur de vitesse de friction est prise pour $u^* = 0.0025 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

30 La température potentielle est la température qui serait obtenue si le fluide d'étude était étudié adiabatiquement au niveau de pression standard :

$$P_{\text{ref}} = 10^5 \text{ Pa}$$

$$\theta = T \left(\frac{P_{\text{ref}}}{P} \right)^{\frac{R_{\text{GP}}}{C_{\text{pg}}}}$$

31 La pression partielle est la pression qu'aurait la vapeur d'eau si elle occupait tout le volume du mélange considéré.

32 La pression de vapeur saturante est une pression partielle maximale qui est la limite à laquelle la vapeur d'eau se transforme en eau liquide.

33 Il existe le procédé inverse dit efflorescence (ERH), dont la valeur seuil n'est pas la même que celle de la déliquescence.

Par exemple pour une particule de NaCl : $DRH(d_p > 100 \text{ nm}) = 85\%$ et $ERH(d_p > 100 \text{ nm}) = 45\%$. Pour des diamètres inférieur, la HRD et HRE sont fonction du diamètre.

Névenick Caléc

Dépôt : Mars 2014

Résumé

Dépôt sec des aérosols submicroniques sur une surface liquide en mouvement

Que ce soit par rejets chroniques ou accidentels, l'impact d'une installation nucléaire sur l'environnement dépend essentiellement des transferts atmosphériques qui, comme le montre les accidents de Tchernobyl et de Fukushima, conditionnent la contamination des surfaces et les impacts à moyen et à long termes sur l'environnement et les populations. Dans ce contexte, ce travail s'intéresse à la caractérisation et à la modélisation du dépôt sec des aérosols submicroniques sur des surfaces liquides en mouvement telles que des rivières. Contrairement au dépôt humide qui est conditionné par le rabattement et le lessivage (pluie et nuages), le dépôt sec est un phénomène qui dépend tout à la fois des caractéristiques des aérosols, des surfaces réceptrices et de l'écoulement de l'air. En pratique, l'évaluation du dépôt sec s'appuie sur l'estimation d'un flux modélisé par le produit d'une concentration particulaire et d'une vitesse de dépôt qui peut varier sur plusieurs ordres de grandeurs en fonction de l'état des surfaces réceptrices (surfaces forestières, neigeuses, urbaines, prairiales, plaines nues...). Ce sujet est motivé par la quasi-absence d'études sur les mécanismes de dépôt sec sur les hydrosystèmes continentaux tels que les rivières et il concerne les aérosols submicroniques car ce sont ceux qui présentent les plus faibles efficacités de dépôt et de filtration et les plus longs temps de résidence dans l'atmosphère. De plus, ils sont potentiellement les plus dangereux pour les êtres vivants car ce sont ceux qui peuvent pénétrer le plus profondément dans les voies respiratoires. Compte tenu de l'inexistence de données sur le dépôt sec des aérosols submicroniques sur une surface liquide en mouvement, la démarche s'est appuyée sur deux axes : 1) l'acquisition expérimentale de vitesses de dépôt et 2) l'analyse et l'interprétation des résultats au moyen d'un travail de modélisation.

Les expérimentations de dépôts ont été réalisées avec des aérosols d'uranine injectés dans la maquette de la soufflerie Interface Océan Atmosphère (IOA) de l'Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Equilibre qui permet d'étudier les couplages entre les écoulements d'air et d'eau. Ces expérimentations ont permis d'obtenir de nombreuses vitesses de dépôt sec pour différentes configurations caractérisées en fonction des conditions de vent (couches limites caractérisées pour 7 vitesses de vent : 1; 2; 4; 5; 7,5 et 9,5 m/s), de courant (co et contre-courant et trois vitesses débitantes : 0, 6 et 12 cm/s), d'ambiance (température et humidité de l'air et température de l'eau), de déformations de la surface liquide (mesures des vagues) et de distribution granulométrique des aérosols injectés.

La partie modélisation a consisté à adapter le modèle à résistance de Slinn et Slinn (1980). Ce modèle est basé sur l'hypothèse de la conservation du flux vertical dans la couche limite. Cette dernière est décomposée en deux compartiments : une couche de dépôt très fine et saturée en eau au contact de la surface et une couche de transfert située au-dessus. La couche de transfert apporte des particules à la couche de dépôt par diffusion turbulente et par sédimentation et au sein de la couche de dépôt les particules se déposent sous l'effet de plusieurs mécanismes tels que la diffusion brownienne, la sédimentation, l'impaction et les mécanismes phorétiques. Les principales adaptations apportées par ce travail ont consisté à prendre spécifiquement en compte les différentes classes de particules du spectre granulométrique du champ aérosolique, à évaluer les évolutions de ce spectre en fonction des mécanismes d'hygroscopicité et d'aggrégation et à intégrer les mécanismes de diffusiphorèse et de thermophorèse respectivement produits par l'évaporation de l'eau et le gradient de température à l'interface air/eau.

