

IRSNINSTITUT
DE RADIOPROTECTION
ET DE SÛRETÉ NUCLÉAIRE*Faire avancer la sûreté nucléaire*

Etude de la remise en suspension de particules due à la marche d'un opérateur

Zakaria MANA
Décembre 2014
ISRN/IRSN/2015-176

Laboratoire de physique et de métrologie des aérosols

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE 534 :
MODÉLISATION ET INSTRUMENTATION EN PHYSIQUE, ÉNERGIES, GÉOSCIENCES ET
ENVIRONNEMENT

THÈSE DE DOCTORAT

MÉCANIQUE DES FLUIDES, ÉNERGÉTIQUE

par

Zakaria MANA

Etude de la remise en suspension de particules due à la
marche d'un opérateur

Date de soutenance : 9/12/2014

Composition du jury :

Directeur de thèse :	Marc RABAUD	Professeur (Université Paris Sud)
Rapporteurs :	Evelyne GEHIN	Professeur (Université Paris-Est Créteil)
	Francis ALLARD	Professeur (Université de la Rochelle)
Examineurs :	Caroline NORE	Professeur (Université Paris Sud)
	François GENSDARMES	Chercheur (IRSN)
	Laurent RICCIARDI	Chercheur (IRSN)
	Catherine MONIER	Chercheur (EDF)
	Mathieu GUINGO	Chercheur (EDF)

Remerciements

Avant toute chose, je voudrais remercier la personne qui m'a donné l'envie de poursuivre une carrière scientifique et qui m'a donné confiance en moi et en mes capacités et sans qui, je n'aurai pu me lancer dans cette belle aventure qu'est la thèse, j'ai nommé Laurent RICCIARDI qui a été l'un de mes tuteurs. Je souhaite également remercier François GENSDARMES qui a suivi mes travaux de thèse et m'a aidé à chacune des étapes clés de ma thèse et qui m'a surtout accueilli dans son laboratoire, le LPMA à l'IRSN. Je remercie par la même occasion Jean-Claude LABORDE, chef du SCA, service dans lequel j'ai évolué et dont j'ai sollicité quasiment une grande partie de ses forces vives.

Cette thèse a été cofinancée par EDF. Ce fut pour moi l'occasion de côtoyer des personnes d'un grand niveau tant scientifique qu'humain, que sont Sylvie JAHAN, Emmanuelle GAILLARD-LE CANU, Hervé ONILLON, Mathieu GUINGO, sans oublier Gaëlle LE MEUR et Catherine MONIER qui ont suivi de près la fin de mes travaux de thèse et qui m'ont permis grâce à leur soutien, leurs conseils et leurs encouragements de mener ces travaux de thèse dans les meilleures conditions.

Je remercie tout particulièrement mon directeur de thèse, Marc RABAUD qui a toujours su intervenir de façon efficace tant sur le plan scientifique qu'humain.

Je tiens également à remercier les différentes personnes avec qui j'ai eu l'occasion de travailler de façon très ponctuelle comme ce fut le cas de Jean-Baptiste SIRVEN ou Patrick AUSSET ou de façon un peu plus régulière comme ce fut le cas de Chrystelle REYNAUD ou encore Evelyne BARKER.

Ces travaux de thèse n'auraient pas eu le poids qu'ils ont sans la participation de François FEUILLEBOIS et Thomas GELAIN qui ont contribué à différentes étapes de cette thèse.

Je remercie enfin toutes les personnes que j'ai pu côtoyer au sein du laboratoire et au sein du service en général et qui ont toujours répondu favorablement à mes différentes sollicitations.

L'IRSN, de par le cadre de travail qu'il offre, m'a permis d'avoir des échanges avec tous les doctorants de l'institut que je salue par ailleurs.

Je finis ces remerciements par les différents membres de ma famille et en premier lieu mes parents, mon frère et surtout ma sœur qui a été d'un grand soutien tout au long de ces trois années.

RESUME

Lors des interventions humaines pendant les arrêts de tranche des installations nucléaires d'EDF, on remarque une remise en suspension de certains radionucléides sous forme d'aérosols ($1 \mu\text{m} < dp < 10 \mu\text{m}$). Dans le cadre d'une augmentation des interventions effectuées de façon simultanée en bâtiment réacteur, il devient important de mieux comprendre la remise en suspension due à l'activité des opérateurs pour adapter leur radioprotection.

Le but des travaux de cette thèse est de quantifier la remise en suspension des particules suite à la marche des opérateurs sur un sol faiblement contaminé. Pour cela, la démarche suivie consiste à coupler un modèle de remise en suspension aérodynamique avec des calculs numériques d'écoulement sous une chaussure, puis à caractériser expérimentalement certains paramètres d'entrée du modèle (diamètre de particule, forces d'adhésion, mouvement de la chaussure).

Le modèle de remise en suspension Rock'n'Roll proposé par Reeks et Hall (2001) a été choisi car il décrit de manière physique ce mécanisme et est basé sur le moment des forces appliquées à une particule. Il nécessite la maîtrise de paramètres d'entrée tels que la vitesse de frottement de l'air, la distribution des forces d'adhésion et le diamètre des particules.

Concernant le premier paramètre, des simulations numériques d'écoulement ont été réalisées, à l'aide du code de calcul ANSYS CFX, sous une chaussure de sécurité en mouvement (numérisée par CAO 3D) ; les cartographies des vitesses de frottement obtenues donnent des valeurs de l'ordre de $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour une vitesse angulaire moyenne de $200 \text{ }^\circ\cdot\text{s}^{-1}$.

Concernant le deuxième paramètre, des mesures AFM (*Atomic Force Microscope*) ont été réalisées avec des particules d'alumine ainsi que des particules d'oxyde de cobalt en contact avec des surfaces en époxy représentatives de celles rencontrées dans les installations d'EDF. L'AFM permet d'obtenir la distribution des forces d'adhésion et révèle une valeur moyenne bien plus faible que ce qui peut être calculé de façon théorique en utilisant par exemple le modèle JKR proposé par Johnson *et al.* (1971). De plus, cette technique qui tient compte des rugosités de surface, montre que plus la taille de la particule augmente, plus la moyenne des forces d'adhésion diminue. Enfin, l'analyse des mesures AFM a permis d'obtenir une corrélation liant la distribution des forces d'adhésion au diamètre des particules, remplaçant celle de Biasi *et al.* (2001) initialement utilisée dans le modèle Rock'n'Roll et permet ainsi d'adapter le modèle aux particules et aux revêtements de sol étudiés.

Le couplage, effectué dans le code de calcul ANSYS CFX, entre les calculs de vitesses de frottement et le modèle de remise en suspension, a permis de déterminer des taux de remise en suspension théoriques pour le cas d'un cycle unique de marche. Ce couplage a été dans un premier temps validé par une comparaison à l'expérience pour le cas simple d'une plaque en rotation dans un volume contrôlé. En complément, des expériences à l'échelle d'un local ventilé de 30 m^3 ont été réalisées en marchant sur un revêtement époxy ensemencé en particules de tailles calibrées ($1,1 \mu\text{m}$ et $3,3 \mu\text{m}$). Ces expériences ont permis de mettre en évidence les paramètres influant la remise en suspension des particules, tels que la fréquence de pas et la taille des particules.

ABSTRACT

In nuclear facilities, during normal operations in controlled areas, workers could be exposed to radioactive aerosols ($1 \mu\text{m} < dp < 10 \mu\text{m}$). One of the airborne contamination sources is particles that are initially seeded on the floor and could be removed by workers while they are walking. During the outage of EDF nuclear facilities, there is a resuspension of some radionuclides in aerosol form ($1 \mu\text{m} < dp < 10 \mu\text{m}$). Since the number of co-activity will increase in reactors buildings of EDF, it becomes important to understand particle resuspension due to the activity of the operators to reduce their radiation exposure. The purpose of this Ph.D thesis is to quantify the resuspension of particles due to the progress of operators on a contaminated soil. Thus, the approach is to combine an aerodynamic resuspension model with numerical calculations of flow under a shoe, and then to characterize experimentally some input parameters of the model (particle diameter, adhesion forces, shoes motion).

Etude de la remise en suspension de particules
due à la marche d'un opérateur

The resuspension model Rock'n'Roll proposed by Reeks and Hall (2001) was chosen because it describes physically the resuspension mechanism and because it is based on the moment of forces applied to a particle. This model requires two input parameters such as friction velocity and adhesion forces distribution applied on each particle.

Regarding the first argument, numerical simulations were carried on using the ANSYS CFX software applied to a safety shoe in motion (digitized by 3D CAO); the mapping of friction velocity shows values of about $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ for an angular average velocity of $200 \text{ }^\circ\cdot\text{s}^{-1}$.

As regards the second parameter, AFM (Atomic Force Microscopy) measurements were carried out with alumina and cobalt oxide particles in contact with epoxy surfaces representative of those encountered in EDF power plants. AFM provides the distribution of adhesion forces and reveals a much lower value than what can be calculated theoretically using JKR model (Johnson *et al.* (1971)). Moreover, this technique, taking into account the surface roughness, shows that adhesion forces decrease while particle diameter increase. Finally, the analysis of AFM measurements gives a correlation linking the distribution of adhesion forces to the particle diameter, replacing the one given by Biasi *et al.* (2001) originally used in the Rock'n'Roll model and thereby adapt the model to particles and flooring studied in our case.

Coupling, performed in ANSYS CFX software, between the calculations of friction velocity and model of particle resuspension, gives theoretical resuspension rate during shoe motion. This coupling was initially validated by comparison to the experience for the simple case of a rotating plate in a controlled volume. Secondly, experiments at the scale of a ventilated room of 30 m^3 were performed by walking on an epoxy coating initially seeded by calibrated particle size ($1.1 \text{ }\mu\text{m}$ and $3.3 \text{ }\mu\text{m}$). These experiments highlight the parameters influencing the suspension of particles, such as step frequency and particle size.

Table des matières

1	INTRODUCTION	1
1.1	Contexte.....	1
1.2	Intérêts et enjeux	1
2	ETAT DE L'ART	3
2.1	Généralités - Forces appliquées à une particule	3
2.1.1	Forces d'adhésion	4
2.1.2	Forces d'entraînement	9
2.1.3	Comparaison des forces exercées sur une particule	12
2.2	Etudes sur la remise en suspension due à la marche	14
2.2.1	Définitions des différents indicateurs de remise en suspension	14
2.2.2	Bilan sur les références actuellement utilisées dans le domaine de la radioprotection.	17
2.2.3	Cas du palet	21
2.2.4	Cinématique de la marche.....	28
2.3	Modèles de remise en suspension aéraulique.....	34
2.3.1	Modèles basés sur une vitesse critique de remise en suspension	34
2.3.2	Modèles basés sur un bilan de forces	39
2.3.3	Modèles basés sur un bilan d'énergie.....	47
2.4	Choix du modèle et des paramètres d'intérêt.....	52
2.4.1	Comparaison des modèles de remise en suspension	52
2.4.2	Mesures des diamètres de particules prélevées en bâtiment réacteur	54
2.4.3	Conclusion	58
3	MODELISATION DES ECOULEMENTS SOUS UNE CHAUSSURE DE TRAVAIL....	61
3.1	Détermination des paramètres influents et étude préliminaire sur le cas de l'écoulement d'un dièdre qui se referme	61
3.1.1	Vidéo de la marche	61
3.1.2	Calcul analytique	68
3.1.3	Etude numérique (2D)	76
3.1.4	Validation PIV	90
3.2	Modélisation des écoulements sous une chaussure en 3D	99
3.2.1	Géométrie et numérisation de la chaussure.....	99
3.2.2	Phase d'approche	101
3.2.3	Phase de soulèvement.....	103
4	DEVELOPPEMENTS EXPERIMENTAUX SUR LA REMISE EN SUSPENSION	105
4.1	Mesures d'adhésion à l'aide d'un Microscope à Force Atomique (AFM)	105
4.1.1	Technique de l'AFM.....	105
4.1.2	Plan d'expériences	107
4.1.3	Exploitation des résultats.....	108
4.2	Expériences analytiques dans une boîte à gants	116
4.2.1	Description du dispositif expérimental	116
4.2.2	Protocole expérimental	117
4.2.3	Qualification de l'échantillonnage	118
4.2.4	Premiers essais de qualification du dispositif expérimental.....	120
4.2.5	Caractérisation des poudres utilisées pour les expériences de remise en suspension ..	124
4.2.6	Résultats expérimentaux de remise en suspension.....	126
4.2.7	Effet de la concentration de particules	132

4.2.8	Effet du diamètre des particules et de la nature du sol	134
4.2.9	Comparaison entre la phase de pose et la phase de soulèvement de la plaque	135
4.3	Expériences dans le local ventilé CEPIA.....	137
4.3.1	Description du dispositif expérimental	137
4.3.2	Qualification de CEPIA.....	139
4.3.3	Protocole expérimental et caractérisation du dépôt	142
4.3.4	Influence de la fréquence de pas.....	151
4.3.5	Influence de la surface de contact	153
4.3.6	Influence de la nature du sol.....	155
4.3.7	Influence de taille des particules.....	158
4.3.8	Influence de la nature des particules.....	160
4.3.9	Mise en perspective des résultats	163
5	COUPLAGE ENTRE ECOULEMENTS D'AIR ET MODELE DE REMISE EN SUSPENSION	169
5.1	Modélisation de la remise en suspension	169
5.1.1	Implémentation du modèle Rock'n'Roll dans le code ANSYS CFX	169
5.1.2	Implémentation de la corrélation des forces d'adhésion	171
5.2	Validation du couplage par les expériences analytique en boîte à gants.....	173
5.2.1	Géométrie et conditions de calculs	173
5.2.2	Résultats des simulations numériques	174
5.3	Modélisation de la remise en suspension pour le cas de la chaussure	176
5.3.1	Résultats et comparaisons avec les études sur la marche	176
5.3.2	Comparaison avec la littérature et conclusion.....	180
6	CONCLUSION ET PERSPECTIVES.....	181
6.1	Conclusions	181
6.2	Perspectives	185
	RÉFÉRENCES.....	187
	ANNEXES	191

Liste des tableaux

Tableau 1 : Vitesse de chute de particules en fonction de leur diamètre	12
Tableau 2 : Scénario des actions effectuées au sein du local expérimental étudié par Qian et Ferro (2008)	32
Tableau 3 : Tableau récapitulatif des différentes vitesses de frottement critiques, Soltani et Ahmadi (1994)	36
Tableau 4 : Tableau récapitulatif des différentes modèles de remise en suspension.....	53
Tableau 5 : Caractéristiques des maillages utilisés pour l'étude de sensibilité.....	78
Tableau 6 : Récapitulatif des simulations concernant l'étude de sensibilité au pas de temps.....	82
Tableau 7 : Comparaison des vitesses de frottement pour le cas d'une plaque plane avec une vitesse angulaire $\omega = 200 \text{ } ^\circ .s^{-1}$	89
Tableau 8 : Plan d'expériences pour les mesures AFM.....	107
Tableau 9 : Caractéristiques des surfaces étudiées	110
Tableau 10 : Tableau récapitulatif des mesures d'alumine sur époxy (type 3)	112
Tableau 11 : Tableau récapitulatif des mesures AFM pour une particule d'oxyde de cobalt sur une surface époxy (type 3)	114
Tableau 12 : Caractéristiques des poudres utilisées et des canaux de l'APS pour les essais de qualification du dispositif expérimental	122
Tableau 13 : Facteur de sédimentation des poudres dans la boîte à gants en fonction des canaux de l'APS sélectionnés.....	123
Tableau 14 : Caractéristiques en nombre des poudres utilisées lors des expériences de remise en suspension	125
Tableau 15 : Plan d'expériences réalisé pour la chute de la plaque dans la boîte à gants (en gras : configuration de référence).....	127
Tableau 16 : Canaux d'APS sélectionnés pour le suivi de la concentration des particules.....	127
Tableau 17 : Diamètres de la masse moyenne pour les poudres utilisées lors des expériences réalisées dans la boîte à gants.....	130
Tableau 18 : Récapitulatif des paramètres de calcul de la fraction de remise en suspension K_{MeS}	130
Tableau 19 : Valeurs de la fraction de remise en suspension pour les expériences menées en configuration de référence dans la boîte à gants	132
Tableau 20 : Valeurs de la fraction de remise en suspension pour les expériences menées avec une masse initialement déposée de 0,3 g.....	133
Tableau 21 : Valeurs de la fraction de remise en suspension pour les expériences menées avec une poudre d'alumine de diamètre médian en nombre $d_{50} = 3,3 \text{ } \mu\text{m}$	134
Tableau 22 : Valeurs de la fraction de remise en suspension pour les expériences menées dans le cas du soulèvement de la plaque	136
Tableau 23 : Caractéristiques du réseau de conduits du local CEPIA	141
Tableau 24 : Coefficients de pénétration en fonction du diamètre des particules	141
Tableau 25 : Plan d'expériences suivi dans le local CEPIA.....	142
Tableau 26 : Diamètres de la masse moyenne pour les poudres utilisées lors des expériences à l'échelle humaine	147
Tableau 27 : Canaux du GRIMM sélectionnés pour le suivi de la concentration des particules.....	147

Tableau 28 : Récapitulatif des paramètres de calcul du taux de remise en suspension T_{Mes}	149
Tableau 29 : Valeurs de taux de remise en suspension pour les expériences menées en configuration de référence dans le local CEPIA.....	150
Tableau 30 : Valeurs de taux de remise en suspension pour les expériences avec une fréquence de pas de 140 pas.min ⁻¹	152
Tableau 31 : Valeurs de taux de remise en suspension pour les expériences avec une longueur de chaussure de 27 cm	154
Tableau 32 : Valeurs de taux de remise en suspension pour les expériences réalisées dans les conditions de référence avec le revêtement époxy	156
Tableau 33 : Valeurs de taux de remise en suspension pour les expériences conduites avec un diamètre équivalent surface médian en nombre de 3,3 μm	159
Tableau 34 : Valeurs de taux de remise en suspension pour les expériences impliquant des particules d'oxyde de cobalt.....	161
Tableau 35 : Taux de remise en suspension (en h ⁻¹) pour les particules d'alumine sur une surface Lino, pour une surface de référence de 17,8 m ²	163
Tableau 36 : Facteur de remise en suspension pour les expériences menées dans le local CEPIA sur une surface époxy (type 3)	164
Tableau 37 : Paramètres de base pour l'abaque du facteur de remise en suspension des particules d'alumine sur une surface époxy (type 3)	165
Tableau 38 : Tableau récapitulatif des paramètres et des facteurs de remise en suspension des études placées sur l'abaque.....	167
Tableau 39 : Caractéristiques du maillage utilisé pour la simulation de la chaussure	176

Liste des figures

Figure 1 : Forces exercées sur une particule en contact avec une surface et soumise à un écoulement d'air	3
Figure 2 : Evolution du critère de Tabor μ_T pour le cas d'une particule de silice en contact avec une surface en vinyle	7
Figure 3 : Transition du modèle JKR au modèle DMT	8
Figure 4 : Profil de vitesse en présence d'une paroi	9
Figure 5 : Influence de la vitesse de frottement sur le diamètre adimensionnel d_p^+ pour une particule dans l'air.....	10
Figure 6 : Evolution des forces appliquées à une particule en fonction du diamètre	13
Figure 7 : Schéma d'un local ventilé	15
Figure 8 : Facteur de remise en suspension pour l'oxyde de plutonium et le nitrate de plutonium .	19
Figure 9 : Facteurs de remise en suspension (Sehmel (1980)).....	20
Figure 10 : Schéma d'une chaussure en phase d'approche, Zhang <i>et al.</i> (2008).....	21
Figure 11 : Schéma d'un palet en approche du sol	22
Figure 12 : Schéma du disque de rayon R = 5 cm et de la zone de détachement (zone grise), Zhang <i>et al.</i> (2008)	23
Figure 13 : Evolution du rayon critique de détachement en fonction du diamètre des particules, Zhang <i>et al.</i> (2008)	24
Figure 14 : Evolution du rayon de remise en suspension en fonction du diamètre des particules, Zhang <i>et al.</i> (2008)	25

Figure 15 : Images PIV du disque en phase d'approche avec $h/D = 0,019$ à $t = 3,69$ s (a) et $h/D = 0,0007$ pour $t = 4,52$ s (b) et $t = 5,33$ s (c), Kubota <i>et al.</i> (2007).....	26
Figure 16 : Images PIV du décollement du disque avec $h/D = 0,45$ (a), $h/D = 1,17$ (b) et $h/D = 1,86$ (c), Kubota <i>et al.</i> (2007).....	27
Figure 17 : Visualisation des particules sous la chaussure : (a) à l'instant du contact ($t = 3,75$ s) ; (b) à la fin de l'expérience ($t = 65$ s) [Kubota et Higuchi (2013)]	27
Figure 18 : Pied mécanique reproduisant la marche humaine [Eisner <i>et al.</i> (2010)].....	28
Figure 19 : Evolution des aérosols sous la chaussure lors du soulèvement [Eisner <i>et al.</i> (2010)]	29
Figure 20 : Distribution des forces d'adhésion des particules normalisées par F_{JKR} considérée par Choi <i>et al.</i> (2012)	30
Figure 21 : Simulation numérique donnant la concentration de particules de $10 \mu\text{m}$ de diamètre dans l'air (a), au niveau de la surface du pied (b) et au niveau de la moquette (c), Choi <i>et al.</i> (2012)	31
Figure 22 : Influence du poids et de la fréquence des pas sur le taux de remise en suspension, Qian et Ferro (2008).....	33
Figure 23 : Influence de la rugosité du sol sur la remise en suspension (N désigne le nombre d'essais par type de surface), Qian et Ferro (2008)	33
Figure 24 : Evolution de la vitesse de frottement critique pour la remise en suspension en fonction du diamètre des particules pour différentes accélérations (0 à 5000 m/s^2), Khalifa et Elhadidi (2007).....	34
Figure 25 : Evolution de la vitesse de frottement critique en fonction du diamètre de particules lors de la remise en suspension de particules d'alumine en contact avec une surface en acier	38
Figure 26 : Approximation de la distribution des forces, considérée par Wen et Kasper, 1989	40
Figure 27 : Evolution de la concentration de particules remises en suspension dans le gaz en fonction du temps pour une constante $B = 10$ et un débit volumique $Q = 1 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	42
Figure 28 : Evolution du flux de particules en fonction du temps, Matsusaka et Masuda (1996).....	43
Figure 29 : Schéma de l'interaction particule/surface rugueuse d'après Hantañon <i>et al.</i> (1999)	44
Figure 30 : Mécanisme de remise en suspension de particules, Guingo et Minier (2008).....	45
Figure 31 : Schéma des 3 cas de contacts particule-surface, Guingo et Minier (2008)	45
Figure 32 : Schéma d'une particule en contact avec la paroi, Reeks <i>et al.</i> (1988).....	47
Figure 33 : Schéma d'une particule en contact avec la paroi, Vainshtein <i>et al.</i> (1997).....	48
Figure 34 : Schéma de principe du modèle Rock'n'Roll, Reeks et Hall (2001)	49
Figure 35 : Influence du diamètre de particule d_p sur la fraction de particules restante $f_r(t)$ pour une vitesse de frottement $u^* = 0,5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et $W_A = 0,56 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$	51
Figure 36 : Influence de la vitesse de frottement u^* sur la fraction de particules restante $f_r(t)$ pour un diamètre de particule $d_p = 20 \mu\text{m}$	52
Figure 37 : (a) Cartographie des prélèvements C5 à C8 ; (b) Cartographie prélèvement B1 à B8	54
Figure 38 : Distributions en diamètre équivalent surface des particules prélevées sur les scotchs C5 à C8.....	55
Figure 39 : Distributions en diamètre équivalent surface des particules prélevées sur les scotchs de B1 à B4	55
Figure 40 : Images des particules isolées.....	56
Figure 41 : Images de particules en amas.....	57
Figure 42 : Particules autour de filaments.....	57

Figure 43 : Comparaison des différents ordres de grandeur de vitesses de frottement critiques calculés par différents auteurs pour un flux turbulent.....	58
Figure 44 : Schéma de la démarche scientifique	59
Figure 45 : Image de la marche sur un tapis roulant avec une chaussure de sécurité	61
Figure 46 : Suivi en image des différentes étapes de la chaussure droite lors d'un cycle de marche	62
Figure 47 : Suivi temporel des angles décrits par la semelle de la chaussure au cours d'un cycle de marche (participant H1)	63
Figure 48 : Evolution de la vitesse angulaire en fonction du temps (participant H1)	64
Figure 49 : Vitesse angulaire moyenne de pose de l'avant de la chaussure en fonction des différents participants (H1 à H4).....	65
Figure 50 : Angle d'attaque en fonction des différents participants (H1 à H4)	66
Figure 51 : Vitesse angulaire moyenne de soulèvement du talon de la chaussure en fonction des différents participants (H1 à H4).....	67
Figure 52 : Schéma du dièdre (représenté ici par la chaussure et le sol)	68
Figure 53 : Schéma de la chaussure en phase d'approche	69
Figure 54 : Définition du repère pour la plaque en mouvement	71
Figure 55 : Définition du repère de la couche limite au niveau de la plaque en mouvement	72
Figure 56 : Schéma des positions des profils des vitesses	73
Figure 57 : Profils de vitesse à $\alpha = 1^\circ$ pour $\omega = 100 \text{ }^\circ \cdot \text{s}^{-1}$	74
Figure 58 : Profils de vitesse à $\alpha = 1^\circ$ pour $\omega = 200 \text{ }^\circ \cdot \text{s}^{-1}$	75
Figure 59 : Image de la géométrie de la plaque	77
Figure 60 : Position du profil de vitesses d'air à l'instant $t = 0,19 \text{ s}$	77
Figure 61 : Maillages utilisés pour l'étude de sensibilité	79
Figure 62 : Visualisation des champs de vitesse sous la plaque à $t = 0,1 \text{ s}$ (à gauche) et à $t = 0,19 \text{ s}$ (à droite) en fonction des différents maillages utilisés	80
Figure 63 : Comparaison des profils de vitesse d'air en bout de plaque à $t = 0,1 \text{ s}$ (à gauche) et à $t = 0,19 \text{ s}$ (à droite) en fonction des différents maillages utilisés	81
Figure 64 : Visualisation des champs de vitesse sous la plaque à $t = 0,1 \text{ s}$ (à gauche) et à $t = 0,19 \text{ s}$ (à droite) en fonction des différents pas de temps	83
Figure 65 : Profils de vitesse d'air en bout de plaque pour différents pas de temps à $t = 0,1 \text{ s}$ (à gauche) et à $t = 0,19 \text{ s}$ (à droite).....	84
Figure 66 : Visualisation des champs de vitesse sous la plaque à $t = 0,1 \text{ s}$ (à gauche) et à $t = 0,19 \text{ s}$ (à droite) en fonction des différents modèles de turbulence	85
Figure 67 : Influence du modèle de turbulence sur le profil de vitesse de l'air en bout de plaque à $t = 0,1 \text{ s}$ (à gauche) et à $t = 0,19 \text{ s}$ (à droite)	86
Figure 68 : Champ de Reynolds Turbulent à $t = 0,19 \text{ s}$	87
Figure 69 : Comparaison des profils de vitesse d'air entre le calcul analytique et les simulations numériques (CFX) en milieu de la plaque ($L = 0,15 \text{ m}$) avec une vitesse angulaire $\omega = 200 \text{ }^\circ \cdot \text{s}^{-1}$	88
Figure 70 : Schéma (a) et photo (b) de la plaque.....	90
Figure 71 : Schéma des étapes typiques de l'acquisition PIV	91
Figure 72 : Schéma du dispositif, vu du dessus.....	92
Figure 73 : (a) Schéma vu de côté, (b) Vue obtenue par la caméra.....	92

Figure 74 : Profils de vitesse en bout de plaque à $\alpha = 12^\circ$ pour le cas de la pose de la plaque avec une vitesse moyenne $\omega = 200^\circ \cdot s^{-1}$ (plaque chutant sous son propre poids).....	93
Figure 75 : Position des profils de vitesse d'air sous la plaque.....	94
Figure 76 : Profils de vitesse à $\alpha = 12^\circ$ pour le cas de pose de la plaque avec une vitesse angulaire moyenne à $\omega = 200^\circ \cdot s^{-1}$	95
Figure 77 : Comparaison des profils de vitesse en bout de plaque à $\alpha = 12^\circ$ pour une vitesse angulaire moyenne $\omega = 200^\circ \cdot s^{-1}$	96
Figure 78 : Profils de vitesse d'air (en $m \cdot s^{-1}$) en bout de plaque ($L = 30$ cm) à $\alpha = 12^\circ$ pour une vitesse angulaire moyenne $\omega = 200^\circ \cdot s^{-1}$	97
Figure 79 : Schéma explicatif de la technique de numérisation 3D (Dynamic 3D).....	99
Figure 80 : Images de la chaussure et de sa représentation CAO (a) vue des rainures, (b) vue de coté	100
Figure 81 : Mise en place de la chaussure dans le domaine de calcul : (a) maillage de la chaussure (b) maillage du domaine de calcul	100
Figure 82 : Champ de vitesse de frottement à l'instant du contact entre la chaussure et le sol	101
Figure 83 : Champs de vitesse de frottement au sol, sous la chaussure, lors de la phase d'approche pour un angle d'environ 5° (image du haut) et un angle d'environ 3° (image du bas)	102
Figure 84 : Champ de vitesse de frottement sous la chaussure à $t = 0,01$ s	103
Figure 85 : Champ de vitesse de frottement sous la chaussure à $t = 0,07$ s (phase de soulèvement)	104
Figure 86 : Schéma d'un Microscope à Force Atomique, Walker <i>et al.</i> (2010)	105
Figure 87 : Evolution de la déflexion en fonction de la distance pointe-surface, Walker <i>et al.</i> (2010)	105
Figure 88 : Schéma d'un Microscope à Force Atomique, Israelachvili (1992).....	106
Figure 89 : Images $50 \mu m \times 50 \mu m$ topographiques (haut) et phase / adhésion (bas), de gauche à droite, type 1-2-3, lino CEPIA et verre	108
Figure 90 : Schéma explicatif des rugosités de surface.....	109
Figure 91 : Distributions de forces pour le cas d'une particule d'alumine de $7,8 \mu m$ sur une surface époxy (type 3)	111
Figure 92 : Comparaison entre la corrélation et les mesures expérimentales pour le cas de l'alumine sur une surface époxy (type 3)	112
Figure 93 : Distributions log-normales des forces d'adhésion pour l'alumine sur une surface époxy (type 3)	113
Figure 94 : Comparaison entre la corrélation et les mesures expérimentales pour le cas de l'oxyde de cobalt sur une surface époxy (type 3).....	114
Figure 95 : Distributions log-normales des forces d'adhésion pour l'oxyde de cobalt sur une surface époxy (type 3)	115
Figure 96 : Schéma (a) et image (b) de principe du dispositif expérimental	116
Figure 97 : Dessin de la boîte à gants vu de côté	117
Figure 98 : Schéma de l'extraction de la boîte à gants.....	118
Figure 99 : Efficacité de prélèvement en sortie de la boîte à gants en fonction du diamètre aérodynamique des particules	119
Figure 100 : Suivi de la concentration d'hélium en sortie de la boîte à gants	120
Figure 101 : Exploitation de la phase de décroissance de la courbe d'hélium	121

Figure 102 : Distributions en nombre des poudres utilisées données en diamètre équivalent surface	124
Figure 103 : Etapes de traitement d'images pour la mesure du diamètre de la particule	125
Figure 104 : Exemple d'évolution de la concentration de particules d'alumine en fonction du temps	126
Figure 105 : Distribution granulométrique en nombre normalisée donnée par l'APS en sortie de la boîte à gants pour les expériences 1 et 3 ($d_{a50} = 2,2 \mu\text{m}$).....	128
Figure 106 : Distribution granulométrique en nombre normalisée donnée par l'APS en sortie de la boîte à gants pour les expériences 9 et 10 ($d_{a50} = 6,6 \mu\text{m}$)	129
Figure 107 : Suivi de la concentration des particules en sortie de la boîte à gants dans les conditions de la configuration de référence ($d_{s50} = 1,1 \mu\text{m}$)	131
Figure 108 : Suivi de la concentration des particules en sortie de la boîte à gants pour les expériences menées avec une masse initialement déposée de 0,3 g ($d_{s50} = 1,1 \mu\text{m}$) ..	132
Figure 109 : Influence de la concentration de particules	133
Figure 110 : Suivi de la concentration des particules en sortie de la boîte à gants pour les expériences impliquant des particules d'alumine de diamètre 3,3 μm	134
Figure 111 : Influence du diamètre des particules sur la fraction de remise en suspension	135
Figure 112 : Influence du soulèvement sur la remise en suspension	136
Figure 113 : Dessin du local CEPIA.....	137
Figure 114 : Schéma du local CEPIA	138
Figure 115 : Evolution de la concentration de l'hélium en sortie de CEPIA après une injection Dirac (Ricciardi <i>et al.</i> (2009))	138
Figure 116 : Schémas de la configuration de ventilation CEPIA (a) et des lignes de courants au sein du local CEPIA (b) [Ricciardi <i>et al.</i> (2012)]	139
Figure 117 : Réseau de conduits de l'installation CEPIA.....	140
Figure 118 : Schéma du point de prélèvement du local CEPIA	141
Figure 119 : Suivi de la concentration de particules au niveau de l'extraction générale de CEPIA .	143
Figure 120 : Photo du marcheur lors des expériences menées dans le local CEPIA.....	144
Figure 121 : Schéma du circuit de marche pour la série d'expériences réalisée sur le revêtement Lino dans CEPIA.....	145
Figure 122 : Représentation schématique de l'évolution du débit de particules provoqué par chaque pas au cours du temps.....	148
Figure 123 : Suivi de la concentration de particules au niveau de l'extraction générale de CEPIA pour les expériences menées dans les conditions de la configuration de référence	150
Figure 124 : Suivi des concentrations de particules en sortie de CEPIA pour les expériences faisant varier la fréquence de pas.....	151
Figure 125 : Comparaison des taux de remise en suspension entre la configuration de référence et les expériences avec une fréquence de pas plus élevée	152
Figure 126 : Suivi des concentrations de particules en sortie de CEPIA pour les expériences faisant varier la surface de contact.....	153
Figure 127 : Comparaison des taux de remise en suspension entre la configuration de référence et les expériences avec une surface de contact moins élevée	154
Figure 128 : Suivi de la concentration de particules au niveau de l'extraction générale de CEPIA pour les expériences de référence avec un revêtement époxy (type 3).....	155
Figure 129 : Schéma du circuit de marche pour la série d'expériences réalisée sur le revêtement époxy (type3) dans CEPIA.....	156

Figure 130 : Comparaison du taux de remise en suspension en fonction du revêtement du sol.....	157
Figure 131 : Comparaison des distributions des forces d'adhésion normalisées pour une particule d'alumine $d_{50} = 7,8 \mu\text{m}$ entre un revêtement époxy (type 3) et un revêtement en lino	157
Figure 132 : Suivi des concentrations de particules en sortie de CEPIA pour les expériences faisant varier la taille des particules	158
Figure 133 : Influence de la taille de la particule sur le taux de remise en suspension	159
Figure 134 : Suivi des concentrations de particules en sortie de CEPIA pour les expériences faisant varier la nature des particules.....	160
Figure 135 : Influence de la nature de la particule sur le taux de mise en suspension	161
Figure 136 : Comparaison des distributions des forces d'adhésion pour des particules de diamètre équivalent surface médian $d_{50} = 5 \mu\text{m}$ de nature différente en contact avec un revêtement époxy.....	162
Figure 137 : Evolution du facteur de remise en suspension en fonction du volume du local	166
Figure 138 : Evolution du taux de remise en suspension en fonction du temps pour un diamètre de particules de $10 \mu\text{m}$ et une vitesse de frottement de 1 m.s^{-1}	170
Figure 139 : Comparaison entre les forces d'adhésion et les forces aérauliques pour des particules de $1 \mu\text{m}$	171
Figure 140 : Comparaison entre les forces d'adhésion et les forces aérauliques pour des particules de $10 \mu\text{m}$	172
Figure 141 : (a) géométrie de la boîte à gants ; (b) maillage de la boîte à gant.....	173
Figure 142 : Champ de vitesse de frottement à l'instant de l'impact entre la plaque et le sol	174
Figure 143 : Suivi de la concentration de particules en sortie de la boîte à gants par simulation CFX pour des particules d'alumine de $1,1 \mu\text{m}$	175
Figure 144 : Evolution du pas de temps au cours de la simulation pour le cas de la chaussure	177
Figure 145 : Evolution du terme source au cours d'un cycle de marche	178
Figure 146 : Suivi de la remise en suspension des particules au cours du cycle de la marche (a) à l'instant du contact ; (b) à la fin de la phase d'attente (c) ; à la fin du soulèvement	179
Figure 147 : Image PIV du disque en phase d'approche avec $h/D = 0,006$ à $t = 2,07 \text{ s}$, Kubota <i>et al.</i> (2007)	192
Figure 148 : Image PIV lors de la phase d'approche pour $h/D = 0,052$ à $t = 3,52 \text{ s}$ (a) et $h/D = 0,0007$ pour $t = 4,31 \text{ s}$ (b) et $t = 4,92 \text{ s}$ (c), Kubota <i>et al.</i> (2007).....	192
Figure 149 : Photo d'un opérateur dans le local expérimental de Qian et Ferro (2008).....	193
Figure 150 : Schéma du local expérimental de Qian et Ferro (2008).....	193
Figure 151 : Distribution de forces d'adhésion de particule d'alumine ($d_p = 7,8 \mu\text{m}$) sur une surface Lino	198
Figure 152 : Comparaison des profils de vitesse d'air au milieu de la plaque à $t = 0,1 \text{ s}$ (a) et à $t = 0,19 \text{ s}$ (b) en fonction des différents maillages utilisés	200
Figure 153 : Comparaison des profils de vitesse d'air au milieu de la plaque à $t = 0,1 \text{ s}$ (a) et à $t = 0,19 \text{ s}$ (b) en fonction des différents pas de temps	201
Figure 154 : Comparaison des profils de vitesse d'air au milieu de la plaque à $t = 0,1 \text{ s}$ (a) et à $t = 0,19 \text{ s}$ (b) en fonction des différents modèles de turbulences	202

Liste des symboles

Lettres latines

Symboles	Grandeurs	Unités
A	Constante d'Hamaker	J
a	Fraction de particules initialement présentes sur la surface de contrôle	
C_{surface}^m	Concentration surfacique en masse	kg.m^{-2}
C_{vol}^m	Concentration volumique en masse	kg.m^{-3}
C_{surface}^n	Concentration surfacique en nombre	$\#.m^{-2}$
C_{vol}^n	Concentration volumique en nombre	$\#.m^{-3}$
d_a	Diamètre aérodynamique	m
d_p	Diamètre de la particule	m
d_s	Diamètre équivalent en surface	m
E	Module de Young	Pa
E_{el}	Champ électrique	V.m^{-1}
f	Rapport entre les forces d'adhésion et les forces aérauliques	
f	Facteur correctif de la force de traînée en proche paroi	
f_a	Force d'adhésion totale entre la particule et la surface	N
$\overline{f_a}$	Moyenne géométrique des forces adhésives normalisées	N
f_a	Force d'adhérence de la particule au point de contact	N
f_{max}	Valeur maximale atteinte par f	N
F_{Mes}	Facteur de remise en suspension des particules	m^{-1}
$\overline{F_R}$	Moyenne des forces aérauliques	N
$f_R(t)$	Fraction de particules restantes sur la surface	
g	Constante de gravité	m.s^{-2}
HR	Taux d'humidité relative en %	%
K	Critère d'élasticité	N.m^{-2}
K_{Mes}	Fraction de remise en suspension des particules	
$L(r_a)$	Loi log-normale sur la distribution des rayons des aspérités	
M_a	Moment d'adhésion	N.m
M_{det}	Moment de détachement	N.m
$n(z)$	Probabilité de présence d'une aspérité	
$N_0(f)$	Distribution initiale du ratio des forces	
$n_R(t)$	Nombre de particules restantes sur la surface à l'instant t	
n_θ	Fréquence caractéristique des forces aérauliques	
$P(r_a')$	Constante de taux de mise en suspension des particules avec un rayon de contact r_a'	

$P(\rho_a, S_a)$	Fonction de probabilité reliant la densité des aspérités et leur surface de contact avec la particule	
q	Charge portée par la particule	C
q_{Mes}^m	Flux de particules en masse	$kg.s^{-1}$
q_{Mes}^n	Flux de particules en nombre	$\#.s^{-1}$
r	Rayon de la plaque	m
r_a	Rayon d'une aspérité en contact avec la particule	m
r_a'	Rapport entre le rayon de la particule et le rayon de contact	
r^c	Rayon critique de détachement de la particule	m
r_p	Rayon de la particule	m
r^s	Rayon critique de remise en suspension de la particule	m
$S_{aspérité}$	Surface de l'aspérité en contact avec la particule	m^2
t_{inter}	Temps séparant deux turbulences	s
T_{Mes}	Taux de remise en suspension des particules	s^{-1}
U	Vitesse du fluide	$m.s^{-1}$
u^*	Vitesse de frottement	$m.s^{-1}$
$u_c^{*détachement}$	Vitesse critique de détachement	$m.s^{-1}$
$u_c^{*glissement}$	Vitesse critique de glissement	$m.s^{-1}$
u_r	Vitesse radiale du fluide	$m.s^{-1}$
u_θ	Vitesse tangentielle du fluide	$m.s^{-1}$
V	Différence de potentiel	v
W_a	Travail thermodynamique ou énergie de Dupré	$J.m^{-2}$
z	Distance entre la particule et la surface	m
z_0	Distance entre la particule et la surface	m

Lettres grecques

Symboles	Grandeurs	Unités
$\alpha(t)$	Angle décrit par la plaque à l'instant t	rad
α_0	Angle initial de la plaque	rad
θ	Angle de mesure de la vitesse	rad
ω	Vitesse angulaire de la plaque	$rad.s^{-1}$
ρ_p	Masse volumique de la particule	$Kg.m^{-3}$
ρ_f	Masse volumique du fluide	$Kg.m^{-3}$
ρ_a	Densité d'aspérités en contact avec la particule	m^{-1}
τ_w	Tenseur de cisaillement à la paroi	$Kg.m^{-1}.s^{-1}$

σ	Tension superficielle de l'eau	$N.m^{-1}$
σ'_a	Ecart-type géométrique de la distribution des forces adhésives	
σ_R	Ecart-type de la distribution des forces aérauliques	
ε	Permittivité de l'air	$F.m^{-1}$
γ	Energie de surface	$J.m^{-2}$
ν	Coefficient de poisson	-
ν	Viscosité cinématique	$m^2.s^{-1}$
μ	Viscosité dynamique	$Pa.s$
ψ	Lignes de courant	
Φ	Champ de vitesse	
$\varphi(r'_a)$	Densité de probabilité de r'_a	

1 INTRODUCTION

1.1 Contexte

Un des indicateurs de la qualité de l'air dans l'environnement intérieur est la concentration des particules en suspension. Ces particules ont la propriété, de par leur taille, de suivre aisément les écoulements de l'air dans un local, qu'il soit ventilé ou non, et d'atteindre *in fine* la sphère respiratoire d'un individu. Les différentes études réalisées jusqu'à présent montrent que les activités humaines, telles que le nettoyage des sols, les activités ludiques d'un enfant au sol, ou tout simplement la marche des individus sur un sol contenant initialement des aérosols, sont à l'origine de la remise en suspension des particules initialement déposées sur le sol. Parmi ces activités, le dernier cas de figure évoqué peut être considéré comme une des sources principales de remise en suspension des aérosols dans l'air, tant dans les habitations que dans le milieu tertiaire ou l'industrie.

Le contexte choisi pour cette étude se situe au sein des installations industrielles nucléaires, et plus particulièrement des réacteurs du parc EDF. En effet, dans le cadre des arrêts de tranches, l'intervention humaine entraîne une remise en suspension de certains radionucléides sous forme d'aérosols ($1 \mu\text{m} < dp < 10 \mu\text{m}$). Bien que la marche ne soit pas l'unique source de remise en suspension pour ces installations, l'augmentation des interventions qui seront effectuées de façon simultanée en bâtiment réacteur à l'avenir, affirme l'intérêt de la compréhension des mécanismes de remise en suspension due à l'activité des opérateurs. Le but des travaux de cette thèse est donc de comprendre les phénomènes mis en jeu et d'évaluer *in fine* la remise en suspension des particules suite à la marche des opérateurs sur un sol faiblement contaminé.

1.2 Intérêts et enjeux

A l'heure actuelle, les travaux existants sur la remise en suspension liée aux activités humaines dans un bâtiment réacteur sont ceux de Boulaud *et al.* (2003). Il ressort de l'étude précédemment citée une valeur empirique du facteur de remise en suspension (10^{-6} m^{-1}) valable pour certaines conditions de travail.

L'objectif de ces travaux de thèse est d'étudier le mécanisme de remise en suspension due à la marche d'un opérateur sur un sol faiblement contaminé. Pour cela, on cherchera à évaluer les paramètres influant sur le taux de remise en suspension des particules dans les conditions les plus représentatives de celles rencontrées dans les centrales nucléaires.

De fait, cette thèse complète les travaux de thèse de P. Nérissou (2009), ainsi que ceux du post-doctorat de H. Mohand-Kaci, qui ont permis de déterminer les mécanismes mis en jeu pour la dispersion d'une contamination atmosphérique dans un bâtiment réacteur en se basant sur un terme source fixé arbitrairement. En maîtrisant les mécanismes de remise en suspension, cette thèse permettra d'affiner ce terme source spécifique au cas de la marche.

Pour cela, un modèle de remise en suspension de particules sera adapté au cas de la marche et cela dans les conditions représentatives des installations nucléaires d'un point de vue du revêtement de surface, de la taille de particules et des conditions de déplacement des opérateurs.

Le premier chapitre rassemble l'étude bibliographique réalisée d'une part sur les forces exercées sur une particule en contact avec le sol, d'autre part sur les différents modèles traitant de la remise en suspension des particules sous l'effet d'un écoulement d'air. La plupart de ces modèles ont été développés pour le cas d'un écoulement permanent. Or, dans le cas de la marche d'un opérateur, l'écoulement sous la chaussure est transitoire. Il est donc nécessaire d'identifier le modèle de remise en suspension le plus adéquat de façon à l'adapter à cette spécificité.

Le deuxième chapitre traite précisément des écoulements sous la chaussure. On s'intéresse à cette problématique d'un point de vue analytique, expérimental et numérique. Dans un premier temps, nous traiterons le cas simple où la chaussure est assimilée à une plaque plane aussi bien en phase d'approche qu'en phase de soulèvement par rapport au sol. Ce cas permettra de valider expérimentalement et analytiquement les simulations numériques. Dans un second temps, les simulations numériques seront réalisées pour le cas d'une chaussure usuellement utilisée dans les installations nucléaires, nous permettant alors d'accéder aux champs de vitesses de l'air sous la chaussure.

Le troisième chapitre est consacré aux mesures de taux de remise en suspension pour des expériences menées avec des particules représentatives (en taille) des particules présentes dans les installations nucléaires. Une première série d'expériences analytiques est réalisée pour un événement unique (chute d'une plaque) dans une boîte à gants. Puis, une seconde série d'expériences est réalisée dans un local à l'échelle humaine (30 m^3) où les mesures de remise en suspension sont réalisées pour plusieurs cycles de marche.

Le quatrième chapitre est dédié à la comparaison des résultats des expériences analytiques (cas de la chute de la plaque) aux simulations couplant les écoulements d'air et les modèles de remise en suspension.

2 ETAT DE L'ART

Dans cette partie, il sera question tout d'abord de faire un rappel sur les différentes forces exercées sur une particule en contact avec le sol. Puis, dans un second temps, les différentes études ayant traité de la remise en suspension seront présentées. Dans un troisième temps, un argumentaire sur le choix du modèle de remise en suspension le plus adapté à la marche sera exposé.

2.1 Généralités - Forces appliquées à une particule

Afin de mieux comprendre la remise en suspension d'une particule, il est nécessaire de s'intéresser tout d'abord aux forces qui s'exercent sur elle en contact avec une paroi. Ces forces se répartissent en deux catégories : les forces d'adhésion et les forces de détachement. La Figure 1 présente ces différentes forces.

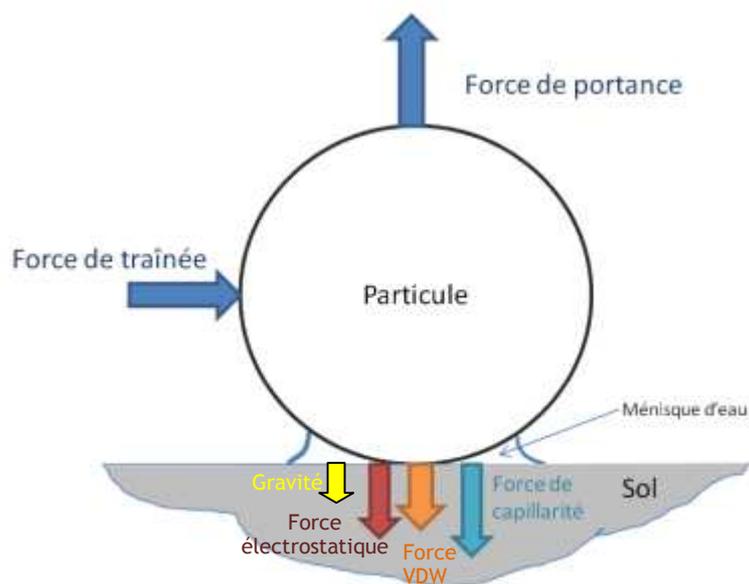


Figure 1 : Forces exercées sur une particule en contact avec une surface et soumise à un écoulement d'air

La Figure 1 représente le cas d'une particule sphérique en contact avec une surface parfaitement plane. Cette situation reste théorique et ne représente pas la réalité des situations que l'on peut rencontrer dans une installation nucléaire. Étant donné la complexité du problème et pour faciliter la compréhension des mécanismes de remise en suspension, nous nous sommes attachés à simplifier la problématique en posant les hypothèses suivantes :

- particule sphérique ;
- surface parfaitement lisse ;
- diamètre d_p des particules étudiées inférieur à 100 μm car représentatif des particules présentes dans les installations nucléaires.

2.1.1 Forces d'adhésion

Les forces d'adhésion sont les forces responsables du maintien de la particule en contact avec la paroi.

2.1.1.1 Force de gravité

Etant donné la taille des particules étudiées, la force de gravité est généralement la force la moins importante comparée aux autres forces en présence. Cette force est proportionnelle au volume de la particule et dépend donc du cube du diamètre de la particule comme le montre son expression :

$$F_G = \frac{\pi \cdot \rho_p \cdot g}{6} d_p^3, \quad (2.1.1-1)$$

où g est l'accélération de la pesanteur, ρ_p la masse volumique de la particule et d_p le diamètre de la particule.

2.1.1.2 Force de capillarité

Cette force ne s'applique qu'en présence d'un ménisque qui se forme entre la particule et la surface, et son intensité dépend du taux d'humidité dans la pièce. Chung *et al.* (2010) ont montré que cette force n'a d'influence sur l'adhésion de la particule à la surface qu'à partir d'un taux d'humidité relative supérieur à 70 % pour le cas d'une particule de 1 μm en verre sur une plaque en or. Cette force est directement proportionnelle au diamètre de la particule :

$$F_{\text{cap}} = 2\pi \cdot \sigma \cdot d_p, \quad (2.1.1-2)$$

où σ est la tension superficielle de l'eau. Elle est de 73 $\text{mN}\cdot\text{m}^{-1}$ à 20°C.

2.1.1.3 Force électrostatique

La force électrostatique exercée sur une particule est composée de quatre forces distinctes que sont la force de Coulomb, la force image, la force diélectrique ainsi que la force dipôle-dipôle (cf. Li et Ahmadi, 1993). On a donc :

$$F_{\text{El}} = q \cdot E_{\text{el}} - \frac{q^2}{16\pi \cdot \varepsilon \cdot z^2} + \frac{q \cdot E_{\text{el}} \cdot d_p^3}{16z^3} - \frac{3\pi \cdot \varepsilon \cdot E_{\text{el}}}{128z^2} d_p^6, \quad (2.1.1-3)$$

où E_{el} est le champ électrique en $\text{V}\cdot\text{m}^{-1}$,

q est la charge portée par la particule,

ε est la permittivité de l'espace libre (pour l'air, elle est de $8,86 \cdot 10^{-12} \text{ F}\cdot\text{m}^{-1}$),

z est la distance entre la paroi et la particule, prise égale à $4 \cdot 10^{-10} \text{ m}$.

Li et Ahmadi (1993) montrent que les deux derniers termes sont négligeables pour la taille de particule étudiée (inférieure à 100 μm). De plus, Nérissou (2009) rappelle qu'en présence d'un champ électrique externe, la force de coulomb domine, et qu'en son absence, c'est la force image qui domine pour les surfaces conductrices.

2.1.1.4 Force de van der Waals

La force de van der Waals est également une force d'adhésion. Cette force est due au dipôle permanent ou induit entre une molécule appartenant à la particule et une autre appartenant à la surface. Cette force peut avoir trois origines :

- la force de Keesom qui est due au dipôle permanent entre les deux molécules. Cette force diminue lorsque les molécules vibrent, comme c'est le cas lorsque la température augmente ;
- la force de Debye qui intervient lorsque seule une des molécules possède un dipôle permanent. Ainsi, ce dipôle va induire un dipôle sur la seconde molécule permettant aux deux molécules de s'attirer l'une vers l'autre ;
- la force de London est la force attractive induite entre deux molécules n'ayant pas de dipôle permanent. En effet, le dipôle instantané d'une des deux molécules va induire un dipôle dans la molécule voisine.

La force de van der Waals est la force prédominante pour les tailles de particules étudiées dans le cas d'un taux d'humidité faible. Cette force est proportionnelle au diamètre de la particule, comme le montre l'expression de London (expression approchée) valable uniquement pour le cas particule-surface :

$$F_{VDW} = \frac{A \cdot d_p}{12 \cdot z^2}, \quad (2.1.1-4)$$

où A est la constante d'Hamaker et z est la distance entre la particule et la surface, prise généralement égale à $4 \cdot 10^{-10}$ m.

Par abus de langage, on utilisera par la suite le terme de force d'adhésion pour caractériser les forces de van der Waals.

La valeur de la constante d'Hamaker dépend du système particule-fluide-surface. En effet, cette constante dépend de la nature des matériaux (Zimon, 1982).

Certaines expressions de la force d'adhésion utilisent directement le travail thermodynamique ou énergie de Dupré (W_A) donné par la relation :

$$W_A = \frac{A}{12\pi \cdot z^2}. \quad (2.1.1-5)$$

Ce paramètre est plus facile d'accès car il est relié à l'énergie de surface γ par la relation suivante :

$$\gamma = \frac{1}{2} W_A.$$

2.1.1.5 Modélisation des forces d'adhésion

Comme vu dans le paragraphe précédent, les forces d'adhésion sont dominées par la force de van der Waals. Cette force nécessite d'avoir une valeur exacte de la constante d'Hamaker et de la distance entre la particule et la surface. Des modèles permettent de s'affranchir de la connaissance de ces deux grandeurs et ne prennent en compte que le travail thermodynamique W_A , obtenu expérimentalement. Ces modèles se basent sur l'hypothèse d'une particule parfaitement sphérique en contact avec une surface parfaitement plane et lisse.

Modèle DMT

Derjaguin *et al.* (1975) proposent un modèle qui s'applique à de petites particules «dures». Ainsi, dans ce modèle, les particules sont indéformables et présentent une surface nulle au moment de la séparation particule-surface. La force d'adhésion s'exprime avec la formule suivante :

$$F_{DMT} = \pi \cdot W_A \cdot d_p = F_{VDW} . \quad (2.1.1-6)$$

Modèle JKR

Ce modèle, complémentaire au modèle DMT, a été proposé par Johnson *et al.* (1971) et s'applique à des particules déformables et à forte énergie de surface. La force d'adhésion s'exprime selon la formule suivante :

$$F_{JKR} = \frac{3}{4} \pi \cdot W_A \cdot d_p = \frac{3}{4} \cdot F_{VDW} . \quad (2.1.1-7)$$

Ces deux modèles (DMT et JKR) proposent une expression des forces d'adhésion dépendant uniquement de l'énergie de surface γ . Ainsi, connaissant cette valeur pour chaque type de matériau, on peut accéder macroscopiquement à la force d'adhésion de la particule.

Le modèle JKR donne une valeur de la force van der Waals plus faible de 25% que celle du modèle DMT. Cependant, les travaux de Tabor (1977) ont permis de montrer l'existence d'un domaine de validité pour chacun de ces modèles. En effet, Tabor a mis en place un critère, noté μ_T , faisant la transition entre ces deux modèles :

$$\mu_T = \left(\frac{8 \cdot W_A^2 \cdot d_p}{9 \cdot K^2 \cdot z^3} \right)^{\frac{1}{3}} , \quad (2.1.1-8)$$

avec K le critère d'élasticité, donné par la formule suivante :

$$K = \frac{4}{3} \left(\frac{1 - \nu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \nu_2^2}{E_2} \right)^{-1} , \quad (2.1.1-9)$$

où E_i est le module de Young du matériau i exprimé en Pa,

ν_i est le coefficient de Poisson du matériau i ,

l'indice 1 représente le matériau de la particule,

l'indice 2 représente le matériau de la surface.

La Figure 2 représente l'évolution du critère de Tabor μ_T en fonction du diamètre de particule pour le cas d'une particule de silice sur une surface en vinyle.

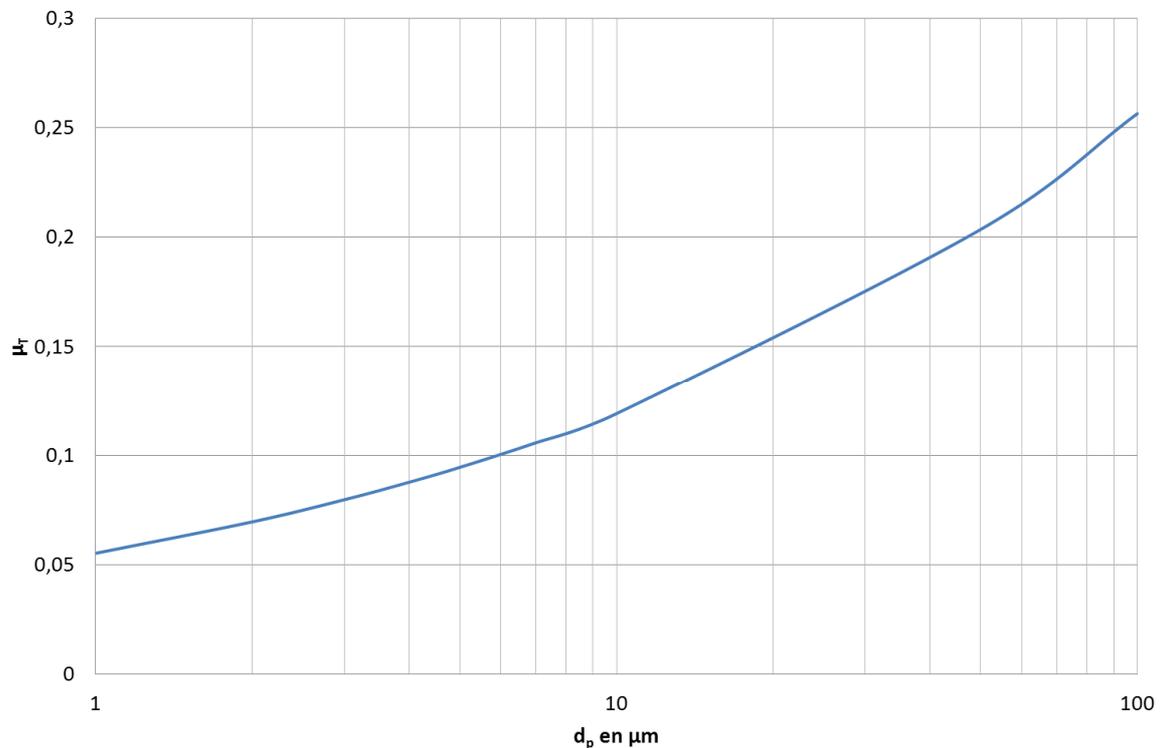


Figure 2 : Evolution du critère de Tabor μ_T pour le cas d'une particule de silice en contact avec une surface en vinyle

Les paramètres utilisés pour cet exemple sont extraits de la publication de Zhang *et al.* (2008) :

$$W_A = 0,0107 \text{ J.m}^{-2},$$

$$E_1 (\text{silice}) = 7,2 \cdot 10^{10} \text{ N.m}^{-2},$$

$$E_2 (\text{vinyle}) = 4,2 \cdot 10^{12} \text{ N.m}^{-2},$$

$$\nu_1 (\text{silice}) = 0,16,$$

$$\nu_2 (\text{vinyle}) = 0,41.$$

Le modèle de Maugis-Dugdale [Maugis (1991)] permet de faire la transition entre les modèles JKR et DMT en utilisant le critère de Tabor μ_T . Ce modèle nécessite la résolution d'un système à trois équations dont l'approximation a été faite par Carpick *et al.* (1999) en donnant l'équation COS (du nom de ses auteurs : Carpick, Olgetree et Salermon) suivante :

$$\overline{F_{adh}} = \frac{2 \cdot F_{adh}}{\pi \cdot W_A \cdot d_p} = \frac{7}{4} - \frac{1}{4} \left(\frac{4,96 \cdot \mu_T^{1,4} - 1}{4,96 \cdot \mu_T^{1,4} + 1} \right), \quad (2.1.1-10)$$

où l'indice « adh » désigne l'un des deux modèles (JKR ou DMT).

La Figure 3 illustre le passage entre les modèles JKR et DMT pour une particule sphérique de silice en contact avec une surface lisse en vinyle.

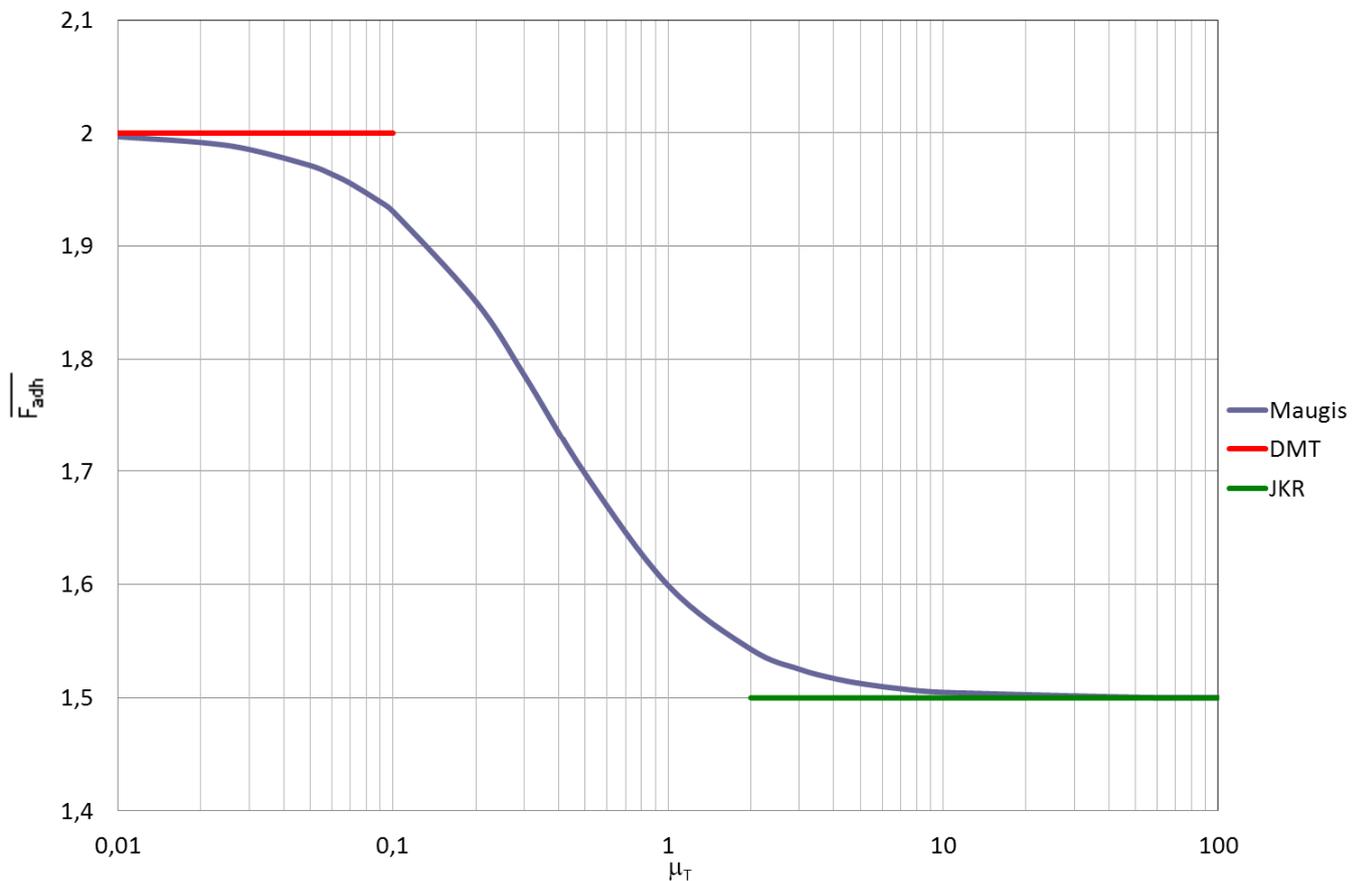


Figure 3 : Transition du modèle JKR au modèle DMT

Comme le montre la Figure 2, pour le cas d'une particule de silice sur une surface en vinyle, on se trouve dans le domaine des faibles valeurs de μ_T ($< 0,3$). D'après la Figure 2 et la Figure 3, c'est le modèle DMT qui s'applique pour $d_p < 4 \mu m$ ($\mu_T < 0,1$) alors que le modèle de Maugis s'applique jusqu'à $d_p < 100 \mu m$.

Modèle TPL

Le modèle TPL a été proposé en 1991 par Tsai *et al.* (1991). Ce modèle confirme la validité du modèle JKR car il prend en compte une déformation élastique des particules, ce qui n'est pas le cas du modèle DMT. Ce modèle est basé sur l'influence de la nature des matériaux dans l'adhésion particule-surface. L'expression de la force d'adhésion de ce modèle est donnée par l'équation suivante :

$$F_{TPL} = \pi \cdot W_A \cdot d_p \left\{ 0,5 \cdot \exp[0,124(\Omega - 0,01)^{0,439}] + 0,2\Omega \right\}, \quad (2.1.1-11)$$

où Ω est un paramètre basé sur les propriétés du matériau, donné par : $\Omega = \left(\frac{25 \cdot A^2 \cdot d_p}{288 \cdot z^7 \cdot K^2} \right)^{\frac{1}{3}}$.

2.1.2 Forces d'entraînement

Les forces d'entraînement sont les forces responsables du détachement de la particule. Dans le cas d'une particule en contact avec une paroi, seules les forces aérauliques (forces de trainées et de portance) peuvent être responsables de son détachement.

Dans le cas d'un écoulement d'air turbulent, on définit la sous-couche laminaire comme la région où $y^+ \leq 5$ avec $y^+ = \frac{u^* \cdot y}{\nu}$, où y est la distance prise perpendiculairement à la paroi et ν la viscosité cinématique du fluide.

Les particules proches de la paroi sont soumises au gradient de vitesse présent dans la sous-couche laminaire.

La vitesse de frottement u^* est donnée par la relation suivante : $u^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_f}}$, (2.1.2-1)

où τ_w est la contrainte de cisaillement à la paroi et ρ_f est la masse volumique du fluide.

La Figure 4 représente le profil de vitesse en fonction de la distance à la surface y^+ .

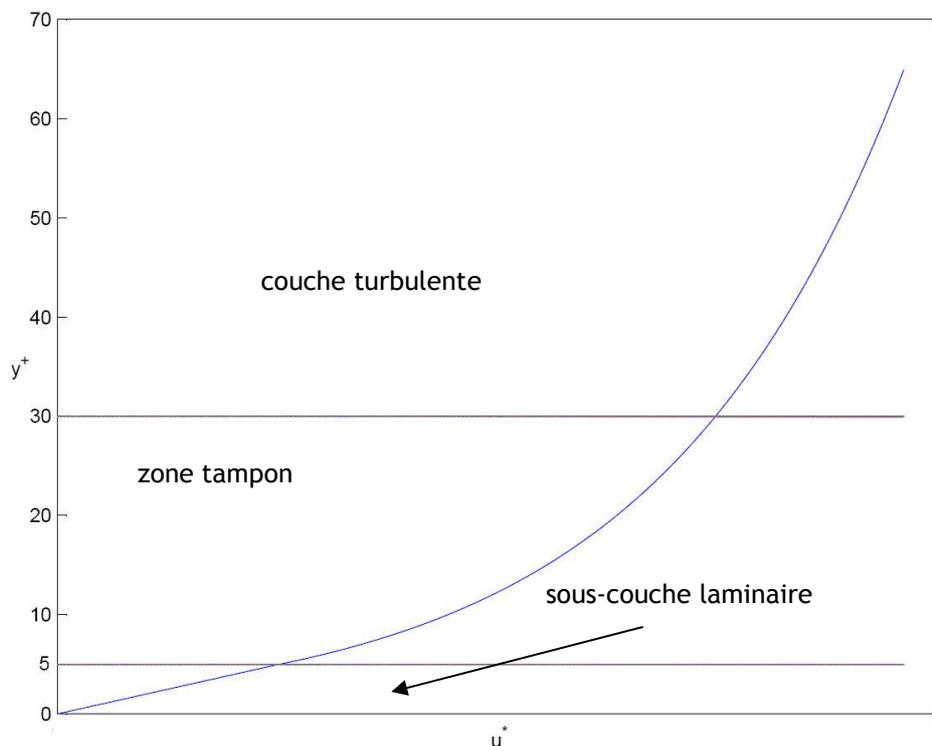


Figure 4 : Profil de vitesse en présence d'une paroi

Les forces aérauliques s'expriment en fonction d'un diamètre de particule adimensionnel d_p^+ donné par la relation suivante :

$$d_p^+ = \frac{u^* \cdot d_p}{\nu}$$

Par exemple, si $d_p^+ < 5$, la particule est entièrement dans la sous-couche laminaire.

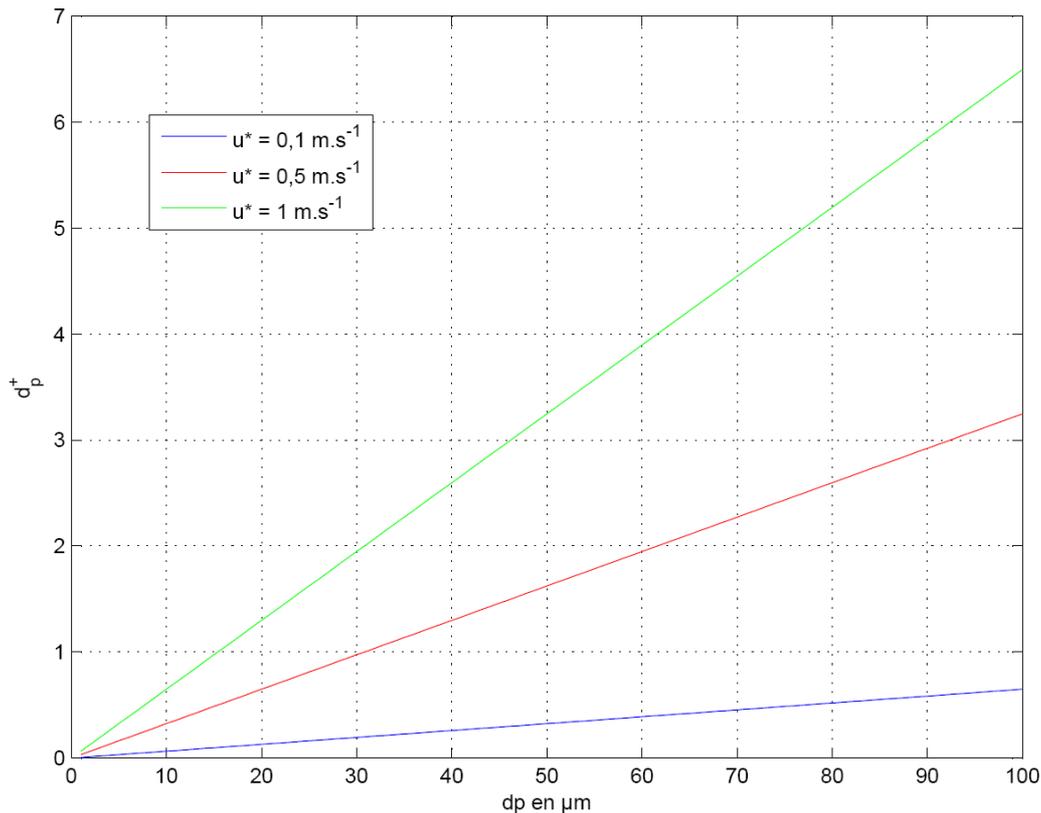


Figure 5 : Influence de la vitesse de frottement sur le diamètre adimensionnel d_p^+ pour une particule dans l'air

Comme le montre la Figure 5, où la viscosité choisie est celle de l'air, plus la vitesse de frottement augmente, plus le diamètre adimensionnel d_p^+ augmente. Pour les tailles des particules et les vitesses de frottement considérées, le diamètre adimensionnel d_p^+ est toujours inférieur à 7, la particule pourra être considérée comme étant dans la sous-couche visqueuse.

2.1.2.1 Force de portance

La force de portance est une force exercée par le fluide sur la particule et est perpendiculaire à la direction du fluide. Cette force dépend du diamètre de la particule mais également de la nature du fluide étudié.

Plusieurs auteurs se sont intéressés à l'expression de cette force. Pour un écoulement de cisaillement linéaire et avec un gradient de vitesse proportionnel à u^{*2} , Saffman (1965) propose la formule suivante pour une particule en milieu infini :

$$F_L = 10,1 \cdot \rho_f \cdot v^2 \cdot (d_p^+)^3. \quad (2.1.2-2)$$

On remarquera que cette expression est proportionnelle au cube du diamètre adimensionné d_p^+ . Par ailleurs, les travaux expérimentaux de Hall (1988) suggèrent la relation suivante pour la force moyenne de portance, pour $3,6 < d_p^+ < 140$:

$$F_L = 4,2 \cdot \rho_f \cdot v^2 \cdot (d_p^+)^{2,31}. \quad (2.1.2-3)$$

Cette dernière expression est utilisée dans le modèle de remise en suspension Rock'n'Roll (cf. paragraphe 2.3.3.3) et est donc retenue pour la comparaison des forces d'entraînement et d'adhésion présentée sur la Figure 6.

2.1.2.2 Force de traînée

La force de traînée est une force de résistance aérodynamique au mouvement de la particule lorsqu'elle est soumise à un écoulement. Elle est parallèle à la vitesse du fluide auquel est soumise la particule. Cette force intervient largement dans le détachement de la particule. Plusieurs auteurs s'accordent sur la dépendance au carré du diamètre de la particule de la force de traînée,

comme le montre l'expression proposée par O'Neill (1968), valable pour $y^+ = \frac{u^* \cdot d_p}{\nu} < 1$:

$$F_D = 6\pi \cdot \tau_w \cdot \left(\frac{d_p}{2}\right)^2 \cdot f, \quad (2.1.2-4)$$

où f est le facteur correctif de la force de traînée en proche paroi (égal à 1,7),

τ_w est la contrainte de cisaillement à la paroi.

D'où :

$$F_D = 8,02 \cdot \rho_f \cdot v^2 \cdot (d_p^+)^2. \quad (2.1.2-5)$$

Ce facteur correctif f permet d'apporter une correction à l'expression de la force de traînée appliquée à une particule plongée dans un fluide loin des parois. Les travaux d'O'Neill (1968) ont permis d'estimer ce facteur. On remarque que ce facteur est supérieur à 1, ce qui implique qu'à proximité d'une paroi, la force de traînée appliquée à une particule est plus importante que celle appliquée à une particule isolée dans un fluide.

2.1.2.3 Temps de relaxation

Une fois détachée, la particule est soumise uniquement aux forces aérauliques. La seule force pouvant conduire cette particule à se déposer est la force de gravité, en l'absence de champ électrique.

Nous allons donc nous intéresser au temps de relaxation de la particule et à la vitesse de chute des particules.

Le temps de relaxation τ , qui est le temps nécessaire à la particule pour atteindre la même vitesse du fluide qui la transporte, est donné par la formule de Stokes pour une particule sphérique :

$$\tau = \frac{\rho_p \cdot d_p^2 \cdot Cu}{18 \cdot \mu}, \quad (2.1.2-6)$$

où ρ_p est la masse volumique de la particule,

d_p le diamètre de la particule,

Cu le coefficient de Cunningham,

μ la viscosité dynamique du fluide.

Le facteur de Cunningham Cu , qui tient compte du glissement des molécules d'air sur les particules de faible diamètre ($< 1 \mu\text{m}$), est donné par la relation empirique suivante :

$$Cu = 1 + Kn \cdot \left[1,257 + 0,4 \cdot \exp\left(\frac{-1,1}{Kn}\right) \right],$$

avec Kn le nombre de Knudsen.

La vitesse limite de chute de la particule, également appelée vitesse de sédimentation, est donnée par la relation : $v_{\text{chute}} = \tau \cdot g$, où g est la constante de gravité ($g = 9,81 \text{ m/s}^2$) et qui résulte d'un équilibre entre la traînée et la gravité. Cette valeur est valable uniquement pour un nombre de Reynolds faible ($Re < 0,1$)

Afin d'avoir un ordre de grandeur des vitesses de chute des particules retenues pour les travaux de thèse, nous avons calculé ces vitesses de chute pour différents diamètres de particules. Les diamètres considérés pour ces calculs sont les diamètres aérodynamiques. On définit le diamètre aérodynamique comme étant le diamètre d'une sphère ayant la même vitesse de sédimentation que la particule étudiée, mais avec une masse volumique de 1 g.cm^{-3} . Les résultats sont répertoriés dans le Tableau 1.

Tableau 1 : Vitesse de chute de particules en fonction de leur diamètre

Diamètre aérodynamique d_a (μm)	Cu	V_{chute} (m/s)
1	1,077	$0,0315 \cdot 10^{-3}$
10	1,007	$3,065 \cdot 10^{-3}$
100	1,001	$260,5 \cdot 10^{-3}$

A noter que la valeur obtenue pour un diamètre aérodynamique $d_a = 100 \mu\text{m}$ est donnée pour la formule suivante, valable pour les nombres de Reynolds élevés :

$$V_{\text{chute}} = \left(\frac{4\rho_p \cdot d_p \cdot \text{Cu}}{3\rho_g \cdot \text{Cu}} \cdot g \right)^{1/2}, \quad (2.1.2-7)$$

où ρ_g est la masse volumique du fluide porteur.

Comme on peut le voir, plus le diamètre de la particule augmente, plus logiquement la vitesse de chute augmente. L'ordre de grandeur de vitesse de chute pour des particules de $100 \mu\text{m}$ montre que ces dernières vont très rapidement se redéposer.

Dans le cadre de la problématique qui nous intéresse, et dans le but de s'intéresser uniquement aux particules susceptibles de rester en suspension et d'atteindre les voies respiratoires des opérateurs, nous pouvons dire que seules les particules dont le diamètre est compris entre 1 et $10 \mu\text{m}$ constituent notre cible. En effet, une particule de $100 \mu\text{m}$ de diamètre se situant à 30 cm du sol, et étant soumise uniquement à la force de gravité, atteint le sol en 1 s . Les particules de diamètre inférieur ($10 \mu\text{m}$ ou $1 \mu\text{m}$) ont un temps de séjour dans l'air plus important (entre environ 100 et environ 10000 fois plus important respectivement) et sont susceptibles d'être entraînées par les écoulements d'air jusqu'aux voies respiratoires des opérateurs.

Afin de conforter cette conclusion, il est nécessaire de comparer la totalité des forces exercées sur une particule en contact avec le sol afin d'estimer la taille de particules susceptibles d'être remises en suspension.

2.1.3 Comparaison des forces exercées sur une particule

Afin de mieux identifier les ordres de grandeur ainsi que l'importance des différentes forces les unes par rapport aux autres, nous avons fait des calculs en faisant varier la vitesse de frottement u^* et le diamètre d_p .

La Figure 6 représente l'évolution des différentes forces exercées sur une particule en fonction du diamètre, dans le cas d'une particule d'alumine (Al_2O_3) en contact sur une surface plane.

Les données utilisées pour faire les calculs sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \rho_p (\text{Al}_2\text{O}_3) &= 3970 \text{ kg.m}^{-3}, \\ \mu (\text{air à } 20^\circ\text{C}) &= 1,79 \cdot 10^{-5} \text{ kg.m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}, \\ \sigma (\text{eau à } 20^\circ\text{C}) &= 0,073 \text{ N.m}^{-1}, \\ A &= 10^{-19} \text{ J}, \\ z &= 4 \cdot 10^{-10} \text{ m}. \end{aligned}$$

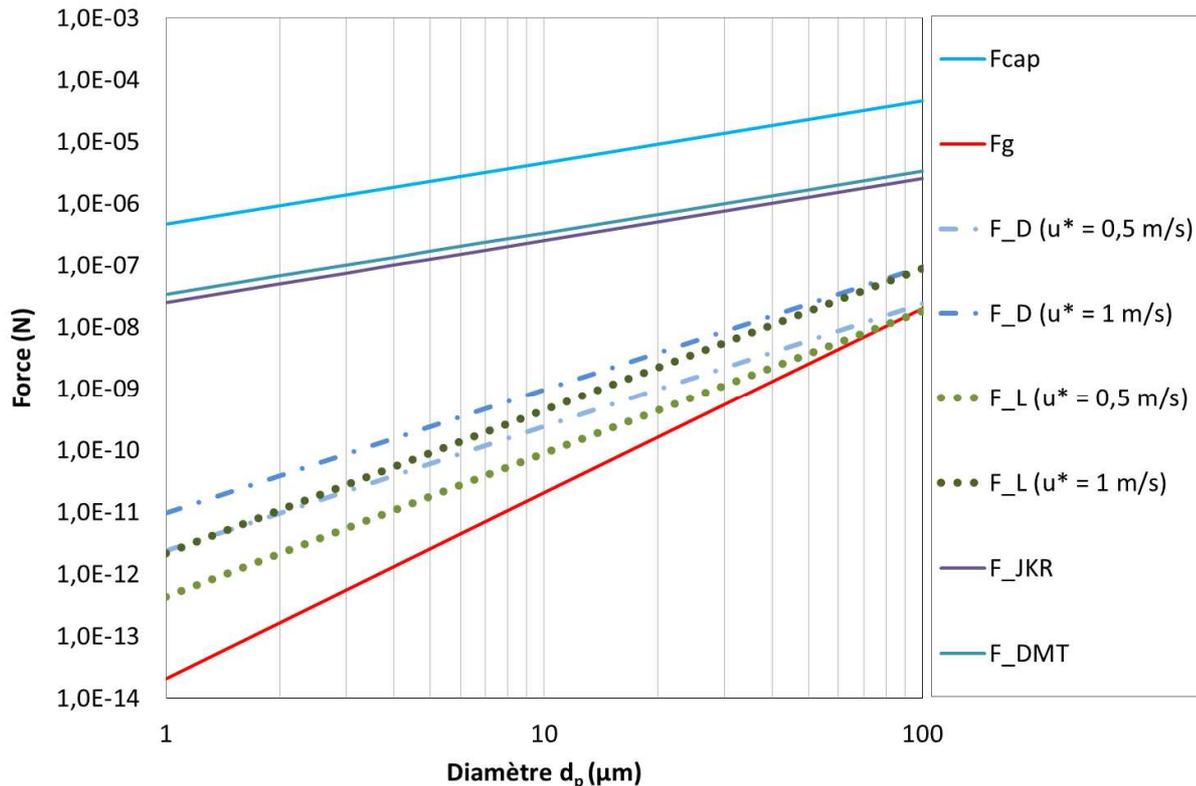


Figure 6 : Evolution des forces appliquées à une particule en fonction du diamètre

Sur la Figure 6 sont représentées la force de capillarité (F_{cap}), la force de gravité (F_g), les forces de traînées (F_D), les forces de portance (F_L), le modèle JKR (F_{JKR}) et le modèle DMT (F_{DMT}).

Pour les particules de diamètre inférieur à $10 \mu\text{m}$, on remarque que la force de gravité n'a que peu d'influence et que la force d'adhésion prédominante est la force de van der Waals F_{VDW} (cf. équation 2.1.1-4) modélisée par les modèles JKR et DMT. Ainsi, pour détacher une particule, il est nécessaire de vaincre cette force.

Concernant les forces aérauliques, nous avons fait varier la vitesse de frottement u^* afin de voir son influence en fonction du diamètre de la particule. Pour une même masse volumique, on constate que plus le diamètre de la particule est élevé, plus les forces aérauliques sont importantes et donc que les particules sont plus facilement détachées. De plus, pour une particule en contact avec la surface, lorsque l'on compare la force de traînée F_D (cf. équation 2.1.2-5) à celle de portance F_L (cf. équation 2.1.2-3), on constate bien que cette dernière est faible devant la force de traînée pour les diamètres inférieurs à $10 \mu\text{m}$, confirmant ainsi les résultats de Leighton et Acrivos (1985) qui se basent sur l'hypothèse que le nombre de Reynolds est faible, ce qui est le cas étant donné qu'ici le nombre de Reynolds est faible ($Re_p \ll 1$).

Comme on peut le voir, les vitesses de frottement considérées semblent être insuffisantes pour détacher une particule. Néanmoins, comme on le verra plus loin, ces vitesses de frottement permettent de détacher aisément les particules ayant les diamètres étudiés. En effet, pour le cas des particules réelles (non sphériques et présentant une rugosité de surface), les forces d'adhésion sont plus faibles que celles données pour le cas théorique (particules parfaitement sphériques sur une surface plane et parfaitement lisse). Cela implique que l'étude du système théorique ne reflète pas la réalité des forces d'adhésion. Il est donc nécessaire de s'intéresser à l'influence de la rugosité de surface sur la remise en suspension des particules (cf. paragraphe 4.1).

2.2 Etudes sur la remise en suspension due à la marche

2.2.1 Définitions des différents indicateurs de remise en suspension

Avant de parler des différentes études de remise en suspension, il est nécessaire de définir les différents indicateurs utilisés dans la littérature. En effet, ces études n'utilisent pas toutes les mêmes paramètres pour quantifier la remise en suspension des particules.

La fraction remise en suspension K_{MeS} (-) est donnée par la formule suivante :

$$K_{MeS} = \frac{\Delta m}{m_0} , \quad (2.2.1-1)$$

où Δm est la masse remise en suspension (en kg),

m_0 est la masse initialement déposée (en kg).

Le taux de remise en suspension T_{MeS} (en s^{-1}) est le rapport entre la masse remise en suspension par unité de temps (flux massique q_{MeS}^m , en $kg \cdot s^{-1}$) et la masse initialement déposée. Le taux de remise en suspension est donné par la formule suivante :

$$T_{MeS} = \frac{\Delta m}{m_0 \cdot \Delta t} = \frac{q_{MeS}^m}{m_0} . \quad (2.2.1-2)$$

Le flux massique surfacique de remise en suspension J_{MeS} (en $kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$) correspond au débit de particules remises en suspension qui étaient initialement déposées sur une surface donnée et est donné par la formule suivante :

$$J_{MeS} = \frac{\Delta m}{\Delta t \cdot S_0} , \quad (2.2.1-3)$$

où S_0 est la surface contenant les contaminants en m^2 .

Le taux de remise en suspension peut donc également s'exprimer de la manière suivante :

$$T_{MeS} = \frac{J_{MeS} \cdot S_0}{m_0} = \frac{J_{MeS}}{C_{surface}^m} . \quad (2.2.1-4)$$

où $C_{surface}^m$ est la concentration surfacique des particules sur la surface S_0 ($kg \cdot m^{-2}$).

Le facteur de remise en suspension F_{MeS} (en m^{-1}) est le rapport de la concentration volumique des particules dans l'air à la concentration surfacique et est donné par la formule suivante :

$$F_{MeS} = \frac{C_{vol}^m}{C_{surface}^m} , \quad (2.2.1-5)$$

où C_{vol}^m est la concentration volumique des particules ($kg \cdot m^{-3}$), qui dépend des conditions de dilution dans l'air (fonction du renouvellement d'air R du local considéré) des particules remises en suspension.

Afin d'illustrer ces différentes grandeurs caractérisant la remise en suspension, on considère un local d'un volume V , alimenté par un débit d'air propre Q . Ce local contient une quantité de particules m_0 déposée au niveau du sol. Ces paramètres nous permettent de définir la concentration surfacique de particules C_{surface} (masse de particules par unité de surface), un taux de renouvellement d'air R (rapport entre le débit d'air et le volume du local) et q_{MeS} comme étant le débit de particules remises en suspension par l'opérateur ayant marché sur cette surface.

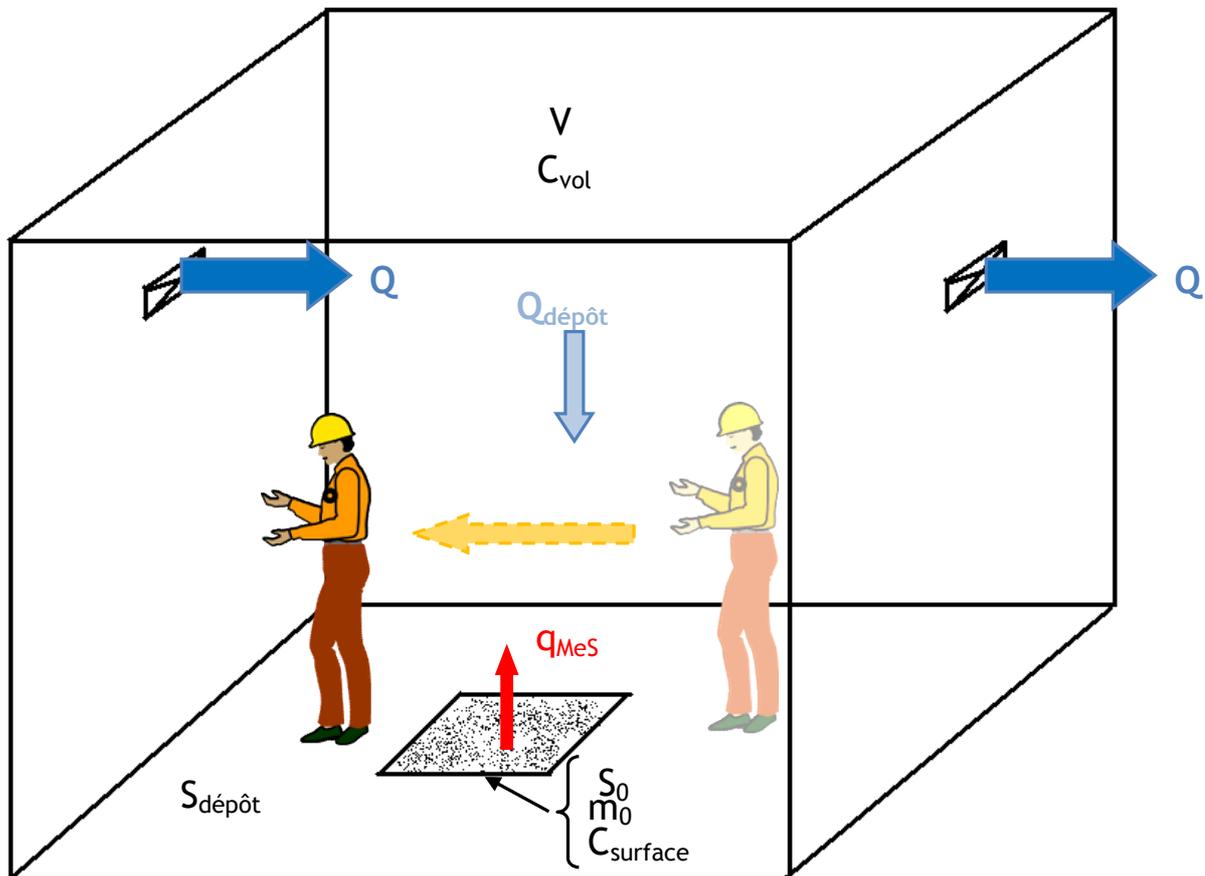


Figure 7 : Schéma d'un local ventilé

Dans le cas d'un renouvellement parfaitement homogène de l'air du local, la concentration volumique ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$) à l'équilibre dans un local ventilé peut être exprimée de la façon suivante :

$$C_{\text{vol}}^m = \frac{q_{\text{MeS}}^m}{Q + Q_{\text{dépôt}}} \quad (2.2.1-6)$$

où q_{MeS}^m est le flux massique de particules remises en suspension ($\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$) lors de la marche de l'opérateur,

Q est le débit d'air dans le local ($\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$),

$Q_{\text{dépôt}}$ est le débit de dépôt de particules dans le local ($\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$).

Si l'on considère uniquement le phénomène de sédimentation, le débit de dépôt des particules $Q_{\text{dépôt}}$ est donné par la formule suivante :

$$Q_{\text{dépôt}} = v_{\text{sédimentation}} \cdot S_{\text{dépôt}} \quad ,$$

où $v_{\text{sédimentation}}$ est la vitesse de sédimentation des particules en $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$,

$S_{\text{dépôt}}$ est la surface de dépôt des particules (m^2), qui correspond ici à surface du sol de l'installation considérée.

Le taux de renouvellement d'air R (en s⁻¹) d'une installation donnée est défini en fonction du débit d'air propre Q (m³.s⁻¹) par :

$$R = \frac{Q}{V} ,$$

où Q est le débit d'air entrant dans le local (m³.s⁻¹) et V le volume du local (m³).

