

50376
1994
259

2 10258)

50376
1994
259

N° d'ordre : 1347

THESE DE DOCTORAT

présentée à

**L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE
LILLE**

en vue de l'obtention du grade de
DOCTEUR en MECANIQUE

par
Jean-Marc FOUCAUT

**ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE
DES PHENOMENES D'ENVOL ET DE
SALTATION DE PARTICULES DANS UNE
COUCHE LIMITE TURBULENTE.**

Soutenu le 6 Octobre 1994 devant la Commission d'Examen :

MM.	A. DYMENT	Président
	P. G. MESTAYER	Rapporteur
	B. OESTERLE	Rapporteur
	B. BAUDOIN	Examineur
	L. MAZUEL	Examineur
	J. C. MONNIER	Examineur
	M. STANISLAS	Examineur



A mes fils Antoine et Pierre.

AVANT PROPOS.

Ce travail a été réalisé au sein du Département Energétique Industrielle de l'Ecole des Mines de Douai sous la direction de Monsieur STANISLAS, *Professeur à l'Ecole Centrale de Lille*. Je le prie de trouver, ici, l'expression de ma reconnaissance pour l'aide bienveillante et attentive qu'il m'a apportée. Ses conseils et ses suggestions ont été des plus bénéfiques pour la valorisation de ce travail.

Je remercie, tout particulièrement, Monsieur DYMENT, *Professeur à l'Université de Lille I*, pour les discussions fructueuses qui m'ont guidé au commencement de cette étude. Il me fait un grand honneur en acceptant d'être président du jury.

Mes remerciements vont à Monsieur MESTAYER, *Professeur à l'Ecole Centrale de Nantes, Directeur de Recherche au CNRS*, qui a accepté d'être rapporteur. Je lui suis reconnaissant pour ce témoignage de l'intérêt qu'il a porté à cette étude.

Je remercie vivement Monsieur OSTERLE, *Professeur à l'Université de Nancy I*, pour avoir accepté d'être rapporteur et, également, pour la documentation qu'il a pu me fournir. Ses ouvrages ont été précieux autant pour leurs clartés que pour leurs contributions à ce travail.

Je remercie Monsieur BAUDOIN, *Professeur des Ecoles des Mines*, pour l'intérêt constant qu'il a accordé à mon travail. Je le remercie, également, de faire partie du jury.

Je suis très honoré que Monsieur MAZUEL, *Responsable de l'Environnement à Sollac Dunkerque*, fasse partie de ce jury. Je remercie les responsables de Sollac d'avoir accordé le soutien financier nécessaire, sans lequel cette thèse n'aurait pas été réalisée.

Je remercie également Monsieur MONNIER, *Docteur-Ingénieur à L'Institut de Mécanique des Fluides de Lille*, d'avoir accepté de faire partie du jury.

Je tiens à remercier :

- Messieurs DEFRANCE et COTTE, *Directeurs successifs de l'Ecole des Mines de Douai*, pour l'accueil dans les laboratoires de l'Ecole.
- Monsieur BOULNOIS, *Directeur Adjoint de l'Ecole et Directeur des recherches*, pour le soutien de mes recherches par une bourse du Ministère de l'Industrie.
- Monsieur DENEUX, *ex Directeur des recherches*, pour avoir organisé mon implantation au Département Energétique Industrielle.
- Monsieur SCHOORENS, *Professeur, Responsable du Département Energétique Industrielle*, qui m'a encouragé tout au long de cette étude.

J'adresse des remerciements à tous les membres du département pour leur concours amical et efficace pendant la réalisation de la thèse et plus particulièrement à M. GUILLAUD et M. BERTIN pour leurs coopérations lors de la mise en oeuvre de la validation expérimentale.

Enfin, je ne peux terminer sans témoigner toute mon affection envers mon épouse pour la patience et la compréhension qu'elle manifeste à l'égard de mes activités.

SOMMAIRE

NOTATIONS PRINCIPALES	9
------------------------------	----------

GENERALITES	15
--------------------	-----------

1. Introduction.....	16
1.1. Position du problème.....	16
1.2. Déroulement de l'étude.....	17
2. L'érosion éolienne.....	18
2.1. Introduction.....	19
2.2. Description du transport de sédiment par saltation.....	21
2.2.1. Phénomène de mouvement par saltation.....	21
2.2.2. Trajectoire d'une particule.....	21
2.2.3. Phénomène d'impact.....	22
2.3. Description du transport en suspension.....	23
2.3.1. Trajectoire d'une particule.....	23
2.3.2. Type de modèle rencontré.....	24

MODELISATION	25
---------------------	-----------

1. Théorie de la couche limite.....	26
1.1. Description de la couche limite turbulente.....	26
1.1.1. Zone externe.....	27
1.1.2. Zone interne.....	27
1.2. Influence d'un lit de particules sur la zone interne.....	29
1.2.1. Rugosité de type "grain de sable".....	30
1.2.2. Autres types de rugosité.....	32
1.2.3. Détermination du coefficient géométrique.....	32
1.2.4. Modification des modèles à longueur de mélange.....	34
1.3. Lois approchées.....	35
1.3.1. Coefficient de frottement.....	36
1.3.2. Epaisseur de couche limite.....	37
1.3.3. Epaisseur de déplacement de couche limite.....	37
1.3.4. Epaisseur de quantité de mouvement de la couche limite.....	37

2. Mouvement d'une particule soumise à un écoulement de couche limite. . .	38
2.1. Forces agissant sur une particule.	38
2.1.1. Poids de la particule.	39
2.1.2. Force de traînée.	39
2.1.3. Force de portance.	40
a) Portance due au cisaillement.	41
b) Force due à l'effet Magnus.	45
c) Effet Magnus dans le cas où Re est supérieur à un.	46
1- Coefficient de couple.	46
2- Coefficient de portance.	47
3- Modification du coefficient de traînée.	50
2.1.4. Les autres forces.	53
a) Force due au gradient de pression.	53
b) La force de Basset.	54
2.2. Equations du mouvement de particules.	54
2.2.1. Particules en saltation.	54
2.2.2. Particules en suspension.	55
2.2.3 Conditions initiales d'envol.	56
2.2.4. Comparaison de trajectoires de particules.	57
a) Influence des forces de portance et d'effet Magnus.	57
b) Influence de ω_{ini}	58
3. Caractérisation de l'envol d'une particule.	59
3.1. Critère d'envol de Bagnold.	59
3.2. Phénomènes d'envol d'une particule.	61
3.2.1 Hypothèses.	61
3.2.2 Caractérisation du phénomène.	62
3.2.3 Définition d'une condition d'envol.	65
3.2.4. Cas des impacts.	65
3.3. Critère d'envol d'une particule.	66
3.3.1. Mise en place du modèle.	66
3.3.2. Cas des particules petites.	67
a) Cas des particules petites pour $Re \leq 0,1$	68
b) Cas des particules petites pour $0,1 < Re \leq 1$	68
c) Cas des particules petites pour $1 < Re \leq 12,5$	68
3.3.3. Cas des grosses particules.	68
3.3.4. Cas intermédiaire.	69
a) Détermination du gradient de vitesse.	69
b) Détermination de la vitesse.	71

- R_{f*} inférieur à 14,5.	71
- R_{f*} supérieur à 14,5	71
c) Détermination du coefficient A_{f*} .	72
3.3.5. Confrontation avec l'expérience.	72
3.4. Amélioration du critère.	76
3.5. Comparaison du critère d'envol avec la bibliographie.	77
3.6. Saltation - Suspension.	78
3.6.1. Observation de Owen et Nalpanis.	78
3.6.2. Critère de mise en suspension.	81
4 Modification du profil de vitesse en présence d'envol.	84
4.1. Analyse bibliographique.	84
4.1.1. Profils de vitesse en absence d'envol.	84
4.1.2. Modification du profil de vitesse.	84
4.1.3. Equation de quantité de mouvement.	88
4.2. Caractérisation du profil de vitesse en présence d'envol.	90
4.2.1. Profil de cisaillement en présence d'une couche de saltation.	90
4.2.2. Description du profil de vitesse.	92
a) Profil de vitesse en régime rugueux intermédiaire.	93
b) Profil de vitesse en régime pleinement rugueux.	94
c) Comparaison.	95
5. Modélisation du mouvement d'une particule isolée.	96
5.1. Mise en équations.	96
5.1.1 Equations du mouvement d'une particule solide.	96
5.1.2. Conditions initiales.	97
a) Correction sur la portance.	97
b) Correction sur l'effet Magnus.	99
5.1.3. Paramètres d'entrée.	101
5.2. Méthode de résolution.	101
5.2.1. Influence de la donnée de H_{exp} sur le calcul.	101
a) Influence sur le calcul de la hauteur.	102
b) Influence sur le calcul de la longueur des sauts.	102
5.2.2. Convergence.	102
a) Consistance.	103
b) Stabilité.	103
c) Calcul du pas de temps.	104
5.3. Exemples de simulation.	105
5.3.1. Confrontation avec la bibliographie.	109

5.3.2. Influence de l'angle α	110
6. Estimation du débit solide.....	111
6.1. Définitions.	111
6.2. Equations de conservation.	114
a) Conditions limites.	115
b) Conservation de la masse.	115
c) Equation de quantité de mouvement.	116
6.3. Détermination du débit solide.....	119
6.3.1. Analyse dimensionnelle.....	120
6.3.2. Recherche d'une corrélation de points expérimentaux.	120
6.3.3. Confrontation avec la bibliographie.	121
6.4. Conclusion.	124
7. Comparaison avec le transport solide dans l'eau.	125
7.1. Les différences entre l'eau et l'air.....	125
7.2. Vitesse limite d'envol.....	126
7.2.1. Résultats expérimentaux dans l'eau.	126
7.2.2. Essais en soufflerie dépressurisée.....	128
7.3. Débit solide.....	131
7.3.1. Modèle d'Einstein.	132
7.3.2. Adaptation à l'air.....	135