Pour tenir compte des propriétés hygroscopiques des aérosols d'uranine, les vitesses de dépôt sont analysées en fonction des conditions d'humidité et adimensionnées par la vitesse de frottement. Dans tous les cas, les vitesses de dépôt adimensionnées par la vitesse de frottement varient de 10^{-3} pour une vitesse de vent de 1 m/s à $10^{-5} - 10^{-4}$ pour des vitesses de vent supérieures à 5 m/s. Il est montré que l'évolution des vitesses adimensionnées est inversement proportionnelle à la vitesse du vent lorsque la surface de l'eau est lisse (entre 1 et 5 m/s) et qu'elle devient proportionnelle dès que les déformations de la surface deviennent significatives (au-delà de 5 m/s). Bien que les résultats ne permettent pas d'identifier clairement un effet du courant sur la vitesse de dépôt, la modélisation montre que la diffusion turbulente est prépondérante dans la couche de transfert et que l'effet des mécanismes hygroscopiques sur la sédimentation y est peu significatif. Dans la couche de dépôt, les effets hygroscopiques ne sont plus négligeables et le dépôt des particules les plus fines peut être bloqué par les mécanismes phorétiques dès que l'écart entre les températures de l'air et de l'eau devient important. Dans tous les cas, les confrontations modèle/expériences s'avèrent satisfaisantes à conditions de prendre correctement en compte la distribution granulométrique des aérosols.

Mots clés : Dépôt sec, Aérosols, Uranine, Surface liquide en mouvement, Modèle à résistance, Couche de dépôt, Générateur à aérosols, Validation expérimentale

Abstract

Dry deposition of submicronic atmospheric aerosol over water surfaces in motion

Whether by chronic or accidental releases, the impact of a nuclear installation on the environment mainly depends on atmospheric transfers; and as the accidents at Chernobyl and Fukushima show, affect the contamination of surfaces and impacts in the medium and long-term on the environment and the population. In this context, this work focuses on the characterization and modeling of dry deposition of submicronic aerosols on liquid surfaces in motion such as rivers.

Unlike wet deposition which is conditioned by washout and rainout (rain and clouds), dry deposition is a phenomenon that depends entirely on the characteristics of aerosols, receiving surfaces, and air flow. In practice, the evaluation of dry deposition is based on the estimation of flux modeling as the product of particle concentration and deposition velocity which can vary over several orders of magnitude depending on the receiving surfaces (forest, snow, urban, grassland...). This topic is motivated by the virtual non-existence of studies on the mechanisms of dry deposition on continental water systems such as rivers; and respect for submicronic aerosols. They have the lowest deposition efficiencies and filtration and the longer residence time in the atmosphere. In addition, they are potentially the most dangerous to living beings because they can penetrate deeper into the airway. Due to the lack of data on the dry deposition of submicronic aerosols on a liquid surface in motion, the approach was based on two axes: 1) the acquisition of experimental deposition velocities and 2) the analysis and interpretation of results through modeling.

The experiments were performed with uranine aerosols released into the IOA wind tunnel (Interface Ocean Atmosphere) of the Institute for Research on Non Equilibrium Phenomena which is configured to study the coupling between the air flow and water. These experiments have given many dry deposition velocities for different configurations characterized according to wind conditions (central wind speed: 1, 2, 4, 5, 7.5 and 9.5 m/s), current (co - current and counter-current, water flow velocity: 0, 6 and 12 cm/s), ambient (temperature and relative humidity of the air and water temperature), the liquid surface deformations (measured significant wave height) and size distribution of aerosols released.

The modeling part was to adapt the model to resistance. Slinn and Slinn (1980). This model is based on the assumption of conservation of vertical flow in the boundary layer. This one is divided into two layers: a very thin deposition layer near the surface which is water-saturated and a transfer layer located above. The transfer layer provides the particle deposition layer by turbulent diffusion and sedimentation. In the deposition layer the particles are deposited under the effect of several mechanisms such as Brownian diffusion, sedimentation, impaction and phoretic mechanisms. The main adjustments made by this work have been to take specific account of the different classes of particle size distribution, the spectrum variation as a function of hygroscopicity, and mechanisms of aggregation. It is integrated mechanisms of diffusiphoresis and thermophoresis, respectively produced by the evaporation of water and the temperature gradient at the air-water interface.

To account for hygroscopic uranine aerosols, the deposition rates are analyzed in terms of humidity and rescaled by the friction velocity. In all cases, the deposition rates rescaled by the friction velocity range from 10^{-3} to a wind speed of 1 m/s to $10^{-5} - 10^{-4}$ for wind speeds above 5 m/s. It is shown that the changing speed rescaled is inversely proportional to the wind velocity when the water surface is smooth (between 1 and 5 m/s) and becomes proportional to the deformation when the surface becomes significant (over 5 m/s). Although the results do not clearly identify the effect of the current on the deposition velocity, the modeling shows that turbulent diffusion is dominant in the transfer layer and the effect of hygroscopic mechanisms of sedimentation is insignificant. In the deposition layer, the effects are more hygroscopic and negligible deposition of finer particles can be blocked by the phoretic mechanisms when the difference between the temperatures of air and water increases. In all cases, the disparities between the model and experiment can be reconciled under conditions that properly account for the size distribution of aerosols.

Key words: Dry deposition; Aerosol particles; Uranine, Wave surface in motion; Resistance model; Deposition layer, Particle generator, Experimental validation