On peut alors exprimer le facteur de remise en suspension (m⁻¹), basé ici sur la concentration volumique à l'équilibre, par l'équation suivante :

$$F_{MeS} = \frac{q_{MeS}^m / (Q + Q_{dépôt})}{C_{surface}} . \quad (2.2.1-7)$$

Par ailleurs, rappelons que le taux de remise en suspension peut s'écrire de la manière suivante :

$$T_{MeS} = \frac{q_{MeS}}{C_{surface} \cdot S_0} . \quad (2.2.1-8)$$

Il en résulte alors la relation suivante entre le taux et le facteur de remise en suspension :

$$F_{MeS} = \frac{T_{MeS} \cdot S_0}{(Q + Q_{dépôt})} . \quad (2.2.1-9)$$

2.2.2 Bilan sur les références actuellement utilisées dans le domaine de la radioprotection

Références utilisées par EDF

D'un point de vue applicatif, dans les installations d'EDF, c'est le facteur de remise en suspension F_{MeS} qui est utilisé. Ce facteur est privilégié car, en reprenant l'équation (2.2.1-5) et en supposant que les particules de même taille ont la même activité, on peut alors définir le facteur de remise en suspension comme suit :

$$F_{MeS} = \frac{A_{vol}}{A_{surface}}, \quad (2.2.2-1)$$

où A_{vol} est l'activité volumique (en $Bq.m^{-3}$) et $A_{surface}$ est l'activité surfacique (en $Bq.m^{-2}$).

L'une des études considérées comme référence par EDF est celle réalisée par Boulaud *et al.* (2003) qui se base sur des mesures sur site réalisées lors de l'arrêt de la tranche 3 de la centrale nucléaire de Cattenom. Comme le montre l'équation (2.2.2-1), le facteur de remise en suspension F_{MeS} se base sur deux grandeurs que sont l'activité surfacique et l'activité volumique.

Afin de déterminer l'activité surfacique des sols de la centrale, plusieurs mesures ont été effectuées :

- 6 frottis de 100 cm^2 au niveau du pressuriseur et de la tape du pressuriseur,
- 4 frottis de 100 cm^2 au niveau de la piscine-sol et parois,
- 4 frottis de 100 cm^2 au niveau d'un générateur de vapeur, en phase humide puis en phase sèche,
- 2 frottis de 100 cm^2 sur le presse-joint, en phase sèche.

Concernant la détermination de l'activité volumique dans l'enceinte du bâtiment réacteur, plusieurs prélèvements sur des filtres de diamètre 105 mm ont été effectués avec un appareil de prélèvement atmosphérique (APA) type Staplex/Radeco dont le débit était de $1 m^3.min^{-1}$:

- 1 prélèvement d'aérosols de $1 m^3$ au niveau du trou d'homme du pressuriseur en phase humide,
- 1 prélèvement d'aérosols de $10 m^3$ au niveau du trou d'homme du pressuriseur en phase sèche,
- 2 prélèvements d'aérosols de $10 m^3$ au fond et au bord de la piscine du bâtiment réacteur avec peu d'intervenants,
- 2 prélèvements d'aérosols de $10 m^3$ au niveau d'un générateur de vapeur, en phase humide et en phase sèche.

L'analyse de ces différents échantillons révèle la présence de 29 isotopes. Parmi ces isotopes, les radionucléides que l'on retrouve dans les prélèvements d'air sont ^{51}Cr , ^{54}Mn , ^{57}Co , ^{58}Co , ^{60}Co , ^{95}Zr , ^{95}Nb , ^{242}Cm , $^{243+244}Cm$, ^{238}Pu , ^{239}Pu et ^{240}Pu . L'utilisation d'un impacteur (Dekati PM10), dont le débit de prélèvement est de $9,8 L.min^{-1}$, a permis d'accéder au diamètre aérodynamique médian en activité de ces radionucléides, qui est de l'ordre de $1 \mu m$. Les écarts-types géométriques des distributions granulométriques varient entre 1,6 et 8 selon les radionucléides. Les auteurs attribuent les valeurs élevées des écarts-types géométriques à la durée élevée d'échantillonnage (environ 13 heures).

A noter que les différents frottis ont été réalisés avant l'étape de décontamination des différents composants, ce qui donne une valeur majorant la concentration surfacique. En effet, après décontamination, cette valeur sera alors plus faible. De plus, les prélèvements d'air ont été effectués en présence de peu de personnes au sein du bâtiment réacteur, minimisant la concentration volumique que l'on peut rencontrer en cas de forte activité humaine. Il faut également souligner le fait que le taux de renouvellement R ou le débit de ventilation Q n'ont pas été renseignés par les auteurs.

A l'issue de cette expérimentation, la valeur moyenne du facteur de mise en suspension est de $1,2 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1}$.

Par ailleurs, lorsque l'on s'intéresse aux valeurs répertoriées dans la littérature concernant les facteurs de remise en suspension pour différents scénarii, on constate que celles-ci sont comprises entre 10^{-10} m^{-1} et 10^{-2} m^{-1} (cf. Figure 9 issue de Sehmel (1980)). Ces valeurs de facteur de remise en suspension sont fortement liées au scénario considéré. Ainsi, pour le scénario de la marche, les valeurs de facteur de remise en suspension sont comprises entre 10^{-6} m^{-1} et 10^{-2} m^{-1} (cf. Figure 9 issue de Sehmel (1980)).

Références utilisées par IRSN

Concernant les références considérées par l'IRSN, celles-ci se basent sur différentes études impliquant le scénario de la marche et sont référencées dans la base de données interne BADIMIS (version 3.0). Dans cette partie nous allons parler des deux études les plus importantes impliquant le scénario de la marche.

La première étude est celle de Brunskill (1964). Cette étude se base sur des mesures dans un local avec une activité humaine. La taille ainsi que la nature de la contamination utilisée lors de cette étude ne sont pas renseignées. La première série d'expériences est réalisée sans ventilation et concerne uniquement le scénario de changement de tenue. La deuxième série d'expériences est réalisée dans un local ventilé avec un taux de renouvellement d'air $R = 9 \text{ h}^{-1}$ et implique le scénario de la marche. Durant cette deuxième série d'expériences, il est demandé à des personnes (entre 4 et 6 personnes) de marcher pendant 20 minutes. Les valeurs obtenues pour le scénario de la marche sont comprises entre $1,2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1}$ et $3,7 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$. Les facteurs de remise en suspension sont calculés en mesurant l'activité au sol, à l'aide d'une sonde AP3, mais également dans l'air à deux hauteurs différentes (0,47 m et 1,40 m) avec un débit d'air de 100 l/min^{-1} au travers d'un filtre de 5,8 cm de diamètre.

La deuxième étude est celle réalisée par Jones et Pond (1964) dont les travaux sont exclusivement basés sur le scénario de la marche. En effet, cette étude a permis de déterminer des valeurs de facteur de remise en suspension de contaminants radioactifs (oxyde de plutonium) et cela pour deux vitesses de marche comme le montre la Figure 8. Les expériences ont été réalisées dans un local ventilé dont le taux de renouvellement d'air R était de 10 h^{-1} . Le diamètre médian en nombre des particules utilisées est de $5 \mu\text{m}$ et le diamètre médian en activité est de $14 \mu\text{m}$. Les auteurs précisent que cette valeur est issue d'un comptage sur 200 particules uniquement. Les concentrations volumiques sont déterminées grâce à des prélèvements positionnés à 5 hauteurs différentes entre 14 cm et 175 cm.

Les résultats présentés par la Figure 8 montrent que les facteurs de remise en suspension obtenus pour les particules d'oxyde de plutonium sont compris entre 10^{-5} m^{-1} et 10^{-4} m^{-1} pour des fréquences de pas comprises entre 14 et $36 \text{ pas} \cdot \text{min}^{-1}$.

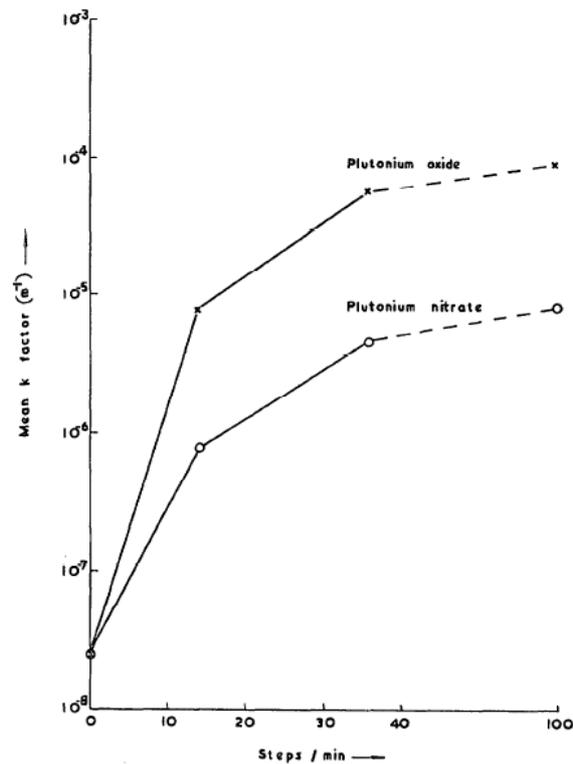


Figure 8 : Facteur de remise en suspension pour l'oxyde de plutonium et le nitrate de plutonium

L'étude de Jones et Pond (1964) a longtemps fait foi dans le domaine de la radioprotection avant d'être critiquée par le rapport NUREG-1720 de la NRC (2002) considérant que les conditions expérimentales n'étaient pas complètement représentatives de celles des installations nucléaires. En effet, Jones et Pond (1964) utilisent des surfaces spécifiques (lino poli et ciré), qui ne sont pas représentatives de la majorité des installations nucléaires. De plus, la NRC considère que les questions liées au vieillissement du dépôt n'ont pas été abordées. Enfin, la NRC considère que les valeurs de concentrations volumiques sont majorées étant donné qu'elles prennent en compte des valeurs de concentration proche du sol, où la concentration est plus élevée que celle que l'on peut rencontrer à hauteur d'homme. Néanmoins, les valeurs obtenues par cette étude restent proches de celles obtenues par des études similaires pour le même scénario de marche (cf. Figure 9).

On notera toutefois qu'il n'est pas possible de vérifier la pertinence du commentaire fait par la NRC du fait que les mesures de concentration à chaque hauteur de prélèvement ne sont pas présentées dans l'étude de Jones et Pond (1964).

Références générales

Lorsque l'on se réfère à la synthèse bibliographique réalisée par Sehmel (1980), il est constaté qu'il existe différentes valeurs de facteur de remise en suspension dépendantes du scénario considéré. Comme le montre la Figure 9, lorsque l'on s'intéresse uniquement au scénario de la marche (surligné en jaune), on constate que les facteurs de remise en suspension sont compris entre 10^{-6} m^{-1} et 10^{-2} m^{-1} .

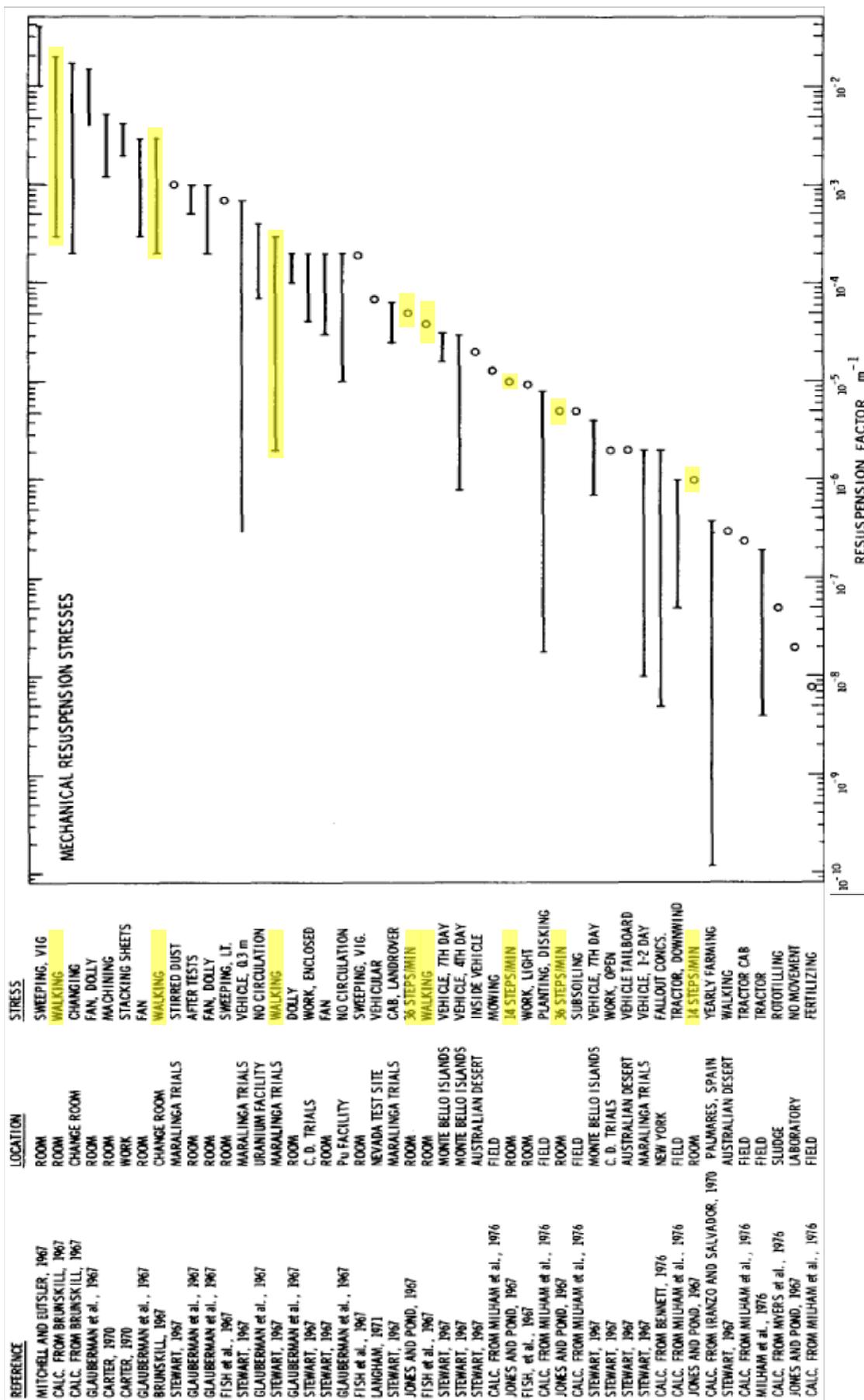


Figure 9 : Facteurs de remise en suspension (Sehmel (1980))

Comme on a pu le voir (cf. équation (2.2.1-6)), le facteur de remise en suspension F_{MeS} se base sur la concentration surfacique mais également sur la concentration volumique qui est une grandeur dépendante du volume mais également du taux de renouvellement d'air du local considéré. Ainsi, une mesure ponctuelle de la concentration volumique peut d'une part être non représentative de la valeur globale au sein du local, d'autre part peut varier en fonction du débit d'air dans le local, valeur non renseignée dans plusieurs études utilisant le facteur de remise en suspension. Ainsi, dans le cas d'une répartition non homogène de la contamination, une mesure de la concentration ou de l'activité volumique des particules trop proches du point d'émission donnera des valeurs plus élevées qu'une mesure faite loin de ce point.

C'est pourquoi, malgré l'utilisation du facteur de remise en suspension F_{MeS} dans les études de référence, c'est le taux de remise en suspension T_{MeS} , exprimant le terme source de particules lié à la marche, qui sera utilisé pour les expériences à l'échelle réelle (cf. paragraphe 4.3).

2.2.3 Cas du palet

Différents travaux se sont intéressés au cas spécifique de la marche en essayant de modéliser une chaussure en approche par rapport au sol.

2.2.3.1 Zhang *et al.* (2008)

L'étude la plus intéressante pour nos travaux de recherche reste celle réalisée par Zhang *et al.* (2008). En effet, les auteurs s'intéressent particulièrement à la marche et à ses effets sur la remise en suspension. Ils font la distinction entre l'avant et le talon de la chaussure comme le montre la Figure 10.

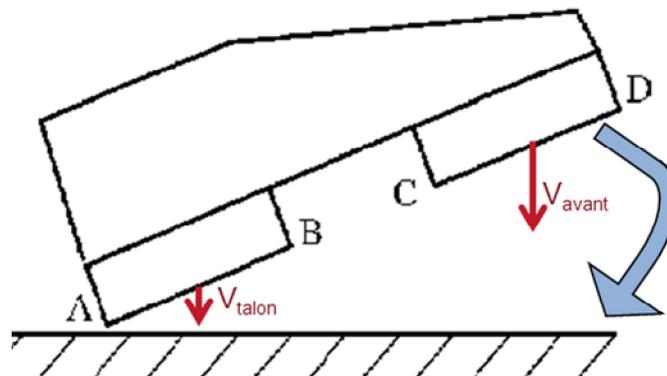


Figure 10 : Schéma d'une chaussure en phase d'approche, Zhang *et al.* (2008)

La vitesse de rotation de la chaussure est la vitesse angulaire du plan reliant les point A et D. Comme le montre la Figure 10, même si le talon et l'avant de la chaussure appartiennent au même plan, en raison de leur distance par rapport au point A la vitesse moyenne d'approche du talon (dirigée vers le sol, cf. Figure 10) sera différente de celle de l'avant de la chaussure.

Zhang *et al.* (2008) font référence aux travaux de Cham et Redfern (2002), qui estiment la vitesse moyenne de rotation de la chaussure à $110^{\circ} \cdot s^{-1}$ en phase d'approche. Ils estiment que la vitesse de rotation lors du décollement de la chaussure est deux fois plus élevée que lors de la phase d'approche ; soit une vitesse moyenne de $220^{\circ} \cdot s^{-1}$ lors de la phase de décollement.

Chaque partie de la chaussure a été représentée par un disque, mais avec une vitesse d'approche différente afin de représenter au mieux les conditions de la chaussure lors de la marche.

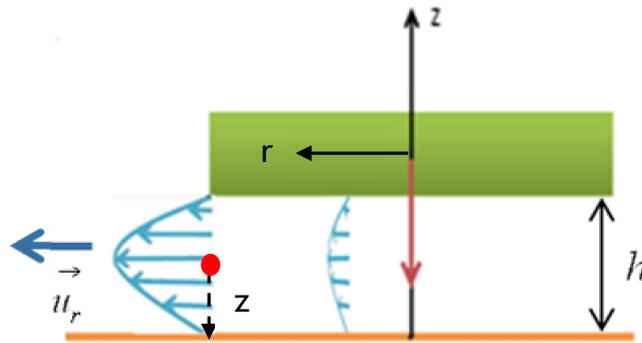


Figure 11 : Schéma d'un palet en approche du sol

Comme le montre la Figure 11, Zhang *et al.* (2008) étudient le cas de deux surfaces parallèles en phase d'approche. Néanmoins, les auteurs se basent sur les vitesses angulaires de la chaussure pour donner au palet un ordre de grandeur proche de la réalité. En faisant l'hypothèse d'un écoulement laminaire et stationnaire sans effet de bord, les auteurs proposent alors une relation liant la vitesse radiale sous la chaussure à la vitesse d'approche du palet :

$$u_r = \frac{3 \cdot r \cdot V_f \cdot (z \cdot h - h^2)}{h^3}, \quad (2.2.3-1)$$

où r est le rayon du palet, h la hauteur du palet à un instant t , z la hauteur par rapport au sol du point de calcul de la vitesse radiale ($0 < z < h$) et V_f la vitesse d'approche du palet.

La vitesse maximale est obtenue pour $z = 0,5 h$: $u_r^{\max} = \frac{1}{4} \frac{3 \cdot r \cdot V_f}{h}$.

Zhang *et al.* (2008) obtiennent de façon analytique des estimations de vitesses distinctes pour l'avant de la chaussure et pour le talon, comme le montrent les données suivantes :

$$\begin{cases} v_{\text{talon}}^{\text{approche}} = 0,1 \text{ m/s} \\ v_{\text{avant}}^{\text{approche}} = 0,5 \text{ m/s} \end{cases} \quad \begin{cases} v_{\text{talon}}^{\text{décollement}} = 0,03 \text{ m/s} \\ v_{\text{avant}}^{\text{décollement}} = 0,07 \text{ m/s} \end{cases}$$

On remarque ici que les vitesses de décollement sont inférieures à celles de la phase d'approche, ce qui semble en contradiction avec les vitesses de rotation angulaire obtenues par Redfern (2002). En effet, ces calculs sont faits au début de la rotation du talon et de l'avant de la chaussure. Les auteurs considèrent, qu'à cet instant, la vitesse de rotation représente $1/36^{\text{ème}}$ de la vitesse maximale pour le talon et $1/6^{\text{ème}}$ de la vitesse maximale pour l'avant de la chaussure.

A partir de ces vitesses, les auteurs peuvent définir une « zone d'influence » dans laquelle les particules peuvent être mobilisées. En effet, d'après l'équation (2.2.3-1), on voit qu'il y a un lien direct entre la vitesse d'approche de la chaussure (V_f) et la vitesse radiale u_r responsable du détachement des particules. La zone de détachement peut être définie à partir du rayon critique de détachement : r^c .

La Figure 12 illustre la zone de détachement (zone grise) qui représente la zone où les particules d'une certaine taille se sont détachées.

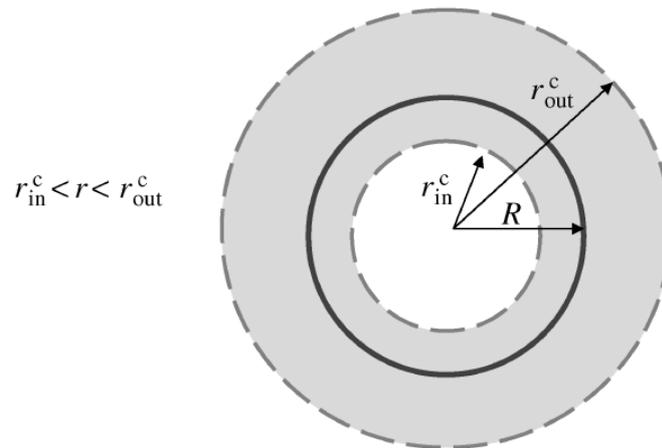


Figure 12 : Schéma du disque de rayon $R = 5$ cm et de la zone de détachement (zone grise), Zhang *et al.* (2008)

Grace à un bilan de forces, les auteurs déterminent analytiquement à la fois la zone de détachement mais également la zone où les particules sont remises en suspension. En effet, ils font une distinction entre ces deux notions. Une particule est considérée comme détachée lorsqu'elle a quitté sa position initiale. En revanche, une particule est considérée comme remise en suspension lorsque cette dernière quitte la surface et est portée par le fluide.

La Figure 13 représente l'évolution du rayon critique de détachement r^c en fonction du diamètre des particules. Comme on peut le voir sur cette figure, plus le diamètre des particules augmente, plus le rayon critique de détachement externe r_{out}^c est grand. En ce qui concerne le rayon critique de détachement interne r_{in}^c , ce dernier diminue lorsque la taille des particules augmente. Cela veut donc dire que la zone de détachement des particules est plus importante pour les grosses particules que pour les petites. Ceci est dû aux forces d'adhésion qui sont relativement moins importantes pour les petites particules.

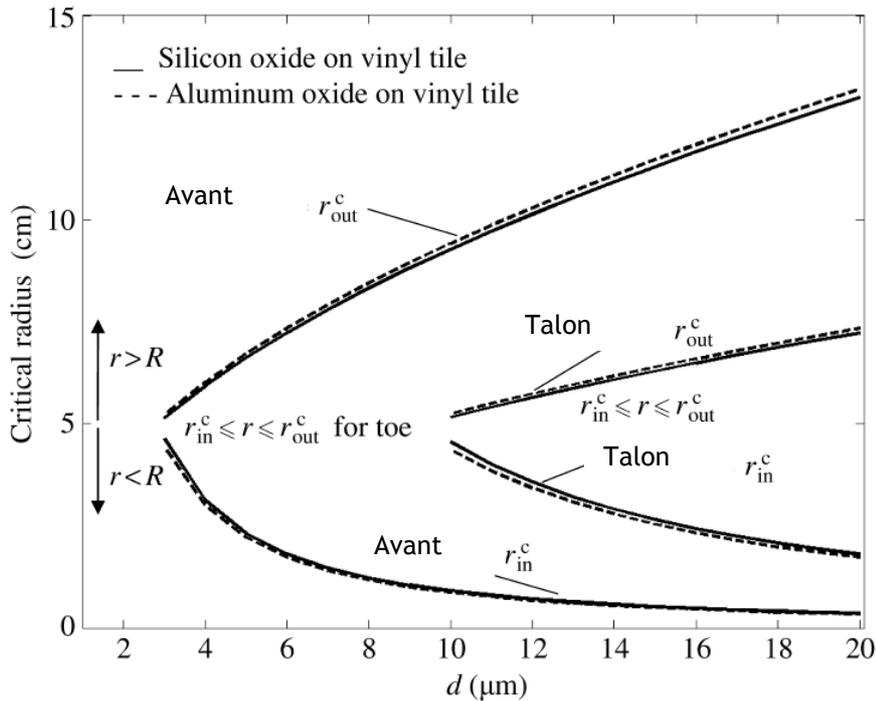


Figure 13 : Evolution du rayon critique de détachement en fonction du diamètre des particules, Zhang *et al.* (2008)

La Figure 14 représente l'évolution du rayon de remise en suspension r^s en fonction du diamètre des particules. Ce rayon concerne les particules qui sont remises en suspension et non celles qui sont uniquement détachées de leur position initiale. Les tendances pour les rayons critiques de remise en suspension interne et externe sont identiques à celles observées pour la Figure 13. Néanmoins, à partir d'un certain diamètre de particule (ici à partir de $d_p = 7 \mu\text{m}$ pour les particules de silice), le rayon de remise en suspension est constant. On peut expliquer cela par la taille des particules, qui, sous l'effet de l'écoulement d'air, sont détachées de leur position initiale (cf. Figure 13), mais ne suivent pas l'écoulement et donc ne sont pas remises en suspension.

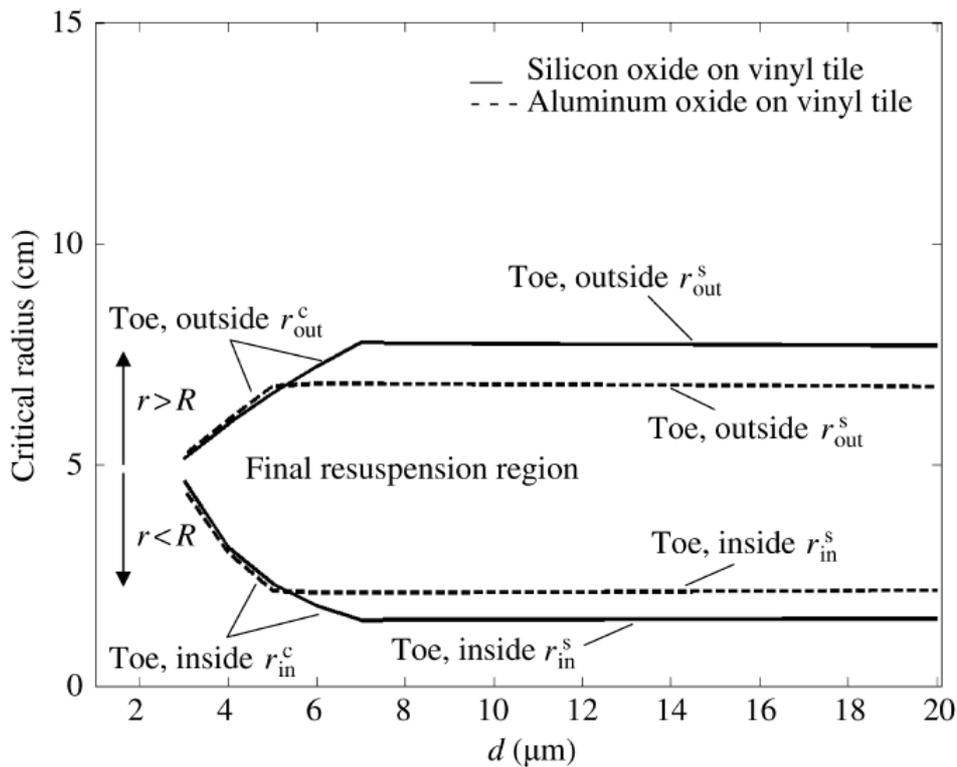


Figure 14 : Evolution du rayon de remise en suspension en fonction du diamètre des particules, Zhang *et al.* (2008)

En comparant ces deux figures, on constate que $r^c > r^s$, ce qui implique que la remise en suspension d'une particule débute par une phase de roulement avant qu'elle ne se détache de la surface dans un second temps. Ces travaux mettent également en relief le fait que toutes les particules détachées ne sont pas remises en suspension. En effet, la comparaison des deux figures (cf. Figure 13 et Figure 14) met en évidence une zone où les « grandes » particules ($d_p > 7 \mu\text{m}$ pour la silice) sont soumises à un écoulement capable de les détacher mais insuffisant pour les remettre en suspension.

Lorsqu'on compare l'évolution du rayon critique de remise en suspension entre les particules d'alumine et de silice (cf. Figure 14), on constate que r_{Silice}^s est plus important que r_{Alumine}^s . Cela peut s'expliquer par la différence de vitesse de sédimentation. En effet, la masse volumique de l'alumine ($\rho(\text{Al}_2\text{O}_3) = 3,97 \text{ g.cm}^{-3}$) étant supérieure à celle de la silice ($\rho(\text{silice}) = 2,5 \text{ g.cm}^{-3}$), les diamètres aérodynamiques de ces deux types de particules sont différents, et par conséquent, la vitesse de sédimentation des particules est plus importante que celle de la silice.

2.2.3.2 Travaux de Kubota *et al.*

Les travaux de Kubota *et al.* (2007) déterminent l'écoulement de l'air sous un disque par PIV (Particle Image Velocimetry). Les auteurs réalisent l'expérience d'un disque plat en approche d'une surface (cf. Figure 15) ; puis, dans un second temps, en phase d'éloignement de la surface (cf. Figure 16). Lors de la phase d'approche, on remarque expérimentalement (par PIV) la formation d'un vortex qui est responsable du transport et donc du maintien en suspension de particules éjectées par le jet d'air sous le disque (cf. Figure 15_c). Les images PIV confirment l'existence du jet lors de l'approche du disque mais également celle du vortex (cf. Annexe 1).

Les images observées sur la Figure 15 et la Figure 16 représentent un suivi du déplacement du disque grâce au rapport entre h , la hauteur entre le disque et le sol, et D , le diamètre du disque. La vitesse du disque est de $1,875 \text{ m.s}^{-1}$ lors de la phase d'approche et de $1,725 \text{ m.s}^{-1}$ lors de la phase de décollement. Les particules utilisées pour cette expérience sont des particules de céramique ($\rho = 2500 \text{ kg.m}^{-3}$) de diamètre moyen égal à $8 \mu\text{m}$ ($d_p = 1 - 12 \mu\text{m}$). Ces particules ont été uniformément déposées sur la surface et la concentration surfacique est de $5,6 \text{ mg.cm}^{-2}$.

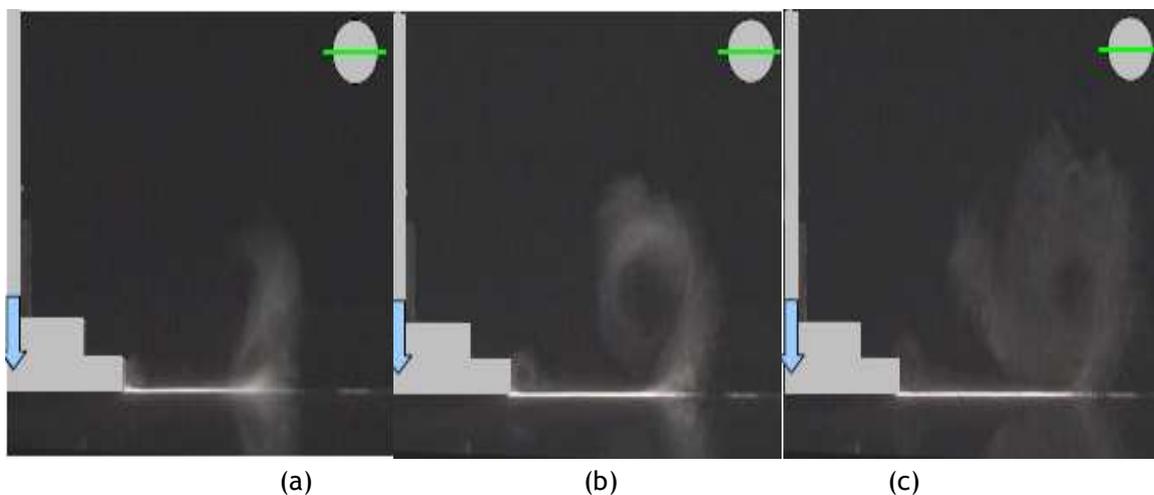


Figure 15 : Images PIV du disque en phase d'approche avec $h/D = 0,019$ à $t = 3,69 \text{ s}$ (a) et $h/D = 0,0007$ pour $t = 4,52 \text{ s}$ (b) et $t = 5,33 \text{ s}$ (c), Kubota *et al.* (2007)

Lors du décollement du disque (cf. Figure 16), une dépression est créée mettant ainsi les particules en suspension uniquement sous le disque. Seul le vortex permet d'éjecter les particules en suspension en dehors de la zone du mouvement vertical du disque.

Les vitesses de frottement u^* en proche paroi obtenues par PIV sont de 1 m.s^{-1} . Cela reste en concordance avec les résultats obtenus par Khalifa et Elhadidi (2007) (cf. paragraphe 2.3.1). En effet, pour des particules dont le diamètre varie entre $5 \mu\text{m}$ et $15 \mu\text{m}$, les vitesses de frottement critiques u_c^* sont de l'ordre de 1 m.s^{-1} (cf. Figure 24). Ainsi, les particules sont remises en suspension.

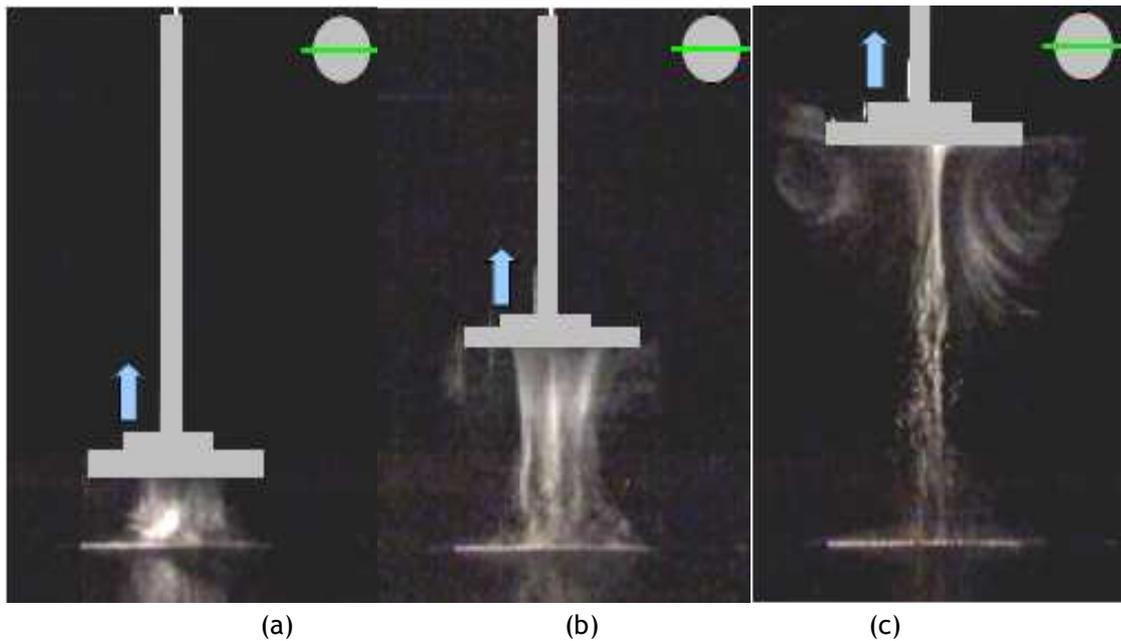


Figure 16 : Images PIV du décollement du disque avec $h/D= 0,45$ (a), $h/D = 1,17$ (b) et $h/D = 1,86$ (c), Kubota *et al.* (2007)

Le même type d'expériences a été réalisé (Kubota et Higushi (2013)) pour le cas d'une chaussure en approche de façon verticale (pas de rotation) vers le sol avec une vitesse de $1,875 \text{ m.s}^{-1}$. Le sol étant initialement ensemené de particules ($d_p = 8 \mu\text{m}$), cela génère une dispersion de la poudre.

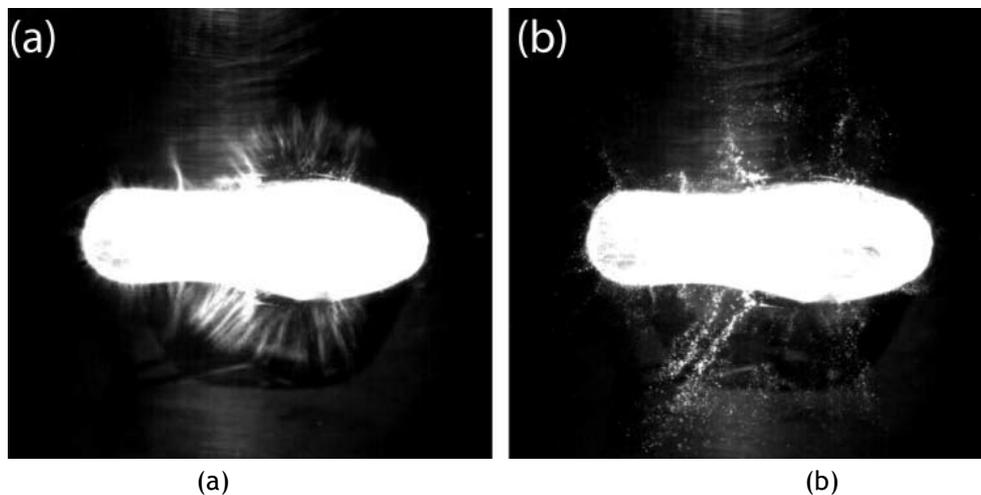


Figure 17 : Visualisation des particules sous la chaussure : (a) à l'instant du contact ($t = 3,75 \text{ s}$) ; (b) à la fin de l'expérience ($t = 65 \text{ s}$) [Kubota et Higuchi (2013)]

Comme on peut le remarquer sur la Figure 17, les particules sont chassées en dehors de la surface de contact chaussure/sol. De plus, ces particules sont expulsées latéralement plutôt que vers l'avant de la chaussure.

Cela constitue un résultat contre-intuitif qu'il sera important de valider ou d'infirmer. En effet, du fait de la forme allongée de la chaussure, les vitesses les plus importantes sont censées se retrouver à l'avant de la chaussure et c'est donc à cet endroit que l'on est censé retrouver le plus de particules expulsées.

2.2.4 Cinématique de la marche

2.2.4.1 Etude expérimentale

Eisner *et al.* (2010) mettent en place un dispositif expérimental reproduisant cette fois-ci une chaussure capable de décrire la trajectoire effective lors de la marche. Une illustration du dispositif est donnée par la Figure 18. Cette étude s'intéresse à la remise en suspension de particules de taille variant entre 1 μm et 10 μm de diamètre.

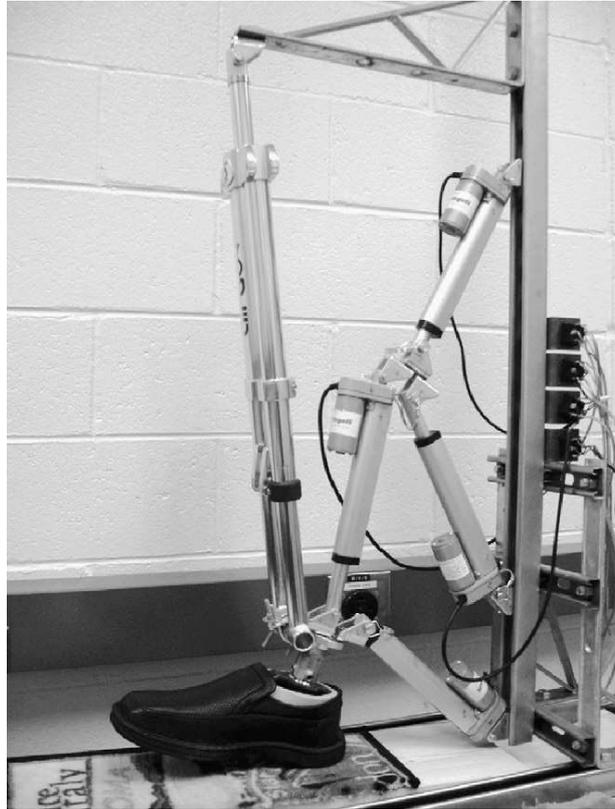


Figure 18 : Pied mécanique reproduisant la marche humaine [Eisner *et al.* (2010)]

Comme on peut le voir sur la Figure 19_a, un « mur de particules » (signalé par un cercle rouge sur la Figure 19) se forme sous la chaussure. En effet, sous l'effet de la dépression créée par le soulèvement de la chaussure, l'air s'écoule de façon rapide dans l'espace entre cette dernière et le sol, mettant ainsi en suspension une grande quantité de particules. La formation du « mur » révèle la présence d'un écoulement à front plat de l'air caractéristique d'un écoulement turbulent. Comme on peut le voir sur l'évolution des images de la Figure 19 (de a à e), les particules migrent vers l'avant de la chaussure au fur et à mesure que le talon se décolle. Ainsi, contrairement au décollement vertical, les quantités de particules qui sont transportées se redéposent dans ce cas précis car la chaussure ne se décolle pas complètement du sol, force le dépôt des particules.

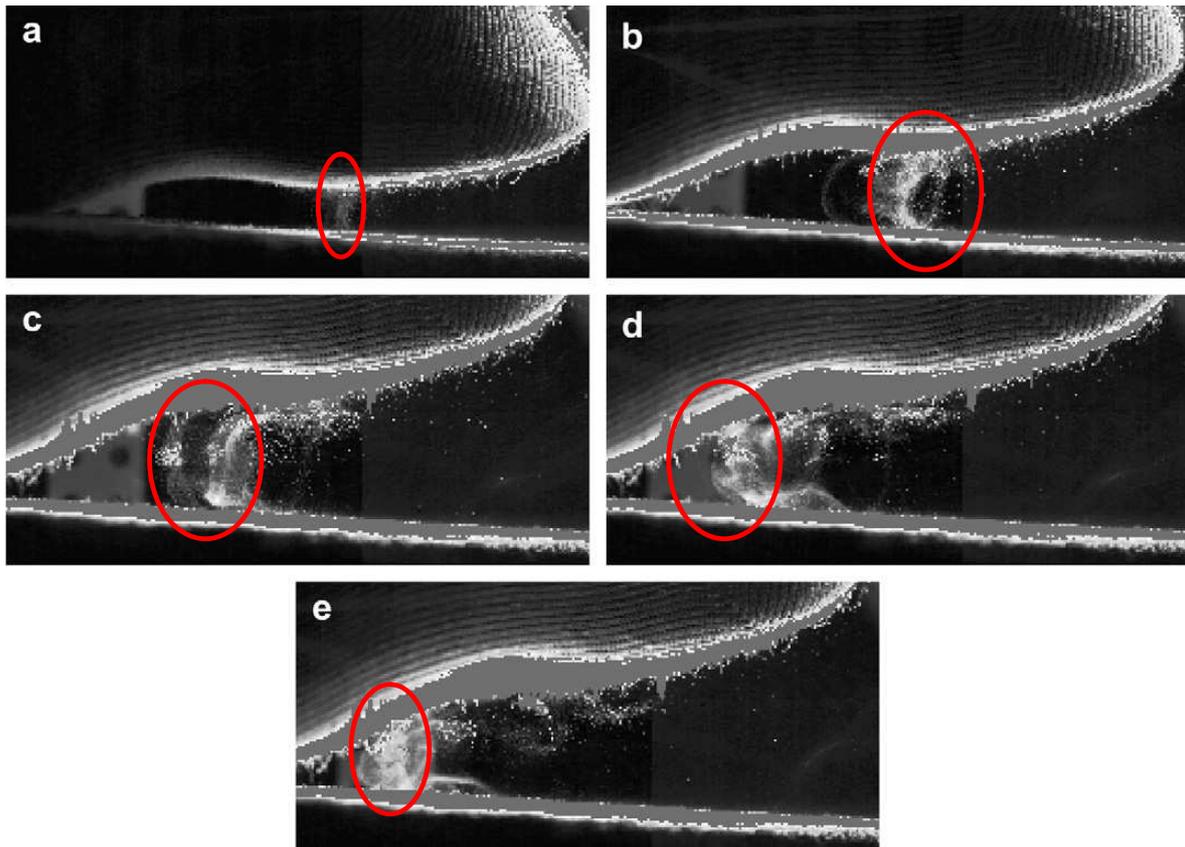


Figure 19 : Evolution des aérosols sous la chaussure lors du soulèvement [Eisner *et al.* (2010)]

Cependant, il a été également montré lors de cette étude, que la marche a tendance à favoriser la dispersion des particules. En effet, des particules disposées sur une faible surface au niveau du talon se retrouvent entraînées par l'écoulement jusqu'à l'avant de la chaussure pour une partie et remise en suspension pour une autre partie. De plus, les auteurs attribuent une part de la remise en suspension des particules aux vibrations que transmet la chaussure au sol lors de la marche. Les travaux de Gomes *et al.* (2007) confirment l'importance de ce paramètre sur la remise en suspension des particules.

Certaines expériences ont été réalisées avec des « sur-chaussures » afin d'étudier l'influence de la rugosité de la chaussure sur la remise en suspension. Ces expériences ont montré que ces équipements ont tendance à diminuer la proportion de particules entraînées vers l'avant de la chaussure. Cela signifie que la rugosité de la chaussure influence la remise en suspension. Néanmoins, les auteurs supposent que les particules ayant adhéré à la surface des « sur-chaussures » peuvent être remises en suspension lorsque la chaussure va décrire le mouvement d'approche vers le sol. Il est donc nécessaire de bien distinguer le cas de la marche avec des « sur-chaussures » de celui avec des chaussures uniquement.

Cette étude ne décrit pas le comportement des particules une fois que la chaussure quitte le sol afin de réaliser un nouveau cycle approche-détachement. Il est donc nécessaire de voir le comportement des particules en suspension à l'avant de la chaussure lorsque celle-ci quitte le sol.

2.2.4.2 Etude numérique

Une étude récente réalisée par Choi *et al.* (2012) a permis de suivre le mouvement d'un pied nu sur une moquette et, en intégrant le modèle de remise en suspension Rock'n'Roll (cf. paragraphe 2.3.3.3) aux simulations numériques, de suivre l'évolution des particules sous le pied.

Les auteurs se sont intéressés à des tailles de particules comprises entre 1 μm et 10 μm dont la distribution des forces d'adhésion normalisées f_a' est donnée par le graphe de la Figure 20. En effet, la force d'adhésion est normalisée par la force d'adhésion JKR, F_{JKR} . Ce graphe donne en abscisse la valeur des forces d'adhésion normalisées et en ordonnée la probabilité d'occurrence de cette force pour un diamètre de particule donné. Les distributions des forces sont calculées à partir de l'équation (2.3.3-5) en prenant en compte la corrélation de Biasi *et al.* (2001) (cf. équation (2.3.3-6)) et tiennent compte de la rugosité de surface.

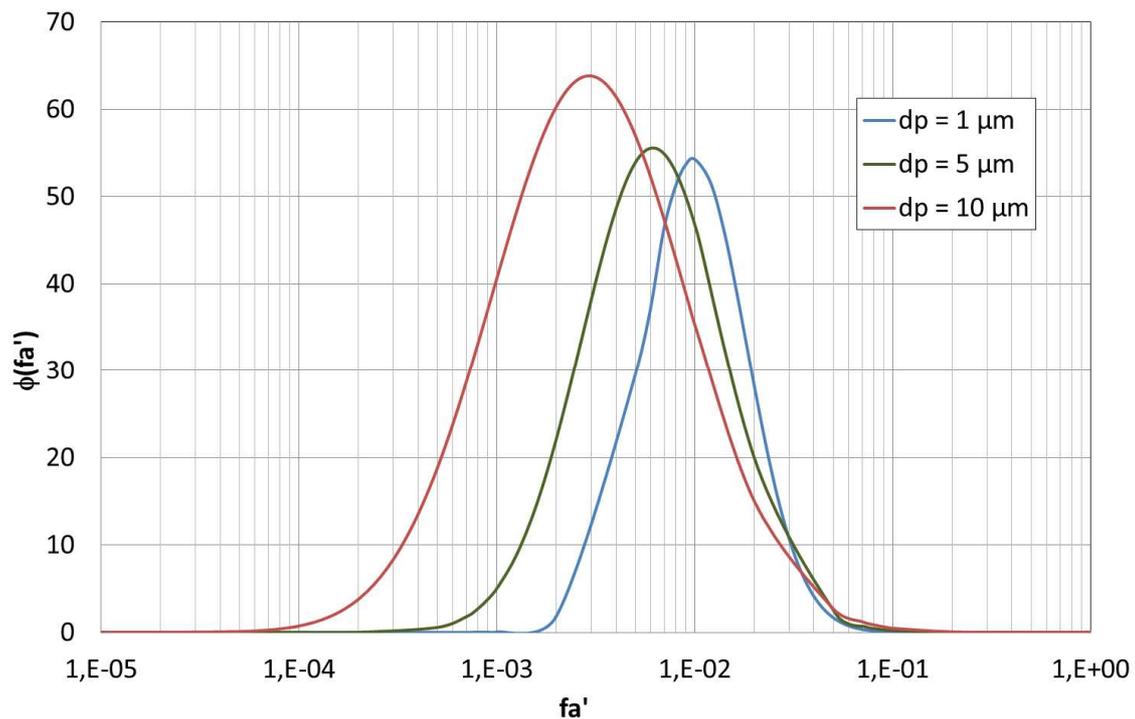


Figure 20 : Distribution des forces d'adhésion des particules normalisées par F_{JKR} considérée par Choi *et al.* (2012)

Comme on peut le voir sur la Figure 20, où les calculs de forces ont été effectués pour une particule d'alumine ($\gamma = 0,56 \text{ J.m}^{-2}$), on remarque que plus la taille des particules diminue, plus la force d'adhésion moyenne normalisée augmente. En effet, on obtient une force d'adhésion normalisée moyenne $f_a' = 10^{-2}$ pour $d_p = 1 \mu\text{m}$, contre $f_a' = 2,5 \cdot 10^{-3}$ pour $d_p = 10 \mu\text{m}$.

Afin de réaliser leurs simulations, les auteurs se basent sur un code de calcul CFD (*Computational Fluid Dynamic*) et y intègre le modèle Rock'n'Roll. Les auteurs utilisent la méthode de calcul numérique « solide immergé » (cf. paragraphe 5.1.2) afin de modéliser le déplacement du pied. De plus, la quantité de particules initialement déposée est répartie sur les mailles occupées par la moquette. La quantité de particules remises en suspension est modélisée par un terme source (flux sortant de la moquette) fonction du taux de remise en suspension. Un terme puits permet de modéliser le dépôt des particules, en tenant compte de la diffusion Brownienne, de la gravité et de la convection. Le pas de temps utilisé pour ces simulations est pris égal à 10^{-3} s^{-1} . Le taux de remise en suspension dépendant du temps, les auteurs considèrent une valeur moyenne du taux de remise en suspension sur le pas de temps.

Les auteurs ont également fait varier d'autres paramètres comme la vitesse de rotation du pied, l'épaisseur de la moquette, ou encore la pénétration du pied.

Un exemple de résultat de simulation numérique est donné par la Figure 21. La concentration surfacique en particules est prise égale à 10^{-2} kg.m². Sur la Figure 21, les concentrations sont normalisées. Ainsi, la valeur maximale représente la valeur de concentration massique initiale. Les auteurs considèrent que les particules sont initialement uniformément réparties sur la moquette (cf. Figure 21_c). Comme on peut le voir sur cette figure, les particules remises en suspension sont essentiellement situées sous le pied de l'opérateur.

Les simulations montrent également que, plus la vitesse de rotation du pied augmente, plus la remise en suspension est importante. De plus, la pénétration du pied dans la moquette favorise la remise en suspension des particules. On observe également que plus l'épaisseur de la moquette est faible, plus la remise en suspension est importante.

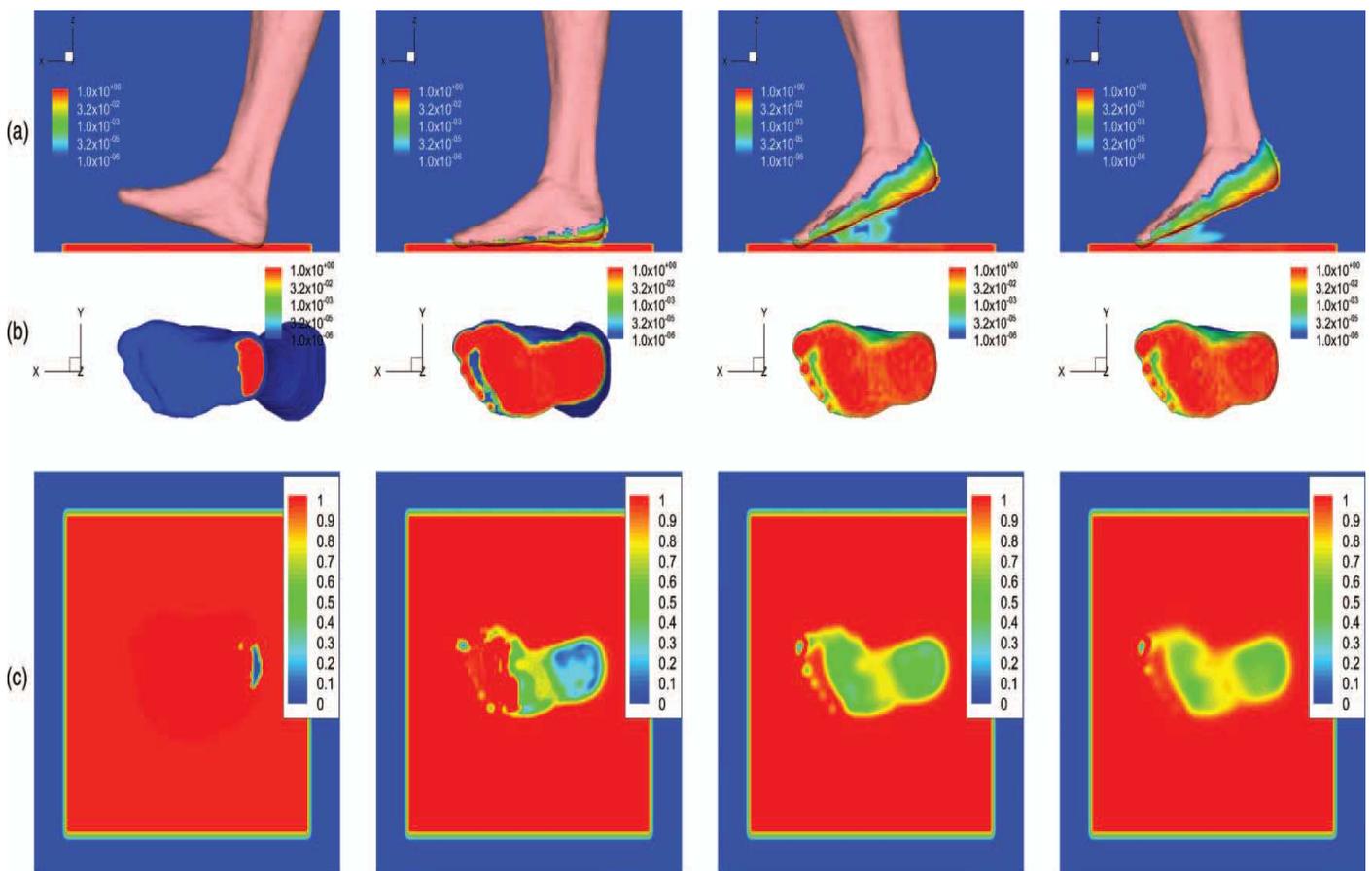


Figure 21 : Simulation numérique donnant la concentration de particules de 10 µm de diamètre dans l'air (a), au niveau de la surface du pied (b) et au niveau de la moquette (c), Choi *et al.* (2012)

Cette simulation montre l'entraînement des particules sous le pied de l'opérateur comme observé lors des expériences d'Eisner *et al.* (2010). Néanmoins, les auteurs remarquent qu'il n'y a pas de remise en suspension lors de la phase d'approche du pied. Les auteurs attribuent ce phénomène au fait que le pied rabat au sol les particules qui sont remises en suspension lors de cette phase. De plus, les résultats obtenus par simulation numérique sont plus élevés que ceux obtenus expérimentalement (Qian et Ferro, 2008). Les auteurs expliquent cet écart par le fait que les simulations ont été menées sur une période courte et intègrent uniquement la phase de remise en suspension des particules sans tenir compte de leur devenir (maintien en suspension ou dépôt des particules). Ce qui n'est pas le cas des expériences de Qian et Ferro (2008) qui font une mesure sur des temps longs et par conséquent ne comptabilisent que les particules qui restent en suspension.

Malgré les résultats intéressants et novateurs de ces travaux, il reste plusieurs questions auxquelles il faudrait répondre. Notamment, il serait intéressant d'utiliser une chaussure et non un pied et surtout voir le comportement des particules sur sol « dur » par rapport à la moquette utilisée par ces auteurs, sans oublier le fait que ces simulations se basent sur la corrélation de Biasi *et al.* (2001), qui ne tient pas compte des conditions (nature et rugosité du sol, nature et taille des particules...) que l'on peut rencontrer dans les bâtiments réacteurs. De plus, cette simulation ne montre pas de remise en suspension lors de la phase d'approche. Il est donc intéressant de mener des simulations qui permettent d'observer la remise en suspension des particules tout au long du cycle de la marche.

2.2.4.3 Etude expérimentale

Les expériences menées par Qian et Ferro (2008) ont permis d'étudier l'influence de plusieurs paramètres sur la remise en suspension tels que l'état du sol (moquette vieille ou neuve et sol en vinyle), le poids des opérateurs ou encore le nombre de pas. Pour cela, ils ont mené leurs expériences dans un local (cf. Annexe 2) et ont établi un protocole expérimental bien précis, comme le montre le Tableau 2.

Tableau 2 : Scénario des actions effectuées au sein du local expérimental étudié par Qian et Ferro (2008)

Temps (min)	Action
-30 - 0	chambre vide
0 - 5	marche
5 - 10	assis sans mouvement
10 - 15	assis en tapant des pieds
15 - 20	assis sans mouvement
20 - 25	assis en tapant des pieds
25 - 30	marche
30 - 90	chambre vide

Les auteurs ont fait participer plusieurs personnes de poids différents et leur ont demandé de marcher à des fréquences de pas différentes. La mesure expérimentale du taux de remise en suspension (cf. paragraphe 2.3.2) a été faite grâce à des collecteurs d'ambiance. En effet, les auteurs suivent la concentration des particules à différentes tailles pendant toute la durée des expériences. Connaissant la masse initialement déposée sur la surface, ils peuvent ainsi remonter au taux de remise en suspension. Néanmoins, en procédant ainsi, les auteurs font l'hypothèse d'un milieu parfaitement homogène.

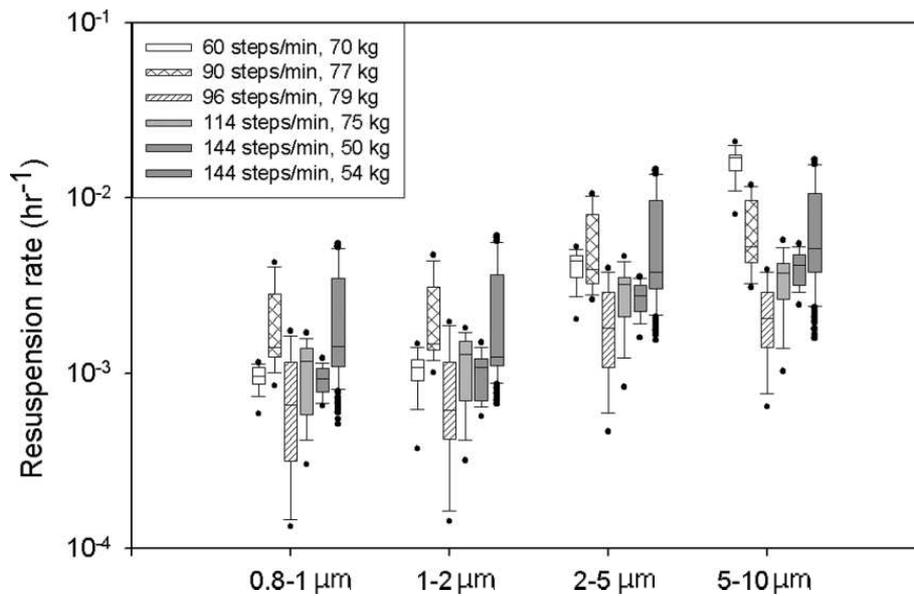


Figure 22 : Influence du poids et de la fréquence des pas sur le taux de remise en suspension, Qian et Ferro (2008)

La Figure 22 donne le taux de remise en suspension des particules suivant leur diamètre pour les différentes personnes. On constate qu'il n'y a pas de corrélation entre le poids et la remise en suspension des particules. Néanmoins, on peut clairement dire que plus le diamètre des particules est élevé, plus le taux de remise en suspension est élevé également. La relation entre la fréquence des pas et le taux de remise en suspension est difficile à établir à partir de cette figure, néanmoins on remarque que les taux de remise en suspension les plus élevés sont enregistrés pour les plus grandes fréquences de pas.

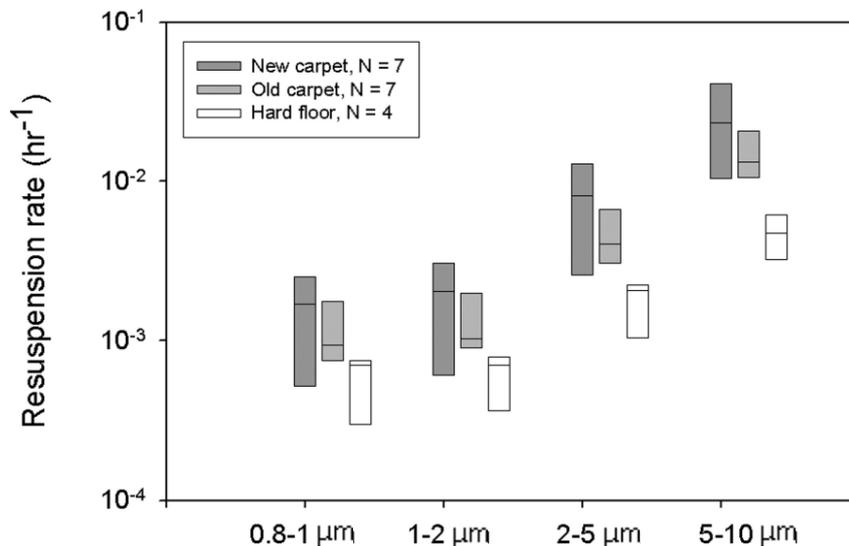


Figure 23 : Influence de la rugosité du sol sur la remise en suspension (N désigne le nombre d'essais par type de surface), Qian et Ferro (2008)

La Figure 23 confirme que le taux de remise en suspension augmente avec le diamètre. Elle souligne également le fait que plus le sol est rugueux (ici la moquette neuve est plus rugueuse qu'une moquette usée ou encore qu'un simple sol « dur » en vinyle), plus le taux de remise en suspension est élevé. Comme pour Gomes *et al.* (2007), l'influence de l'humidité n'a pas pu être établie expérimentalement.

2.3 Modèles de remise en suspension aéraulique

Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, la remise en suspension de particules dépend à la fois des forces d'adhésion mais également de l'écoulement d'air qui influence l'intensité des forces aérauliques. Il existe plusieurs modèles capables de simuler cette remise en suspension et qui peuvent être classés en deux catégories : les modèles basés sur des bilans de forces et ceux basés sur des bilans d'énergie. Néanmoins, certains auteurs définissent une vitesse critique de remise en suspension comme critère de référence.

2.3.1 Modèles basés sur une vitesse critique de remise en suspension

2.3.1.1 Khalifa et Elhadidi (2007)

Mädler et Koch (1997) proposent une étude expérimentale sur la chute d'un disque plat sur une surface plane, et montrent la présence d'un jet radial lorsque le disque atteint le sol. L'étude réalisée par Khalifa et Elhadidi (2007) développe un modèle de remise en suspension tout en se basant sur le même dispositif expérimental que Mädler *et al.* (1997). Ces auteurs déterminent la vitesse de frottement critique nécessaire pour décoller des particules de différents diamètres (cf. Figure 24) en se basant sur un bilan des forces exercées sur la particule et en y intégrant un facteur correctif $C_{PO} < 1$, qui permet de tenir compte de la rugosité de la surface. Ils définissent la vitesse de frottement critique comme étant la vitesse de frottement à partir de laquelle les particules, d'une taille donnée, sortent de leur position d'équilibre initiale. Ainsi, pour Khalifa et Elhadidi (2007), la remise en suspension d'une particule est effective à partir du moment où cette dernière quitte sa position d'équilibre initiale. Elle peut donc soit rouler sur la surface, soit être détachée de cette dernière et emportée par le fluide.

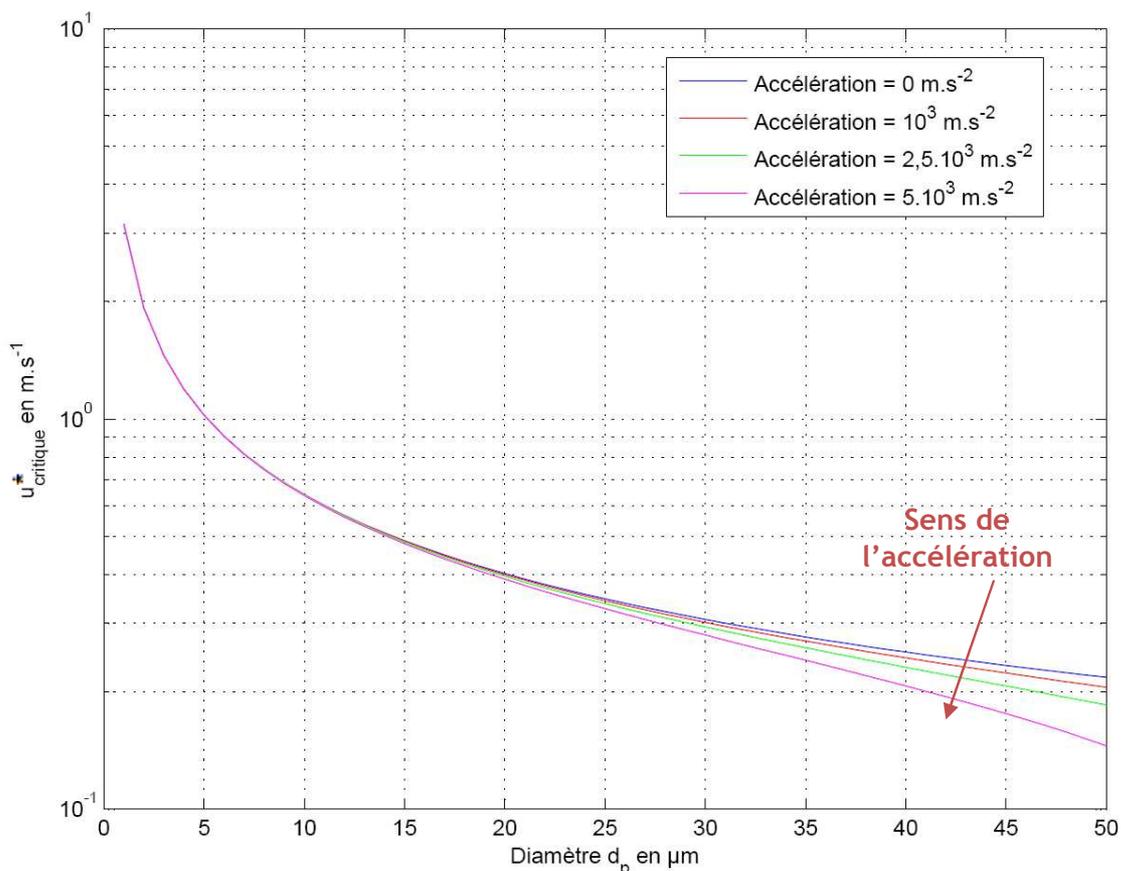


Figure 24 : Evolution de la vitesse de frottement critique pour la remise en suspension en fonction du diamètre des particules pour différentes accélérations (0 à 5000 m/s^2), Khalifa et Elhadidi (2007)

La Figure 24 montre également l'influence de l'accélération de l'écoulement sur la vitesse critique de détachement des particules exprimée par Khalifa et Elhadidi (2007) avec l'expression suivante :

$$u_{\text{critique}}^* = \left[0,357 \cdot C_u \cdot C_{p0} \cdot \frac{(W_A/d_p)^{4/3}}{\rho_f \cdot K^{1/3}} - 0,1052 \cdot d_p \cdot \frac{\partial u}{\partial t} \right]^{1/2}, \quad (2.3.1-1)$$

avec C_{p0} le facteur correctif prenant en compte la rugosité de surface (ici $C_{p0} = 0,1$),

$\frac{\partial u}{\partial t}$ l'accélération du fluide en $m.s^{-2}$,

K le critère d'élasticité,

W_A l'énergie surfacique d'adhésion en $J.m^{-2}$ (ici prise égale à $0,56 J.m^{-2}$ pour une particule d'aluminium sur de l'acier),

C_u le facteur de Cunningham.

Cette vitesse critique représente la vitesse minimale nécessaire pour détacher une particule de sa position de repos initiale.

Comme on peut le voir sur la Figure 24, plus le diamètre des particules est grand, plus la vitesse de frottement critique u_c^* nécessaire au détachement de cette particule est faible. En outre, plus l'accélération du disque et donc de l'écoulement est élevée (ici de 0 à $5000 m/s^2$), moins la vitesse de frottement critique est élevée. On peut donc en conclure que l'accélération du fluide a une influence sur la remise en suspension. Néanmoins, pour les particules de faible diamètre ($< 20 \mu m$), l'accélération n'a pas d'influence sur la vitesse de frottement critique.

2.3.1.2 Soltani et Ahmadi (1994)

D'autres types de travaux ont été menés par Soltani et Ahmadi (1994) qui se sont plutôt focalisés sur les vitesses critiques de détachement et de glissement des particules. Ces vitesses issues de leur modélisation sont répertoriées dans le Tableau 3.

Tableau 3 : Tableau récapitulatif des différentes vitesses de frottement critiques, Soltani et Ahmadi (1994)

		Modèle JKR	Modèle DMT	Modèle TPL
Flux Laminaire	Détachement	$u_c^* = 0,46 \left(\frac{Cu^{3/2} \cdot W_A^2 \cdot \pi^{1/2}}{\rho_f^{3/2} \cdot d_p^2 \cdot K^{1/2}} \right)^{1/3}$	non définie	$u_c^* = \left[\frac{0,28 \cdot Cu \cdot W_A}{\rho_f} \cdot \left\{ 0,5 \cdot \exp[-0,124 \cdot (\Pi - 0,01)^{0,439}] + 0,2 \cdot \Pi \right\} \sqrt{\frac{K_{20} \cdot z_0}{d_p^3}} \right]^{1/2}$
	Glissement	$u_c^* = 0,5 \left(\frac{Cu \cdot k \cdot W_A}{\rho_f \cdot d_p} \right)^{1/2}$	$u_c^* = 1,33 \times 0,5 \left(\frac{C \cdot k \cdot W_A}{\rho_f \cdot d_p} \right)^{1/2}$	$u_c^* = \left[\frac{0,34 \cdot Cu \cdot k \cdot W_A}{\rho_f \cdot d_p} \cdot \left\{ 0,5 \cdot \exp[-0,124 \cdot (\Pi - 0,01)^{0,439}] + 0,2 \cdot \Pi \right\} \right]^{1/2}$
Flux Turbulent	Détachement	$u_c^* = 0,5 \left(\frac{Cu^{3/2} \cdot W_A^2 \cdot \pi^{1/2}}{\rho_f^{3/2} \cdot d_p^2 \cdot K^{1/2}} \right)^{1/3} \times \left(2,43 + 0,07 \frac{d_p \cdot u_c^*}{v} \right)^{-1/2}$	non définie	$u_c^* = \left[\frac{0,32 \cdot Cu \cdot W_A}{\rho_f} \cdot \left\{ 0,5 \cdot \exp[-0,124 \cdot (\Pi - 0,01)^{0,439}] + 0,2 \cdot \Pi \right\} \times \sqrt{\frac{K_{20} \cdot z_0}{d_p^3}} \cdot \left(2,43 + 0,07 \frac{d_p \cdot u_c^*}{v} \right)^{-1} \right]^{1/2}$
	Glissement	$u_c^* = 0,64 \left(\frac{Cu \cdot k \cdot W_A}{\rho_f \cdot d_p} \right)^{1/2} \times \left(2,43 + 0,07 \frac{d_p \cdot u_c^*}{v} \right)^{-1/2}$	non définie	$u_c^* = \left[\frac{0,55 \cdot Cu \cdot k \cdot W_A}{\rho_f \cdot d_p} \cdot \left\{ 0,5 \cdot \exp[-0,124 \cdot (\Pi - 0,01)^{0,439}] + 0,2 \cdot \Pi \right\} \left(2,43 + 0,07 \frac{d_p \cdot u_c^*}{v} \right)^{-1} \right]^{1/2}$

Avec K_{20} critère de déformation donné par les expressions suivantes :

$$K_{20} = 0,885 \cdot [\exp(0,8 \Pi^{0,5}) - 1] \quad \text{pour } \Pi \leq 1,6$$

$$K_{20} = 0,735 \Pi^{0,178} + 0,52 \Pi \quad \text{pour } \Pi > 1,6$$

Le critère d'adhésion Π est donné par la relation suivante : $\Pi = \left[\frac{25 \cdot A \cdot d_p}{228 \cdot z_0^7 \cdot K^2} \right]^{1/3}$.

Les formules présentées dans le Tableau 3 utilisent les symboles suivants :

K représente le critère d'élasticité,

ρ_f la masse volumique du fluide,

C_u le facteur de Cunningham,

k le coefficient de friction, ici $k = 0,6$ pour le couple alumine-acier.

Les résultats obtenus lors de la remise en suspension de particules d'alumine sont donnés par le graphe de la Figure 25.

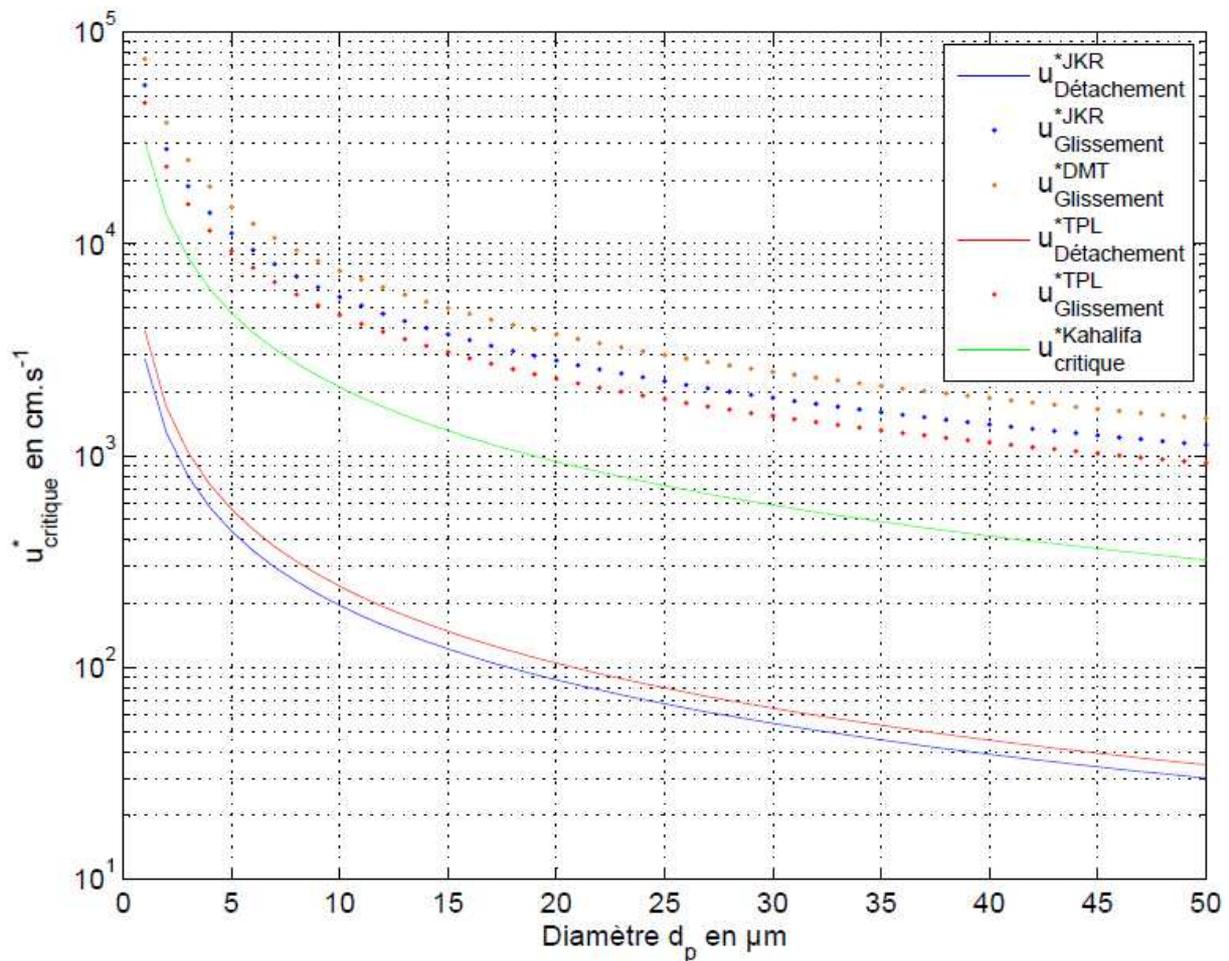


Figure 25 : Evolution de la vitesse de frottement critique en fonction du diamètre de particules lors de la remise en suspension de particules d'alumine en contact avec une surface en acier

La Figure 25 montre bien que $u_c^{*détachement} < u_c^{*glissement}$ pour les deux modèles JKR et TPL. En prenant le cas d'une particule sphérique de diamètre $d_p = 10 \mu m$, si la vitesse est de 10^2 cm.s^{-1} (1 m.s^{-1}), la particule reste dans sa position d'équilibre initiale. Si cette vitesse est de 10^3 cm.s^{-1} (10 m.s^{-1}), la particule sera détachée de sa position d'équilibre initiale. Néanmoins, pour que la particule roule sur la surface, il est nécessaire d'atteindre une vitesse de 50 m.s^{-1} .

Ainsi, Soltani et Ahmadi (1994) confirment que le mécanisme de remise en suspension d'une particule commence d'abord par une première étape de détachement puis par une seconde étape de glissement. Ils confirment ainsi que la force de portance seule ne peut suffire à détacher une particule.

En comparant ces vitesses à celle exprimée par Khalifa et Elhadidi (2007) donnée par la courbe verte pour une accélération nulle (cf. équation (2.3.1-1)), on constate que le détachement n'a pas lieu et que seul le glissement est possible.

2.3.2 Modèles basés sur un bilan de forces

2.3.2.1 Modèles statistiques

L'un des premiers modèles traitant de la remise en suspension a été proposé par Cleaver et Yates (1973). Ce modèle se base sur l'apparition occasionnelle d'un tourbillon (d'une turbulence) dans la couche limite, provoquant une forte augmentation de la force de portance permettant ainsi à la particule de vaincre les forces d'adhésion et d'être remise en suspension. La condition de remise en suspension est donnée par la relation suivante :

$$\tau_w \cdot d_p^{4/3} > \beta, \quad (2.3.2-1)$$

où β est une constante,

τ_w est la contrainte de cisaillement à la paroi.

Les auteurs ont pu définir une distance moyenne entre deux « turbulences » dans le sens de l'écoulement donné par la formule suivante : Longueur = $630 \cdot \nu_f / u^*$; mais également une distance entre deux turbulences dans le sens transverse à l'écoulement, donnée par la formule suivante : Largeur = $135 \cdot \nu_f / u^*$, où ν_f est la viscosité dynamique du fluide.

Ainsi, afin de connaître le temps t_{inter} , qui est le temps moyen séparant l'apparition de deux turbulences qui pénètrent de façon occasionnelle dans la sous-couche laminaire, Cleaver et Yates (1973) définissent une surface de contrôle ayant pour dimensions la longueur et la largeur séparant l'occurrence de deux tourbillons. t_{inter} est donné par la formule suivante : $t_{inter} = 75 \cdot \nu_f / u^{*2}$.

La fraction $f_R(t)$ de particules restantes est définie par le rapport entre le nombre des particules restantes sur la surface à un instant t , sur le nombre des particules initialement présentes.

Ainsi, les auteurs donnent une expression de la fraction $f_R(t)$ de particules restantes sur la surface :

$$f_R(t) = \left(1 - \frac{a \cdot (\pi/4) \cdot (20 \nu_f / u^*)^2}{135 \nu_f / u^* \times 630 \nu_f / u^*} \right)^{t/t_{inter}} = \left(1 - \frac{a}{270} \right)^{t/t_{inter}}, \quad (2.3.2-2)$$

où a est le rapport entre le nombre des particules sous le tourbillon et le nombre de particules présentes sur la surface de contrôle.

L'équation (2.3.2-2) dépend des paramètres du fluide mais ne dépend pas du diamètre des particules. Ainsi, a reste une variable d'ajustement du modèle afin qu'il puisse correspondre aux résultats expérimentaux.

Un autre modèle probabiliste a été proposé par Braaten *et al.* (1990), permettant de prendre en compte le caractère instable de la remise en suspension. Le temps séparant deux tourbillons est donné par la relation suivante : $t_{inter} = 300 \cdot \nu_f / u^{*2}$. Cet intervalle est plus important pour Braaten *et al.* (1990) que pour Cleaver et Yates (1973). En effet, étant donné que Braaten *et al.* (1990) ont pris en considération une surface de contrôle plus petite, la probabilité d'occurrence d'un tourbillon est plus faible.

De plus, ce modèle intègre une fonction de probabilité permettant de déterminer la force appliquée par le fluide au niveau de la surface, et donc permet de déterminer le nombre de particules qui seront remises en suspension.

Les expériences menées par Braaten *et al.* (1990) montrent la présence de deux régimes lors de la remise en suspension. Un régime rapide qui a lieu durant les premiers instants et où plus de 60 % de la remise en suspension a lieu ; puis un second régime où la remise en suspension concerne les particules les plus difficiles à arracher de la surface.

2.3.2.2 Modèles cinématiques

Le modèle proposé par Wen et Kasper (1989) permet de déterminer l'évolution au cours du temps de la concentration des particules mises en suspension, au sein de l'écoulement à l'origine de la remise en suspension. L'originalité de ce modèle réside dans le fait qu'il assimile la remise en suspension d'une particule à la désorption d'une molécule. Ainsi, la condition de remise en suspension d'une particule obéit à une loi semblable à la loi d'Arrhenius : $k = B \cdot e^{-F}$,

où k est la constante de désorption,

B est une constante,

F est le rapport entre les forces d'adhésion et les forces aérauliques.

Ainsi, le flux de particules remises en suspension (en particules.s⁻¹) est donné par la relation suivante :

$$\frac{dN}{dt}(t) = - \int_{F_0}^{F_{\max}} N_0(F) \cdot k \cdot e^{-k \cdot t} dF, \quad (2.3.2-3)$$

où $N_0(F)$ est la distribution initiale du ratio des forces, considérée constante par Wen et Kasper, entre une borne inférieure F_0 et une borne supérieure F_{\max} (cf. Figure 26).

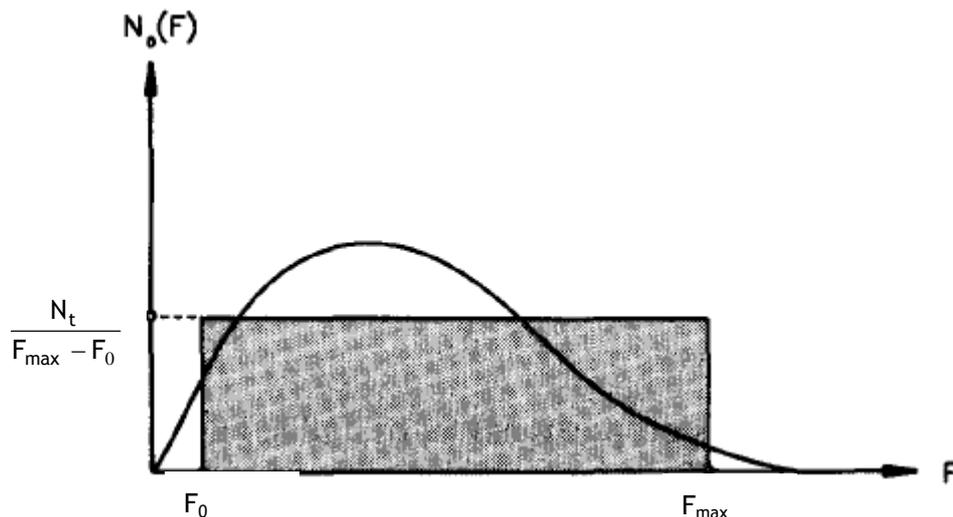


Figure 26 : Approximation de la distribution des forces, considérée par Wen et Kasper, 1989

La concentration en particules au sein de l'écoulement (en particules.m⁻³) est alors simplement donnée par la relation :

$$n_R(t) = - \frac{1}{Q} \frac{dN}{dt}(t) \quad (2.3.2-4)$$

où Q est le débit de l'écoulement (par exemple dans un conduit).

Les relations (2.3.2-9) et (2.3.2-10) permettent alors d'écrire, en considérant la distribution du rapport des forces présentée sur la Figure 26 :

$$n_R(t) = \frac{N_t}{\Delta F \cdot Q \cdot t} \cdot \left[1 - e^{-t \cdot (1/\tau_1 - 1/\tau_2)} \right] \cdot e^{-t/\tau_2}, \quad (2.3.2-5)$$

où N_t est le nombre total de particules initialement présentes sur la surface,

ΔF la différence entre la valeur maximale et minimale du rapport de forces exercées sur les particules ($\Delta F = F_{\max} - F_0$),

$$\tau_1 \text{ une constante donnée par : } \tau_1 = \frac{e^{F_0}}{B},$$

$$\text{et } \tau_2 \text{ une constante donnée par : } \tau_2 = \frac{e^{F_{\max}}}{B} = \tau_1 \cdot e^{(F_{\max} - F_0)}.$$

L'expression 2.3.2-11 montre l'existence de deux régimes lors de la remise en suspension. Ainsi, pour le régime à court terme ($t < 4\tau_2$), on a : $n_R(t) \propto \frac{1 - e^{-t/\tau_1}}{t}$.

Alors que pour le régime à long terme ($t > 4\tau_2$), on a : $n_R(t) \propto \frac{e^{-t/\tau_2}}{t}$, (2.3.2-6)

L'équation 2.3.2-11 peut encore se simplifier si l'on considère que la valeur minimale du rapport de force F_0 est nulle (et donc que $\tau_2 \gg \tau_1$) et que la distribution de F est large ($F_{\max} \gg 1$). On obtient alors :

$$n_R(t) = \frac{N_t}{F_{\max} \cdot Q \cdot t} \cdot \left(1 - e^{-t/\tau_1} \right) \cdot e^{-t/\tau_2}. \quad (2.3.2-7)$$

L'équation 2.3.2-13 représente la remise en suspension en fonction du temps. En effet, le premier terme de cette équation, proportionnel à $1/t$, représente la dépendance en $1/t$ de la remise en suspension. Le second terme, contenant τ_1 , représente une correction à cette dépendance lors des premiers instants de la remise en suspension. Afin de compléter le modèle, le troisième terme, contenant τ_2 , est un terme correctif permettant de modéliser la remise en suspension à long terme.

Néanmoins, les auteurs adaptent ce modèle aux expériences grâce à une variable d'ajustement qui est la constante B .

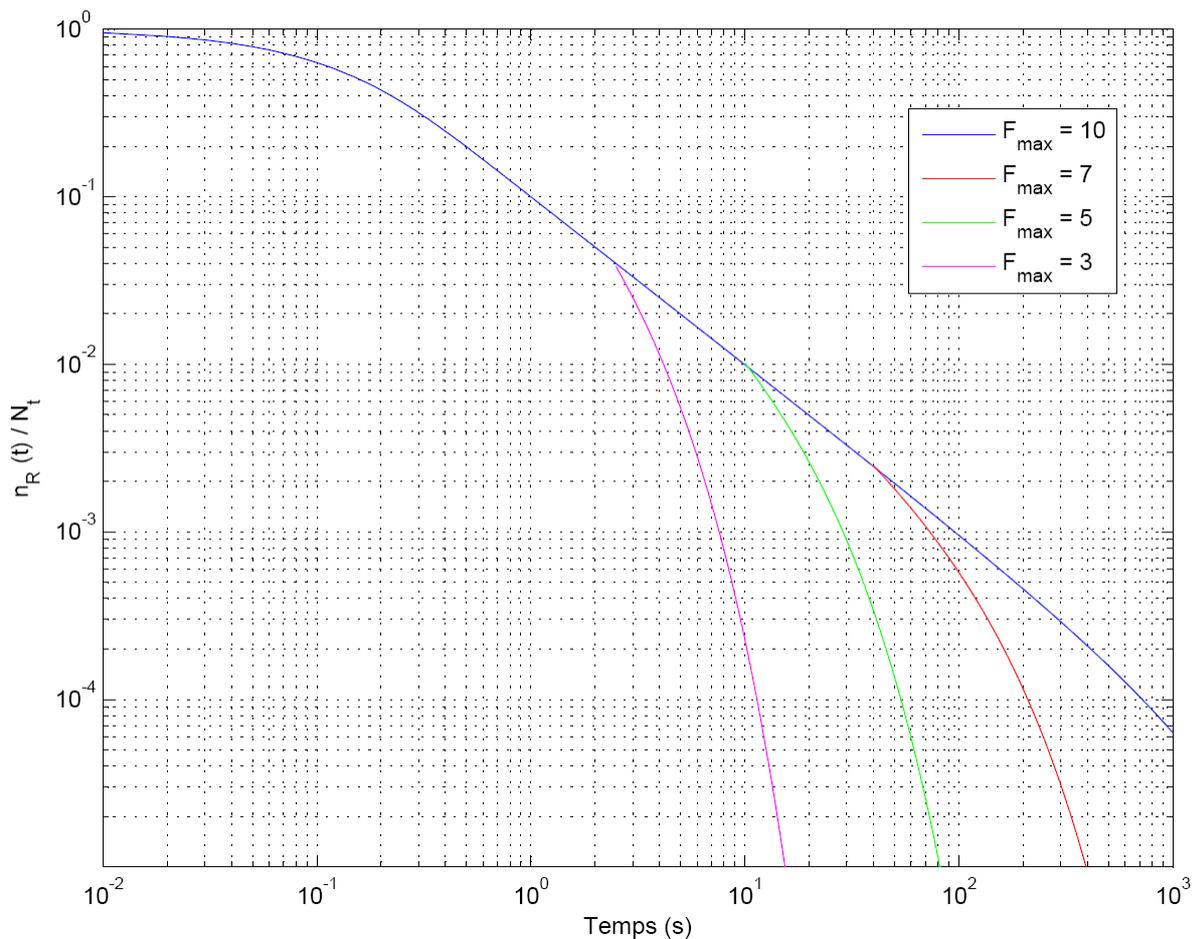


Figure 27 : Evolution de la concentration de particules remises en suspension dans le gaz en fonction du temps pour une constante $B = 10$ et un débit volumique $Q = 1 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$

La Figure 27 représente l'évolution de la concentration normalisée par N_t de particules remises en suspension au cours du temps. Ces calculs ont été réalisés pour un débit volumique Q de $1 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, une constante B prise égale à 10.

Comme on peut le voir par exemple pour le cas où $F_{\text{max}} = 7$ (cf. courbe rouge sur la Figure 27), c'est-à-dire pour le cas où la distribution du rapport des forces d'adhésion et forces aérauliques est supposée comprise entre 0 et 7, on constate une nette différence entre la cinétique de remise en suspension pour les temps courts (inférieurs à 0,2 s) et les temps longs (supérieurs à 10^2 s). En outre, plus la distribution du rapport des forces est élargie (F_{max} élevé), plus la concentration de particules remises en suspension est élevée pour les temps longs.

La Figure 27 montre clairement que plus les forces d'adhésion sont potentiellement élevées par rapport aux forces aérauliques (distribution du rapport des forces étendue), plus difficile est la remise en suspension. Plus F_{max} est faible, et donc plus la distribution du rapport des forces est resserrée, plus la concentration des particules remises en suspension est faible pour les temps longs.

Un autre modèle cinématique est proposé par Matsusaka et Masuda (1996) à partir d'expériences intégrant le paramètre accélération. Les auteurs s'intéressent à la remise en suspension de particules disposées en « multicouches ». Ainsi, ils tiennent compte du paramètre de compacité du lit de particules ϕ . Ainsi, plus le lit de particules est compact, plus ϕ est élevé. En effet, la compacité maximale est atteinte pour une valeur de $\phi = 0,66$. Les auteurs s'intéressent au cas où $\phi = 0,36$, qui représente la valeur minimale d'un lit de particules.