VALIDATION EXPERIMENTALE 139

1. Installation expérimentale.....	140
1.1. La soufflerie.....	140
1.1.1. Description des principaux éléments de la soufflerie.....	141
a) Le convergent (Oûie d'aspiration).	141
b) La veine d'essais.....	141
c) Le divergent.....	142
d) Le ventilateur.	142
1.1.2. La plaque plane.....	142
1.2. Caractérisation de la couche limite.....	143
1.2.1. Instrumentation.....	143
1.2.2. Procédure d'étalonnage du fil chaud.....	143
a) Position de la sonde par rapport à la paroi.	143
b) Etalonnage du fil chaud.....	145
1.2.3. Détermination du taux de turbulence.	145

1.3. Qualification de la veine.....	146
1.3.1. Le gradient de vitesse longitudinale.....	146
1.3.2. Le taux de turbulence.....	146
1.4. Résultats expérimentaux.....	147
1.4.1. Profils de vitesse dans la veine d'essais.....	147
1.4.2. Détermination des épaisseurs de couche limite.....	149
1.4.3 Calcul de la vitesse de frottement.....	150
1.4.4. Mesure du taux de turbulence.....	151
1.5. Caractérisation des erreurs de mesure.....	153
1.5.1. Erreurs d'étalonnage.....	153
1.5.2. Erreur sur la mesure des vitesses moyennes.....	154
1.5.3. Erreurs sur les fluctuations.....	154
1.5.4. Erreur sur la mesure des vitesses de frottement.....	155
1.6. Conclusion.....	155
2. Détermination des profils de vitesse en présence de rugosité.....	156
2.1. Dispositif expérimental.....	156
2.1.1. Mise en place de la rugosité.....	156
a) Ecoulement avec les plaques seules.....	156
b) Ecoulement avec les plaques chanfreinées.....	158
c) Installation expérimentale utilisée.....	158
2.1.2. Instrumentation.....	159
2.1.3. Position de la sonde par rapport à la paroi.....	159
2.2. Résultats expérimentaux.....	160
2.2.1. Profils de vitesse pour différentes hauteurs de rugosité.....	160
a) Profils obtenus pour les diamètres 0,4, 0,6 et 0,85 mm.....	161
b) Profils obtenus pour les diamètres 1,6, 3 et 4 mm.....	162
c) Détermination des décalages.....	163
2.2.2. Détermination des épaisseurs de couche limite.....	166
2.2.3 Calcul des vitesses de frottement.....	168
2.2.4. Etude des décalages selon Oy	170
2.3. Evolution du taux de turbulence.....	172
2.4. Caractérisation de la zone externe.....	172
2.5. Conclusion.....	173
3. Description des expériences sur l'érosion.....	173
3.1. Modification du banc.....	174
3.1.1. Réalisation d'un fond érodible.....	174
3.1.2. Système de captation.....	175

a) Description générale.....	175
b) Etalonnage de l'isocinétisme de la sonde de captation.....	175
3.2. Mesure de la vitesse de frottement limite d'envol.....	178
3.2.1. Description générale de l'essai.....	178
3.2.2. Rampe de montée en vitesse.....	181
3.2.3. Détection des particules.....	182
3.2.4. Sonde de mesure de contrainte pariétale de frottement.....	183
a) Principe de fonctionnement.....	183
b) Caractéristique de la sonde de frottement.....	184
c) Etalonnage de la sonde de frottement.....	184
d) Problème d'étalonnage en présence de rugosité.....	186
3.3. Trajectoires des particules.....	188
3.3.1. Description générale de l'essai.....	188
3.3.2. Système de visualisation.....	188
3.3.3. Etalonnage spatial.....	189
3.3.4. Traitement des images.....	190
3.4. Mesure du débit de matière solide.....	191
3.4.1. Modification du système de captation.....	191
3.4.2. Description générale de l'essai.....	192
3.4.3. Prise en compte du temps de charge.....	193
3.4.4. Estimation des erreurs de mesure du débit.....	195
4. Résultats expérimentaux.....	196
4.1. Vitesse limite d'envol.....	197
4.1.1. Résultats obtenus.....	198
4.1.2. Problème rencontré pour les petits diamètres.....	199
4.1.3. Confrontation avec la bibliographie.....	200
4.2. Perte de quantité de mouvement pendant l'envol.....	201
4.2.1. Procédure expérimentale.....	202
4.2.2. Résultats obtenus.....	202
4.3. Mesure des trajectoires.....	203
4.3.1. Résultats obtenus.....	203
a) Trajectoires.....	204
b) Dimensions caractéristiques.....	204
4.3.2. Problème rencontré pour les petits diamètres.....	205
4.3.3. Recherche d'une corrélation de points.....	206
4.3.4. Validation du modèle numérique de calcul de trajectoires.....	208
4.3.5. Estimation des accélérations.....	211
4.4. Débit solide.....	213

4.4.1. Résultats obtenus.	214
a) Billes de polystyrène.	214
b) Billes de verre.	215
4.4.2. Validation du modèle de débit.	215
a) Validation en masse.	216
b) Etude de l'établissement.	218
c) Estimation des incertitudes.	219
d) Validation en débit solide.	220
e) Proposition d'une loi générale.	222
4.4.3. Mesure des contraintes de cisaillement.	222
4.5. Conclusion.	225

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES **227**

1. Conclusions.	228
2. Perspectives.	231

BIBLIOGRAPHIE **235**

Annexe 1	245
Annexe 2	248

NOTATIONS PRINCIPALES

a	Coefficient de surchauffe de l'anémomètre à fil chaud
A_f	Nombre correspondant au rapport d'une force de frottement sur le poids d'une particule
A_{f*}	Nombre correspondant à A_f à la limite de l'envol (p. 60)
A_{fs}	Nombre correspondant à A_f pour le diamètre limite de saltation (p. 81)
A_i	Nombre correspondant à A_f en présence d'impact (p. 65)
A_p	Maître couple d'une aspérité
A_s	Surface mouillée à l'amont du maître couple
A_{sa}	Constante du modèle d'Einstein
b	Paramètre du modèle de Blanchard
B	Coefficient de la loi de King
B_1	Constante du modèle de Bagnold
B_s	Constante liée à la rugosité d'après Schlichting
B_{sa}	Constante du modèle d'Einstein
c	Concentration massique de particules dans le fluide
C_1	Constante de calcul du coefficient de traînée (Morsi et Alexander)
C_2	Constante de calcul du coefficient de traînée (Morsi et Alexander)
C_3	Constante de calcul du coefficient de traînée (Morsi et Alexander)
C_D	Coefficient de traînée
C_{D0}	Coefficient de traînée sans rotation de la particule
C_{DM}	Coefficient de traînée avec rotation de la particule
C_{dr}	Rapport de C_{DM} sur C_{D0}
C_f	Coefficient de frottement
C_{gl}	Coefficient de correction du gradient de vitesse en régime rugueux intermédiaire (modèle hydrauliquement lisse)
C_{gr}	Coefficient identique à C_{gl} (modèle pleinement rugueux)
C_L	Coefficient de portance dû au cisaillement
C_{LC}	Coefficient de portance corrigé
C_{Lini}	Coefficient de portance initiale
C_{lm}	Coefficient de portance dû à l'effet Magnus (p. 46)
C_{mV}	Coefficient de moment relatif à la vitesse de la particule (p. 46)
$C_{m\omega}$	Coefficient de moment relatif au taux de rotation de la particule (p. 46)
d_m	Distance entre deux aspérités
D_B	Diamètre de référence du débit solide de Bagnold
D_p	Diamètre des particules

D_{pref}	Diamètre de référence (p. 76)
D_x	Coefficient de dispersion particulaire selon O_x
D_y	Coefficient de dispersion particulaire selon O_y
\tilde{D}_p	Diamètre sans dimension (p. 76)
\hat{D}_p	Diamètre sans dimension caractérisant le cyclone (p. 194)
E	Tension d'alimentation du pont de l'anémomètre à fil chaud
E_0	Tension correspondant à E à vitesse nulle
F	Force aérodynamique du fluide sur la particule
F_1	Fonction de correction du modèle de vitesse limite d'envol
F_2	Fonction de correction du modèle de vitesse limite d'envol
F_3	Fonction de correction du modèle de vitesse limite d'envol
F_B	Force de Basset
F_{gp}	Force due au gradient de pression
F_M	Force par effet Magnus
F_p	Force de portance
F_s	Force due à l'arrachement des grains
F_{so}	Force correspondant à F_s en $y = 0$
F_T	Force de traînée
g	Accélération de la pesanteur
h	Hauteur des aspérités
h^+	Hauteur des aspérités en grandeur de paroi
h_s	Hauteur de rugosité grain de sable
h_s^+	Hauteur de rugosité grain de sable en grandeur de paroi
H	Hauteur des sauts de particules
H_{cal}	Hauteur des sauts de particules calculée à partir de H_{mes}
H_{mes}	Hauteur des sauts de particules mesurée
H_{num}	Hauteur des sauts de particules calculée numériquement
\tilde{H}	Hauteur des sauts adimensionnée par le diamètre de référence (p. 167)
k_i	Coefficient de correction du gradient de vitesse
k_p	Rapport de y'_0 sur D_p (p. 91)
K_a	Constante du modèle de Kawamura
K_o	Constante du modèle d'Owen
l	Largeur du lit
ℓ_m	Longueur de mélange
L	Longueur de saut
L_0	Longueur du domaine d'étude (p. 114)

L_C	Longueur caractéristique du cyclone
m	Masse d'une particule
m_p	Masse de matière récupérée dans le cyclone
M	Moment exercé par le fluide sur une particule par effet Magnus
n	Coefficient de la loi de King
N	Nombre d'envol, théorie probabiliste
N/S	Nombre d'aspérités par unité de surface
p	Pression
P_p	Poids d'une particule
P	Poids d'une particule prenant en compte la force d'Archimède
P_1	Probabilité de détachement d'un grain
P_n	Probabilité de détachement de n grains
P_s	Probabilité qu'à un instant quelconque un grain se déplace
q_n	Débit local vertical de particule (p. 111)
q_s	Débit solide de particule (p. 111)
q_t	Débit local horizontal de particule (p. 111)
\hat{q}_s	Débit solide sans dimension (p. 122)
R_1	Réaction au point de contact d'une particule
R_2	Réaction au point de contact d'une particule
R_e	Nombre de Reynolds (p. 39)
$R_{e\omega}$	Nombre de Reynolds lié à la rotation de la particule
R_f	Nombre de Reynolds de frottement (p. 46)
R_{f*}	Nombre de Reynolds de frottement à la limite de l'envol
R_{fs}	Nombre de Reynolds de frottement à la limite de saltation (p. 60)
R_g	Nombre de Reynolds lié au taux de cisaillement (p. 81)
R_{gc}	Rayon de giration du cyclone (p. 193)
R_x	Nombre de Reynolds local (p. 36)
S_p	Nombre de Strouhal du cyclone
S_t	Nombre de Strouhal de rampe de montée en vitesse
t	Temps
t^*	Temps caractéristique du débit solide
t_1	Temps caractérisant l'accélération de la particule de $D_p/2$ à D_p
t_2	Temps caractérisant l'accélération de la particule de D_p à H
t_c	Temps de charge
t_s	Période des grandes fluctuations de F_p
\hat{t}	Temps sans dimension de montée en vitesse
T	Tension de commande du cyclone

T_{iso}	Tension de commande du cyclone (aspiration isocinétique de la sonde)
u	Vitesse moyenne de l'écoulement selon x
u_+	Vitesse sans dimension caractérisant la couche limite
u'	Vitesse fluctuante de l'écoulement selon Ox
u_{ap}	Vitesse avec particule
u_{cap}	Vitesse de captation de la sonde
u_e	Vitesse extérieure à la couche limite
u_{iso}	Vitesse correspondant à u_{cap} lorsque la sonde est isocinétique
u_p	Vitesse d'une particule
u_{sp}	Vitesse sans particule
u_τ	Vitesse de frottement
$u_{\tau*}$	Vitesse de frottement à la limite de l'envol (p. 59)
$u_{\tau e}$	Vitesse de frottement en absence d'envol de particule
$u_{\tau i}$	Vitesse de frottement à la limite de l'envol en présence d'impacts
$u_{\tau p}$	Vitesse de frottement à la paroi
$u_{\tau ref}$	Vitesse de frottement de référence (p. 76)
U_c	Vitesse maximale de chute
\tilde{u}_p	Vitesse d'une particule sans dimension
$\tilde{u}_{\tau*}$	Vitesse de frottement à la limite de l'envol sans dimension (p. 76)
$\tilde{u}_{\tau s}$	Vitesse de frottement de mise en suspension sans dimension (p. 81)
v	Vitesse moyenne de l'écoulement selon Oy
v'	Vitesse fluctuante de l'écoulement selon Oy
v_{ap}	Vitesse avec particule
v_{env}	Vitesse d'envol après impact
v_{ini}	Vitesse initiale d'envol
v_{imp}	Vitesse de chute lors d'impact
v_p	Vitesse d'une particule selon Oy
v_{sp}	Vitesse sans particule
V_e	Vitesse d'entrée du cyclone
V_t	Vitesse tangentielle dans le cyclone
\bar{v}_r	Vitesse relative des particules
\bar{v}_p	Vitesse de frottement à la limite de l'envol sans dimension
x	Abscisse
y	Ordonnée
y_+	Ordonnée sans dimension dans la zone interne de la couche limite
y_0	Hauteur de rugosité, écoulement de type atmosphérique
y'_0	Hauteur du décalage en présence d'envol

y_{eff}	Hauteur effective de raccord du profil en présence d'envol
y_{ini}	Ordonnée initiale d'une particule lors de son envol
y_{max}	Hauteur maximum de présence d'une particule
y_{ost}	Hauteur de rugosité en présence d'envol
α	Angle de positionnement d'une particule sur le lit
α'	Angle de positionnement d'une particule sur un tas
α_0	Nombre caractérisant y_{ost}
α_{env}	Angle d'envol après impact
α_h	Rapport de la hauteurs de rugosité sur son équivalent "grain de sable"
α_{imp}	Angle de chute lors d'impact
β_i	Facteur de correction en régime intermédiaire
β_l	Facteur de correction en régime hydrauliquement lisse
β_r	Facteur de correction en régime pleinement rugueux
χ	Nombre représentatif du gradient vertical de vitesse (p. 41)
δ	Epaisseur de couche limite
δ^*	Epaisseur de déplacement
Δ_T	Temps de mesure du débit
$\Delta_{\tau max}$	Ecart entre la contrainte maximum et la contrainte à la paroi (Anderson)
$\hat{\Delta}_{tlim}$	Pas de temps limite de stabilité (sans dimension)
Δ_u^+	Décalage de vitesse lié à la présence de rugosité
Δ_y^+	Décalage d'ordonnée lié à la présence de rugosité
ε	Concentration volumique de particule dans le fluide
ε_α	Angle lié à la différence de $\alpha - \alpha'$
Φ	Débit solide sans dimension du modèle d'Einstein
γ	Accélération provoquant l'envol d'une particule
γ_p	Gravité apparente (p. 76)
Γ	Taux de montée en vitesse
η	Variable aléatoire liée à la force de portance à la paroi
η_0	Ecart type de η
φ	Angle de frottement grain sur grain
κ	Constante de Von-Karman
λ	Coefficient d'amortissement de Van-Driest
λ_0	Rapport de la longueur de sauts sur le diamètre de la particule
Λ	Fonction de forme (p. 33)

μ	Viscosité dynamique
ν	Viscosité cinématique
ν_t	Viscosité turbulente
θ	Epaisseur de quantité de mouvement
θ_p	Angle de rotation d'une particule
ρ	Masse volumique du fluide
ρ_p	Masse volumique des particules
σ_p	Répartition des forces d'arrachement de particules par unité de surface
τ	Taux de cisaillement
τ'	Ecart type du taux de cisaillement
τ^*	Taux de cisaillement à la limite de l'envol
τ_{ap}	Taux de cisaillement avec particules
τ_e	Taux de cisaillement en absence d'envol de particule
τ_g	Taux de cisaillement à la limite de l'envol
τ_i	Taux de cisaillement en présence d'impacts
τ_p	Taux de cisaillement à la paroi
τ_{sp}	Taux de cisaillement sans particule
ω	Taux de rotation
ω_{env}	Taux de rotation d'envol après impact
ω_{ini}	Taux de rotation initial
$\tilde{\omega}$	Taux de rotation sans dimension (p. 107)
$\hat{\omega}$	Accélération angulaire normalisée (p. 41)
Ω	Taux de rotation réduit (p. 46)
Ψ	Grandeur sans dimension du modèle d'Einstein

Première partie :

GENERALITES

1. INTRODUCTION.

L'étude des phénomènes d'envol de particules dans une couche limite turbulente est un problème vaste et complexe qui intervient dans des domaines variés rattachés à la Mécanique des Fluides : déplacement des dunes, transport pneumatique, problème lié à l'environnement, sédimentation dans les rivières, etc. La complexité du problème vient du fait que le mouvement des particules résulte de l'interaction de la turbulence près d'une paroi et d'un ensemble de particules solides mises en mouvement. Le travail, décrit ici, concerne plutôt les problèmes de protection de l'environnement très développés de nos jours.

1.1. Position du problème.

Cette étude s'inscrit dans un ensemble de travaux de recherche concernant la protection de l'environnement proche des usines sidérurgiques. Ces recherches sont menées en collaboration avec Sollac Dunkerque, le Laboratoire d'Etude et de Contrôle de l'Environnement Sidérurgique de Maizière les Metz et le Département Energétique Industrielle de l'Ecole des Mines de Douai. Il faut savoir qu'une usine telle que Sollac Dunkerque possède un parc de matériaux stockés pouvant atteindre plus de 100 hectares, soumis aux vents marins. L'entraînement éolien est alors une des sources de pollution. Parmi les autres sources de pollution, la plus importante, selon les observateurs, est due aux envols lors du passage des véhicules de transports de ces matériaux ainsi que lors de leurs chargements et déchargements. On connaît plusieurs solutions pour limiter ces envols, la plus simple étant de disposer des protections naturelles telles que des rideaux d'arbres pour réduire les effets du vent ou des buttes recouvertes d'herbe en bordure de route limitant les réenvols de particules. En ce qui concerne les tas de minerais, la solution des arbres pose problème en zone portuaire. Une solution plus onéreuse consiste à traiter la matière stockée dans la masse. Il s'agit de mélanger un produit à base de polymère qui a la propriété de conserver l'humidité dans le tas en formant une croûte sur la surface et donc de réduire les envols. Un premier point intéressant serait de caractériser la validité de ce traitement, une connaissance des phénomènes d'envol est donc nécessaire. On voudrait également réaliser un système permettant de tester l'efficacité du traitement en le comparant au matériau pur ou en testant plusieurs concentrations de produit dans le matériau.

Par ailleurs, les responsables de l'environnement de Sollac souhaiteraient savoir jusqu'où s'étend la pollution issue de l'entreprise. Pour cela, ils disposent d'un modèle de transport de polluants dans l'atmosphère. Ces modèles sont plus ou moins valides mais peuvent donner une idée des phénomènes. Ils nécessitent des conditions initiales que l'on peut chercher à déterminer sous la forme d'un débit de matière.

Dans ce mémoire, on réalise donc une étude des phénomènes d'envol de particules sous l'action du vent, dans laquelle on cherche à caractériser les conditions d'envol et les quantités

de matière envolée. On propose également un banc d'essais permettant de tester les matériaux propres à Sollac.

1.2. Déroulement de l'étude.

Une première partie d'étude bibliographique sur l'érosion éolienne montre que les phénomènes d'envols ont été étudiés essentiellement dans le cadre du mouvement des dunes dans le désert. Ces travaux sont souvent empiriques. Bagnold, en 1941, a effectué un travail très important dans le domaine. Il a été le premier à montrer que l'influence des particules sur le mouvement moyen est équivalente à une rugosité de paroi. Ses travaux concernant la condition limite d'envol et ceux de Kawamura (1951) concernant le débit servent encore de référence. Une étude plus théorique a été réalisée par Owen en 1964. Toutes les recherches menées dans ce domaine découlent des travaux de ces trois auteurs.

La deuxième partie de ce mémoire concerne la modélisation des phénomènes d'envol. Pour chaque point développé, une synthèse bibliographique a été réalisée. D'abord, afin de pouvoir analyser les modèles existants, on s'intéresse aux caractéristiques d'une couche limite turbulente lisse, puis rugueuse. On présente ainsi les résultats et les modèles semi-empiriques existants.