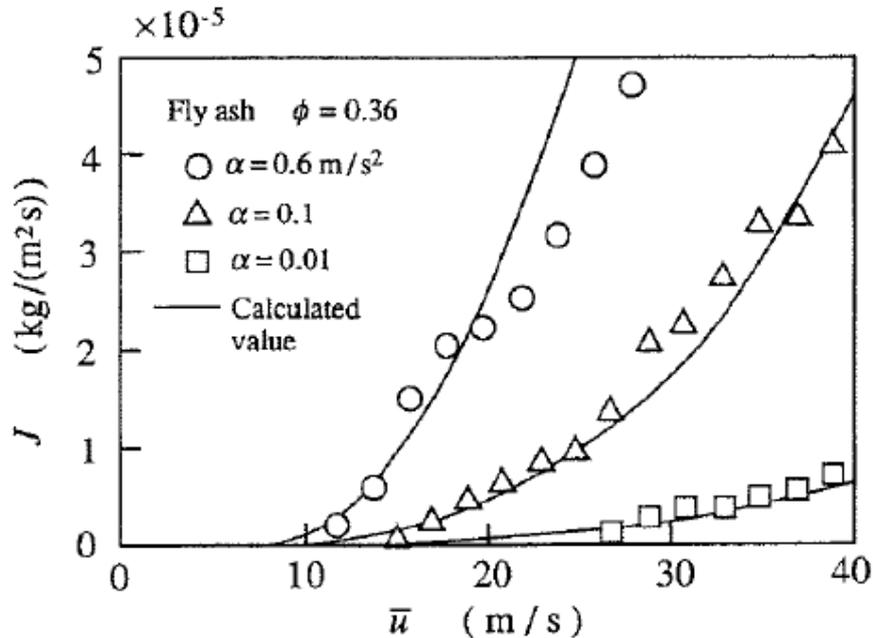


Figure 28 : Evolution du flux de particules en fonction du temps, Matsusaka et Masuda (1996)

La Figure 28 représente l'évolution du flux de particules (noté ici J) sortant de la surface en fonction de la vitesse moyenne de l'air \bar{u} , pour une compacité $\phi = 0,36$. Les particules étudiées ont pour diamètre médian $d_{p50} = 3,0 \mu\text{m}$. Comme on peut le voir, plus l'accélération α est élevée, plus le flux de particules J augmente rapidement avec l'augmentation de la vitesse.

2.3.2.3 Modèles lagrangiens

Hantañon *et al.* (2000) proposent un modèle lagrangien basé sur un bilan de forces en intégrant la rugosité de surface comme paramètre intervenant sur la remise en suspension des particules. Ce modèle a été conçu pour suivre la trajectoire en 2D des particules de l'ordre du micron et donc seules les forces d'adhésion, de friction, de portance et de traînée sont prises en compte.

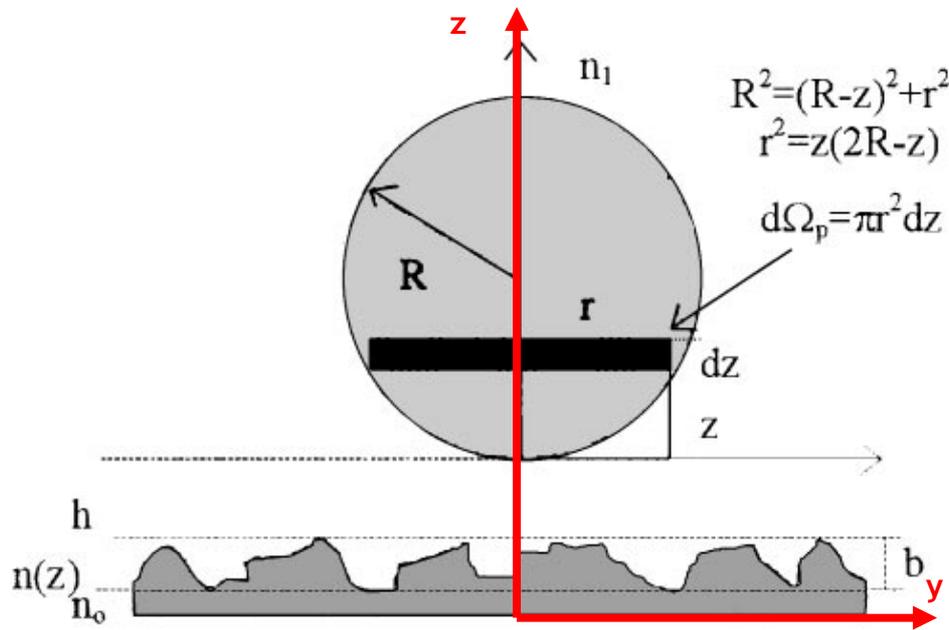


Figure 29 : Schéma de l'interaction particule/surface rugueuse d'après Hantañon *et al.* (1999)

L'interaction particule-surface est similaire à celle donnée par le potentiel de Lennard-Jones pour une interaction molécule-surface :

F_{adh} = attraction + répulsion

$$= \pi \cdot n_1 \int_0^{2R} z \cdot (2R - z) \cdot \left[2\pi \cdot \int_0^\infty y \cdot dy \cdot \int_{h+z-b}^{h+z} \frac{-6\zeta}{r^7} n(z) \cdot dz \right] dz + \pi \cdot n_1 \int_0^{2R} z \cdot (2R - z) \cdot \left[2\pi \cdot \int_0^\infty y \cdot dy \cdot \int_{h+z-b}^{h+z} \frac{-6\xi}{r^{13}} n(z) \cdot dz \right] dz \quad (2.3.2-8)$$

où y est l'abscisse par rapport au repère du sol,

z est l'ordonnée par rapport au repère du sol,

R est le rayon de la particule,

r est le rayon de la surface en contact avec le sol,

h est la distance entre le sol et la particule,

b est la hauteur des rugosités de surface,

$n(z)$ est la probabilité de présence d'une aspérité,

n_1 est densité de la particule,

ζ et ξ sont des paramètres de Lennard-Jones.

Un autre modèle lagrangien a été proposé par Guingo et Minier (2008). Ce modèle s'applique à des particules sphériques et propose un scénario de détachement des particules basé sur trois étapes :

- étape 1 : rotation de la particule sur elle-même,
- étape 2 : glissement de la particule sur la surface,
- étape 3 : rencontre de la particule avec une aspérité.

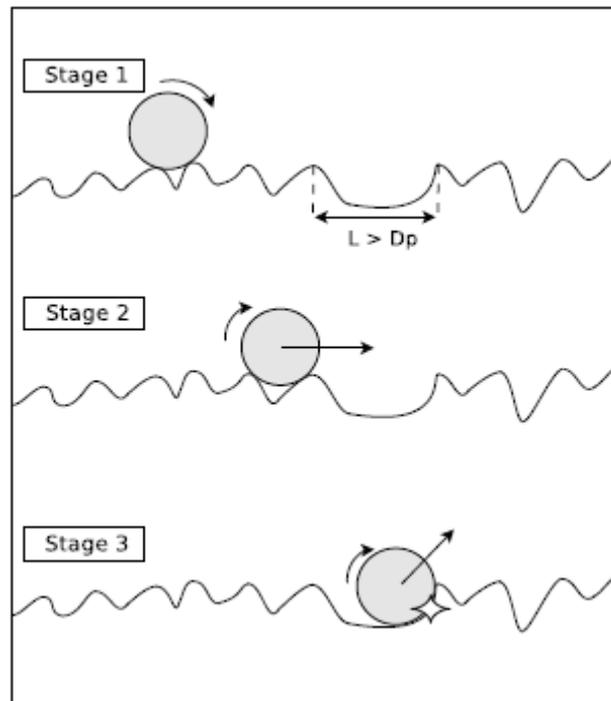


Figure 30 : Mécanisme de remise en suspension de particules, Guingo et Minier (2008)

Lors de l'étape 3, il y a remise en suspension de la particule si l'énergie de l'impact est suffisante. Dans le cas contraire, la particule reste en position d'équilibre au sein de l'aspérité rencontrée (cf. Figure 30).

De plus, les auteurs proposent 3 cas modélisant le contact particule-surface en fonction de la taille de la particule (cf. Figure 31).

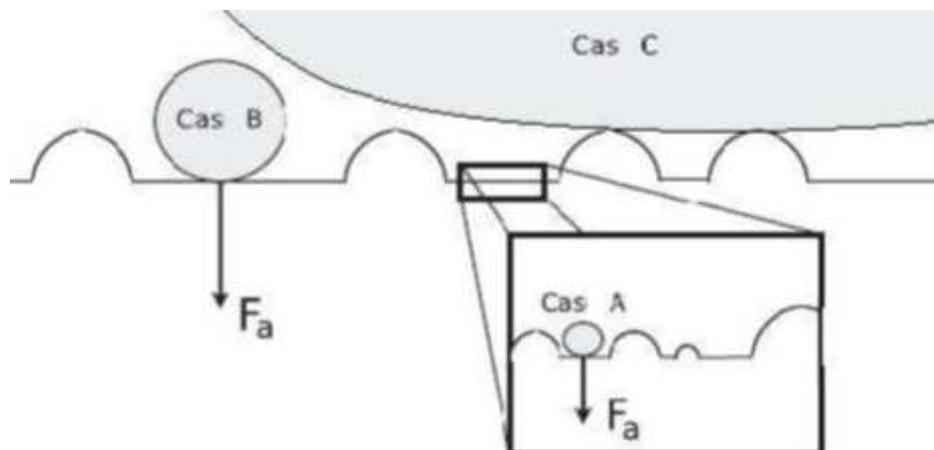


Figure 31 : Schéma des 3 cas de contacts particule-surface, Guingo et Minier (2008)

Ainsi, pour le cas A, la particule est suffisamment petite pour qu'on assimile l'adhésion à un contact entre une particule et une surface plane. La force d'adhésion considérée est celle donnée par le modèle JKR, soit :

$$F_{adh}^{casA} = F_{JKR} = \frac{3}{4} \pi \cdot W_A \cdot d_p. \quad (2.3.2-9)$$

Pour le cas B, la particule est de taille « intermédiaire » et peut donc être à la fois en contact avec la surface et les aspérités. La force d'adhésion s'écrit alors :

$$F_{adh}^{casB} = P(\rho_a, S_a) \frac{A \cdot L(r_a)}{6z_0^2}, \quad (2.3.2-10)$$

où $P(\rho_a, S_a)$ est une fonction de probabilité reliant la densité des aspérités et leur surface de contact avec la particule,

$L(r_a)$ est une loi log-normale sur la distribution des rayons des aspérités.

Concernant le cas C, la particule est suffisamment « grande » pour n'être en contact qu'avec les aspérités. La force d'adhésion est donc donnée par la somme des forces d'adhésion au niveau des contacts aspérités-particule, comme le montre la formule suivante :

$$F_{adh}^{casC} = \sum_{i=1}^{N_{contacts}} P_i(\rho_a, S_a) \frac{A \cdot L(r_a)}{6z_0^2}. \quad (2.3.2-11)$$

2.3.3 Modèles basés sur un bilan d'énergie

Ces modèles sont différents de ceux présentés précédemment dans le sens où ils se basent non pas sur un bilan de forces mais plutôt sur le fait que la particule accumule de l'énergie qui lui permettra par la suite de se détacher de la surface.

2.3.3.1 Modèle RRH

L'un des premiers modèles proposés est le modèle RRH du nom des auteurs Reeks *et al.* (1988). Ce modèle est basé sur le fait que, sous l'effet du fluide, la particule entre en vibration. Ainsi, il y a détachement lorsque le système particule-paroi accumule assez d'énergie pour atteindre sa fréquence de rupture, ce qui permet le détachement de la particule. Contrairement aux autres modèles, les auteurs n'ont considéré comme force responsable du détachement de la particule que la force de portance.

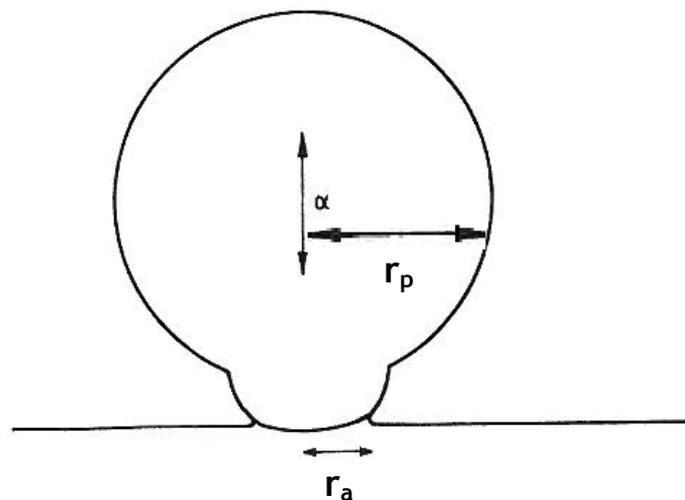


Figure 32 : Schéma d'une particule en contact avec la paroi, Reeks *et al.* (1988)

La fraction de particules restantes traduit la probabilité à un instant t qu'une particule ayant un rayon de contact r_a donné avec la paroi (cf. Figure 32), soit soumise à une vitesse de fluide répondant à la condition de détachement de cette dernière. Son expression est donnée par la formule suivante :

$$f_R(t) = \int_0^{\infty} \exp[-p(r_a') \cdot t] \varphi(r_a') \cdot dr_a', \quad (2.3.3-1)$$

où $r_a' = r_a/r_p$ est le rapport entre le rayon de contact et le rayon de la particule,

$p(r_a')$ est la constante de taux de remise en suspension des particules avec un rayon de contact normalisé r_a' ,

$\varphi(r_a')$ est la densité de probabilité de r_a' .

Il a depuis été montré que le modèle RRH sous-estime la remise en suspension des particules. Ziskind *et al.* (1995) attribuent cet écart au fait que le modèle RRH ne prend en compte que la force de portance. Or, comme on l'a vu précédemment (cf. paragraphe 2.1.3), la force de traînée est la force qui influence pour une grande part le détachement de la particule.

2.3.3.2 Modèle VZFG

Vainshtein *et al.* (1997) proposent un modèle qui ne tient plus seulement compte des oscillations verticales mais également des oscillations horizontales liées à la force de traînée comme le montre la Figure 33.

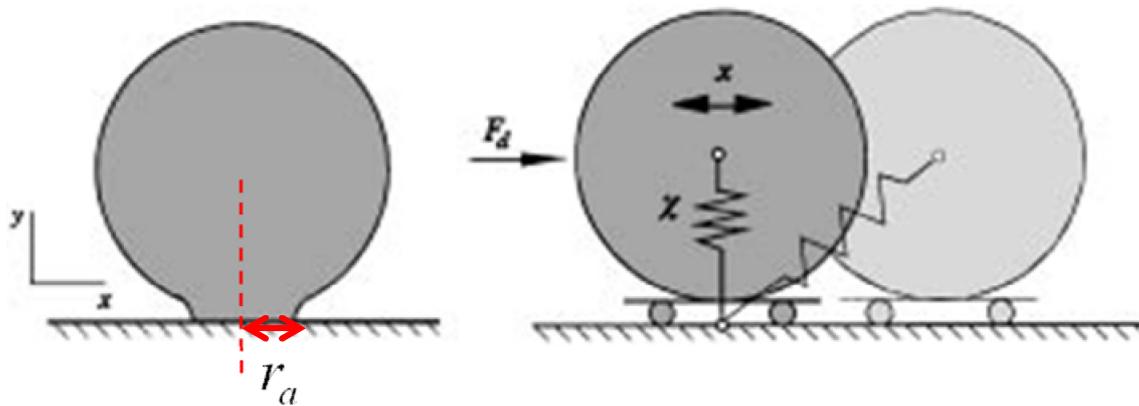


Figure 33 : Schéma d'une particule en contact avec la paroi, Vainshtein *et al.* (1997)

Contrairement aux modèles basés sur un bilan de forces, la condition de détachement de ce modèle est basée sur l'énergie emmagasinée par la particule. En effet, si l'énergie emmagasinée par la particule est suffisante, il y a rupture de l'oscillateur particule-surface, et donc remise en suspension de la particule. Ainsi, on a détachement lorsque :

$$\frac{M_a}{M_{\text{det}}} = 0,3 \frac{W_A^{4/3}}{r_p^{4/3} \cdot k^{1/3} \cdot \tau_w} < 1,$$

avec :

$$\begin{cases} M_a = F_a \times r_a = \frac{3}{2} \pi \cdot W_A \cdot r_p \times 1,26 (3\pi \cdot W_A \cdot r_p^2 / k)^{1/3} \\ M_{\text{det}} = 1,399 \times F_{\text{det}} \times r_p = 1,399 \times (6\pi \cdot \tau_w \cdot r_p^2 \cdot f) \times r_p \end{cases}$$

M_a : moment d'adhésion lié aux forces de van der Waals,

M_{det} : moment de détachement,

r_a : rayon de contact,

k : constante de raideur du ressort, par analogie, cela correspond à l'élasticité de la particule,

f : terme correctif dû à la présence de la paroi ($f = 1,7$).

L'expression de la fraction de particules restantes sur la surface est la même que celle donnée par l'équation (2.3.3-1) dans le modèle RRH.

2.3.3.3 Modèle Rock'n'Roll

Le modèle Rock'n'Roll a été proposé par Reeks et Hall (2001). Ce modèle est une amélioration du modèle RRH initialement proposé par Reeks *et al.* (1988). En effet, ce modèle intègre à la fois la force de portance, mais également la force de traînée, comme on peut le voir sur la Figure 34.

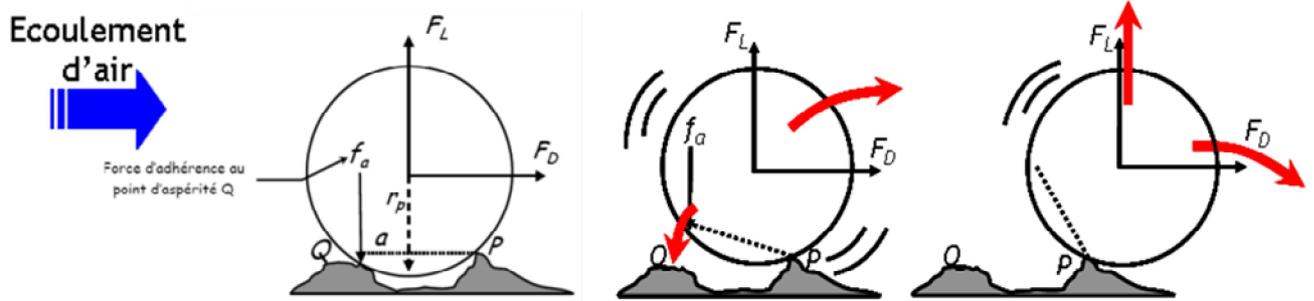


Figure 34 : Schéma de principe du modèle Rock'n'Roll, Reeks et Hall (2001)

Comme pour le modèle proposé par Vainshtein *et al.* (1997), ce modèle est basé non pas sur un bilan de force mais sur le moment des forces. Ainsi, la condition de remise en suspension de la particule est atteinte lorsque :

$$M_{\text{det}} \approx \frac{a}{2} F_L + r_p \cdot F_D > a \cdot f_a + \frac{a}{2} F_G,$$

où f_a est la force d'adhésion de la particule au point de contact Q,

F_G est la force de gravité.

La force de gravité étant négligeable pour la taille de particules considérées, on aboutit alors à :

$$\frac{F_L}{2} + \frac{r_p}{a} \cdot F_D > f_a \quad (2.3.3-2)$$

L'expression de la fraction de particules restantes sur la surface (f_R) est analogue à celle donnée par le modèle RRH. Cependant, pour le modèle Rock'n'Roll, c'est le ratio f_a' qui est pris en considération et non le ratio r_a' . On a alors :

$$f_R(t) = \int_0^{\infty} \exp[-p(f_a') \cdot t] \cdot \varphi(f_a') \cdot df_a', \quad (2.3.3-3)$$

avec f_a' la force adhésive normalisée, donnée par le rapport : $f_a' = f_a / F_A$,

F_A la force d'adhésion entre la particule et la surface pour un cas idéal (particules sphériques sur une surface lisse). Ici : $F_A = F_{JKR}$.

Le taux de remise en suspension T_{MeS} est lui donné par l'équation suivante :

$$T_{\text{MeS}} = \int_0^{\infty} p(f_a') \cdot \exp[-p(f_a') \cdot t] \cdot \varphi(f_a') \cdot df_a', \quad (2.3.3-4)$$

La distribution des forces d'adhésion est donnée par la loi log-normale :

$$\varphi(f'_a) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{f'_a \cdot \ln(\sigma'_a)} \exp\left(-\frac{1}{2} \left[\frac{\ln(f'_a / \bar{f}'_a)}{\ln(\sigma'_a)} \right]^2\right), \quad (2.3.3-5)$$

Avec \bar{f}'_a : moyenne géométrique des forces d'adhésion normalisées,

σ'_a : écart-type géométrique de la distribution des forces d'adhésion.

La constante de taux de remise en suspension est donnée par la formule suivante :

$$p(f_a) = n_\theta \frac{\exp\left(-\frac{(f_a - \bar{F}_R)^2}{2\sigma_R^2}\right)}{\frac{1}{2} \left\{ 1 + \operatorname{erf}\left(\frac{f_a - \bar{F}_R}{\sqrt{2}\sigma_R}\right) \right\}}, \quad \text{où} \quad n_\theta = 0,00658 \left(\frac{u^2}{v}\right), \quad (2.3.3-6)$$

avec n_θ : fréquence caractéristique des forces aérauliques (s^{-1}),

\bar{F}_R : moyenne des forces aérauliques (N),

σ_R : écart-type de la distribution des forces aérauliques (N).

La fréquence caractéristique des forces aérauliques n_θ représente la fréquence d'oscillation du système particule-surface sous l'effet de l'écoulement, et donc inclut la condition de remise en suspension décrite par l'équation (2.3.3-1). L'origine physique de ces oscillations se trouve dans les turbulences auxquelles est soumise la particule. L'expression de n_θ a été établie empiriquement à partir des expériences sur la mesure de la force de portance par Hall (1988).

La particule est soumise à écoulement d'air qui exerce une force issue de la combinaison des deux forces aérauliques et est donnée par la formule suivante, issue de la relation :

$$\bar{F}_R = \frac{F_L}{2} + \frac{r_p}{a} F_D,$$

En combinant les forces F_L et F_D , respectivement données par les équations (2.1.2-4) et (2.1.2-6), et considérant le rapport entre le rayon de la particule et la distance entre les aspérités sur lesquelles reposent la particule (r_p/a) pris égale à 100, on aboutit alors à :

$$\bar{F}_R = 10,45 \cdot \rho \cdot v^2 \cdot \left[1 + 300 \cdot \left(\frac{d_p^+}{2}\right)^{-0,31} \right] \cdot \left(\frac{d_p^+}{2}\right)^{2,31}. \quad (2.3.3-7)$$

A noter que le facteur géométrique r_p/a , lié à la rugosité de la surface au point de contact particule-surface, a été estimé par Reeks et Hall à partir de la mesure des forces normales et tangentielles nécessaires à détacher une particule de la surface.

Biasi et al. (2001) proposent des corrélations afin de calculer \bar{f}'_a ainsi que σ'_a :

$$\begin{cases} \bar{f}'_a = 0,016 - 0,0023 \cdot r_p^{0,545} \\ \sigma'_a = 1,8 + 0,136 \cdot r_p^{1,4} \end{cases} \quad (2.3.3-8)$$

où r_p est le rayon de la particule exprimé en μm .

Cette corrélation est basée sur les résultats des expériences menées par Hall (1988) et Braaten (1994), effectuées sur des surfaces planes, ainsi que sur les expériences ORNL et STORM où les aérosols ont été déposés dans des tubes cylindriques.

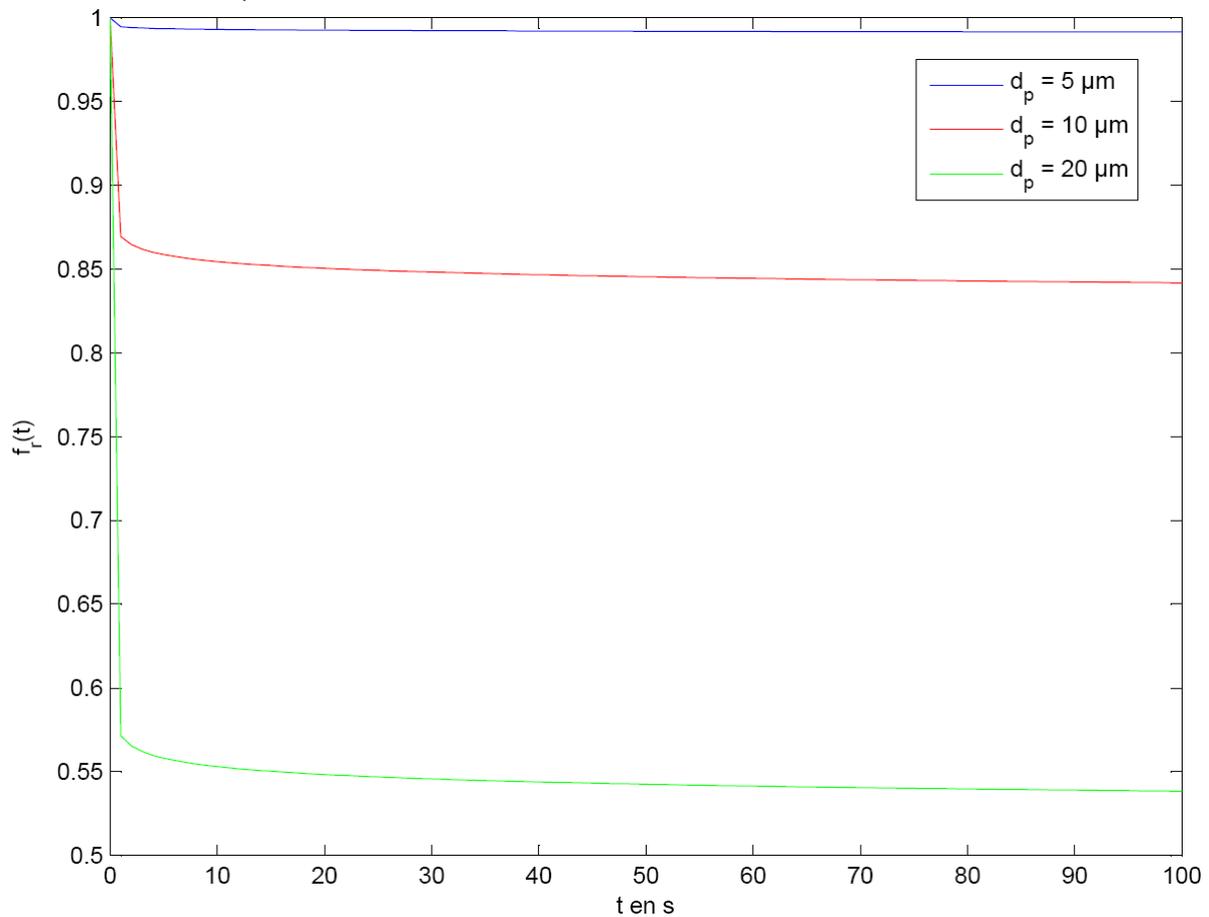


Figure 35 : Influence du diamètre de particule d_p sur la fraction de particules restante $f_r(t)$ pour une vitesse de frottement $u^* = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$ et $W_A = 0,56 \text{ J.m}^{-2}$

La Figure 35 représente l'évolution de la fraction restante $f_r(t)$ de particules sur la surface en fonction du temps donnée par le modèle Rock'n'Roll. Comme on peut le voir, cette fraction diminue en fonction du temps, d'abord très rapidement (remise en suspension à court-terme), puis de façon beaucoup plus lente (remise en suspension à long-terme). On constate que plus le diamètre des particules est important, plus la fraction restante $f_r(t)$ est faible.

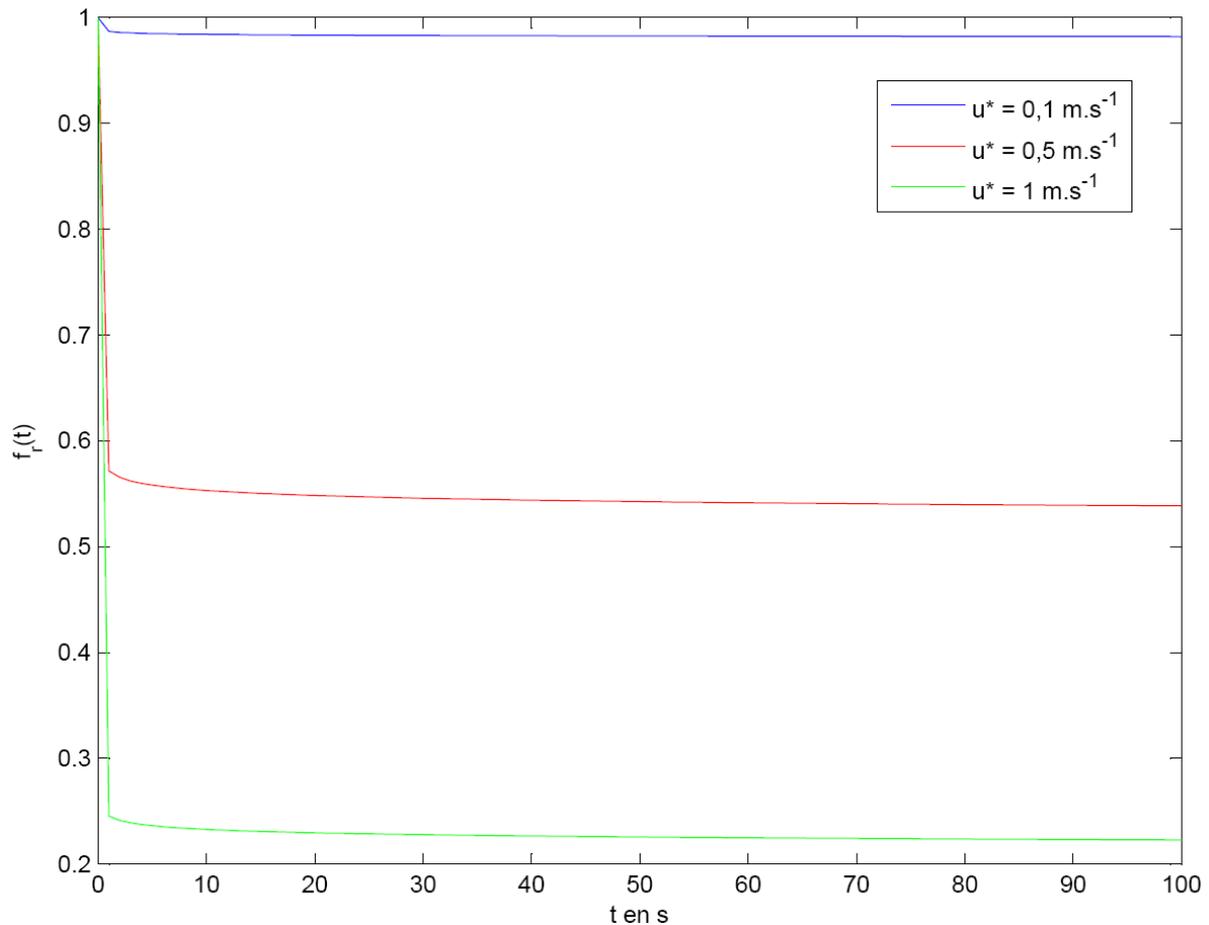


Figure 36 : Influence de la vitesse de frottement u^* sur la fraction de particules restante $f_r(t)$ pour un diamètre de particule $d_p = 20 \mu\text{m}$

Enfin, comme on peut le voir sur la Figure 36, pour une taille de particule donnée, plus la vitesse de frottement du fluide augmente, plus la fraction $f_r(t)$ de particules restantes sur la surface diminue.

2.4 Choix du modèle et des paramètres d'intérêt

2.4.1 Comparaison des modèles de remise en suspension

Nous avons jusqu'à présent recensé et détaillé les mécanismes ainsi que les principes sur lesquels sont basés les différents modèles de remise en suspension.

Il est donc nécessaire de faire un comparatif entre ces différents modèles afin d'identifier le modèle le plus approprié pour le cas de la marche.

Le Tableau 4 récapitule les différentes caractéristiques de chacun de ces modèles.

Tableau 4 : Tableau récapitulatif des différentes modèles de remise en suspension

Modèle	Année	Bilan	Type de modèle	modèle adhésion	Principe	Remarques
Cleaver et Yates	1972	bilan de forces	statique	-	L'occurrence de tourbillon au sein de la couche limite augmente fortement la force de portance, d'où la MeS	Hypothèses : les particules sont plongées dans la couche limite et sont donc soumises à un écoulement de Stokes
Braaten <i>et al.</i>	1990	bilan de forces	statique	-	Mise en place d'un modèle de MeS basé sur une fonction de probabilité d'occurrence de turbulence au sein de la couche limite	Réalisation d'expériences dans un tunnel
Wen et Kasper	1989	bilan de forces	cinématique	-	Basé sur la distribution de F. Il permet d'avoir une solution analytique de la concentration des particules mises en suspension en fonction du temps	F = rapport entre les forces d'adhésion et les forces aérauliques
Matsusaka et Masuda	1996	bilan de forces	cinématique	-	Modèle de MeS intégrant le paramètre accélération du fluide	Il traite non pas de particules mais d'agrégats
Hantanon <i>et al.</i>	1999	bilan de forces	Lagrangien	-	Assimile la remise en suspension à une désorption de la particule	A été développé pour le code CAESAR. La validation a été faite sur les expériences STORM
Guingo et Minier	2008	bilan de forces	Lagrangien	JKR	Il y a MeS lorsque le moment des forces aérauliques est supérieur au moment des forces d'adhésion	Scénario de MeS : la particule roule jusqu'à rencontrer un obstacle. Il y a MeS si l'énergie cinétique de la particule est suffisante
RRH	1988	bilan d'énergie	cinématique	JKR	Particule et surface de contact constituent un oscillateur harmonique. Lorsque la particule est soumise à un écoulement, elle oscille en raison de la force de portance uniquement. Il y a remise en suspension lorsque le système atteint sa fréquence propre, c'est à dire lorsque la particule a accumulé assez d'énergie pour se détacher. La MeS se fait suivant une loi en $1/t$	Sous-estime la remise en suspension des particules. Met en évidence l'existence de deux régimes de MeS : court terme où se fait l'essentiel de la MeS puis un régime long terme
Vainshtein <i>et al.</i>	1997	bilan d'énergie	cinématique	JKR	Estime que RRH sous-estime la MeS car ne prend en compte que la force de portance. Propose un modèle tenant compte de la force de traînée	Pas de validation expérimentale
Rock'n'Roll	2001	bilan d'énergie	cinématique	JKR	Amélioration de RRH car tient compte des deux forces aérauliques	Meilleure correspondance avec les expériences que RRH

D'après le Tableau 4, on constate que le modèle le plus proche du cas de la marche est le modèle proposé par Matsusaka et Masuda (1996). Ce modèle prend en compte le paramètre accélération du fluide, ce qui est le cas lorsque le pied se pose sur le sol. En effet, malgré une vitesse de rotation constante de la chaussure, on a constaté (cf. paragraphe 3.1.2) que la vitesse radiale de l'écoulement augmente très fortement lorsque l'écart entre la chaussure et le sol devient faible. Néanmoins, le modèle Rock'n'Roll développé par Reeks et Hall (2001) reste un modèle intéressant pour le cas de la marche, car il intègre à la fois toutes les forces appliquées sur la particule mais également une distribution de force qui rend ce modèle proche des conditions réelles de remise en suspension de particules sous l'effet d'un écoulement de fluide à vitesse constante. De plus, le scénario proposé pour le détachement de ces dernières est le plus proche observé expérimentalement : rotation, glissement puis détachement.

2.4.2 Mesures des diamètres de particules prélevées en bâtiment réacteur

Afin de caractériser le diamètre et le type de particules à étudier, des prélèvements de particules sur le sol au niveau du plancher piscine (niveau + 20 m) ont été effectués sur le site d'EDF au Tricastin. Signalons que seuls les échantillons non contaminés ont fait l'objet d'une étude portant sur l'identification de la taille, la morphologie ainsi que la concentration de particules présentes.

Cette étude a permis de définir des protocoles de prélèvement et d'analyse qui pourront être utilisés ultérieurement si une nouvelle étude est engagée pour caractériser spécifiquement des échantillons contenant des particules radioactives.

Les prélèvements sur site ont été effectués à l'aide de scotchs carbonés capables de capter des particules dont le diamètre est compris entre 0,1 et 100 μm . Ainsi, une fois le prélèvement effectué, les scotchs ont ensuite été étudiés à l'aide d'un microscope optique. Cela permet d'accéder à la distribution granulométrique de chaque prélèvement (cf. Figure 38).

Un focus a été fait sur les prélèvements des zones B1 à B4 et des zones C5 à C8 car ces prélèvements ont été faits sur des surfaces époxy, et sur des endroits à fort passage. Les images de la Figure 37 montrent les points de prélèvement.

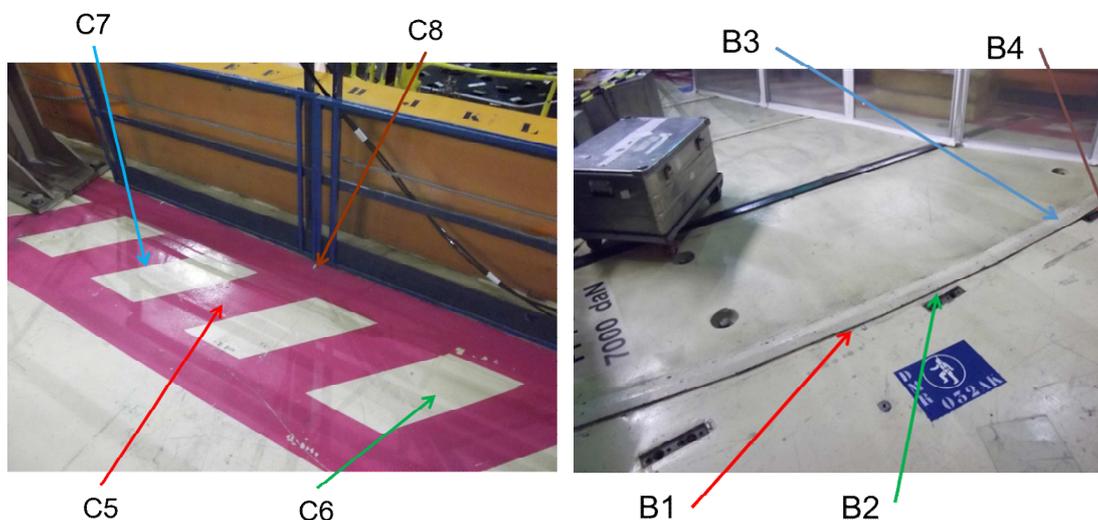


Figure 37 : (a) Cartographie des prélèvements C5 à C8 ; (b) Cartographie prélèvement B1 à B8

A noter que ces prélèvements ne sont pas représentatifs de la contamination de l'installation, ni d'un point de vue statistique ni d'un point de vue contamination, étant donné que les échantillons analysés sont peu ou pas radioactifs. Néanmoins, ces prélèvements nous permettent d'avoir un ordre de grandeur des caractéristiques des particules et confortent les hypothèses prises pour ces travaux de thèse.

Les distributions de particules correspondant à ces prélèvements ont été réalisées grâce au microscope optique Morpholgi 3G et sont détaillées dans la Figure 38 et la Figure 39.

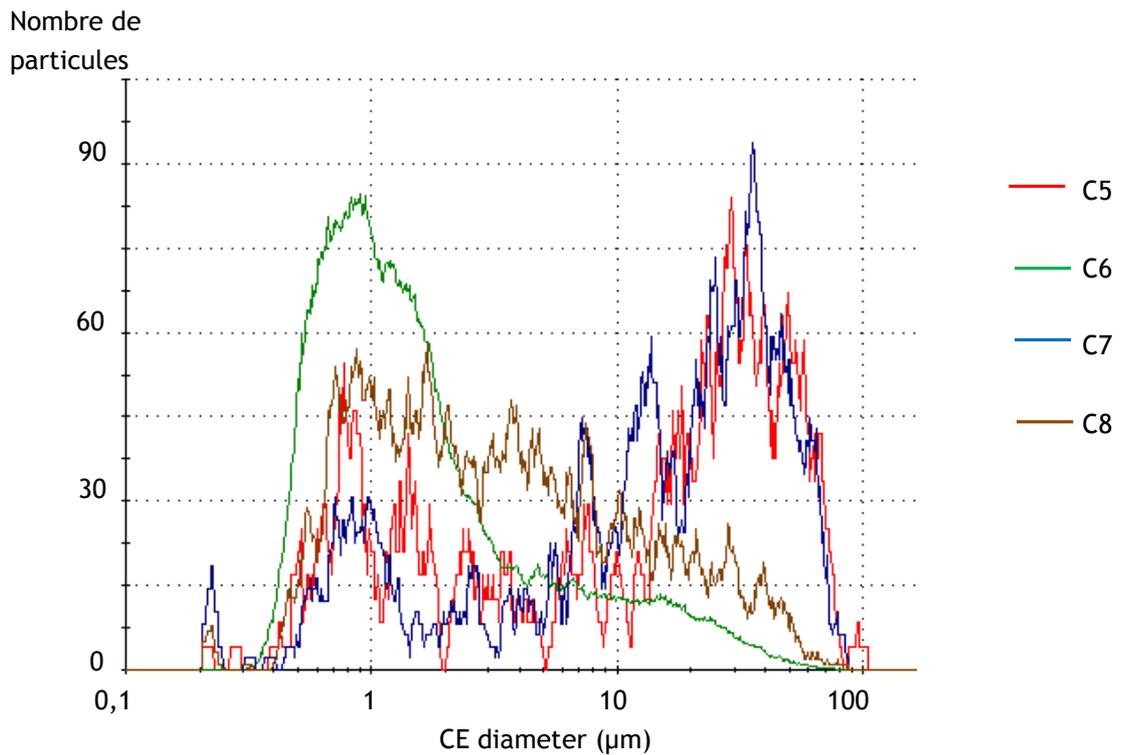


Figure 38 : Distributions en diamètre équivalent surface des particules prélevées sur les scotchs C5 à C8

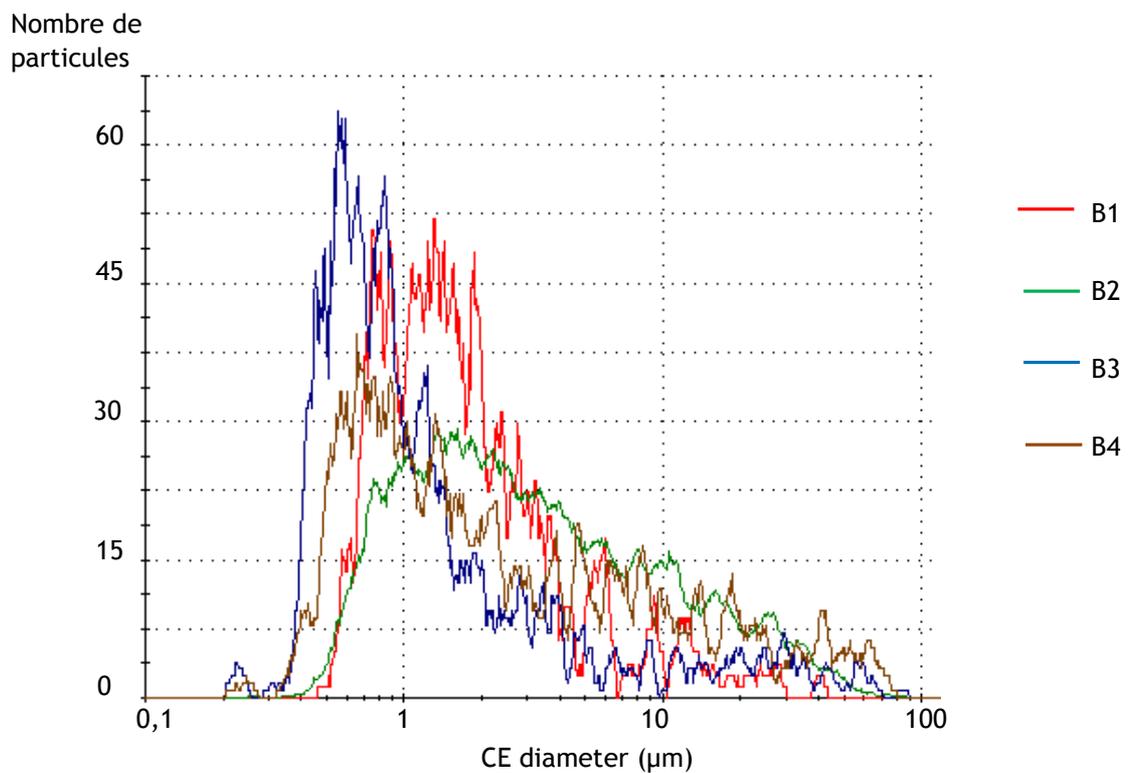


Figure 39 : Distributions en diamètre équivalent surface des particules prélevées sur les scotchs de B1 à B4

Comme on peut le voir sur les distributions, les tailles des particules prélevées présentent deux modes. Le premier mode est compris entre $0,5 \mu\text{m}$ et $10 \mu\text{m}$. Le second mode, visible surtout sur les prélèvements C5 et C7 (cf. Figure 38), est compris entre $40 \mu\text{m}$ et $100 \mu\text{m}$.

Nous allons à présent nous intéresser à la morphologie et à la structure de ces particules afin de mieux connaître leur comportement aérodynamique mais également d'estimer la surface de contact de ces dernières et donc leurs forces d'adhésion.

Après passage au Microscope Electronique à Balayage (MEB) de ces prélèvements, on peut tirer une tendance des particules présentes. En effet, ces dernières se présentent sous trois formes :

- Particules isolées

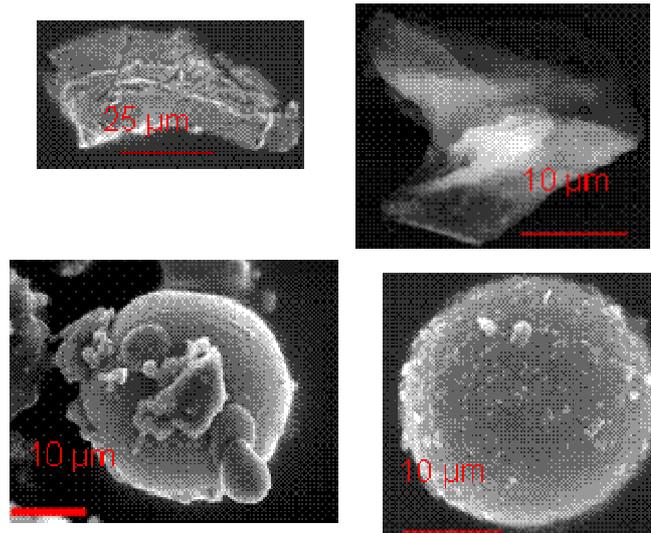


Figure 40 : Images des particules isolées

Comme le montre la Figure 40, les particules isolées se présentent à la fois sous la forme sphérique mais également sous des formes complexes. Parmi, les particules sphériques, on peut observer la présence d'objets de plus petites tailles qui participent de la rugosité de ces particules.

- Particules en amas

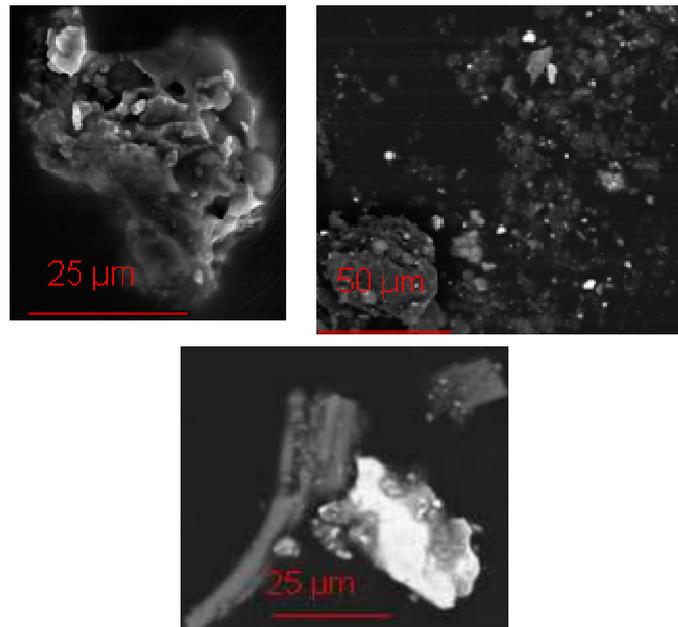


Figure 41 : Images de particules en amas

Les images de la Figure 41 montrent plusieurs particules de différentes morphologies et de différentes tailles en amas. Ainsi, on peut voir que les particules de tailles supérieures à 20 µm sont en réalité des particules de tailles plus faibles assemblées en amas.

- Particules agglomérées sur des filaments (ou autres objets)

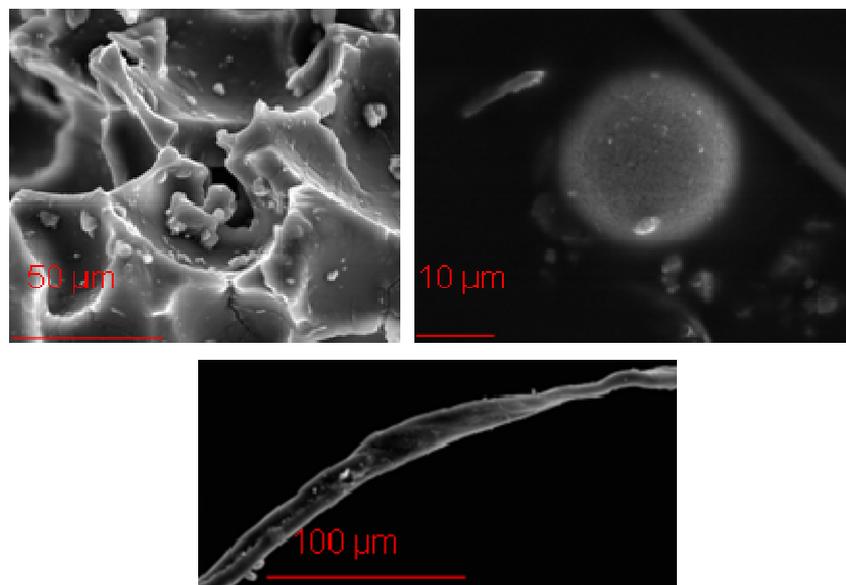


Figure 42 : Particules autour de filaments

Les images de la Figure 42 montrent la présence de filaments et d'objets dont la taille est bien supérieure à 100 µm. Sur ces objets, on retrouve des particules de taille beaucoup plus petite (inférieure à 20 µm). Dans ce cas-là, étant donné leur forte cohésion, on peut considérer que le comportement de ces particules suivra celui des objets ou filaments sur lesquels ils sont attachés.

Ainsi, lorsque l'on s'intéresse de plus près aux particules prélevées, on s'aperçoit que la taille des particules est comprise entre 1 et 100 μm . Néanmoins, il s'avère que la plupart des particules dont le diamètre est supérieur à 20 μm sont des amas de particules et non des particules à part entière.

2.4.3 Conclusion

Comme nous l'avons vu précédemment, plusieurs modèles traitent du problème de la remise en suspension. Les domaines de validation de ces modèles correspondent parfaitement à la taille des particules que nous souhaitons traiter. De plus, les vitesses de fluide simulées par ces modèles correspondent relativement bien aux vitesses que l'on peut rencontrer sous une chaussure si l'on se réfère à la résolution analytique du problème du dièdre (cf. paragraphe 3.1.2).

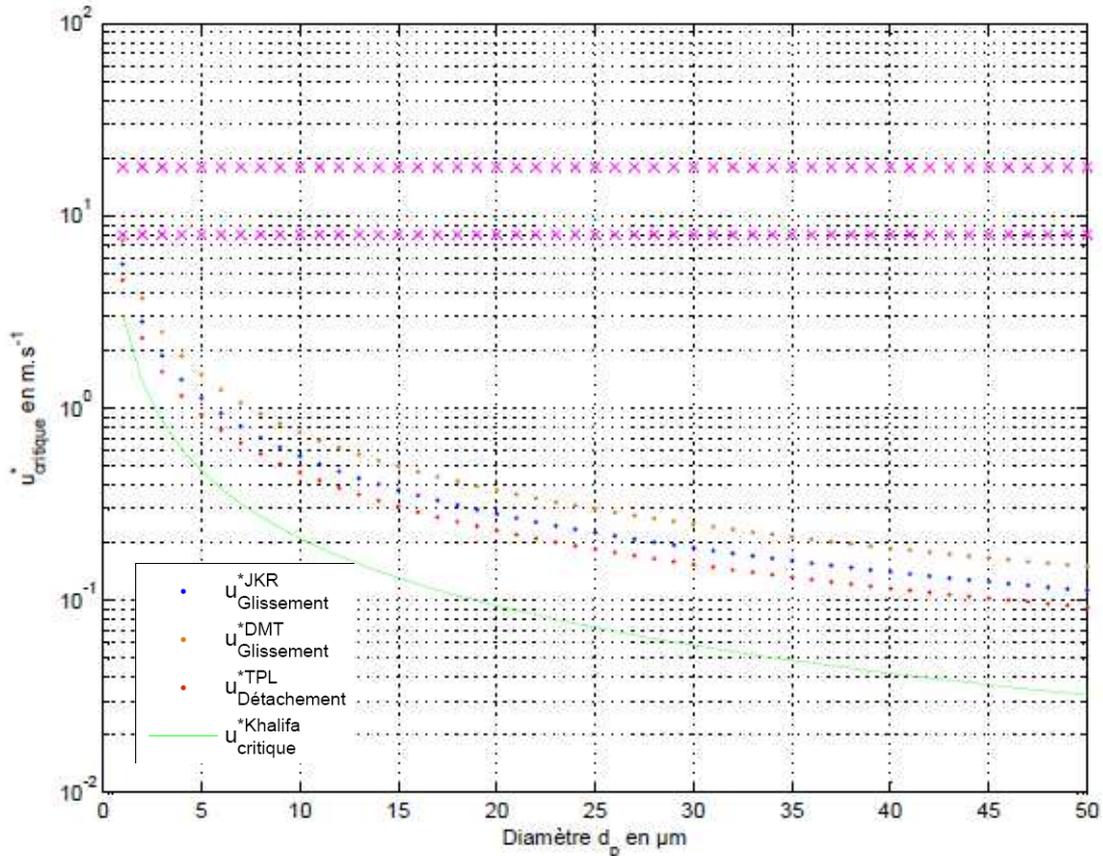


Figure 43 : Comparaison des différents ordres de grandeur de vitesses de frottement critiques calculés par différents auteurs pour un flux turbulent

La Figure 43 donne les ordres de grandeur de vitesses de frottement critiques calculées par différents auteurs. Les droites en rose (x rose) représentent la borne inférieure et supérieure des ordres de grandeur des vitesses calculés analytiquement pour une vitesse angulaire ω de 30 s^{-1} et 100 s^{-1} pour $r = 30 \text{ cm}$ et lorsque la chaussure est à 1 mm du sol (cf. équation (3.1.2-4)). Comme on peut le voir, pour les particules à faible diamètre ($d_p < 0,5 \mu\text{m}$), les vitesses de fluide sous la chaussure sont insuffisantes pour les remettre en suspension.

D'après les premiers calculs de vitesses de chute (cf. Tableau 1), on constate que les particules de diamètre 100 μm ont une vitesse de chute plus importantes (d'un facteur 100) par rapport aux particules de 10 μm . Ces particules sont donc destinées à se redéposer avant d'atteindre les voies respiratoires des opérateurs. De plus, les prélèvements réalisés dans les bâtiments réacteurs montrent que les particules présentes sur les sols sont certes de diamètres compris entre 1 et 100 μm (et parfois de diamètres supérieurs), mais une visualisation au MEB de ces particules montre que les « grosses » particules sont en réalité des amas de particules ou bien des particules adhérentes à des objets plus grands qui ne sont pas susceptibles d'atteindre les voies respiratoires sous le simple effet de la marche.

Ainsi, le diamètre des particules que nous allons considérer dans la suite de ces travaux de thèse est compris entre 1 et 10 μm . Cela sera la donnée d'entrée du modèle Rock'n'Roll, qui se base sur la force F_{JKR} (issu du modèle JKR) concernant les forces d'adhésion et sur la combinaison des deux forces aérauliques que sont la force de traînées et de portance.

Pour répondre à la problématique posée, la démarche scientifique sera basée sur la structure du modèle Rock'n'Roll choisi pour modéliser la remise en suspension. La Figure 44 regroupe les différentes étapes de la démarche choisie.

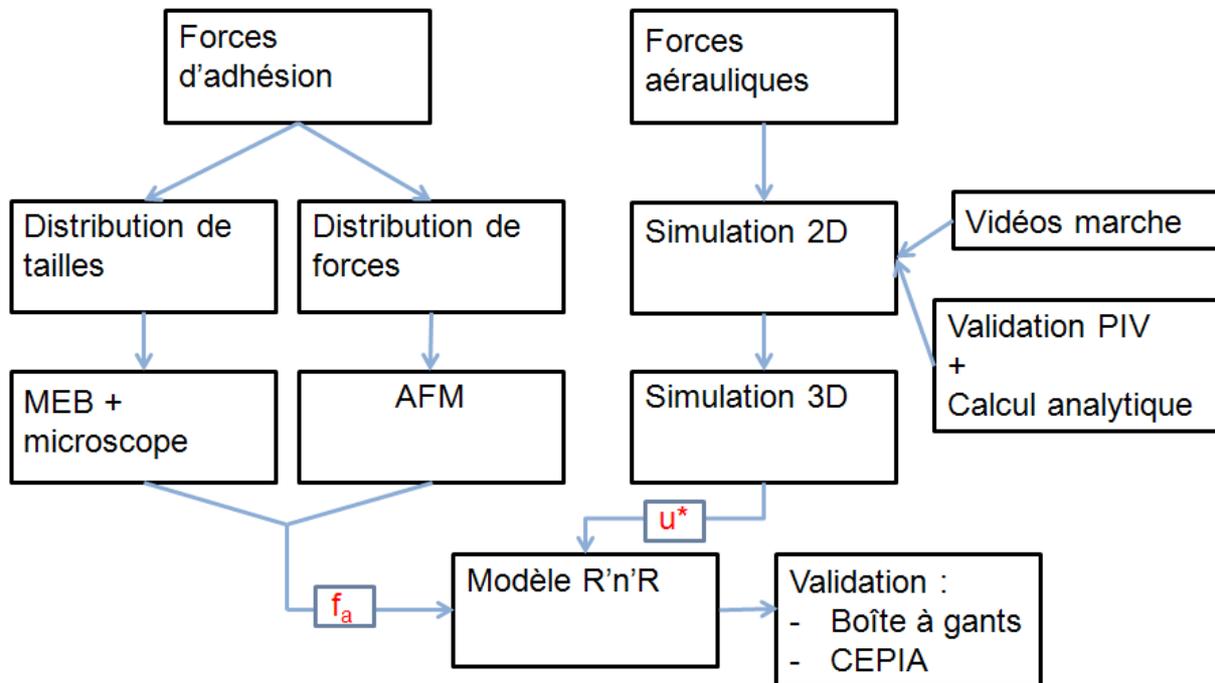


Figure 44 : Schéma de la démarche scientifique

Comme on peut le voir sur la Figure 44, l'analyse des vidéos de la marche constituera une donnée d'entrée pour les simulations 2D qui seront validées par des expériences PIV (*Particle Image Velocimetry*) et par des calculs analytiques. Cela nous permettra par la suite de réaliser des simulations numériques 3D avec une chaussure accédant ainsi aux vitesses de frottement sous cette dernière. En parallèle de cela, l'analyse des particules par microscopie nous donnera accès à la distribution en taille des particules, alors que l'utilisation de la technique de l'AFM (*Atomic Force Microscopy*) nous permettra d'accéder aux distributions des forces d'adhésion.

Une fois ces deux paramètres réunis nous pourrons alors accéder à des taux de remise en suspension théoriques obtenus via des simulations numériques couplant écoulements d'air et modèle de remise en suspension, que l'on pourra comparer aux valeurs obtenues via des expériences analytiques (Boîte à gants) ou des expériences à l'échelle réelle (expérience CEPIA : local de 32 m^3).

3 MODELISATION DES ECOULEMENTS SOUS UNE CHAUSSURE DE TRAVAIL

3.1 Détermination des paramètres influents et étude préliminaire sur le cas de l'écoulement d'un dièdre qui se referme

3.1.1 Vidéo de la marche

Des vidéos de marche ont été réalisées dans le but de mieux cibler les vitesses linéaires de déplacement des individus et d'en tirer les vitesses angulaires de rotation de la chaussure au cours du cycle de la marche. Les données tirées de ces expériences constituent donc des paramètres d'entrée essentiels pour les différentes expériences et simulations menées au cours de ces travaux.

Pour ce faire, il a été demandé à quatre personnes (4 hommes) de marcher sur un tapis roulant (cf. Figure 45). Une caméra placée perpendiculairement à la direction de déplacement du tapis a permis de recueillir différentes informations sur plusieurs cycles de marche pour chaque personne.

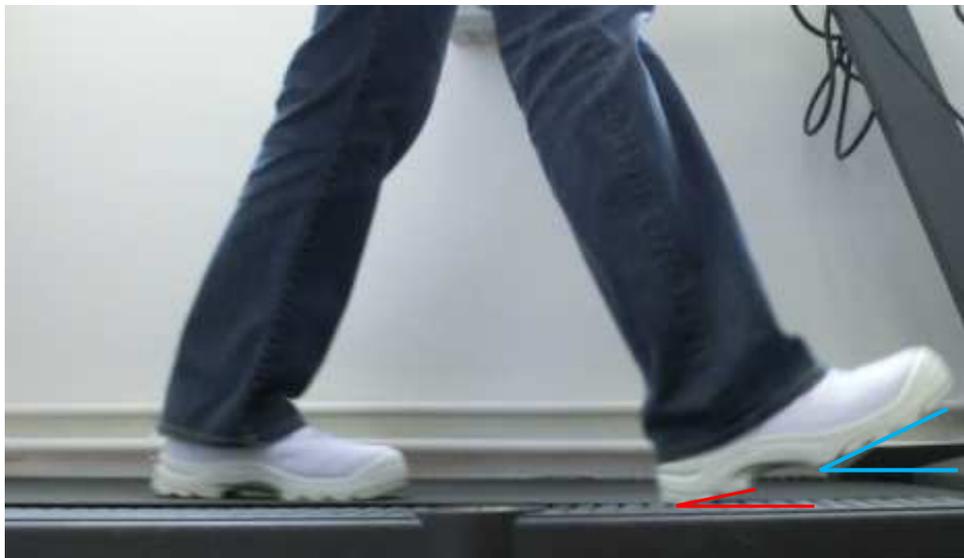


Figure 45 : Image de la marche sur un tapis roulant avec une chaussure de sécurité

Comme on peut le voir sur la Figure 45, un suivi de l'angle décrit, par rapport au sol, de l'avant de la semelle (en bleu) et du talon (en rouge), a été réalisé. Les valeurs des angles ont été reportées sur la Figure 47.

La Figure 46 retrace les différentes étapes que décrit la chaussure lors d'un cycle de la marche.



Figure 46 : Suivi en image des différentes étapes de la chaussure droite lors d'un cycle de marche

Comme on peut le voir, la première étape est celle de l'attaque de la chaussure (a), puis la pose (b). Puis après un temps de repos, vient l'étape de soulèvement de la chaussure (c) et enfin le détachement de la chaussure (d).

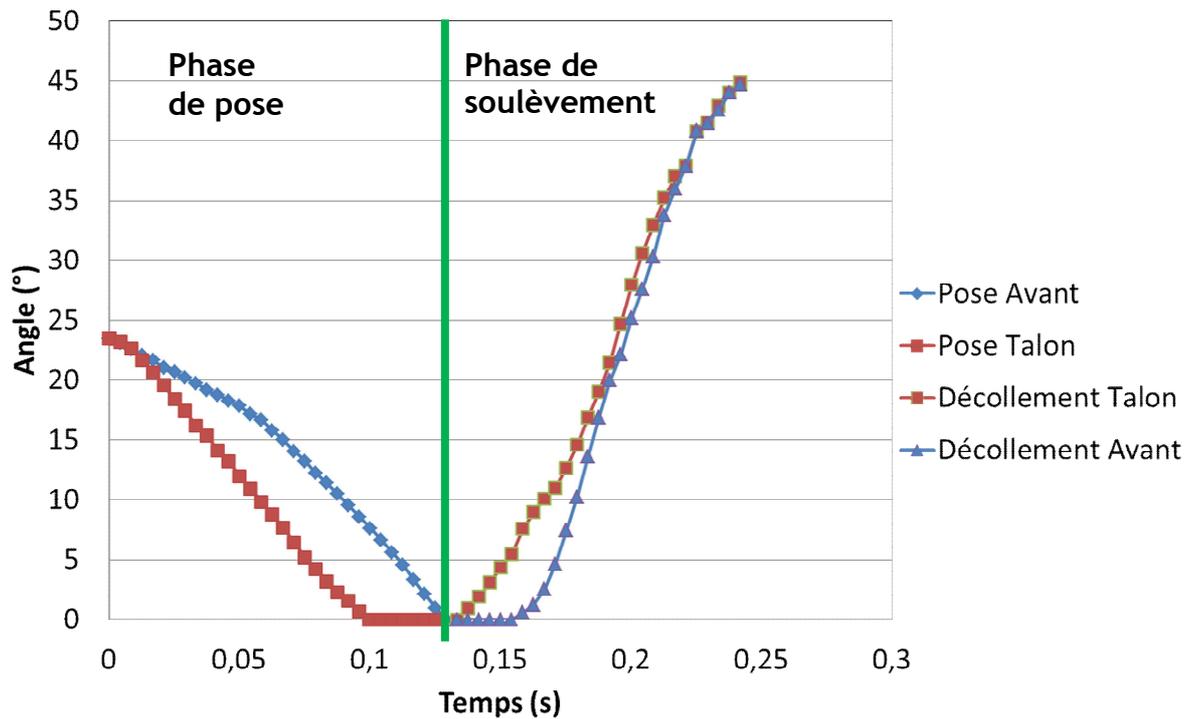


Figure 47 : Suivi temporel des angles décrits par la semelle de la chaussure au cours d'un cycle de marche (participant H1)

Ces résultats ont été obtenus pour une vitesse linéaire de marche (vitesse du tapis) de 3 km/h, qui correspond à la vitesse jugée normale de déplacement des individus.

Pour le cas de la Figure 47, l'angle initial d'attaque est de 24° et l'angle de détachement est d'environ 45°. Comme on peut le voir, les vitesses angulaires d'approche et de soulèvement de l'avant et du talon ne sont pas les mêmes.

L'étude détaillée du cycle complet de la marche montre que celui-ci est ponctué par une phase de « repos » (temps que passe la chaussure en contact avec le sol) d'environ 0,4 s. Ce temps de repos n'est pas représenté sur la Figure 47 et la Figure 48.

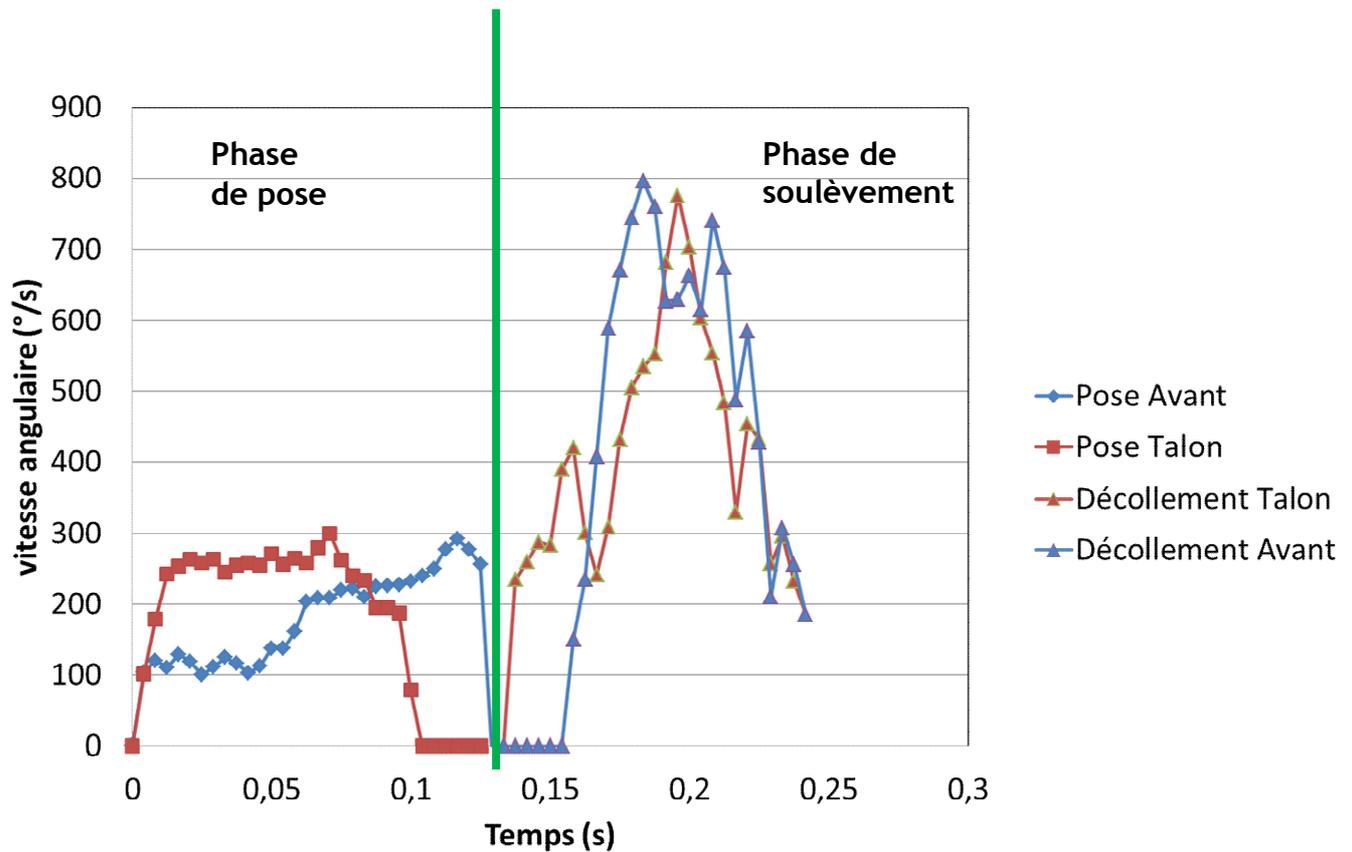


Figure 48 : Evolution de la vitesse angulaire en fonction du temps (participant H1)

Comme le montre la Figure 48, pendant la phase de pose, la vitesse angulaire du talon est quasiment constante (pour cet exemple $\sim 250 \text{ } ^\circ \cdot \text{s}^{-1}$) jusqu'à 0,1 s. En revanche, la vitesse angulaire de l'avant de la chaussure décrit deux phases avec chacune une vitesse qui lui est propre. Le changement de vitesse de l'avant de la chaussure peut s'expliquer par le fait qu'une fois le talon totalement posé (pour $t > 0,06$ s), l'avant de la chaussure suit alors une vitesse plus importante que durant la première phase ($t < 0,06$ s).

Durant la phase de soulèvement, la vitesse angulaire du talon est constante jusqu'au moment où l'avant débute son soulèvement. Concernant l'avant de la chaussure, celui-ci décrit une forte accélération au début du mouvement. Enfin, peu avant le détachement de la chaussure du sol, le talon comme l'avant de la chaussure marquent un ralentissement.

Les résultats présentés sur la Figure 47 et la Figure 48 ont été obtenus pour un cycle de marche et pour un individu uniquement. Afin de tirer des conclusions plus générales, nous nous sommes intéressés à plusieurs cycles de marche pour chacun des individus participant à ces expériences.

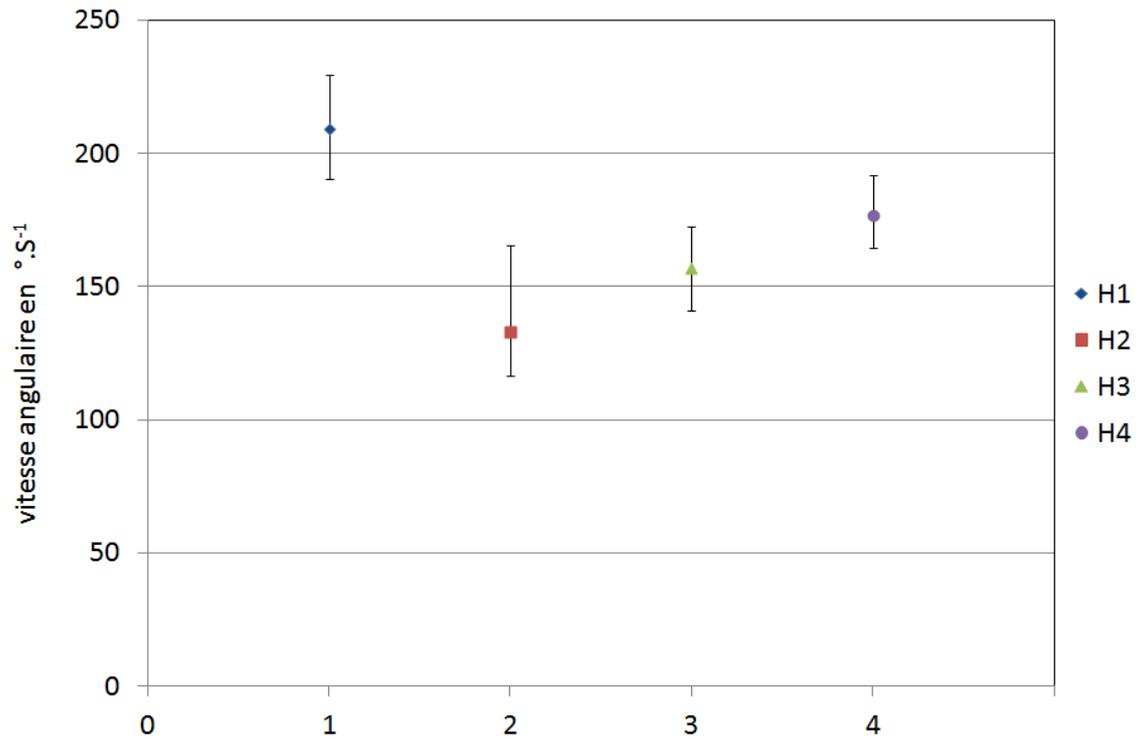


Figure 49 : Vitesse angulaire moyenne de pose de l'avant de la chaussure en fonction des différents participants (H1 à H4)

La Figure 49 montre la vitesse angulaire moyenne issue de plusieurs cycles de marche pour chacun des participants

Les barres d'incertitudes représentées sur le graphe de la Figure 49 sont dues aux différentes mesures réalisées sur les différents cycles enregistrés pour chacun des participants.

Comme on peut le voir, les vitesses d'approche de l'avant de la chaussure varient entre 130 °.s⁻¹ et 200 °.s⁻¹.

L'exploitation des différentes vidéos montre que, lors de la phase d'approche, l'avant de la chaussure a une accélération moyenne de 2000 °.s⁻².

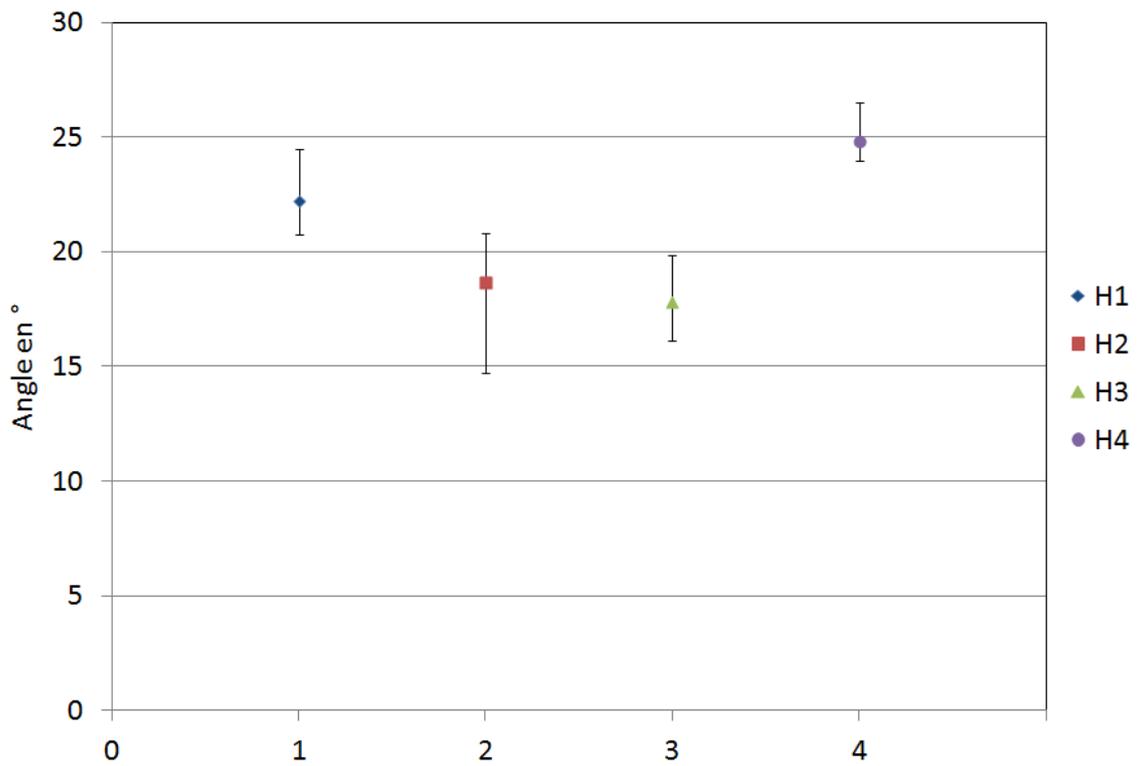


Figure 50 : Angle d'attaque en fonction des différents participants (H1 à H4)

La Figure 50 présente la moyenne des angles d'attaque pour chacun des individus. Comme pour la figure précédente, les barres d'incertitudes représentent les mesures effectuées lors des différents cycles effectués par chaque individu. Comme on peut le voir, l'angle d'attaque varie d'une personne à une autre. Néanmoins, il s'avère que la moyenne de ces mesures est un angle de 20 °. Cette valeur sera prise comme référence pour les expériences de simulation de la marche.

Le même travail a été réalisé pour la phase de soulèvement. Comme le montre la Figure 51, il en ressort que les vitesses de soulèvement moyennes sont plus importantes que celles de la phase d'approche. De plus, l'exploitation des différentes vidéos montre qu'en moyenne l'accélération de la chaussure lors de la phase de soulèvement est d'environ $3000 \text{ }^\circ \cdot \text{s}^{-2}$.

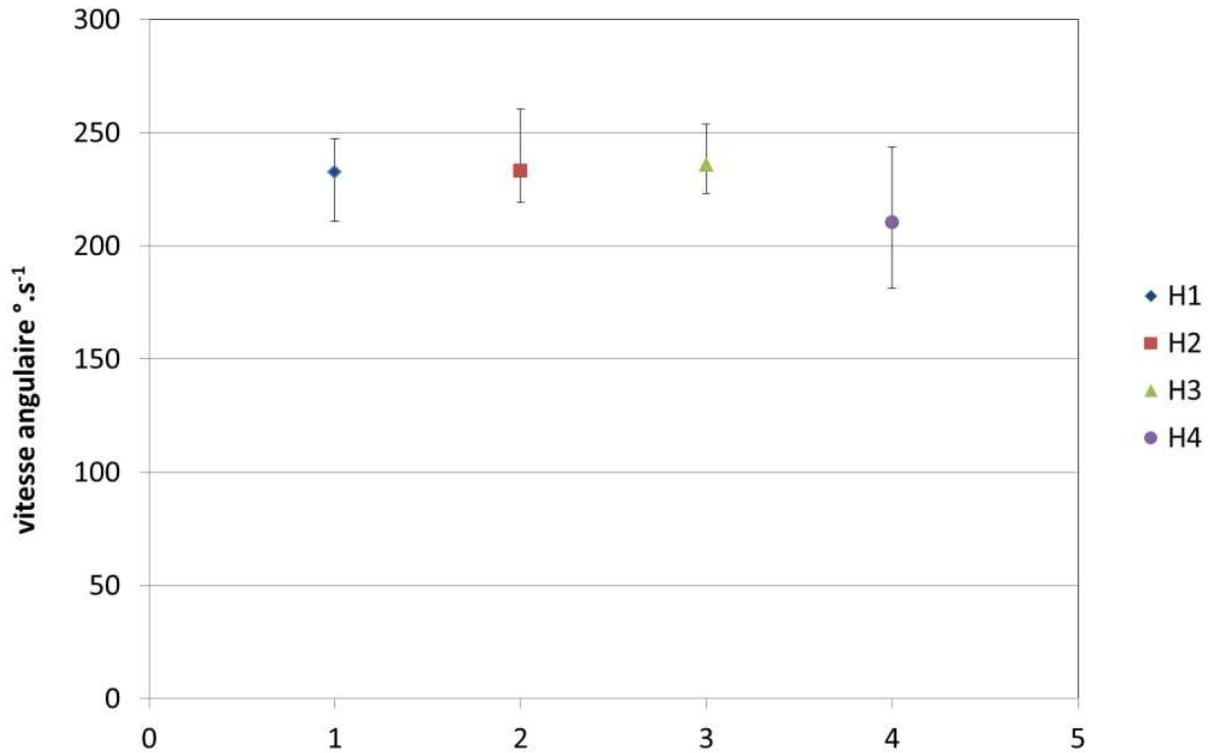


Figure 51 : Vitesse angulaire moyenne de soulèvement du talon de la chaussure en fonction des différents participants (H1 à H4)

3.1.2 Calcul analytique

La remise en suspension des particules dépend des forces aérauliques. Il est donc nécessaire de déterminer les vitesses d'écoulement du fluide en proche paroi afin de connaître l'intensité de ces forces.

Moffatt et Duffy (1980) se sont intéressés au cas de deux plaques (deux plans semi-infinis) en approche l'une de l'autre. Cette étude peut être ramenée au cas d'une chaussure en cours d'approche du sol comme l'illustre la Figure 52. Comme on peut le voir, la chaussure représente un des deux plans du dièdre, alors que le sol représente le second plan. Etant donné que le sol est une paroi fixe, il est nécessaire d'introduire un changement de repère afin de tenir compte de cette spécificité.

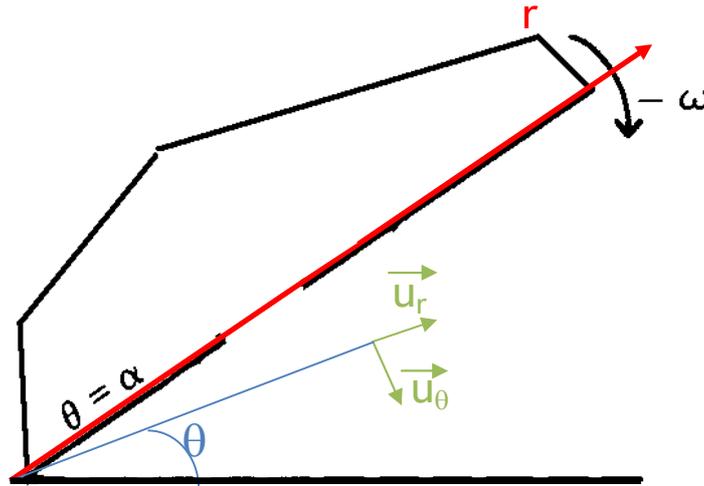


Figure 52 : Schéma du dièdre (représenté ici par la chaussure et le sol)

On suppose donc une chaussure formant un dièdre d'angle $\alpha(t)$ avec le sol et se refermant à la vitesse angulaire ω . Afin de simplifier le problème, la chaussure est assimilée à une plaque parfaitement lisse en mouvement, alors que le sol est assimilé à une plaque parfaitement lisse et immobile.

Afin de connaître l'ordre de grandeur des vitesses qu'atteint l'air lors de son expulsion sous la chaussure, nous avons pris comme hypothèse un angle de départ $\alpha_0 = 20^\circ$, une longueur de chaussure de 30 cm et une vitesse de rotation de la chaussure par rapport au talon $\omega = 200 \text{ }^\circ \cdot \text{s}^{-1}$. Dans le cadre des calculs analytiques, la chaussure est remplacée par une demi-droite comme le montre la Figure 53 :

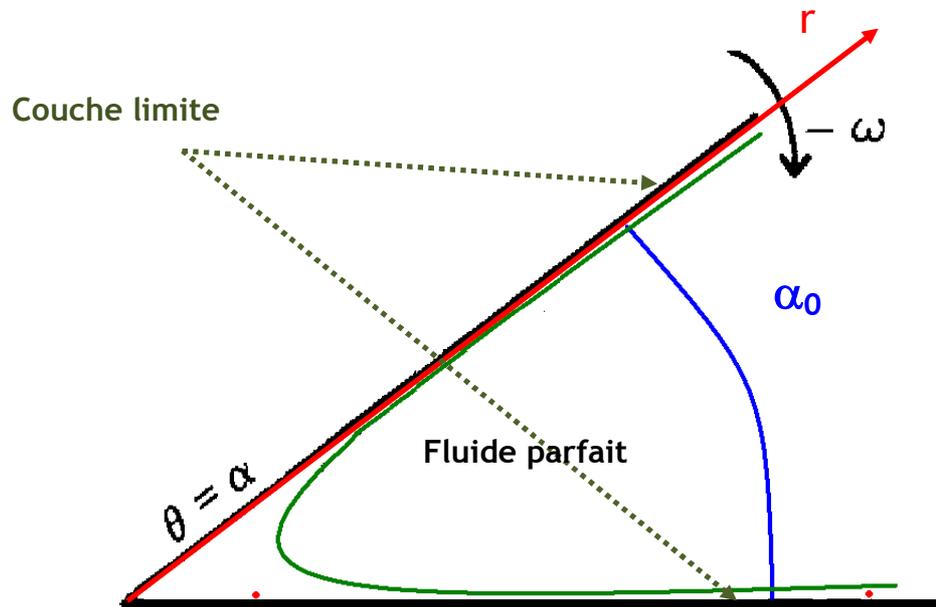


Figure 53 : Schéma de la chaussure en phase d'approche

A noter que la vitesse angulaire est notée γ et alors que l'angle décrit par la plaque avec le sol est noté α .

Pour traiter ce problème analytique, une approche rigoureuse consiste à considérer un écoulement de fluide parfait loin des parois (semelle de la chaussure et sol) et d'y associer une solution de type couche-limite instationnaire en proche paroi (cf. Figure 53), via la technique des développements asymptotiques raccordés.

Cas du fluide parfait

Dans le cas d'un fluide parfait, l'écoulement est irrotationnel car l'écoulement est initialement au repos et le mouvement de la paroi ne peut créer de vorticité en dehors de la couche limite. Comme $\overrightarrow{\text{rot}}(\vec{v}) = 0$, le champ de vitesse découle donc d'une fonction potentiel des vitesses ϕ : $\vec{v} = \nabla\phi$.

L'écoulement étant incompressible, $\text{div}(\vec{v}) = 0$. On aboutit alors à l'équation de Laplace $\Delta\phi = 0$, avec les conditions aux limites suivantes :

$$\begin{cases} u_r = \frac{\partial\phi}{\partial r} & , \text{ glissement à la paroi} \\ u_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial\phi}{\partial\theta} = \pm \omega \cdot r \end{cases} \quad (3.1.2-1)$$

Par ailleurs, puisque $\text{div}(\vec{v}) = 0$, on peut également introduire la fonction de courant ψ telle que $\vec{v} = \overrightarrow{\text{rot}}(\psi \cdot \vec{k})$. On a alors :

$$\begin{cases} u_r = \frac{1}{r} \frac{\partial\psi}{\partial\theta} = \frac{\partial\phi}{\partial r} \\ u_\theta = -\frac{\partial\psi}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial\phi}{\partial\theta} \end{cases} \quad (3.1.2-2)$$

En raisonnant sur le potentiel de vitesse ϕ et en utilisant la méthode de séparation des variables, on obtient l'expression suivante :

$$\phi = \frac{\omega}{2 \cdot \sin 2\alpha} r^2 \cdot \cos 2\theta. \quad (3.1.2-3)$$

En injectant cette expression dans le système d'équations (3.1.2-2), et en ajoutant le terme $-\gamma \cdot r$ dans l'expression de u_θ pour tenir compte du changement de repère, on obtient alors les expressions suivantes pour les vitesses :

$$\begin{cases} u_r = 2\omega \cdot r \cdot \frac{\cos 2\theta}{\sin 2\alpha} \\ u_\theta = -\omega \cdot r \cdot \frac{\sin 2\theta}{\sin 2\alpha} - \alpha \cdot r \end{cases} \quad (3.1.2-4)$$

Raccordement avec la couche limite

Le calcul précédent a permis de déterminer analytiquement l'expression de la vitesse d'air sous la plaque. Cependant, ce calcul est valable en dehors de la couche limite. En se basant sur les travaux de F. Feuillebois (2012, 2013), on peut réaliser le raccordement entre la solution analytique pour le fluide parfait et celle de la couche limite. On reprend ici comme vitesse angulaire la notation ω et comme angle la notation α .

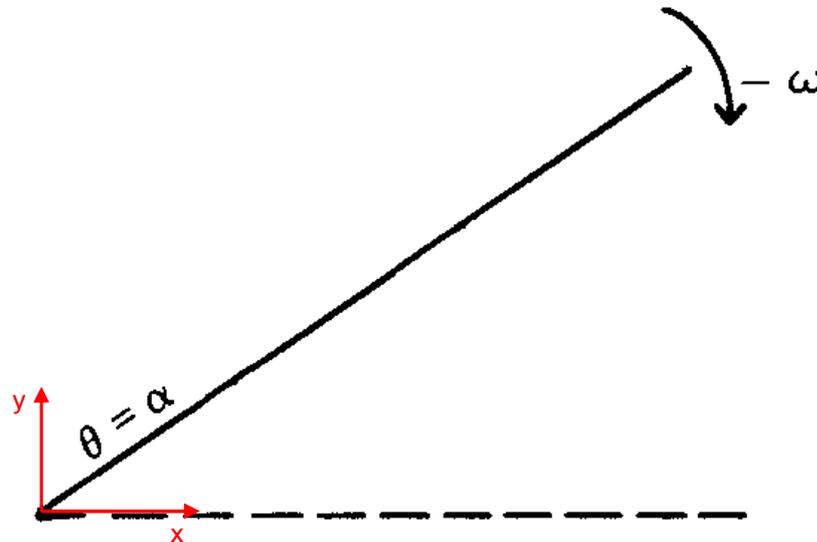


Figure 54 : Définition du repère pour la plaque en mouvement

Soient u et v les composantes de la vitesse de l'air dans le repère (x,y) . En s'intéressant à la couche limite au voisinage du sol ($y = 0$), l'équation de la couche limite s'écrit alors :

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + v \cdot \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial U}{\partial t} + U \cdot \frac{\partial U}{\partial x} + \nu \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \end{cases} \quad (3.1.2-5)$$

Avec comme conditions aux limites : pour $y = 0$: $u = 0, v = 0$;

$$\lim_{y \rightarrow \infty} u = U$$

En utilisant le système de coordonnées (x,y) , on définit la fonction suivante :

$$F(t) = \frac{\tan(2\alpha)}{|\omega|} \quad (3.1.2-6)$$

où $\alpha(t)$ est l'angle à l'instant t .

La solution du fluide parfait s'écrit : $v(x) = \frac{x}{F(t)} + \omega \cdot y$ (3.1.2-7)

Ainsi, pour obtenir le raccordement avec la solution de la couche limite, on s'intéresse à la vitesse proche du sol ($y \rightarrow 0$), on obtient : $U = \frac{x}{F(t)}$ (3.1.2-8)

Pour la couche limite, la solution instationnaire suivant x , s'écrit :

$$u = x \cdot \frac{f'(\eta)}{F(t)} \quad \text{avec} \quad \eta = x \cdot \frac{y}{\sqrt{\nu \cdot F(t)}} \quad (3.1.2-9)$$

où ν est la viscosité cinématique de l'air.

En utilisant les équations (3.1.2-6), (3.1.2-7), (3.1.2-8) et (3.1.2-9) dans (3.1.2-5), on a alors :

$$f'''(\eta) + f(\eta) \cdot f''(\eta) - f'(\eta)^2 + 1 + \dot{F}(t) \cdot \left(f'(\eta) + \frac{1}{2} \eta \cdot f''(\eta) - 1 \right) = 0 \quad (3.1.2-10)$$

avec $\dot{F}(t) = \frac{dF(t)}{dt}$, et les conditions aux limites suivantes : $\begin{cases} f(0) = f'(0) = 0 \\ f'(\infty) = 1 \end{cases}$

La résolution de cette équation se fait numériquement. Finalement, en se basant sur le principe de Van Dyke (1975), on aboutit à l'expression de vitesse u_{valide} valable dans tout le domaine :

$$u_{valide} = v_x + u - U \quad (3.1.2-11)$$

Afin de décrire la couche limite au niveau de la plaque il est nécessaire de définir le repère (x_p, y_p) comme le montre la Figure 55.