Afin d'étudier les trajectoires de particules en saltation, on détaille le comportement d'une particule dans un écoulement de couche limite turbulente. En premier lieu, on décrit les efforts qu'elle subit lors de son déplacement. On retrouve des forces classiques telles que le poids, la traînée et des efforts dus à la présence de la paroi : la portance liée au gradient de vitesse et à la rotation de la particule, également due au cisaillement. On utilise ici les modèles classiques de Saffman et de Rubinow et Keller auxquels on adjoint d'autres modèles issus de la littérature. On présente ensuite les équations du mouvement.

Le critère d'envol de Bagnold étayé par des résultats expérimentaux est décrit à partir de la littérature. On le compare à une condition limite d'envol basée sur des observations des particules sur la paroi et de l'écoulement. On améliore le modèle de Bagnold par un changement de variable avantageux dans lequel on insère un modèle définissant le comportement de la particule : saltation pour les plus grosses particules et suspension pour les plus petites.

L'envol de matière modifiant notablement le profil de vitesse, on présente les profils modifiés tels qu'on les trouve dans la littérature. Puis, on propose une loi permettant de trouver la répartition de la contrainte de cisaillement en présence d'une couche de saltation. En introduisant cette loi dans les modèles classiques, on recalcule le profil de vitesse et on le compare avec les modèles asymptotiques connus.

La connaissance du champ de vitesse et du comportement de la particule permet de mettre au point un modèle de suivi d'une particule en saltation prenant en considération toutes

les données issues de la littérature. On calcule des conditions d'envol originales basées sur des accélérations initiales. Par résolution numérique, on en déduit la trajectoire complète.

A partir de notions théoriques et de l'analyse dimensionnelle, on définit un modèle de débit de matière solide dans une couche de saltation établie. On valide ce modèle par des résultats expérimentaux issus de la littérature.

Une étude bibliographique concernant le transport dans l'eau permet une comparaison des différents modèles. En s'aidant de résultats issus d'essais en soufflerie dépressurisée, on propose un modèle pour la limite d'envol dans l'air, pour diverses masses volumiques du fluide porteur et pour la saltation dans l'eau.

Toutes ces considérations théoriques nécessitent une validation expérimentale pour laquelle on a besoin d'une couche limite turbulente. Cet écoulement est obtenu dans une soufflerie de type Eiffel spécifique à ces applications. A l'aide de l'anémométrie à fil chaud simple, on vérifie que les grandeurs caractéristiques moyennes sont bien celles d'une couche limite turbulente sans gradient de pression. Cette vérification effectuée, on mesure les profils de vitesse sur une couche de particules en absence d'envol, pour différents diamètres, à l'aide du même dispositif expérimental. Ces essais permettent d'établir une loi donnant la vitesse de frottement pour différentes valeurs du paramètre de rugosité.

A l'extrémité de cette rugosité, on dispose un lit de matière à une abscisse où la couche limite turbulente sur paroi rugueuse est à l'équilibre. On utilise alors un dispositif expérimental original permettant de mesurer la vitesse limite d'envol par détection optique. Cette expérience donne de bons résultats qui confortent le modèle établi et permet de montrer que le dispositif est opérationnel pour tester des matériaux industriels. On montre que les hypothèses faites concernant la vitesse de frottement dans le lit en présence d'envols sont valides. On met ensuite au point une méthode de mesure de trajectoires afin de valider le modèle numérique. Ces mesures sont réalisées en filmant les particules en mouvement à 24 images par seconde et en dépouillant les images à l'aide d'un logiciel de traitement pour reconstituer des trajectoires complètes. On obtient ainsi les grandeurs caractéristiques des trajectoires que l'on compare avec celles calculées. On effectue également des mesures de débit de matière à l'aide d'une sonde de captation isocinétique. Ces mesures permettent de valider le modèle établi. Toute la validation expérimentale est présentée dans la troisième partie.

Les conclusions et perspectives que suscitent cette étude, sont présentées dans la dernière partie de ce mémoire.

2. L'EROSION EOLIENNE.

L'érosion éolienne, par définition, est l'usure d'une surface provoquée par le vent. Cette surface est, dans cette étude, un lit de particules qui peuvent être des grains de sable ou d'un

autre matériau susceptible de se trouver sur le sol en présence de vent. Le transport de sédiments par le vent est le résultat de l'interaction d'un écoulement turbulent proche d'une paroi avec un ensemble de particules solides de taille variable arrachées à cette paroi.

2.1. Introduction.

En 1941, lors de recherches concernant le déplacement des dunes dans le désert de Libye, Bagnold [1] a décrit les bases des phénomènes de mise en mouvement des particules. Il fut le premier à décrire les mécanismes de l'érosion et à bâtir une théorie sur des observations effectuées au cours de certaines expériences réalisées en soufflerie et sur site naturel. Ses recherches ont guidé tous les auteurs qui se sont consacrés depuis à ce type d'études et ont servi de base à tous les modèles de transport de sédiment découverts jusqu'à présent.

Chepil [2] a ensuite repris les travaux de Bagnold d'un point de vue géologique. Puis Zingg [3], en 1952, a fait une étude expérimentale en soufflerie dans laquelle il donne des résultats qui rejoignent sensiblement les précédents.

Dans le même temps, les travaux de Einstein et El Sammi [4], Shield, et Yalin cités par Lebreton [5], sur le transport solide dans les canaux ont permis de corrélérer certains résultats de Bagnold. Bien que les phénomènes soient semblables dans l'air et dans l'eau, Bagnold et Shield ont montré qu'un modèle différent est nécessaire. Ils expliquent que la masse volumique de l'eau est du même ordre de grandeur que celle des particules qui sont toutes deux très grandes devant celle de l'air. En 1966, Bagnold [6] a décrit ces comparaisons lors d'une approche du problème de transport de sédiment dans l'eau des rivières.

Plus récemment, en 1964, Owen [7] a montré qu'il existe trois formes de déplacement d'un lit de particules selon leurs diamètres :

- pour des diamètres importants, le déplacement se fait par reptation. On l'appelle surface rampante,
- pour des diamètres intermédiaires, le mouvement des particules se produit par petits bonds successifs, les particules retombant sous l'effet de leur poids, ce mouvement est dit de saltation,
- pour de petits diamètres, les particules se mettent en suspension car les fluctuations de la couche limite les empêchent de retomber sur le sol.

Le déplacement par reptation n'entre pas dans le cadre de ce mémoire ; il a été décrit et étudié expérimentalement par Bagnold [1]. Bagnold a également établi un modèle donnant la vitesse de frottement limite d'envol en fonction de caractéristiques des particules.

Le mouvement de particules par saltation a été décrit par Anderson, Sorensen, et Willetts [8] dans une revue des derniers progrès dans le domaine. Dans cette revue le modèle décrivant la vitesse limite d'envol est toujours celui de Bagnold que l'on décrit dans un prochain chapitre. Owen [6] a défini un modèle du champ de vitesse de l'écoulement lors du

transport par saltation et du flux de grains en mouvement. Le débit de matière solide en mouvement par saltation est décrit par Bagnold, et par Kawamura [9] en 1951. Il existe d'autres expressions pour le débit solide basées sur les expressions précédentes légèrement modifiées pour corrélérer des résultats expérimentaux.

Ungar et Haff [10] et Anderson [11], en 1985 et 1986, ont présenté un modèle qui prend en considération la variation de quantité de mouvement du fluide due à l'arrachement des grains et à leurs présences dans l'écoulement. Ils en ont déduit numériquement, par une approche stockastique, les profils de flux de matière et de vitesse du vent en saltation en écoulement permanent.

White et Schulz [12] en 1977 ont décrit les paramètres influençant les trajectoires en mouvement par saltation. Kawamura, Williams [13] en 1965, White [14] en 1982 ont effectué des essais en soufflerie. En 1979, White [15], Greeley [16], Iversen [17] ont participé à un programme de recherche concernant l'étude des déplacements de matière par saltation sur Mars et sur Vénus.

Un précurseur dans l'étude des suspensions est Gillette [18] ; entre 1971 et 1977, il a réalisé de nombreuses études expérimentales de mise en suspension sur site agricole en Oklahoma et au Texas.

Ciccone [19] a réalisé une étude expérimentale de l'érosion en soufflerie sur de la matière extraite des mines d'uranium de l'Ontario ; il mesure les effets de divers paramètres sur la quantité envolée, par exemple le taux d'humidité. Dans le cas du sable et pour des vitesses d'écoulement légèrement supérieures aux vitesses limites d'envol, Ciccone a également quantifié, par observation expérimentale, les diamètres limites de l'ordre de 1000 à 2000 μm pour la limite saltation-reptation et 100 μm pour la limite suspension-saltation.

Les études concernant le transport de particules de faible diamètre sont encore peu nombreuses. On peut trouver quelques données expérimentales, concernant certains sites bien particuliers, mais trop dispersées pour être utilisées comme base d'une théorie. On trouve également beaucoup d'étude du comportement de particules en turbulence de grille, ces études sont difficilement applicable dans le cas de la turbulence de paroi.

Nalpanis [20] a réalisé une étude expérimentale sur des particules dont les diamètres situent le mouvement entre la suspension et la saltation. Il a observé un état intermédiaire appelé saltation modifiée correspondant aux particules trop lourdes pour se mettre en suspension et trop petites pour ne pas subir la turbulence.

La thèse d'Anderson [11] en 1986 reprend toutes ces données concernant l'érosion, la saltation, la suspension et le transport par le vent.

Butterfield [22] s'est fortement intéressé à l'instrumentation et aux mesures dans le domaine de l'érosion éolienne.

William [23] (1992) a réalisé une étude considérable concernant les effets de la turbulence sur un lit de particule et les caractéristiques probabilistes des envols. Il a utilisé une

démarche expérimentale originale basée sur l'observation de l'arrachement de particules de couleur sur un lit de particules blanches. Il a observé l'évolution temporelle de la surface colorée jusqu'à l'arrachement total de ces particules. Il a également montré que, dans une couche limite laminaire, il n'y a pas d'envol. Lorsque la couche limite est transitionnelle, il y a peu d'envols et dans une couche limite turbulente, il y a beaucoup d'envols.