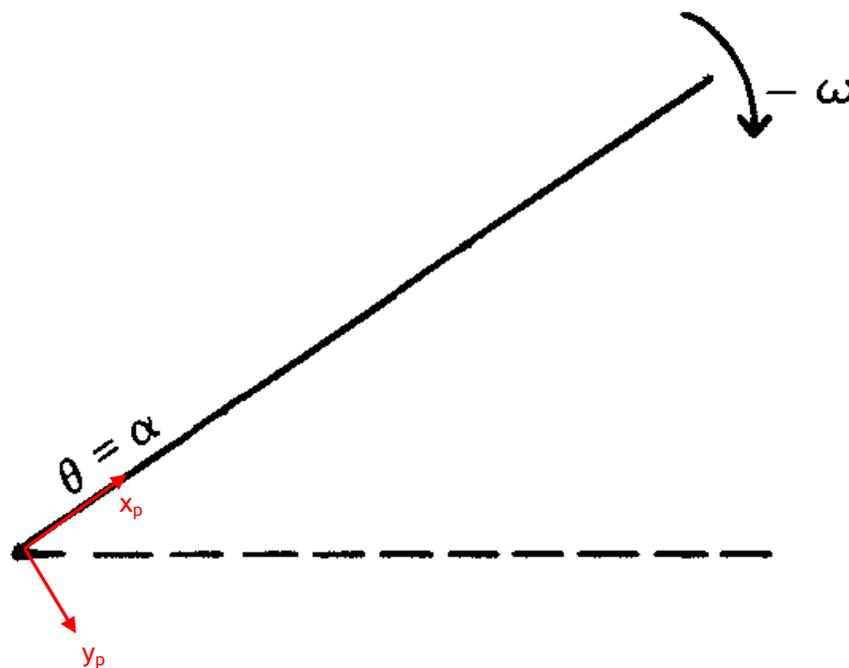


Figure 55 : Définition du repère de la couche limite au niveau de la plaque en mouvement

Dans le cas de la fermeture du dièdre (vitesse angulaire $\omega > 0$), l'expression de vitesse du fluide (cf. équation (3.1.2-4)) s'écrit alors :

$$\begin{cases} u_r = \omega \cdot x_p \cdot \cot 2\alpha + 2 \cdot \omega \cdot y_p \\ u_\theta = -\omega \cdot y_p \cdot \cot 2\alpha \end{cases} \quad (3.1.2-12)$$

Soit donc la vitesse du fluide parfait au contact avec la paroi ($y_p = 0$) : $U_p = \omega \cdot x_p \cdot \cot 2\alpha$

Les termes d'accélération étant négligeables dans le repère de la plaque, on aboutit à l'expression de la vitesse valide entre la plaque et le sol :

$$u_{valide} = v_x + u - U + [u_p - U_p] \cdot \cos 2\alpha \quad (3.1.2-13)$$

Nous avons tracé des profils de vitesse longitudinale à différentes distances du point de rotation de la plaque qui est représentée par une chaussure sur la Figure 56. La distance $L = 0,1$ m (bleu) correspond au talon de la chaussure. La distance $L = 0,2$ m (rouge) correspond au milieu de l'avant de la chaussure. Et enfin, la distance $L = 0,3$ m (vert) correspond au bout de la chaussure.

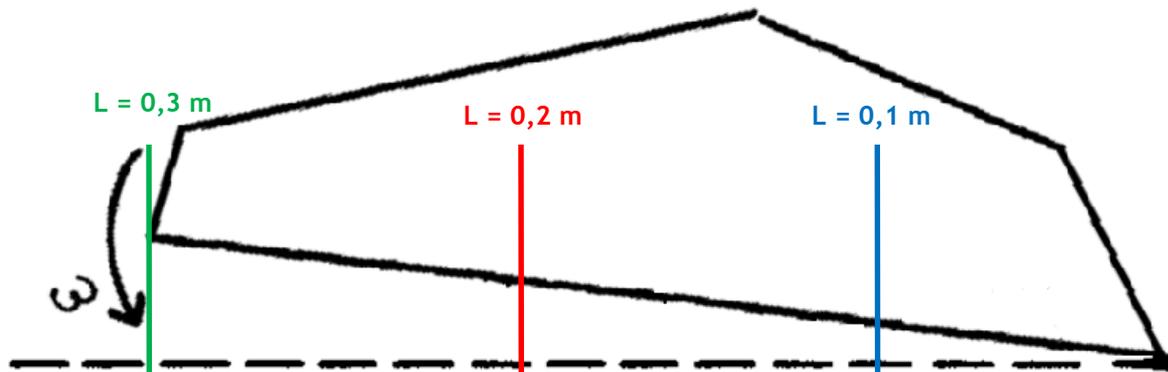


Figure 56 : Schéma des positions des profils des vitesses

Deux vitesses angulaires ω ont été étudiées. La première valeur de vitesse angulaire a été prise égale à $100 \text{ }^\circ \cdot \text{s}^{-1}$ afin de pouvoir comparer nos résultats à ceux de Zhang *et al.* (2008). Concernant la deuxième vitesse angulaire de $200 \text{ }^\circ \cdot \text{s}^{-1}$, cette dernière provient des observations faites lors de l'exploitation des vidéos sur la marche des différents individus (cf. paragraphe 3.1.1).

La Figure 57 montre le cas d'approche de la plaque pour une vitesse angulaire de $\omega = 100 \text{ }^\circ.\text{s}^{-1}$. Les profils présentés sont toujours réalisés pour un angle $\alpha = 1^\circ$.

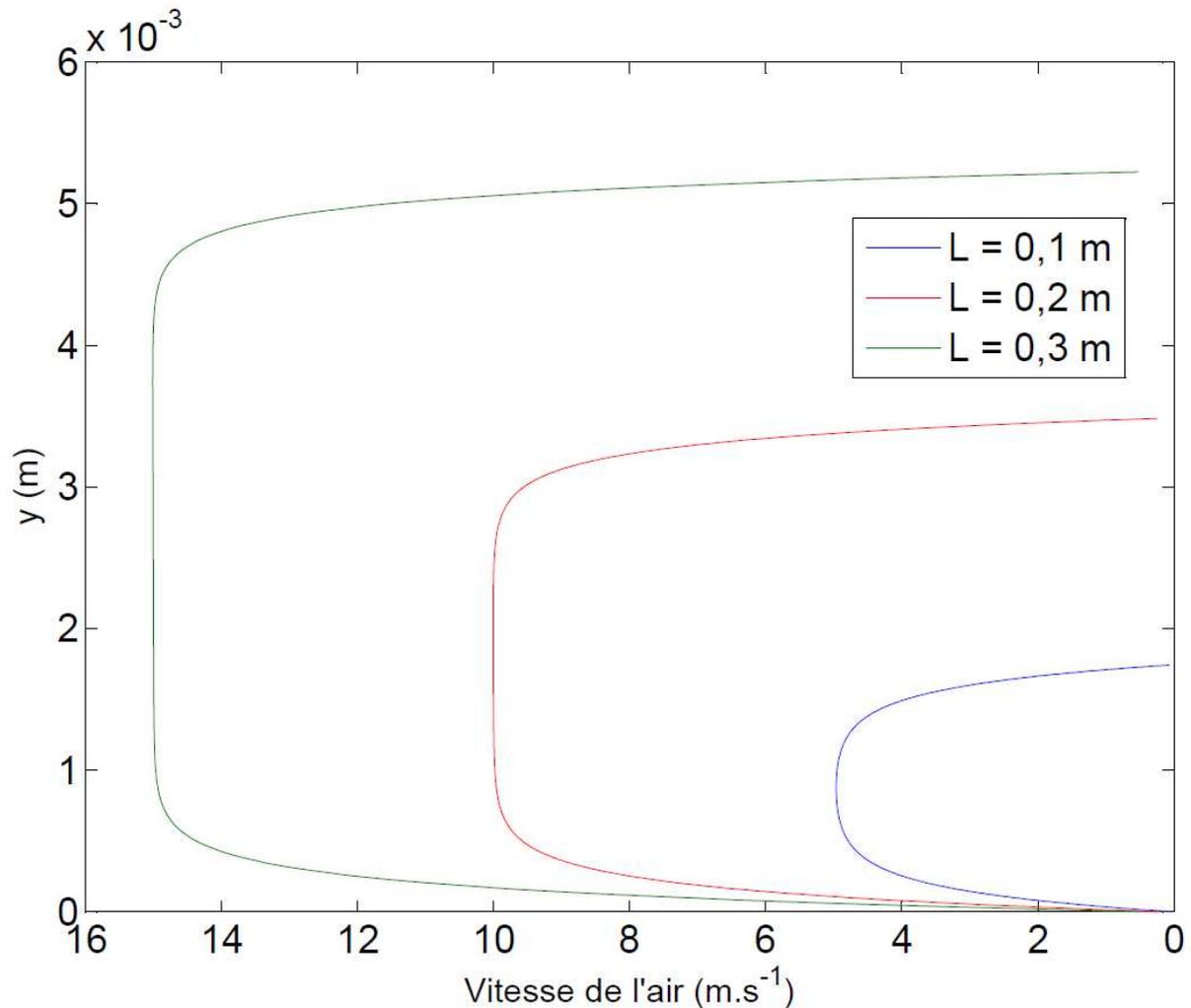


Figure 57 : Profils de vitesse à $\alpha = 1^\circ$ pour $\omega = 100 \text{ }^\circ.\text{s}^{-1}$

Les valeurs des vitesses radiales de l'air obtenues sont plus faibles que celles obtenues analytiquement par les travaux de Zhang *et al.* (2008). En effet, les vitesses radiales u_r qu'ils obtiennent (cf. équation (2.2.3-1)) sont de l'ordre de $18,3 \text{ m.s}^{-1}$ (pour la même vitesse angulaire et le même angle). Zhang *et al.* (2008) obtiennent ces résultats en prenant une valeur de vitesse d'approche du palet correspondant à une vitesse angulaire $\omega = 100 \text{ }^\circ.\text{s}^{-1}$ à $L = 30 \text{ cm}$ pour l'avant de la chaussure.

On peut expliquer la différence entre les travaux de Zhang *et al.* (2008) et le cas analytique du dièdre par le fait que Zhang *et al.* (2008) étudient le cas d'un palet horizontal, alors que dans notre cas, la chaussure, représentée par une plaque plane, décrit un mouvement de rotation par rapport à l'axe du talon. De plus, il convient de rappeler que les vitesses obtenues par le calcul analytique tiennent compte de la présence de la couche limite proche des parois, ce qui n'est pas le cas de l'étude faite pour le palet.

Enfin, afin d'avoir une idée sur les ordres de grandeur des vitesses de l'air sous la chaussure, nous avons également calculé les profils de vitesse sous la plaque pour une vitesse angulaire ω égale à $200 \text{ }^\circ.\text{s}^{-1}$ (cas le plus proche des observations faites dans le paragraphe 3.1.1).

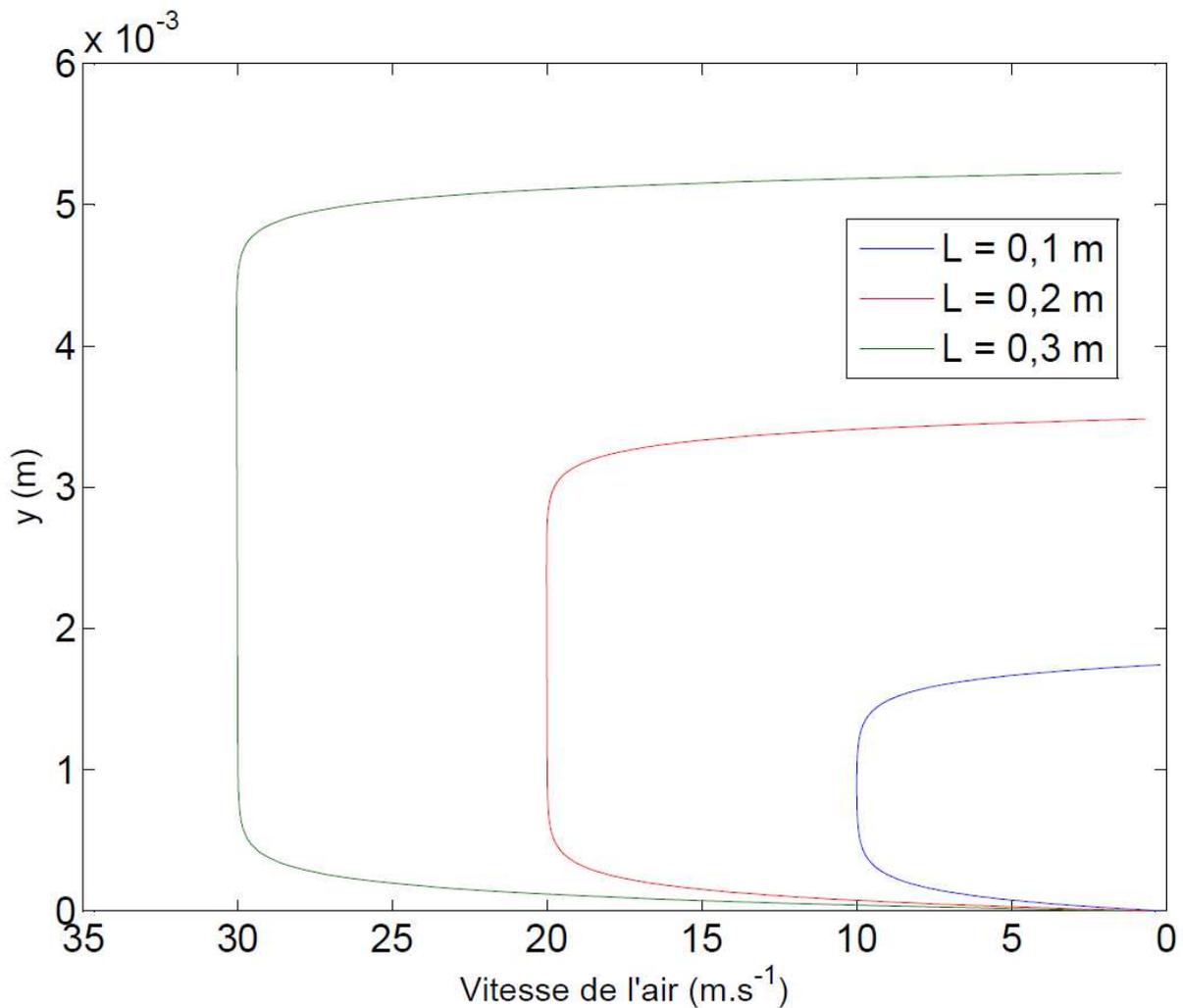


Figure 58 : Profils de vitesse à $\alpha = 1^\circ$ pour $\omega = 200 \text{ }^\circ.\text{s}^{-1}$

En comparant les profils de vitesse pour $\omega = 100 \text{ }^\circ.\text{s}^{-1}$ et ceux pour $\omega = 200 \text{ }^\circ.\text{s}^{-1}$, on constate logiquement que plus la vitesse angulaire ω augmente, plus la vitesse de l'air sous la plaque augmente. De plus, sur la Figure 58, on remarque que les couches limites sont plus minces que pour le cas $\omega = 100 \text{ }^\circ.\text{s}^{-1}$.

Ces résultats seront confrontés aux résultats des simulations numériques (cf. paragraphe 3.1.3) et aux mesures expérimentales (cf. paragraphe 3.1.4).

3.1.3 Etude numérique (2D)

Afin de s'assurer de la validité des résultats de calculs analytiques concernant les vitesses d'air sous la chaussure, des calculs numériques ont été conduits pour le cas simple d'une plaque plane. Cela permettra une comparaison au cas théorique du dièdre.

Ces simulations sont des simulations en 3D (trois dimensions). Néanmoins, en réduisant une dimension de façon à ce qu'elle soit négligeable devant les deux autres dimensions (l'épaisseur en z est négligeable devant le plan (x,y)) et en y mettant une seule maille, il est possible de réaliser des simulations 2D (en deux dimensions).

3.1.3.1 Méthode numérique

Afin de réaliser les simulations numériques, nous avons utilisé le code de calcul ANSYS CFX. La modélisation de la plaque en rotation est possible selon deux méthodes :

- déformation de maillage,
- solide immergé.

La méthode de déformation de maillage permet de modéliser l'objet réel et de suivre son mouvement en déformant le maillage. Pour notre cas, cette méthode atteint ses limites lorsque la plaque est proche du sol ($\alpha < 3^\circ$). En effet, à des angles faibles, la déformation du maillage aboutit à l'écrasement des mailles, ce qui bloque la poursuite du calcul jusqu'au contact plaque/sol.

La seconde méthode, solide immergé, ne modélise pas l'objet étudié, mais impose les contraintes qui lui sont propres aux mailles du fluide qu'il occupe. Ainsi, pour notre cas, cette méthode permet d'imposer aux mailles occupées par la plaque, à chaque instant du calcul, la même vitesse que la plaque.

C'est donc la méthode du solide immergé qui a été retenue pour effectuer les simulations numériques pour le cas de la plaque et pour le cas de la chaussure. A chaque pas de temps, une superposition entre la position de l'objet et le maillage est réalisée, et le fluide à l'extérieur de l'objet se comporte comme si le solide immergé était réellement présent. Les mailles couvertes par l'objet se voient appliquer un terme de forçage S , donné par l'équation suivante :

$$S = -\alpha \cdot C \cdot (v - v_{\text{objet}})$$

où α est un « facteur d'échelle » de la source de quantité de mouvement que peut modifier l'utilisateur, et C est une constante fixée à 10^5 dans le code de calcul. Le paramètre α , qui vaut 10 par défaut, permet d'augmenter la valeur du terme source. Ainsi, plus le terme $\alpha \cdot C$ est élevé, plus la vitesse du fluide atteint celle souhaitée. Néanmoins, plus cette valeur augmente, plus la robustesse des calculs diminue. Un optimum doit donc être trouvé pour concilier précision de calcul et robustesse. Une valeur de 50 a été utilisée pour la majorité des calculs.

A noter que pour ces études de simulations numériques, nous adoptons une approche de résolution de type RANS (Reynolds Average Navier-Stokes Equations, cf. annexe 6). Le modèle de turbulence retenu est le modèle $k-\omega$ SST, permettant de traiter les écoulements à bas Reynolds à proximité de la paroi. Ce modèle est une combinaison de deux modèles : $k-\omega$ en proche paroi et $k-\varepsilon$ loin de la paroi.

Afin d'utiliser au mieux ce modèle avec la méthode du «solide immergé», il est nécessaire d'activer l'option *Modified Forcing* (notée MF). Cette option, qui vise à modifier localement le terme de forçage, permet de mieux prendre en compte la couche limite au niveau de la paroi du solide immergé.

3.1.3.2 Géométrie et conditions initiales

Comme pour le cas analytique (cf. chapitre 3.1.2), nous allons nous intéresser à la chute d'une plaque plane sur le sol. La longueur de cette plaque est prise égale à 30 cm, ce qui correspond à la longueur moyenne d'une chaussure, comme le montre la Figure 59. Les dimensions du domaine de calcul dans lequel évolue cette plaque sont 0,5 m de haut et 1 m de large.

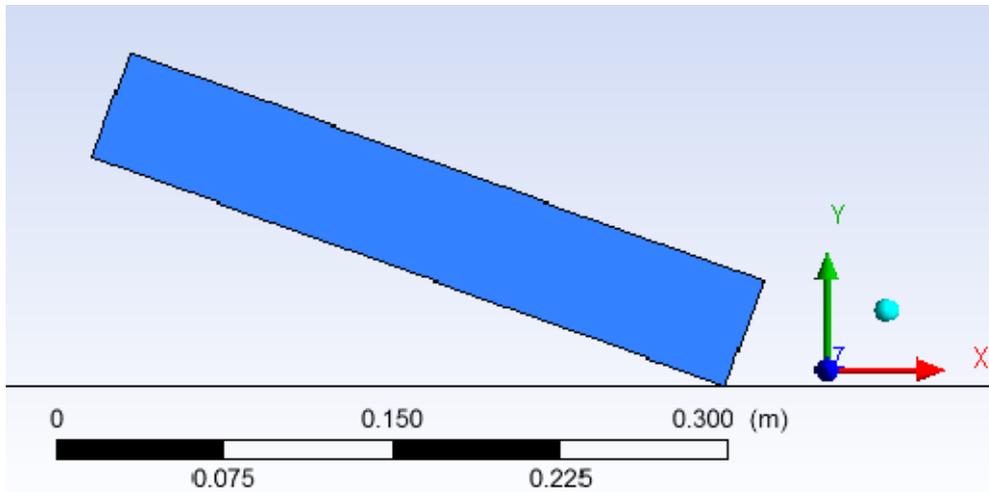


Figure 59 : Image de la géométrie de la plaque

La Figure 59 présente la plaque à l'instant initial. Celle-ci décrit un angle de 20° par rapport au sol. La vitesse initiale de la plaque est nulle ($\omega(t=0)=0$).

Au cours de cette étude, nous allons nous intéresser aux profils de vitesse d'air en bout de plaque mais également en milieu de plaque comme le montre la Figure 60.

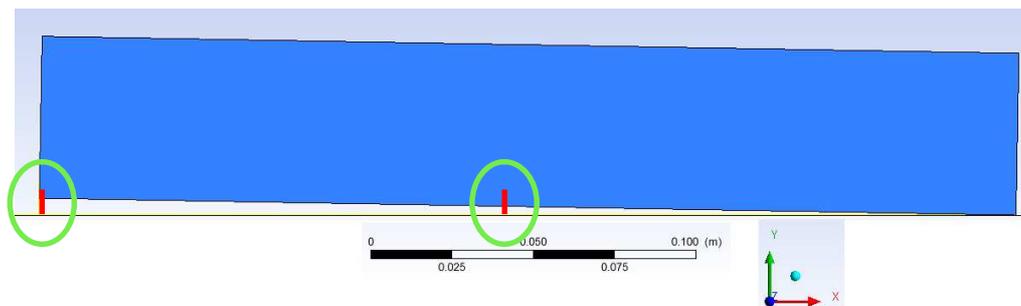


Figure 60 : Position du profil de vitesses d'air à l'instant $t = 0,19$ s

3.1.3.3 Etude de sensibilité

Afin de s'assurer de la validité des résultats obtenus par simulations numériques, il est nécessaire d'utiliser ces simulations en optimisant certains paramètres clefs tels que le maillage, le pas de temps et le modèle de turbulence.

3.1.3.3.1 Etude de sensibilité au maillage

Dans cette partie nous avons étudié l'influence du raffinement du maillage sur les résultats des calculs.

Le Tableau 5 retrace les différents maillages testés.

Tableau 5 : Caractéristiques des maillages utilisés pour l'étude de sensibilité

Maillage	Référence	Nombre de mailles
Hexaédrique	a	168 800
Hexaédrique relâché	b	89 200
Hexaédrique raffiné	c	248 400

Comme on peut le voir sur le Tableau 5, nous sommes partis d'un maillage hexaédrique avec environ 10^5 mailles que nous avons allégé (en nombre de mailles) et également raffiné.

On remarque sur la Figure 61 que tous les maillages sont raffinés en proche paroi. Plus un maillage contient de mailles, plus le nombre de mailles sera élevé dans l'espace entre la plaque et le sol et meilleure sera la résolution des simulations.

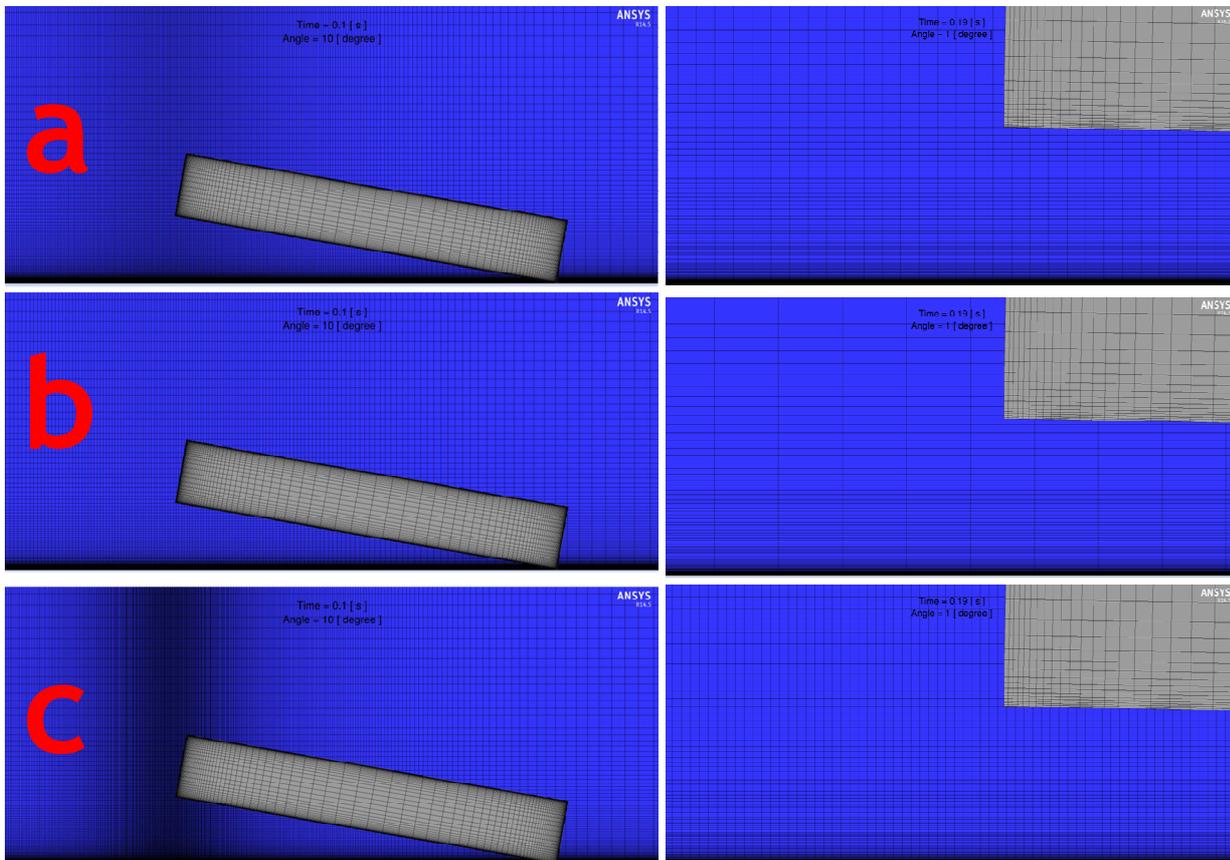


Figure 61 : Maillages utilisés pour l'étude de sensibilité

Nous avons donc réalisé des simulations avec ces trois maillages avec un pas de temps $\Delta t = 10^{-2}$ s jusqu'à 0,15 s, puis $5 \cdot 10^{-4}$ s et en utilisant le modèle de turbulence $k-\omega$ SST (avec l'option MF). La vitesse angulaire ω est constante et a été fixée à $100 \text{ }^\circ \cdot \text{s}^{-1}$.

Afin de comparer les résultats de ces simulations, nous nous sommes intéressés aux profils de vitesse pour deux angles : $\alpha = 10^\circ$ ($t = 0,1$ s) et $\alpha = 1^\circ$ ($t = 0,19$ s), et ce en bout de plaque (cf. Figure 63) et en milieu de plaque (cf. Annexe 6).

La Figure 62 présente une comparaison des différents champs de vitesse donnés par chacun des maillages considérés.

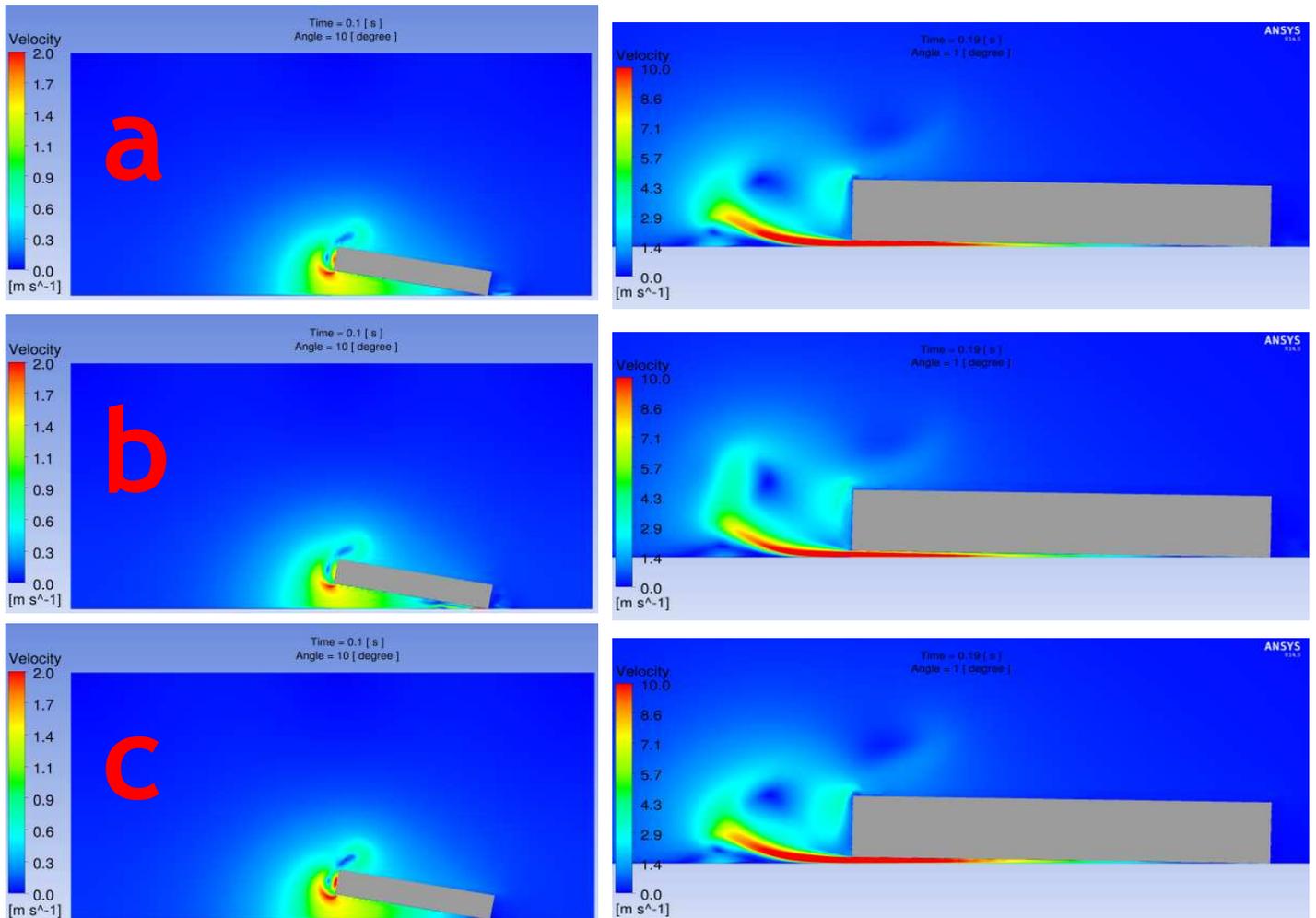


Figure 62 : Visualisation des champs de vitesse sous la plaque à $t = 0,1$ s (à gauche) et à $t = 0,19$ s (à droite) en fonction des différents maillages utilisés

Comme on peut le voir sur la Figure 62, malgré la différence du nombre de mailles dans chacun des cas, il est difficile de se prononcer quant à la pertinence de l'un ou l'autre des maillages. Il est donc nécessaire de s'intéresser à un profil de vitesse. Nous avons fait le choix de nous intéresser aux profils de vitesses en bout de plaque (cf. Figure 63), où l'on rencontre les vitesses d'air les plus importantes, mais également en milieu de plaque (cf. Annexe 6).

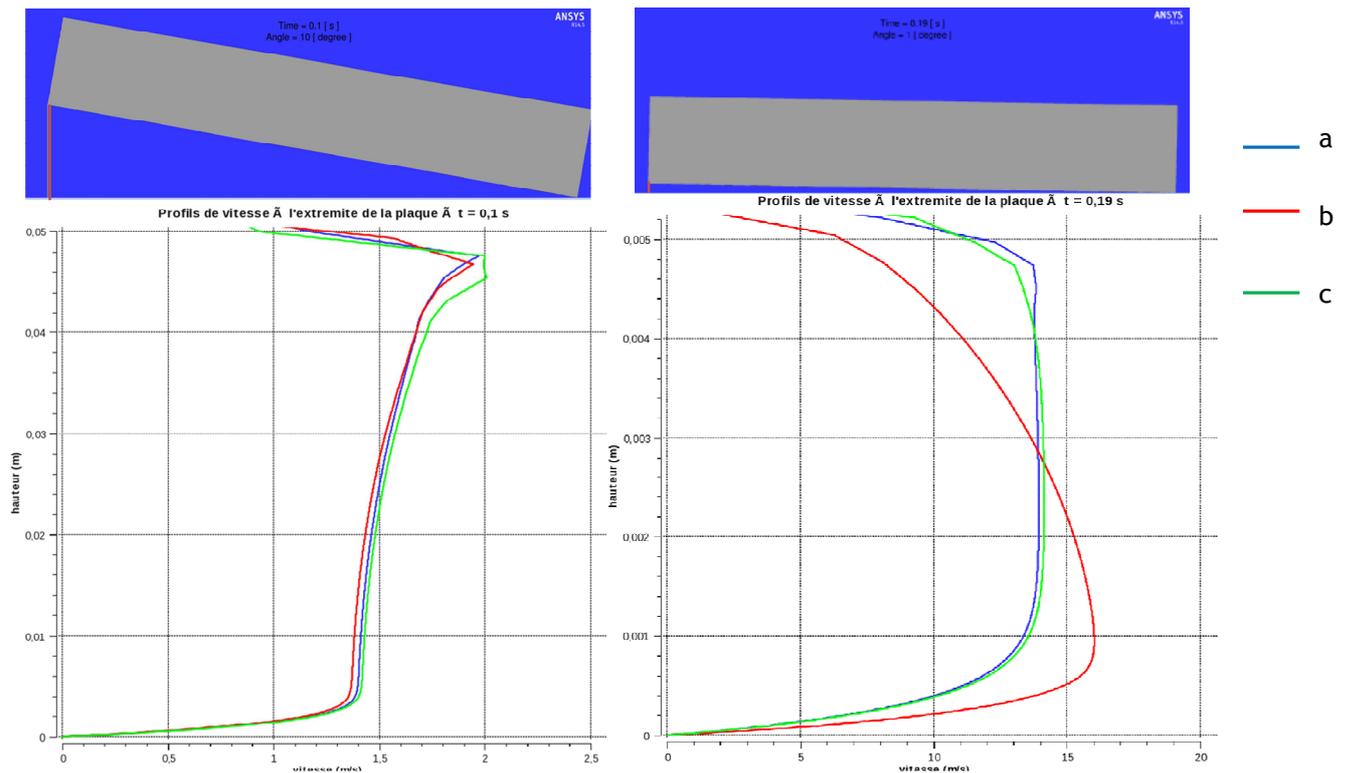


Figure 63 : Comparaison des profils de vitesse d'air en bout de plaque à $t = 0,1$ s (à gauche) et à $t = 0,19$ s (à droite) en fonction des différents maillages utilisés

La Figure 63 (a) montre que pour les premiers instants ($t = 0,1$ s), il n'y a pas de différences notables des résultats selon les différents maillages. En revanche, à $t = 0,19$ s, les vitesses d'air sont beaucoup plus importantes, et on observe que le maillage b (faiblement raffiné), présente un profil parabolique différent des deux autres maillages. On en déduit que, même s'il n'est pas aussi raffiné que le maillage c, le maillage a présente l'avantage de bien décrire le comportement du fluide avec un nombre de mailles relativement réduit.

En s'intéressant aux valeurs de y^+ au niveau du sol pour ces simulations, on constate que celles-ci sont inférieures à 1, ce qui est en accord avec les préconisations d'ANSYS pour une bonne résolution de la couche limite avec le modèle $k-\omega$ SST ($y^+ < 2$).

3.1.3.3.2 Etude de sensibilité au pas de temps

Une étude de sensibilité au pas de temps a également été effectuée. Nous avons donc étudié des pas de temps décroissants tout en nous intéressant aux profils de vitesses en bout et en milieu de plaque à deux instants.

Les simulations réalisées dans le cadre de l'étude de la sensibilité au pas de temps ont été réalisées avec le maillage (a) avec le modèle de turbulence k- ω SST (option MF). La vitesse angulaire considérée est $\omega = 100 \text{ }^\circ.\text{s}^{-1}$. Seul le pas de temps a été modifié d'une simulation à une autre comme le montre le Tableau 6.

Tableau 6 : Récapitulatif des simulations concernant l'étude de sensibilité au pas de temps

Simulations	Pas de temps Δt (s)
1	10^{-2} jusqu'à 0,15 s puis 5.10^{-4}
2	10^{-3}
3	5.10^{-4}
4	10^{-4}

La Figure 64 présente une comparaison des champs de vitesse sous la plaque pour les différents pas de temps étudiés.

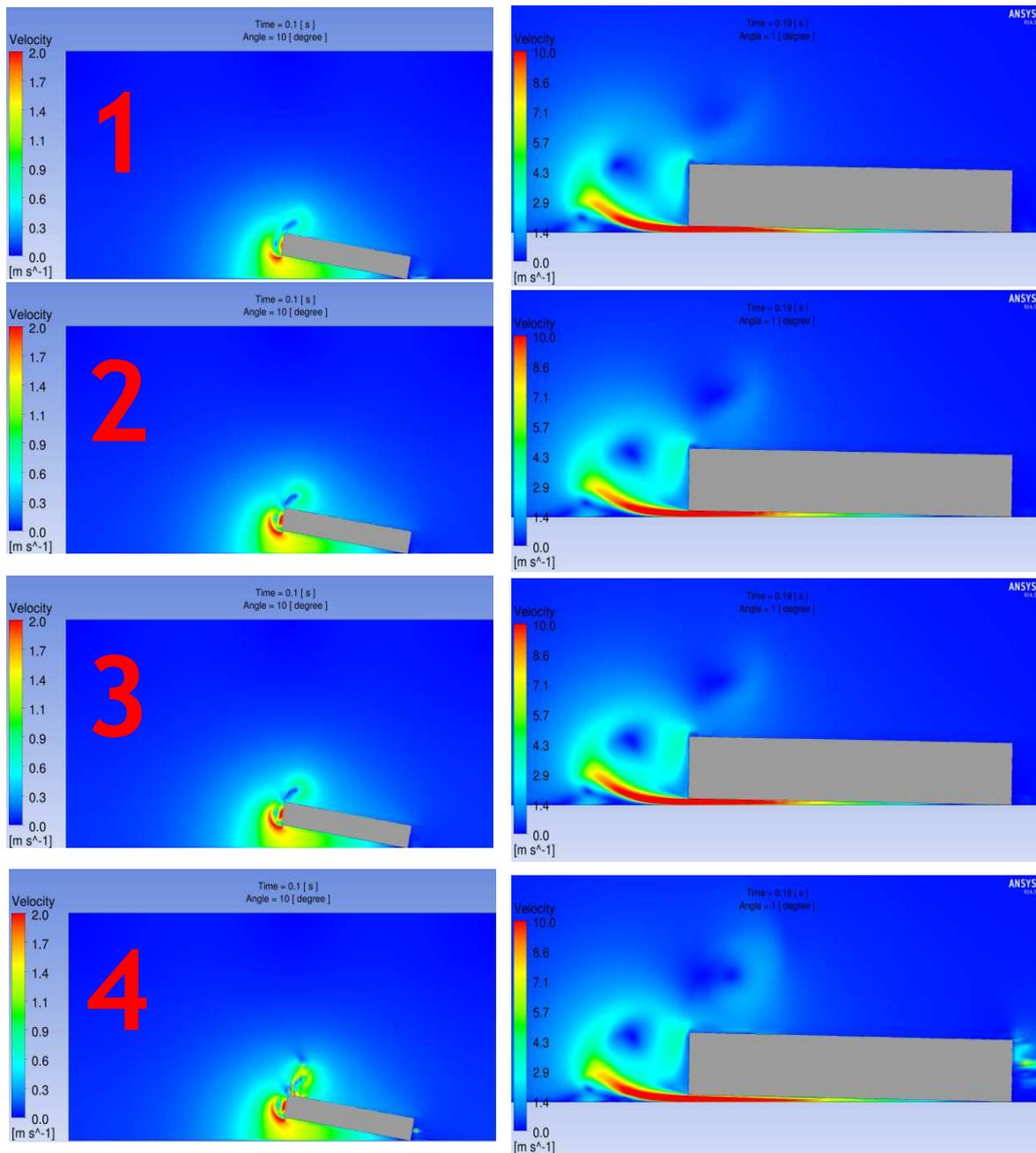


Figure 64 : Visualisation des champs de vitesse sous la plaque à $t = 0,1$ s (à gauche) et à $t = 0,19$ s (à droite) en fonction des différents pas de temps

Comme pour l'étude de sensibilité au maillage, seuls les profils de vitesse d'air obtenus à $t = 0,1$ s et à $t = 0,19$ s en bout de plaque sont présentés. Les profils obtenus en milieu de plaque sont présentés en Annexe 6.

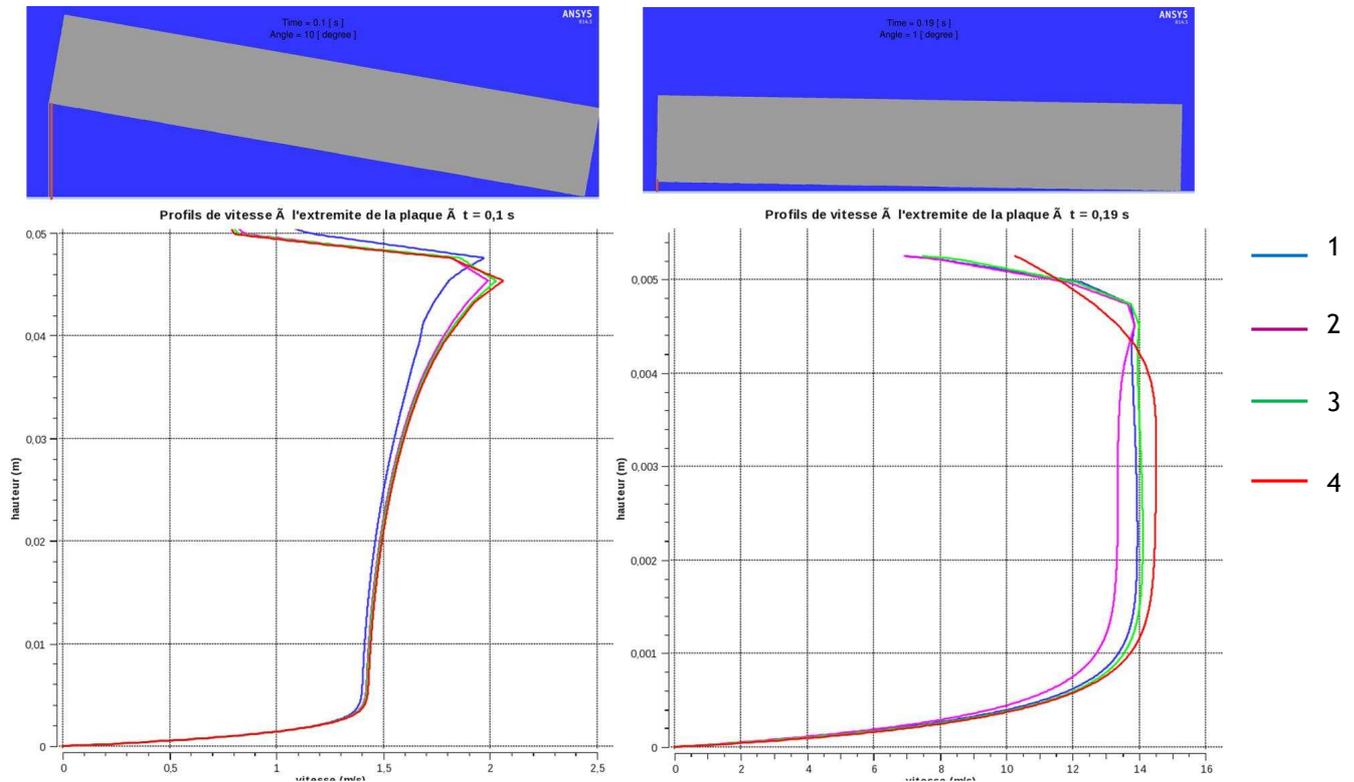


Figure 65 : Profils de vitesse d'air en bout de plaque pour différents pas de temps à $t = 0,1$ s (à gauche) et à $t = 0,19$ s (à droite)

La Figure 65 montre que l'optimum au niveau du pas de temps est globalement atteint pour $\Delta t = 5 \cdot 10^{-4}$ s. En effet, à $t = 0,1$ s (graphe de gauche), on ne constate pas de différence sur les profils de vitesse entre un pas de temps $\Delta t = 5 \cdot 10^{-4}$ s et un pas de temps $\Delta t = 10^{-4}$ s. Par ailleurs, on remarque qu'à $t = 0,19$ s (graphe de droite) l'augmentation du pas de temps conduit à une légère augmentation de la vitesse maximale mais que celle-ci semble atteindre une valeur limite. De plus, le profil de vitesse en proche paroi, et par conséquent la vitesse de frottement, ne sont pas impactés par la valeur du pas de temps considérée. L'utilisation d'un pas de temps inférieur à $5 \cdot 10^{-4}$ s ne semble donc pas justifiée.

3.1.3.3 Etude de sensibilité au modèle de turbulence

Toutes les simulations précédentes ont été conduites avec le même modèle de turbulence $k-\omega$ SST (cf. annexe 6). Deux autres choix de modèles, les seuls compatibles eux-aussi avec l'option *Modified Forcing*, ont également été testés : $k-\varepsilon$ et laminaire. A noter que l'option « laminaire » revient à supprimer les termes turbulents (tensions de Reynolds) dans les équations ; il ne s'agit donc pas d'un modèle de turbulence à proprement parler.

Pour réaliser cette étude de sensibilité, nous avons choisi le maillage (a) et un pas de temps $\Delta t = 5 \cdot 10^{-4}$ s suite à l'étude précédente dédiée au pas de temps.

La Figure 66 présente une comparaison des champs de vitesse d'air pour chacun des modèles de turbulence étudiés.

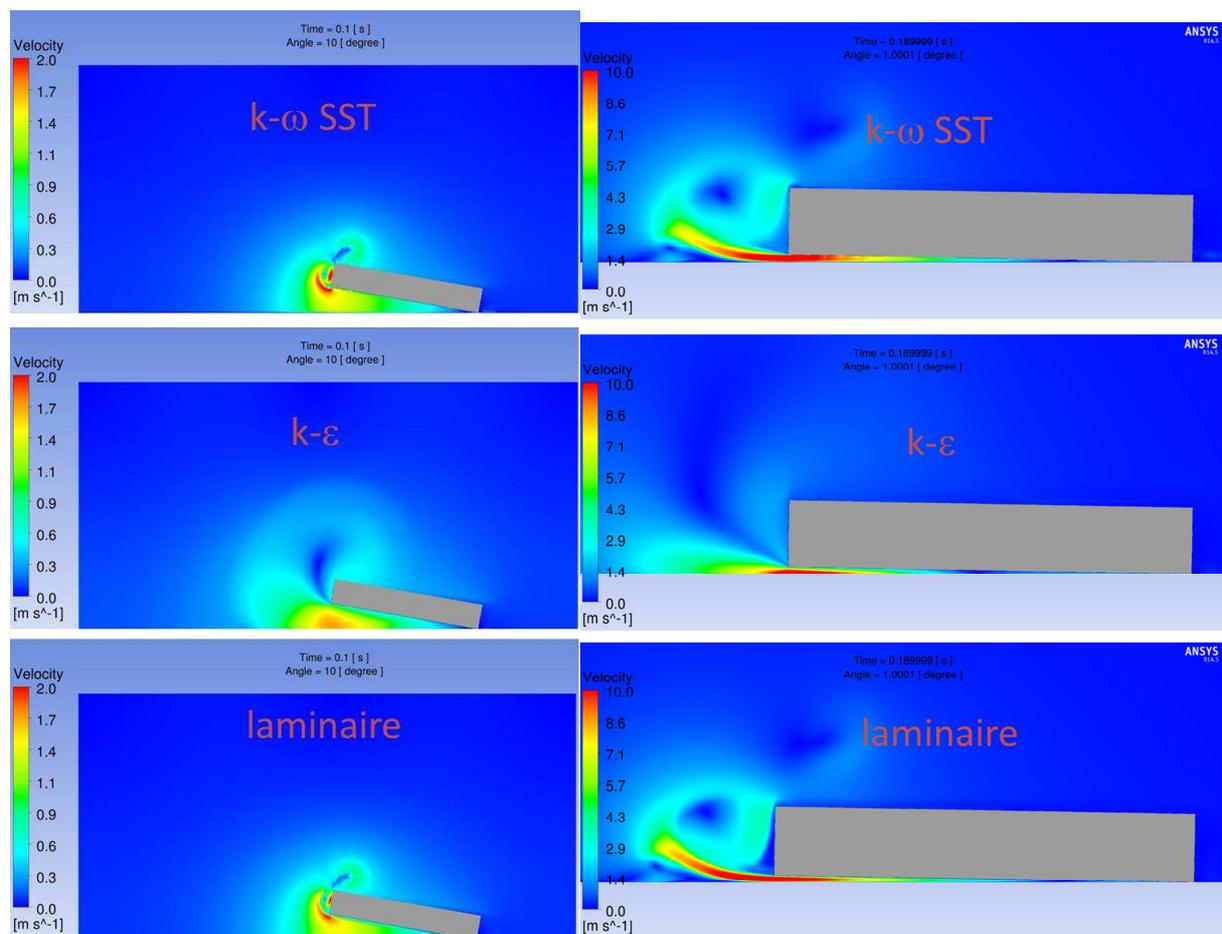


Figure 66 : Visualisation des champs de vitesse sous la plaque à $t = 0,1$ s (à gauche) et à $t = 0,19$ s (à droite) en fonction des différents modèles de turbulence

On remarque sur la Figure 66 que le champ de vitesse d'air (à $t = 0,1$ s et à $t = 0,19$ s) obtenu avec le modèle $k-\varepsilon$ est très différent de celui obtenu avec le modèle $k-\omega$ SST et l'option laminaire.

La Figure 67 regroupe une comparaison des différents modèles de turbulence étudiés en bout de plaque (pour les profils de vitesse en milieu de plaque se référer à l'annexe 6).

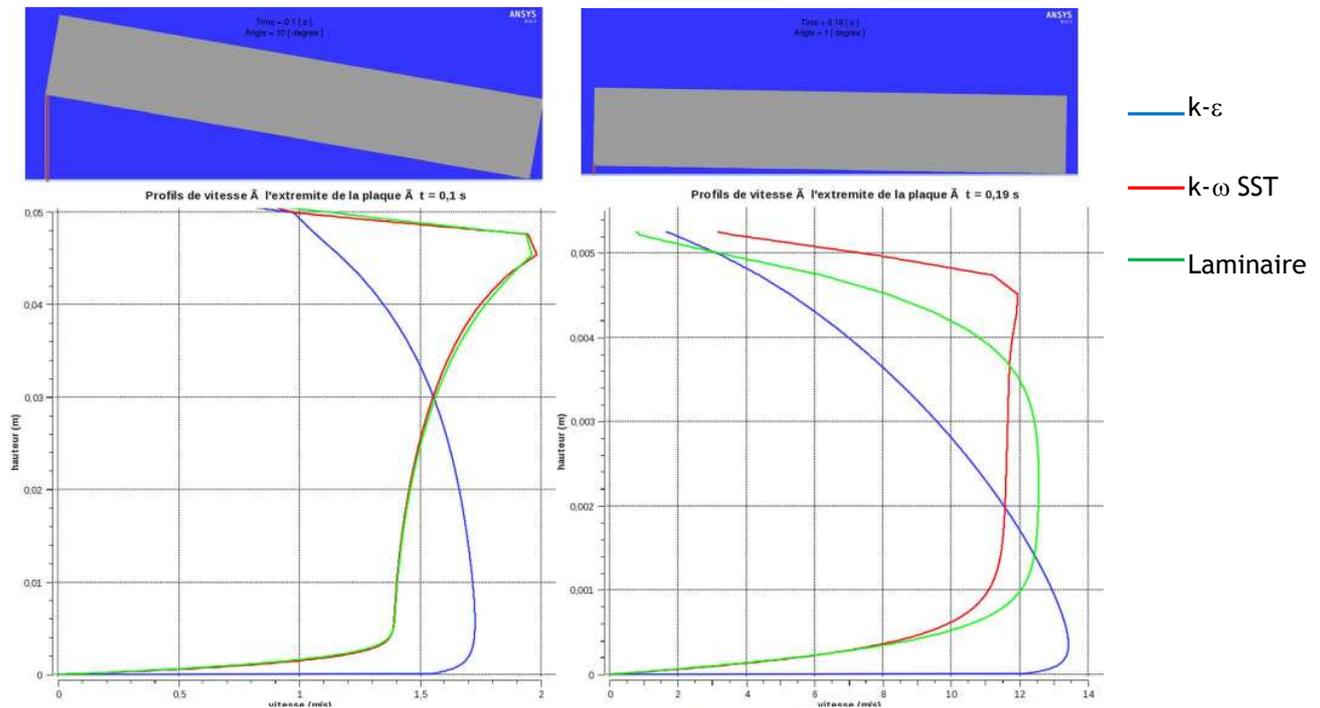


Figure 67 : Influence du modèle de turbulence sur le profil de vitesse de l'air en bout de plaque à t = 0,1 s (à gauche) et à t = 0,19 s (à droite)

On remarque sur la Figure 67 que le modèle $k-\epsilon$, valable pour des écoulements à grand nombre de Reynolds, présente un profil de vitesse asymétrique, et cela aux deux instants considérés. De plus, la pente du profil de vitesse en paroi semble non physique, probablement en raison des lois de parois utilisées pour les faibles valeurs de y^+ . Ce modèle ne paraît donc pas adapté à ce type d'écoulement. A l'inverse, les modèles $k-\omega$ SST et « laminaire » conduisent à des profils de vitesse identiques à t = 0,1 s et à des profils similaires à t = 0,19 s : les vitesses maximales sont du même ordre et la pente du profil de vitesse en paroi est identique, conduisant par conséquent à une même valeur de vitesse de frottement.

La similarité des résultats entre le modèle $k-\omega$ SST et l'option laminaire, et les résultats a priori non physiques du modèle $k-\epsilon$, s'expliquent par le faible niveau de turbulence de l'écoulement dans le cas étudié. Le nombre de Reynolds global de l'écoulement peut être évalué à partir de la vitesse angulaire ω et de la demi-longueur de la plaque :

$$Re = \frac{\omega \cdot (L/2)^2}{\nu_f} = \frac{100 \cdot \frac{\pi}{180} \times (0,3/2)^2}{1,5 \times 10^{-5}} = 2600$$

Cette valeur du nombre de Reynolds est relativement faible mais ne suffit pas à préciser le caractère turbulent de l'écoulement. Celui-ci peut être apprécié par le rapport de la viscosité turbulente μ_T et de la viscosité μ moléculaire, qui peut s'interpréter comme un nombre de Reynolds turbulent :

$$Re_T \approx \frac{\mu_T}{\mu}$$

La Figure 68 présente un champ de Re_T à $t = 0,19$ s. On remarque que la viscosité turbulente est au maximum 60 fois plus importante que la viscosité moléculaire, et que les valeurs les plus élevées se situent au sein du jet d'air présent devant la plaque au moment de l'impact. Sous la plaque, la turbulence de l'écoulement, bien que non nulle, est faible.

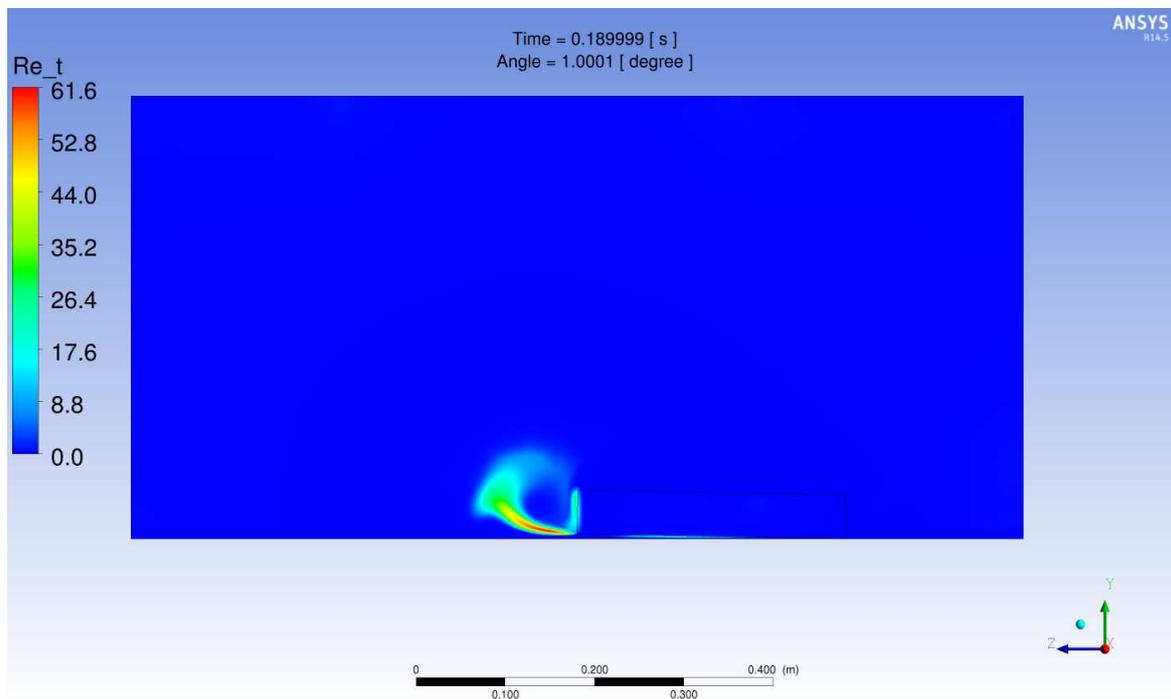


Figure 68 : Champ de Reynolds Turbulent à $t = 0,19$ s

Ces observations nous confortent dans le choix du modèle $k-\omega$ SST qui permet de traiter à la fois les écoulements à bas Reynolds mais aussi à Reynolds élevé. Ce modèle intègre en effet un modèle $k-\omega$ en proche paroi (adapté aux écoulements à bas Reynolds) et un modèle $k-\varepsilon$ loin de la paroi. De plus, il tient compte du transport de la contrainte turbulente de cisaillement permettant ainsi une meilleure prédiction de la séparation de l'écoulement en cas de gradient de pression négatif (comme lors du soulèvement).

3.1.3.4 Confrontation aux résultats analytiques

L'étude de sensibilité nous a permis d'identifier la configuration optimale pour la réalisation de calculs d'écoulements d'air sous la plaque.

Nous allons à présent lancer des calculs dans cette configuration pour une vitesse angulaire proche de celle que peut décrire la plaque lorsqu'elle chute sous son propre poids ($\omega = 200 \text{ }^\circ \cdot \text{s}^{-1}$) et tirer des profils de vitesse d'air que l'on pourra comparer par la suite à la fois aux résultats des calculs analytiques mais également aux expériences.

Etant donné que les calculs analytiques sont valables pour une plaque infiniment longue, nous allons nous placer à $L = 0,15 \text{ m}$ afin de minimiser au maximum les effets de bords présents en bout de plaque et les comparer aux résultats analytiques comme le montre la Figure 69.

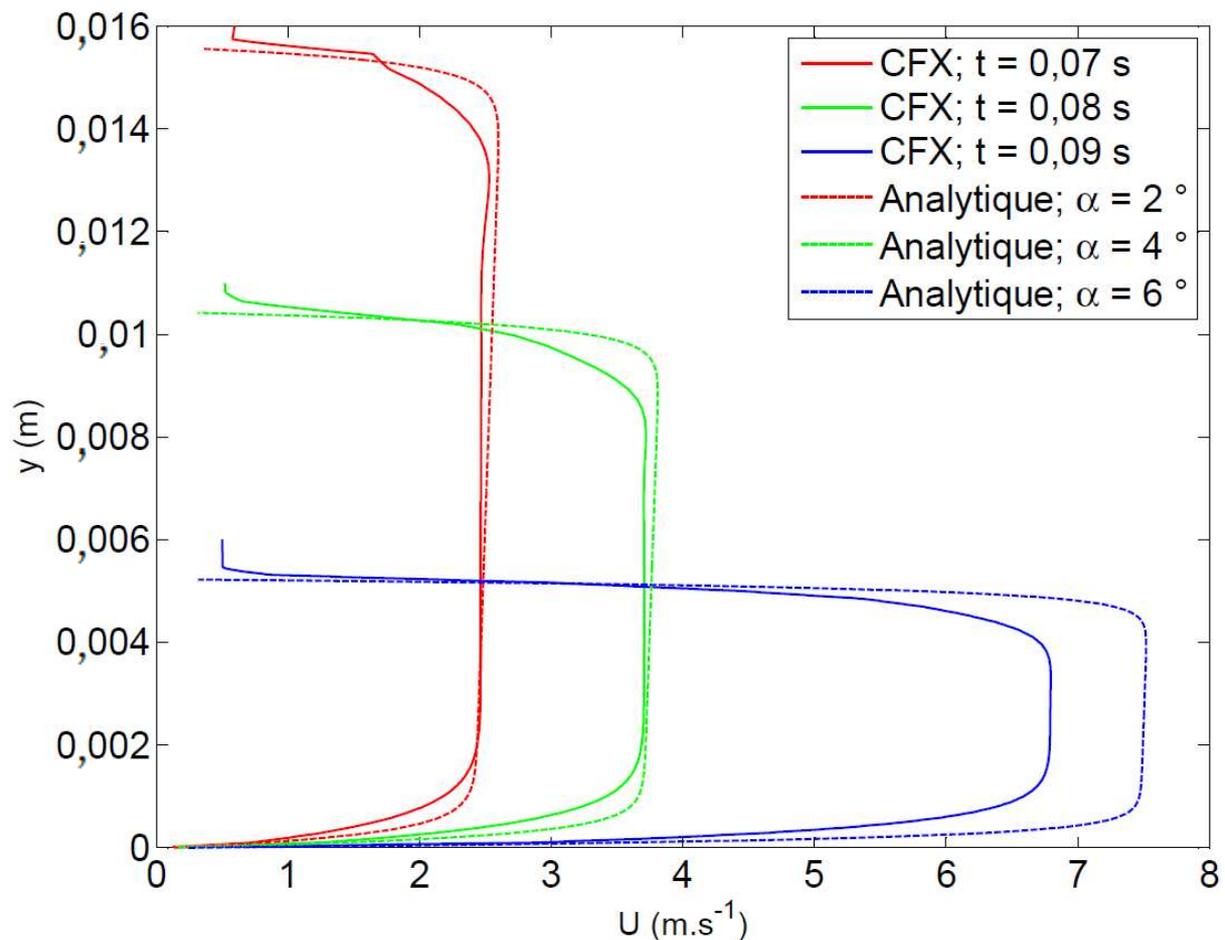


Figure 69 : Comparaison des profils de vitesse d'air entre le calcul analytique et les simulations numériques (CFX) en milieu de la plaque ($L = 0,15 \text{ m}$) avec une vitesse angulaire $\omega = 200 \text{ }^\circ \cdot \text{s}^{-1}$

On remarque sur la Figure 69 que, pour une vitesse angulaire $\omega = 200 \text{ }^\circ \cdot \text{s}^{-1}$, il y a une très bonne concordance entre les résultats des simulations numériques et ceux donnés par le calcul analytique depuis le début de la chute de la plaque ($\alpha_0 = 20 \text{ }^\circ$) jusqu'à ce que celle-ci atteigne un angle $\alpha = 4 \text{ }^\circ$, soit à $t = 0,08 \text{ s}$. Cela est moins le cas lorsque la plaque décrit un angle $\alpha = 2 \text{ }^\circ$ ($t = 0,09 \text{ s}$) avec le sol. Néanmoins, les valeurs obtenues restent relativement proches.

Lorsqu'on s'intéresse à la vitesse de frottement (cf. Tableau 7) obtenue pour chacun des calculs, on constate que ces vitesses sont similaires entre calculs analytiques et simulations numériques, même si l'écart entre les deux valeurs semble augmenter lorsque l'angle de la plaque avec le sol diminue.

Tableau 7 : Comparaison des vitesses de frottement pour le cas d'une plaque plane avec une vitesse angulaire $\omega = 200 \text{ }^\circ \cdot \text{s}^{-1}$

	$\alpha = 6 \text{ }^\circ$ (t = 0,07 s)		$\alpha = 4 \text{ }^\circ$ (t = 0,08 s)		$\alpha = 2 \text{ }^\circ$ (t = 0,09 s)	
	CFX	Analytique	CFX	Analytique	CFX	Analytique
u^* (m/s)	0,095	0,091	0,182	0,159	0,535	0,366

Les résultats obtenus par cette étude montrent donc bien la faisabilité de ce type de calcul. De plus, la confrontation avec l'approche analytique semble conforter les résultats des simulations CFD. Il reste néanmoins à valider ces résultats à partir de résultats expérimentaux présentés dans la section suivante.

3.1.4 Validation PIV

3.1.4.1 Objectif

L'objectif des expériences décrites dans cette partie est de valider les simulations numériques en 2D présentés précédemment.

Afin de reproduire les mêmes conditions que dans les simulations numériques et dans une certaine mesure dans les calculs analytiques, nous avons choisi de mettre en place une plaque de 30 cm de largeur et de 2,1 m de longueur. Ainsi, on se retrouve sous la condition suivante $L/l = 7$, ce qui nous permet de raisonnablement nous affranchir des effets de bord lorsqu'on se place au centre de cette plaque.

Le dispositif est présenté sur la Figure 70.

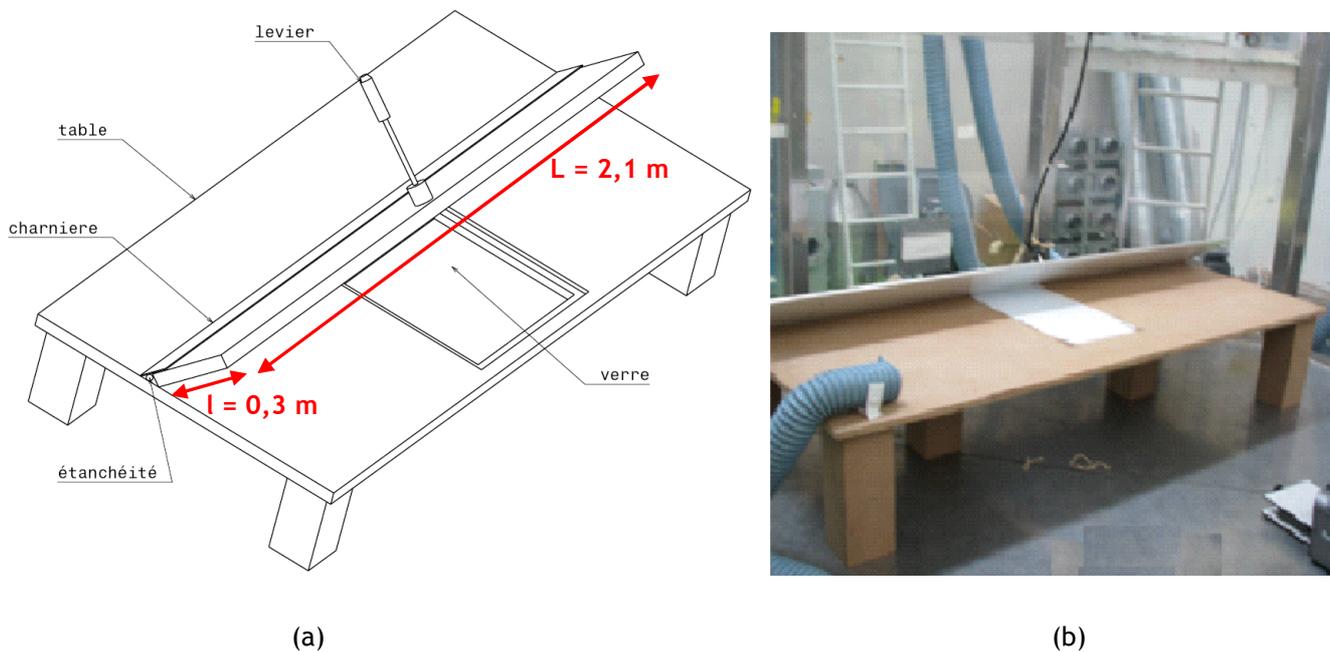


Figure 70 : Schéma (a) et photo (b) de la plaque

3.1.4.2 Principe de fonctionnement

Pour suivre l'écoulement de l'air, on peut recourir aux mesures PIV (*Particle Image Velocimetry*).

Le principe de cette expérimentation est le suivant : on utilise des particules, liquides ou solides, de diamètre suffisamment faible pour suivre l'écoulement d'air. C'est l'étape de l'ensemencement. Grâce à un laser, qui génère une nappe laser (le faisceau laser diverge de telle façon à former un plan) d'une épaisseur de 1 mm, on illumine les particules se trouvant dans ce plan. On place alors une caméra rapide perpendiculairement à cette nappe (cf. Figure 72). Connaissant la fréquence des images et la position des particules d'une image à l'autre, on peut remonter à la vitesse des particules et donc aux composantes dans le plan de la vitesse de l'air. Le schéma de la Figure 71 retrace les différentes étapes permettant de remonter à la vitesse de l'air.

La Figure 71 présente les étapes typiques réalisées lors de toute acquisition par méthode PIV. Cela n'est donc pas spécifique à nos expériences, mais traduit une généralité.

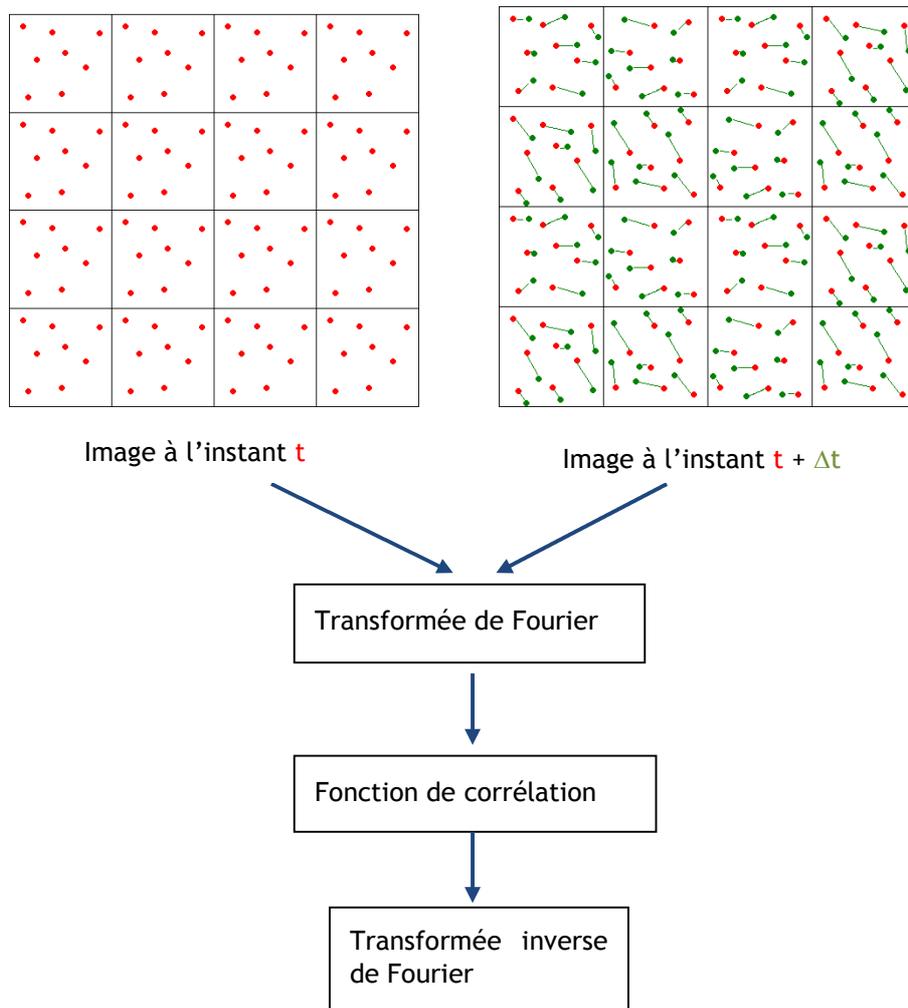


Figure 71 : Schéma des étapes typiques de l'acquisition PIV

Une première image est captée par la caméra. Lors de la seconde impulsion laser, une seconde image est enregistrée. Ces deux images sont alors subdivisées en plusieurs petits domaines. Un traitement d'image permet d'appliquer une transformée de Fourier. Le pic de la fonction de corrélation auquel on applique une transformée de Fourier inverse permet de déterminer le déplacement moyen des particules dans chacune des subdivisions. Ainsi, connaissant le temps séparant les deux images, on peut remonter à la vitesse moyenne dans chacune des subdivisions.

La taille de chacune des subdivisions sera ajustée selon la précision que l'on souhaite mais également selon la vitesse de déplacement des particules.

Dans le cadre de nos expériences, nous avons utilisé une caméra CCD (*Charging Couple Device*) de résolution 2560 X 2160 pixels avec une fréquence de 24 Hz, couplé à un laser Nd/YAG (doublé en fréquence, 532 nm) et d'une puissance de 50 mJ. La synchronisation et le post-traitement des images sont réalisés grâce au logiciel DYNAMIC Studio (version 3.41).

3.1.4.3 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est détaillé sur la Figure 72.

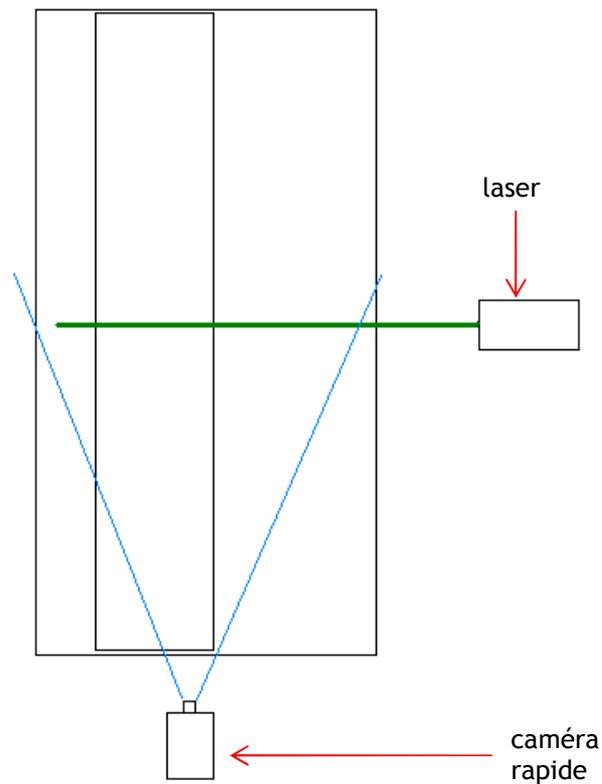


Figure 72 : Schéma du dispositif, vu du dessus

Comme on peut le voir, la nappe laser est située au milieu de la plaque, perpendiculairement au plan de la caméra. Cela permettra d'observer les écoulements sur le plan du milieu, s'affranchissant ainsi des effets de bord.

La vue obtenue par ce dispositif est représentée sur la Figure 73.

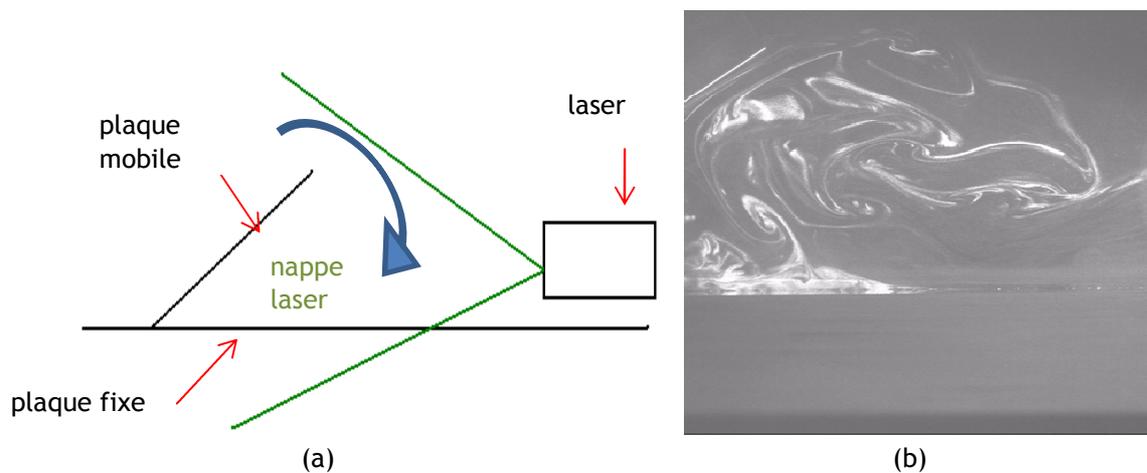


Figure 73 : (a) Schéma vu de côté, (b) Vue obtenue par la caméra

La Figure 73 (b) montre une vue obtenue par la caméra. Sur cette image, on peut parfaitement distinguer les tourbillons constitués des particules de l'ensemencement illuminées par le laser. L'ensemencement du cas précis de l'image de la Figure 73 (b) est inhomogène et a été réalisé dans l'unique but d'illustrer l'écoulement au cours de l'expérience. Pour les mesures de vitesse d'écoulement, l'ensemencement doit être homogène et non visible à l'œil nu comme c'est le cas de nos mesures PIV.

L'ensemencement a été réalisé avec des gouttelettes d'huile. Afin d'éviter de polluer l'environnement extérieur et d'éliminer toute perturbation aéraulique externe, ce dispositif a été placé dans l'installation DISCO qui présente l'avantage de protéger le dispositif expérimental des écoulements extérieur.

3.1.4.4 Exploitation des résultats

Le traitement des images permet tout d'abord de connaître la vitesse angulaire ω de chute de la plaque. Ce paramètre est une donnée d'entrée des simulations numériques.

Le traitement des images permettra de connaître la vitesse d'écoulement de l'air sur le plan médian à différents instants. Les résultats obtenus ont été comparés à ceux des simulations numériques.

Les expériences de pose de la plaque ont été menées en laissant la plaque chuter sous son propre poids. La plaque est placée à un angle initial $\alpha_0 = 20^\circ$. La vitesse angulaire ω atteinte par la plaque est alors d'environ $200^\circ \cdot s^{-1}$. Etant donné la vitesse élevée de chute de la plaque, les dernières images exploitables pour ces expériences sont celles où la plaque décrit un angle $\alpha = 12^\circ$ avec le sol.

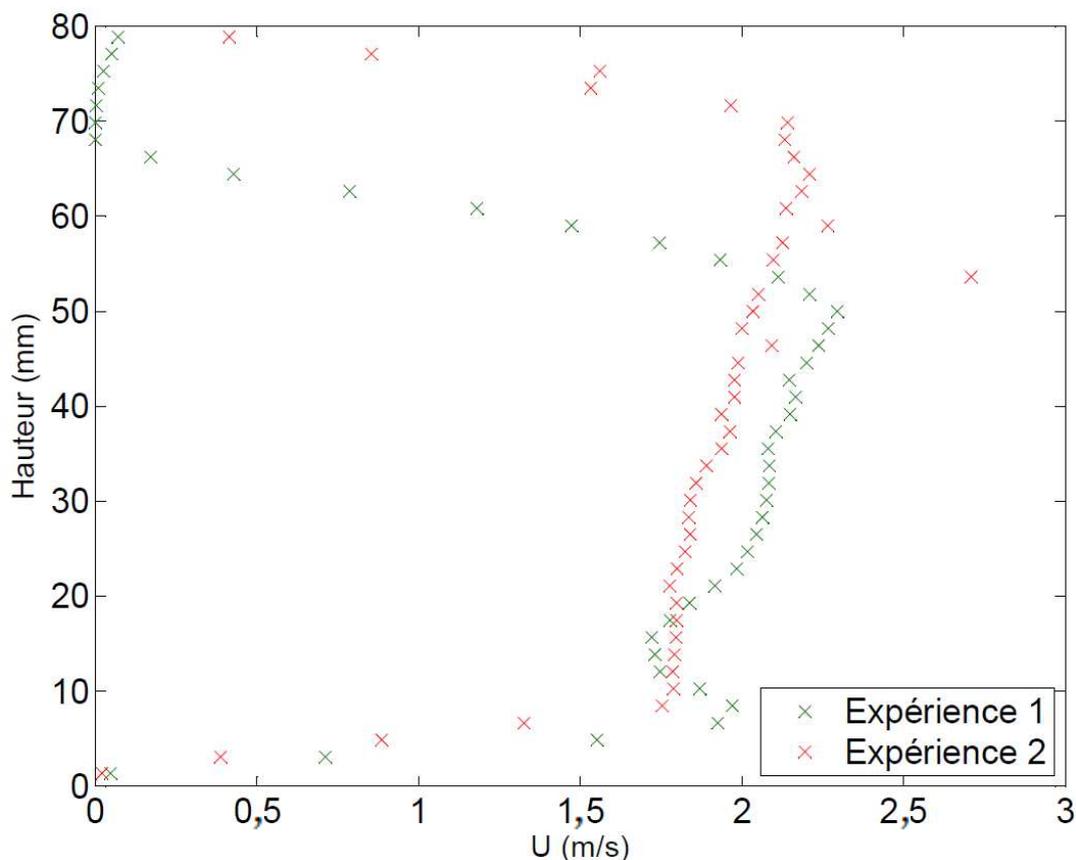


Figure 74 : Profils de vitesse en bout de plaque à $\alpha = 12^\circ$ pour le cas de la pose de la plaque avec une vitesse moyenne $\omega = 200^\circ \cdot s^{-1}$ (plaque chutant sous son propre poids)

Différentes expériences ont été menées. La Figure 74 présente les résultats obtenus pour deux expériences pour le cas de la chute de la plaque sous l'effet de son propre poids. Les profils de vitesse d'air présentés sont ceux obtenus en bout de plaque pour un angle $\alpha = 12^\circ$. Comme on peut le voir, à cet angle, les vitesses d'air en bout de plaque atteignent en moyenne 2 m.s^{-1} .

Il est également intéressant de connaître les vitesses d'air sous la plaque. La Figure 75 présente les axes où les profils de vitesse ont été réalisés afin de comparer l'évolution de la vitesse d'air sous la plaque.

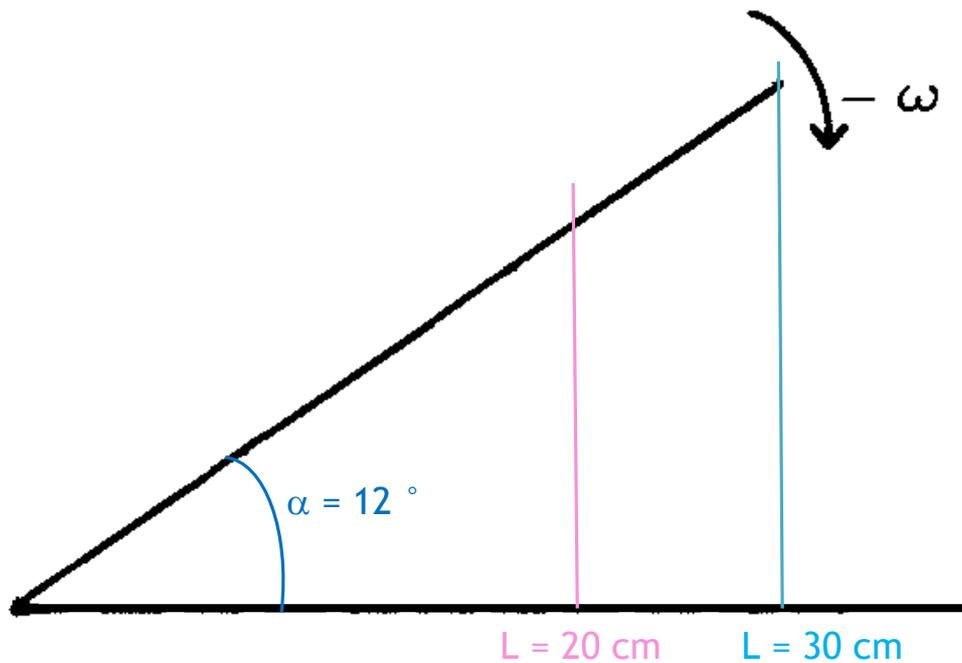


Figure 75 : Position des profils de vitesse d'air sous la plaque

La Figure 76 présente les profils de vitesse d'air en bout de plaque ($L = 30$ cm) et sous la plaque ($L = 20$ cm), et ce, pour un angle $\alpha = 12^\circ$.

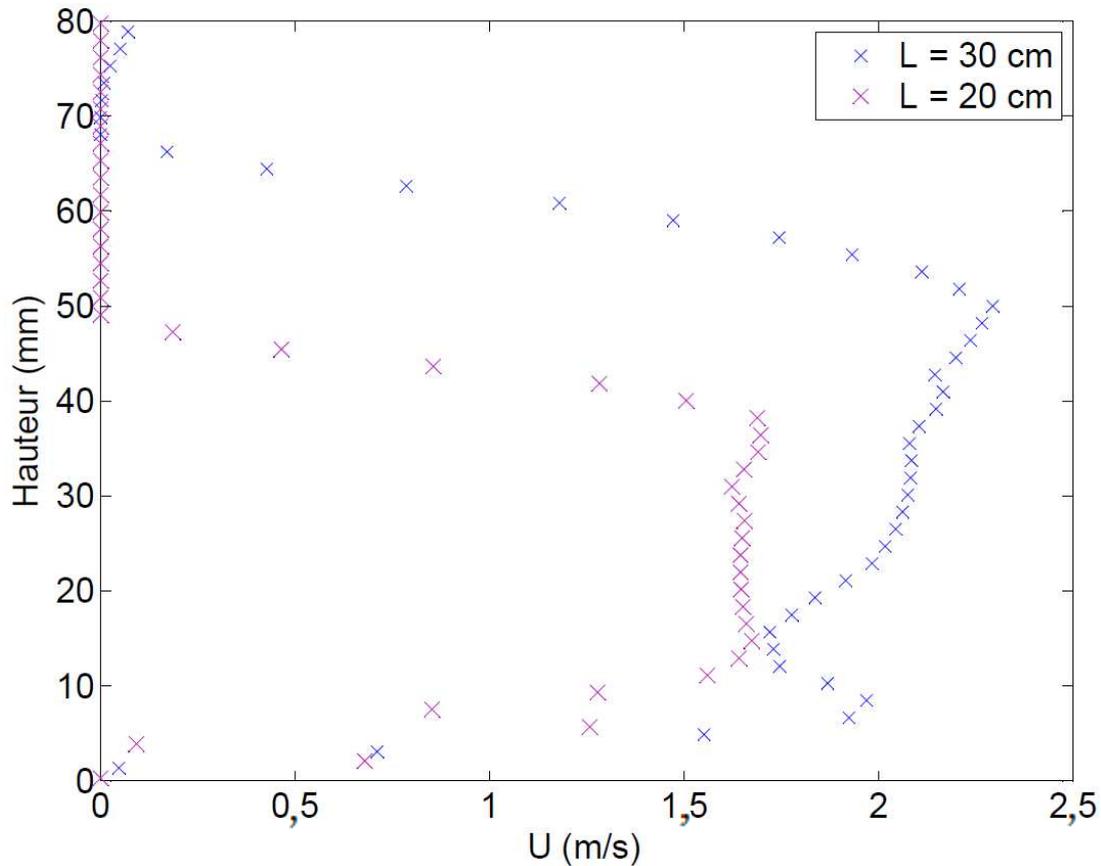


Figure 76 : Profils de vitesse à $\alpha = 12^\circ$ pour le cas de pose de la plaque avec une vitesse angulaire moyenne à $\omega = 200^\circ \cdot s^{-1}$

Pour une vitesse angulaire moyenne $\omega = 200^\circ \cdot s^{-1}$, la Figure 76 montre que les vitesses d'écoulement d'air atteintes sous la plaque ($L = 20$ cm) pour un angle $\alpha = 12^\circ$ sont de l'ordre de $1,6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Pour rappel, ces vitesses sont légèrement plus élevées en bout de plaque ($L = 30$ cm) où elles sont de l'ordre de $2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

Comme pour le cas de l'approche de la plaque vers le sol, nous avons réalisé des expériences en soulevant la plaque avec la même vitesse que pour le cas de l'approche (vitesse angulaire moyenne $\omega = 200 \text{ }^\circ.\text{s}^{-1}$). Afin de comparer le même type de profils, nous nous sommes intéressés aux profils de vitesse en bout de plaque ($L = 30 \text{ cm}$) pour un angle $\alpha = 12 \text{ }^\circ$.

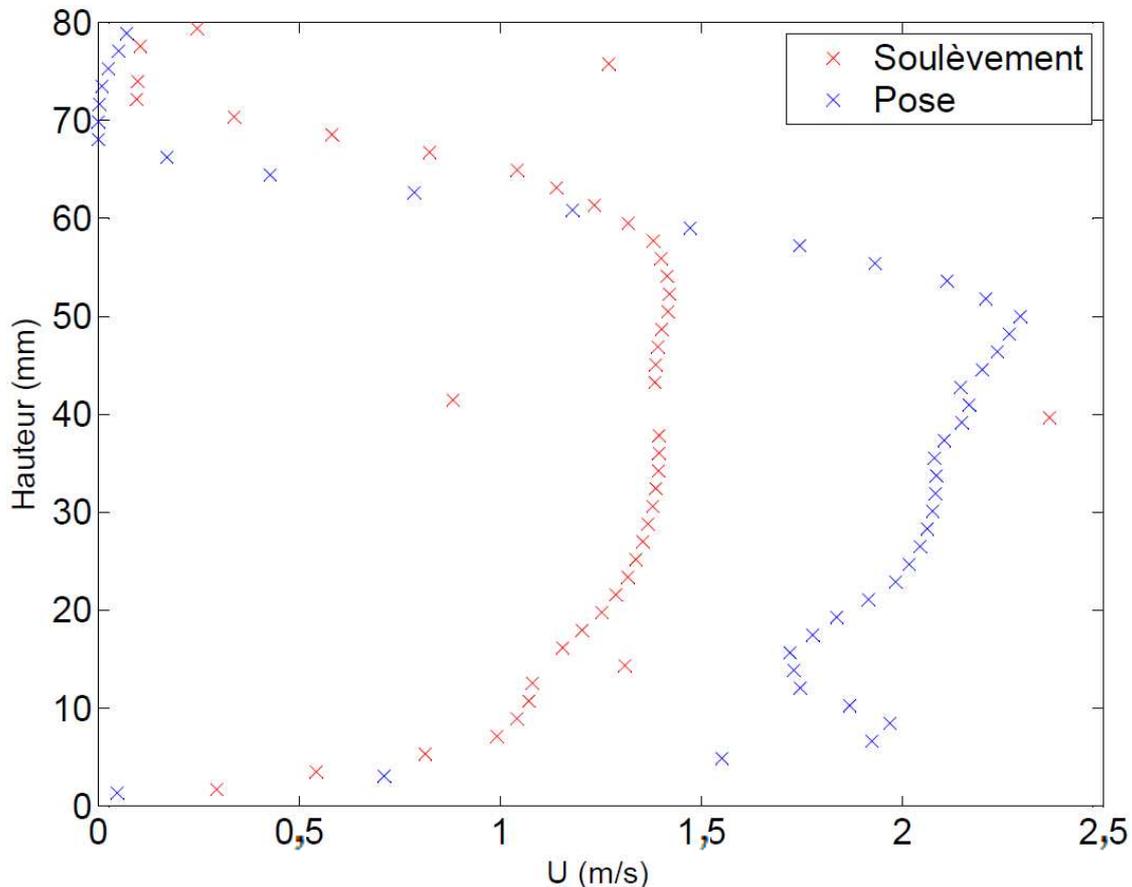


Figure 77 : Comparaison des profils de vitesse en bout de plaque à $\alpha = 12 \text{ }^\circ$ pour une vitesse angulaire moyenne $\omega = 200 \text{ }^\circ.\text{s}^{-1}$

Les vitesses représentées sur la Figure 77 sont données en valeur absolue afin de permettre une comparaison entre la phase d'approche et la phase de soulèvement (dont les vitesses sont négatives).

Comme le montre la Figure 77, pour une vitesse angulaire moyenne $\omega = 200 \text{ }^\circ.\text{s}^{-1}$, les vitesses d'air sous la plaque pour le cas de la pose, environ 2 m.s^{-1} , sont plus importantes que pour le cas du soulèvement, environ $1,3 \text{ m.s}^{-1}$.

Ces profils de vitesse sont donnés pour un angle $\alpha = 12 \text{ }^\circ$. Les moyens de mesure dont nous disposons ne nous permettent pas d'obtenir des images pour des angles plus faibles. Il serait intéressant de comparer ces deux configurations pour des angles plus faibles, pour lesquels les vitesses d'air sont plus importantes. Pour cela, notre démarche consiste à confronter les résultats des calculs analytiques et des simulations numériques aux mesures PIV pour un angle $\alpha = 12 \text{ }^\circ$. Une fois les résultats des simulations numériques validés, on pourra alors accéder à une estimation de ces vitesses d'air pour des angles plus faibles par simulation numérique. En effet, l'avantage des simulations numériques est de donner des champs de vitesse de frottement au sol sous et autour de la plaque (ou de la chaussure). Les vitesses de frottement étant les données d'entrée du modèle Rock'n'Roll, cela met les résultats des simulations numériques au cœur de notre démarche.

La Figure 78 présente une comparaison des profils de vitesse d'air en bout de plaque ($L = 30$ cm) obtenus par le calcul analytique, la simulation numérique et des mesures PIV pour une vitesse angulaire moyenne $\omega = 200 \text{ }^\circ.\text{s}^{-1}$, à un angle $\alpha = 12 \text{ }^\circ$.

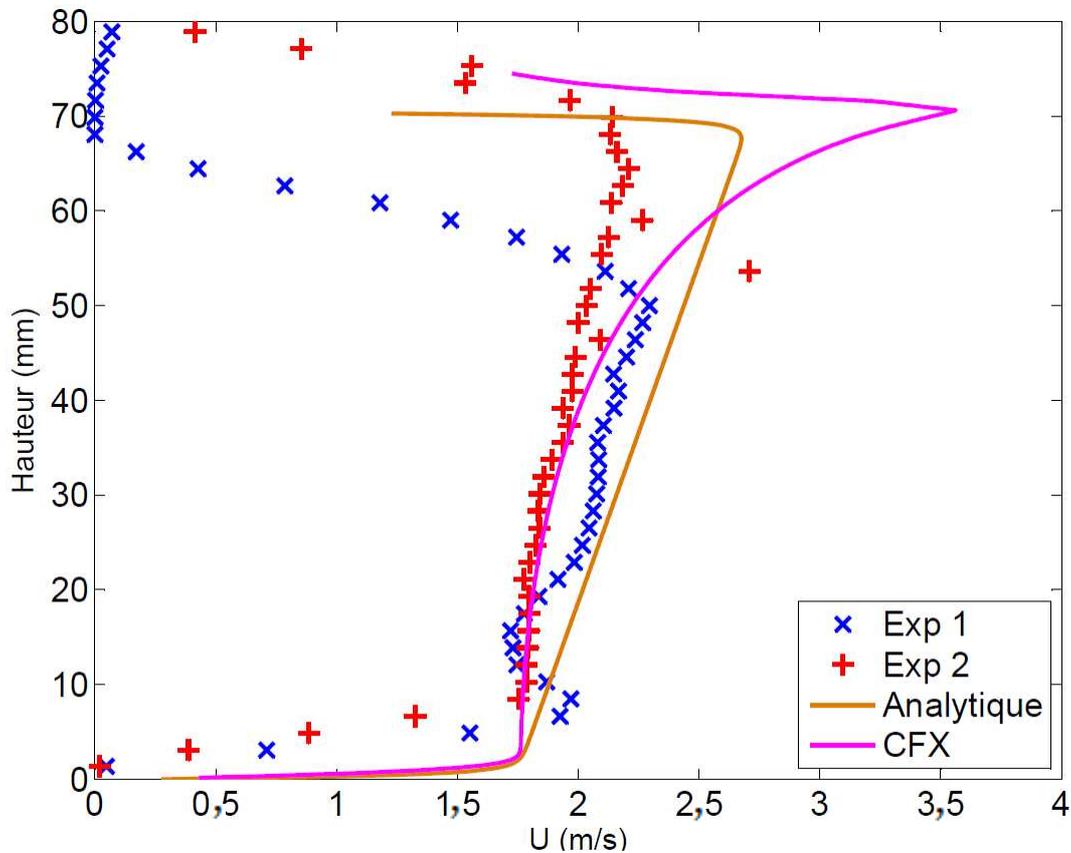


Figure 78 : Profils de vitesse d'air (en $\text{m}.\text{s}^{-1}$) en bout de plaque ($L = 30$ cm) à $\alpha = 12 \text{ }^\circ$ pour une vitesse angulaire moyenne $\omega = 200 \text{ }^\circ.\text{s}^{-1}$

La Figure 78 présente les profils de vitesse d'air sous la plaque pour une vitesse moyenne $\omega = 200 \text{ }^\circ.\text{s}^{-1}$ i.e. lorsque la plaque chute sous l'effet de son propre poids. Cette vitesse a été considérée comme vitesse moyenne pour les calculs analytiques et numériques pour des raisons de simplicité des calculs. Etant donné la vitesse élevée dans ce cas de figure et vu la fréquence de la caméra utilisée, les dernières mesures exploitables sont obtenues pour un angle $\alpha = 12 \text{ }^\circ$. Les profils de vitesses obtenus par mesures PIV sont des profils plats. Les calculs analytiques et numériques (CFX) présentent le même type de profils. On constate que les différents profils sont proches et révèlent une vitesse en milieu de profils d'environ $2,2 \text{ m}.\text{s}^{-1}$.

On remarque que le profil de vitesse donné par les simulations numériques (CFX) présente un pic à l'approche de la plaque en mouvement. Cela peut s'expliquer par la méthode de simulation de la plaque utilisée lors de ces calculs. En effet, la méthode du « solide immergé » consiste à donner la même vitesse que la plaque au volume de fluide censé être occupé par cette dernière. Le modèle $k-\omega$ SST (option MF) permet d'appliquer une contrainte de non glissement au niveau de la paroi supérieure.

Enfin, on constate que, proche du sol, les profils de vitesses donnés par les mesures PIV diffèrent de ceux donnés par les calculs analytique et numériques. Cela peut s'expliquer par la mauvaise résolution des mesures PIV en proche paroi avec la technique employée.

3.1.4.5 Conclusion

Bien que limitée, cette validation expérimentale à l'aide de mesures PIV vient donc conforter les résultats des simulations numériques, même si une évaluation expérimentale de la vitesse de frottement ne peut être faite (compte tenu des mesures de vitesse non fiables en proche paroi). De plus, la confrontation avec les résultats analytiques permet de conforter ces résultats de simulation, y compris en proche paroi. Cette approche CFD peut donc à présent être appliquée au cas d'une chaussure en mouvement.

3.2 Modélisation des écoulements sous une chaussure en 3D

Dans le chapitre précédent, l'utilisation du code de calcul ANSYS CFX a été validée expérimentalement et analytiquement pour le cas simple d'une plaque plane en approche vers le sol. Il s'agit donc dans cette partie d'utiliser ce code de calcul afin de remonter aux valeurs de vitesses de l'air et en particulier aux vitesses de frottement sous une chaussure au cours du temps.

3.2.1 Géométrie et numérisation de la chaussure

Afin de simuler au mieux les écoulements d'air sous une chaussure, nous avons fait le choix de numériser la chaussure utilisée lors des expérimentations. La numérisation CAO consiste à scanner grâce à un laser les dimensions de la chaussure de manière à obtenir une image 3D de celle-ci avec une très grande précision.

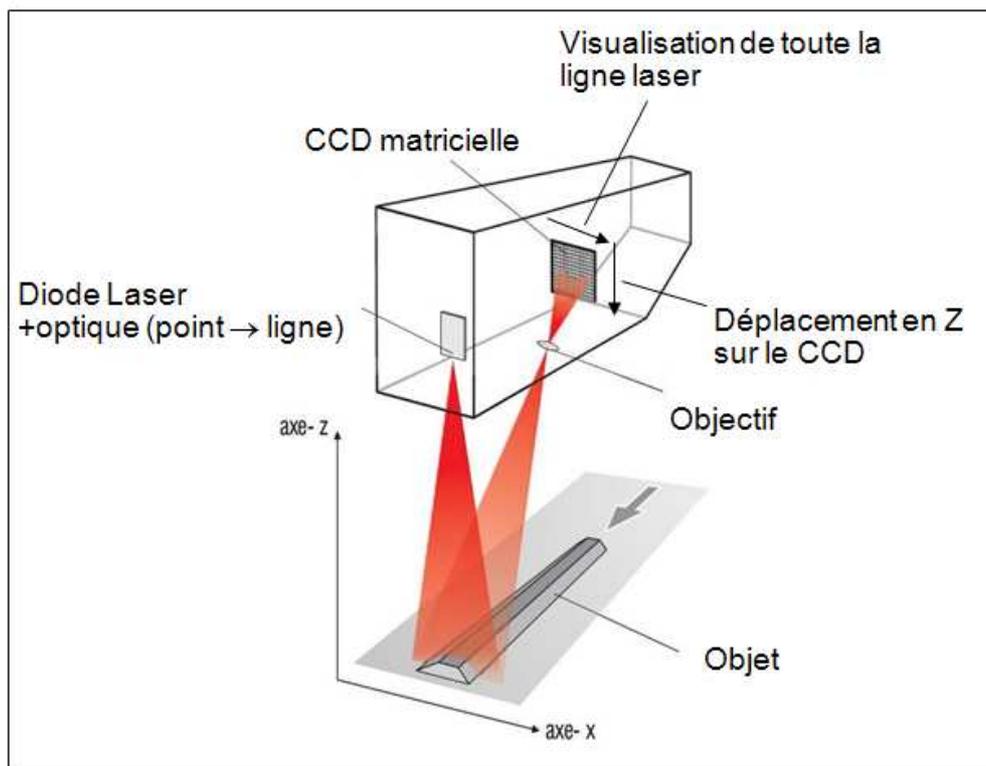


Figure 79 : Schéma explicatif de la technique de numérisation 3D (Dynamic 3D)

Comme le montre la Figure 79, la numérisation CAO se base sur la mesure de la distance des différents points de la surface de l'objet. En effet, une nappe laser est projetée sur l'objet. Puis, grâce à une lentille et une matrice située au niveau du détecteur, le relief de l'objet est mesuré pour ce plan. Il suffit de répéter cette opération autant de fois que nécessaire pour couvrir toute la longueur de l'objet. La qualité de la résolution dépendra alors du nombre de nappes réalisées pour scanner l'objet désiré.

La Figure 80 reflète la fidélité entre la chaussure de sécurité et la numérisation CAO qui en a été faite par la société Dynamic 3D.



Figure 80 : Images de la chaussure et de sa représentation CAO (a) vue des rainures, (b) vue de côté

Nous avons par la suite placé cette chaussure dans un domaine de calcul (cf. Figure 81) maillé finement de façon à capter les écoulements sous la chaussure tout au long de son cycle. Une condition de paroi a été définie au niveau du sol. Concernant les autres limites du domaine, nous avons défini un écoulement libre de l'air.

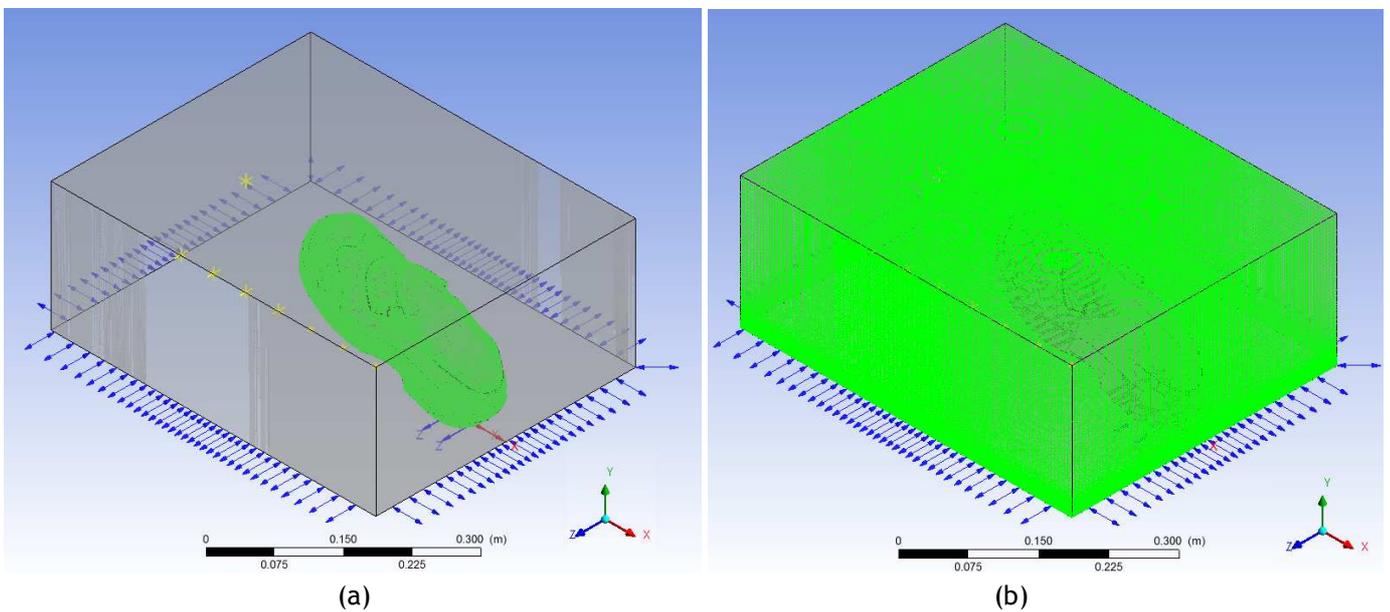


Figure 81 : Mise en place de la chaussure dans le domaine de calcul : (a) maillage de la chaussure (b) maillage du domaine de calcul

3.2.2 Phase d'approche

Comme pour le cas de la plaque, et partant des résultats de l'étude sur le cycle de la marche (cf. paragraphe 3.1.1), nous avons fait le choix de simuler la phase de pose de la chaussure en partant d'un angle initial de 20° et avec une accélération de $2000^\circ.s^{-2}$, ce qui correspond à une vitesse angulaire moyenne d'environ $150^\circ.s^{-1}$.

La grandeur que l'on souhaite évaluer de ces simulations est le champ de vitesse de frottement (cf. équation (2.1.2-1)) au cours du temps. Elle constitue un des paramètres d'entrée du modèle Rock'n'Roll (cf. paragraphe 2.3.3.3).

Nous avons choisi de représenter l'instant du contact entre la chaussure et le sol sur la Figure 82 car c'est à ce moment que les vitesses de frottement sont les plus importantes.

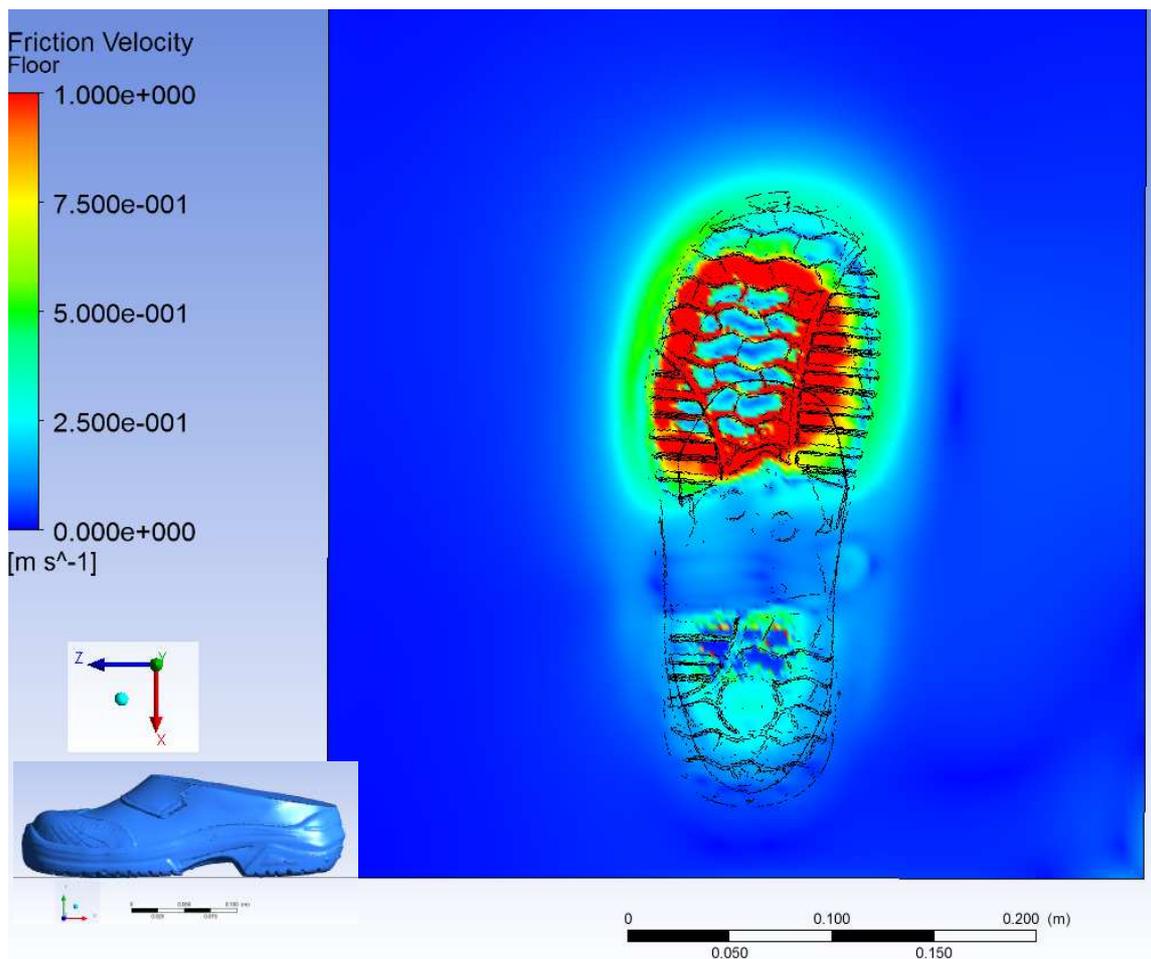


Figure 82 : Champ de vitesse de frottement à l'instant du contact entre la chaussure et le sol

Comme on peut le voir, les vitesses de frottement (u^*) atteintes sous la chaussure sont de l'ordre de $1 m.s^{-1}$ et sont essentiellement localisées sous la chaussure. On observe un effet de chasse d'air important perpendiculairement au plan de la rotation de la chaussure. Cela confirme donc les observations faites expérimentalement par Kubota et Higushi (2013) (cf. paragraphe 2.2.3.2). Ainsi, les particules se trouvant à une distance relativement faible (~ 3 cm à partir du périmètre de la chaussure) sont soumises à des vitesses de frottement relativement importantes de l'ordre de $0,5 m.s^{-1}$.

La Figure 83 présente les champs de vitesse de frottement à deux instants précédant le contact de la chaussure avec le sol.

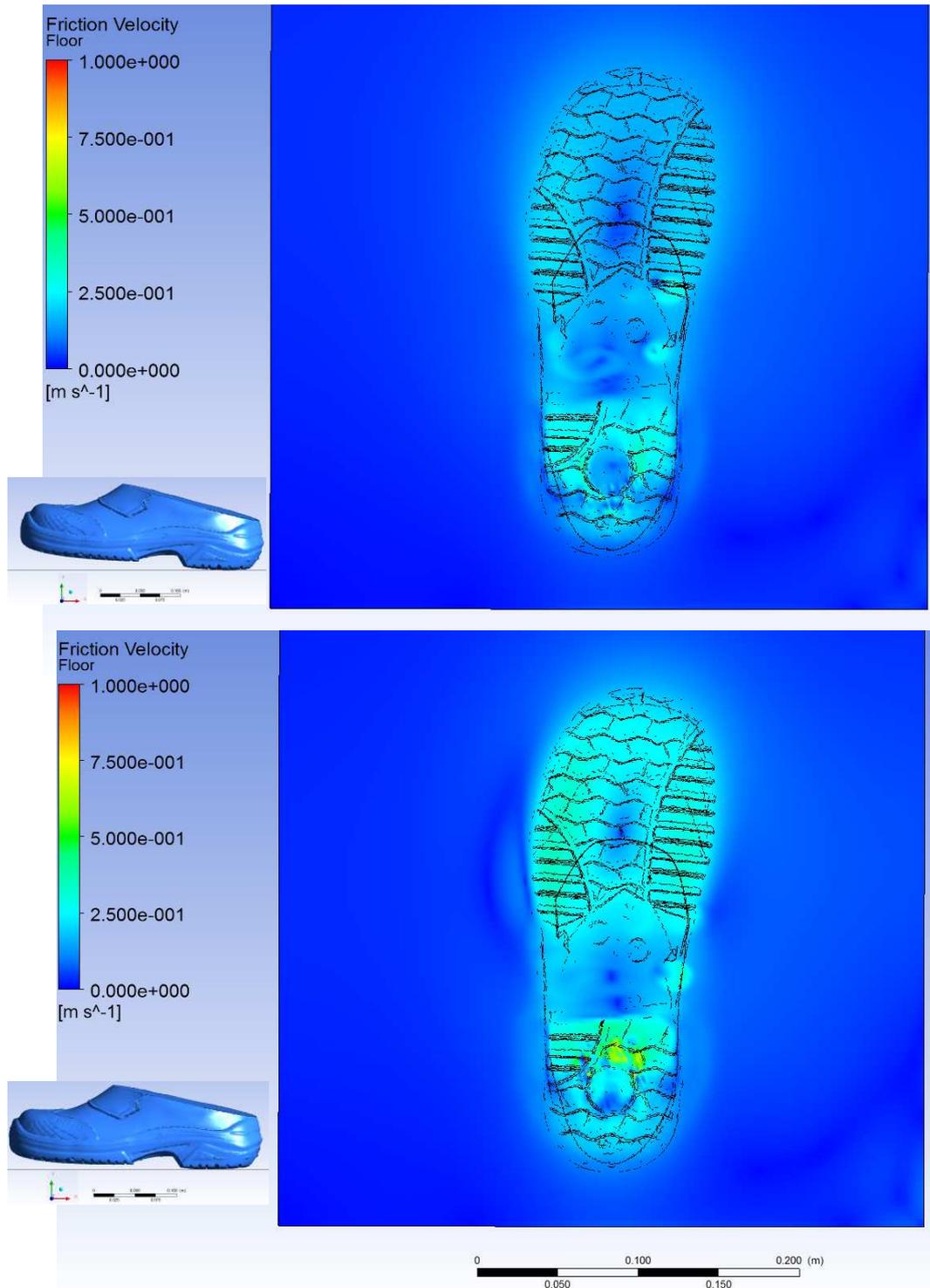


Figure 83 : Champs de vitesse de frottement au sol, sous la chaussure, lors de la phase d'approche pour un angle d'environ 5 ° (image du haut) et un angle d'environ 3 ° (image du bas)

On constate, sur la Figure 83, que les vitesses de frottement sous la chaussure à ces instants restent inférieures à 0,75 m.s⁻¹. On en déduit que les vitesses de frottement élevées (supérieures à 1 m.s⁻¹) ne sont atteintes que lors du contact entre la chaussure (cf. Figure 82).

3.2.3 Phase de soulèvement

Comme pour le cas de la phase d'approche, nous nous sommes également intéressés aux vitesses de frottement pour le cas de la phase de soulèvement en prenant comme critère une accélération de soulèvement de $3000 \text{ }^\circ \cdot \text{s}^{-2}$, ce qui correspond à une vitesse angulaire moyenne d'environ $200 \text{ }^\circ \cdot \text{s}^{-1}$, respectant ainsi les observations faites lors de l'étude sur la marche. (cf. paragraphe 3.1.1).

Pour le cas du soulèvement, les vitesses les plus importantes sont observées durant les premiers instants du mouvement. C'est pourquoi nous avons choisi de présenter sur la Figure 84 le champ de vitesse de frottement à $t = 0,01 \text{ s}$, qui correspond à l'instant où il n'y a plus de contact entre le talon et le sol.

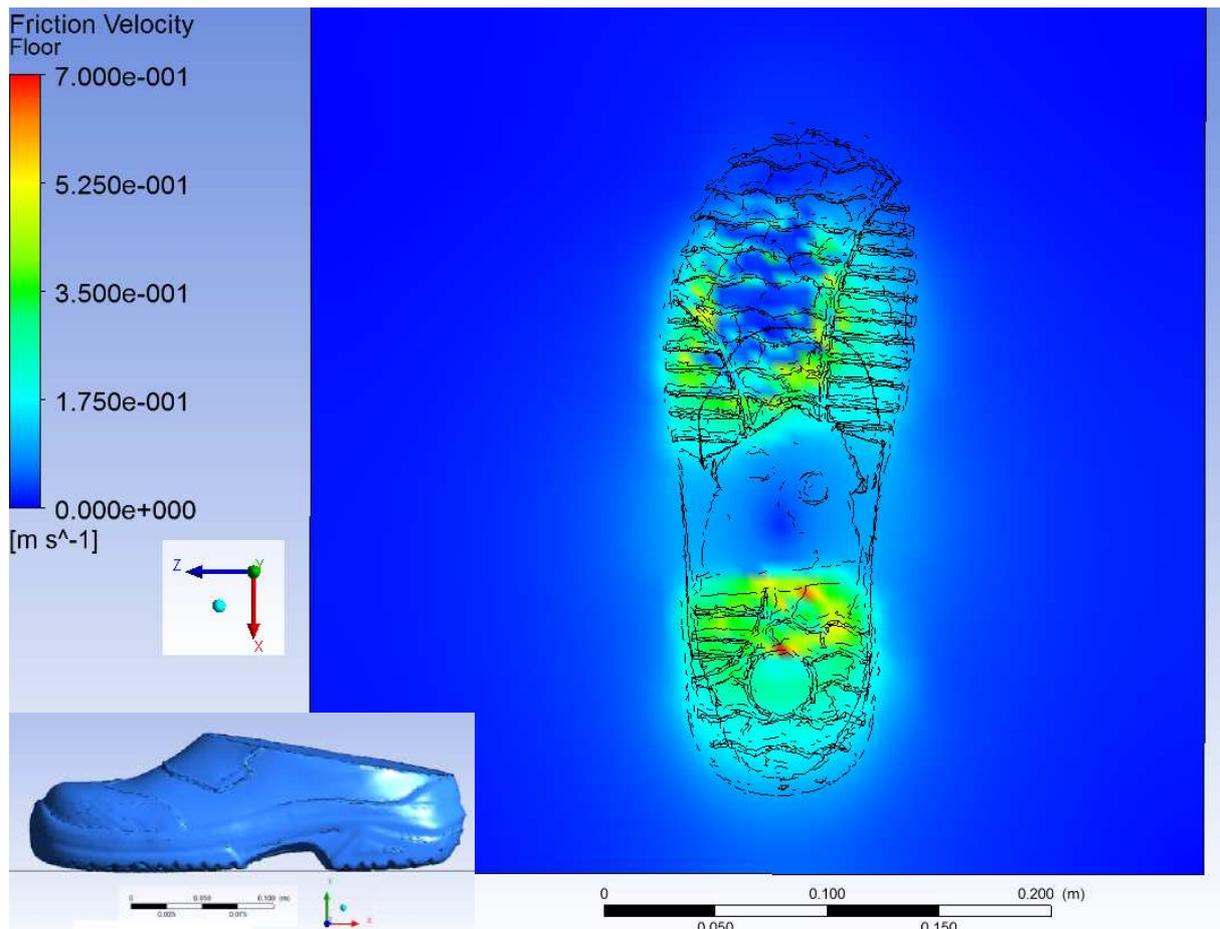


Figure 84 : Champ de vitesse de frottement sous la chaussure à $t = 0,01 \text{ s}$

Comme on peut le voir sur la Figure 84, les vitesses de frottement les plus élevées sont essentiellement localisées sous la chaussure à cet instant ($t = 0,01 \text{ s}$)

Au vu des résultats observés pour le décollement du talon de la chaussure, il est nécessaire de connaître l'amplitude des vitesses d'air lors du soulèvement de l'avant de la chaussure. Pour cela, la Figure 85 retrace le champ de vitesses de frottement à l'instant $t = 0,07$ s correspondant au premier instant après le soulèvement de l'avant de la chaussure.

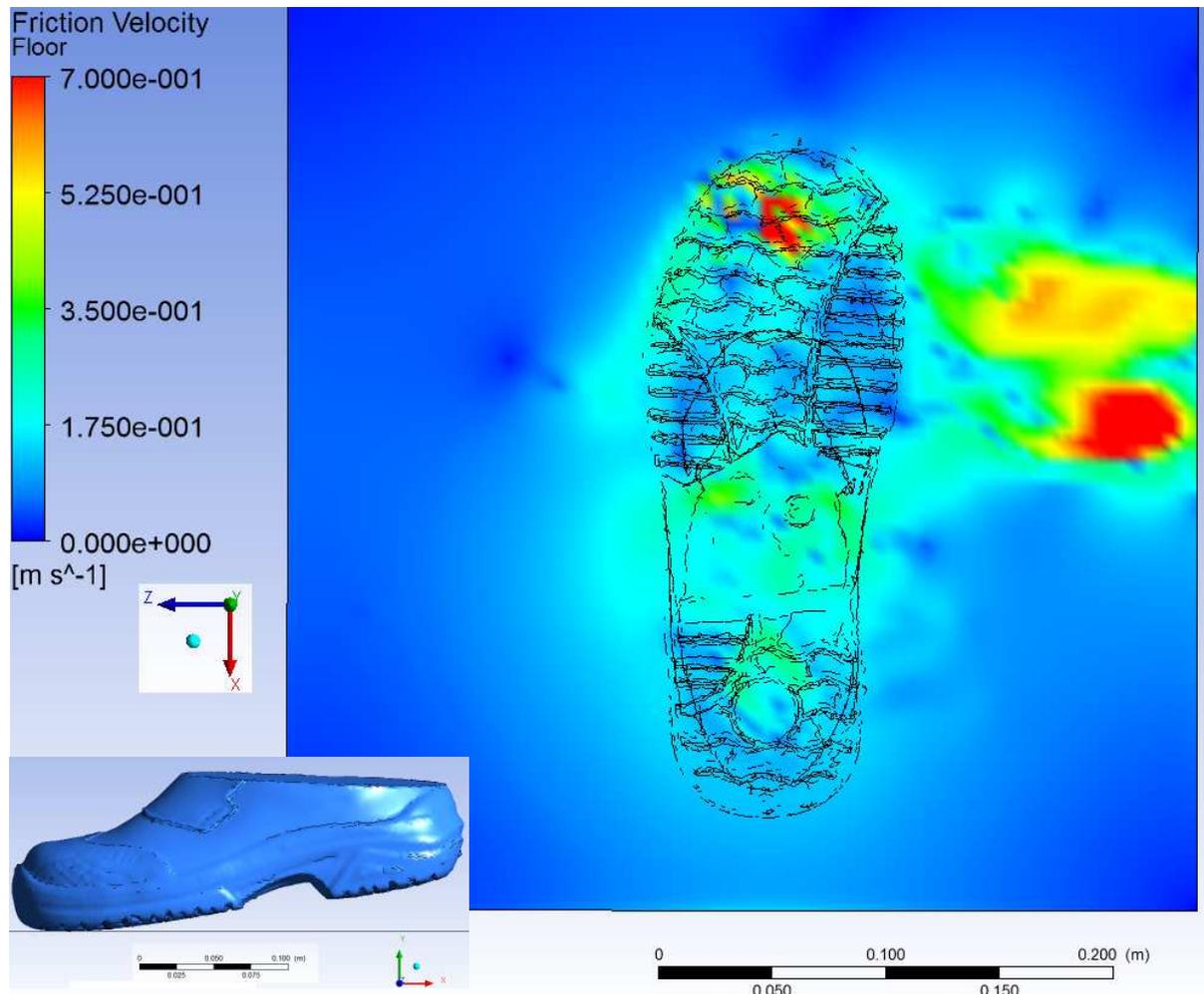


Figure 85 : Champ de vitesse de frottement sous la chaussure à $t = 0,07$ s (phase de soulèvement)

Comme on peut le voir sur la Figure 85, il apparaît clairement qu'à cet instant ($t = 0,07$ s), les vitesses de frottement les plus élevées sont en partie sous la chaussure mais pour la grande partie en dehors. En effet, le soulèvement de la chaussure provoque un « appel d'air » latéral. Comme on peut le voir, le champ des vitesses de frottement présente une asymétrie : les vitesses sont plus élevées côté intérieur (côté droit) que sur le côté extérieur (côté gauche) de la chaussure. Cette asymétrie pourrait s'expliquer par le dessin des rainures de la chaussure qui est asymétrique également. Pour le cas du soulèvement, les particules susceptibles d'être soumises à des vitesses de frottement élevées couvrent une superficie beaucoup plus grande que pour le cas de la phase d'approche. Néanmoins, les vitesses de frottement observées pour le cas du soulèvement restent inférieures à celles calculées lors de la phase d'approche.

Comme on a pu le voir précédemment (cf. paragraphe 2.3.3.3), les vitesses de frottement ne sont qu'un des paramètres d'entrée du modèle Rock'n'Roll. Il est donc nécessaire de comparer les forces aérodynamiques résultantes de ces calculs d'écoulements d'air aux forces d'adhésion (cf. chapitre 5) afin de déterminer si telle particule sera remise en suspension ou au contraire restera au contact du sol.

4 DEVELOPPEMENTS EXPERIMENTAUX SUR LA REMISE EN SUSPENSION

4.1 Mesures d'adhésion à l'aide d'un Microscope à Force Atomique (AFM)

Le but des mesures des forces d'adhésion via la technique du Microscope à Force atomique (AFM : *Atomic Force Microscopy*), va nous permettre de nous affranchir de la corrélation de Biasi *et al.* (2001) utilisée actuellement pour compléter le modèle de remise en suspension. En effet, le modèle de remise en suspension choisi est le modèle Rock'n'Roll. Afin de modéliser les forces d'adhésion, Biasi *et al.* (2001) ont proposé une corrélation empirique basée sur des expériences diverses mais qui restent éloignées des conditions de nos expériences : particules d'alumine ou d'oxyde de cobalt en contact avec un revêtement en époxy soumises à un écoulement instationnaire. L'avantage de mesurer les forces d'adhésion via la technique AFM (*Atomic Force Microscopy*) nous permettra d'aboutir à une corrélation liant la force d'adhésion au diamètre des particules.

4.1.1 Technique de l'AFM

La technique de l'AFM permet une mesure précise des forces d'adhésion entre une particule et une surface donnée (Israelachvili (1992)).

4.1.1.1 Microscope à Force Atomique (AFM)

Le principe de fonctionnement de l'AFM se base sur la mesure des forces entre une surface et une pointe, comme le montre la Figure 86.

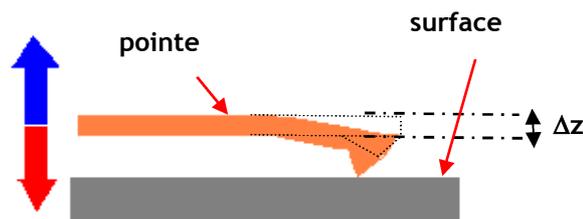


Figure 86 : Schéma d'un Microscope à Force Atomique, Walker *et al.* (2010)

La mesure de la force d'adhésion se décompose en deux phases. Dans un premier temps, on approche la pointe de la surface jusqu'au contact. Puis, dans un second temps, on éloigne la pointe de la surface. Comme le montre la Figure 86, lorsque la pointe et la surface sont proches, la branche portant la pointe se déforme sous l'effet des forces d'adhésion. On peut alors mesurer les forces qui lient la particule collée à la pointe avec la surface en mesurant la déflexion subie par la tige supportant la pointe, comme le montre la Figure 87.

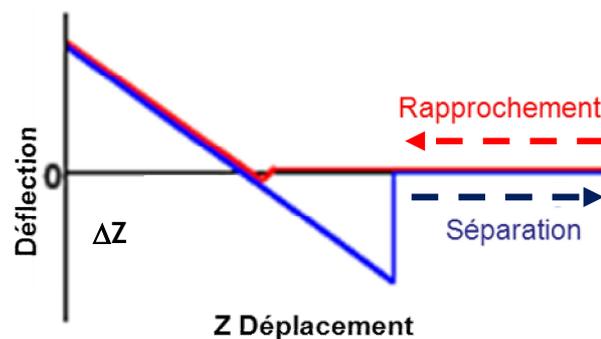


Figure 87 : Evolution de la déflexion en fonction de la distance pointe-surface, Walker *et al.* (2010)

Le graphique de la Figure 87 est obtenu par suivi de la déflexion de la branche, comme le montre le schéma de la Figure 88.

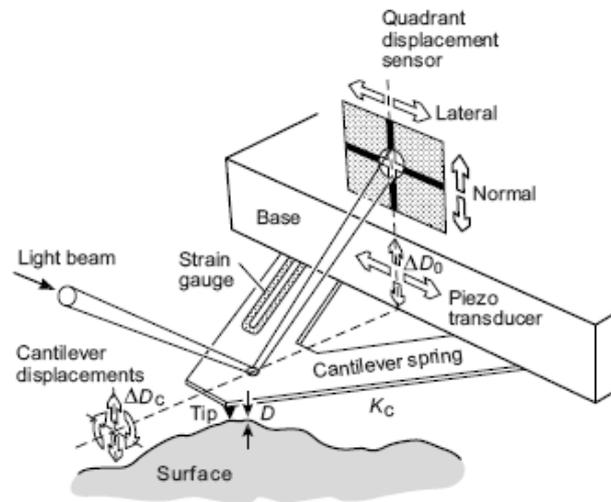


Figure 88 : Schéma d'un Microscope à Force Atomique, Israelachvili (1992)

4.1.2 Plan d'expériences

Comme cela a été expliqué précédemment, la technique AFM nous permet d'accéder aux mesures des forces d'adhésion des particules en contact avec une surface. Ce paramètre est une donnée d'entrée du modèle Rock'n'Roll. La corrélation (cf. (2.3.3-8)) de Biasi *et al.* (2001), liant le diamètre des particules à une distribution de forces, se base sur plusieurs séries d'expériences dont la nature des particules et des surfaces diffère grandement des conditions que l'on souhaite étudier. C'est pourquoi, le recours à la méthode AFM nous permet de déterminer une nouvelle corrélation spécifique à nos mesures.

Pour ce faire, nous avons demandé au laboratoire BIOPHY RESEARCH de mesurer les distributions de forces d'adhésion de particules de différents diamètres mais également de différentes natures et sur différentes surfaces. Les paramètres sont détaillés dans le Tableau 8. Signalons que les tailles de particule que nous souhaitions étudier (taille objectif) n'ont pas forcément pu être atteintes de par le protocole de fixation des particules sur la pointe de l'AFM. Les tailles réelles des particules ont été caractérisées par MEB et sont présentées dans les différents tableaux de résultats.

Tableau 8 : Plan d'expériences pour les mesures AFM

Expériences	Nature du sol	Nature des particules	Taille objectif des particules
1	Verre	Alumine	5 μm
2	Epoxy (type 3)	Alumine	1 μm
3	Epoxy (type 3)	Alumine	5 μm
4	Epoxy (type 3)	Alumine	10 μm
5	Epoxy (type 3)	CoO	1 μm
6	Epoxy (type 3)	CoO	5 μm
7	Epoxy (type 3)	CoO	10 μm
8	Epoxy (type 3)	CoO	3 μm
10	Epoxy (type 2)	Alumine	5 μm
11	Epoxy (type 1)	Alumine	5 μm
12	Lino (CEPIA)	Alumine	5 μm
13	Epoxy (type 3)	Alumine	5 μm
14	Epoxy (type 3)	Alumine	5 μm

Comme on peut le voir (cf. Tableau 8), nous nous sommes intéressés au couple alumine/verre qui constitue notre couple de référence. Puis, nous avons étudié l'influence de différents paramètres comme le diamètre des particules (1, 5 et 10 μm), la nature du sol (Lino, époxy) et la rugosité du sol (type 1, type 2 et type 3).

Afin de s'assurer des tailles des particules utilisées pour réaliser ces expériences, des observations au MEB (Microscope Electronique à Balayage) ont été réalisées (cf. Annexe 3). En effet, les particules ont été sélectionnées dans une poudre dont le diamètre aérodynamique était connu. Ces particules ont été greffées sur des pointes AFM numérotées dont la constante de raideur était de 2.8 N/m :

- **Pointes 1, 2** : alumine 1 µm
- **Pointes 3, 4** : alumine 10 µm
- **Pointes 5, 6** : CoO 1 µm
- **Pointes 7, 8** : CoO 5 µm
- **Pointes 9, 10** : CoO 10 µm

4.1.3 Exploitation des résultats

Avant de s'intéresser aux résultats, il est important de définir les rugosités de surface sur lesquelles les mesures ont été réalisées. Pour cela, des mesures de rugosité de surface ont été réalisées par le laboratoire BIOPHY RESEARCH pour chacune des surfaces étudiées comme le montre la Figure 91 et dont les données ont été répertoriées dans le Tableau 8.

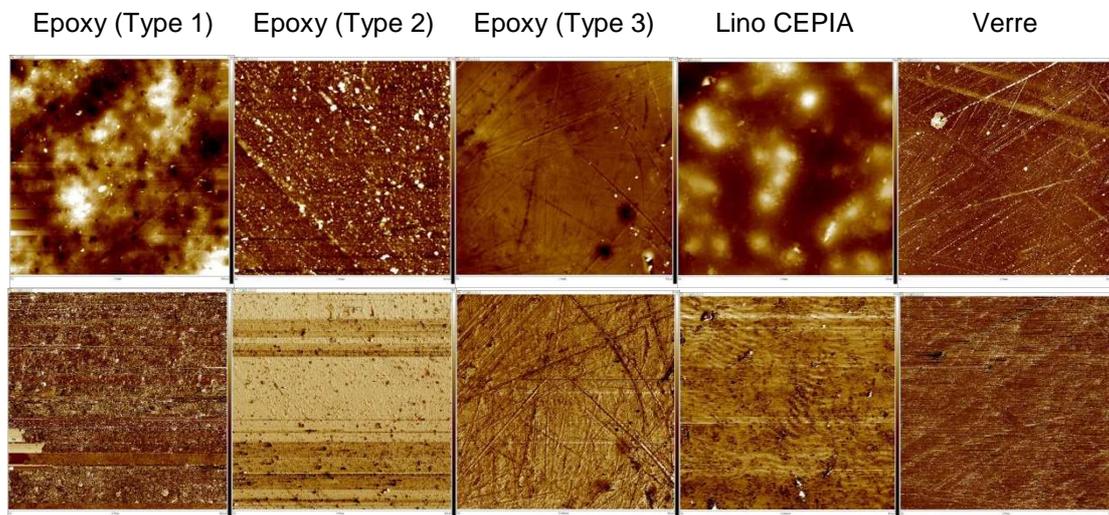


Figure 89 : Images 50 µm x 50 µm topographiques (haut) et phase / adhésion (bas), de gauche à droite, type 1-2-3, lino CEPIA et verre

Afin de juger de la rugosité d'une surface, il existe trois paramètres permettant de la caractériser.

On note R_q la déviation standard des valeurs de Z sur une surface donnée (désigné en bleu sur la Figure 90) exprimée par :

$$R_q = \sqrt{\frac{\sum (Z_i - \bar{Z})^2}{N}}$$

où \bar{Z} est la moyenne des valeurs de Z sur une surface donnée ;

Z_i est la valeur de Z en chaque point de la surface ;

N est le nombre de points analysés dans cette surface.

R_a (nm) est la rugosité moyenne, c'est à dire la valeur moyenne de la surface par rapport au plan centré. Le plan centré est un plan parallèle au plan de rugosité moyenne tel que les volumes délimités de part et d'autres soient égaux (désigné en pointillés rouges sur la Figure 92). La rugosité moyenne est donnée par :

$$R_a = \frac{1}{L_x L_y} \int \int_{L_x L_y} [f(x,y)] dx dy$$

où L_x et L_y sont les dimensions de la surface
 $f(x,y)$ est la surface relative au plan centré.

Afin d'illustrer la différence entre ces deux dernières notions (R_q et R_a), nous avons fait le choix de prendre un plan de rugosité non-parallèle à la base de l'échantillon comme le montre la Figure 90.

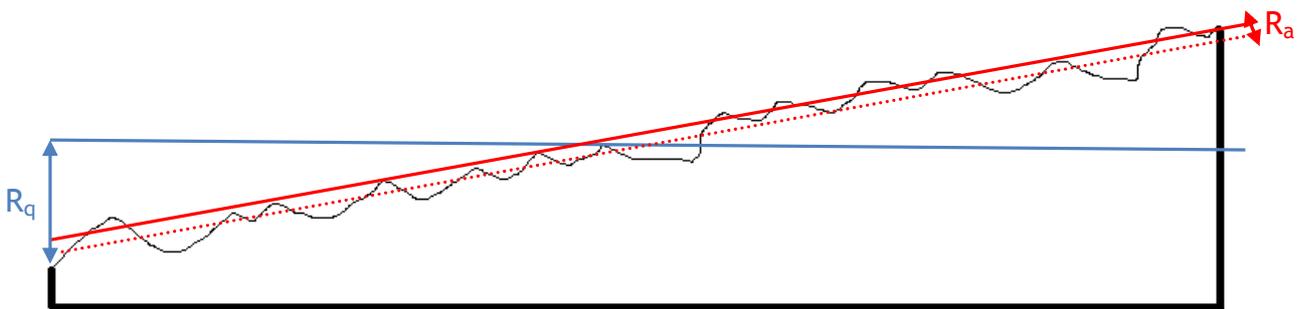


Figure 90 : Schéma explicatif des rugosités de surface

Concernant les échantillons étudiés lors de ces mesures AFM, le plan de l'échantillon et le plan de rugosité de surface sont parallèles. C'est pourquoi, les valeurs de R_q et R_a sont sensiblement les mêmes (cf. Tableau 9).

Enfin R_{diff} est le pourcentage d'augmentation de surface entre la surface développée et la surface balayée. La surface développée est calculée par triangulation. Le principe de la triangulation est la décomposition de la surface en ses plus petits éléments, c'est à dire des triangles, puis sommation de tous les éléments d'aires ainsi définis.

Les résultats concernant les surfaces étudiées sont présentés dans le Tableau 9.

Tableau 9 : Caractéristiques des surfaces étudiées

Surface étudiée	Rq (nm)	Ra (nm)	Rdiff (%)
Epoxy (Type 1)	157,0 ± 21,0	123,0 ± 13,0	3,7 ± 0,4
Epoxy (Type 2)	47,6 ± 23,6	22,0 ± 5,1	2,1 ± 0,7
Epoxy (Type 3)	50,2 ± 14,4	37,7 ± 7,2	1,0 ± 0,3
Lino (CEPIA)	207,0 ± 39,0	165,0 ± 25,0	2,1 ± 0,2
Verre	2,4 ± 0,8	0,9 ± 0,1	0,02 ± 0,005

Les résultats listés dans le Tableau 9 sont obtenus à partir de l'analyse de plusieurs zones de dimensions 50 µm x 50 µm pour chaque nature de surface. L'obtention de ces résultats passe d'abord par l'analyse de zones plus importantes (100 µm x 100 µm) afin de s'assurer que celles-ci ne contiennent pas d'éléments étrangers ou sont recouvertes par un élément autre que celui que l'on souhaite étudier. En effet, réaliser une mesure AFM sur une surface polluée, revient à mesurer la force d'adhésion entre la particule et cette même pollution de surface. Une fois cette étape réalisée, on mesure la rugosité d'une surface plus petite (dont les dimensions sont 50 µm x 50 µm).

On remarque que le verre présente le moins de rugosités (R_q le plus faible) et que le Lino reste la surface la plus rugueuse (cf. Tableau 9). Parmi les surfaces époxy, on constate que le revêtement type 1, surface dont l'épaisseur de peinture est la plus faible (inférieure à 0,3 mm), reste la surface la plus rugueuse. En revanche, les surfaces époxy de type 2 et type 3 présentent le même ordre de grandeur de rugosités. Sachant que l'épaisseur de revêtement de type 2 est de l'ordre de 1 mm et que celle d'époxy de type 3 est d'environ 3 mm, on peut en conclure qu'au-delà d'une certaine épaisseur, les irrégularités dues au béton ne sont plus observables en surface, et que par conséquent, seule la rugosité due au revêtement est mesurable.

Après avoir caractérisé les surfaces ainsi que les particules, on peut à présent s'intéresser aux mesures de forces entre les particules et les surfaces.

Pour chaque expérience (une taille de particule, une nature de particule et une nature de surface), plusieurs essais ont été réalisés par le laboratoire BIOPHY RESEARCH. Les données ont été par la suite post-traitées afin d'éliminer certains artéfacts dus à la pollution de certaines parties des surfaces étudiées.

Les résultats obtenus par l'adhésion d'une particule d'alumine en contact avec une surface époxy type 3 dont les dimensions sont $50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ sont présentés par la Figure 91. Les distributions ainsi obtenues représentent les résultats de la mesure de force, entre la particule et la surface, répétée environ $4 \cdot 10^3$ fois pour chaque échantillon de surface. Pour chaque couple de particule et de nature de surface, au moins 4 échantillons de surface ($50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$) ont été étudiés. Les résultats ainsi présentés par la Figure 91 sont issus de l'analyse et du post-traitement de ces mesures. Il en effet nécessaires afin d'éliminer dans certains cas des valeurs erronées.

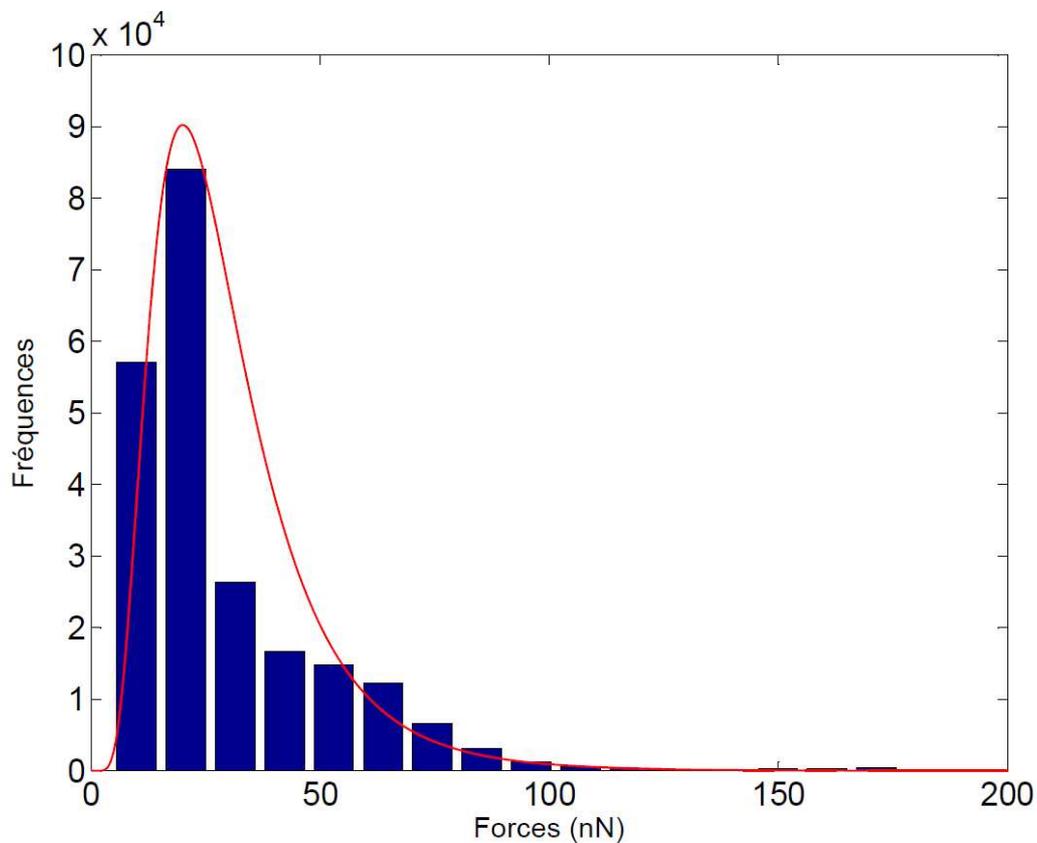


Figure 91 : Distributions de forces pour le cas d'une particule d'alumine de $7,8 \mu\text{m}$ sur une surface époxy (type 3)

L'ajustement réalisé sur cette distribution, en considérant une loi log-normale, permet de remonter à une valeur de force médiane et à un écart-type géométrique :

$$\begin{cases} \overline{f_a} = 20 \text{ nN} \\ \sigma_a = 1,2 \end{cases}$$

Ainsi, lorsqu'on réalise la même opération pour les différents diamètres de particule, en contact avec une surface époxy (type 3), on aboutit, pour les particules d'alumine, aux résultats donnés dans le Tableau 10. Comme détaillé dans l'annexe 3, les diamètres considérés (d_p réel) sont les diamètres équivalents de surface projetée.

Tableau 10 : Tableau récapitulatif des mesures d'alumine sur époxy (type 3)

Expérience	d_p réel (μm)	\bar{f}_a (nN)	σ_a
2	1,9	37,5	1,37
14	4,4	38,4	1,25
13	4,9	32	1,19
3	7,8	20	1,2
4	10	18	1,21

On remarque dans le Tableau 10 que les valeurs données par l'expérience 14 sont plus élevées que celle données par l'expérience 2. Afin d'établir une corrélation entre le diamètre de la particule et la force d'adhésion, les valeurs de l'expérience 14 ne seront pas prises en compte car trop éloignées des valeurs obtenues pour un diamètre équivalent.

Il résulte de ces expériences la corrélation suivante pour les particules d'alumine :

$$\begin{cases} \bar{f}_a = 54,008 \cdot d_p^{-0,452} \\ \sigma_a = 1,24 \end{cases}$$

où f_a est donnée en nN et d_p en μm .

On remarquera que l'écart-type n'évolue que faiblement selon le diamètre. La valeur prise est une moyenne des valeurs expérimentales.

Lorsque l'on compare cette corrélation aux valeurs expérimentales (cf. Figure 92), on constate que seul un point est en dehors de la bissectrice. On peut néanmoins considérer que cette corrélation coïncide relativement bien aux mesures effectuées.

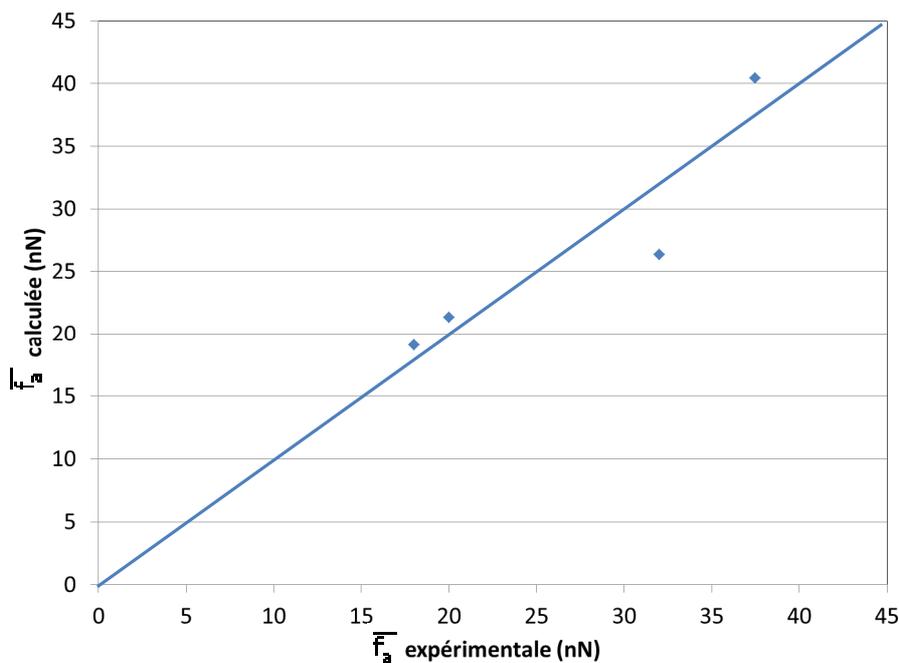


Figure 92 : Comparaison entre la corrélation et les mesures expérimentales pour le cas de l'alumine sur une surface époxy (type 3)

La Figure 93 trace l'évolution des distributions log-normales des forces d'adhésion pour le cas des particules d'alumine.

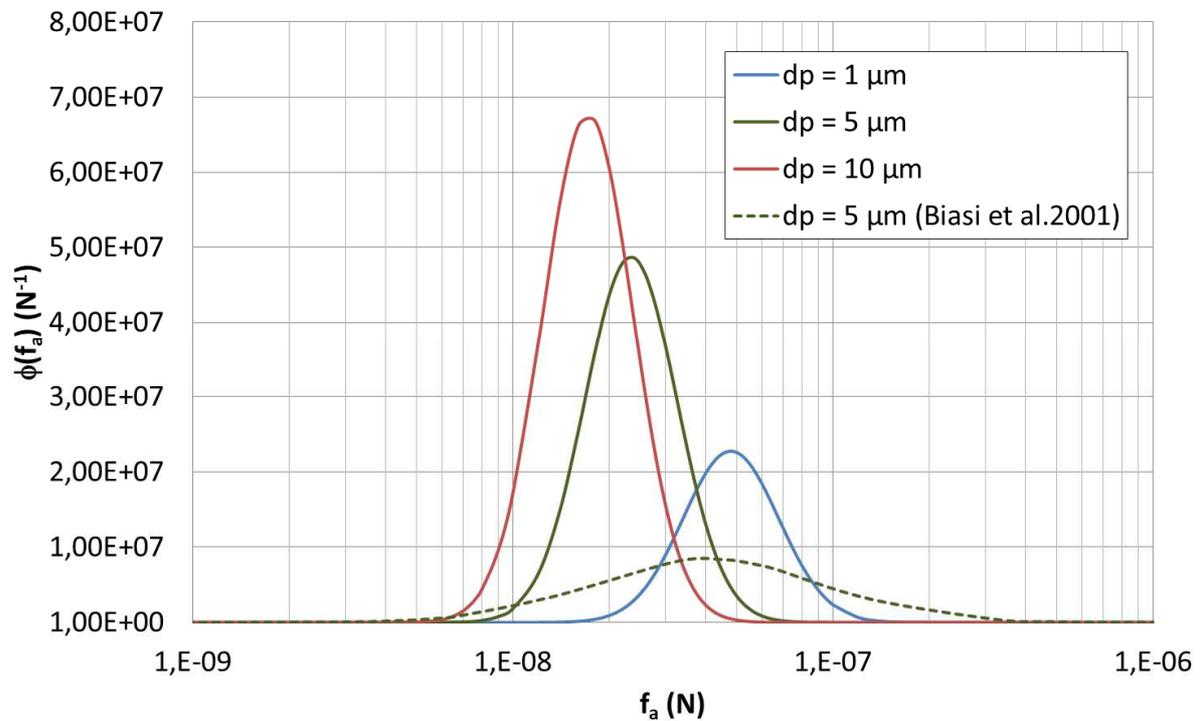


Figure 93 : Distributions log-normales des forces d'adhésion pour l'alumine sur une surface époxy (type 3)

Comme on peut le voir, plus le diamètre des particules augmente, plus la force moyenne d'adhésion des particules diminue. On peut expliquer cela par le fait que, contrairement au cas théorique, où une augmentation de la taille des particules entraîne forcément une augmentation des forces d'adhésion (cf. Figure 6), les particules étudiées présentent des rugosités importantes (cf. Annexe 3). On peut attribuer la diminution des forces d'adhésion à la diminution de surface de contact entre la particule et la surface, réduisant de fait les forces d'adhésion.

On remarque également sur la Figure 93 que pour le même diamètre de particule ($d_p = 5 \mu\text{m}$), la corrélation de Biasi *et al.* (2001) donne des valeurs de forces moyennes plus élevées que la corrélation obtenue pour le cas de nos particules. Cette différence trouve son explication dans le fait que la corrélation retenue par Biasi *et al.* (2001) est issue de plusieurs expériences hétérogènes menées pour des particules de silice ou d'alumine posées sur des surfaces planes ou dans des conduits cylindriques dont la nature est soit du métal soit du verre.

Pour les particules d'oxyde de cobalt, les résultats sont présentés dans le Tableau 11.

Tableau 11 : Tableau récapitulatif des mesures AFM pour une particule d'oxyde de cobalt sur une surface époxy (type 3)

Expérience	d_p réel (μm)	\bar{f}_a (nN)	σ_a
5	1,5	24	1,58
6	4,9	10	1,35
8	5,2	9,5	1,55
7	10,7	6,8	1,47

Il résulte de ces expériences la corrélation suivante pour les particules d'oxyde de cobalt :

$$\begin{cases} \bar{f}_a = 26,984 \cdot d_p^{-0,493} \\ \sigma_a = 1,49 \end{cases}$$

où f_a est donnée en nN et d_p en μm .

Comme pour le cas de l'alumine, on remarquera que l'écart-type n'évolue que faiblement selon le diamètre. La valeur prise est également une moyenne des valeurs expérimentales.

La Figure 94 permet de comparer la corrélation aux valeurs expérimentales. On constate que, pour le cas de l'oxyde cobalt, la corrélation tient compte de tous les points expérimentaux.

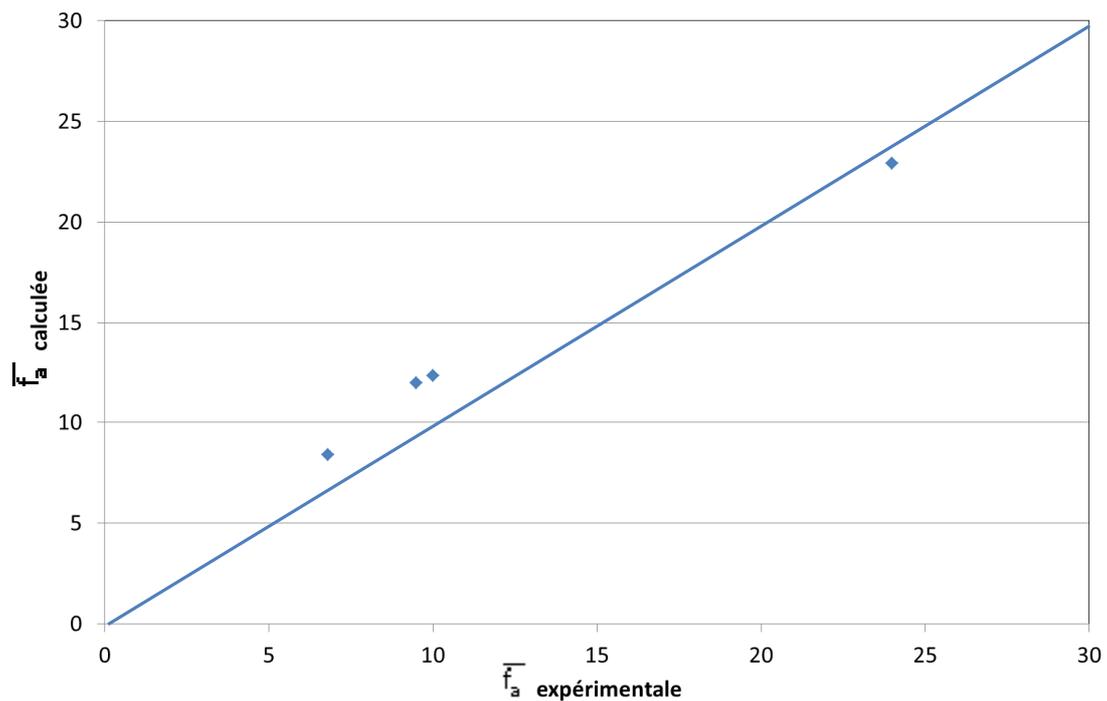


Figure 94 : Comparaison entre la corrélation et les mesures expérimentales pour le cas de l'oxyde de cobalt sur une surface époxy (type 3)

La Figure 95 trace l'évolution des distributions log-normales des forces pour le cas des particules d'oxyde de cobalt.

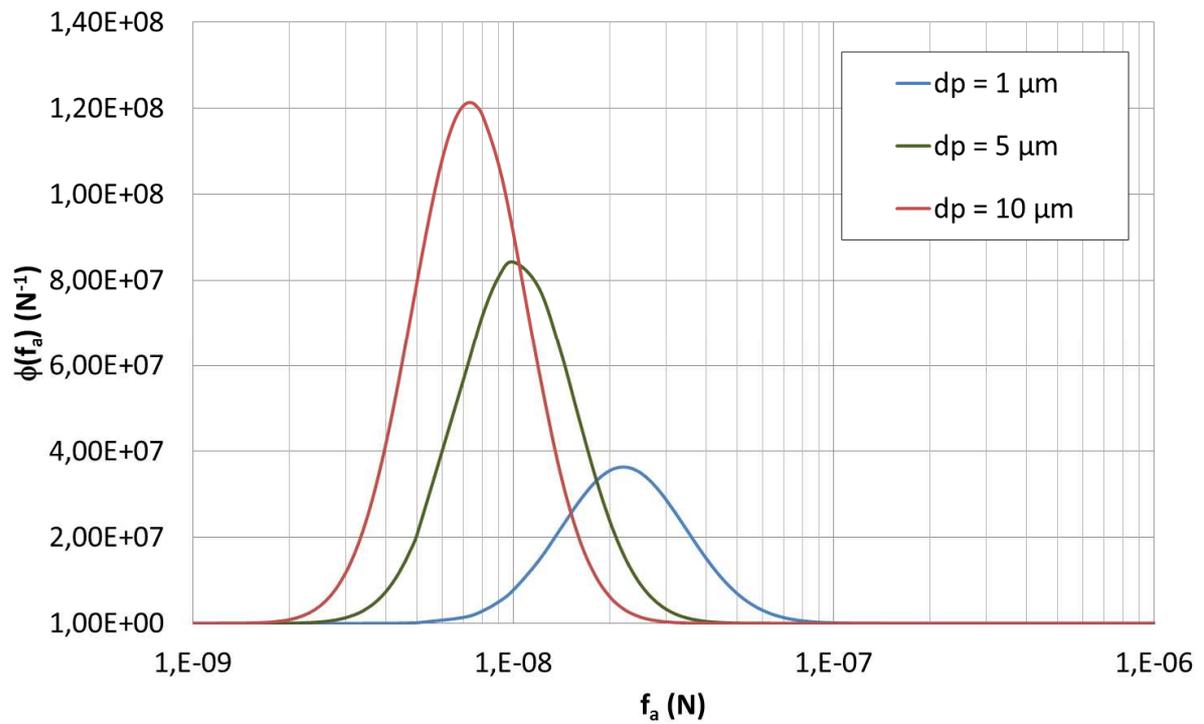


Figure 95 : Distributions log-normales des forces d'adhésion pour l'oxyde de cobalt sur une surface époxy (type 3)

Comme pour les particules d'alumine, plus le diamètre des particules d'oxyde de cobalt augmente, plus la force moyenne d'adhésion diminue.

Ces corrélations ont été intégrées au modèle Rock'n'Roll implémenté dans les calculs numériques (cf. paragraphe 5.1.2). Les résultats de taux de remise en suspension théoriques seront comparés aux expériences analytiques présentés ci-après.

4.2 Expériences analytiques dans une boîte à gants

Comme on pourra le voir tout au long de ce chapitre, ces expériences permettront de reproduire un cycle de marche appliqué à une plaque (et non à une chaussure) et de s'intéresser à la fraction de remise en suspension des particules durant un cycle de marche. Le cycle de marche est décomposé en deux étapes : la phase d'approche, puis la phase de soulèvement de la plaque.

Le but des expériences analytiques est tout d'abord de valider les simulations numériques intégrant le modèle de remise en suspension. De plus, étant donné leur échelle, ces expériences permettront d'estimer la contribution de chacune des phases de la marche (phase d'approche et de soulèvement) sur la fraction de remise de suspension lors d'un cycle de marche.

4.2.1 Description du dispositif expérimental

Comme décrit précédemment, le but de ces expériences est de réaliser des mesures de concentration de particules afin de remonter à la fraction de remise en suspension de ces dernières. Pour cela, nous utilisons une boîte à gants dans laquelle une plaque décrit le cycle de la marche. Le schéma de principe est donné par la Figure 96.

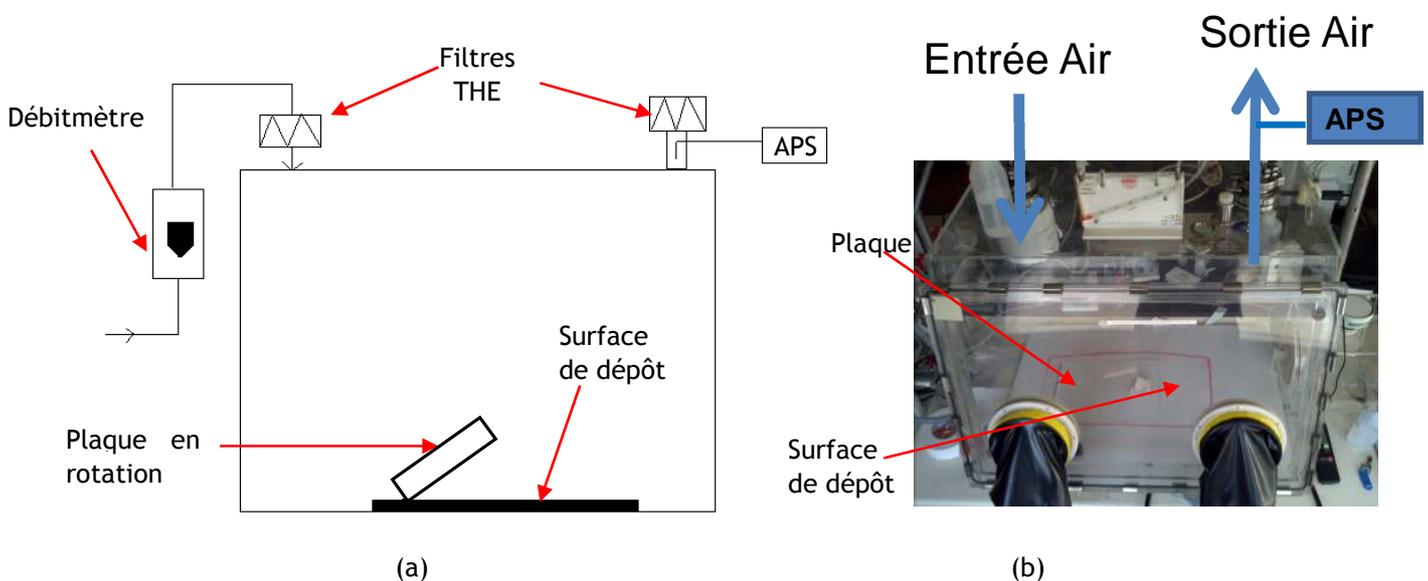


Figure 96 : Schéma (a) et image (b) de principe du dispositif expérimental

Comme on peut le voir sur la Figure 96, ce dispositif permet de contrôler le débit d'air dans la boîte à gants grâce à un débitmètre à gaz et les filtres THE permettent d'éviter tout transfert de polluant entrant dans la boîte à gants mais également sortant de celle-ci. La mesure de la concentration des particules se fait à l'extraction grâce à un *Aerodynamic Particle Sizer* (APS).

La Figure 97 représente les différentes dimensions de la boîte à gants.

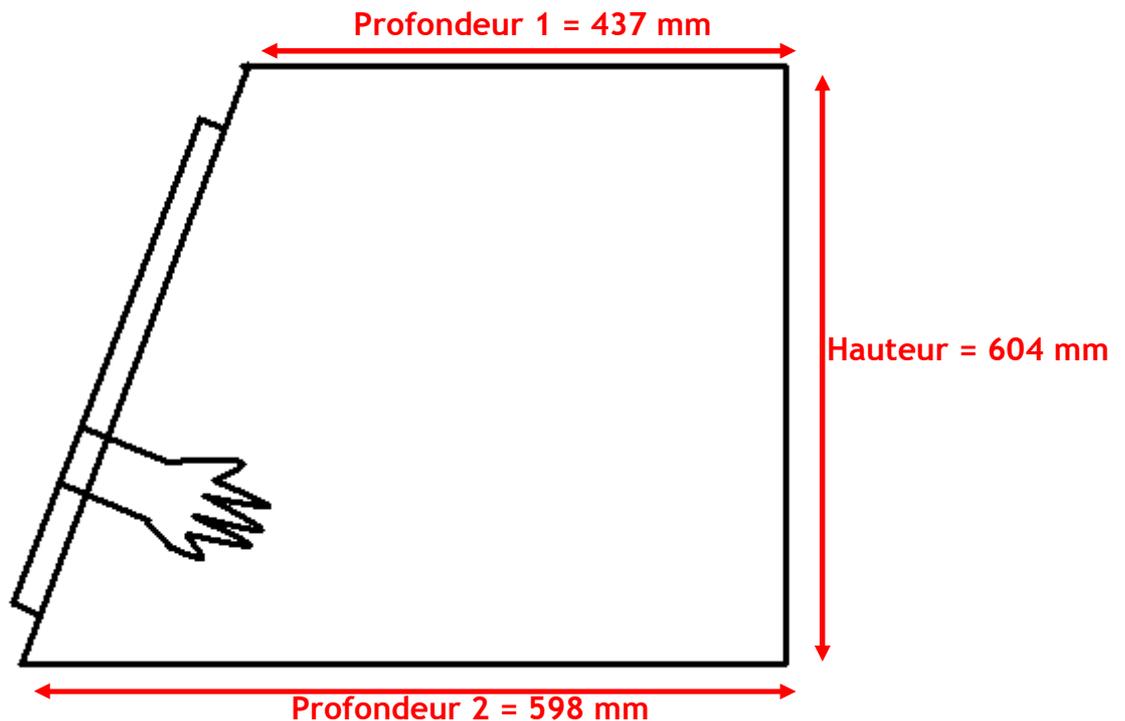


Figure 97 : Dessin de la boîte à gants vu de côté

Les dimensions de cette boîte à gants sont les suivantes :

- longueur = 800 mm,
- profondeur 1 = 437 mm,
- profondeur 2 = 598 mm,
- hauteur = 604 mm.

4.2.2 Protocole expérimental

Avant chaque expérience, on procède au nettoyage interne de la boîte à gants en ouvrant la façade avant de celle-ci. Après le nettoyage, on referme la façade avant et on attend le retour au bruit de fond (temps équivalent à 5 renouvellements d'air) de la concentration des particules au niveau de la sortie d'air. Grâce à une balance, on pèse la quantité de poudre que l'on souhaite déposer, puis on procède à la dispersion de la poudre sur la surface de dépôt (0,24 m de large et 0,4 m de long) à l'aide d'un pinceau pour répartir de façon relativement homogène la quantité de particules pesée. On attend le retour au bruit de fond, puis on procède à la chute de la plaque (0,18 m de large et 0,29 m de long) en prenant bien soin de s'assurer de l'angle initial de départ. L'acquisition se poursuit afin de suivre l'évolution de la concentration des particules au cours du temps. Une fois celle-ci terminée, on procède au nettoyage de la boîte à gants.

4.2.3 Qualification de l'échantillonnage

La mesure de la concentration des particules se faisant en sortie de la boîte à gants, il est nécessaire dans un premier temps de s'assurer de la représentativité et de l'efficacité de l'échantillonnage. Pour cela, des calculs de dépôt dans la canne de prélèvement ont été effectués en s'appuyant sur les données de la Figure 98.

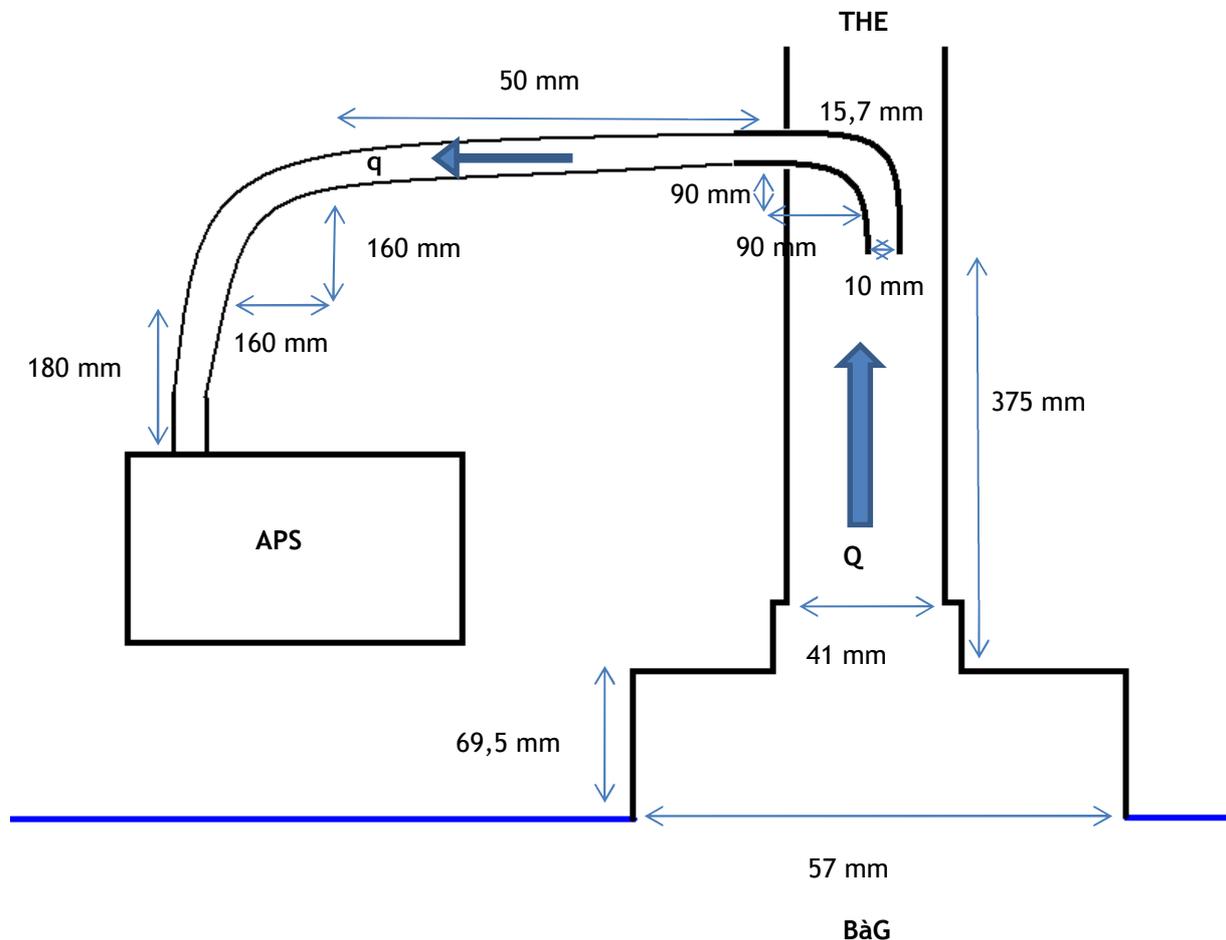


Figure 98 : Schéma de l'extraction de la boîte à gants

Sur cette figure, Q désigne le débit dans la veine d'extraction (75 l/min) et q le débit de prélèvement (5 l/min).

Ces calculs de dépôt ont été réalisés par le code AEROCALC et donnent de bons résultats de représentativité pour les particules dont le diamètre aérodynamique est inférieur à 10 μm . En effet, comme le montre la Figure 99, pour les particules de diamètre inférieur à 5 μm , l'efficacité de prélèvement est supérieure à 95 %. Pour les particules de 10 μm de diamètre, l'efficacité de prélèvement est de 80 %, ce qui reste néanmoins un résultat satisfaisant.

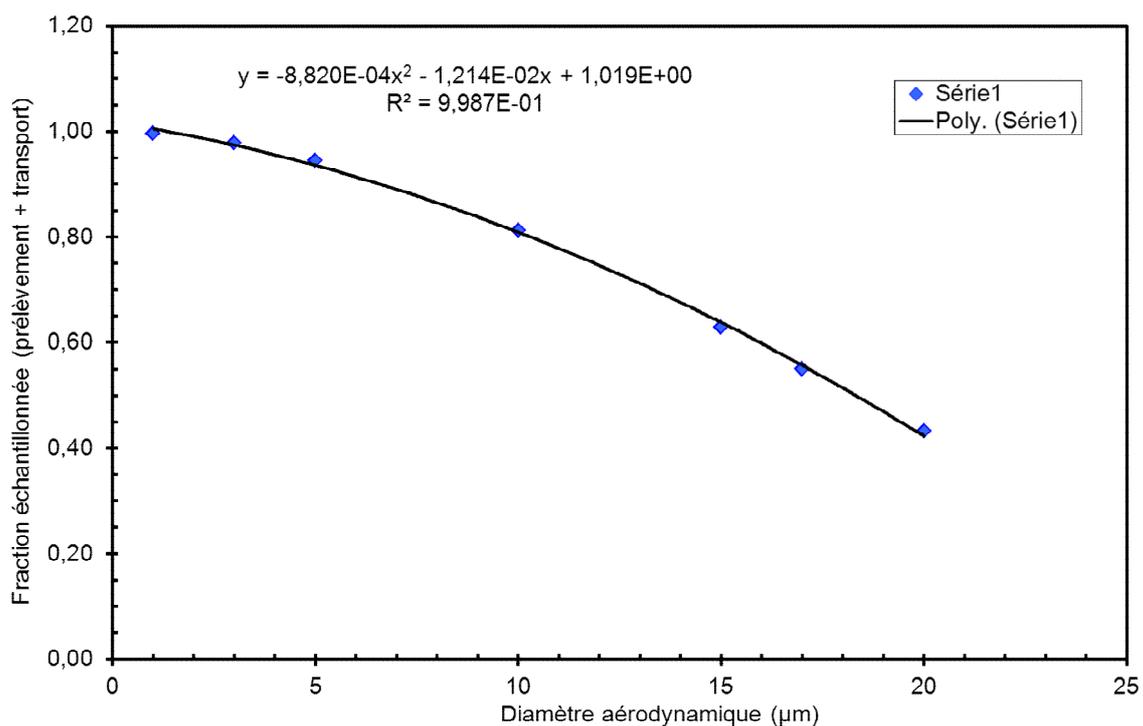


Figure 99 : Efficacité de prélèvement en sortie de la boîte à gants en fonction du diamètre aérodynamique des particules

Le dispositif actuel permet donc de bien mesurer la concentration de particules dont le diamètre aérodynamique est inférieur à 10 µm.

4.2.4 Premiers essais de qualification du dispositif expérimental

Préalablement aux expériences de mesure des concentrations de particules en sortie de boîte à gants, une mesure du taux de renouvellement d'air R_{air} dans la boîte à gants a été réalisée par technique de traçage à l'hélium. Ce taux de renouvellement théorique $R_{\text{air}}^{\text{théorique}}$, basé sur un débit de ventilation de 75 l/min, est de $20,5 \text{ h}^{-1}$.

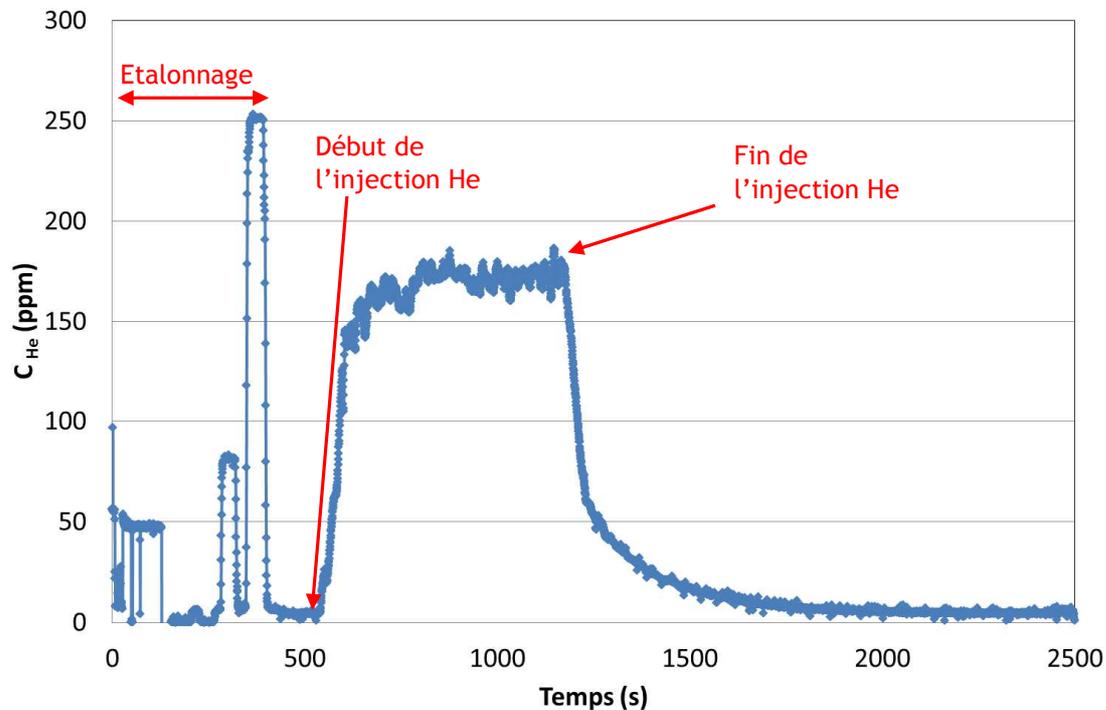


Figure 100 : Suivi de la concentration d'hélium en sortie de la boîte à gants

La Figure 100 présente le suivi de la concentration d'hélium en sortie de la boîte à gants. Comme on peut le voir, cette expérience est précédée d'une phase d'étalonnage. Une fois l'étalonnage effectué, on peut alors commencer à injecter l'hélium dans la boîte à gants. Pour cette expérience, l'injection d'hélium est effectuée au niveau de l'entrée de la boîte à gants. Une fois que la concentration d'équilibre est atteinte, on arrête l'injection d'hélium et on s'intéresse à la phase de décroissance (cf. Figure 101).

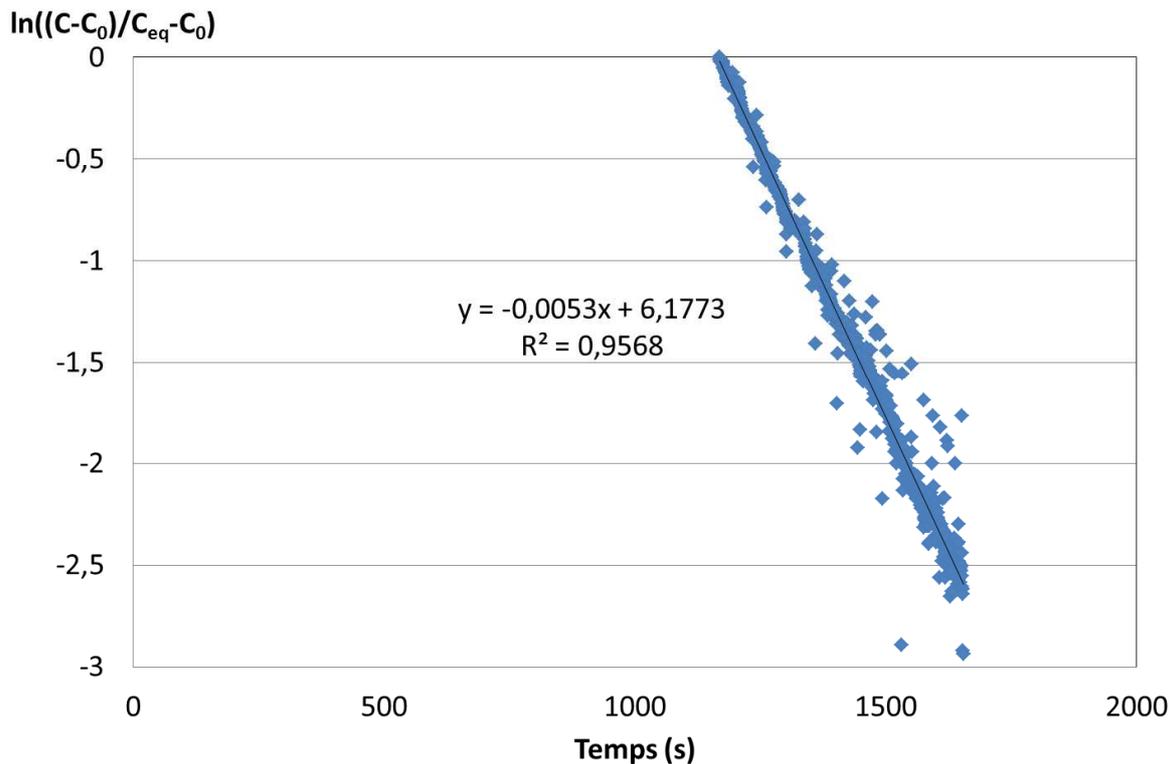


Figure 101 : Exploitation de la phase de décroissance de la courbe d'hélium

La Figure 101 retrace la phase de décroissance de la concentration d'hélium. En effet, en faisant un bilan de masse sur la boîte à gants, on obtient :

$$\frac{dC_{\text{He}}}{dt} = \frac{q_{\text{He}}}{V} - \frac{Q}{V} \cdot C_{\text{He}}$$

où C_{He} est la concentration d'hélium, q_{He} est le débit d'injection d'hélium, V le volume de la boîte à gant, et Q le débit d'air injecté dans la boîte à gants.

Lorsque l'on s'intéresse uniquement à la phase de décroissance ($q_{\text{He}} = 0$), on a alors :

$$\frac{dC_{\text{He}}}{dt} = -\frac{Q}{V} \cdot C_{\text{He}}$$

En intégrant cette équation, on a : $C_{\text{He}} = C_{\text{He}}^{\text{eq}} \cdot \exp\left(-\frac{Q}{V} \cdot t\right) = C_{\text{He}}^{\text{eq}} \cdot \exp(-R_{\text{air}} \cdot t)$, où $C_{\text{He}}^{\text{eq}}$ est la concentration d'équilibre atteinte lors de la phase d'injection et R est le taux de renouvellement d'air au sein de la boîte à gants. Ainsi, pour remonter au taux de renouvellement d'air R , il suffit de déterminer la pente de la phase de décroissance.

Pour cette expérience, la pente est $-5,3 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ et donc le taux de renouvellement d'air $R_{\text{air}} = 19,1 \text{ h}^{-1}$.

Le même type d'expériences a été réalisé pour déterminer le débit de dépôt des particules $Q_{\text{dépôt}}$. Un flacon contenant une poudre de particules (diamètres et types précisés dans le Tableau 12) est introduit dans la boîte à gants. Il est agité énergiquement pendant 30 s, puis ouvert pendant une minute. La mesure de la concentration de particules est faite à l'aide de l'APS au niveau de l'extraction de la boîte à gants. La concentration de particules est mesurée sur des intervalles d'une seconde tout au long de l'expérience (1100 s). On s'intéresse alors à la phase de décroissance qui correspond au moment à partir duquel le flacon est refermé. La pente de celle-ci nous donne le taux d'épuration des particules R_T . On a la relation suivante :

$$R_T = \frac{Q_{\text{air}} + Q_{\text{dépôt}}}{V}$$
, où Q_{air} représente le débit volumique de l'air dans la boîte à gants, V le volume de la boîte à gants et $Q_{\text{dépôt}}$ représente le débit de dépôt des particules.

A noter que dans le cadre de nos expériences, on ne considère que la sédimentation comme unique phénomène de dépôt des particules.

On définit le facteur de dépôt (ici, de sédimentation) k par la relation : $k = \frac{Q_{\text{dépôt}}}{V}$.

On alors : $R_T = R_{\text{air}} + k$; d'où : $k = R_T - R_{\text{air}}$.

Le facteur de sédimentation peut être calculé à partir du débit de sédimentation théorique donné par la relation suivante : $Q_{\text{dépôt}}^{\text{théorique}} = v_{\text{sédimentation}} \cdot S$, où la vitesse de sédimentation $v_{\text{sédimentation}}$ est calculée en fonction du diamètre aérodynamique d_a et S est la surface inférieure de la boîte à gants qui est ici de $0,48 \text{ m}^2$. On a alors :

$$k^{\text{théorique}} = \frac{v_{\text{sédimentation}} \cdot S}{V}, \text{ avec } v_{\text{sédimentation}} = \frac{\rho_0 \cdot Cu \cdot d_a^2}{18 \cdot \mu} \cdot g$$

Les caractéristiques des poudres utilisées uniquement pour la faisabilité des expériences dans la boîte à gants sont répertoriées dans le Tableau 12.

Tableau 12 : Caractéristiques des poudres utilisées et des canaux de l'APS pour les essais de qualification du dispositif expérimental

Nature	d_a (μm)	d_a^{min} (μm)	d_a^{max} (μm)	Vitesse de sédimentation ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	Cu
Latex	1,6	1,486	1,843	$7,39 \cdot 10^{-5}$	1,05
SPM 102	3	2,458	3,523	$2,80 \cdot 10^{-4}$	1,03
SPM 84	10	8,977	11,14	$3,05 \cdot 10^{-3}$	1,01

On note d_a^{min} le diamètre du canal minimal et d_a^{max} le diamètre du canal maximal de l'APS entourant la valeur cible d_a .

A noter que les poudres utilisées dans le cadre de ces essais de qualification ne sont pas celles qui seront utilisées pour les expériences permettant de mesurer la fraction de remise en suspension dans la boîte à gants.

Pour chacune des expériences menées, nous nous sommes intéressés à la phase de décroissance (cf. Annexe 4). Ainsi, pour les expériences menées avec des poudres de particules de Latex ($d_a = 1,6 \mu\text{m}$), d'alumine SPM 102 ($d_a = 3 \mu\text{m}$) et SPM 84 ($d_a = 10 \mu\text{m}$), on obtient les facteurs de sédimentation détaillés dans le Tableau 13.

Tableau 13 : Facteur de sédimentation des poudres dans la boîte à gants en fonction des canaux de l'APS sélectionnés

k (s^{-1})	1,486 μm - 1,843 μm	2,458 μm - 3,523 μm	8,977 μm - 11,14 μm
k théorique	$1,53 \cdot 10^{-4}$	$5,93 \cdot 10^{-4}$	$6,58 \cdot 10^{-3}$
Expérience 1	$3 \cdot 10^{-4}$	$7 \cdot 10^{-4}$	$6,9 \cdot 10^{-3}$
Expérience 2	$2 \cdot 10^{-4}$	$7 \cdot 10^{-4}$	$8,8 \cdot 10^{-3}$
Expérience 3	$2 \cdot 10^{-4}$	$4,2 \cdot 10^{-3}$	$5,8 \cdot 10^{-3}$
Expérience 4	$2 \cdot 10^{-4}$	$4,2 \cdot 10^{-3}$	$6,5 \cdot 10^{-3}$
Expérience 5	$3 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$5,3 \cdot 10^{-3}$
k expérimental moyen	$2,4 \cdot 10^{-4}$	$5,3 \cdot 10^{-4}$	$6,7 \cdot 10^{-4}$

Comme on peut le voir, pour les particules à faible diamètre, le facteur de sédimentation est faible. Elles sont donc plus facilement entraînées par l'écoulement d'air. Concernant les particules de diamètre plus important, c'est la sédimentation qui domine, ce qui explique des valeurs plus importantes pour les pentes de décroissance obtenues expérimentalement.

La comparaison des valeurs moyennes du facteur de sédimentation expérimental aux valeurs théoriques est satisfaisante, même si un écart de 50% est observé pour les particules de $1,6 \mu\text{m}$. Malgré cet écart, encore non expliqué, on peut considérer que ces expériences de qualification valident les mesures de concentration réalisées à l'aide de l'APS.