2.2. Description du transport de sédiment par saltation.

Le transport de particules par saltation est lié à la condition d'adhérence d'un fluide réel sur une paroi formée de particules sans liaisons rigides. Dans un but de simplification, les modèles développés à ce jour ne traitent que d'une particule. De nombreux auteurs ont observé que l'aspect tourbillonnaire de l'écoulement proche du lit influence beaucoup l'envol des particules. Dans les modèles, on ne considère que les valeurs moyennes, faute de connaissance sur la turbulence très proche du lit.

2.2.1. Phénomène de mouvement par saltation.

L'envol d'une particule est déclenché par le gradient de vitesse de l'écoulement près de la paroi. En effet, en écoulement de couche limite turbulente (du type de la couche de surface atmosphérique), le profil de vitesse est très cisailé près de la paroi. Si on considère une particule posée sur cette surface, la répartition de vitesse dissymétrique engendre une force verticale. Saffman [24] ainsi que Dandy et Dwyer [25] ont assimilé la force que subit une particule dans un écoulement cisailé à une portance. La condition d'adhérence à la paroi conduit également à une vitesse locale faible et donc à une force longitudinale : la traînée de la particule, faible devant la portance précédemment décrite.

Lorsque le taux de cisaillement est suffisamment élevé pour produire une force de portance capable de soulever la particule, celle-ci se met en mouvement et monte sensiblement verticalement. A ce moment, une traînée apparaît liée à la vitesse relative de la particule qui tend à ralentir sa montée (aidée par la pesanteur) et à la faire avancer.

Ensuite, la portance devenant petite devant les forces de traînée et de pesanteur, la particule retombe jusqu'à la paroi en avançant.

White et Schulz [12] ont montré l'influence de l'effet Magnus sur la portance pendant le transport par saltation et donc sur les trajectoires, la rotation de la particule étant due à la dissymétrie de la répartition des vitesses sur celle-ci. Ils ont utilisé le modèle de Rubinow et Keller [26] adapté à un écoulement cisailé. On trouve dans la littérature d'autres modèles complémentaires : Chégroun [27], Barkla [28].

2.2.2. Trajectoire d'une particule.

On peut décomposer le mouvement par saltation en trois phases :

1/ - lorsque la vitesse de l'écoulement est assez élevée, la particule s'envole en subissant une accélération verticale, due au fluide, supérieure à celle de la pesanteur. Il s'agit de la phase de mise en mouvement.

2/ - la particule prenant de l'altitude, le gradient de vitesse local diminue ainsi que la portance correspondante. Très rapidement la force de pesanteur devient prépondérante dans la description du mouvement normal à la paroi. Ainsi la vitesse verticale décroît jusqu'à s'annuler au sommet de la trajectoire. Pendant cette phase les efforts exercés par le fluide influencent la vitesse longitudinale de la particule. La trajectoire passe sensiblement de la verticale à l'horizontale,

3/ - dans la dernière phase, la particule chute, elle continue cependant d'avancer entraînée par le fluide sur une trajectoire quasi-rectiligne.

On a schématisé sur la figure 1.1 une trajectoire typique du mouvement de saltation avec les trois phases précédemment décrites.

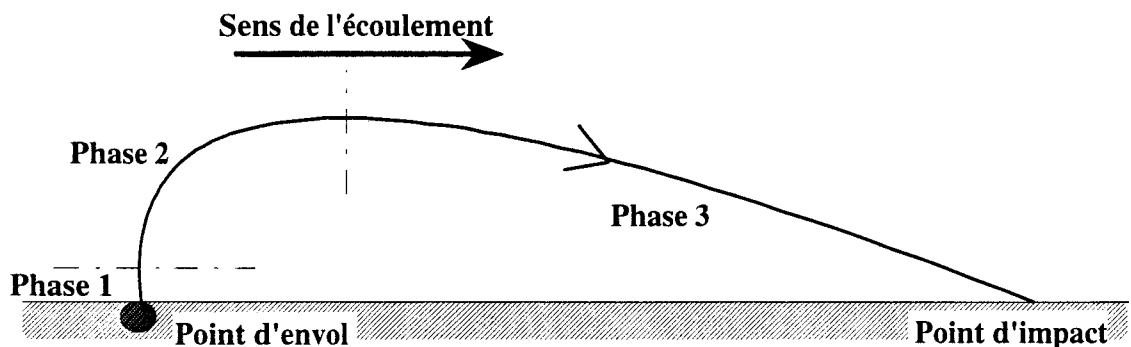


Figure 1.1: Schéma d'une trajectoire typique en mouvement par saltation.

Quand la particule atteint la paroi, au point d'impact, on constate généralement l'envol d'une autre particule.

2.2.3. Phénomène d'impact.

Au point d'impact, lorsqu'une particule retombe sur le lit, elle distribue son énergie cinétique entre la déformation du lit et parfois l'envol d'un ou plusieurs autres grains. En fait, l'écoulement qui est suffisamment intense pour faire décoller une particule de la même taille que la première, va pouvoir en faire envoler une légèrement plus grosse par cet apport d'énergie. On peut affirmer que ce transfert d'énergie provoque une modification de la vitesse limite d'envol.

Werner [29] montre que l'on peut avoir des réactions en chaîne lors des impacts. Une particule faisant un petit bond peut en faire envoler une autre qui allonge sa trajectoire par rapport à la précédente. Cette dernière lors de son impact peut en faire envoler plusieurs et ainsi de suite. On a un effet d'accumulation aléatoire difficile à modéliser. Werner a également

montré qu'un impact modifie la structure équilibrée du lit sur une épaisseur pouvant aller jusqu'à dix fois le diamètre des particules le formant.

En matière de modélisation des phénomènes d'impact, les approches sont souvent statistiques. White & Shulz [12], Sorensen [30], Araoka & Moeva (1981), Willets & Rice [31] cités par Nalpanis et al [32] ont réalisé des essais en observant les trajectoires au niveau des impacts. A partir de l'angle de chute, de la vitesse finale et du taux de rotation final d'une particule entrant en collision avec le lit, White & Shulz ont établi des lois empiriques donnant l'angle, la vitesse et le taux de rotation d'envol d'un nouveau grain. Nalpanis et al (1993) ont effectué une étude expérimentale puis numérique qui permet de remonter aux trajectoires avec et sans impact. Les essais étaient réalisés par photographie stroboscopée, l'éclairage des grains étant dans l'axe des envols. Il semble, d'après leurs résultats, que les modèles ne sont pas satisfaisants, trop de paramètres étant encore inaccessibles surtout au niveau de la modification de la structure du lit qui est à la base du phénomène d'impact.

Lorsque les particules sont petites (de quelques microns à environ 100 μm), les trajectoires subissent une forte influence de la turbulence, correspondant à des mouvements de particules en suspension.

2.3. Description du transport en suspension.

Les particules susceptibles de se déplacer en suspension sont essentiellement de petites tailles. Elles s'envolent souvent de la même façon qu'en saltation. Mais une fois dans l'écoulement, elles sont fortement influencées par les effets de la turbulence.

2.3.1. Trajectoire d'une particule.

En absence de turbulence, la trajectoire d'une petite particule ressemble fortement à la saltation telle qu'on l'a décrite sur la figure 1.1. En présence d'une agitation tourbillonnaire, la trajectoire se trouve modifiée. La figure 1.2 représente des exemples de trajectoires de particules en suspension [11].

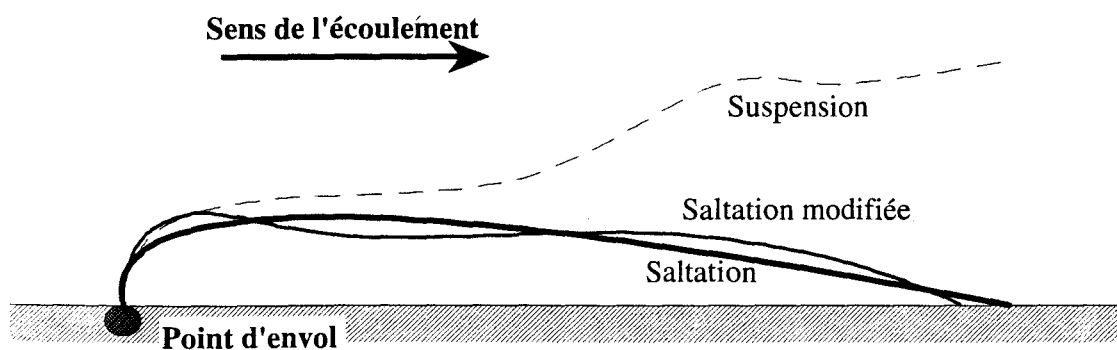


Figure 1.2 : Schéma représentant des exemples de trajectoires en suspension.

La trajectoire représentée en trait fin correspond à de la saltation modifiée ; on peut constater que les effets de la turbulence perturbent la saltation (en trait épais) de la particule. La trajectoire en pointillés est moins ordonnée ; elle ne ressemble plus à de la saltation sauf à la mise en mouvement. Le caractère aléatoire de la turbulence ne permet pas actuellement de modéliser convenablement cette trajectoire.

2.3.2. Type de modèle rencontré.

On rencontre dans la littérature deux techniques de modélisation. Une première consiste à suivre une particule dans son mouvement en intégrant l'équation de la dynamique pour une particule et en tâchant de modéliser les actions de la turbulence [33]. Il s'agit d'un point de vue Lagrangien qui donne de bons résultats en saltation. Pour les petites particules, ce type de modèles s'appuie sur une approche probabiliste, ce qui les rend encore délicats à utiliser en suspension.

La deuxième technique de modélisation consiste à homogénéiser le milieu transporté et à le considérer comme une phase continuellement répartie ; Il s'agit d'un point de vue Eulérien.