4.2.5 Caractérisation des poudres utilisées pour les expériences de remise en suspension

Avant de procéder aux développements des essais de remise en suspension, il est nécessaire de détailler les caractéristiques des poudres que l'on utilisera pour ces expériences de remise en suspension.

Les distributions des différentes poudres utilisées (alumine : UCV 22 et UCV 36 pour les essais en boîte à gants, mais également l'oxyde de cobalt pour les essais dans le local CEPIA) sont présentées sur la Figure 102.

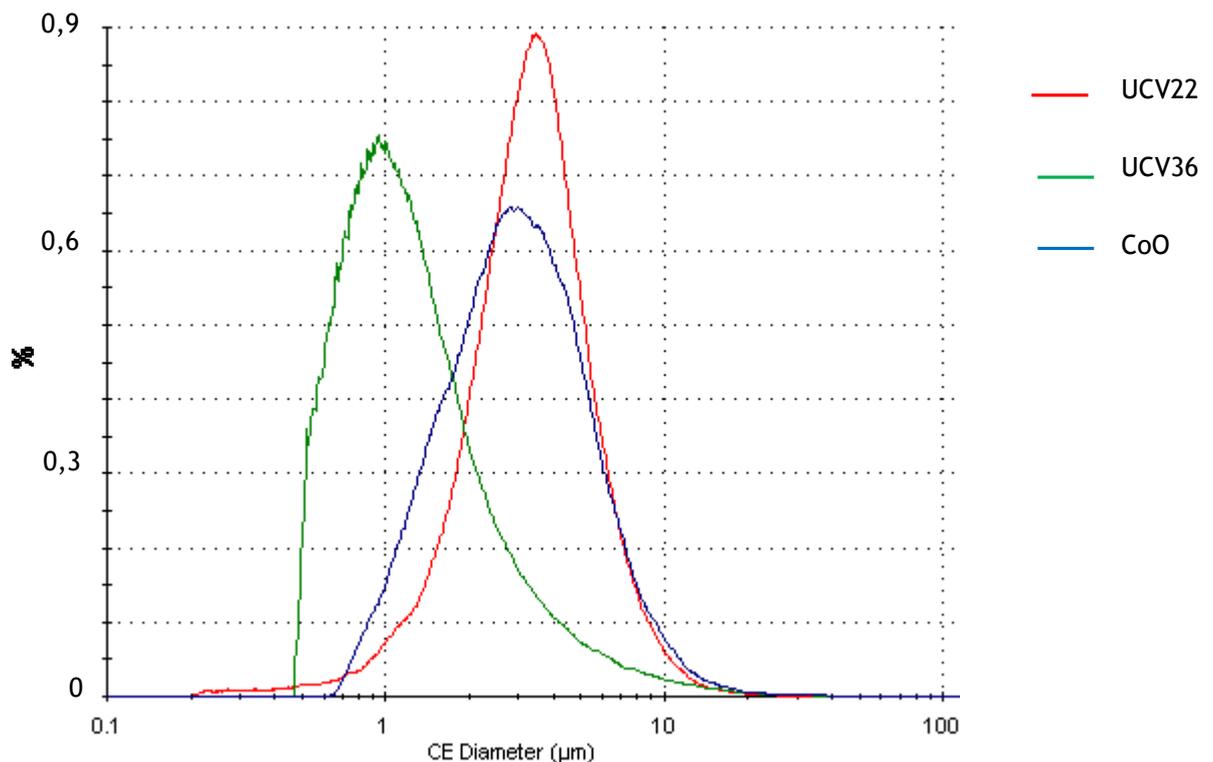


Figure 102 : Distributions en nombre des poudres utilisées données en diamètre équivalent surface

Les granulométries présentées sur la Figure 102 ont été obtenues grâce au microscope optique Morphologi 3G. Les distributions de taille de particules sont données en fonction du CE diameter (en μm) qui représente le diamètre équivalent en surface. Pour réaliser cette mesure, le logiciel de traitement d'images du microscope procède suivant trois étapes (cf. Figure 109) :

- à partir de l'image 3D de la particule, le logiciel de traitement d'image en déduit le nombre de pixels occupés par la particule ;
- à partir du nombre de pixels recouverts, et sachant la superficie de chaque pixel, on remonte à la surface recouverte par toute la particule, $S_{\text{particule}}$:

$$S_{\text{particule}} = N_{\text{pixels}} \cdot S_{\text{pixel}} ,$$

avec N_{pixel} le nombre de pixels constituant la particule et S_{pixel} la surface d'un pixel ;

- enfin, à partir de la surface de la particule, le logiciel tire un diamètre équivalent de cette surface en utilisant la formule suivante :

$$\text{CE diameter} = 2 \left(\frac{S_{\text{particule}}}{\pi} \right)^{1/2} .$$

La Figure 109 illustre les différentes étapes d'analyse permettant de déterminer le diamètre d'une particule donnée.

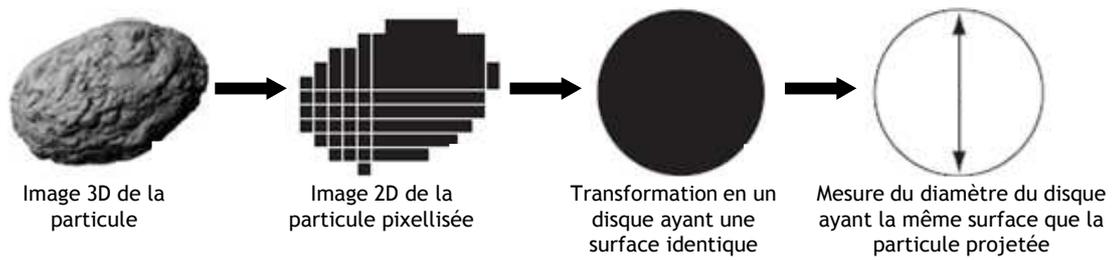


Figure 103 : Etapes de traitement d'images pour la mesure du diamètre de la particule

Ainsi, pour chacune des poudres utilisées, on peut en déduire plusieurs paramètres qui leur sont propres comme le montre le Tableau 14. On notera d_s le diamètre équivalent en surface.

Tableau 14 : Caractéristiques en nombre des poudres utilisées lors des expériences de remise en suspension

Poudre	Nature	d_{s10} (μm)	d_{s50} (μm)	d_{s90} (μm)	σ_g
UCV36	alumine	0,63	1,13	3,02	1,9
UCV22	alumine	1,65	3,31	6,01	1,7
CoO	oxyde de cobalt	1,34	2,92	6,23	1,7

Au travers du Tableau 14 et de la Figure 102, on remarque que la poudre d'alumine UCV22 et la poudre d'oxyde de cobalt présentent les mêmes caractéristiques.

4.2.6 Résultats expérimentaux de remise en suspension

Le suivi de la remise en suspension des particules se fait à l'aide d'un APS placé au niveau de l'extraction de la boîte à gants.

Pour les expériences menées dans la boîte à gants, il s'agit de déterminer la quantité de particules remises en suspension suite au mouvement de la plaque. Nous avons fait le choix de nous intéresser à la fraction remise en suspension K_{MeS} donnée par la relation suivante :

$$K_{MeS} = \frac{\int_0^{\infty} C_{vol}^n \cdot dt \cdot R_T \cdot V}{C_{surface}^n \cdot S_{plaque}} \quad (4.2.6-1)$$

La Figure 104 présente un exemple d'évolution de la concentration des particules en fonction du temps, mesurée à l'extraction de la boîte à gant. Lors de cette expérience, une première phase de dispersion des particules sur la surface de dépôt a été réalisée avant de faire deux chutes de plaque.

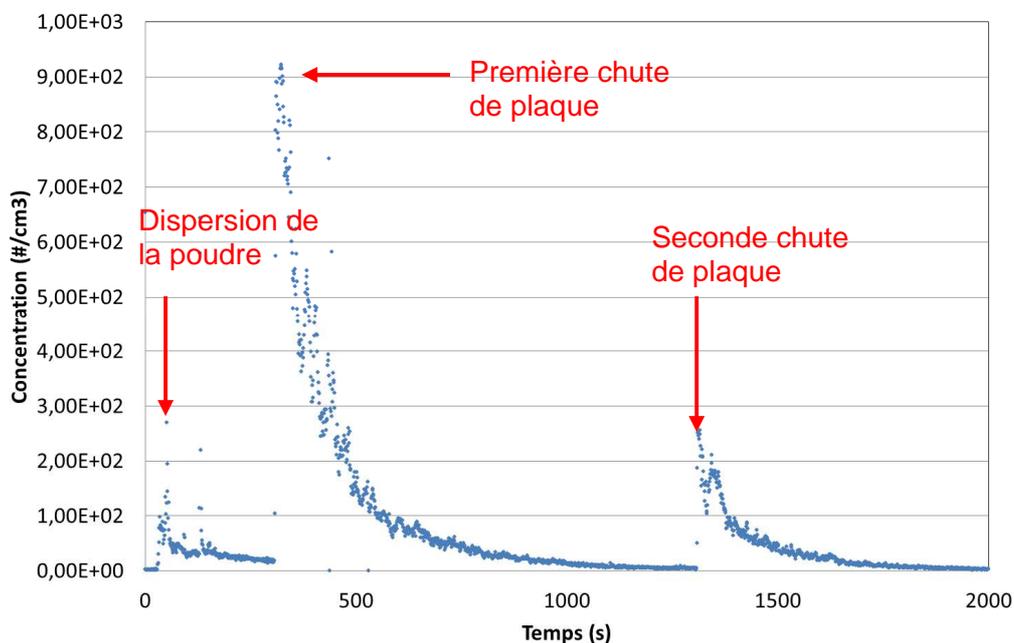


Figure 104 : Exemple d'évolution de la concentration de particules d'alumine en fonction du temps

Afin de s'assurer de la répétabilité des résultats, plusieurs expériences ont été réalisées dans les mêmes conditions (cf. Figure 107). Il a été mesuré l'influence de plusieurs paramètres sur la remise en suspension. Pour cela, nous avons défini une configuration de référence avec les paramètres suivants :

- $R = 19 \text{ h}^{-1}$,
- Particules : Al_2O_3 ($d_{50} = 1,1 \text{ }\mu\text{m}$),
- masse déposée : $\sim 0,1 \text{ g}$,
- surface de la plaque : $S_{plaque} = 0,0522 \text{ m}^2$,
- événement : chute de la plaque de plexiglas (phase d'approche),
- nature de la surface de dépôt : époxy (type 3).

Le plan d'expérience décrit dans le Tableau 15 permet de visualiser les différents paramètres que l'on a fait varier.

Tableau 15 : Plan d'expériences réalisé pour la chute de la plaque dans la boîte à gants (en gras : configuration de référence)

Série d'expériences	Poudre	Masse déposée (g)	d_{50} (μm)	Mouvement
1→4	UCV36	0,1	1,1	Pose
5→8		0,3	1,1	Pose
9→10	UCV22	0,1	3,3	Pose
16→18		0,1	3,3	Soulèvement

Les diamètres mentionnés dans le Tableau 15 sont les diamètres médians en nombre d_{50} . Dans le cadre de nos expériences, l'appareil de mesure utilisé est un APS. Cet appareil mesure le diamètre aérodynamique d_a . La relation entre ces deux diamètres est donnée par l'équation suivante :

$$d_{a50} = d_{50} \cdot \left(\frac{\rho_p}{\rho_0} \right)^{1/2} \quad (4.2.6-2)$$

où ρ_p est la masse volumique de la particule, qui est pour l'alumine de $3,97 \text{ g.cm}^{-3}$ et ρ_0 est la masse volumique de référence égale à 1 g.cm^{-3} .

A noter que la relation (4.2.6-2) est valable pour le diamètre de Stokes. On suppose donc ici que les particules sont sphériques et non poreuses. Il faut également rappeler que le nombre de Cunningham n'est pas pris en compte. Ainsi, dans notre cas, le facteur entre les deux diamètres est de 2.

Afin de cibler les particules d'intérêt pour chacune des poudres, nous avons sélectionné des canaux comme répertoriés dans le Tableau 16.

Tableau 16 : Canaux d'APS sélectionnés pour le suivi de la concentration des particules

Poudres	Diamètre médian en nombre d_{50} (μm)	Diamètre aérodynamique médian en nombre d_{a50} (μm)	Canal inférieur de l'APS (μm)	Canal supérieur de l'APS (μm)
UCV36	1,1	2,2	0,626	3,051
UCV22	3,3	6,6	3,051	12,86

Les canaux de l'APS (cf. Tableau 16) ont été choisis à partir des valeurs d_{510} et d_{90} données dans le Tableau 14, ce qui nous permet de cibler uniquement les particules d'intérêt au sein de la poudre utilisée.

La Figure 105 présente les distributions granulométriques en nombre normalisées en sortie de la boîte à gants moyennées sur une minute pour les expériences menées avec l'alumine UCV 36. Les barres en rouge délimitent le domaine d'intérêt.

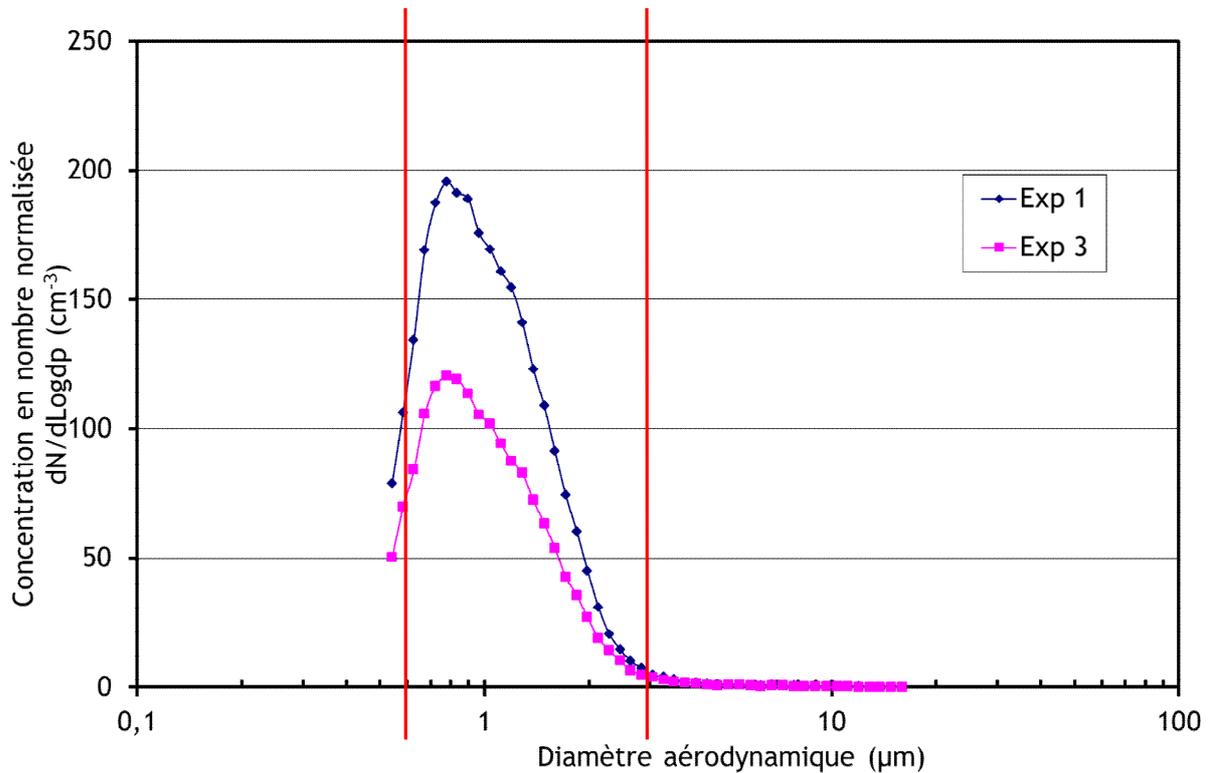


Figure 105 : Distribution granulométrique en nombre normalisée donnée par l'APS en sortie de la boîte à gants pour les expériences 1 et 3 ($d_{a50} = 2,2 \mu\text{m}$)

On remarque que le domaine d'intérêt choisi pour cette poudre couvre la majeure partie des particules remises en suspension. Néanmoins, la taille des particules détectées par l'APS donne un diamètre aérodynamique médian en nombre autour de $1 \mu\text{m}$ au lieu de $2,2 \mu\text{m}$. Comme calculé à partir des résultats obtenus via le diamètre équivalent en surface médian obtenu par le microscope optique Morphologi 3G. Cela suppose que l'un des deux appareils de mesure n'est pas en mesure de prédire la taille des particules dans ce domaine. Au regard des limites du Morphologi 3G, qui possède une limite inférieure de détection autour de $0,5 \mu\text{m}$, on peut dire que la valeur donnée par ce dernier est éventuellement biaisée.

La Figure 106 présente les distributions granulométriques en nombre normalisées en sortie de la boîte à gants moyennées sur une minute pour les expériences menées avec l'alumine UCV 22. Comme pour le graphe précédent, les barres en rouge délimitent le domaine d'intérêt.

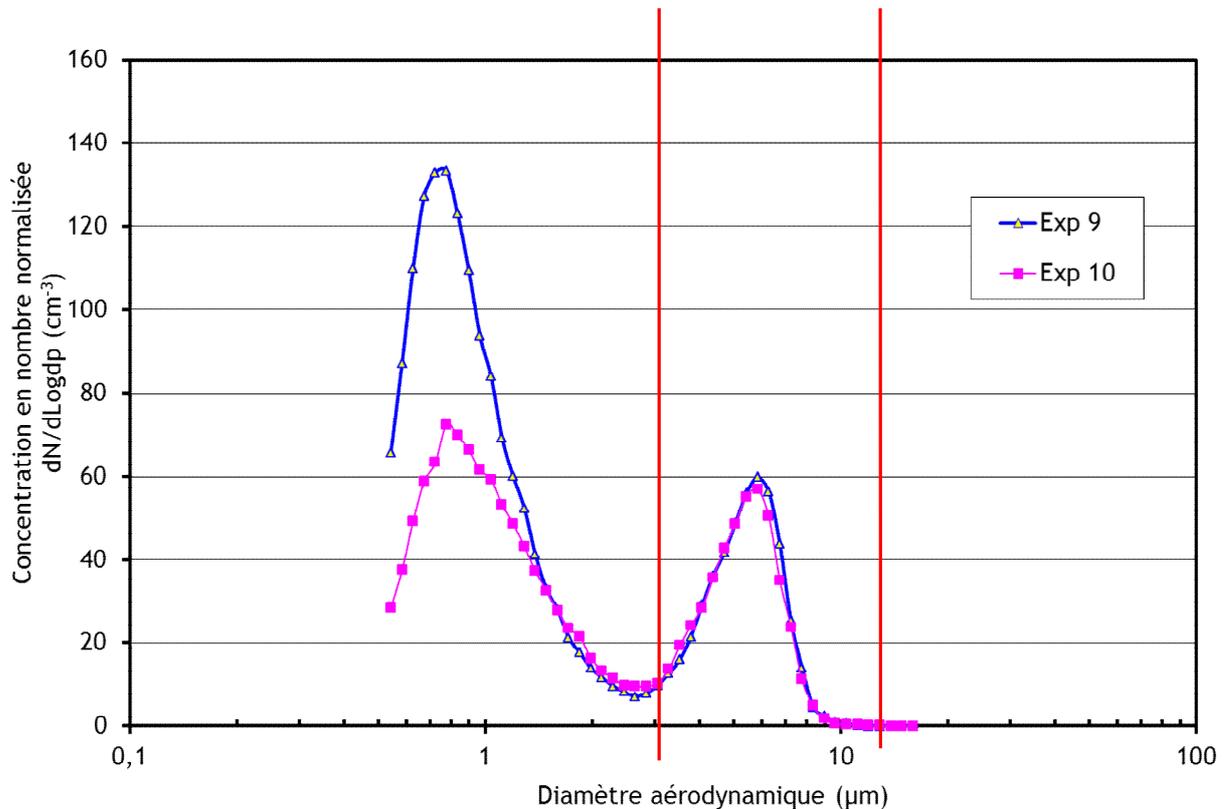


Figure 106 : Distribution granulométrique en nombre normalisée donnée par l'APS en sortie de la boîte à gants pour les expériences 9 et 10 ($d_{a50} = 6,6 \mu\text{m}$)

Concernant le signal détecté en sortie de la boîte à gants, on remarque que celui-ci présente deux pics. Cela indique que cette poudre est bimodale ($0,9 \mu\text{m}$ et $6 \mu\text{m}$). Le fait de se restreindre aux canaux entourant le diamètre médian en nombre est essentiel pour le calcul de la fraction remise en suspension car cela permet de s'affranchir du mode à $0,9 \mu\text{m}$.

La présence du mode à $0,9 \mu\text{m}$, détecté par l'APS mais non visible par le Morphologi 3G, implique que le microscope optique n'est pas performant pour cette taille de particules. Néanmoins, au regard de l'enchaînement des expériences, ce pic peut provenir de résidus des expériences menées avec la poudre UCV 36.

Ce constat pose la question de la validité des mesures de dépôts initiaux avant chaque mesure. Comme on le verra plus loin, les facteurs de remise en suspension ne sont pas croissants d'une expérience à une autre, ce qui montre que le nettoyage entre chaque expérience est relativement efficace.

Ainsi, et malgré la différence entre les résultats du Morphologi 3G et ceux de l'APS, c'est les résultats du microscope optique Morphologi 3G qui seront retenus pour la suite des traitements.

Etant donné que les concentrations volumiques des particules sont données en nombre et que la masse déposée est donnée en gramme, il est nécessaire de déterminer un diamètre en masse représentatif de chacune des poudres utilisées afin de déterminer la concentration surfacique en nombre correspondant à la masse déposée initialement.

Comme on peut le voir sur l'équation (4.2.6-1), la fraction de remise en suspension K_{MeS} est directement liée à la concentration surfacique des particules déposées, ici en nombre. Dans le cadre de ces expériences, la poudre initialement déposée est mesurée en masse. Ainsi, on a :

$$C_{surface}^n = \frac{m_{déposée}/m_p}{S_{dépôt}} , \quad (4.2.6-3)$$

où m_p est la masse moyenne d'une particule.

En se basant sur les relations de Hatch-Choate (Hinds (1999)), la masse moyenne d'une particule est donnée par la formule suivante :

$$m_p = \rho_p \cdot \frac{\pi}{6} \cdot (d_m^-)^3 , \quad (4.2.6-4)$$

avec ρ_p la masse volumique d'une particule et d_m^- le diamètre de la masse moyenne.

Le diamètre de la masse moyenne d_m^- est le diamètre qui, multiplié par le nombre de particules, donne la masse totale des particules. Le recours au diamètre de masse moyenne est d'autant plus utile dans notre cas que les particules ne sont pas toutes sphériques. Il est déterminé à partir du diamètre médian en nombre (d_{s50}) tel que :

$$d_m^- = d_{s50} \cdot \exp(1,5 \cdot \ln^2(\sigma_g)) \quad (4.2.6-5)$$

Pour le cas des poudres utilisées, on calcule les diamètres de masse moyenne à partir des diamètres du Tableau 14 (cf. équation (4.2.6-4)) et les résultats sont donnés dans le Tableau 17.

Tableau 17 : Diamètres de la masse moyenne pour les poudres utilisées lors des expériences réalisées dans la boîte à gants

Poudre	d_m^- (µm)
UCV36	2,09
UCV22	5,05

Ce sont donc ces valeurs de diamètre de particules qui permettront de passer de la concentration surfacique en masse à la concentration surfacique en nombre de particules. A noter qu'étant donné que les canaux de l'APS ne considèrent qu'une fraction de 80% de la poudre utilisée (entre d_{s10} et d_{s90}), on appliquera ce même facteur à la concentration surfacique lors du calcul de la fraction de remise en suspension K_{MeS} (cf. Tableau 18).

Tableau 18 : Récapitulatif des paramètres de calcul de la fraction de remise en suspension K_{MeS}

Série d'expériences	Masse déposée (g)	d_m^- (µm)	$C_{surface}^n$ (#.m ⁻²)	$S_{dépôt}$ (m ²)	S_{plaque} (m ²)
1→4	0,1	2,09	$4,39 \cdot 10^{10}$	0,096	0,0522
5→8	0,3	2,09	$1,32 \cdot 10^{11}$	0,096	0,0522
9→10	0,1	5,05	$3,11 \cdot 10^9$	0,096	0,0522
16→18	0,1	5,05	$3,11 \cdot 10^9$	0,096	0,0522

La Figure 107 présente le suivi des concentrations de particules au niveau de l'extraction de la boîte à gants au cours des différentes expériences. Les écarts en temps que l'on peut observer sur cette figure sont uniquement dus au fait que la chute de la plaque ne se fait pas au même instant d'une expérience à une autre.

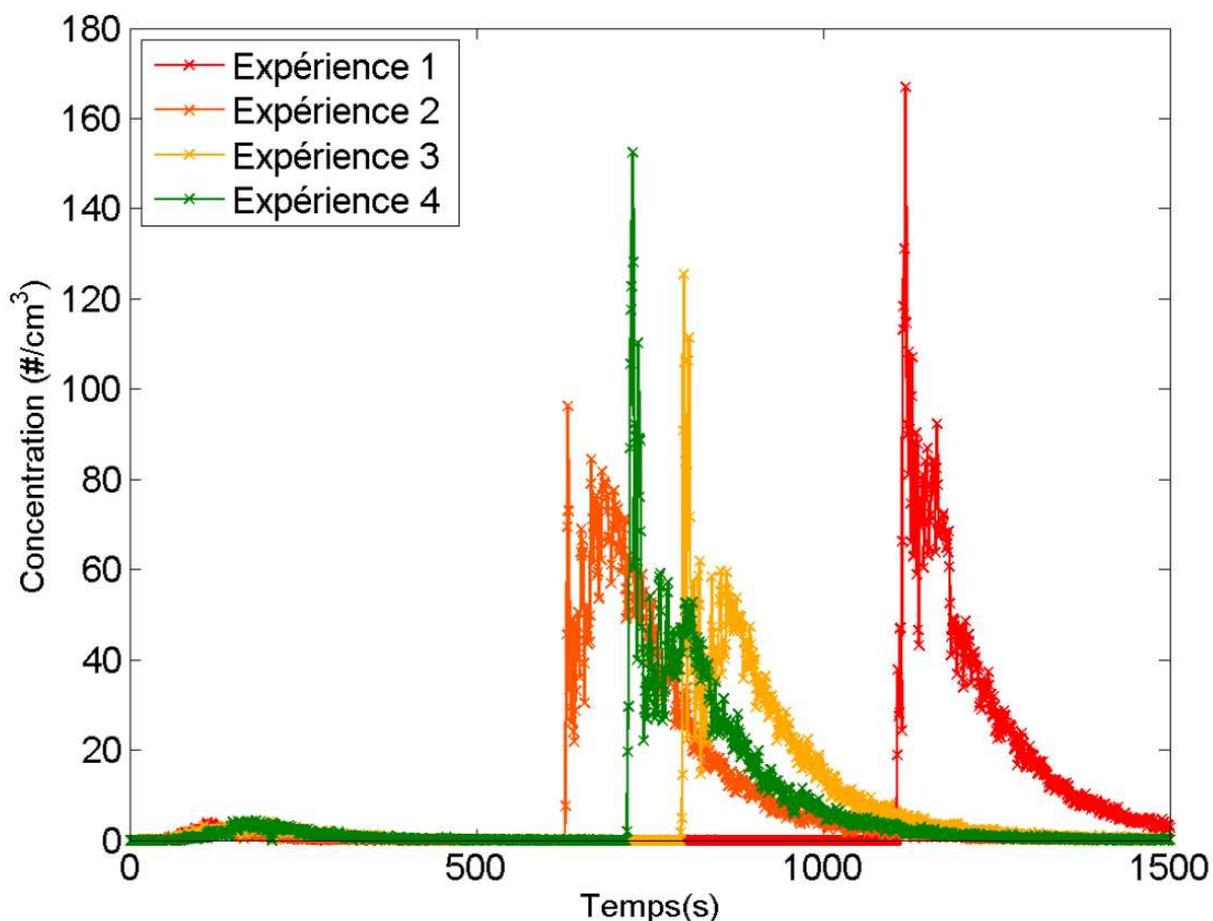


Figure 107 : Suivi de la concentration des particules en sortie de la boîte à gants dans les conditions de la configuration de référence ($d_{50} = 1,1 \mu\text{m}$)

Rappelons que ces expériences ont été conduites dans les conditions de la configuration de référence :

- surface de la plaque : $S_{\text{plaque}} = 0,0522 \text{ m}^2$,
- surface de dépôt : $S_{\text{dépôt}} = 0,096 \text{ m}^2$,
- masse déposée : 0,1 g,
- particules utilisées : alumine (UCV 36) $d_{50} = 1,1 \mu\text{m}$.

Les fractions de remise en suspension des particules obtenues pour cette série d'expériences sont répertoriées dans le Tableau 19. On rappelle que ces valeurs ont été obtenues en se basant sur l'expression de la fraction de mise en suspension donnée par l'équation (4.2.6-1).

Tableau 19 : Valeurs de la fraction de remise en suspension pour les expériences menées en configuration de référence dans la boîte à gants

Expériences	K_{MeS}
Exp1	$6,06 \cdot 10^{-3}$
Exp2	$6,48 \cdot 10^{-3}$
Exp3	$4,74 \cdot 10^{-3}$
Exp4	$4,72 \cdot 10^{-3}$

On remarque une bonne répétabilité de ces expériences. Les valeurs de fractions de remise en suspension pour un événement unique (chute de la plaque) sont de l'ordre de $5,5 \cdot 10^{-3}$. On parlera de taux de remise en suspension lorsqu'il s'agira d'événements répétés (cf. paragraphe 4.3).

4.2.7 Effet de la concentration de particules

Nous nous sommes intéressés à l'influence que peut avoir la concentration des particules sur la fraction de remise en suspension des particules.

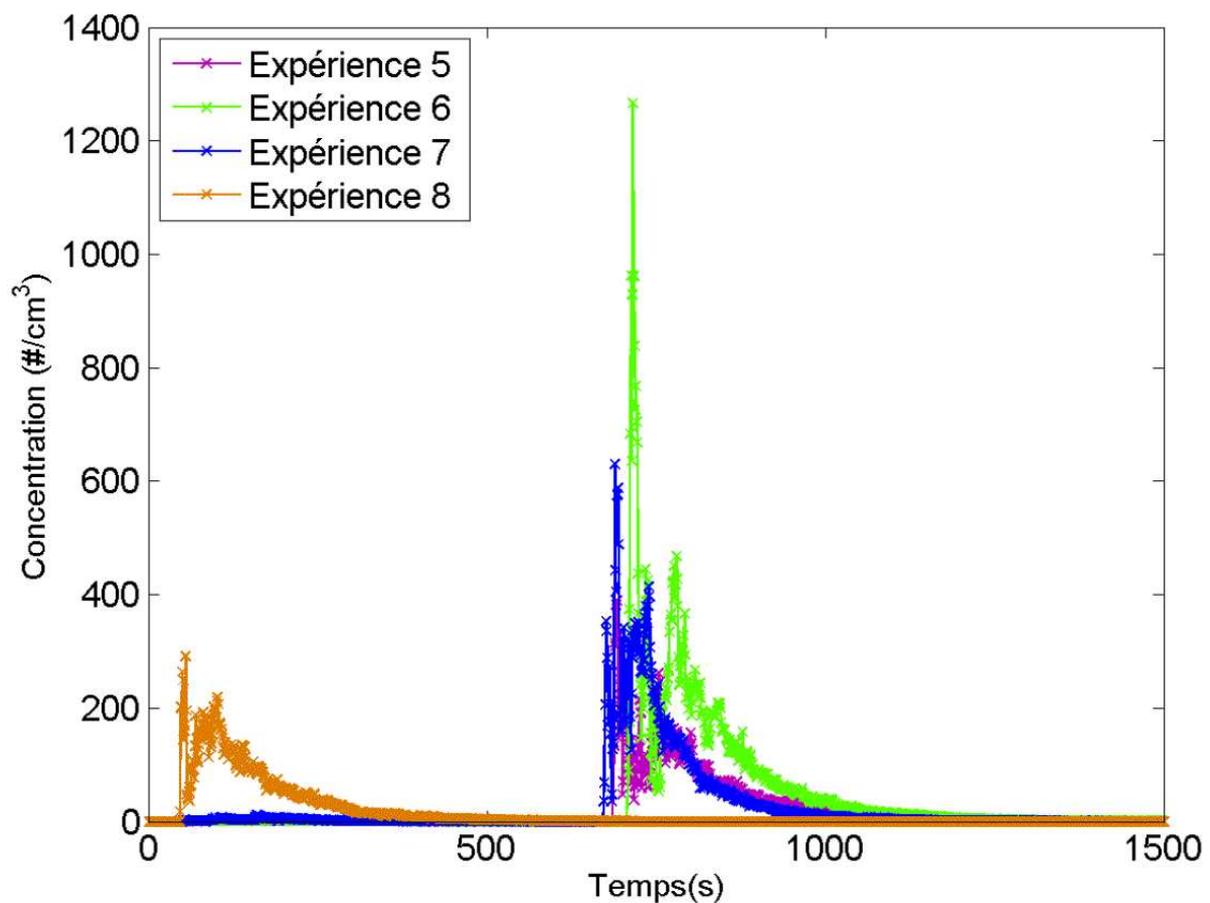


Figure 108 : Suivi de la concentration des particules en sortie de la boîte à gants pour les expériences menées avec une masse initialement déposée de 0,3 g ($d_{50} = 1,1 \mu\text{m}$)

Rappelons les conditions choisies pour la conduite de ces expériences :

- surface de la plaque : $S_{\text{plaque}} = 0,0522 \text{ m}^2$,
- surface de dépôt : $S_{\text{dépôt}} = 0,096 \text{ m}^2$,
- masse déposée : 0,3 g,
- particules utilisées : alumine (UCV 36) $d_{50} = 1,1 \text{ }\mu\text{m}$.

Nous avons conduit des expériences dans les mêmes conditions que celles de la configuration de référence en augmentant la concentration de particules de 0,1 g à 0,3 g sur une même unité de surface. Les résultats de la fraction de remise en suspension sont répertoriés dans le Tableau 20.

Tableau 20 : Valeurs de la fraction de remise en suspension pour les expériences menées avec une masse initialement déposée de 0,3 g

Expériences	K_{MeS}
Exp5	$5,07 \cdot 10^{-3}$
Exp6	$1,04 \cdot 10^{-2}$
Exp7	$7,43 \cdot 10^{-3}$
Exp8	$4,45 \cdot 10^{-3}$

Les résultats obtenus pour les expériences menées avec une masse initialement déposée de 0,3 g ont été comparés à ceux de la configuration de référence comme le montre la Figure 109.

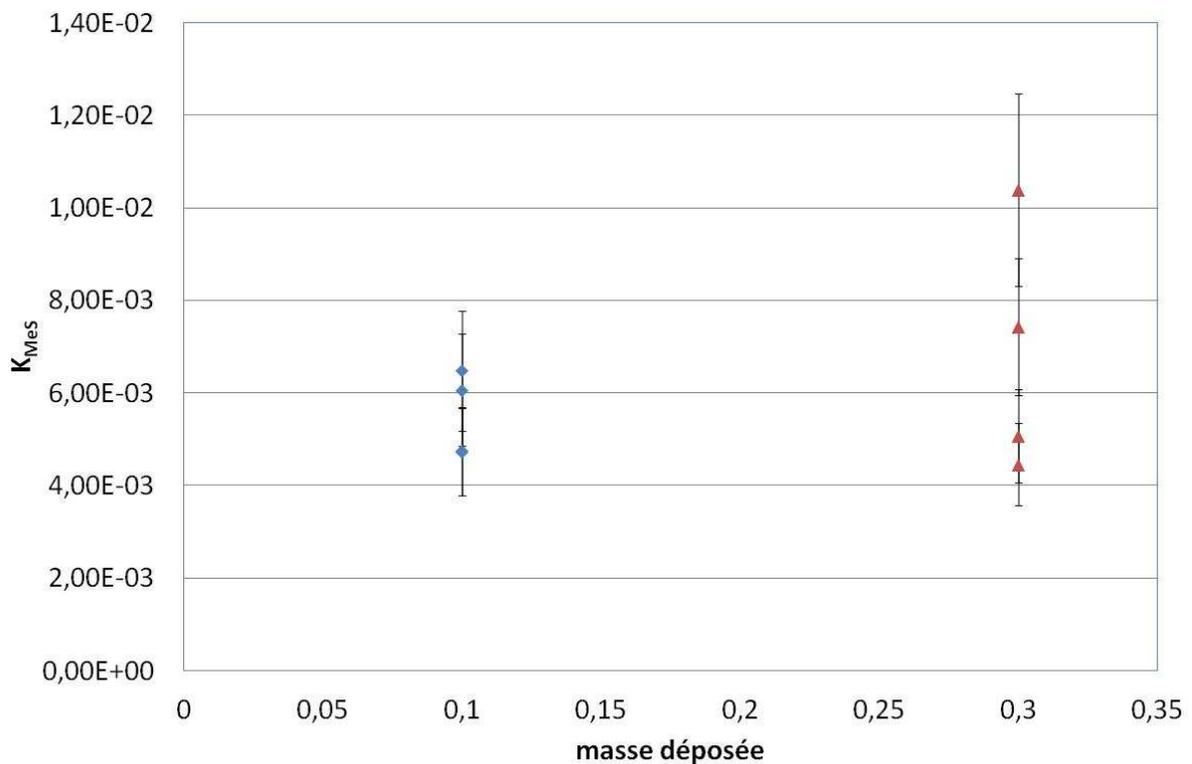


Figure 109 : Influence de la concentration de particules

Comme le montre la Figure 109, et malgré la dispersion des résultats, on constate que la masse initialement déposée et donc la concentration particulaire surfacique n'a quasiment pas d'influence significative sur la fraction de remise en suspension des particules.

4.2.8 Effet du diamètre des particules et de la nature du sol

Nous allons à présent nous intéresser à l'influence du diamètre des particules d_p sur la remise en suspension de ces dernières. Pour cela, nous avons utilisé une poudre d'alumine dont le diamètre aérodynamique médian en nombre est de $3,3 \mu\text{m}$. La Figure 110 regroupe les expériences de chute de la plaque menées avec ce diamètre.

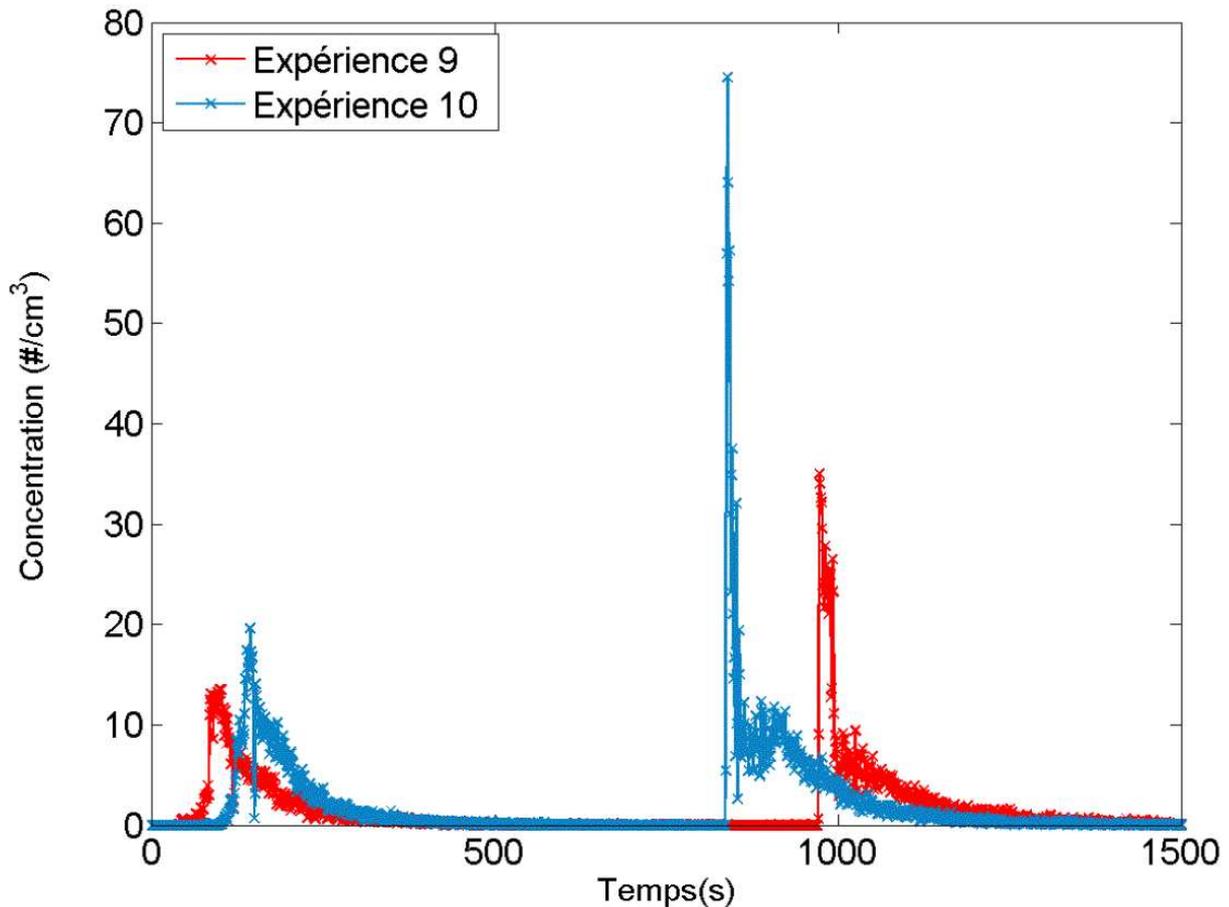


Figure 110 : Suivi de la concentration des particules en sortie de la boîte à gants pour les expériences impliquant des particules d'alumine de diamètre $3,3 \mu\text{m}$

Rappelons les conditions choisies pour la conduite de ces expériences :

- surface de la plaque : $S_{\text{plaque}} = 0,0522 \text{ m}^2$,
- surface de dépôt : $S_{\text{dépôt}} = 0,096 \text{ m}^2$,
- masse déposée : $0,1 \text{ g}$,
- particules utilisées : alumine (UCV 22) $d_{50} = 3,3 \mu\text{m}$.

Les résultats du calcul de la fraction remise en suspension sont répertoriés dans le Tableau 21.

Tableau 21 : Valeurs de la fraction de remise en suspension pour les expériences menées avec une poudre d'alumine de diamètre médian en nombre $d_{50} = 3,3 \mu\text{m}$

Expériences	K_{MeS}
Exp9	$1,12 \cdot 10^{-2}$
Exp10	$1,43 \cdot 10^{-2}$

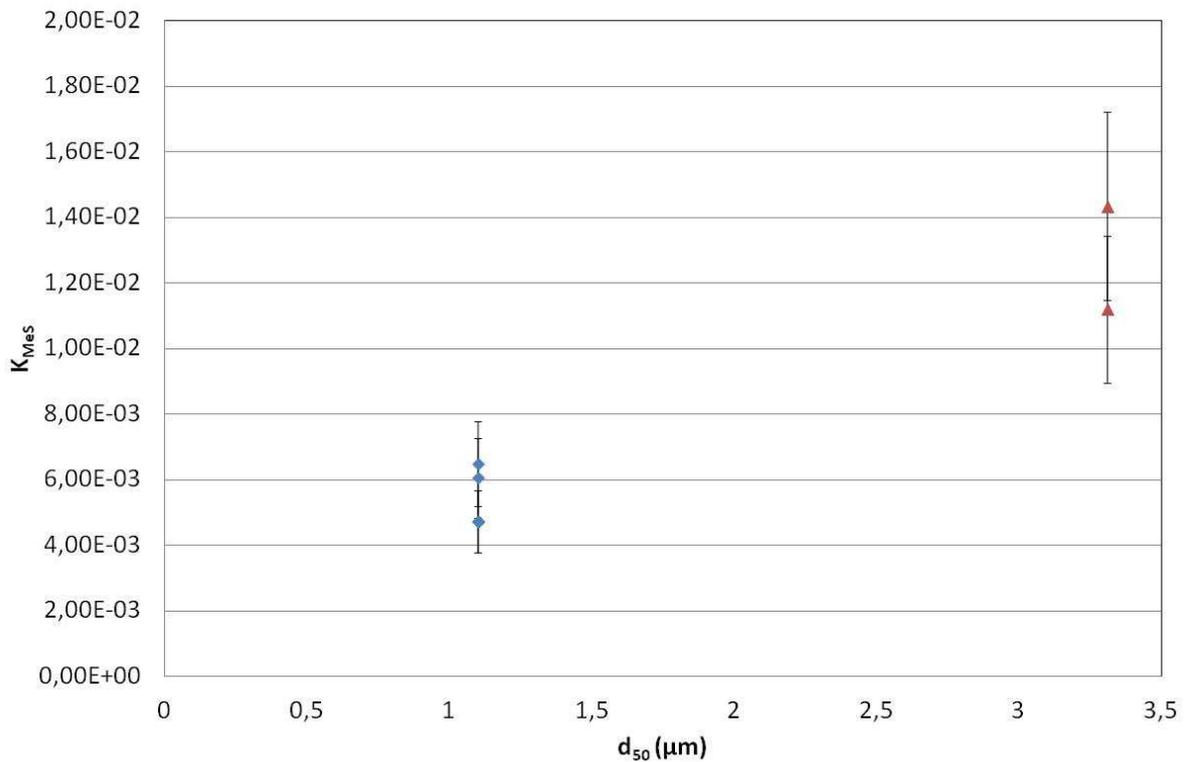


Figure 111 : Influence du diamètre des particules sur la fraction de remise en suspension

La Figure 111 montre que, lorsqu'on compare les expériences menées dans la configuration de référence (particules d'alumine $d_{50} = 1,1 \mu\text{m}$ sur surface époxy de type 3) et celles menées avec une poudre de diamètre moyen $d_{50} = 3,3 \mu\text{m}$, on constate que la fraction de remise en suspension semble augmenter avec le diamètre. Ce résultat est en adéquation avec la tendance obtenue par Qian et Ferro (2008).

4.2.9 Comparaison entre la phase de pose et la phase de soulèvement de la plaque

Dans cette partie, nous allons nous intéresser à l'influence du soulèvement sur la remise en suspension. Ces expériences ont été menées avec une poudre d'alumine de diamètre moyen $d_{50} = 3,3 \mu\text{m}$. Ces expériences consistent à soulever la plaque initialement déposée sur une dispersion de poudre d'alumine et à amener celle-ci jusqu'à un angle de 45° et cela dans un laps de temps d'environ 0,5 s. On maintient alors la plaque à cette position durant tout le reste de l'expérience.

Rappelons les conditions choisies pour la conduite de ces expériences :

- surface de la plaque : $S_{\text{plaque}} = 0,0522 \text{ m}^2$,
- surface de dépôt : $S_{\text{dépôt}} = 0,096 \text{ m}^2$,
- masse déposée : 0,1 g,
- particules utilisées : alumine (UCV 22) $d_{50} = 3,3 \mu\text{m}$.

Les fractions de remise en suspension obtenues pour ces expériences sont répertoriées dans le Tableau 22.

Tableau 22 : Valeurs de la fraction de remise en suspension pour les expériences menées dans le cas du soulèvement de la plaque

Expériences	K_{Mes}
Exp16	$7,88.10^{-5}$
Exp17	$1,86.10^{-4}$
Exp18	$1,35.10^{-4}$

La relative disparité des résultats peut s'expliquer par le fait que le soulèvement génère peu de remise en suspension et qu'une faible variation (due à l'absence d'asservissement mécanique de la plaque) sur la vitesse de déplacement de la plaque est immédiatement visible sur le résultat.

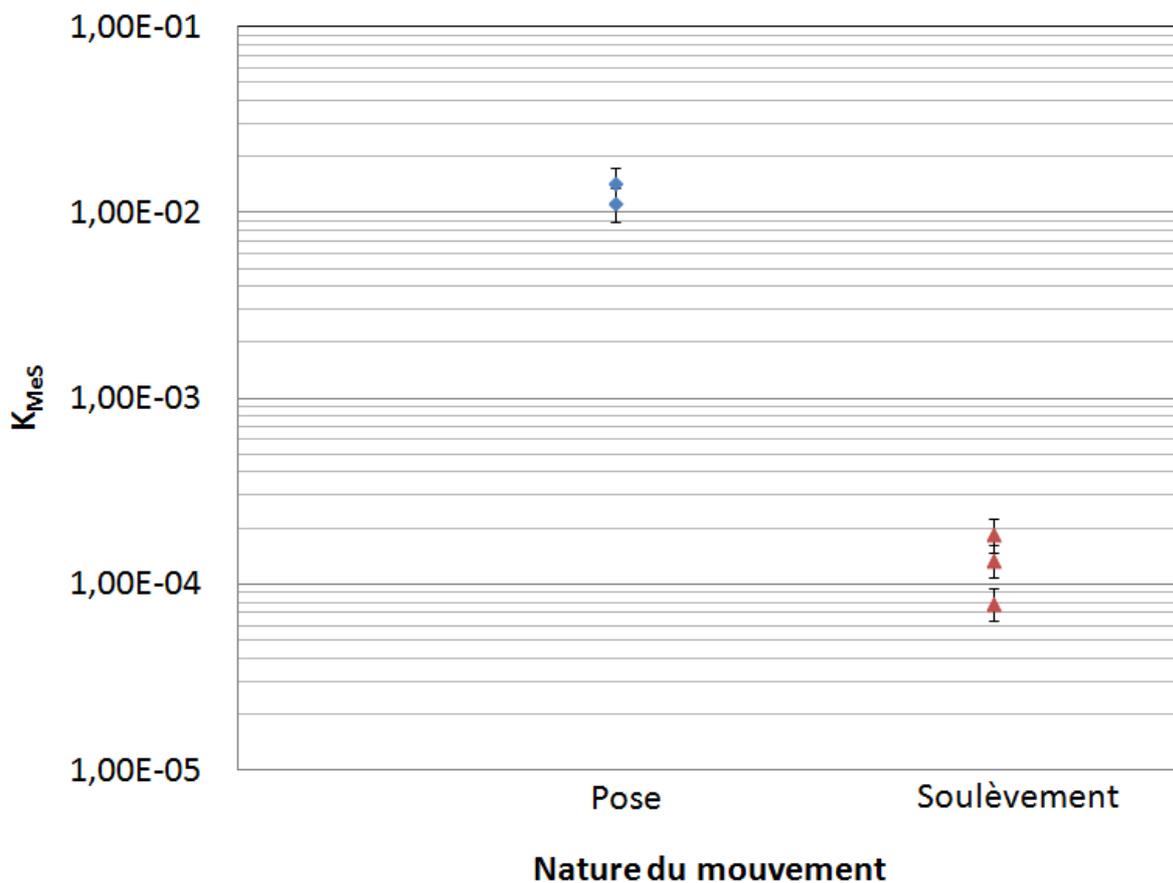


Figure 112 : Influence du soulèvement sur la remise en suspension

La Figure 112 compare les fractions mises en suspension dans le cas de la pose et du soulèvement de la plaque. On constate que la fraction de remise en suspension calculée pour le cas du soulèvement est nettement plus faible (deux ordres de grandeur de différence) par rapport au cas de l'approche de la plaque. Cette différence est sans doute liée à la grande différence entre les écoulements entrant et sortant à l'extérieur de la plaque.

4.3 Expériences dans le local ventilé CEPIA

Le but de cette série d'essais est de réaliser des expériences de remise en suspension des particules en grandeur réelle d'un intervenant portant des chaussures de zone contrôlée (surface similaire à celle rencontrée dans un BR) et marchant dans un local instrumenté du mieux possible au niveau de la métrologie particulaire.

4.3.1 Description du dispositif expérimental

Afin d'atteindre l'objectif fixé, il est nécessaire de mener des expériences de marche comportant plusieurs cycles dans un environnement contrôlé. Pour cela, les expériences ont été menées dans un local appelé Chambre d'Etude sur les Préleveurs Individuels et d'Ambiance (CEPIA) appartenant au Laboratoire de Physique et Métrologie des Aérosols (LPMA). Les différentes surfaces de dépôt utilisées ont été du lino (revêtement initialement présent dans CEPIA) et une surface avec un revêtement époxy fourni par EDF afin de reproduire une partie des conditions que celles des bâtiments réacteur (types de chaussures et de surfaces).

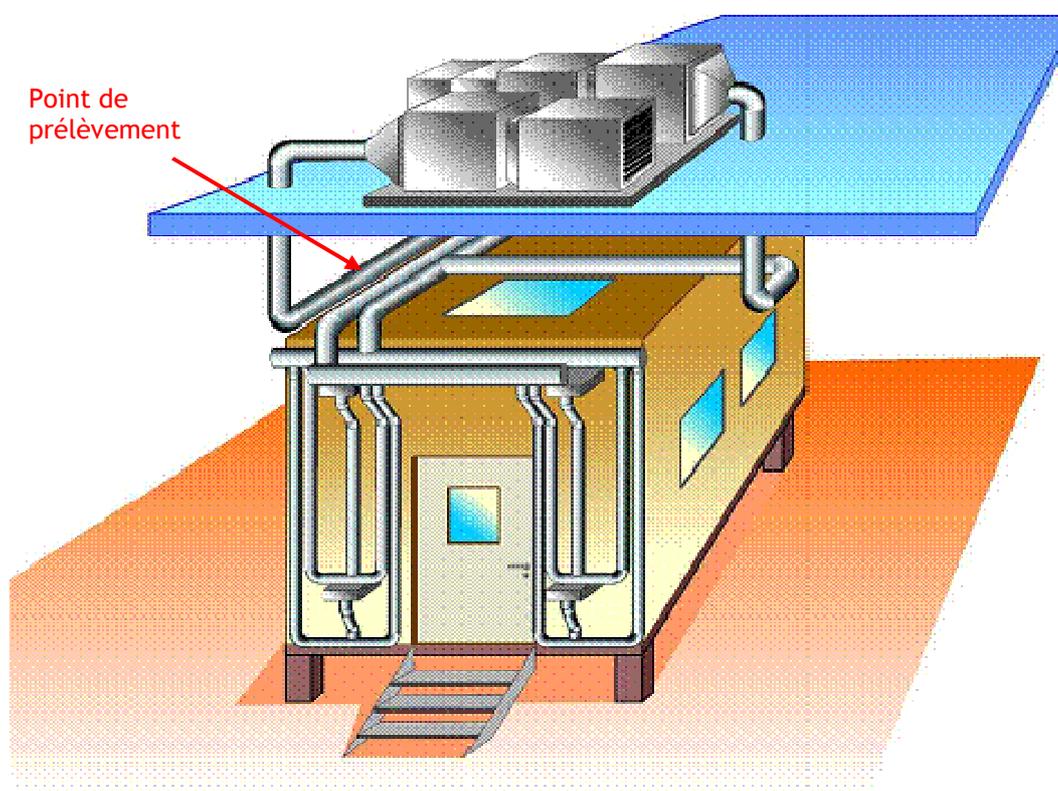


Figure 113 : Dessin du local CEPIA

Le volume interne du local CEPIA est de $32,8 \text{ m}^3$: 2,9 m de large, 2,9 m de hauteur et 3,9 m de profondeur. Ce local dispose également de 4 bouches d'aération sur la face avant et de 4 autres sur la face arrière, ainsi que d'une bouche d'aération situé au centre du plafond (cf. Figure 114). Ces bouches mesurent 10 cm de hauteur et 30 cm de large.

Comme le montre la Figure 114, ce local dispose d'un réseau de ventilation qui permet de contrôler les conditions d'écoulement d'air.

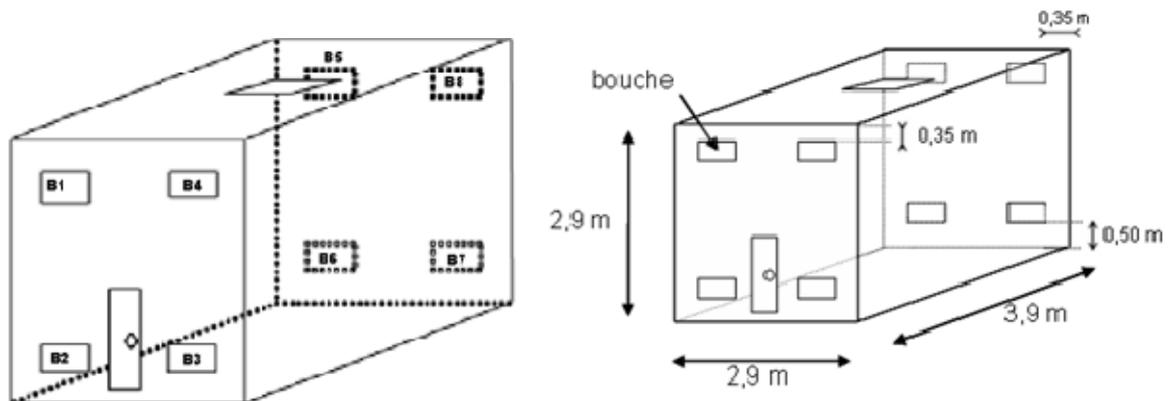


Figure 114 : Schéma du local CEPIA

Afin de s'assurer de l'homogénéité au sein du local CEPIA, nous avons choisi la configuration présentant la meilleure efficacité de mélange :

- soufflage par les 4 bouches du haut,
- extraction par les 4 bouches du bas.

Afin de s'assurer de la validité de l'hypothèse de bon mélange, une injection Dirac (injection impulsionnelle) d'hélium a été réalisée en entrée du local CEPIA (cf. Ricciardi *et al.* (2009)). Un suivi de la concentration en sortie de ce local a été réalisé pour 3 expériences et a été comparé au cas du réacteur parfaitement mélangé.

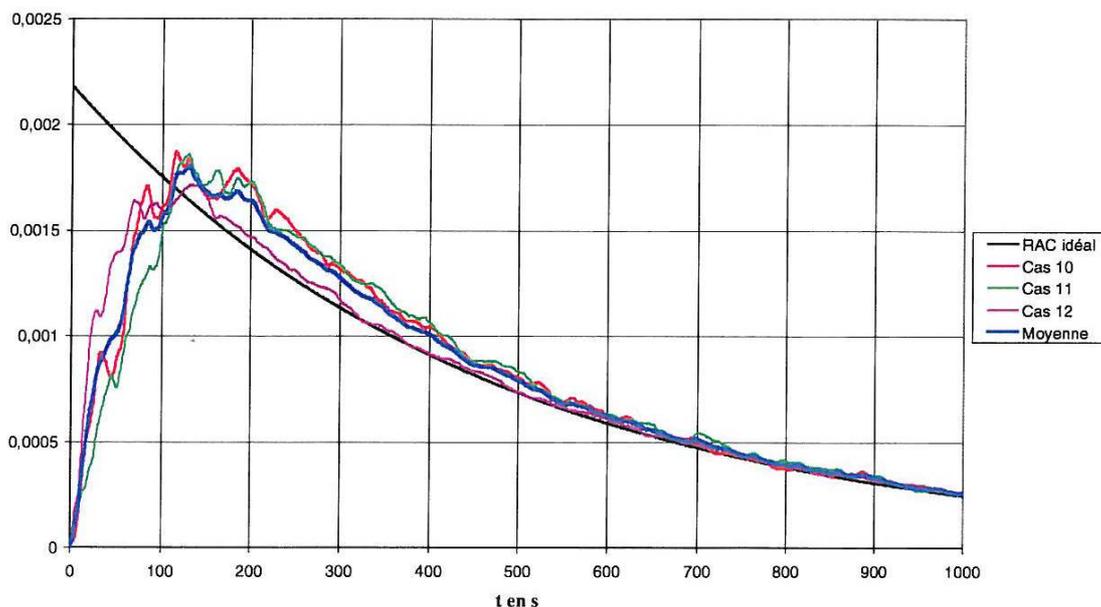


Figure 115 : Evolution de la concentration de l'hélium en sortie de CEPIA après une injection Dirac (Ricciardi *et al.* (2009))

Comme le montre la Figure 115, le signal en sortie de CEPIA coïncide globalement avec le cas du réacteur parfaitement agité considéré comme étant le cas parfaitement homogène.

La Figure 116 (a) présente cette configuration alors que la Figure 116 (b) illustre les lignes de courants calculées.

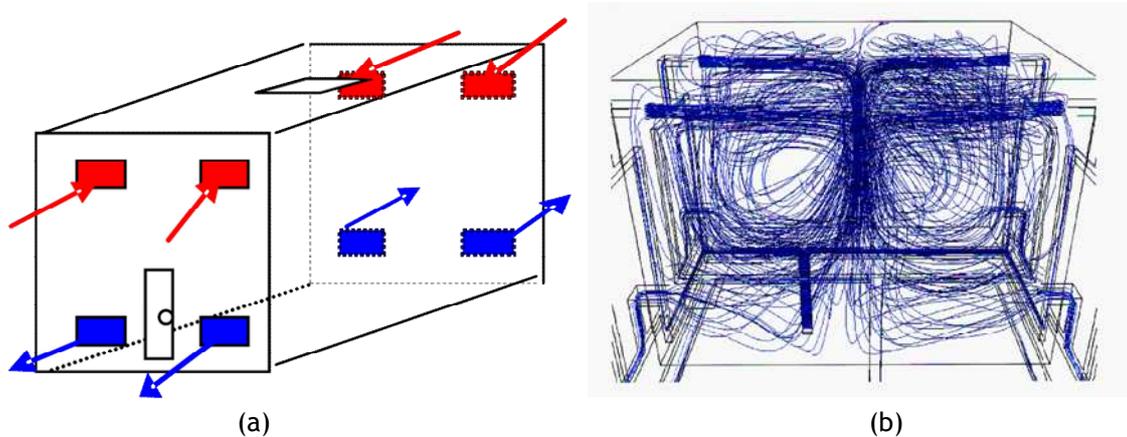


Figure 116 : Schémas de la configuration de ventilation CEPIA (a) et des lignes de courants au sein du local CEPIA (b) [Ricciardi *et al.* (2012)]

Comme on peut le voir sur cette figure, les lignes de courants présentent un bon mélange au sein du local CEPIA (Ricciardi *et al.* (2012)). L'hypothèse d'homogénéité peut être considérée comme valide pour le cas de cette configuration.

4.3.2 Qualification de CEPIA

Avant de réaliser des mesures de concentrations de particules en sortie du local CEPIA, il est nécessaire de s'assurer de la représentativité de ces mesures. Pour cela, nous avons réalisé des calculs avec le logiciel SYLVIA intégrant la géométrie du réseau de ventilation du local CEPIA (cf. Figure 117).

Le logiciel SYLVIA développé par l'IRSN (système de logiciels pour l'étude de la ventilation de l'incendie et de l'aérocontamination) permet notamment d'estimer le dépôt des particules dans des conduits en fonction de la longueur, de la section du conduit, du rayon de courbure de chacun des coudes, et du diamètre des particules. Les modèles de dépôt considérés dans ce logiciel sont la sédimentation, la diffusion brownienne et turbulente, l'impaction turbulente et l'impaction dans les coudes.

Toutefois, les résultats donnés par ce logiciel sont valables pour des géométries simples. Dans notre cas, il s'agit de calculer le dépôt au sein d'un réseau de conduits relativement compliqué (présence d'écoulements se faisant face), il est nécessaire de considérer les résultats issus de ce logiciel comme étant des ordres de grandeurs.

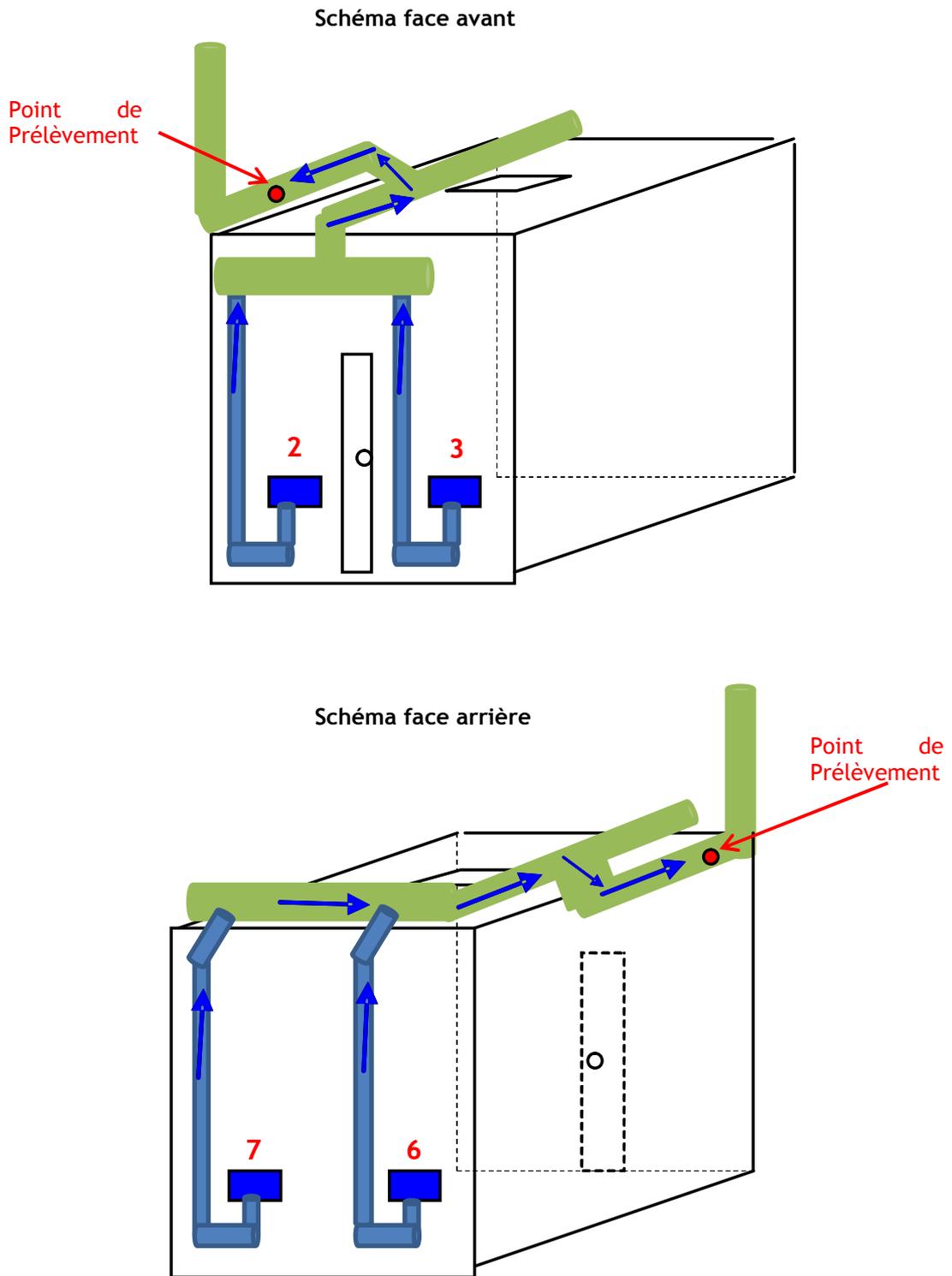


Figure 117 : Réseau de conduits de l'installation CEPIA

Le Tableau 23 présente une légende permettant de mieux comprendre la disposition des conduits du local CEPIA.

Tableau 23 : Caractéristiques du réseau de conduits du local CEPIA

	Bouche	Conduits avec diamètre de 9,5 cm					Conduits avec diamètre de 19 cm			Q (m3/h)
		$\alpha = 160^\circ$	$\alpha = 30^\circ$	$\alpha = 90^\circ$	L Horizontal (cm)	L vertical (cm)	$\alpha = 90^\circ$	L Horizontal (cm)	L vertical (cm)	
face avant	2	2	0	4	51	305	4	485	25	31,7
	3	2	0	4	38	305	4	485	25	32,3
face arrière	6	2	1	4	47	309	4	315	25	34,1
	7	2	1	4	44	309	4	315	25	33,2

Les données répertoriées dans le Tableau 23 ont permis de réaliser un calcul de dépôt au sein de ces conduits et d'en déduire un coefficient de pénétration (cf. Tableau 24).

La Figure 118 présente le point de prélèvement au sein de l'extraction générale du local CEPIA.

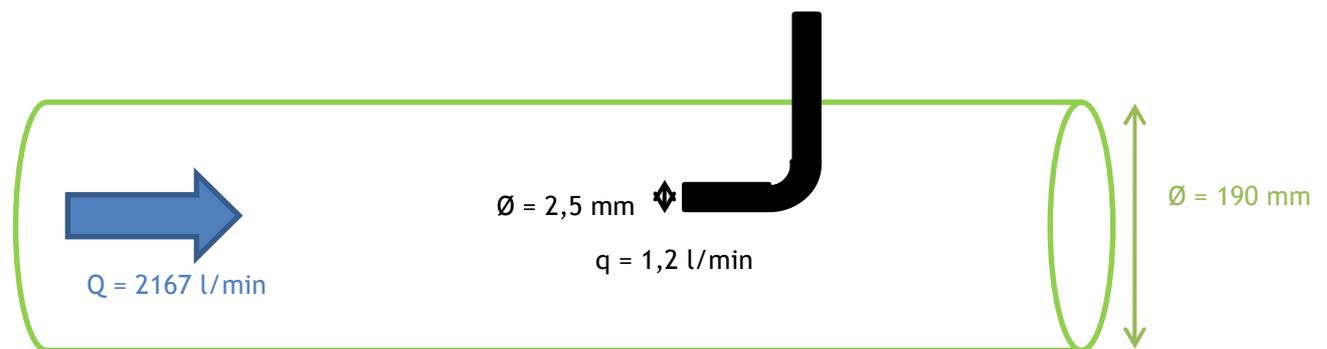


Figure 118 : Schéma du point de prélèvement du local CEPIA

Le point de prélèvement se situe sur une gaine de 19 cm de diamètre. Il est au milieu de cette gaine et le diamètre interne de la canne de prélèvement est de 2,47 mm. Compte tenu du débit de prélèvement du GRIMM, la vitesse au niveau de la canne de prélèvement est de 4,2 m/s.

Au niveau des conduits, la vitesse de l'air est de 1,3 m/s. Cette vitesse découle du choix du taux de renouvellement (4 h^{-1}).

Le prélèvement n'étant pas iso-cinétique, il est nécessaire d'en tenir compte lors du calcul des concentrations de particules prélevées à l'extraction du local CEPIA.

Les calculs réalisés par le logiciel SYLVIA permettent de déterminer les coefficients de pénétration et ce, pour différents diamètres de particules comme le montre le Tableau 24.

Tableau 24 : Coefficients de pénétration en fonction du diamètre des particules

Diamètre aérodynamique (μm)	1	5	10
Valeur moyenne du coefficient de pénétration	0,996	0,92	0,71

Comme on peut le voir sur le Tableau 24, pour les particules dont le diamètre aérodynamique est inférieur à $5 \mu\text{m}$, l'efficacité d'échantillonnage est bonne ($> 90\%$). Cela est moins le cas pour les particules dont le diamètre aérodynamique d_a est de $10 \mu\text{m}$.

4.3.3 Protocole expérimental et caractérisation du dépôt

Afin de mener à bien les expériences, il était nécessaire de s'assurer de la bonne distribution des particules et de leur homogénéité sur la surface considérée. Pour cela, différents moyens de dispersion ont été testés (cloche et cône sous pression, cône en dépression et pinceau). Il s'avère que, mis à part le cas du pinceau, les dispersions obtenues via les autres techniques aboutissent à une granulométrie différente de celle attendue. Cela s'explique par le fait que les poudres au cours de leur dispersion coalescent. Cela n'est pas le cas pour le cas du pinceau qui permet d'avoir un étalement homogène et une granulométrie fidèle à celle de la poudre utilisée.

Afin d'étudier l'influence des différents paramètres influents sur la remise en suspension des particules, un plan d'expériences a été réalisé (cf. Tableau 25). A noter qu'un seul type de chaussure de sécurité a été utilisé (marque MTS) ; seule la taille de la chaussure a été modifiée.

Tableau 25 : Plan d'expériences suivi dans le local CEPIA

Série d'expérience	Taille des particules d_{50} (μm)	Fréquence de pas ($\text{pas}\cdot\text{min}^{-1}$)	Taille de la chaussure	Nature de la surface	Nature de la particule
1→4, 12	1,1	80	41	Lino	Al_2O_3
19→21	1,1	140	41	Lino	Al_2O_3
22→24	1,1	80	38	Lino	Al_2O_3
2B→4B	1,1	80	41	Epoxy	Al_2O_3
5B→7B	3,31	80	41	Epoxy	Al_2O_3
8B→9B	2,92	80	41	Epoxy	CoO

Pour chaque expérience, on commence par faire une dispersion de la poudre sur la surface de dépôt. On laisse ensuite le temps nécessaire (5 renouvellements d'air) afin que la concentration volumique revienne au niveau du « bruit de fond ». Puis, le marcheur rentre dans la chambre, il attend 2 minutes, et réalise la séquence de marche. Il sort immédiatement de CEPIA et on continue de suivre la décroissance de la concentration volumique au cours du temps. Ces différentes étapes sont illustrées par le suivi de concentration de particules en sortie générale du local CEPIA comme on peut le voir sur la Figure 119.

Les différentes indications sur la Figure 119 correspondent aux étapes suivantes :

- 1) dispersion de la poudre,
- 2) fin de la dispersion,
- 3) ouverture du local CEPIA,
- 4) marche.

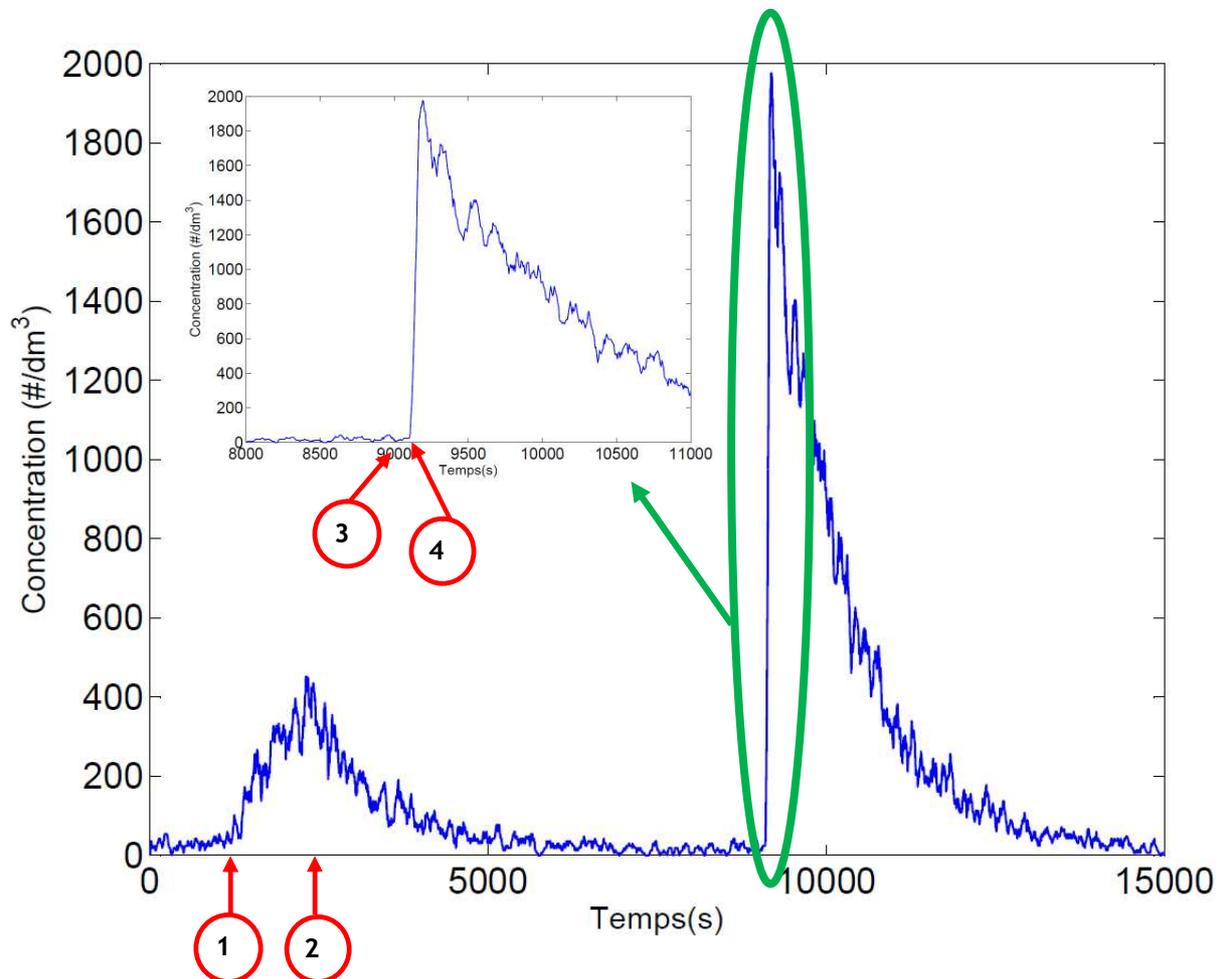


Figure 119 : Suivi de la concentration de particules au niveau de l'extraction générale de CEPIA

Pour chaque configuration, plusieurs expériences ont été menées afin de s'assurer de la répétabilité des résultats. Une configuration de référence a été établie :

- $R = 4 \text{ h}^{-1}$,
- particules Al_2O_3 ($d_{50} = 1,1 \mu\text{m}$),
- masse déposée $\sim 5 \text{ g}$,
- temps de marche : 1',
- fréquence de pas $\sim 80 \text{ pas} \cdot \text{min}^{-1}$,
- chaussure MTS taille 41,
- surface de dépôt des particules : $2,85 \text{ m}^2$,
- surface du local CEPIA : $S_{\text{CEPIA}} = 11,33 \text{ m}^2$.

La photo de la Figure 120 illustre l'équipement adopté par le marcheur lors des expériences de marche dans le local CEPIA.



Figure 120 : Photo du marcheur lors des expériences menées dans le local CEPIA

Le suivi de la concentration de particules donné par la Figure 119, résulte d'une étape de marche dont le circuit est donné par la Figure 121.

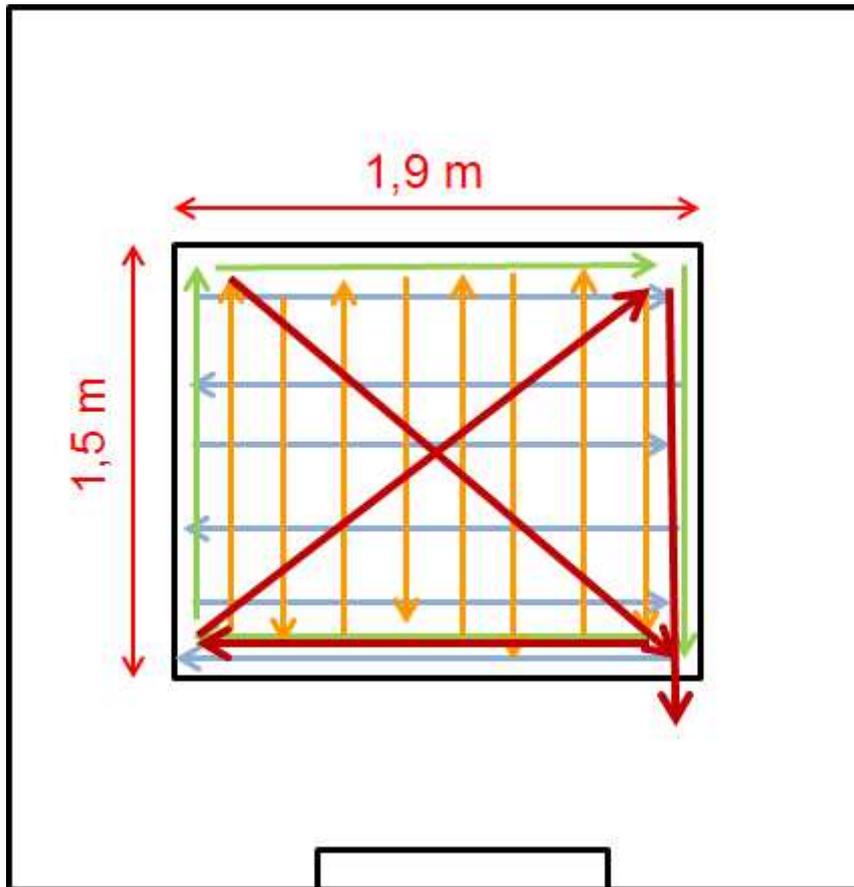


Figure 121 : Schéma du circuit de marche pour la série d'expériences réalisée sur le revêtement Lino dans CEPIA

Comme on peut le voir sur la Figure 121, la marche recouvre la totalité de la surface de dépôt. Dans le cadre des expériences menées avec une fréquence de pas de 140 pas/min, c'est le circuit coloré en orange sur la Figure 121, qui est réalisé.

Afin de déterminer le taux de particules remises en suspension au niveau de la surface de dépôt, on établit un bilan de masse pour chaque diamètre de particule, qui est donné par l'équation suivante :

$$V \frac{dC_{vol}^n}{dt} = R \cdot f \cdot V \cdot C_{ext} - R \cdot C_{vol}^n \cdot V - k \cdot C_{vol}^n \cdot V + T_{MeS} \cdot C_{surface}^n \cdot S_R \quad (4.3.3-1)$$

où C_{vol}^n est la concentration volumique de l'air en particules (en $\#.m^{-3}$),

R est le taux de renouvellement de l'air (en s^{-1}),

V est le volume du local CEPIA (en m^3),

f est le facteur de pénétration,

T_{MeS} est le taux de remise en suspension des particules (en s^{-1}),

$C_{surface}^n$ est la concentration surfacique des particules (en $\#.m^{-2}$),

S_R est la surface de remise en suspension (en m^2),

k est le facteur de dépôt (en s^{-1}).

Le premier terme représente la concentration de particules présentes dans l'air entrant dans le local CEPIA. Le second terme est le terme puits dû à l'épuration par la ventilation. Le troisième terme représente le terme puits dû au dépôt des particules. Le quatrième terme représente le terme source dû à la remise en suspension des particules initialement présentes sur la surface de dépôt.

Dans notre cas, on fait l'hypothèse qu'il n'y a pas de contamination en particules au niveau de l'air entrant dans le local CEPIA (utilisation d'un filtre THE). L'équation (4.3.3-1) devient alors :

$$V \frac{dC_{vol}^n}{dt} = -R \cdot C_{vol}^n \cdot V - k \cdot C_{vol}^n \cdot V + T_{MeS} \cdot C_{surface}^n \cdot S_R \quad (4.3.3-2)$$

La surface de remise en suspension S_R est donnée par : $S_R = S_c$; où S_c est la surface de la semelle de chaussure utilisée (Kaarlson *et al.* (1999)).

En exploitant les résultats des différentes expériences, on peut remonter au taux de remise en suspension des particules pour un diamètre donné. En effet, connaissant le volume V du local CEPIA, le taux de renouvellement de l'air R , la surface de remise en suspension S_R , la concentration surfacique $C_{surface}$ et le facteur de sédimentation k pour une taille de particules donnée et en mesurant en continu la concentration volumique de l'air grâce au GRIMM, on peut remonter (cf. équations (4.3.3-2) à la valeur du taux de remise en suspension pendant la phase de croissance de la concentration liée à la période de marche :

$$T_{MeS}(t) = \frac{V \frac{dC_{vol}^n}{dt} + R \cdot C_{vol}^n \cdot V + k \cdot C_{vol}^n \cdot V}{C_{surface}^n \cdot S_c}, \quad (4.3.3-3)$$

Toutefois, cette relation n'est pas celle qui a été utilisée pour calculer les valeurs des taux de remise en suspension présentées par la suite. Ces dernières ont été obtenues à partir de l'analyse de l'intégralité du signal de concentration mesuré à l'extraction (cf. équation 4.3.3-4). Il a néanmoins été vérifié sur quelques essais que les deux méthodes conduisaient à des valeurs très proches.

Comme pour le cas des expériences menées dans la boîte à gants, il est nécessaire de s'assurer de la concentration surfacique en nombre des particules. Cette dernière est directement liée au diamètre de masse moyenne (cf. équation (4.2.6-5)) qui est donné dans le Tableau 26.

Tableau 26 : Diamètres de la masse moyenne pour les poudres utilisées lors des expériences à l'échelle humaine

Poudre	ρ_p (g.cm ⁻³)	d_m (μm)
UCV36	3,97	2,09
UCV22	3,97	5,05
CoO	6,1	4,4

Ce sont donc ces valeurs de diamètre de particules qui permettront de passer de la concentration surfacique en masse à la concentration surfacique en nombre de particules.

Concernant la mesure de la concentration des particules en sortie du local CEPIA, celle-ci est réalisée à l'aide d'un GRIMM. Etant donné que nous utilisons les mêmes poudres que celles utilisées lors des expériences dans la boîtes à gants, il est nécessaire de cibler des canaux précis du GRIMM. Les canaux ainsi sélectionnés sont répertoriés dans le Tableau 27.

Tableau 27 : Canaux du GRIMM sélectionnés pour le suivi de la concentration des particules

Poudres	Diamètre médian en nombre d_{50} (μm)	Canal inférieur du GRIMM (μm)	Canal supérieur du GRIMM (μm)
UCV36	1,1	0,5	3
UCV22	3,3	0,8	6,5
CoO	2,9	0,8	6,5

A partir des données recueillies dans le certificat d'étalonnage du GRIMM (cf. Annexe 7), il s'avère que l'efficacité de détection du GRIMM est de 84 %. Ainsi, les concentrations de particules données par le GRIMM au cours du temps devront être corrigées par ce facteur.

On notera que pour les poudres d'alumine (UCV22) et d'oxyde de cobalt (CoO), le canal inférieur du GRIMM est censé être 1,6 μm. En se référant au certificat d'étalonnage du GRIMM (cf. Annexe 7), on constate que le comptage des particules est décalé vers les canaux de plus faible diamètre. Ainsi, pour tenir compte des particules d'intérêt de ces poudres, il est nécessaire de prendre le canal dont le diamètre est de 0,8 μm comme canal inférieur.

Comme indiqué précédemment, afin d'éviter de se baser uniquement sur la variation de la concentration lors de la marche (phase ascendante de la concentration particulaire, cf. équation 4.3.3-3)), nous avons choisi de nous intéresser à l'ensemble des particules mises en suspension. Pour cela, nous intégrons la totalité des particules détectées en sortie, que nous rapportons au nombre de particules initialement présentes sur la surface. Par ailleurs, afin de faciliter la représentation du taux moyen de remise en suspension des particules rapporté à un pas ($S_R = S_C$), il a été représenté, de façon schématique sur la Figure 122, la quantité de particules émise par chacun des pas effectués au cours du temps.

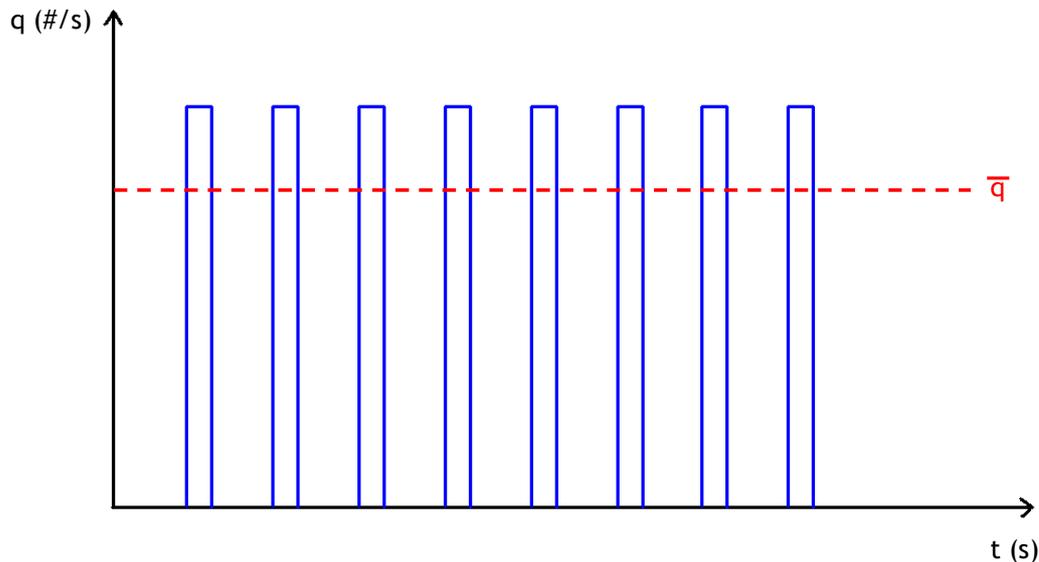


Figure 122 : Représentation schématique de l'évolution du débit de particules provoqué par chaque pas au cours du temps

Comme le montre la Figure 122, on considère qu'à chaque pas effectué le débit de particule augmente fortement et qu'il n'y a pas d'émission de particules entre deux pas successifs.

Ainsi, le taux moyen de remise en suspension calculé est donné par l'équation suivante :

$$T_{Mes} = \frac{\bar{q}}{C_{surface} \cdot S_c} = \frac{\int_0^{\infty} C_{vol}^n \cdot dt \cdot R_T \cdot V}{C_{surface}^n} \times \frac{1}{\Delta t \cdot S_c} \quad (4.3.3-4)$$

où \bar{q} est le débit moyen de particules au cours du temps ($\#.s^{-1}$)

R_T est le taux d'épuration du local CEPIA en s^{-1} ,

V est le volume du local CEPIA en m^3 ,

Δt est le temps de marche, ici $\Delta t = 60$ s,

S_c est la surface de la chaussure en m^2 .

Compte tenu que les canaux GRIMM ne considèrent qu'une fraction de 80% de la poudre utilisée (entre d_{s10} et d_{s90}), on appliquera ce même facteur à la concentration surfacique lors du calcul du taux de remise en suspension T_{MeS} (cf. Tableau 28).

Tableau 28 : Récapitulatif des paramètres de calcul du taux de remise en suspension T_{MeS}

Série d'expériences	d_m (μm)	C^n_{surface} ($\# \cdot \text{m}^{-2}$)	$S_{\text{dépôt}}$ (m^2)	S_c (m^2)
1→4, 12	2,09	$7,4 \cdot 10^{10}$	2,85	0,033
19→21	2,09	$7,4 \cdot 10^{10}$	2,85	0,033
22→24	2,09	$7,4 \cdot 10^{10}$	2,85	0,0297
2B→4B	2,09	$5,84 \cdot 10^{10}$	3,6	0,033
5B→7B	5,05	$4,14 \cdot 10^9$	3,6	0,033
8B→9B	4,04	$4,08 \cdot 10^9$	3,6	0,033

Le taux global d'épuration R_T , lié à la somme du débit d'extraction et du débit de dépôt des particules, a été déterminé par une analyse du signal de décroissance de la concentration, comme lors des essais de qualification dans la boîte à gants (cf. chapitre 4.2.4). Il a été également vérifié que les valeurs de ce taux, déterminées graphiquement, étaient cohérentes avec les valeurs théoriques obtenues en considérant un dépôt des particules uniquement lié à leur sédimentation.

Enfin, il convient de souligner que, par convention, on rapporte le taux de remise en suspension des particules à une surface unique ici choisi comme étant celle de la chaussure.

Rappelons les conditions choisies pour la conduite des expériences dans les conditions de la configuration de référence :

- surface de la chaussure : $S_c = 0,033 \text{ m}^2$,
- surface de dépôt : $S_{\text{dépôt}} = 2,85 \text{ m}^2$,
- masse déposée : 5 g,
- particules utilisées : alumine (UCV 36) $d_{s50} = 1,1 \mu\text{m}$,
- surface du local CEPIA : $S_{\text{CEPIA}} = 11,33 \text{ m}^2$,
- temps de marche : 60 s
- revêtement : Lino
- fréquence de pas : 80 pas/min,
- taille de la chaussure : 41.

Afin d'accéder au taux de remise en suspension due à la marche lors de ces expériences, nous avons donc intégré la courbe d'évolution de la concentration résultant de la marche comme celles présentées sur la Figure 123.

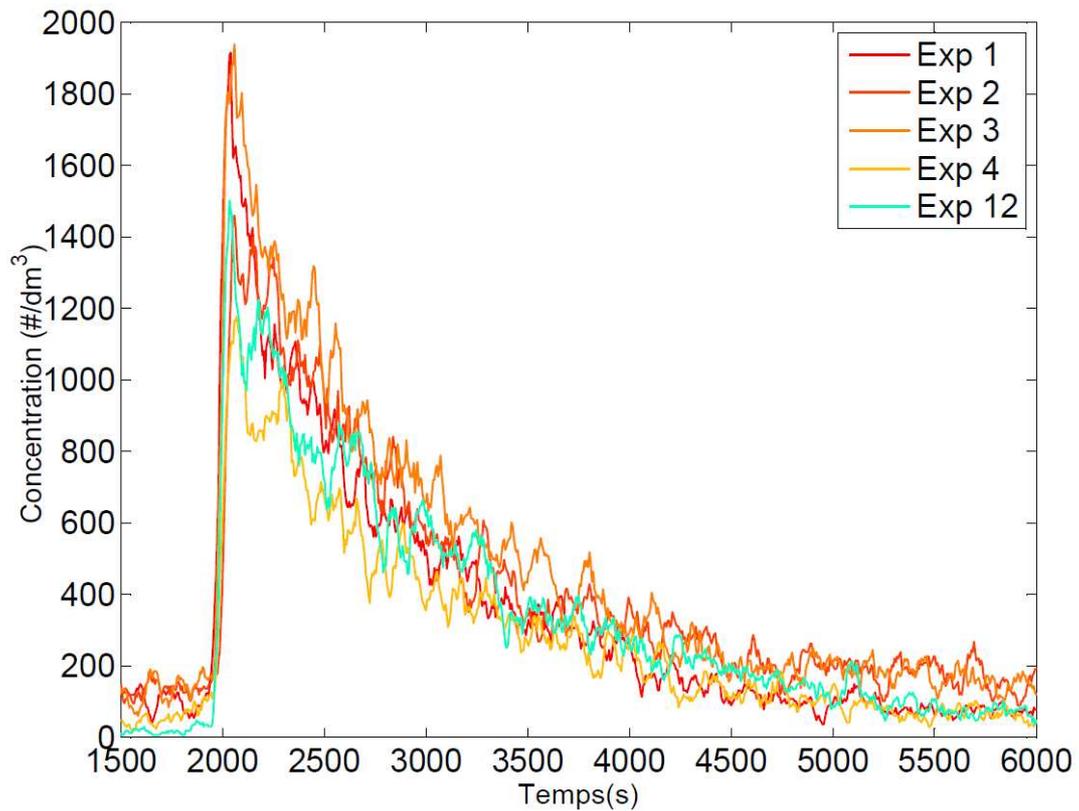


Figure 123 : Suivi de la concentration de particules au niveau de l'extraction générale de CEPIA pour les expériences menées dans les conditions de la configuration de référence

Ainsi, à travers les concentrations des particules en sortie de l'installation et en faisant un bilan de masse sur le local CEPIA (cf. équation (4.3.3-4)), on peut remonter aux valeurs des taux de remise en suspension pour chacune de ces expériences comme le montre le Tableau 29.