Deux cas sont rencontrés :

- on modélise l'évolution de la concentration de la phase solide à l'aide d'une équation de transport. On trouve dans la littérature beaucoup de modèles de transport de concentration obtenus expérimentalement, résolus numériquement ou approchés par des gaussiennes en turbulence homogène isotrope [33]. Il serait intéressant de réaliser des études similaires en turbulence de paroi qui est plus proche de la réalité.
- On modélise l'évolution de la concentration à l'aide d'un modèle à deux phases [35]. Il s'agit de modéliser l'évolution de la concentration et de la vitesse des particules (phase solide) par des équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement en considérant la phase solide comme étant continue et dérivable comme on le fait classiquement pour un écoulement (phase fluide). Ce type de modèle semble le plus rigoureux pour prendre en considération les phénomènes de turbulence. La difficulté est de modéliser les coefficients de dispersion particulaire introduits par la modélisation des corrélations des termes fluctuants et les termes dus à l'interaction entre les deux phases.

Dans ce qui suit, on se consacre surtout à l'envol de matière et à la saltation. On explicite les modèles existants en tâchant de mettre en évidence leurs atouts et leurs limitations. On propose des modèles calés sur des résultats expérimentaux de la bibliographie. Ensuite, on sera amené à vérifier ces modèles expérimentalement.

Deuxième partie

MODELISATION

1. THEORIE DE LA COUCHE LIMITE.

Pour bien caractériser les phénomènes d'envol de particules, il est nécessaire de connaître parfaitement l'écoulement qui va influencer la condition limite d'envol, le comportement et le débit de particules solides, qui dépendent du profil de vitesse près de la paroi. Il faut donc rappeler les équations qui régissent un écoulement turbulent près d'une paroi. Dans le cas réel, l'échelle de longueur des particules (leurs diamètres) est en général petite devant l'échelle caractéristique de la rugosité souvent formée par des tas ou des bâtiments. L'écoulement au niveau du lit de particules s'en trouve fortement perturbé. On fait ici une hypothèse qui consiste à considérer qu'une couche limite turbulente établie se forme au dessus du lit de particules en présence de vent. Cette hypothèse limite la présente étude au cas où les structures de l'écoulement en amont du lit (grandes échelles de la turbulence atmosphérique) sont grandes devant les plus grandes structures de cette couche limite turbulente "locale".

Dans ce qui suit, on rappelle la théorie de la couche limite turbulente sur une plaque plane d'abord lisse puis rugueuse. Cette étude a pour objet de modéliser l'écoulement sur le lit de matière avant l'envol.

1.1. Description de la couche limite turbulente.

L'écoulement, que l'on retrouve dans tout problème d'érosion éolienne, est turbulent et se développe le long d'une paroi, d'où l'utilisation des théories de couche limite. Schlichting [36], Padet [37] et Cousteix [38] donnent des modèles similaires de ce type d'écoulement, assez bien connu de nos jours.

En premier lieu, on peut préciser les équations qui régissent les écoulements de couche limite turbulente. Ces équations sont issues des équations de Reynolds à deux dimensions, moyennant l'hypothèse simplificatrice qui consiste à considérer deux longueurs caractéristiques différentes selon x et y , telles que le rapport des deux soit petit devant l'unité, on obtient ainsi l'approximation de couche limite. Le système d'équations résultant est :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = v \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial y} (-\overline{u'v'}) \quad (2)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} (-\overline{v'^2}) \quad (3)$$

Où l'équation (1) correspond à l'équation de conservation de la masse et (2) et (3) correspondent aux équations de quantité de mouvement. Dans ces équations, les vitesses ont été classiquement décomposées en la somme d'une grandeur moyenne et d'une fluctuation. Les grandeurs moyennes sont notées u , v , p . Les grandeurs fluctuantes u' et v' (petites devant u et

v) étant aléatoires, on ne considère que leurs corrélations $\overline{u'^2}$, $\overline{u'v'}$ et $\overline{v'^2}$ qui sont des contraintes de Reynolds. Par la suite, on considère que le gradient de pression longitudinal est négligeable devant les autres termes de l'équation (2).

On considère que, lorsque la couche limite prend naissance en $x = 0$, elle est laminaire puis devient transitionnelle et enfin turbulente. Le nombre de Reynolds local de transition R_{xc} est de l'ordre de 10^5 à 10^6 . R_{xc} est construit avec la vitesse extérieure à la couche limite u_e et l'abscisse x .

La couche limite turbulente, lorsqu'elle est établie, est composée d'une zone interne représentant les 10 à 20 premiers pour cent de l'épaisseur (près de la paroi) et une zone externe formée des 80 à 90 pour cent restant.

1.1.1. Zone externe.

La zone externe ou encore zone à vitesse déficitaire est fortement liée aux conditions extérieures à la couche limite. Les grandeurs caractéristiques dans cette zone sont la hauteur de couche limite δ et la vitesse extérieure à la couche limite u_e . Le profil de vitesse est généralement représenté sous la forme $\left(\frac{u_e - u}{u_\tau}, \frac{y}{\delta}\right)$ dans cette zone. Dans cette représentation, il prend une forme universelle bien représentée dans sa partie basse par la loi de Clauser [39] :

$$\boxed{\frac{u_e - u}{u_\tau} = -\frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{y}{\delta}\right) + 2,5} \quad (4)$$

u_τ est la vitesse de frottement pariétale et $\kappa = 0,41$ est la constante de Von-Karman.

La zone externe dans le cas de l'érosion est peu sollicitée.

1.1.2. Zone interne.

Pour l'étude de l'érosion, c'est essentiellement la zone interne qui va être caractéristique de l'envol car, dans cette région proche de la paroi, l'écoulement interfère directement avec le lit de particules. Les grandeurs caractéristiques de cette zone sont la vitesse de frottement pariétale u_τ et la viscosité cinématique du fluide ν .

Dans cette région, les termes convectifs de l'équation (2) sont négligeables à cause de la proximité de la paroi, cette équation se réduit alors à $\frac{\partial \tau}{\partial y} = 0$. Par intégration, on observe que la contrainte de cisaillement est constante :

$$\boxed{\tau = \rho u_\tau^2 = \mu \frac{\partial u}{\partial y} - \rho \overline{u'v'} = \text{cste}} \quad (5)$$

Où le terme $\mu \frac{\partial u}{\partial y}$ représente la contrainte visqueuse et le terme $-\rho \overline{u'v'}$ représente la contrainte turbulente. On appelle u^+ la vitesse sans dimension $\frac{u}{u_\tau}$ et y^+ l'ordonnée sans dimension $\frac{y u_\tau}{\nu}$,

cette dernière est comparable à un nombre de Reynolds local. L'équation (5) devient $\frac{\partial u^+}{\partial y^+} - \frac{\overline{u'v'}}{u_\tau^2} = 1$.

La zone interne est composée de trois régions :

- - la sous-couche visqueuse, qui est la région la plus proche de la paroi. Dans cette région, le terme de viscosité moléculaire est prépondérant, on a :

$$\boxed{\frac{\partial u^+}{\partial y^+} = 1} \quad (6)$$

ce qui donne par intégration :

$$\boxed{u^+ = y^+} \quad (7)$$

La constante d'intégration est nulle à cause de la condition d'adhérence à la paroi. La sous-couche visqueuse est comprise entre la paroi ($y^+ = 0$) et $y^+ = 5$ environ.

- - La zone logarithmique, région où l'écoulement est pleinement turbulent, le terme de turbulence y est prépondérant :

$$\boxed{u_\tau^2 = -\overline{u'v'}} \quad (8)$$

D'après l'hypothèse de Boussinesq, on modélise $-\overline{u'v'}$ par un terme qui s'apparente à une contrainte visqueuse $v_t \frac{\partial u}{\partial y}$, v_t étant une viscosité turbulente qui ne dépend pas de la nature du fluide comme ν , mais de l'écoulement, ainsi (8) devient :

$$\boxed{u_\tau^2 = v_t \frac{\partial u}{\partial y}} \quad (9)$$

ou encore $\frac{\partial u^+}{\partial y^+} = \frac{v}{v_t}$.

En utilisant un modèle de longueur de mélange de Prandtl, on calcule v_t tel que :

$$\boxed{v_t = \ell_m^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right|} \quad (10)$$

avec $\ell_m = \kappa y$ dans la zone logarithmique et $\kappa = 0,41$.

On a par intégration :

$$\boxed{u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + 5,6} \quad (11)$$

La constante 5,6 a été déterminée expérimentalement par Clauser [39].

La zone logarithmique est définie pour y^+ compris entre 30 et 500 environ. Pour y^+ supérieur à 500 on passe en zone externe.

- - couche de transition. Dans cette région, pour y^+ compris entre 5 et 30, les termes de viscosité moléculaire et turbulente sont du même ordre de grandeur.

Il s'agit d'une zone de raccord entre la sous-couche visqueuse et la zone logarithmique. Pour y^+ caractériser l'écoulement, on utilise la viscosité turbulente de Boussinesq déterminée par (10) avec le modèle de longueur de mélange de Van-Driest [40] :

$$\ell_m = \kappa y \left(1 - \exp\left(-\frac{y^+}{\lambda}\right) \right) \quad (12)$$

En fait le terme entre parenthèses est une fonction d'amortissement qui fait tendre ℓ_m vers zéro en $y^+ = 5$ et vers κy en $y^+ = 30$, λ est égal à 26.

On peut observer ces trois zones sur la figure 2.1 extraite de Padet [37].

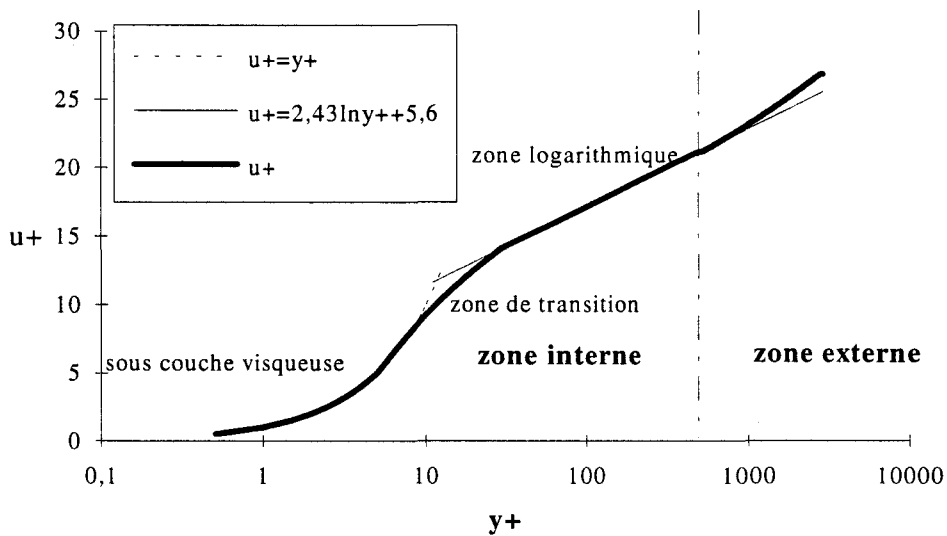


Figure 2.1 : Profil de vitesse en zone interne (Loi de Paroi).

On a coutume de représenter les courbes $u^+ = f(y^+)$ en coordonnées semi-logarithmiques afin de bien distinguer les différentes régions de la zone interne. Toutes ces lois sont valables pour des écoulements sur paroi lisse (on définira ce terme au prochain paragraphe), la présence de rugosité modifie quelque peu la couche limite.

1.2. Influence d'un lit de particules sur la zone interne.

Lorsque l'on positionne des particules sur la paroi où se développe une couche limite, ses caractéristiques s'en trouvent modifiées. On considère que la présence de rugosité n'affecte que la zone interne et que la zone externe garde les mêmes caractéristiques. Il faut rappeler que la référence en matière de rugosité est le grain de sable, utilisée par Nikuradse [41] pour des écoulements de tuyau établis. Cette rugosité est intéressante car elle est naturelle. En

revanche, elle induit une incertitude sur la forme des grains. Dans le paragraphe suivant, on rappelle les lois d'écoulement avec ce type de rugosité.

1.2.1. Rugosité de type "grain de sable".

Nikuradse [41], en 1933, a défini trois régimes d'écoulement pour une couche limite avec de la rugosité de type grain de sable. Ces trois régimes sont définis en fonction de la hauteur des aspérités h_s adimensionnée sous forme d'un nombre de Reynolds $h_s^+ = \frac{h_s u_\tau}{\nu}$:

- lorsque h_s^+ est inférieur à 5, on considère que l'écoulement n'est pas affecté par la rugosité, il y a une sous couche visqueuse et on retrouve le type d'écoulement précédemment décrit. Ce régime est appelé hydrauliquement lisse,
- lorsque h_s^+ est supérieur à 70, on considère que la sous-couche et la zone de transition sont complètement détruites. On a un régime d'écoulement pleinement rugueux, le profil dans la zone interne n'est que logarithmique,
- pour h_s^+ compris entre 5 et 70, on a un régime intermédiaire dans lequel la sous-couche visqueuse est affectée par les aspérités. On y trouve encore une zone de transition.

Dans le cas d'écoulement lisse, la perte de charge dépend du nombre de Reynolds local de l'écoulement. Dans le cas pleinement rugueux, elle ne dépend que de h_s^+ . Dans le cas intermédiaire elle dépend de ces deux grandeurs. La présence de rugosité se traduit par une modification quasi-immédiate du profil de vitesse en zone interne. Cette modification produit, en premier lieu, un déséquilibre de la couche limite turbulente. Puis, lorsque la longueur de la plaque permet le rétablissement de l'écoulement, on observe un décalage de l'origine des profils, sous la forme :

$$\boxed{u_{+rug} = u_{+lisse} - \Delta_u^+} \quad (13)$$

Δ_u^+ traduit ce décalage et il est fonction de h_s^+ .

Si h_s^+ est inférieur à 5, Δ_u^+ est nul.

Si h_s^+ est compris entre 5 et 70, d'après Blanchard [42], on a :

$$\boxed{\Delta_u^+ = -22 (h_s^+)^{0,1} + 26} \quad (14).$$

Si h_s^+ est supérieur à 70, on a :

$$\boxed{\Delta_u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln h_s^+ - 2,73} \quad (15).$$

La figure 2.2 représente le décalage Δ_u^+ en fonction de la hauteur de rugosité grain de sable h_s^+ , ces deux grandeurs sont sans dimension.

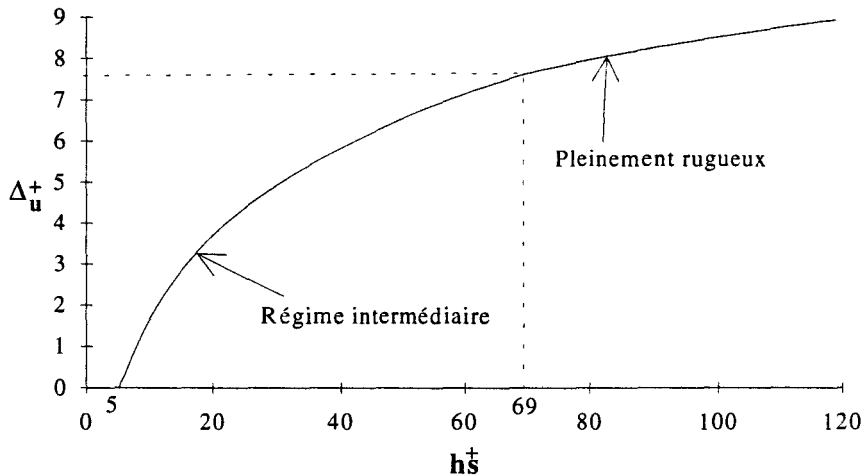


Figure 2.2 : Représentation du décalage Δ_u^+ en fonction de la hauteur de rugosité grain de sable h_s^+ .

Les équations (13) et (15) permettent d'établir :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{h_s} + 8,5 \quad (16)$$

Cette équation, établie dans le cas pleinement rugueux, permet de retrouver le profil "neige et vent" utilisé pour la couche limite atmosphérique en couche de surface (les 50 premiers mètres) [43] :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{y_0} \quad (17)$$

où y_0 est égal à $h_s / 30$. Cette expression met en évidence un décalage de l'origine du profil de vitesse selon Oy , la vitesse s'annulant en $y = y_0$ (figure 2.3).

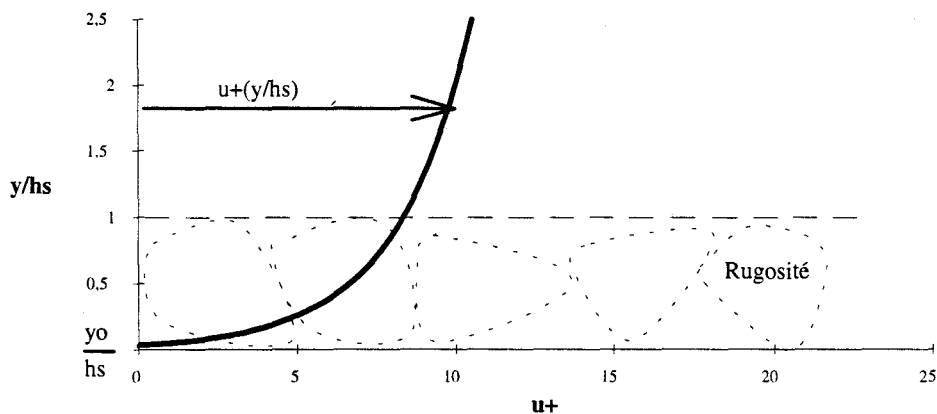


Figure 2.3 : Changement de repère selon Oy (pleinement rugueux).

Cette formulation est très intéressante en rugosité formée de grain de sable, elle est mise en défaut dès que la rugosité est différente car la constante 8,5 de la formule (16), utilisée pour le calcul de y_0 , est établie pour du sable. Pour d'autre forme de rugosité, il faut déterminer y_0 expérimentalement.

1.2.2. Autres types de rugosité.

Dans le cas d'autres types de rugosité que le sable, il existe plusieurs méthodes pour déterminer le profil, toutes basées sur la détermination d'une rugosité grain de sable équivalente. Blanchard, pour déterminer le décalage Δ_u^+ , propose de calculer un décalage à partir de grain de sable ayant la même hauteur que les aspérités considérées, suivi d'une correction. Ainsi, il détermine un $(\Delta_u^+)_{\text{sable}}$ à partir des équations (14) et (15) avec la hauteur des aspérités réelle h et il apporte une correction :

$$\Delta_u^+ = (\Delta_u^+)_{\text{sable}} - \frac{b}{\kappa} \ln \alpha_h \quad (18)$$

b est donné par :

$$b = 1 - e^{-\left(\frac{(\Delta_u^+)_{\text{sable}}}{3,5}\right)^2} \quad (19)$$

et le terme α_h est le rapport $\frac{h}{h_s}$ qui est appelé coefficient géométrique de la rugosité. Lorsque $(\Delta_u^+)_{\text{sable}}$ est grand devant 3,5 par exemple en régime pleinement rugueux, b tend vers 1, l'équation (18) implique alors que $\Delta_u^+ = (\Delta_u^+)_{\text{sable}}$.

1.2.3. Détermination du coefficient géométrique.

Le coefficient géométrique α_h dépend non seulement de la hauteur des aspérités mais aussi de la forme et de la fréquence de celles-ci. Schlichting [36] l'a déterminé par une méthode expérimentale valable dans le cas pleinement rugueux. Le profil de vitesse universel étant :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{h} + B_s \quad (20)$$

Où h est la hauteur des aspérités considérées et B_s un paramètre à déterminer expérimentalement. On obtient, en comparant (20) avec (16), l'équation :

$$\ln \alpha_h = \kappa (B_s - 8,5) \quad (21)$$

Une autre technique pour déterminer α_h a été développée par Dirling [44], il exprime α_h en fonction de la distance équivalente réduite Λ , elle même étant fonction de la forme et de la densité des rugosités. Soit d_m la distance moyenne entre deux éléments rugueux ($d_m = 1/\sqrt{N/S}$ où N/S est le nombre d'éléments par unité de surface), soit h la hauteur des

aspérités, soit A_s l'aire de la surface mouillée par le fluide à l'amont de la section maximale normale à l'écoulement, cette section est notée A_p , on peut voir sur la figure 2.4 ces différentes grandeurs. La distance équivalente réduite s'écrit :

$$\Lambda = \frac{d_m}{h} \left(\frac{A_s}{A_p} \right)^{4/3} \quad (22).$$

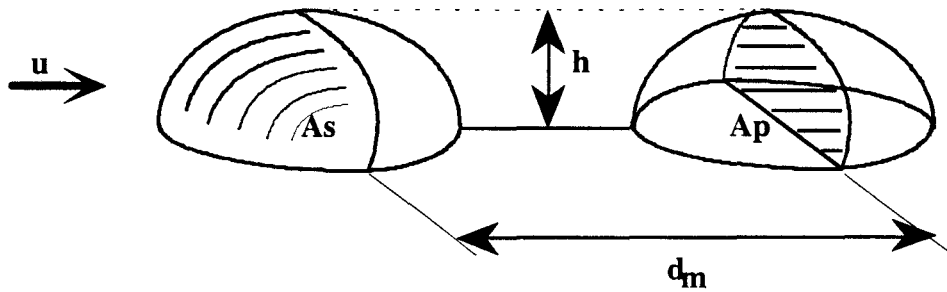


Figure 2.4 : Représentation des rugosités pour déterminer le paramètre de forme, d'après Dirling [44].