Tableau 29 : Valeurs de taux de remise en suspension pour les expériences menées en configuration de référence dans le local CEPIA

Expériences	$T_{Mes} (s^{-1})$
Exp1	$3,73.10^{-4}$
Exp2	$3,04.10^{-4}$
Exp3	$3,22.10^{-4}$
Exp4	$1,76.10^{-4}$
Exp12	$2,78.10^{-4}$

Les valeurs présentées dans le Tableau 29 constituent les valeurs de référence pour les expériences menées dans le local CEPIA avec une surface Lino.

4.3.4 Influence de la fréquence de pas

Comme discuté précédemment, un des paramètres que l'on souhaite étudier est l'influence de la fréquence de pas sur la remise en suspension des particules. Nous avons donc choisi d'augmenter cette fréquence en passant de 80 à 140 pas/min. A noter que la durée de la marche est d'une minute. La fréquence mesurée découle directement du nombre de pas effectués lors de l'expérience.

Les résultats des expériences menées dans cette configuration sont donnés par la Figure 124.

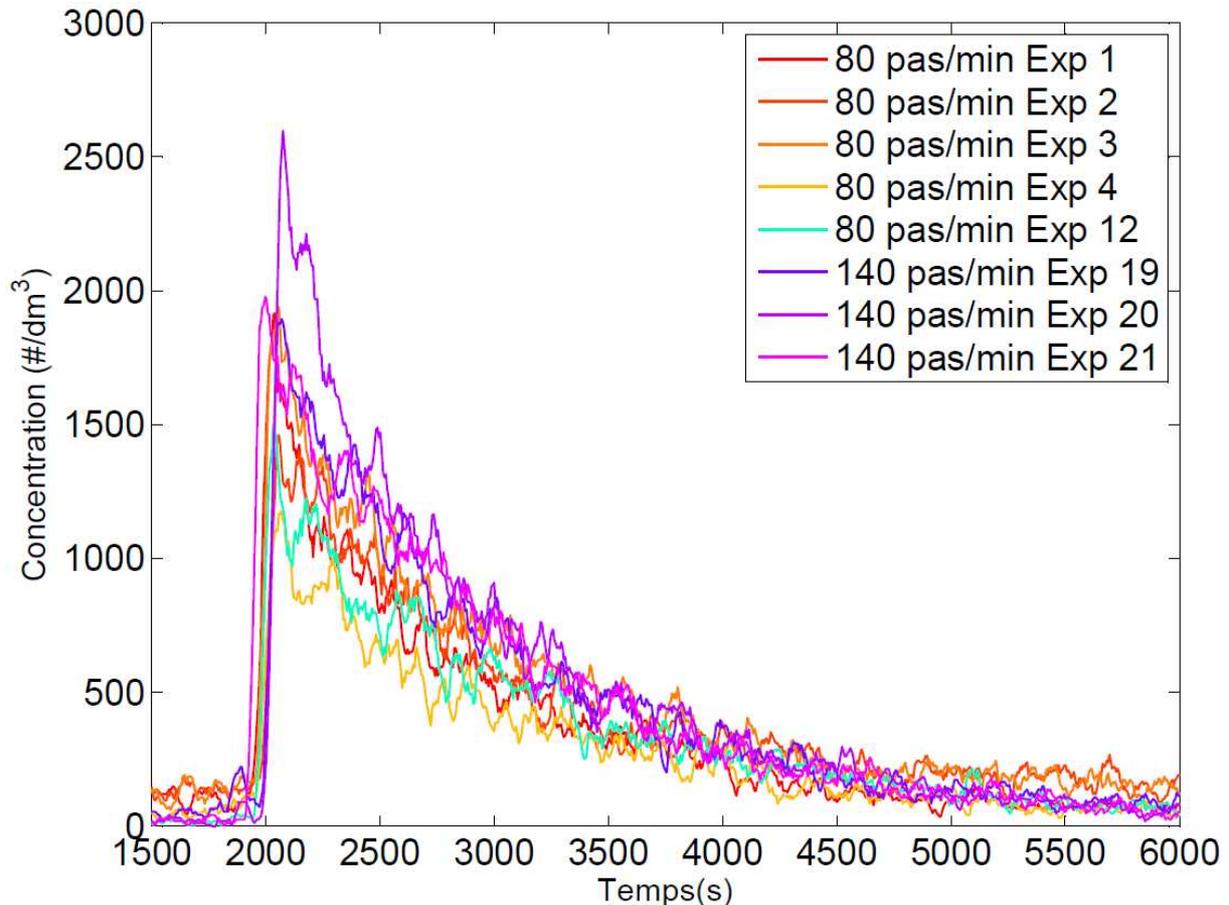


Figure 124 : Suivi des concentrations de particules en sortie de CEPIA pour les expériences faisant varier la fréquence de pas

Rappelons les conditions choisies pour la conduite de ces expériences (19 à 21) :

- surface de la chaussure : $S_c = 0,033 \text{ m}^2$,
- surface de dépôt : $S_{\text{dépôt}} = 2,85 \text{ m}^2$,
- masse déposée : 5 g,
- particules utilisées : alumine (UCV 36) $d_{50} = 1,1 \text{ }\mu\text{m}$,
- surface du local CEPIA : $S_{\text{CEPIA}} = 11,33 \text{ m}^2$,
- temps de marche : 60 s
- revêtement : Lino
- fréquence de pas : 140 pas/min,
- taille de la chaussure : 41.

De même que précédemment, le taux de remise en suspension a été déduit grâce à un bilan de masse sur l'installation CEPIA. Les résultats sont donnés dans le Tableau 30.

Tableau 30 : Valeurs de taux de remise en suspension pour les expériences avec une fréquence de pas de 140 pas.min⁻¹

Expériences	$T_{Mes} (s^{-1})$
Exp19	$3,57.10^{-4}$
Exp20	$6,62.10^{-4}$
Exp21	$3,89.10^{-4}$

Ces résultats, plus élevés que pour les expériences menées en configuration de référence (fréquence de pas de 80 pas/min), montrent bien que plus on augmente la fréquence de pas, plus le taux de remise en suspension est élevé. La Figure 125 illustre parfaitement cela. En effet, mis à part une expérience dans le cas de la configuration de référence (où le T_{Mes} est élevé), on constate que le taux de remise en suspension des particules augmente avec la fréquence des pas.

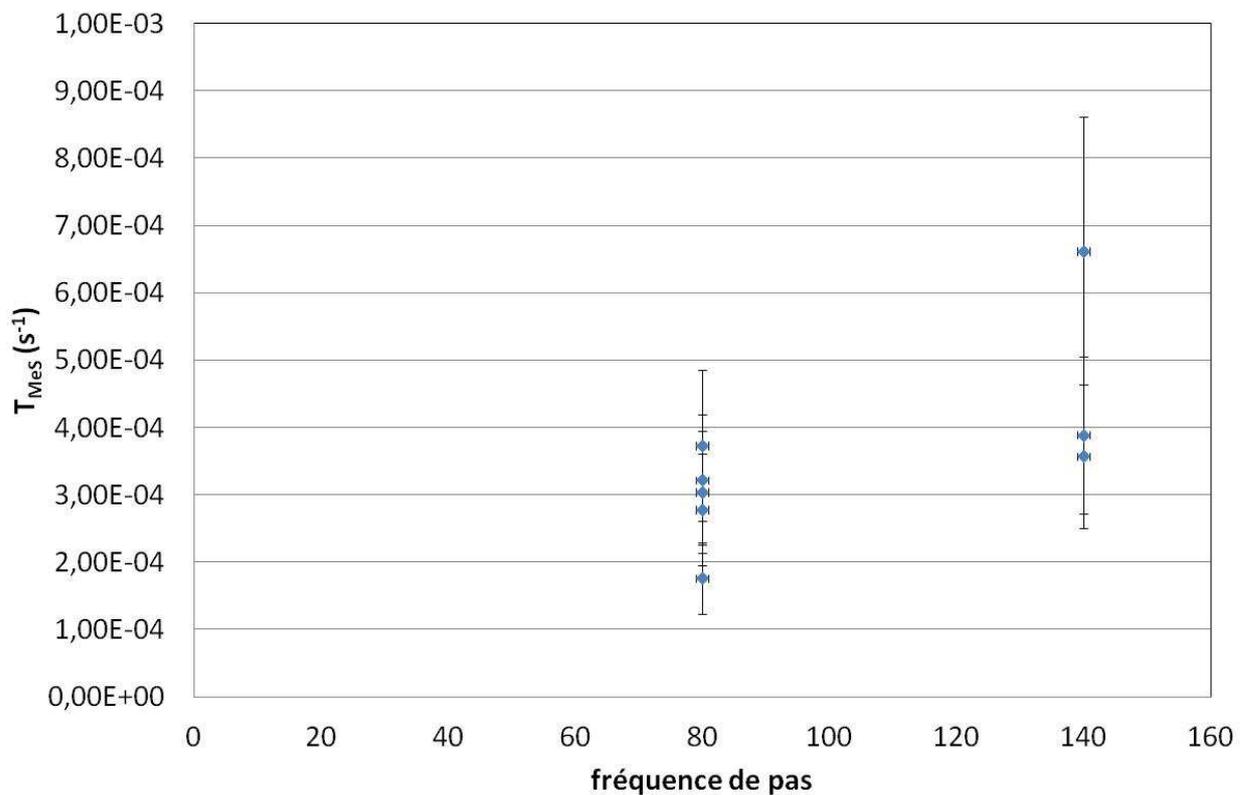


Figure 125 : Comparaison des taux de remise en suspension entre la configuration de référence et les expériences avec une fréquence de pas plus élevée

4.3.5 Influence de la surface de contact

Afin d'étudier l'influence de la surface de contact, nous avons réalisé le même type d'expériences avec une chaussure de taille 38 au lieu de la taille 41. Ainsi, la longueur de la chaussure passe de 30 cm à 27 cm.

Le suivi des concentrations de particules en sortie de l'installation CEPIA est donné par la Figure 126.

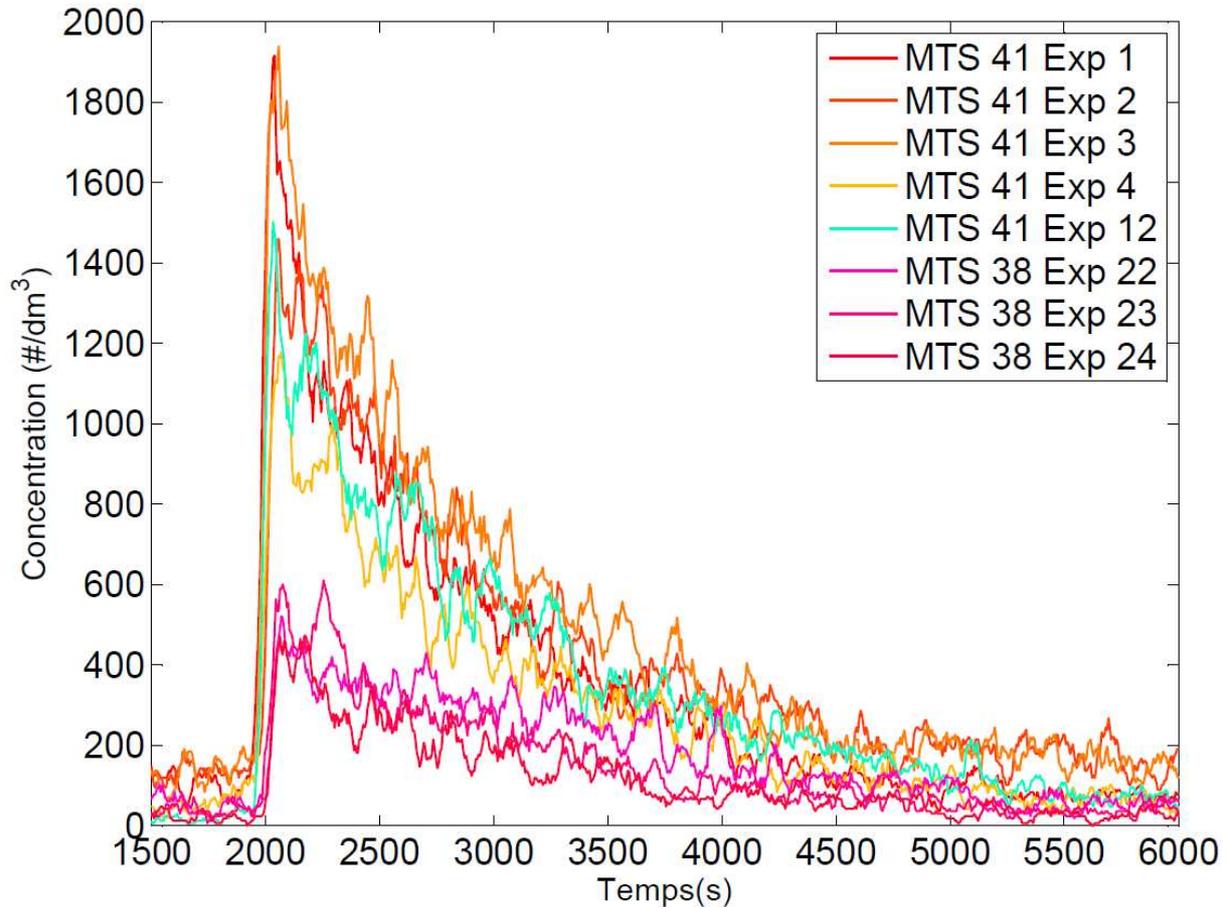


Figure 126 : Suivi des concentrations de particules en sortie de CEPIA pour les expériences faisant varier la surface de contact

Rappelons les conditions choisies pour la conduite de ces expériences (22 à 24) :

- surface de la chaussure : $S_c = 0,0297 \text{ m}^2$,
- surface de dépôt : $S_{\text{dépôt}} = 2,85 \text{ m}^2$,
- masse déposée : 5 g,
- particules utilisées : alumine (UCV 36) $d_{50} = 1,1 \text{ }\mu\text{m}$,
- surface du local CEPIA : $S_{\text{CEPIA}} = 11,33 \text{ m}^2$,
- temps de marche : 60 s
- revêtement : Lino
- fréquence de pas : 80 pas/min,
- taille de la chaussure : 38.

Les valeurs des taux de remise en suspension issues du bilan de masse sur le local CEPIA sont données dans le Tableau 31.

Tableau 31 : Valeurs de taux de remise en suspension pour les expériences avec une longueur de chaussure de 27 cm

Expériences	$T_{Mes} (s^{-1})$
Exp22	$7,86.10^{-5}$
Exp23	$7,18.10^{-5}$
Exp24	$8,57.10^{-5}$

Lorsqu'on compare ces valeurs à celles de la configuration de référence, on se rend compte qu'une diminution de 10 % environ sur la surface de contact engendre une très forte diminution du taux de remise en suspension de l'ordre de 50 % (cf. Figure 127). Un tel écart met en évidence l'absence de relation linéaire entre la surface de contact et le taux de remise en suspension. Une première explication de cet écart à la linéarité peut provenir des différences de vitesses de frottement sous la chaussure et surtout en bout de chaussure. Une deuxième explication pourrait être une modification de la façon de marcher de l'opérateur avec une chaussure plus petite.

Pour conclure, on constate qu'une variation sur la longueur de la chaussure change considérablement les valeurs de vitesses sous la chaussure en plus de modifier la surface d'influence et donc le nombre de particules remobilisées.

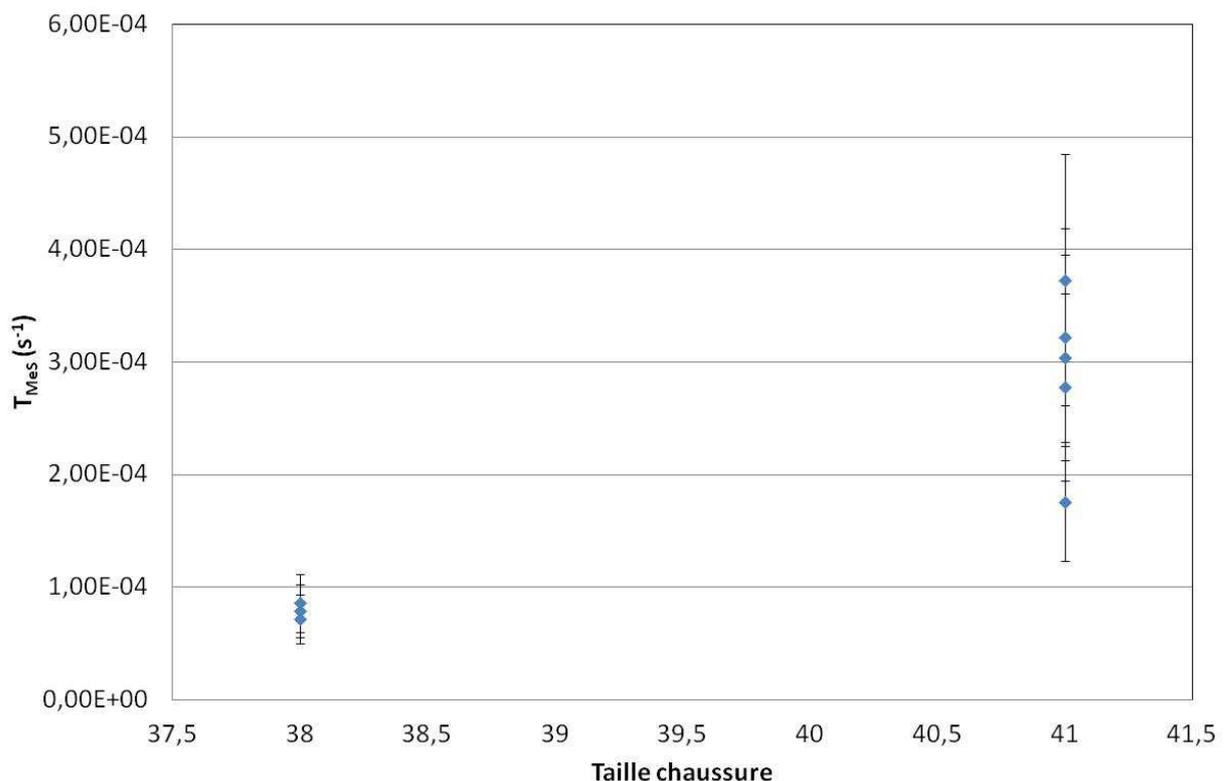


Figure 127 : Comparaison des taux de remise en suspension entre la configuration de référence et les expériences avec une surface de contact moins élevée

4.3.6 Influence de la nature du sol

Afin d'observer l'influence de la nature du sol, des expériences ont été menées avec la même poudre et dans les mêmes conditions expérimentales à l'exception du sol. En effet, les premières expériences ont été menées sur un revêtement Lino qui est le revêtement de l'installation CEPIA. Une nouvelle série d'expériences a été menée sur un revêtement type époxy qui est le revêtement le plus représenté dans les installations nucléaires (époxy type 3).

Les paramètres expérimentaux de la configuration de référence pour cette série d'expériences sont :

- $R = 4 \text{ h}^{-1}$,
- particules : d'alumine ($d_{50} = 1,1 \text{ }\mu\text{m}$),
- masse déposée : $\sim 5 \text{ g}$,
- temps de marche : 1',
- fréquence de pas : $\sim 80 \text{ pas}\cdot\text{min}^{-1}$,
- chaussure : MTS taille 41,
- surface de la chaussure : $S_c = 0,033 \text{ m}^2$,
- surface de dépôt : $S_{\text{dépôt}} = 3,6 \text{ m}^2$,
- revêtement : époxy (type 3).

Le suivi de la concentration en sortie du local CEPIA issue de ces expériences de référence est donné par la Figure 128.

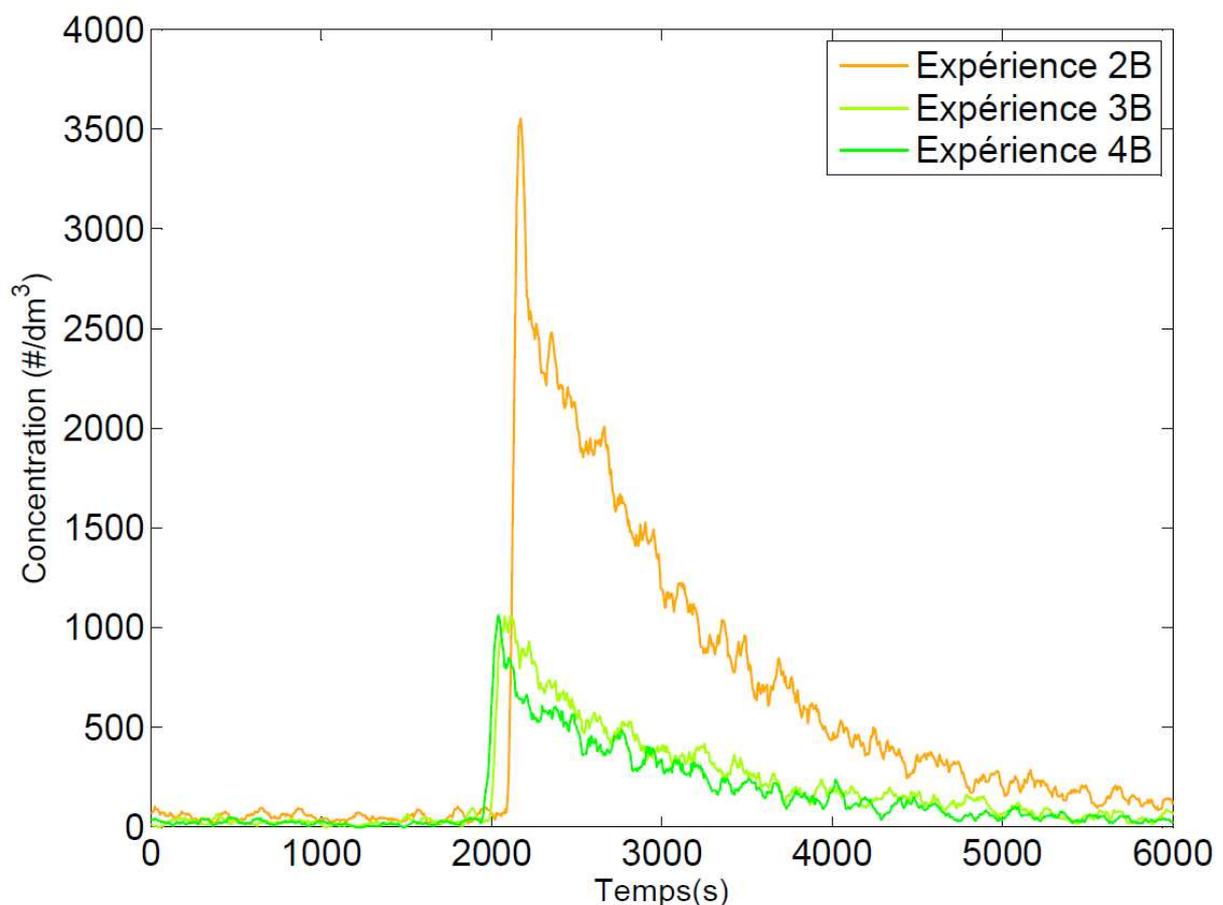


Figure 128 : Suivi de la concentration de particules au niveau de l'extraction générale de CEPIA pour les expériences de référence avec un revêtement époxy (type 3)

Le suivi de la concentration particulaire donné par la Figure 128 résulte d'un circuit de marche donné par la Figure 129.

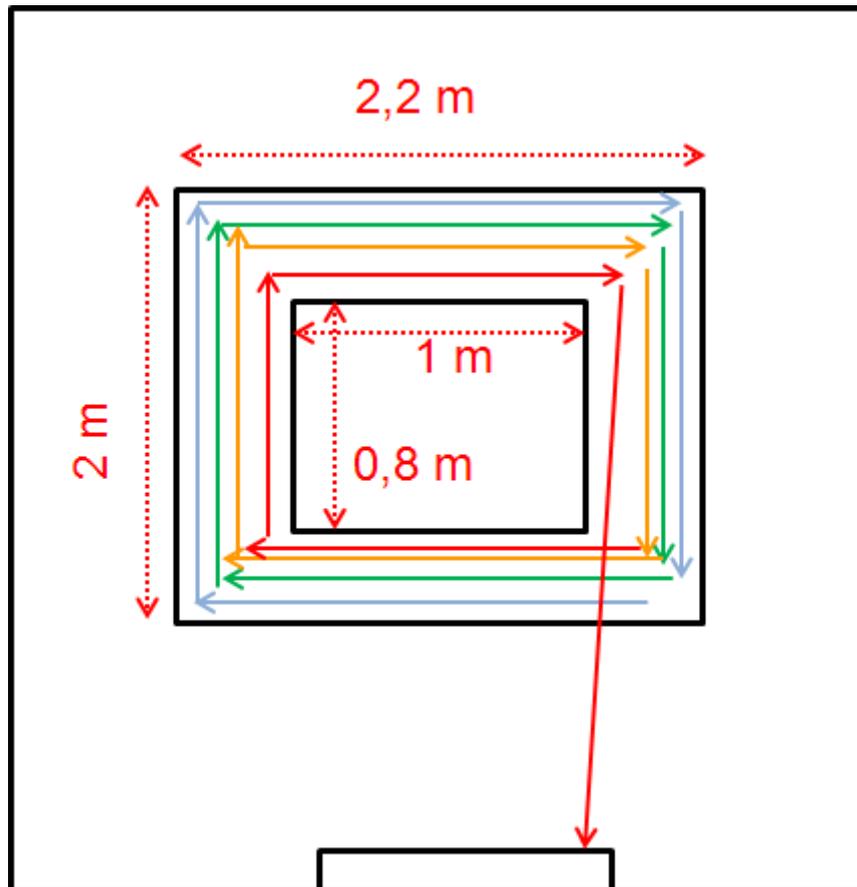


Figure 129 : Schéma du circuit de marche pour la série d'expériences réalisée sur le revêtement époxy (type3) dans CEPIA

A noter que la surface de dépôt des poudres sur le revêtement époxy (type 3) est différente de celle du revêtement en lino. Pour cette série d'expérience (série B), la surface de dépôt est 3,6 m².

Comme pour la série d'expériences précédente, un suivi de la concentration des particules a été réalisé au niveau de l'extraction globale de CEPIA. Le Tableau 32 regroupe les résultats des expériences menées dans les mêmes conditions que celles de la configuration de référence, seul le revêtement a été changé. Dans cette série d'expériences, le revêtement utilisé est un revêtement en époxy (type 3).

Tableau 32 : Valeurs de taux de remise en suspension pour les expériences réalisées dans les conditions de référence avec le revêtement époxy

Expériences	$T_{Mes} (s^{-1})$
Exp2B	$7,52 \cdot 10^{-4}$
Exp3B	$2,64 \cdot 10^{-4}$
Exp4B	$2,00 \cdot 10^{-4}$

Les résultats du Tableau 32 sont repris et comparés à ceux des expériences menées dans les conditions de la configuration de référence avec un revêtement en lino (cf. Figure 130).

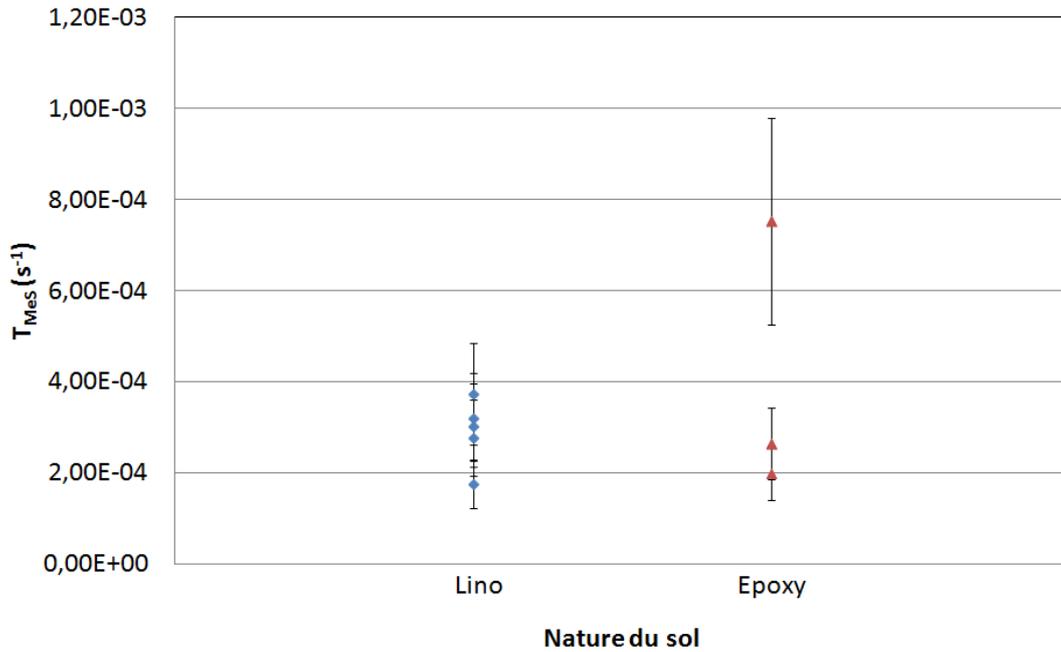


Figure 130 : Comparaison du taux de remise en suspension en fonction du revêtement du sol

Pour ces expériences, le fait de faire varier la nature de la surface modifie en réalité l'énergie de surface d'adhésion. Les variations observées sont donc dues à la variation de l'énergie de surface d'adhésion propre à chacun des revêtements utilisés. Lorsque l'on se réfère aux mesures AFM (cf. Figure 131), on constate que les forces d'adhésion sont relativement proches pour une particule de 7,8 μm même si la nature des sols et donc leur énergie de surface est différente. Cela vient donc conforter le fait que les taux de remise en suspension obtenus pour le revêtement lino soient du même ordre que ceux pour le revêtement époxy, et ce malgré les différences tant sur la nature des revêtements que sur leur rugosité.

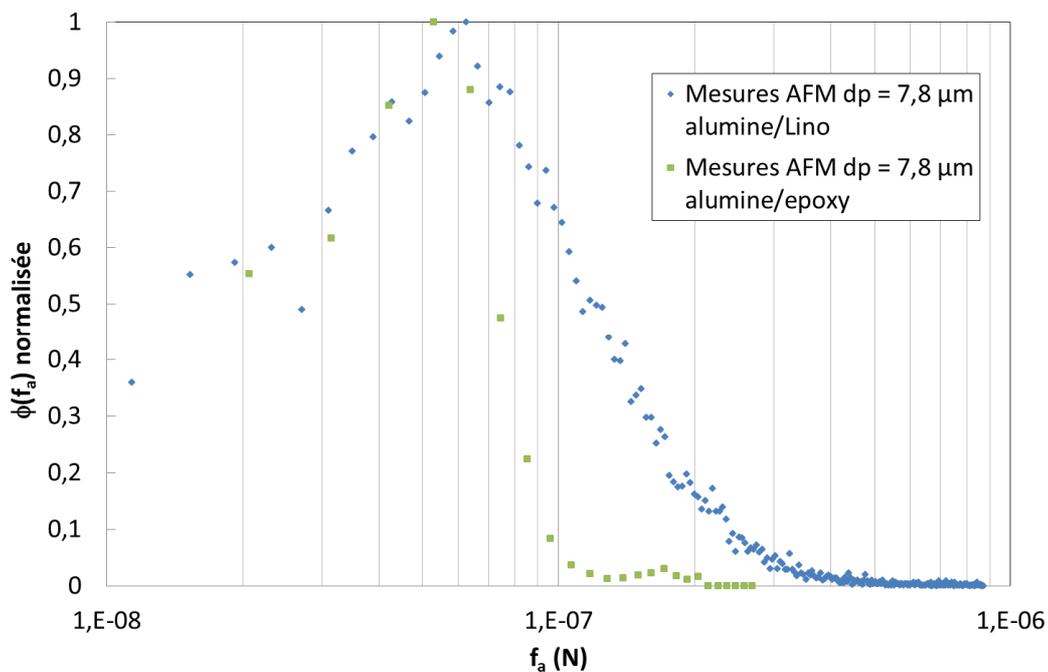


Figure 131 : Comparaison des distributions des forces d'adhésion normalisées pour une particule d'alumine $d_{50} = 7,8 \mu\text{m}$ entre un revêtement époxy (type 3) et un revêtement en lino

4.3.7 Influence de taille des particules

Pour cette série d'expérience, le revêtement utilisé est le revêtement époxy. Nous avons utilisé la même nature de poudre que pour la configuration de référence, de l'alumine. Nous avons donc fait varier uniquement la taille des particules. Le suivi des concentrations de particules en sortie du local CEPIA est donné par le graphe de la Figure 132.

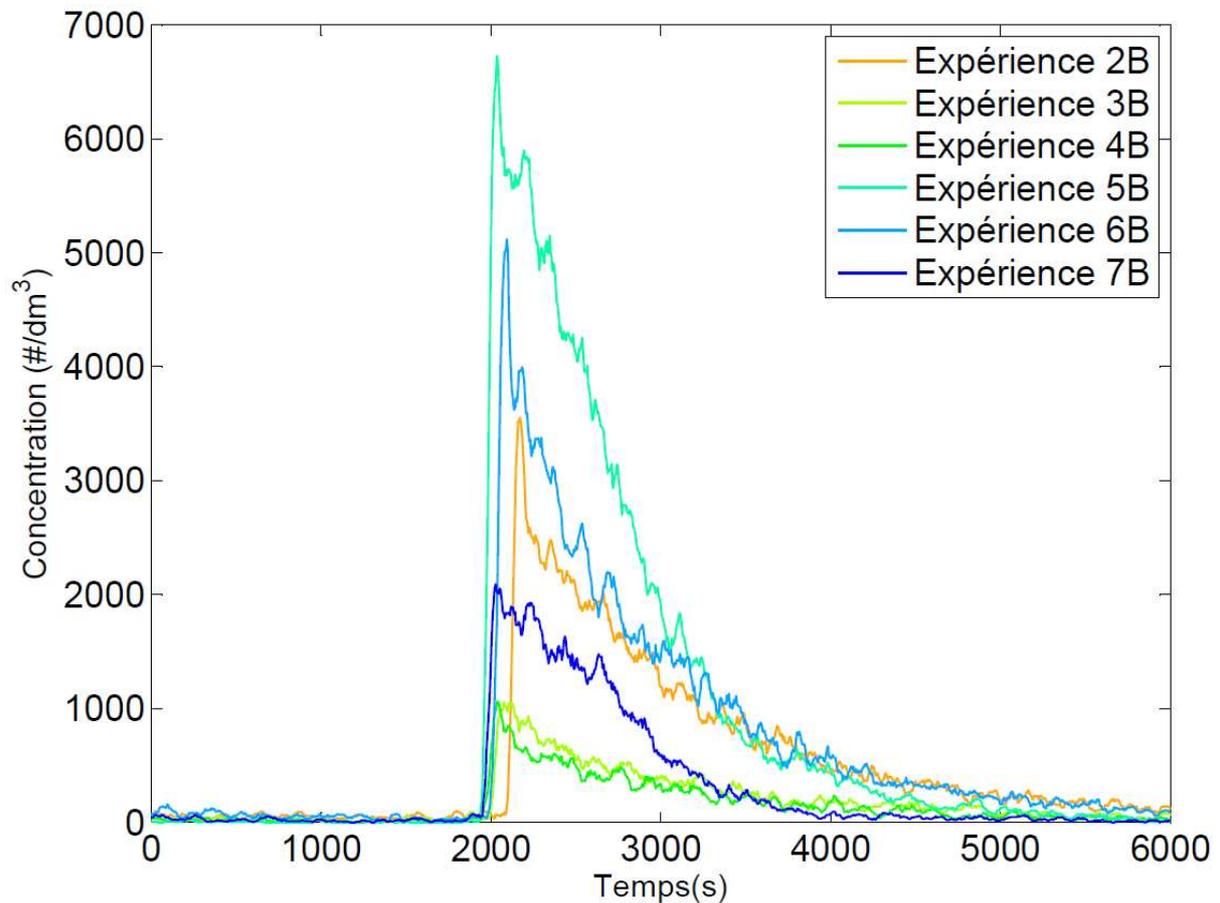


Figure 132 : Suivi des concentrations de particules en sortie de CEPIA pour les expériences faisant varier la taille des particules

Rappelons les conditions choisies pour la conduite de ces expériences :

- surface de la chaussure : $S_c = 0,033 \text{ m}^2$,
- surface de dépôt : $S_{\text{dépôt}} = 3,6 \text{ m}^2$,
- masse déposée : 5 g,
- particules utilisées : alumine (UCV 22) $d_{50} = 3,3 \text{ }\mu\text{m}$,
- surface du local CEPIA : $S_{\text{CEPIA}} = 11,33 \text{ m}^2$,
- temps de marche : 60 s
- revêtement : époxy (type 3)
- fréquence de pas : 80 pas/min,
- taille de la chaussure : 41.

Les résultats des expériences menées avec une poudre d'alumine (diamètre équivalent surface $d_{s50} = 3,3 \mu\text{m}$) sont répertoriés dans le Tableau 33.

Tableau 33 : Valeurs de taux de remise en suspension pour les expériences conduites avec un diamètre équivalent surface médian en nombre de $3,3 \mu\text{m}$

Expériences	$T_{Mes} \text{ (s}^{-1}\text{)}$
Exp5B	$3,11 \cdot 10^{-2}$
Exp6B	$1,46 \cdot 10^{-2}$
Exp7B	$1,77 \cdot 10^{-2}$

La Figure 133 permet de comparer ces résultats au cas des particules de diamètre plus faible.

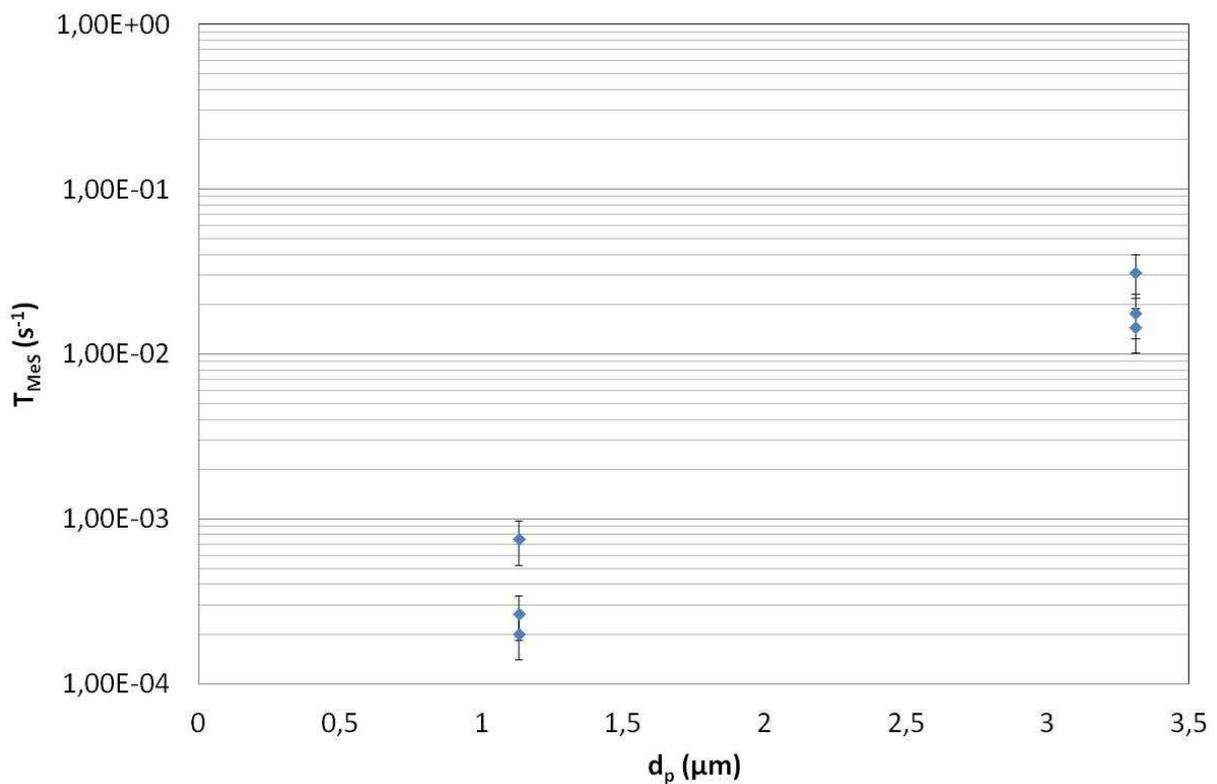


Figure 133 : Influence de la taille de la particule sur le taux de remise en suspension

Malgré la disparité des résultats (cf. Figure 133), il est clair que plus la taille de la particule augmente, plus le taux de remise en suspension T_{Mes} augmente. Cela vient conforter le résultat observé précédemment (cf. paragraphe 4.1.3) : plus la taille de la particule augmente, plus les forces d'adhésion diminuent. Il faut également noter que plus la taille de la particule augmente plus les forces aérodynamiques augmentent car leur dépendance vis-à-vis de la taille de la particule est en d_p^2 .

4.3.8 Influence de la nature des particules

Comme précédemment, nous avons mené des expériences en faisant varier la nature des particules en respectant toutes les autres conditions expérimentales (en particulier la taille). Notre choix s'est porté sur les particules d'oxyde de cobalt, car elles se rapprochent de certaines particules potentiellement radioactives présentes dans certains locaux du bâtiment réacteur. Les résultats expérimentaux sont donnés par la Figure 137.

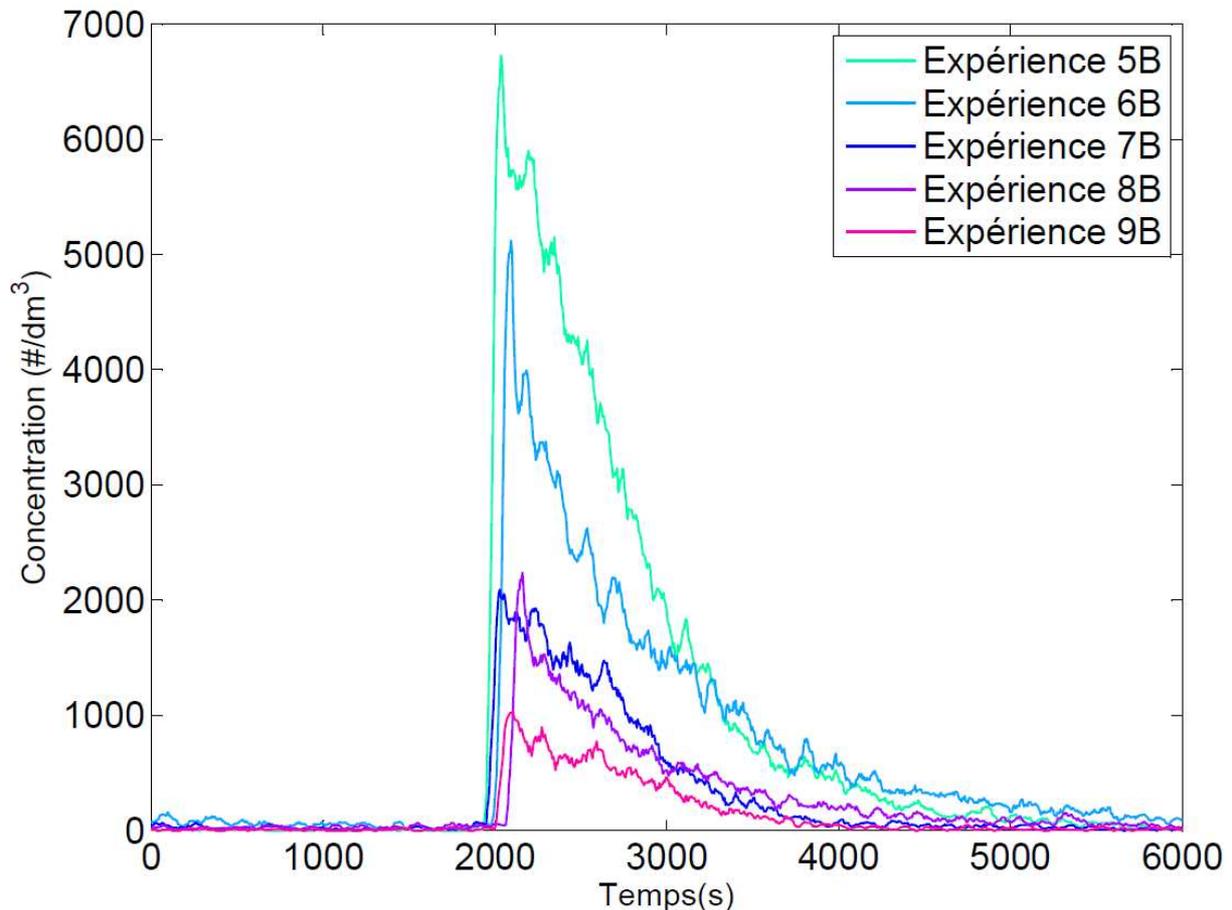


Figure 134 : Suivi des concentrations de particules en sortie de CEPIA pour les expériences faisant varier la nature des particules

Rappelons les conditions choisies pour la conduite de ces expériences :

- surface de la chaussure : $S_c = 0,033 \text{ m}^2$,
- surface de dépôt : $S_{\text{dépôt}} = 3,6 \text{ m}^2$,
- masse déposée : 5 g,
- particules utilisées : oxyde de cobalt $d_{50} = 2,9 \text{ }\mu\text{m}$,
- surface du local CEPIA : $S_{\text{CEPIA}} = 11,33 \text{ m}^2$,
- temps de marche : 60 s
- revêtement : époxy (type 3)
- fréquence de pas : 80 pas/min,
- taille de la chaussure : 41.

Comme le montre le Tableau 34, les taux de remise en suspension pour les particules d'oxyde de cobalt sur un revêtement époxy sont de l'ordre de $6.10^{-4} s^{-1}$.

Tableau 34 : Valeurs de taux de remise en suspension pour les expériences impliquant des particules d'oxyde de cobalt

Expériences	$T_{Mes} (s^{-1})$
Exp8B	$8,09.10^{-4}$
Exp9B	$4,65.10^{-4}$

La Figure 135 compare les taux de remise en suspension obtenus pour les particules d'oxyde de cobalt ($d_{50} = 2,92 \mu m$) à ceux des particules d'alumine de taille équivalente ($d_{50} = 3,3 \mu m$).

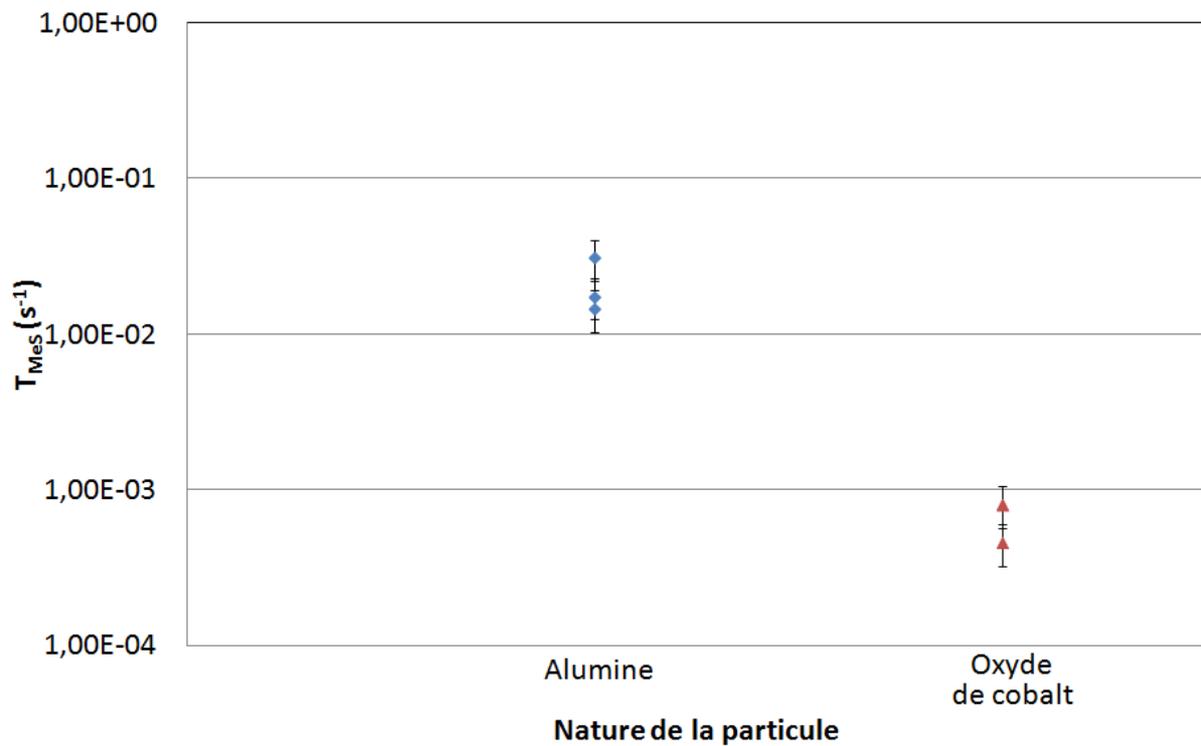


Figure 135 : Influence de la nature de la particule sur le taux de mise en suspension

On remarque sur la Figure 135 que les taux de remise en suspension pour les particules d'oxyde de cobalt sont inférieurs à ceux des particules d'alumine.

La Figure 136 présente une comparaison entre les corrélations des forces d'adhésion pour une particule d'alumine et d'oxyde de cobalt de 5 μm sur une surface époxy.

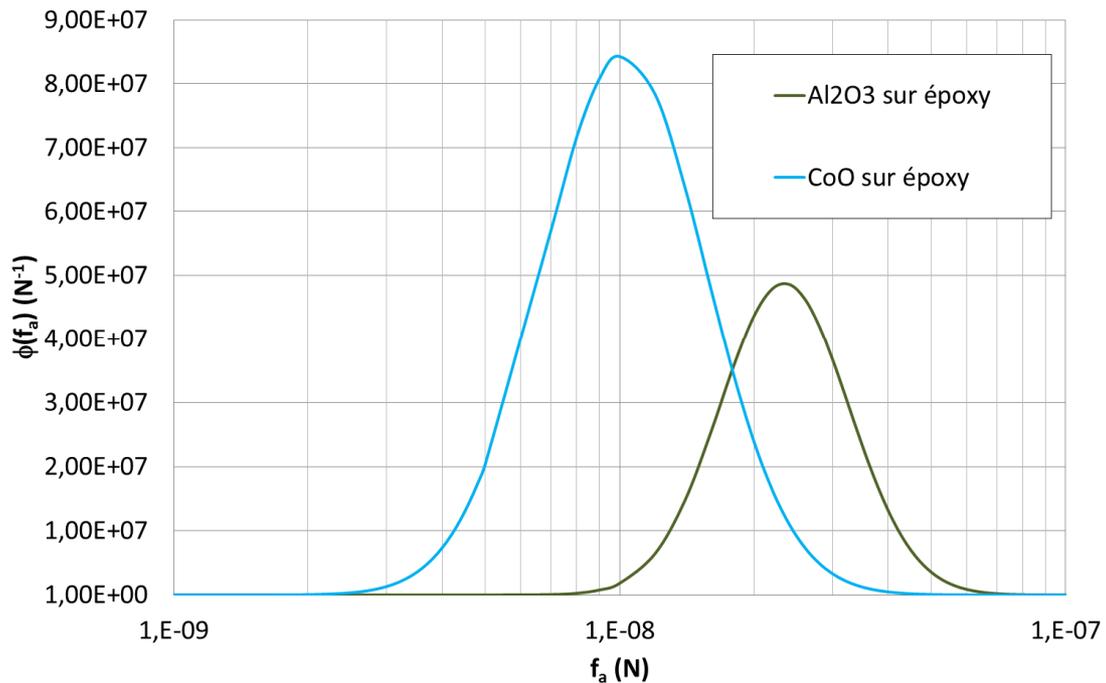


Figure 136 : Comparaison des distributions des forces d'adhésion pour des particules de diamètre équivalent surface médian $d_{50} = 5 \mu\text{m}$ de nature différente en contact avec un revêtement époxy

Lorsqu'on se fie aux corrélations de forces d'adhésion des particules (cf. Figure 136), on constate que pour une même taille de particule, les forces d'adhésion d'oxyde de cobalt sont plus faibles que pour l'alumine. Ainsi, les taux de remise en suspension de l'oxyde de cobalt devraient être supérieurs à ceux de l'alumine pour une taille identique de particule.

Ainsi, au vu des résultats obtenus (cf. Figure 135), il s'avère que les taux de remise en suspension des particules de cobalt ($d_{50} = 2,9 \mu\text{m}$) sont inférieurs à ceux des particules d'alumine ($d_{50} = 3,3 \mu\text{m}$). Au regard de la faible différence des diamètres entre les deux types de particules, ce résultat laisse supposer que l'influence sur le taux de remise en suspension de la taille de la particule est beaucoup plus importante que sa nature.

4.3.9 Mise en perspective des résultats

4.3.9.1 Comparaison aux expériences de Qian et Ferro (2008)

Afin de pouvoir comparer les résultats que nous avons obtenus à ceux de Qian et Ferro (2008), il est nécessaire de recalculer le taux de remise en suspension en prenant cette fois-ci comme surface de remise en suspension S_R (cf. équation (4.3.3-1)) la surface de dépôt des particules totale. Dans le cadre des expériences CEPIA, la surface de référence est la surface de la chaussure. Ainsi, le taux de remise en suspension s'exprime de la façon suivante :

$$T_{MeS}^{CEPIA} \Big|_{S_{Qian\ et\ Ferro\ (2008)}} = T_{MeS}^{CEPIA} \Big|_{S_c} \cdot \frac{S_c}{S_{Qian\ et\ Ferro\ (2008)}} \quad (4.3.9-1)$$

où $T_{MeS}^{CEPIA} \Big|_{S_{Qian\ et\ Ferro\ (2008)}}$ est le taux de remise en suspension des particules calculé dans les mêmes conditions que Qian et Ferro (2008) (s^{-1}),

$T_{MeS}^{CEPIA} \Big|_{S_c}$ est le taux de remise en suspension des particules calculé dans CEPIA avec comme surface de référence celle de la chaussure (s^{-1}),

$S_{Qian\ et\ Ferro\ (2008)}$ est la surface de référence de Qian et Ferro (2008), qui est de 17,8 m²,

S_c est la surface de la chaussure, qui est de 0,033 m².

Les valeurs de taux de remise en suspension obtenues pour les expériences menées dans CEPIA sur une surface Lino (similaire à celle utilisée dans les expériences de Qian et Ferro (2008)) avec comme surface de référence celle de Qian et Ferro (2008) sont données dans le Tableau 35.

Tableau 35 : Taux de remise en suspension (en h⁻¹) pour les particules d'alumine sur une surface Lino, pour une surface de référence de 17,8 m²

Expériences	d_p (µm)	T_{MeS} (h ⁻¹)
Exp1	1,1	$2,47 \cdot 10^{-3}$
Exp2	1,1	$2,02 \cdot 10^{-3}$
Exp3	1,1	$2,14 \cdot 10^{-3}$
Exp4	1,1	$1,17 \cdot 10^{-3}$
Exp12	1,1	$1,85 \cdot 10^{-3}$
Qian et Ferro (2008)	1-2	10^{-3}

Les valeurs obtenues à travers les expériences CEPIA sont très proches de celles obtenues par Qian et Ferro (2008), ce qui conforte nos résultats.

4.3.9.2 Calcul du facteur de remise en suspension F_{MeS}

Dans le cadre de nos expériences, le facteur de remise en suspension est donné par la formule suivante :

$$F_{MeS}^{CEPIA} = \frac{C_{\text{volumique}}^{\text{équilibre}}}{C_{\text{surface}}^{\text{initiale}}}, \quad (4.3.9-2)$$

En appliquant l'équation (2.2.1-6) au local CEPIA, on obtient :

$$C_{\text{volumique}}^{\text{équilibre}} = \frac{\bar{q}}{(Q_{\text{CEPIA}} + Q_d^{\text{CEPIA}})}, \quad (4.3.9-3)$$

où \bar{q} est le débit moyen de particules au cours du temps ($\#.s^{-1}$)

Q_{CEPIA} est le débit d'air dans le local CEPIA ($m^3.s^{-1}$), ici $Q_{\text{CEPIA}} = 3,64.10^{-2} m^3.s^{-1}$,

Q_d^{CEPIA} est le débit de dépôt de particules dans l'installation CEPIA ($m^3.s^{-1}$),

L'expression du facteur de remise en suspension devient alors :

$$F_{MeS}^{CEPIA} = \frac{\bar{q}/(Q_{\text{CEPIA}} + Q_d^{\text{CEPIA}})}{C_{\text{surface}}^{\text{initiale}}}, \quad (4.3.9-4)$$

Les résultats des calculs du facteur de remise en suspension F_{MeS} sont donnés dans le Tableau 36.

Tableau 36 : Facteur de remise en suspension pour les expériences menées dans le local CEPIA sur une surface époxy (type 3)

Expériences	Caractéristiques	d_{a50} (μm)	Q_d^{CEPIA} ($m^3.s^{-1}$)	$C_{\text{surface}}^{\text{initiale}}$ ($\#.m^{-2}$)	\bar{q} ($\#.s^{-1}$)	F_{MeS} (m^{-1})
Exp2B	Alumine 1,1 μm	2,2	$2,03.10^{-3}$	$5,84.10^{10}$	$1,45.10^6$	$6,45.10^{-4}$
Exp3B	Alumine 1,1 μm	2,2	$2,03.10^{-3}$	$5,84.10^{10}$	$5,10.10^5$	$2,27.10^{-4}$
Exp4B	Alumine 1,1 μm	2,2	$2,03.10^{-3}$	$5,84.10^{10}$	$3,86.10^5$	$1,72.10^{-4}$
Exp5B	Alumine 3,3 μm	6,6	$1,75.10^{-2}$	$4,14.10^9$	$4,26.10^6$	$1,90.10^{-2}$
Exp6B	Alumine 3,3 μm	6,6	$1,75.10^{-2}$	$4,14.10^9$	199.10^6	$8,10.10^{-3}$
Exp7B	Alumine 3,3 μm	6,6	$1,75.10^{-2}$	$4,14.10^9$	$2,42.10^6$	$1,08.10^{-2}$
Exp8B	CoO 2,9 μm	7,2	$2,11.10^{-2}$	$5,16.10^9$	$1,38.10^5$	$4,64.10^{-4}$
Exp9B	CoO 2,9 μm	7,2	$2,11.10^{-2}$	$5,16.10^9$	$6,26.10^4$	$2,30.10^{-4}$

Etant donné que le facteur de mise en suspension est directement lié aux conditions de dilution des particules par le débit de ventilation, afin d'extrapoler les résultats obtenus dans le local CEPIA à d'autres locaux, nous avons fait le choix de proposer un abaque donnant le facteur de remise en suspension F_{MeS}^{local} en fonction du volume du local considéré. Pour cela, nous nous sommes basés sur l'équation suivante :

$$F_{MeS}^{local} = \frac{\bar{q}/(Q^{local} + Q_d^{local})}{C_{surface}^{initiale}} = \frac{\bar{q}/(R \cdot V^{local} + Q_d^{local})}{C_{surface}^{initiale}}, \quad (4.3.9-5)$$

où Q^{local} et Q_d^{local} sont respectivement le débit d'air et le débit de dépôt des particules dans le local considéré.

Les autres paramètres de l'équation (4.3.9-5) sont issus des valeurs obtenues lors des expériences CEPIA impliquant des particules d'alumine en présence du revêtement époxy (type 3) et sont répertoriées dans le Tableau 37.

Tableau 37 : Paramètres de base pour l'abaque du facteur de remise en suspension des particules d'alumine sur une surface époxy (type 3)

d_{50} (μm)	$C_{surface}^{initiale}$ (particules. m^{-2})	\bar{q} (particules. s^{-1})
1,1	$5,84 \cdot 10^{10}$	$4,4 \cdot 10^5$
3,3	$4,14 \cdot 10^9$	$2,88 \cdot 10^6$

Le terme source de particules dans ce tableau est issu d'une moyenne entre les expériences 3B et 4B pour les particules de diamètre équivalent en surface médian en nombre $d_{50} = 1,1 \mu\text{m}$, et d'une moyenne entre les expériences 6B et 7B pour les particules de diamètres équivalent en surface médian en nombre $d_{50} = 3,3 \mu\text{m}$.

Pour compléter l'abaque, nous avons émis les hypothèses suivantes :

- local parfaitement homogène (concentration particulaire uniforme dans tout le local),
- local non encombré,
- volume V (en m^3) du local variant de 10 m^3 à $100\,000 \text{ m}^3$,
- dépôt des particules uniquement au sol (par sédimentation),
- la surface au sol S (en m^2) du local est prise de telle façon à toujours considérer un cube et est donnée par la formule suivante : $S = V^{2/3}$.

Les résultats ainsi obtenus sont présentés sur la Figure 137.

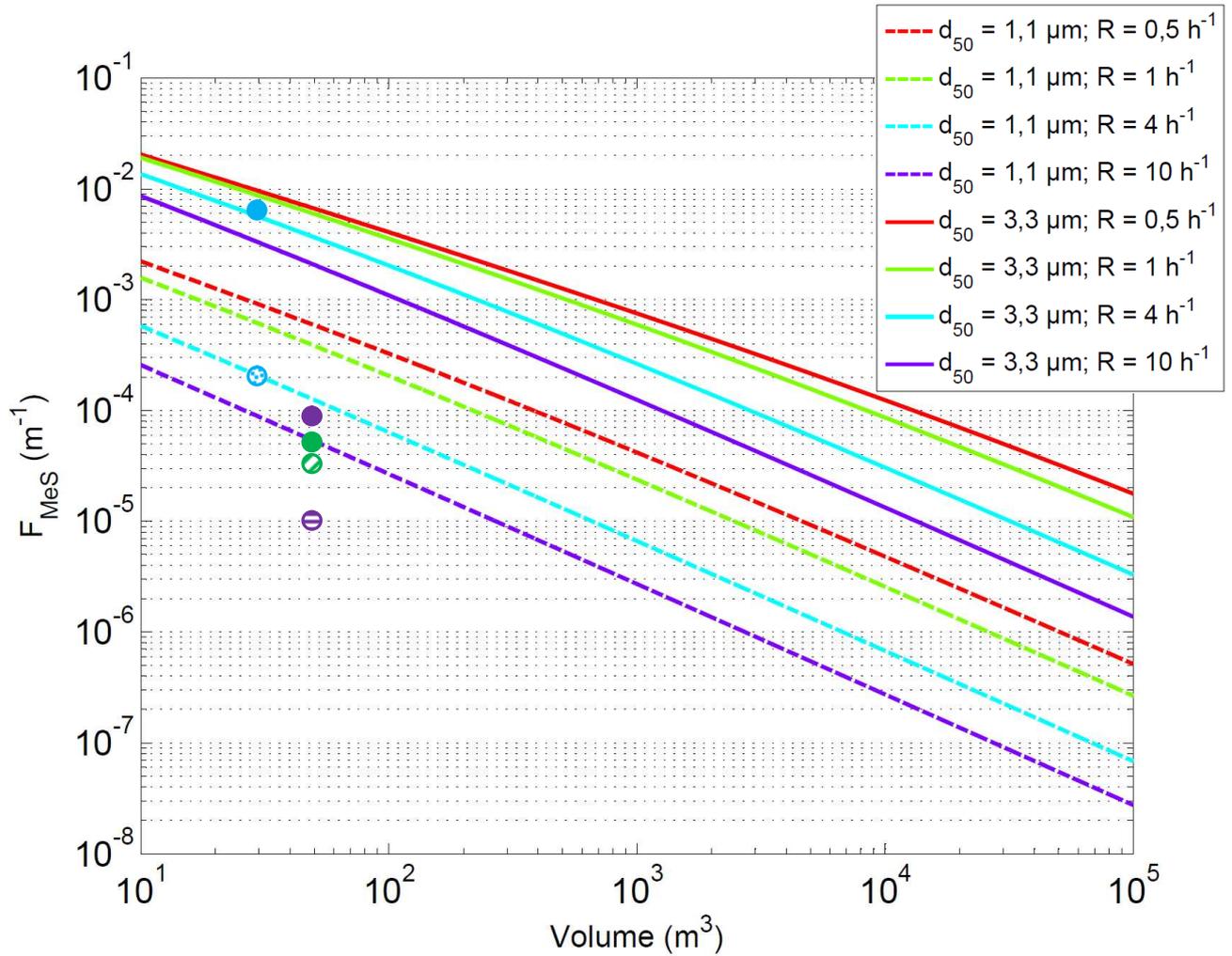


Figure 137 : Evolution du facteur de remise en suspension en fonction du volume du local

Comme on peut le voir sur la Figure 137, pour une taille de particule donnée, on constate que plus le taux de renouvellement d'air R ou le volume du local augmente, plus le facteur de remise en suspension F_{MeS} diminue, en raison de la plus grande dilution des particules. On remarque également que plus le diamètre des particules augmente, plus le facteur de remise en suspension augmente, en raison des taux de remise en suspension plus importants.

Sur la Figure 137 sont également placées les valeurs de facteurs de remise en suspension F_{MeS} pour les différentes études traitées. Les conditions de chacune de ces expériences sont rappelées dans le Tableau 38.

Tableau 38 : Tableau récapitulatif des paramètres et des facteurs de remise en suspension des études placées sur l'abaque

Etude	Sigle	Diamètre particules (μm)	Volume (m^3)	Taux de renouvellement d'air R (h^{-1})	Fréquence de pas ($\text{pas}\cdot\text{min}^{-1}$)	F_{MeS} (m^{-1})
CEPIA (3B et 4B)		1,1	32	4	80	2.10^{-4}
CEPIA (6B et 7B)		3,3	32	4	80	9.10^{-3}
Jones et Pond (1964)		5	49	10	14	9.10^{-6}
Jones et Pond (1964)		5	49	10	36	7.10^{-5}
Qian et Ferro (2008)		1-2	54	1	90-140	$3,31.10^{-5}$
Qian et Ferro (2008)		2-5	54	1	90-140	$5,61.10^{-5}$

Si l'on s'intéresse au cas des études réalisées par Jones et Pond (1964), on constate que le facteur de remise en suspension est plus faible. Or, dans les expériences de Jones et Pond (1964), le diamètre médian en nombre des particules utilisées était de $5 \mu\text{m}$ (pour rappel : diamètre médian en nombre mesuré sur un échantillon de 200 particules). Ce diamètre étant supérieur à celui des particules utilisées dans les expériences CEPIA ($1,1 \mu\text{m}$ et $3,3 \mu\text{m}$), on s'attend à ce que les facteurs de remise en suspension de Jones et Pond (1964) soient supérieurs. On peut expliquer ces facteurs de remise en suspension par le fait que les fréquences de pas adoptées lors des expériences de Jones et Pond (1964) étaient plus faibles que celles dans CEPIA, sans oublier, qu'étant donné la nature des particules utilisées (particules d'oxyde de plutonium PuO_2), la masse volumique et donc le débit de dépôt des particules dans leur installation est forcément différent de celui observé dans les expériences CEPIA.

Lorsque l'on s'intéresse aux résultats de Qian et Ferro (2008), où la fréquence de pas est du même ordre de grandeur que celles observées dans le local CEPIA, on constate néanmoins que les facteurs de mise en suspension sont plus faibles. Ainsi, malgré le fait que les particules soient environ du même diamètre, on constate que la nature de celle-ci influe sur la remise en suspension. En effet, l'abaque donné par la Figure 137 est réalisé pour des particules d'alumine en contact avec une surface époxy, alors que les expériences de Qian et Ferro (2008) sont réalisées pour des particules composées majoritairement de silice (75 % de SiO_2) et sont déposées sur un revêtement en Lino. Ici également, la masse volumique et donc le diamètre aérodynamique des particules est différent de celui des particules utilisées lors des expériences CEPIA.

5 COUPLAGE ENTRE ECOULEMENTS D'AIR ET MODELE DE REMISE EN SUSPENSION

Après avoir déterminé les écoulements d'air sous la plaque mais également sous la chaussure (cf. chapitre 3), des expériences de remise en suspension ont été menées pour le cas de la chute d'une plaque dans une boîte à gants (cf. chapitre 4). Il s'agit dans cette partie de coupler écoulements d'air et modèle de remise en suspension dans un premier temps. Puis dans un second temps, de s'appuyer sur les résultats obtenus précédemment afin de valider les résultats de taux de remise en suspension issus des simulations numériques intégrant le modèle de remise en suspension.

5.1 Modélisation de la remise en suspension

5.1.1 Implémentation du modèle Rock'n'Roll dans le code ANSYS CFX

Afin de faciliter l'implémentation du modèle Rock'n'Roll dans le code ANSYS CFX, nous avons fait le choix de calculer le terme source q_{MeS}^m ($kg \cdot s^{-1} \cdot m^{-2}$) (quantité de particules issue du sol) qui dépend du taux de remise en suspension donné par le modèle Rock'n'Roll (cf. équation 2.3.3-4) :

$$q_{MeS}^m = T_{MeS} \cdot C_{surface}^m, \quad (5.1.1-1)$$

où T_{MeS} est le taux de remise en suspension des particules (s^{-1}) et $C_{surface}^m$ est la concentration surfacique en masse des particules ($kg \cdot m^{-2}$).

Le taux de remise en suspension moyen $\overline{T_{MeS}}$ est calculé pour chaque pas temps (Δt) et en chaque maille du domaine, de manière analogue au calcul de Choi et al (2012) :

$$\overline{T_{MeS}} = \frac{\int_0^{\Delta t} T_{MeS} \cdot dt}{\Delta t} = \frac{\int_0^{\infty} \varphi(f'_a) \cdot (1 - \exp[-p(f'_a) \cdot \Delta t]) \cdot df'_a}{\Delta t}, \quad (5.1.1-2)$$

Nous avons également tenu compte de l'évolution de la concentration de particules présentes au sol au cours du temps. Ainsi, la concentration surfacique en masse est donnée par la formule suivante :

$$C_{surface}^m(t + \Delta t) = C_{surface}^m(t) \cdot (1 - \overline{T_{MeS}} \cdot \Delta t), \quad (5.1.1-3)$$

Comme nous l'avons vu précédemment (cf. paragraphe 2.3.3.3), le modèle Rock'n'Roll a été développé pour un écoulement permanent. En effet, l'un de ses deux paramètres d'entrée, qu'est la vitesse de frottement, est considéré comme constant et n'est ni dépendant du temps ni de l'espace. Or, dans notre cas, il s'agit de déterminer cette vitesse de frottement en chaque point et de la faire varier au cours du temps et de lui associer une remise en suspension.

Afin de respecter cette hypothèse, nous avons considéré un pas de temps relativement faible. Nous avons également discrétisé de façon très fine l'espace proche de la paroi afin que la variation de la vitesse de frottement au cours de ce pas de temps soit très faible. De fait, la vitesse de frottement est donc calculée pour chaque maille en paroi et à chaque pas de temps (approche quasi-stationnaire).

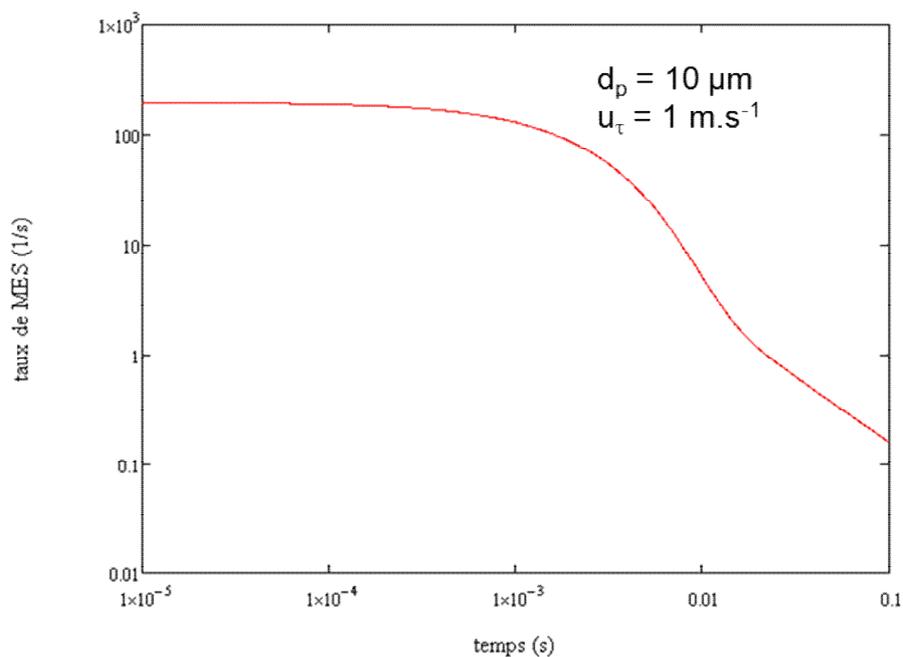


Figure 138 : Evolution du taux de remise en suspension en fonction du temps pour un diamètre de particules de 10 μm et une vitesse de frottement de 1 m.s^{-1}

Comme le montre la Figure 138, en prenant un pas de temps relativement faible ($\Delta t = 10^{-4}$ s), on calcule un taux moyen de remise en suspension $\overline{T_{\text{MeS}}}$ plus élevé que si on considère un pas de temps plus important.

On considère, par la suite, une concentration massique de particules C_{surface}^m , située dans la première maille. Ainsi, lors du déplacement de la plaque (ou de la chaussure), celle-ci va générer un écoulement d'air, et grâce au modèle de remise en suspension implémenté, les particules situées dans cette maille, susceptibles d'être mises en suspension, vont suivre l'écoulement et quitter leur position initiale. À la fin de la simulation, on peut alors remonter au taux de remise en suspension au cours du cycle de marche en comparant la masse remise en suspension par rapport à celle initialement déposée.

Une fois les particules mises en suspension, leur transfert est simulé en utilisant les modèles de transport et de dépôt développés par Nérison (2009) et implémentés dans le logiciel ANSYS CFX. Ces modèles reposent sur un formalisme eulérien simplifié (résolution d'une équation de transport de la concentration en particules, associée à un modèle de conditions aux limites pour traiter le dépôt en paroi).

5.1.2 Implémentation de la corrélation des forces d'adhésion

Comme présenté au paragraphe 2.3.3.3, le modèle Rock'n'Roll est basé sur une corrélation empirique (cf. équation (2.3.3-8)) déterminée à l'aide d'expériences réalisées avec des particules de silice en contact avec des surfaces en acier. Le couplage consiste donc à intégrer cette corrélation et plus précisément celle intégrant les caractéristiques des particules que l'on souhaite étudier (cf. paragraphe 4.1.3) en simulant le dépôt comme étant un dépôt mono-dispersé. Ainsi, dans chaque maille, on a déterminé les forces d'adhésion entre la particule et le sol. La remise en suspension des particules dépend de l'écoulement d'air et donc des forces aérauliques auxquelles elles sont soumises. Ainsi, une particule sera remise en suspension si et seulement si le moment des forces aérauliques est supérieur à celui des forces d'adhésion.

Les travaux de T. Gelain (2014) ont permis de mieux comprendre la manière de quantifier la quantité de particules mises en suspension. En effet, comme le montre la Figure 139, on peut y voir la distribution des forces d'adhésion donnée par la corrélation de Biasi *et al.* (2001) en vert. Sur ce même graphe, on trouve également la corrélation spécifique aux particules d'alumine en contact avec une surface en époxy en rouge ainsi que la corrélation pour les particules d'oxyde de cobalt en contact avec une surface en époxy en bleu (cf. paragraphe 4.1.3) obtenues par le biais de mesures AFM. Sur le graphe de la Figure 139, on trouve également la représentation de la constante de taux de remise en suspension qui dépend des forces aérauliques (cf. équation (2.3.3-6)).

La quantité de remise en suspension est l'aire d'intersection entre la corrélation des forces d'adhésion et celle de la constante de taux de remise en suspension. Comme on peut le voir sur la Figure 139, seule une vitesse de frottement de $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ peut mettre en suspension des particules. Sur cette même figure, on constate que l'aire d'intersection entre la corrélation d'alumine pour un diamètre de particule de $1 \mu\text{m}$ et la constante de taux de remise en suspension est nulle quelles que soient les vitesses de frottement considérées (dans le cas des vitesses présentées). Pour ce cas, il n'y a pas de remise en suspension de particules.

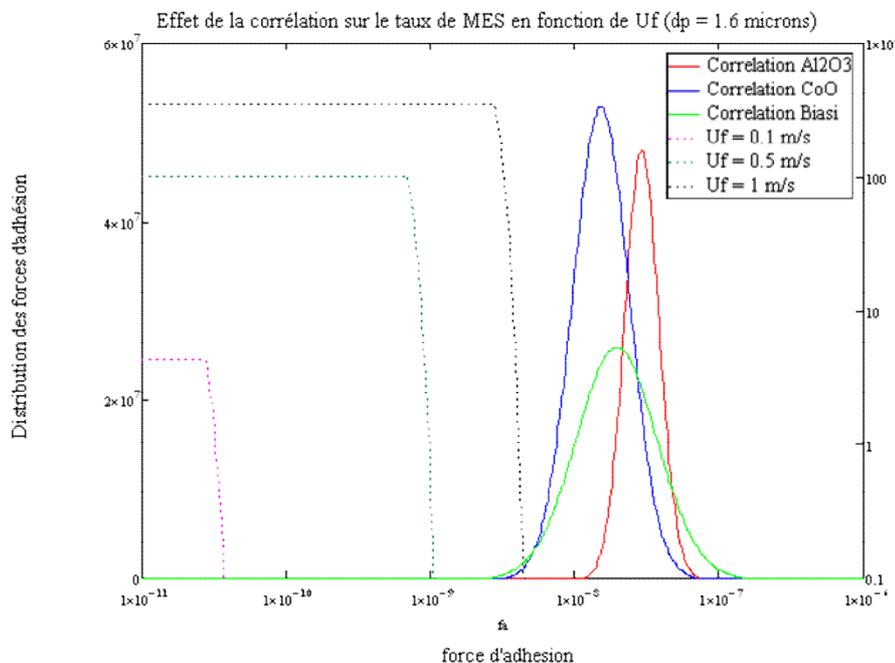


Figure 139 : Comparaison entre les forces d'adhésion et les forces aérauliques pour des particules de $1 \mu\text{m}$

Sur la Figure 140, on représente les mêmes corrélations que précédemment mais pour des particules de diamètre égal à 10 μm .

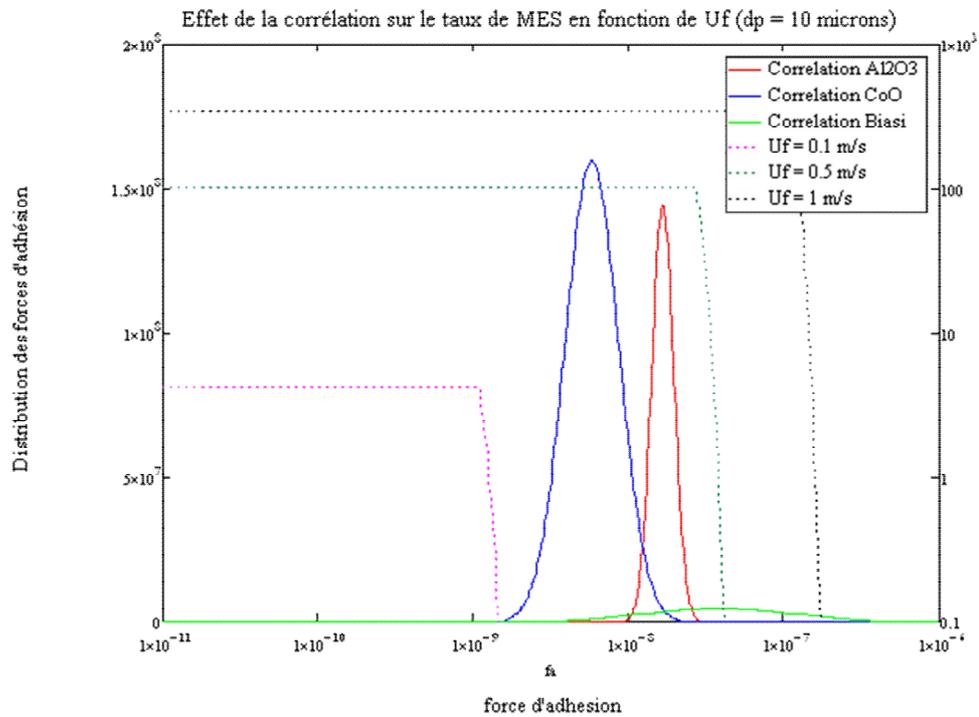


Figure 140 : Comparaison entre les forces d'adhésion et les forces aérauliques pour des particules de 10 μm

Sur la Figure 140, on constate que, pour les particules de diamètre égal à 10 μm , les forces moyennes sont plus faibles, et que donc, pour les mêmes vitesses de frottement, l'aire d'intersection entre les corrélations de forces d'adhésion et celles de la constante de taux de remise en suspension est plus importante. La quantité de particules remises en suspension est donc plus importante.

5.2 Validation du couplage par les expériences analytique en boîte à gants

Afin de s'assurer de la validité du modèle implémenté pour les calculs numériques, des simulations sont réalisées dans les mêmes conditions que celles du cas d'une plaque de plexiglass en chute sous son propre poids. Comme pour le cas expérimental, un suivi de la concentration des particules est réalisé en sortie de la boîte à gants, et un bilan de masse sur la boîte à gants permet de remonter au taux de remise en suspension pour chaque expérience.

5.2.1 Géométrie et conditions de calculs

La géométrie de la boîte à gant a été reproduite à l'identique. Le modèle de turbulence choisi est le modèle $k-\omega$ SST (option MF) (cf. paragraphe 3.2.2). Une étude de sensibilité au maillage a été faite et le maillage retenu est donné par la Figure 141 (b). Ce maillage comporte $1,5 \cdot 10^6$ mailles et est raffiné au niveau du sol.

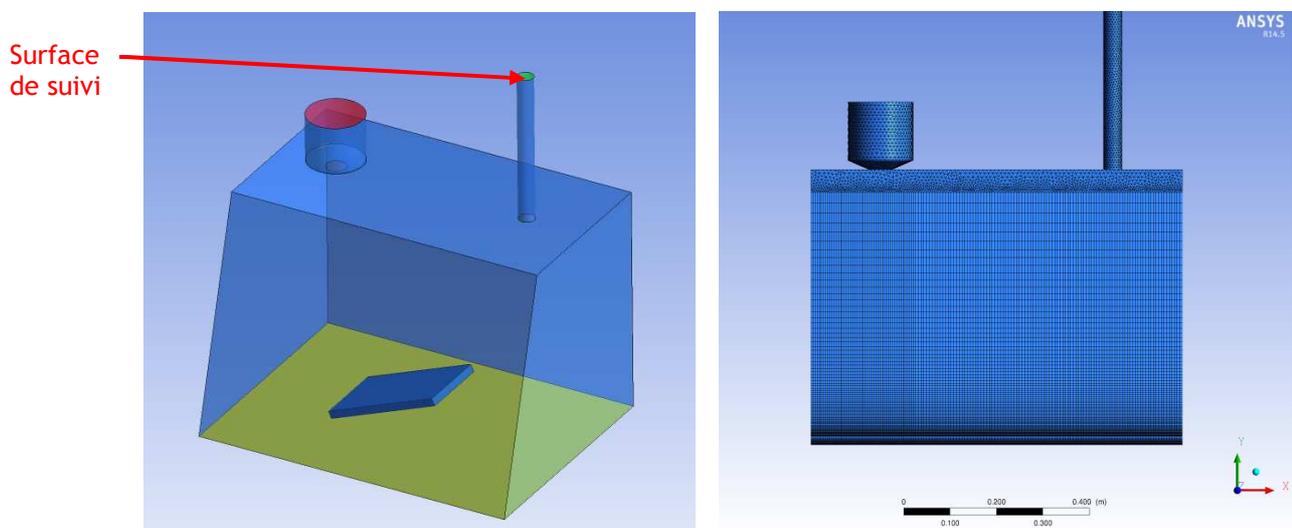


Figure 141 : (a) géométrie de la boîte à gants ; (b) maillage de la boîte à gant

Les conditions initiales des calculs sont les suivantes :

- angle initial : 30° ,
- surface de dispersion : $0,24 \times 0,4 \rightarrow \sim 0,1 \text{ m}^2$,
- taille de la plaque : $0,29 \times 0,18 \rightarrow \sim 0,05 \text{ m}^2$,
- masse déposée : $0,12 \text{ g} (\rightarrow 1,25 \text{ g/m}^2)$,
- chute de la plaque sous son propre poids,
- nature des particules : alumine,
- nature du sol : revêtement époxy (type 3).

Afin de s'assurer des vitesses de chute de la plaque, nous avons fait un calcul afin de remonter à l'accélération théorique. Ainsi, pour le cas de notre plaque, on a :

$$\omega = \frac{3}{2} \cdot \frac{L_{\text{plaque}} \cdot g}{L_{\text{plaque}}^2 + \frac{l_{\text{plaque}}^2}{4}} = 2600 \text{ } \cdot \text{s}^{-2},$$

où g est la constante de gravité, L_{plaque} est la longueur de la plaque et l_{plaque} sa largeur.

En partant, d'un angle de 30° , le temps de chute est alors de :

$$t_{\text{chute}} = \sqrt{\frac{2 \cdot \alpha_0}{\omega}} = 0,12 \text{ s.}$$

Cela correspond bien au temps de chute que l'on peut estimer à partir des vidéos réalisées lors des expériences dont la fréquence d'acquisition était de 40 Hz (5 images * 40Hz = 0,125 s).

5.2.2 Résultats des simulations numériques

Les simulations numériques permettent à la fois d'avoir un suivi de la concentration particulaire en sortie de la boîte à gants mais également d'accéder aux vitesses de frottement au niveau du sol. La Figure 142 présente le champ de vitesse de frottement à l'instant de l'impact entre la plaque et le sol.

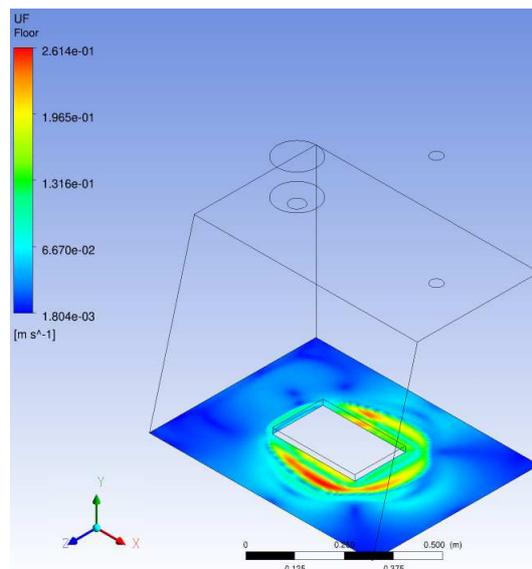


Figure 142 : Champ de vitesse de frottement à l'instant de l'impact entre la plaque et le sol

On remarque la présence d'une « onde » circulaire autour de la plaque et que les vitesses les plus importantes sont essentiellement présentes sur les côtés de la plaque.

Il faut noter toutefois que la simulation a été réalisée en deux étapes. Lors de la phase d'approche, la méthode solide « immergé » est utilisée. Avec cette méthode, les particules remises en suspension peuvent traverser la plaque et fausser les calculs de fraction de remise en suspension. C'est pourquoi, le calcul est interrompu dès l'instant de contact entre la plaque et le sol, et la plaque est remplacée par un solide rigide, évitant ainsi que les particules remises en suspension ne traversent la plaque.

Comme pour le cas des expériences dans la boîte à gants, un suivi de la concentration des particules a été fait au niveau de l'extraction lors des simulations numériques (cf. Figure 143).

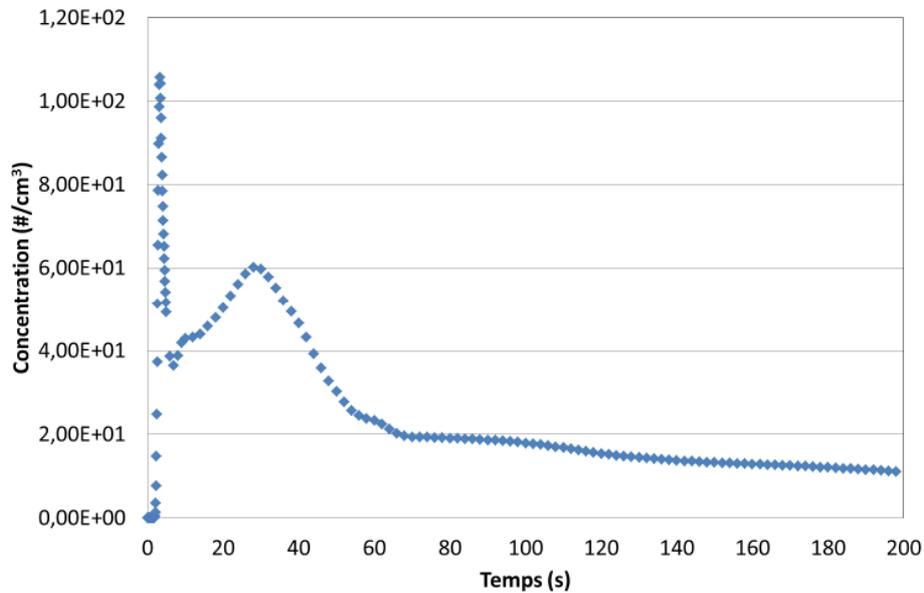


Figure 143 : Suivi de la concentration de particules en sortie de la boîte à gants par simulation CFX pour des particules d'alumine de $1,1 \mu\text{m}$

Comme on peut le voir, l'allure de la courbe obtenue par simulations numériques, est similaire à celles obtenues expérimentalement (cf. Figure 107). En effet, expérimentalement et numériquement, on observe une légère remontée de la concentration après le premier pic dû à la chute de la plaque. Cela s'explique par le fait que la boîte à gants n'est pas tout à fait symétrique (plan incliné d'un côté et plan vertical de l'autre).

Comme pour le cas des expériences, on calcule la fraction de remise en suspension pour la simulation numérique. Pour cette simulation, le diamètre considéré est de $1,1 \mu\text{m}$ et la fraction de remise en suspension obtenue est de $4,5 \cdot 10^{-3}$. Cette valeur est très proche des valeurs expérimentales (entre $4,72 \cdot 10^{-3}$ et $6,06 \cdot 10^{-3}$: expériences 1 à 4), ce qui valide l'approche numérique, en particulier l'utilisation du modèle Rock'n'Roll dans le cas d'une vitesse de frottement variable dans l'espace et dans le temps.

5.3 Modélisation de la remise en suspension pour le cas de la chaussure

Les écoulements sous la chaussure étant calculés et validés expérimentalement (par les mesures PIV), il est maintenant intéressant de suivre la cinétique de remise en suspension des particules et remonter à un taux de remise en suspension.

5.3.1 Résultats et comparaisons avec les études sur la marche

Afin de reproduire le plus fidèlement le cycle de la marche, nous avons lancé une simulation numérique incluant à la fois la phase d'approche et celle de soulèvement.

Nous nous sommes intéressés à la variation de la concentration surfacique au cours du cycle afin de pouvoir déterminer le taux de remise en suspension T_{MeS} .

5.3.1.1 Géométrie et conditions de calculs

Comme pour le calcul des vitesses de frottement (cf. paragraphe 3.1.3), l'angle initial de la chaussure est de 20° .

Toujours dans le but de rester fidèle au cycle de la marche, nous avons fait le choix d'utiliser une accélération angulaire d'approche $\omega^{\text{approche}} = 2000^\circ \cdot s^{-2}$ lors de la phase d'approche et une accélération angulaire $\omega^{\text{soulèvement}} = 3000^\circ \cdot s^{-2}$ lors de la phase de soulèvement.

Afin de réduire le temps de calcul, la phase d'attente (phase pendant laquelle la chaussure reste en contact avec le sol) a été prise égale à 0,1 s (au lieu de 0,4 s, d'après les analyses des vidéos de la marche).

Les caractéristiques du maillage utilisé sont données par le Tableau 39.

Tableau 39 : Caractéristiques du maillage utilisé pour la simulation de la chaussure

Maillage	Référence	Densité de mailles ($\#/m^3$)	Hauteur de la première maille (m)
Hexaédrique	d	$2,2 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^{-4}$

Dans le but de réduire les temps de calculs, nous avons utilisé un pas de temps (Δt) élevé lorsque la chaussure est « loin » du sol. En revanche, à l'approche du sol, nous avons réduit ce pas de temps (cf. Figure 144), afin de mieux capter le terme source et rester en adéquation avec les observations faites dans le paragraphe 5.1.1.

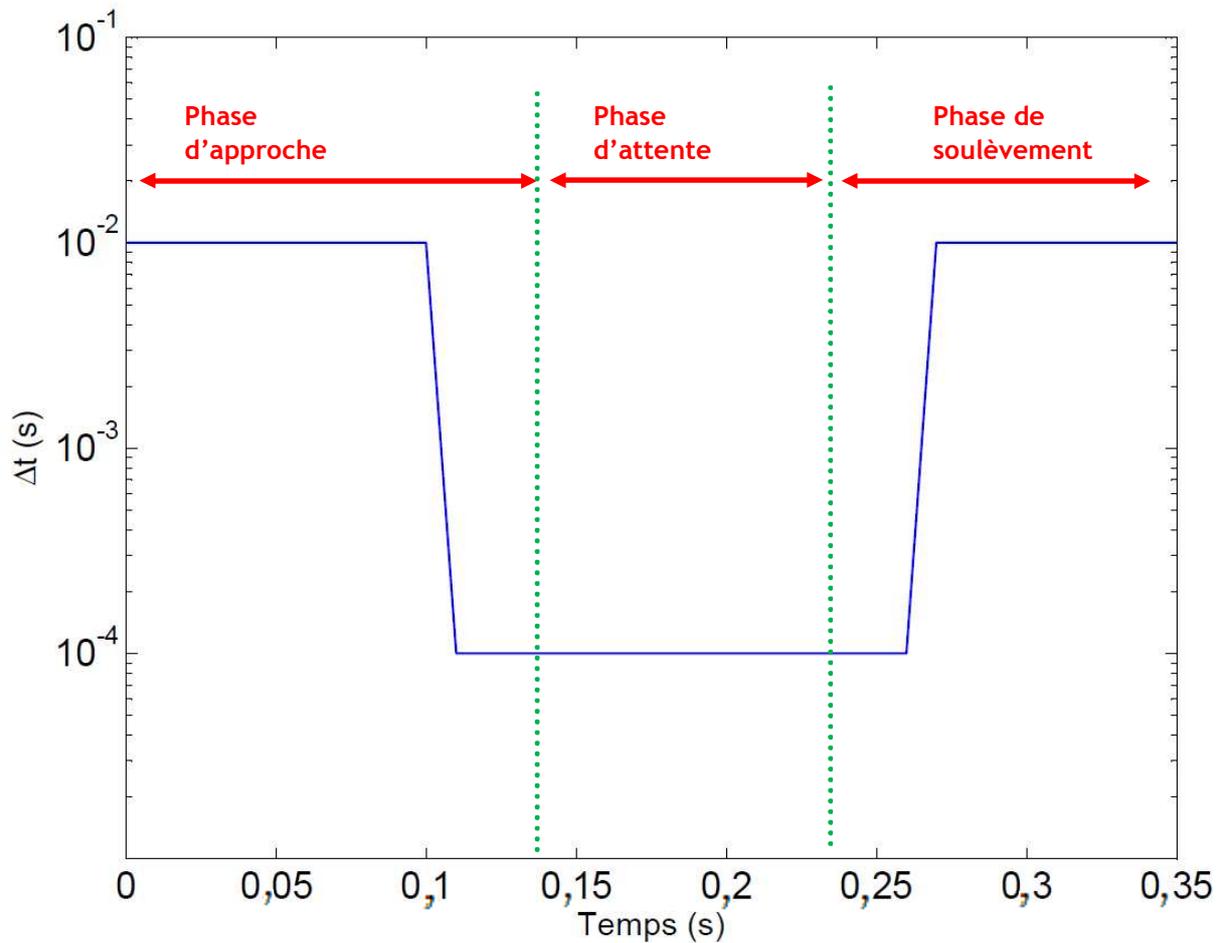


Figure 144 : Evolution du pas de temps au cours de la simulation pour le cas de la chaussure

En utilisant un pas de temps adapté aux différentes situations rencontrées lors du cycle de la marche, cela nous permet à la fois de réduire les temps des calculs mais également d'avoir une bonne résolution temporelle pour estimer de façon « correcte » le taux de remise en suspension influant directement sur le flux de particules (cf. équation (5.1.1-1)).

5.3.1.2 Exploitation des résultats

Une fois la simulation réalisée, nous avons pu tirer à la fois les champs de vitesse de frottement au niveau du sol et l'évolution des particules remises en suspension (cf. Figure 146) pour le cas de particules d'alumine de diamètre médian en nombre de 4,6 µm déposée sur une surface en époxy (type 3).

La Figure 145 retrace l'évolution du terme source (cf. équation (5.1.1-1)) en fonction du temps au cours d'un cycle de marche effectué par la chaussure. On constate que celui-ci est nul tout au long du cycle à l'exception de deux moments :

- contact total entre la chaussure et le sol,
- début du soulèvement de la chaussure.

On peut alors en déduire que tout au long du cycle de la marche, c'est bien uniquement aux moments du contact total entre la chaussure et le sol (présence de jet d'air) et du soulèvement de la chaussure (création d'une dépression sous la chaussure et donc d'un appel d'air) que la grande majorité des particules sont remises en suspension.

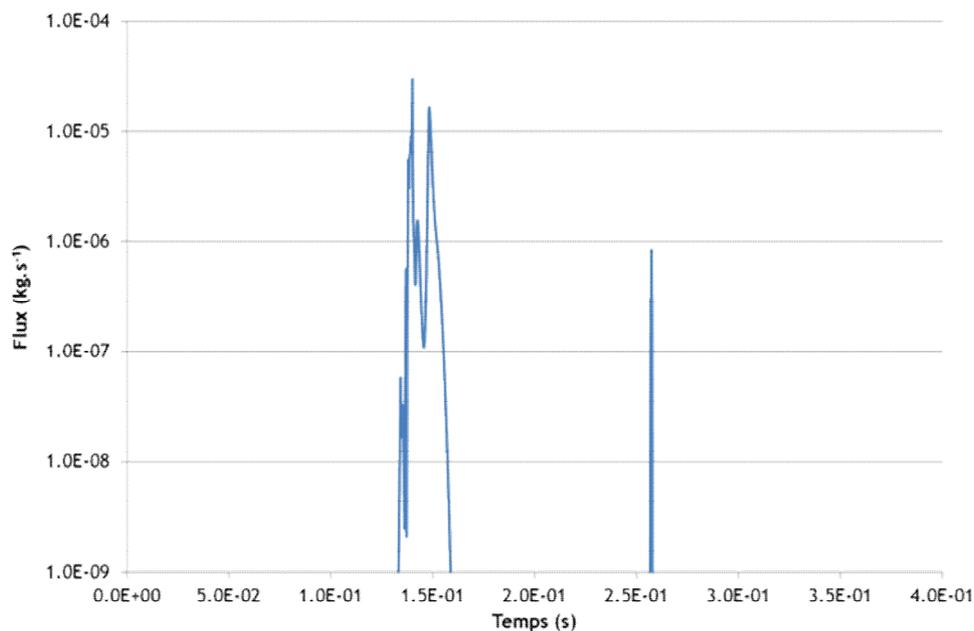


Figure 145 : Evolution du terme source au cours d'un cycle de marche

La Figure 145 montre que le terme source est essentiellement présent lors de la fin de la phase d'approche et au début du soulèvement de la chaussure. L'amplitude du terme source lors de la phase d'approche est beaucoup plus importante que celle lors de la phase de décollement. Cela vient confirmer les observations expérimentales faites lors des expériences dans la boîte à gants pour le cas du soulèvement (cf. Figure 136). De plus, cette figure confirme le choix de limiter la phase d'attente à 0,1 s : considérer une valeur de 0,4 s n'aurait pas conduit à davantage de remise en suspension.

En se basant sur le terme source (cf. Figure 145), on peut remonter à la fraction de remise en suspension T_{MeS} générée par le cycle de marche :

$$T_{MeS} = \frac{\int_0^{t_{max}} q_{MeS}^m \cdot dt \cdot 1}{C_{surface}^m \cdot S_c \cdot t_{max}}, \quad (5.3.1-1)$$

où t_{max} est le temps total du cycle.

Pour le cycle de marche étudié, le taux de remise en suspension obtenu pour des particules d'alumine de diamètre $4,6 \mu\text{m}$ sur une surface époxy (type 3) est de $3,2 \cdot 10^{-3} \text{s}^{-1}$.

Rappelons que les valeurs expérimentales du taux de remise en suspension pour des particules d'alumine de diamètre médian $3,3 \mu\text{m}$ (donc inférieur à $4,6 \mu\text{m}$) sont comprises entre $1,5 \cdot 10^{-2} \text{s}^{-1}$ et $3 \cdot 10^{-2} \text{s}^{-1}$ (expériences 5B à 7B). La valeur du taux de remise en suspension donnée par la simulation numérique est donc inférieure à celle des expériences menées dans le local CEPIA. Cela reste un premier résultat et nécessite qu'une analyse de sensibilité soit menée sur les différents paramètres influents sur la remise en suspension tels que la vitesse angulaire de la chaussure ou encore le pas de temps.

Nous nous sommes également intéressés à la remise en suspension (suivi du terme source) des particules au cours du cycle de la marche. Pour cela, nous avons suivi l'évolution d'une iso-surface de concentration de particules à différentes étapes du cycle (cf. Figure 146).

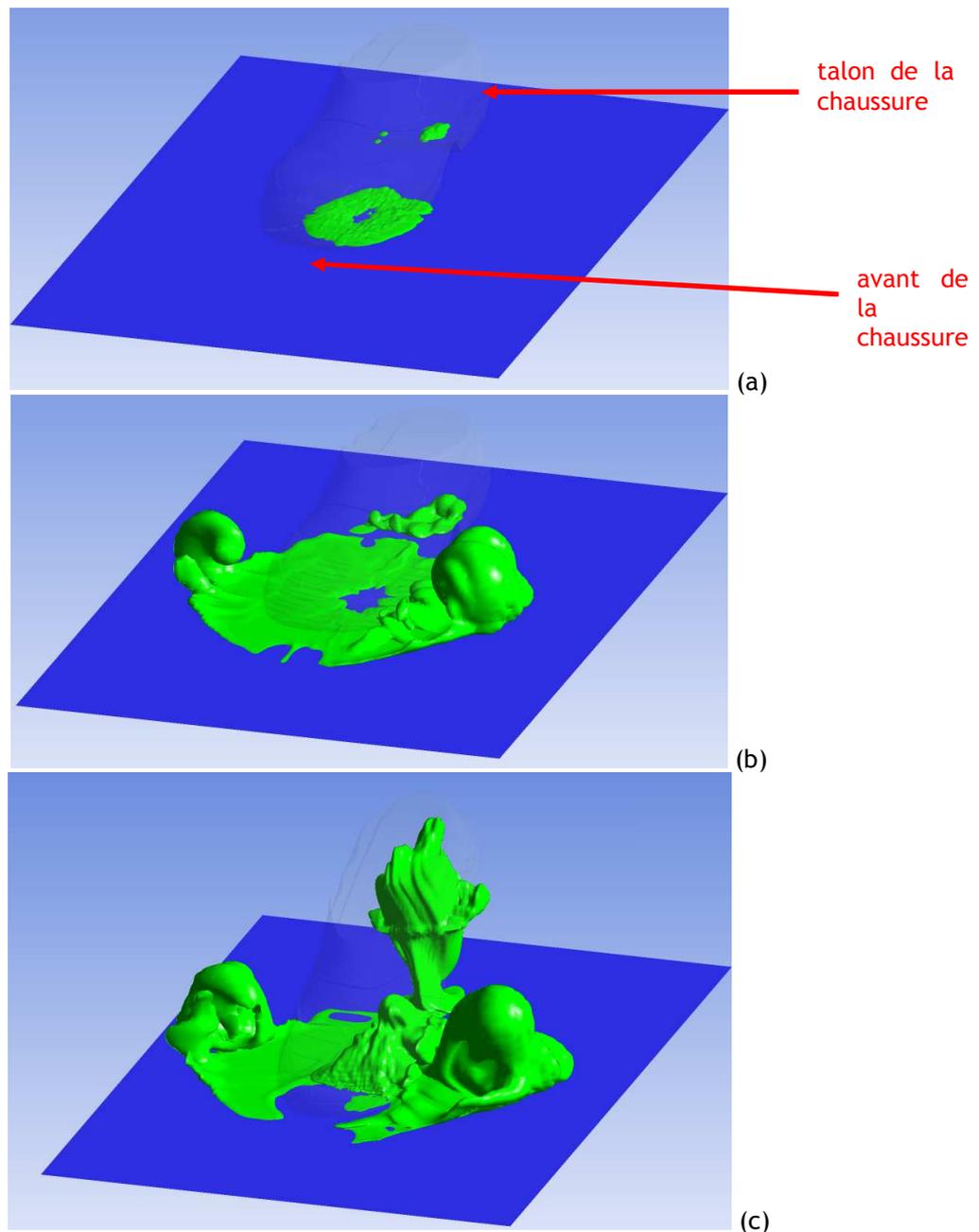


Figure 146 : Suivi de la remise en suspension des particules au cours du cycle de la marche (a) à l'instant du contact ; (b) à la fin de la phase d'attente (c) ; à la fin du soulèvement

La Figure 146 représente une iso-surface de concentration prise égale à $C_{vol} = 10^{-8} \text{ kg.m}^{-3}$ à chaque fin d'étape. La Figure 146_a montre que, malgré les vitesses de frottement élevées, les particules ne sont que faiblement remises en suspension à cet instant du cycle. En revanche, à la fin de la phase d'attente (cf. Figure 146_b), on constate la présence d'un panache de particules de part et d'autre de la chaussure. De plus, on remarque sur la Figure 146_b que le panache formé à droite de la chaussure est plus important que celui formé à gauche. Cette dissymétrie pourrait s'expliquer essentiellement par les rainures de la chaussure (cf. Figure 80_a) qui orientent l'air sous la chaussure vers le côté droit.

A la fin de la phase de soulèvement, ici prise pour un angle final de 30° , on constate que les particules sont remises en suspension via une colonne qui suit la trajectoire du talon. Dans le même temps, les panaches qui se sont formés latéralement à la chaussure poursuivent leur croissance tout en s'éloignant du périmètre immédiat de la chaussure.

5.3.2 Comparaison avec la littérature et conclusion

L'une des études les plus proches des travaux réalisés au cours de cette thèse est l'étude réalisée par Choi *et al.* (2012).

En effet, les simulations conduites par Choi *et al.* (2012) impliquent le mouvement d'un pied « nu » en contact avec le sol. Au niveau de la surface de contact, une certaine épaisseur de mailles contient la quantité de particules initialement déposées. Les vitesses de rotation varient entre $28^\circ.\text{s}^{-1}$ et $35^\circ.\text{s}^{-1}$. Les résultats de taux de remise en suspension T_{MeS} obtenus sont de 10^{-6} s^{-1} pour des particules de $5 \mu\text{m}$. L'un des résultats de ces simulations est le fait que les particules ne sont remises en suspension que lors de la phase de soulèvement du pied.

Dans le cadre de nos simulations, nous avons implémenté le mouvement d'une chaussure de sécurité avec une vitesse angulaire adaptée à chaque phase du cycle de la marche afin de rester en adéquation avec les observations faites lors de l'exploitation des vidéos de la marche.

Il en ressort, comme pour le cas des simulations réalisées par Choi *et al.* (2012), lors de la phase d'approche, qu'on observe peu de remise en suspension. Cela peut s'expliquer par le fait que malgré les vitesses de frottement élevées, il existe un temps de latence entre le mouvement de la chaussure et la remise en suspension des particules.

De plus, malgré la présence d'un jet d'air à l'avant de la chaussure, les particules sont essentiellement remises en suspension sur les côtés de la chaussure et non à l'avant. Ces simulations sont en accord avec les observations expérimentales de Kubota et Higuchi (2010), qui ont mis en évidence la remise en suspension latérale des particules lors de la phase d'approche de la chaussure. Ce phénomène est largement illustré par la Figure 146. Dans notre cas, on peut expliquer ce phénomène par les rainures de la chaussure qui sont orientées latéralement.

S'agissant des simulations réalisées dans le cadre de la présente étude, la valeur du taux de remise en suspension est de $3,2.10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Cette valeur reste beaucoup plus élevée (d'un facteur 100) que celle obtenue par les simulations de Choi *et al.* (2012). On peut expliquer cet écart par le fait que les vitesses angulaires sont plus importantes pour le cas de la chaussure de sécurité que pour le cas du pied « nu ».

6 CONCLUSION ET PERSPECTIVES

6.1 Conclusions

Ces travaux de thèse ont pour objectif de comprendre le phénomène de remise en suspension des aérosols due à la marche d'un opérateur et in fine de le modéliser pour le cas de la marche.

Afin de simuler le type de particules que l'on peut rencontrer dans des installations nucléaires, la réalisation des prélèvements de particules sur site est donc une étape indispensable. Les prélèvements qui ont été analysés sont ceux qui ne présentaient pas d'activité au-delà des seuils tolérés en sortie de zone contrôlée ; en conséquence, il est difficile de dire qu'ils sont représentatifs des poussières radioactives dans les bâtiments réacteurs. L'analyse de ces prélèvements a révélé que les poussières se présentaient sous différentes formes géométriques avec des tailles comprises entre 1 et 10 μm .

Après avoir précisé la gamme de taille des particules à étudier, nous nous sommes intéressés aux forces exercées sur une particule en contact avec le sol afin d'améliorer notre compréhension du mécanisme de remise en suspension. Pour cela, et dans le but de simplifier l'étude des forces d'adhésion, nous avons considéré le cas idéal d'une particule sphérique en contact avec une surface parfaitement plane. Dans ce cas de figure, les forces exercées sur la particule sont en premier lieu la force de van der Waals, les forces électrostatiques et la force de capillarité. Cette dernière n'est présente qu'en cas de présence d'un ménisque d'un liquide entre la particule et le sol (présent dans le cas d'une forte humidité relative). La gravité se trouve être négligeable devant les autres forces pour les tailles de particules considérées. Le modèle JKR considère également la force de van der Waals comme étant la force prédominante des forces d'adhésion et l'exprime en fonction du diamètre de la particule et de l'énergie de surface (gradeur plus facilement accessible).

Les forces à l'origine du détachement de la particule sont les forces aérauliques. Celles-ci sont composées de deux forces : la force de portance et la force de traînée. Il a été montré que la force de traînée est la force prédominante.

Nous avons également réalisé une étude bibliographique permettant de comparer les différents modèles de remise en suspension des particules. Il en ressort que le modèle Rock'n'Roll proposé par Reeks et Hall (2001) décrit le mieux le phénomène de remise en suspension et se base non pas sur le bilan des forces mais sur le moment des forces appliquées à la particule au contact du sol. Ainsi, la particule est remise en suspension lorsque le moment des forces aérauliques est supérieur au moment des forces d'adhésion. De fait, à travers la corrélation liant les forces d'adhésion au diamètre des particules (cf. Biasi *et al.* (2001)), ce modèle est plus proche de la réalité car il se base sur le fait que la particule n'est en général pas au contact d'une surface parfaitement plane, mais repose sur des aspérités. Les deux paramètres d'entrée de ce modèle sont la distribution des forces d'adhésion et la vitesse de frottement en paroi, liée aux écoulements d'air. Ce modèle ayant été à l'origine développé pour un écoulement permanent, notre stratégie a consisté à implémenter dans un code de calcul de simulation numérique (ANSYS CFX) une adaptation du modèle pour des écoulements transitoires.

Dans le cas de figure qui nous intéresse, les particules sont remises en suspension par l'écoulement de l'air généré par le déplacement de la chaussure. Une étude de la cinématique de la marche a été réalisée sur plusieurs individus. Le but de ces expériences est d'accéder à des valeurs de paramètres caractéristiques de la marche tels que l'angle d'attaque, la vitesse angulaire de pose ou encore la vitesse de soulèvement de la chaussure.

Un calcul analytique a permis de déterminer les vitesses d'écoulement d'air sous une plaque plane en approche. Plusieurs profils de vitesse en ont été tirés et ont servi comme référence pour la validation des simulations numériques.

Le modèle de remise en suspension choisi, Rock'n'Roll, nécessite de connaître les vitesses de frottement auxquelles sont soumises les particules. Des simulations numériques ont été conduites afin de pouvoir accéder aux champs de vitesses de frottement (sous la plaque et sous la chaussure) au cours du temps. Une étude de sensibilité a été réalisée afin d'optimiser les paramètres de calculs. Les simulations réalisées avec les paramètres optimaux de calculs aboutissent à des résultats qui concordent avec ceux du calcul analytique.

Afin de conforter cette concordance entre simulations numériques et calculs analytiques, des mesures expérimentales de vitesses d'air ont permis de donner une validation expérimentale à ces derniers. Pour cela, la technique de la PIV (*Particle Image Velocimetry*) a été utilisée. La vitesse angulaire moyenne ω est d'environ $200 \text{ }^\circ \cdot \text{s}^{-1}$ lorsque la plaque se pose sous son propre poids. La comparaison des simulations numériques et du calcul analytique aboutit à une même vitesse d'air sous la plaque, tant sur les profils que sur les ordres de grandeur. Lorsque l'on compare ces résultats avec les expériences PIV, mis à part en proche paroi où la résolution de cette méthode n'est pas fine car nécessite un matériel plus spécifique, les profils de vitesse d'air sont du même ordre de grandeur.

Une fois cette validation réalisée, nous avons pu lancer le même type de calcul numérique pour le cas de la chaussure. Cela permet de prendre en compte les rainures de la chaussure et d'obtenir des vitesses de frottement proches de celles que l'on pourrait observer au cours de la marche. Les conditions initiales de calcul ont été tirées des observations faites via les vidéos de la marche. Ainsi, les résultats obtenus ont permis d'avoir un ordre de grandeur des vitesses présentes sous la chaussure lors du cycle de la marche.

Par ailleurs, le modèle Rock'n'Roll nécessite comme second paramètre d'entrée, une connaissance des distributions des forces d'adhésion. Comme présenté par Biasi *et al.* (2001), le modèle Rock'n'Roll est basé sur une corrélation empirique reliant les distributions de forces d'adhésion au diamètre des particules. Etant donné la nature du sol utilisée et les particules étudiées lors de nos expériences, il est nécessaire d'adapter cette corrélation afin qu'elle corresponde au mieux aux types de particules que l'on utilise. Pour ce faire, des mesures de forces d'adhésion ont été réalisées par technique AFM (*Atomic Force Microscopy*). Cette technique permet d'accéder à la force d'adhésion entre la particule et le substrat tout en tenant compte de la rugosité du sol et de la particule. A cet égard, les observations au MEB (*Microscope Electronique à Balayage*) des particules d'alumine utilisées lors des expériences de remise en suspension ont montré que, mis à part les particules de faible diamètre, celles-ci se présentaient sous forme non sphérique (allongée) avec une rugosité de surface non nulle. Les mesures AFM ont montré que plus le diamètre augmente, plus la force d'adhésion de la particule diminue. Cela peut s'expliquer par le fait, qu'étant donné la rugosité des particules et celle de la surface de dépôt, la surface de contact des « grosses » particules avec cette même surface de dépôt est finalement inférieure à celle des particules dont le diamètre avoisine $1 \text{ } \mu\text{m}$. La même observation a été faite pour les particules d'oxyde de cobalt. Les corrélations ainsi obtenues ont été intégrées au modèle de mise en suspension.

Une fois que les paramètres d'entrée du modèle Rock'n'Roll ont été déterminés, des expériences ont été menées pour le cas simple de la chute d'une plaque en plexiglass dans une boîte à gants afin d'obtenir un premier ordre de grandeur de la fraction de remise en suspension qui est comparé à celui obtenu via les simulations numériques pour le cas de la plaque. Ces expériences consistent à mesurer en sortie de la boîte à gants la concentration des particules remises en suspension afin de remonter à la fraction remise en suspension suite à la chute de la plaque. Etant donné le caractère ponctuel et unique de la chute de plaque, le paramètre de mesure de la remise en suspension est la fraction de remise en suspension. Des mesures d'efficacité de prélèvement ont été réalisées et aboutissent à des résultats de plus de 80 % d'efficacité de prélèvement pour les particules d'alumine. Les fractions de remise en suspension mesurées expérimentalement sont d'environ $5,5 \cdot 10^{-3}$ pour un diamètre médian de particule de $1,1 \mu\text{m}$ dans le cadre de ces expériences. Ces résultats sont comparés par la suite aux valeurs obtenues par simulation numérique.

Dans le même temps, des expériences ont été conduites dans un local ventilé d'environ 30 m^3 afin de mesurer le taux de remise en suspension à une échelle proche de celle des locaux des bâtiments réacteurs et cela sur plusieurs cycles de marche. Comme pour les expériences menées dans la boîte à gants, les mesures d'efficacité de prélèvement réalisées aboutissent à des rendements d'au moins 92 % pour les particules dont le diamètre est inférieur à $5 \mu\text{m}$. Cette valeur chute à 72 % pour les particules dont le diamètre est de $10 \mu\text{m}$. Ce type d'expériences permet de déterminer les paramètres macroscopiques influant directement sur la remise en suspension des particules. Il a été constaté que la taille des particules est un des paramètres influents sur la remise en suspension. En effet, plus le diamètre augmente, plus les forces d'adhésion diminuent et plus le taux de remise en suspension des particules augmente. Il a également été constaté que plus la taille de la chaussure augmente, plus le taux de remise en suspension augmente. De même, plus la fréquence de pas augmente, plus le taux de remise en suspension augmente. Ces deux paramètres impliquent implicitement la même cause qui est la surface de contact entre la chaussure et le sol. En effet, plus celle-ci augmente, plus le taux de remise en suspension augmente.

Nous nous sommes également intéressés à l'influence de la nature des particules sur la remise en suspension. En effet, pour des particules de tailles relativement proches ($d_{50}^{\text{alumine}} = 3,3 \mu\text{m}$ et $d_{50}^{\text{CoO}} = 2,9 \mu\text{m}$), on observe que les taux de remise en suspension de l'oxyde de cobalt sont un ordre de grandeur plus faible que ceux de l'alumine. Or, lorsqu'on examine les distributions de forces d'adhésion de ces particules, on se rend compte que globalement les forces d'adhésion des particules d'oxyde de cobalt sont moins importantes, ce qui logiquement devrait conduire à des taux de remise en suspension plus importants pour les particules d'oxyde de cobalt. Les diamètres de particules étudiés étant relativement proches, ils ne peuvent expliquer l'écart sur les taux de remise en suspension surtout à la vue des forces d'adhésion. Ces taux de remise en suspension restent donc à expliquer.

Enfin, l'influence de la nature du sol a également été étudiée. En effet, des expériences de remise en suspension de particules d'alumine ont été réalisées sur du Lino (revêtement du local ventilé) et sur une surface époxy (revêtement représentatif des installations nucléaires d'EDF). En raison de la disparité des résultats, il est difficile de tirer une tendance nette. Néanmoins, au vu des mesures AFM, on s'attend à ce que le taux de remise en suspension sur le revêtement Lino soit supérieur à celui de l'époxy.

Enfin les taux de remise en suspension obtenus expérimentalement pour le cas de la marche sont de l'ordre de $3 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ pour des particules d'alumine de $1,1 \mu\text{m}$ sur un revêtement époxy. Cette valeur augmente aux alentours de $2 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$, pour des particules d'alumine de $3,3 \mu\text{m}$ dans les mêmes conditions. Concernant les particules d'oxyde de cobalt dans ces mêmes conditions, on trouve expérimentalement des valeurs de taux de remise en suspension de l'ordre de $6 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$.

Après une première étape d'implémentation du modèle de remise en suspension Rock'n'Roll dans le code de calcul ANSYS CFX, des simulations numériques, couplant écoulements et forces d'adhésion ont été réalisées pour le cas de la plaque en Plexiglas dans la boîte à gants, en chute sous son propre poids et mettant en suspension des particules d'alumine de $1,1 \mu\text{m}$ initialement déposées sur une surface époxy (type 3). Les valeurs de fraction de remise en suspension obtenues sont très proches de celles obtenues expérimentalement (de l'ordre de 10^{-3}), ce qui valide l'approche de modélisation adoptée.

Une première simulation numérique de remise en suspension liée à un cycle de marche d'une chaussure a également été réalisée, pour le cas de particules d'alumine de $4,6 \mu\text{m}$ sur une surface époxy. Le taux moyen de remise en suspension issu de cette simulation est de $3 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Même si cette valeur est inférieure à celle issue d'expériences menées dans le local CEPIA pour des particules de diamètre médian $3,3 \mu\text{m}$ (de l'ordre de 10^{-2} s^{-1}), ce premier résultat s'avère très prometteur car il est du même ordre de grandeur que les valeurs expérimentales. Une analyse de sensibilité plus poussée (à la vitesse angulaire de la chaussure, à son positionnement lors du contact avec le sol, au pas de temps...) permettrait d'affiner les résultats obtenus.

6.2 Perspectives

Les résultats obtenus à travers ces travaux apportent des éclairages sur différentes questions telles que l'accès aux champs de vitesses de frottement sous une chaussure et par conséquent à la part des particules qui sont remises en suspension suite à la marche. Ainsi, ces nouvelles avancées ouvrent le champ à de nouvelles questions auxquelles il serait intéressant de répondre et qui n'ont malheureusement pas pu être traitées dans le cadre de cette thèse.

Tout d'abord, les résultats de base de ces travaux sont les caractéristiques de la cinématique de la marche observées chez un groupe de personnes hétérogène d'un point de vue taille et poids. Afin d'affiner les critères retenus de l'exploitation de la marche, il serait intéressant d'étendre le nombre d'individus de cette cohorte, de façon à prendre en compte un échantillon plus représentatif de la population des travailleurs. Les résultats obtenus au cours de cette thèse correspondent aux conditions de marche d'un individu sur un tapis roulant. Cela est donc représentatif d'une marche à une vitesse donnée. Des expériences complémentaires, conduites au sein d'un bâtiment réacteur, permettraient de quantifier les incertitudes sur ces résultats et de prendre en compte les différents types de déplacements, telle que la marche mais également des phases de piétinements.

L'étude sur les écoulements d'air a été éprouvée pour le cas de la plaque plane. Cela a permis de valider analytiquement et expérimentalement (PIV) les simulations numériques réalisées pour accéder aux vitesses d'air sous la plaque. Cette validation nous a permis d'utiliser l'outil numérique pour accéder aux vitesses de frottement d'une chaussure 3D réaliste au cours du temps. Une des premières études à faire est l'étude de la sensibilité des résultats à des variations de vitesse angulaire.

Lors des simulations numériques réalisées, un seul type et une seule taille de chaussure ont été utilisés. Ainsi, comme le montrent les calculs analytiques, la taille joue sensiblement sur la vitesse d'air maximale observée au moment du contact entre la chaussure et le sol. Accéder à une corrélation liant le champ des vitesses de frottement à la taille de la chaussure permettrait de confirmer les conclusions tirées lors des expériences de remise en suspension dans le local CEPIA. De plus, il pourrait être intéressant d'étudier l'impact du dessin de rainure de la chaussure et, le cas échéant, de l'optimiser de manière à minimiser l'étendue et l'amplitude des vitesses de frottement sous et autour de la chaussure.

Des simulations numériques ont également été faites pour le cas de la chaussure où seul le cycle d'une chaussure a été étudié. Une des premières pistes de poursuite de cette étude est de simuler le cycle de marche en prenant en compte, lors de la phase d'attente (phase où le pied au sol est sans aucun mouvement tant que l'autre pied n'a pas entamé sa phase d'approche), le passage du second pied et son influence sur le comportement des particules mises en suspension via les écoulements que peut générer son passage. De plus, si les moyens de calculs le permettent, il serait intéressant de modéliser le local CEPIA (30 m³) dans sa totalité en tenant compte des bouches d'extraction et de soufflage. La difficulté d'une telle simulation consiste à allier une taille de local si importante avec un maillage suffisamment raffiné pour prendre en compte les phénomènes qui ont lieu au niveau du sol.

Les expériences analytiques sur la remise en suspension réalisées en boîte à gants ont permis une validation du couplage entre écoulement et modèle de remise en suspension pour le cas de la plaque en Plexiglas. L'étude de la remise en suspension pour le cas d'une chaussure en phase de pose serait un complément intéressant. Cette étude permettrait à la fois de valider les simulations intégrant le modèle de remise en suspension et dans la mesure du possible, de révéler le dessin de rainures optimal. Pour cela, il est impératif de contrôler la vitesse de déplacement de la chaussure. Cela améliorera considérablement la répétabilité des expériences et permettra également d'étudier analytiquement la part de la remise en suspension lors de la phase de soulèvement.

Les expériences réalisées dans le local CEPIA, notamment sur le revêtement époxy, ont été conduites avec un passage unique sur des particules nouvellement déposées. Il serait intéressant de mettre en place une expérience permettant de déterminer l'influence d'un second, voire d'un troisième passage sur un même dépôt de particules.

Durant ces travaux de thèse, il n'a pas été possible de prendre en compte le vieillissement du revêtement. En effet, le vieillissement d'un revêtement a une influence sur les caractéristiques de ce dernier et donc sur les paramètres tels que la rugosité de surface ou éventuellement l'énergie de surface. En effet, l'énergie de surface d'un revêtement peut être modifiée au cours du temps si les couches supérieures de celui-ci sont érodées, mettant à jour une autre nature de matériau et donc une autre énergie de surface. L'énergie de surface peut également être modifiée par la simple présence de résidus de produits de nettoyage qui peuvent modifier la nature chimique du revêtement et par conséquent son énergie de surface.

Dans un cadre plus général, la conduite des différentes expériences a été réalisée avec différentes poudres qui sont toutes poly-dispersées. Les fractions, taux ou facteurs de remise en suspension qui en résultent sont, de fait, ceux de l'ensemble des particules présentes. Or, pour des raisons de simplification, ces facteurs ou taux de remise en suspension sont attribués à un diamètre unique caractéristique de ces poudres poly-dispersées. Afin de s'affranchir de ce type d'approximation, il est nécessaire de conduire ces expériences avec des poudres mono-dispersées. Cela facilitera la confrontation aux résultats obtenus par simulations numériques.

Enfin, le modèle actuel s'intéresse exclusivement à la remise en suspension des particules, c'est-à-dire, à la rupture du contact particule/sol. L'intégration des effets thermiques et de la convection des particules permettraient de déterminer avec plus de précision les particules atteignant réellement les voies respiratoires.

REFERENCES

- Acheson D.J. (1990). Elementary Fluid Dynamics. *Jesus College*, Oxford, page 254
- Alloul-Marmor L. (2002). Réentraînement par écoulement d'air d'une contamination particulaire déposée sur une surface - Application au cas d'un "tas" de poudre. Rapport IRSN -2002/28- FR, Thèse de l'Université Paris XIII
- Biasi L., de los Reyes A., Reeks M.W. and de Santi G.F. (2001). Use of a simple model for interpretation of experimental data on particle resuspension in turbulent flows. *Journal of Aerosol Science*, **32**, 1175-1200
- Boulaud D., Gerasimo P., Martin G., Martinot L., Nourreddine A., and Sens J.C. (2003). *Evaluation du facteur de mise en suspension de contamination dans les installations nucléaires*. Radioprotection, **38** (4), 493-508
- Braaten D.A. (1994). Wind tunnel experiments of large particle réentraînement-depositon and development of large scaling parameters. *Aerosol Science and Technology*, **21**, 157-169
- Burnskill R.T. (1964). *The relationship between surface and airborne contamination*. Surface contamination, Proceeding of the Symposium held at Galtinburg, Tenesee, 93-105
- Carpick R.W., Ogletree D.F. and Salmeron M. (1999). A general equation for fitting contact area and friction vs load measurements. *Journal of Colloid and Interface Science*, **211**, 395-400
- Cham R. and Redfern M.S. (2002). Changes in gait when anticipating slippery floors. *Gait and Posture*, **15**, 159-171
- Choi J.-I., Edwards J.R., Rosati J.A. et Eisner A.D. (2012). Large eddy simulation of particle resuspension during a footstep. *Aerosol Science and Technology*, **46**, 767-780
- Chung E., Kweon H., Yiacoumi S., Lee I., Joy D.C., Palumbo A.V. and Tsouris C. (2010). Adhesion of spores *Bacillus huringiensis* on a planar surface. *Environmental Science and Technology*, **44**, 209-296
- Cleaver J.W. and Yates B. (1973). Mechanism of detachment of colloidal particles from a flat substrate in a turbulent flow. *Journal of Colloid and Interface Science*, **44**, 464-474
- Comolet R. (1994). Mécanique expérimentale des fluides. Tome II : Dynamiques des fluides réels, turbomachines. 4^{ème} édition MASSON.
- Corn M. (1961). The Adhesion of Solid Particles to Solid Surfaces II. *Journal of the Air Pollution Control Association*, **11**, 566-584
- Derjaguin B.V., Muller V.M. and Toporov YU. P. (1975). Effect of contact deformation on the adhesion of particles. *Journal of Colloid and Interface Science*, **53**, 314-326
- Eisner A.D., Rosati J., Wiener R. (2010). Experimental and theoretical investigation of particle-laden airflow under a prosthetic mechanical foot in motion, *Building and Environment*, **45**, 878-886
- Feuillebois F. (2012). *Écoulement d'air instationnaire lors de la mise en suspension de particules radioactives*. Communication personnelle.
- Feuillebois F. (2012). *Vitesse en un point de l'écoulement, lors de la fermeture ou de l'ouverture du dièdre*. Communication personnelle.
- Feuillebois F. (2013). *Profil d'écoulement entre les deux plans, lors de la fermeture ou de l'ouverture d'un dièdre*. Communication personnelle.
- Fromentin A. (1989). Particle resuspension from a multi-layer deposit by turbulent flow. *Thèse de doctorat*. Paul Scherrer Institut. PSI-Bericht.
- Gélain T. (2014). Validation de l'implémentation du modèle de mise en suspension Rock'n'Roll dans le code ANSYS CFX. Rapport IRSN, PSN-RES/SCA/2014-53.
- Gomes C., Freihaut J. and Bahnfleth W. (2007). Resuspension of allergen-containing particles under mechanical and aerodynamic disturbances from human walking. *Atmospheric Environment*, **41**, 5257-5270

- Guingo M. (2008). Modélisation stochastique du dépôt et du réentraînement de particules dans un écoulement turbulent. Thèse de l'université de Nancy
- Guingo M. and Minier J.-P. (2008). A new model for the simulation of particle resuspension by turbulent flows based on a stochastic description of wall roughness and adhesion forces. *Journal of Aerosol Science*, **39**,957-973
- Hall D. (1988). Measurements of the mean lift force on a particle near a boundary layer in turbulent flow. *Journal of Fluid Mechanics*, **25**, 789-792
- Hantañòn E., de los Reyes A. and Capitão J.A. (2000). The CAESAR code for aerosol resuspension in turbulent pipe flows. Assessment against the storm experiments. *Journal of Aerosol Science*, **31**, 1061-1076
- Hinds C.W. (1999). *Aerosol Technology. Properties, Behavior and Measurement of Airborne Particles*. Second Edition. John Wiley & sons, Inc.
- Ibrahim A.H., Dunn P.F. and Brach R.M. (2004). Microparticle detachment from surfaces exposed to turbulent air flow: Effects of flow and particle deposition characteristics. *Journal of Aerosol Science*, **35**, 805-821
- Israelachvili J. (1992). *Intermolecular and Surface Forces*, 2nd ed. Academic Press, London
- Israelachvili J.N., and Tabor D. (1972). The measurement of van der Waals dispersion forces in the range 1.5 to 130 nm. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, **331**, 19-38
- Johnson K.L., Kendall K. and Roberts A.D. (1971). Surface energy and contact of elastic solids. *Proceedings of the Royal Society A* **324**, 301-313
- Jones and Pond (1964). *Proceedings of a Symposium held at Gatlinburg Tennessee*, 83-92
- Kaarlson E., Berglund T., Strömqvist M., Nordstrand M. and Fängmark I. (1999). The effect of resuspension caused by human activities on the indoor concentration of biological aerosols. *Journal of Aerosol Science*, **30**, S737-S738
- Khalifa H.E. and Elhadidi B. (2007). Particle levitation due to a uniformly descending flat object. *Aerosol Science and Technology*, **41**, 33-42
- Kubota Y. and Higuchi H. (2013). Aerodynamic Particle Resuspension Due to Human Foot and Model Foot Motions. *Aerosol Science and Technology*, **47**, 208-217,
- Kubota Y., Hall J.W. and Higuchi H. (2007). An experimental investigation of the flow field and dust resuspension due to idealized human walking: disk model. *Proceedings of the ASME FEDSM 2007*, 1-6
- Leighton D. and Acrivos A. (1985). The lift on a small sphere touching a plane in the presence of a simple shear flow. *Journal of Applied Mathematics and Physics*, **36**, 174-178
- Li A. et Ahmadi G. (1993) Aerosol particle deposition with electrostatic attraction in a turbulent channel flow. *Journal of colloid and interface science*, **158**, 476-482
- Mädler L. and Koch W. (1997). Particle resuspension from surfaces by impacting objects. *Journal of Aerosol Science*, **28**,suppl. 1, S85-S86
- Matsusaka S. and Masuda H. (1996). Particle reentrainment from a fine powder layer in turbulent air flow. *Aerosol Science and Technology*, **24**, 69-84
- Maugis D. (1991). Adhesion of spheres: JKR-DMT transition using a Dugdale model. *Journal of Colloid and Interface Science*, **150**, 243-269
- Moffatt H.K. and Duffy B.R. (1980). Local similarity solutions and their limitations. *The Journal of Fluid Mechanics*, **96**, part2, 299-313
- Mukai C., Siegel J.A. and Novoselac A. (2009). Impact of airflow characteristics on Particle resuspension from indoor surfaces. *Aerosol Science and Technology*, **43**, 1022-1032
- Nérisson P. (2009). Modélisation du transfert des aérosols dans local ventilé. Thèse de l'Institut National Polytechnique de Toulouse
- Nuclear Regulatory Commission, (2002). *Re-evaluation of the Indoor Resuspension Factor for the Screening Analysis of the Building Occupancy Scenario for NRC's License Termination Rule*. NUREG-1720
- O'Neil M.E. (1968), *Chemical Engineering Science*, **23**, 1293
- Oberoi R.C., Choi J.-I., Edwards J.R., Rosati J.A., Thornburg J. and Rodes C.E. (2010). Human-Induced particle re-suspension in a room. *Aerosol Science and Technology*, **44**, 216-229

- Pecault I. T., Gensdarmes F., Basso G. and Sommer F. (2012). Performance assessment of probes dedicated to the monitoring of surface particle contamination. *Particle and Particle Systems Characterization* **29**, 156-166
- Qian J. and Ferro A. (2008). Resuspension of dust particles in a chamber and associated environmental factors. *Aerosol Science and Technology*, **42**, 566-578
- Reeks M.W. and Hall D. (2001). Kinetic models for particle resuspension in turbulent flows: theory and measurement. *Journal of Aerosol Science*, **32**, 1-31
- Reeks M.W., Reed J. and Hall D. (1988). On the resuspension of small particles by a turbulent flow. *Journal of Physics D: Applied Physics*, **31**, 574-589
- Ricciardi L., Mana Z., Soares S. and Laugier L. (2012). *Caractérisation de l'efficacité de la ventilation dans d'une pièce grâce à une étude numérique et expérimentale*, Ventilation 2012
- Ricciardi L., Soares S., Laugier F. et Benac C. (2009). *Méthode d'évaluation de la fonction surveillance assignée à la ventilation dans une installation à risques industriels*
- Rosati J.A., Thornburg J. and Rodes C.E. (2008). Resuspension of particulate matter from carpet due to human activity. *Aerosol Science and Technology*, **42**, 472-482
- Saffman P.G. (1965). The lift on a small sphere in a slow shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, **22**, 358-400
- Sehmel G.A. (1980). *Particle resuspension : a review*. Environment International, vol. **4**, 107-127
- Soltani M. and Ahmadi G. (1994). On particle adhesion and removal mechanisms in turbulent flows. *Journal of Adhesion Science and Technology*, **8**, 763-785
- Stempniewicz M.M., Komen E.M.J. and de With A. (2008). Model of particle resuspension in turbulent flows. *Nuclear Engineering and Design*, **238**, 2943-2959
- Tabor D. (1977). Surface forces and surface interactions. *Journal of Colloid and Interface Science*, vol. **58**, No.1, 2-13
- Tabor D. (1980). *Journal of Colloid and Interface Science*, **73**, 294
- Tabor D., and Winterton R. H. S. (1969). The direct measurement of normal and retarded van der Waals forces. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, **312**, 435-450
- Taheri M. and Bragg G.M. (1992). A study of particle resuspension in a turbulent flow using a Preston tube. *Aerosol Science and Technology*, **16**, 15-20
- Thatcher T.L. and Layton D.W. (1995). Deposition, resuspension and penetration of particles within a residence. *Atmospheric Environment*, **29**, 1487-1497
- Tsai C.-J., Pui D.Y.H. and Liu B.Y.H. (1991). Elastic flattening and particle adhesion, *Aerosol Science and Technology*, **15**, 239-255
- Vainshtein P., Ziskind G., Fichman M. and Gutfinger C. (1997). Kinetic model of particle resuspension by drag force. *Physical Review Letters*, **78**, No 3, 551-554
- Van Dayke M. (1975). *Perturbation methods in fluid mechanics*. The Parabolic Press, Stanford, California, 2nd edition.
- Walker M.E., McFarlane J., Glasgow D.C., Chung E., Taboada-Serrano P., Yiacoumi S. and Tsouris C. (2010). Influence of radioactivity on surface interaction forces. *Journal of Colloid and Interface Science*, **350**, 595-598
- Wen H.Y. and Kasper G. (1989). On the kinetics of particle reentrainment from surfaces. *Journal of Aerosol Science*, **20**, 483-498
- Zhang F. (2011). The modelling of particle resuspension in a turbulent boundary layer. Thèse de l'école centrale de Lyon
- Zhang X., Ahmadi G., Qian J. and Ferro A. (2008). Particle detachment, resuspension and transport due to human walking in indoor environments. *Journal of Adhesion Science and Technology*, **22**, 591-621
- Zimon A.D. (1982). *Adhesion of dust and powder*. Consultants Bureau, New York. Second Edition
- Ziskind G., Fichman M. and Gutfinger C. (1995). Resuspension of particulates from surfaces to turbulent flows - Review and analysis. *Journal of Aerosol and Science*, **26**, 613-644

ANNEXES

Annexe 1 : Images PIV de Kubota *et al.* (2007)

Annexe 2 : Dispositif expérimental de Qian et Ferro (2008)

Annexe 3 : Images des particules utilisées pour les mesures AFM

Annexe 4 : Validation expérimentale de l'extraction de la boîte à gants

Annexe 5 : Distribution de forces d'adhésion d'une particule d'alumine sur une surface Lino

Annexe 6 : Utilisation du code de calcul ANSYS CFX

Annexe 7 : Certificat d'étalonnage du GRIMM

ANNEXE 1

IMAGES PIV DE KUBOTA ET AL. (2007)

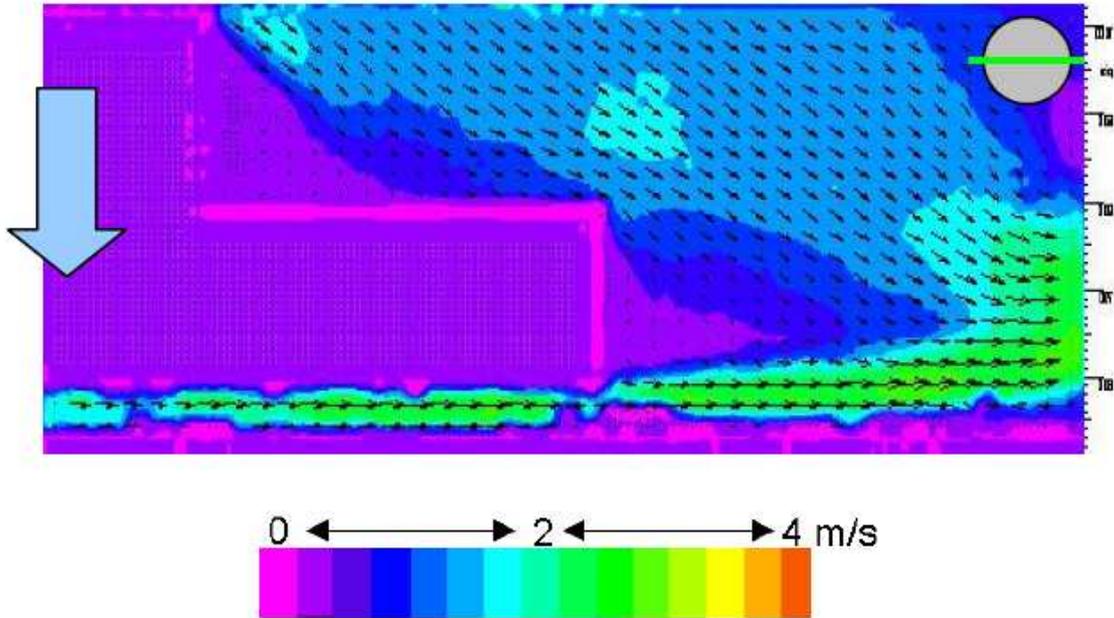


Figure 147 : Image PIV du disque en phase d'approche avec $h/D = 0,006$ à $t = 2,07$ s, Kubota *et al.* (2007)

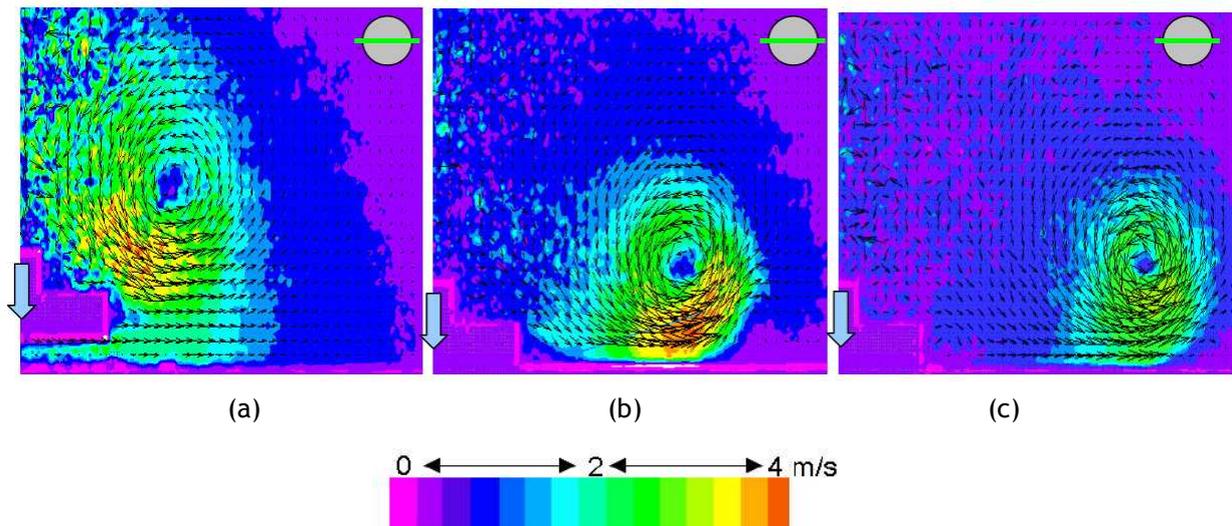


Figure 148 : Image PIV lors de la phase d'approche pour $h/D = 0,052$ à $t = 3,52$ s (a) et $h/D = 0,0007$ pour $t = 4,31$ s (b) et $t = 4,92$ s (c), Kubota *et al.* (2007)

ANNEXE 2

DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE QIAN ET FERRO (2008)



Figure 149 : Photo d'un opérateur dans le local expérimental de Qian et Ferro (2008)

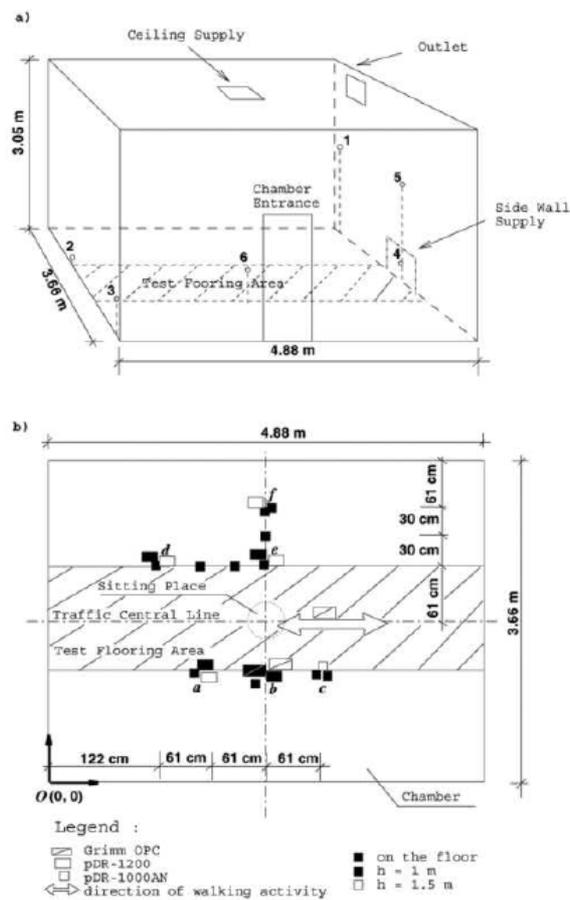
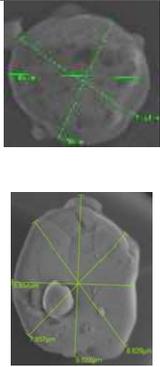
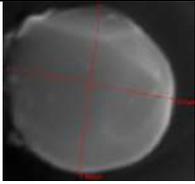
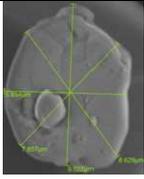
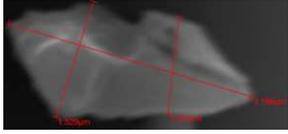
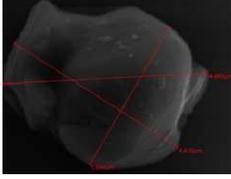
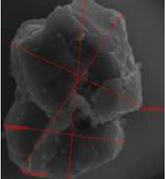
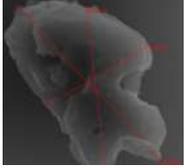
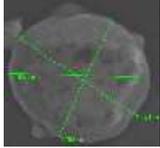
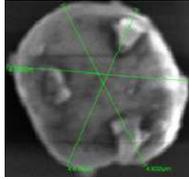
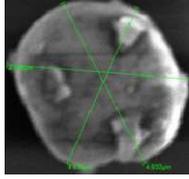
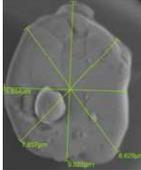
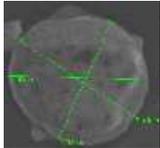
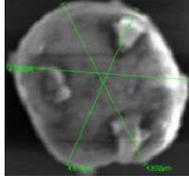
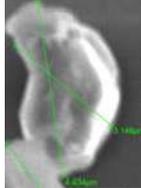


Figure 150 : Schéma du local expérimental de Qian et Ferro (2008)

ANNEXE 3

IMAGES DES PARTICULES UTILISEES POUR L'AFM

Expériences	Références pointes	configuration	d_p théorique (μm)	d_p réel (μm)	image
1	Boîte1- pointe2 Boîte1- pointe1	Al_2O_3 / verre	5	7 7,8	
2	Boîte2- pointe1	Al_2O_3 / époxy (type 3)	1	1,9	
3	Boîte1- pointe1	Al_2O_3 / époxy (type 3)	5	7,8	
4	Boîte2- pointe3	Al_2O_3 / époxy (type 3)	10	Non disponible	Non disponible
5	Boîte2- pointe5	CoO/ époxy (type 3)	1	1,5	
6	Boîte2- pointe7	CoO/ époxy (type 3)	5	4,6	
7	Boîte2- pointe9	CoO/ époxy (type 3)	10	10,7	

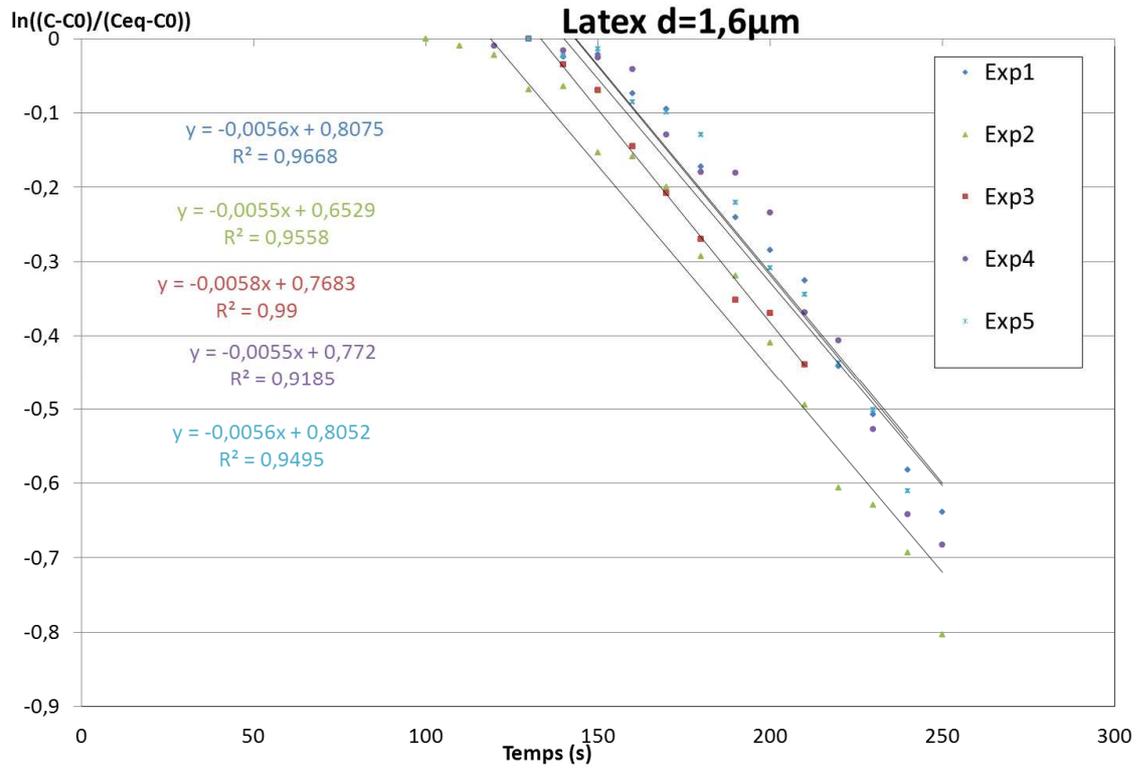
8	Boîte2- pointe8	CoO/ époxy (type 3)	5	5,2	
10	Boîte1- pointe2	Al ₂ O ₃ /époxy (type 2)	5	7	
	Boîte1- pointe4			4,9	
11	Boîte1- pointe4	Al ₂ O ₃ / époxy (type 1)	5	4,9	
12	Boîte1- pointe1	Al ₂ O ₃ / Lino	5	7,8	
	Boîte1- pointe2			7	
13	Boîte1- pointe4	Al ₂ O ₃ / époxy (type 3)	5	4,9	
14	Boîte1- pointe5	Al ₂ O ₃ / époxy (type 3)	5	4,4	

Les différentes valeurs de diamètre listées dans ce tableau sont des diamètres surface projetée. Afin d'obtenir ces valeurs, nous avons réalisé une analyse d'image permettant de délimiter le contour de chaque particule. On peut alors remonter à la surface de la projetée de la particule et d'en déduire un diamètre équivalent formant une particule sphérique de même surface que la particule étudiée.

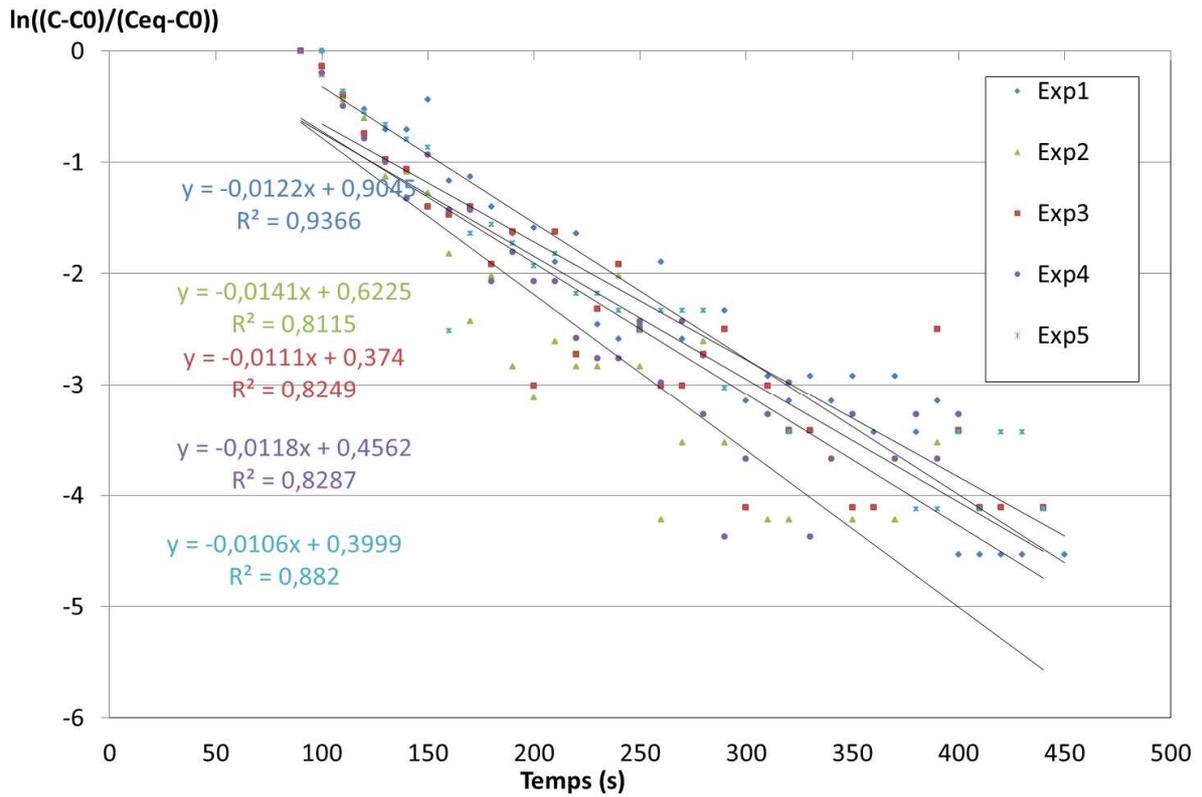
ANNEXE 4

VALIDATION EXPERIMENTALE DE L'EXTRACTION DE LA BOITE A GANTS

Résultats expérimentaux



Phase de décroissance des expériences avec poudre Latex $d_a = 1,6 \mu\text{m}$



Phase de décroissance des expériences avec poudre SPM84 $d_a = 10 \mu\text{m}$

ANNEXE 5

DISTRIBUTION DE FORCES D'ADHESION D'UNE PARTICULE D'ALUMINE SUR UNE SURFACE LINO

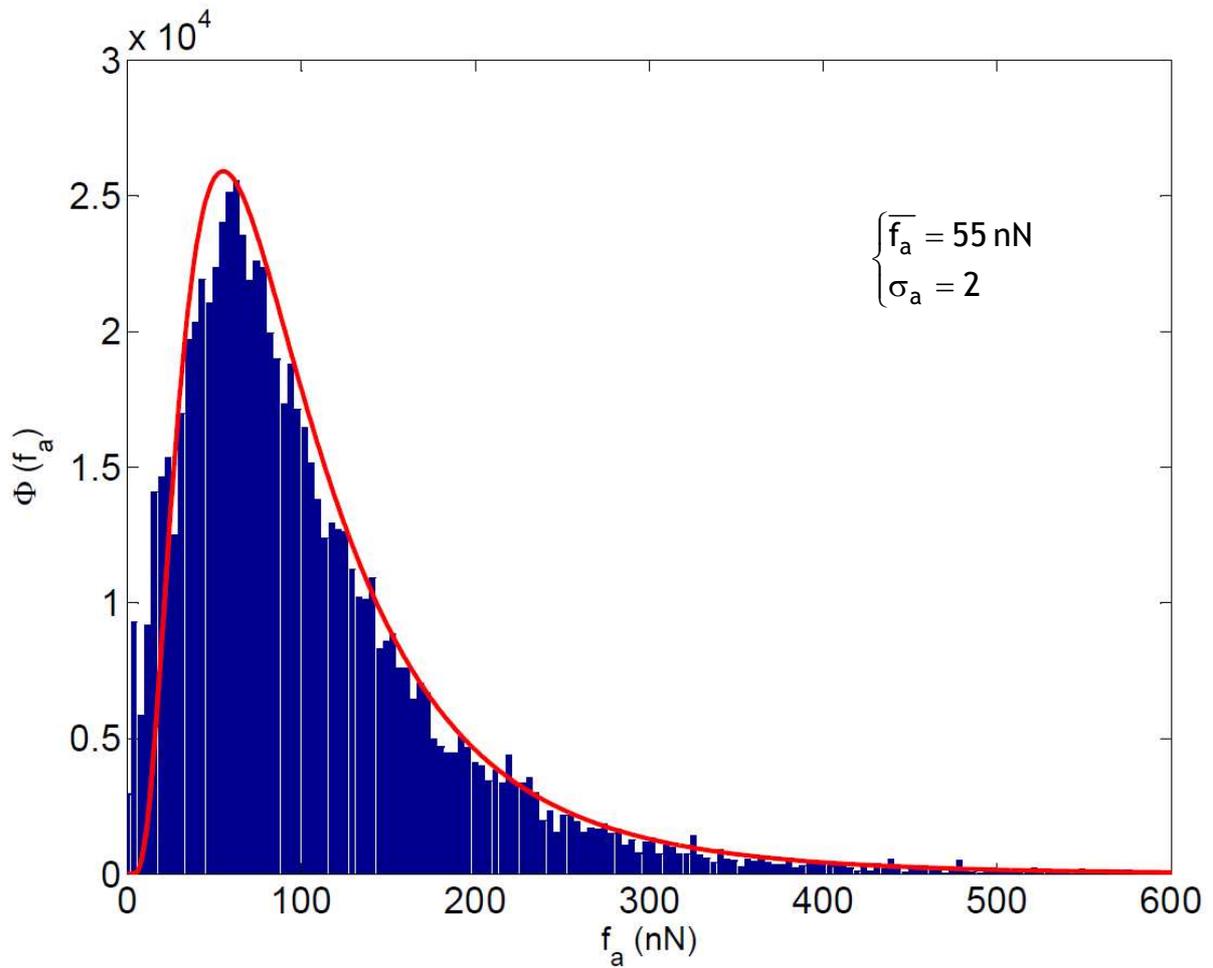


Figure 151 : Distribution de forces d'adhésion de particule d'alumine ($d_p = 7,8 \mu\text{m}$) sur une surface Lino

ANNEXE 6

UTILISATION DU CODE DE CALCUL ANSYS CFX

Présentation des modèles de turbulence modélisés dans ANSYS CFX

Pour la réalisation des simulations numériques, nous avons utilisé le code de calcul ANSYS CFX. Afin de modéliser les écoulements ce dernier résout les équations de transport suivantes :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \cdot \mathbf{U}) = 0$$

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{U})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \otimes \mathbf{U}) = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + S_M \text{ où } \boldsymbol{\tau} = \mu \left(\nabla \mathbf{U} + (\nabla \mathbf{U})^T - \frac{2}{3} \delta \nabla \cdot \mathbf{U} \right)$$

avec S_M le terme source de quantité de mouvement.

Pour le modèle RANS, on a : $U_i = \bar{U}_i + u_i$ où $\bar{U}_i = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} U_i dt$

Ainsi, les équations de transport deviennent :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j) = 0$$

$$\frac{\partial \rho U_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_i U_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} - \overline{\rho u_i u_j}) + S_M$$

Soit, en introduisant une viscosité turbulente μ_T pour modéliser les tensions de Reynolds (approche du 1^{er} ordre) ;

$$\frac{\partial \rho U_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_i U_j) = -\frac{\partial p'}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_{\text{eff}} \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \right] + S_M ;$$

avec $\mu_{\text{eff}} = \mu + \mu_T$

où $\mu_T = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon}$ pour le modèle k- ε

et $\mu_T = \rho \frac{k}{\omega}$ pour les modèles de type k- ω (tels que le modèle SST).

Pour le modèle k- ω , on a :

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \beta' \rho k \omega + P_{kb}$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j \omega) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \beta \rho \omega^2 + P_{\omega b}$$

où P_k est le taux de turbulence et $P_{\omega b}$ est donné par : $P_{\omega b} = \frac{\omega}{k} ((\alpha + 1) C_3 \max(P_{kb}, 0) - P_{kb})$

Le modèle k- ω SST se base sur le modèle k- ω et est privilégié pour le traitement des surfaces lisses car il permet de mieux prédire le comportement du fluide en proche paroi pour ce type de surface.

Etude de sensibilité (complément)

Sensibilité au maillage

Dans cette partie, nous présentons les résultats obtenus pour les différents maillages en nous intéressons aux profils de vitesse en milieu de la plaque au deux instants considérés précédemment que sont $t = 0,1$ s et $t = 0,19$ s.

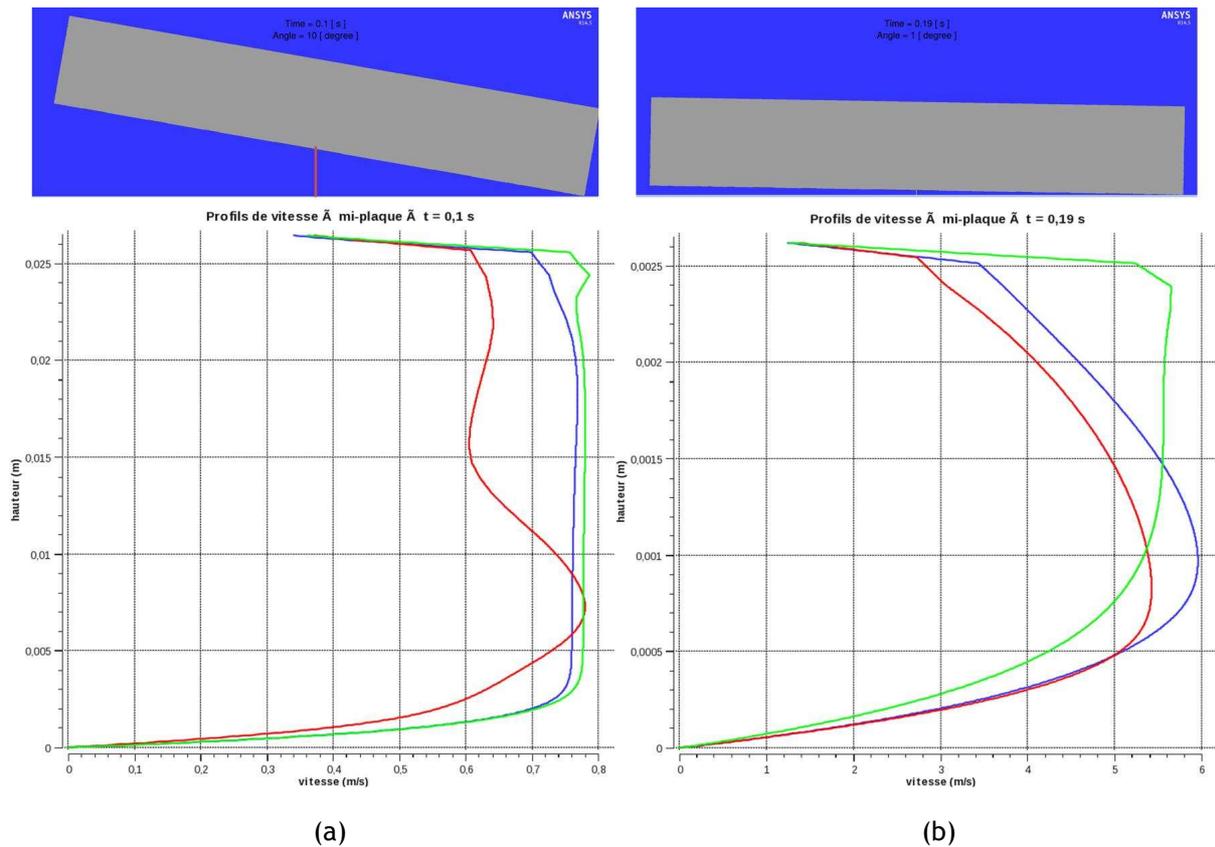


Figure 152 : Comparaison des profils de vitesse d'air au milieu de la plaque à $t = 0,1$ s (a) et à $t = 0,19$ s (b) en fonction des différents maillages utilisés

Comme on peut le voir sur la Figure 152, aux deux instants considérés, les maillages a et c présentent les mêmes profils de vitesse. Cela nous conforte dans les observations réalisées en bout de plaque.

Sensibilité au pas de temps

Cette partie constitue un complément de résultats concernant l'étude de sensibilité au pas de temps.

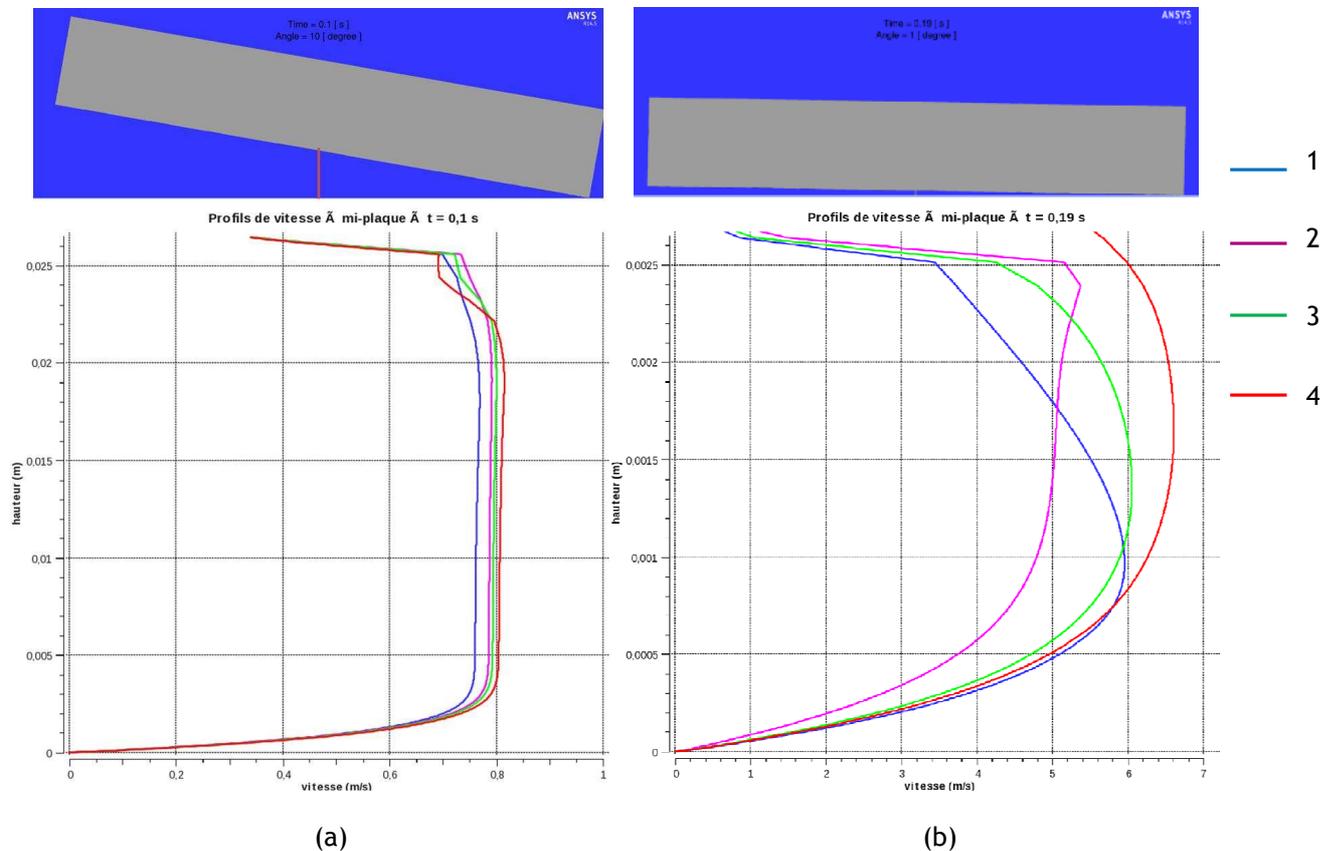


Figure 153 : Comparaison des profils de vitesse d'air au milieu de la plaque à $t = 0,1$ s (a) et à $t = 0,19$ s (b) en fonction des différents pas de temps

On remarque sur la Figure 152, que les profils de vitesses sont similaires à $t = 0,1$ s. On remarque également, qu'entre la simulation 1 et 3, en milieu de plaque, il y a une différence de profil de vitesse à $t = 0,19$ s alors que le pas de temps à cet instant est le même. Cela souligne le fait que les simulations sont sensibles au changement de pas de temps au cours d'un même calcul. En comparant les simulations 2, 3 et 4, on remarque que plus le pas de temps diminue plus les vitesses maximales augmentent. Néanmoins, cet augmentation atteint une asymptote pour un pas de temps $\Delta t = 10^{-4}$ s. Cela conforte les observations faites pour les profils de vitesse en bout de plaque.

Sensibilité au modèle de turbulence

Cette partie vient compléter les résultats observés lors de l'étude de sensibilité au maillage réalisée en bout de plaque. Les profils de vitesse d'air obtenus en milieu de plaque sont présentés par la Figure 154.

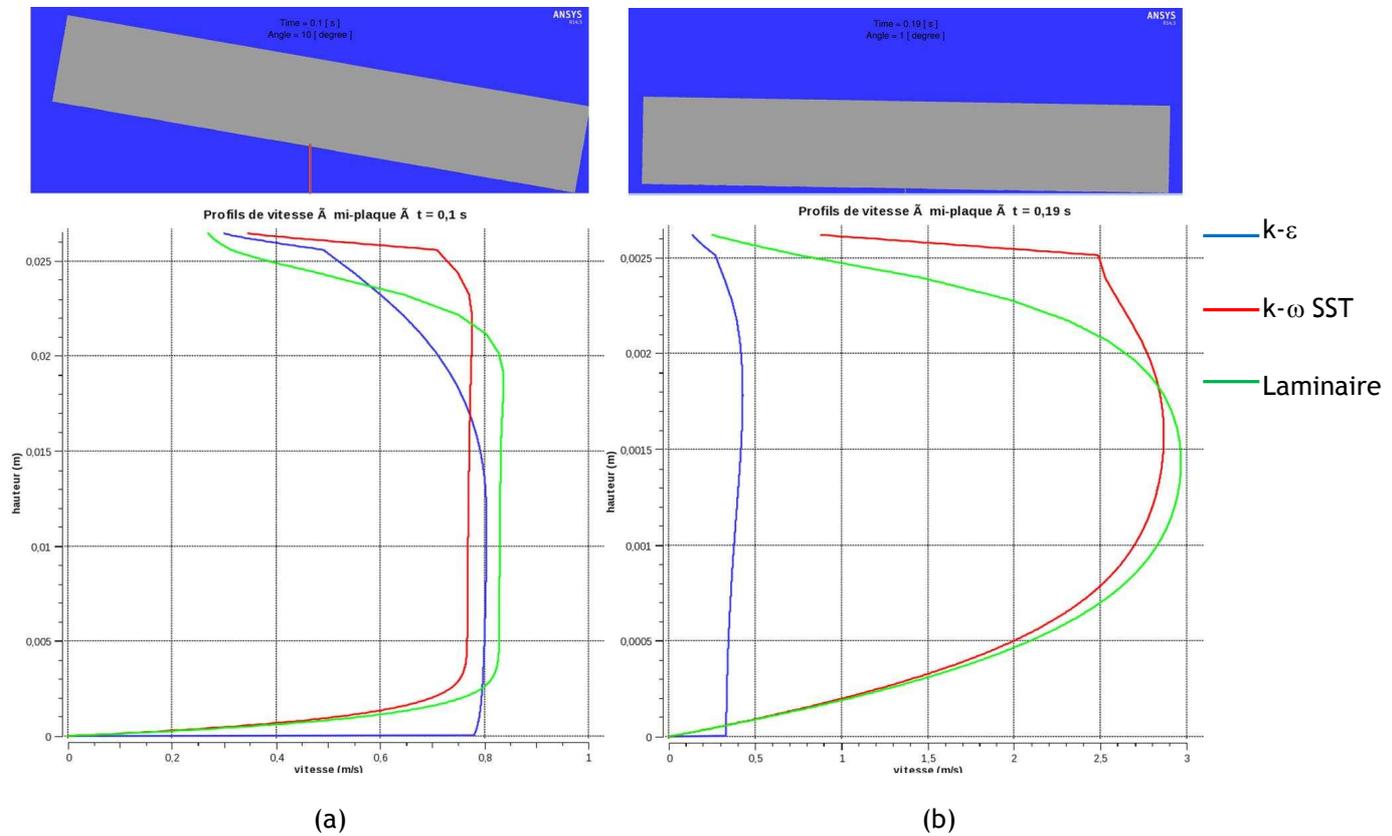


Figure 154 : Comparaison des profils de vitesse d'air au milieu de la plaque à $t = 0,1$ s (a) et à $t = 0,19$ s (b) en fonction des différents modèles de turbulences

On constate sur la Figure 154 qu'il n'y a pas de différence entre les différents modèles o $t = 0,1$ s. Néanmoins, à $t = 0,19$ s, on constate une similitude entre le modèle Laminaire et le modèle $k-\omega$ SST.

ANNEXE 7

CERTIFICAT D'ETALONNAGE DU GRIMM



4, rue arago - ZA des Meuniers
91520 EGLY
Tél : 01 60 83 88 51 - Fax : 01 60 83 95 60

CHAÎNE D'ETALONNAGE
MATERIAUX DE REFERENCE
LABORATOIRE D'ETALONNAGE ACCREDITE
ACCREDITATION N°2-1810

CERTIFICAT D'ETALONNAGE

N° E 2013 04 08 D

DELIVRE A : IRSN - CEA SACLAY

Centre du CEA SACLAY
91192 GIF-SUR-YVETTE

INSTRUMENT ETALONNE

Désignation : Compteur de particules

Constructeur : GRIMM

Type : 1.109

N° de série : 9G090021

N° d'identification : 07AER51

Ce certificat comprend 4 pages et 3 annexes.

Date d'émission : 12-déc.-13

LE RESPONSABLE DU LABORATOIRE

Bernard Thaveau



LA REPRODUCTION DE CE CERTIFICAT N'EST AUTORISEE QUE
SOUS LA FORME DE FAC-SIMILE PHOTOGRAPHIQUE INTEGRAL.

*Ce certificat d'étalonnage garantit le raccordement des résultats d'étalonnage aux Système International d'unités (SI) pour les seuls étalonnages couverts par l'accréditation, repérés par le symbole *.*



Certificat d'étalonnage N° E 2013 04 08 D

Ce certificat d'étalonnage garantit le raccordement des résultats d'étalonnage au Système International SI pour les seuls étalonnages couverts par l'accréditation, repérés par la marque " * ".

1 MODE OPERATOIRE

1-1 Efficacité de comptage jusqu'à 1µm *

L'étalonnage en nombre est effectué, par comparaison avec un CNC (Compteur à Noyau de Condensation) avec des microbilles de latex monodispersées et calibrées dont le diamètre moyen est certifié par la société DUKE SCIENTIFIC, en référence aux méthodes du N.I.S.T.

Appareil de référence : CNC TSI 3010 N° 2081

1-2 Efficacité de comptage à 5µm (Domaine non couvert par l'accréditation)

L'étalonnage en nombre est effectué, par comparaison avec un Compteur optique de particules, avec des microbilles de latex monodispersées et calibrées dont le diamètre moyen est certifié par la société DUKE SCIENTIFIC, en référence aux méthodes du N.I.S.T.

Appareil de référence : Remote 5014P SN°111210009

L'étalonnage a été réalisé à partir des lots de billes de latex suivants :

(µm)	0,3	0,5	0,8	1,0	5,0
lots N°	37207	36963	39645	36801	41400

L'incertitude sur le diamètre des particules générées est de +/- 10 % du diamètre nominal.

Pour les diamètres correspondant au seuil de discrimination granulométrique, on considère que la population des particules se partage à 50 % entre le canal inférieur et le canal supérieur.

Pour le diamètre correspondant au seuil initial du compteur, le nombre de particules pris en compte pour le calcul de l'efficacité (Ni) est le nombre total des particules comptabilisées par le compteur.

Pour les diamètres supérieurs à au moins 1,5 fois le seuil initial du compteur, Ni est égal au nombre de particules cumulé correspondant au canal juste inférieur au diamètre des particules générées.

Certificat d'étalonnage N° E 2013 04 08 D



2 INCERTITUDES DE L'ETALONNAGE

Les incertitudes élargies mentionnées sont celles correspondant à deux fois l'incertitude type composée.

3 SPECIFICATIONS CONSTRUCTEUR DE L'APPAREIL ETALONNE

Canaux de mesure :	> 0,25 µm	> 0,65 µm	> 3,0 µm	> 12,5 µm
	> 0,28 µm	> 0,70 µm	> 3,5 µm	> 15,0 µm
	> 0,30 µm	> 0,80 µm	> 4,0 µm	> 17,5 µm
	> 0,35 µm	> 1,0 µm	> 5,0 µm	> 20,0 µm
	> 0,40 µm	> 1,3 µm	> 6,5 µm	> 25,0 µm
	> 0,45 µm	> 1,6 µm	> 7,5 µm	> 30,0 µm
	> 0,50 µm	> 2,0 µm	> 8,5 µm	> 32,0 µm
	> 0,58 µm	> 2,5 µm	> 10 µm	

Débit : 1,2 l/mn

Source de lumière : Diode laser

4 VERIFICATION DU DEBIT (Domaine non couvert par l'accréditation)

Le débit d'échantillonnage du compteur de particules est étalonné par comparaison à un compteur volumétrique ou à un débitmètre massique.

Conditions ambiantes d'étalonnage du débit

Po =	101930	Pa	(Pression atmosphérique)
t =	21,5	°C	(Température de l'aérosol)
Hr =	33	% Hr	(Hygrométrie de l'aérosol)

Débit nominal q _n (l/min)	Masse volumique de référence (kg/m ³)	Indication appareil (lpm)	Débit mesuré q _{mes} (l/min)	Incertitude élargie du débit mesuré (l/min)	Erreur d'indication q _{mes} - q _n (l/min)	Erreur relative (%)
1,20	1,20	1,2	1,20	0,01	0,00	0,0

Appareil de référence : Compteur garde hydraulique N° 39236

**L'appareil de référence a été étalonné par un laboratoire accrédité par le COFRAC
Certificat d'étalonnage N° D12-13619**

Certificat d'étalonnage N° E 2013 04 08 D



5 EFFICACITE DE COMPTAGE *

Symboles utilisés :

Ni : Valeur indiquée par le compteur
 N ref. : Valeur de référence du compteur étalon de travail
 Ni / N ref : efficacité de comptage

Conditions de l'étalonnage

Po = 101930 Pa (Pression atmosphérique)
 t = 21,5 °C (Température de l'aérosol)
 Hr = 11 % Hr (Hygrométrie de l'aérosol)

Diamètre des billes de latex	0,3 µm	0,5 µm	0,8 µm	1 µm	(non couvert par l'accréditation) 5 µm
N ref. (particules/m ³)	2 836 377	2 928 340	1 687 328	3 157 189	1 916 082
Ni (particules/m ³)	2 390 278	2 551 389	1 408 333	300 000	1 581 667
N i/N ref. (efficacité de comptage en %)	84,3	87,1	83,5	9,5	82,5
Incertitude élargie sur Ni/Nref (%)	9,0	9,0	10,0	9,0	10,0

6 GRANULOMETRIE (non couvert par l'accréditation)

Billes latex Granulométrie (particules/m ³)	0,3 µm	0,5 µm	0,8 µm	1 µm	5 µm
Totalité	2 390 278	2 552 778	1 470 833	2 619 444	8 843 056
0,25 - 0,3 µm	2 281 944	1 389	0	1 389	1 822 222
0,3 - 0,5 µm	106 944	2 327 778	62 500	30 556	3 340 278
0,5 - 0,8 µm	1 389	223 611	1 398 611	2 287 500	1 947 222
0,8 - 1 µm	0	0	9 722	245 833	11 111
1 - 3 µm	0	0	0	54 167	140 556
3 - 5 µm	0	0	0	0	1 487 222
5 - 10 µm	0	0	0	0	94 444
> 10 µm	0	0	0	0	0

Les histogrammes sont représentés en annexe

Etalonnage réalisé par O. BROUSTE le 5 décembre 2013



Annexe au certificat d'étalonnage N° E 2013 04 08 D

(Annexe n°1 non couverte par l'accréditation)

CONCLUSION

Le débit du compteur est de 1,2 l/mn, la limite spécifiée par le constructeur est de $\pm 5\%$ du débit nominal.

A titre informatif :

Selon la Norme NF EN ISO 14644-3 annexe C, l'efficacité au seuil de comptage doit être de $50\% \pm 20\%$ et $100\% \pm 10\%$ aux diamètres supérieurs ou égaux à 1,5 fois le diamètre seuil de comptage.

Pour le diamètre 0,3 μm , l'efficacité de comptage est de $84,3\% \pm 9\%$

Pour le diamètre 0,5 μm l'efficacité de comptage est de $87,1\% \pm 9\%$

Pour le diamètre 0,8 μm l'efficacité de comptage est de $83,5\% \pm 10\%$

Pour le diamètre 1 μm l'efficacité de comptage est de $9,5\% \pm 9\%$ →

Pour le diamètre 5 μm l'efficacité de comptage est de $82,5\% \pm 10\%$

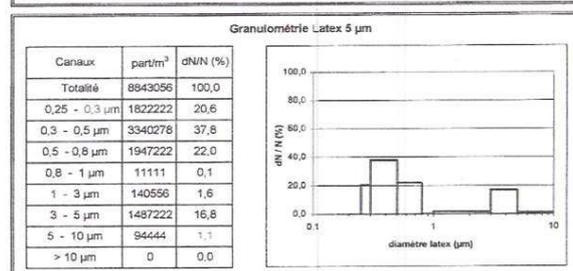
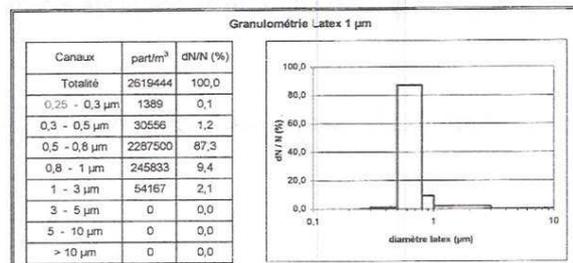
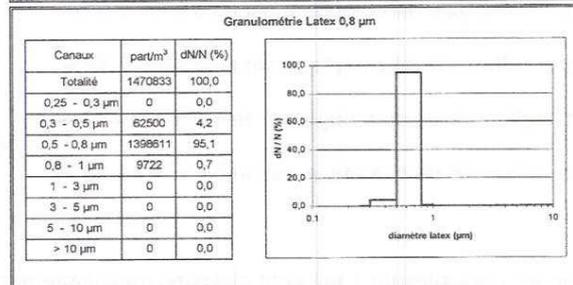
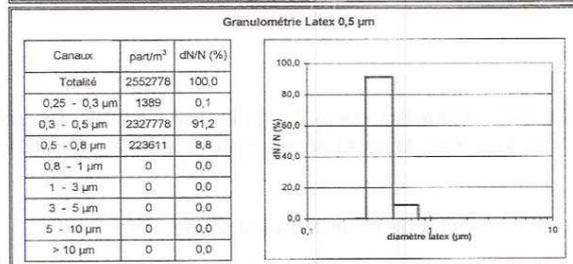
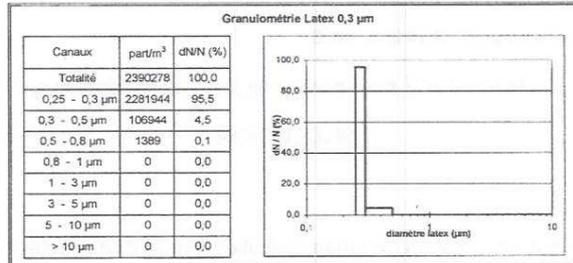
82% d'efficacité
en prenant en
compte le canal
0,5 - 0,8 μm .

Nota : On constate que les particules de 1 μm sont classées majoritairement dans le canal 0,5 - 0,8 μm , ce qui explique la faible efficacité de comptage à cette taille.

⇒ Efficacité moyenne de détection = 84%

Annexe au certificat d'étalonnage N° E 2013 04 08 D

(Annexe n°2 non couverte par l'accréditation)





Annexe au certificat d'étalonnage N° E 2013 04 08 D

(Annexe n°3 non couverte par l'accréditation)

Taux de faux comptage

Selon la Norme NF EN ISO 14644-3 annexe C, il faut que le taux de faux comptage soit négligeable par rapport au taux minimal de comptage attendu en mesurage réel. Il convient que le taux de comptage soit nul pendant une certaine période.

1 - MODE OPERATOIRE

Le compteur de particules est réglé pour prélever, soit 1 mètre cube, soit sur 35 minutes.

2 - RESULTATS

Selon la Norme ISO 21501-4 les données doivent être traitées statistiquement à l'aide de la distribution de Poisson en limite de confiance supérieure à 95%.

Débit nominal du compteur en LPM	Temps de prélèvement en minute	Volume total prélevé en m3	Cumul de particules comptées	Concentration calculée en part/m3	Taux statistique de faux comptages en part/m3
1,2	35	0,04	0,0	0,0	≤ 3