D'après Dirling, la valeur de α_h ne dépend que de Λ :

$$\alpha_h = 60,95 \Lambda^{-3,78} \text{ pour } \Lambda \leq 4,92 \quad (23,a)$$

$$\alpha_h = 0,00719 \Lambda^{1,9} \text{ pour } \Lambda > 4,92 \quad (23,b)$$

Les équations (23,a) et (23,b) ont été déterminées par une corrélation de points expérimentaux qui comprennent ceux de Schlichting.

Dans le cas de sphères positionnées sur une surface plane, on obtient avec les formules ci-dessus $\Lambda = 2,34$ qui donne $\alpha = 2,45$, alors que Schlichting, pour des sphères de 4,1 mm, obtient $\alpha = 1,6$.

De plus, on a constaté que Λ ne dépend pas du diamètre dans le cas de sphères. On considère une surface S' formée de sphères en répartition serrée. Un échantillon de S' , noté S , est formé d'une sphère en contact avec quatre autres dont on ne considère que le quart par symétrie ($N = 2$), positionnées comme elles le sont sur la figure 2.5. On a $S = \sqrt{3} D_p^2$ qui

permet de calculer $d_m = \sqrt{\frac{S}{N}} = D_p \left(\frac{\sqrt{3}}{2} \right)^{1/2}$. On a également $A_s = \pi \frac{D_p^2}{2}$ et $A_p = \pi \frac{D_p^2}{4}$, on

retrouve $\Lambda = 3^{1/4} 2^{5/6} = 2,34$. La différence entre le α de Dirling et le α déduit de Schlichting peut s'expliquer par une remarque de Tanière [45] lorsque $\frac{d_m}{D_p} < 2$ (ici 0,93) : la surface

mouillée A_s est surestimée telle qu'elle est calculée par Dirling, car une aspérité donnée est positionnée dans le sillage des précédentes.

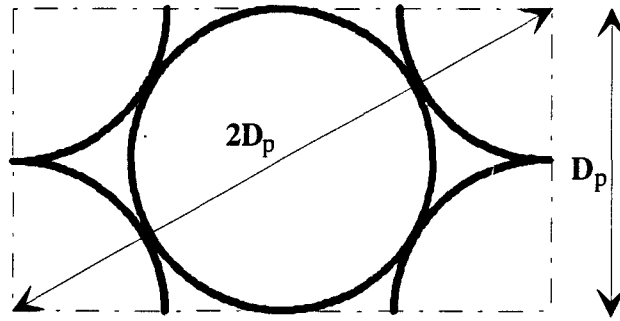


Figure 2.5 : Représentation de la rugosité formée de billes en vue de dessus.

On peut constater que la rugosité influence le profil de l'écoulement, non seulement par sa hauteur, mais également par sa densité et ses arrangements.

On a vu précédemment que la zone logarithmique subit un décalage de Δ_u^+ . Si on est en régime rugueux intermédiaire, il faut estimer également le profil dans la zone de transition pour y^+ inférieure à 30. Pour cela, on utilise un modèle de longueur de mélange dans lequel on prend en compte la rugosité.

1.2.4. Modification des modèles à longueur de mélange.

Les modèles de modification de longueur de mélange liés à la rugosité sont nombreux, celui décrit ci-dessous a été proposé par Granville, en 1985, décrit par Cousteix [38] et a l'avantage d'être lié au modèle de Van-Driest. Il consiste à corriger le paramètre λ de l'équation (12) en fonction de Δ_u^+ . La correction proposée est linéaire :

$$\lambda = 5,25 + 3,95 B_g \quad (24)$$

B_g est directement lié au décalage Δ_u^+ par $B_g = 5,25 - \Delta_u^+$.

D'après Vanhee [46], ce modèle est capable de décrire des rugosités jusqu'à $h_s^+ = 60$. Au-delà de cette valeur, il faut changer de modèle.

Le modèle de Rotta [47] suppose qu'il est possible de déduire du profil lisse, décalé de l'origine par un changement de repère selon y , le profil de vitesse en présence de rugosité. Ce changement de repère consiste à déplacer la paroi d'une valeur Δ_y^+ définie d'après Cebeci et Smith [48] par :

$$\Delta_y^+ = k_r \left[\sqrt{h_s^+} - h_s^+ \exp\left(\frac{-h_s^+}{6}\right) \right] \quad (25)$$

Où k_r est une constante de l'ordre de 0,9. Ensuite, il suffit de remplacer dans la longueur de mélange l'ordonnée y par $y + \Delta_y$ comme il est représenté sur la figure 2.6.

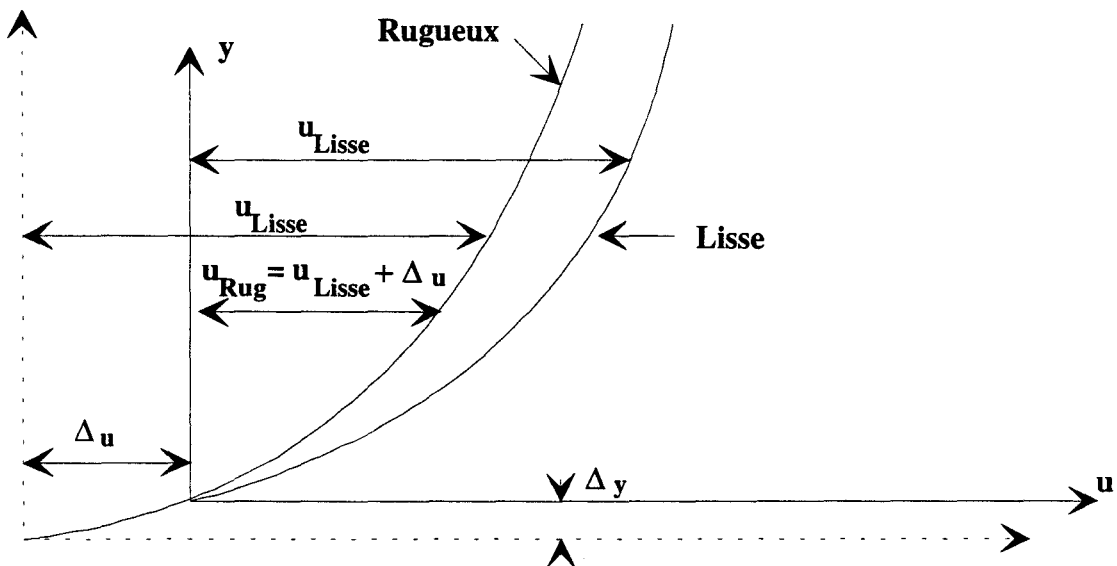


Figure 2.6 : Changement de repère représentant les effets de la rugosité, Vanhee [46].

La particularité de cette formulation est que la longueur de mélange ne s'annule plus à la paroi et donc, que la viscosité turbulente non plus.

Avec le modèle de Rotta [47], la longueur de mélange de Van-Driest s'écrit :

$$\ell_m^+ = \kappa (y^+ + \Delta_y^+) \left(1 - \exp\left(-\frac{y^+ + \Delta_y^+}{\lambda}\right) \right) \quad (26)$$

Avec cette modélisation, le décalage Δ_u^+ devient :

$$\Delta_u^+ = \int_0^{\Delta_y^+} \frac{2}{1 + (1 + 4\ell_m^{+2})^{1/2}} dy^+ \quad (27)$$

Une fois (27) pris en considération, la méthode classique d'intégration devient :

$$u^+ = \int_0^{y^+} \frac{2}{1 + (1 + 4\ell_m^{+2})^{1/2}} dy^+ \quad (28)$$

La constante κ_r est donnée par Cebeci et Smith [48] comme étant égale à 0,9. Vanhée, lors d'une modélisation des écoulements de Couette-Poiseuille sur paroi rugueuse a obtenu 0,92.

Afin de caractériser la couche-limite turbulente, on peut déterminer d'autres paramètres tels que coefficient de frottement, hauteur de couche limite... Ces paramètres peuvent être déterminés simplement par des lois approchées.

1.3. Lois approchées.

La première loi a été suggérée par l'expérience, elle donne une valeur approchée du profil de vitesse dans la couche limite en régime lisse. Il s'agit de la loi en puissance [37] :

$$u^+ = 8,75 y^{+1/7} \quad (29)$$

On peut rappeler que u^+ et y^+ sont respectivement la vitesse et l'ordonnée sans dimension utilisée dans la zone interne de la couche limite et donc ici ces grandeurs ne sont pas appropriées. On peut modifier cette loi, à l'aide de la condition limite extérieure $u(\delta) = 0,99 u_e \approx u_e$. On obtient une loi plus utilisée et plus rigoureuse :

$$\frac{u}{u_e} = \left(\frac{y}{\delta} \right)^{1/n} \quad (30)$$

δ est la hauteur de couche limite, n est un coefficient égal à 7 si le nombre de Reynolds local $R_x = \frac{u_e x}{\nu}$ est supérieur à 10^6 . Si R_x est de l'ordre de 10^6 ou inférieur, n diminue. La figure 2.7 donne une représentation d'un profil de couche limite turbulente obtenu expérimentalement dans la présente étude, comparé à la formule (30).

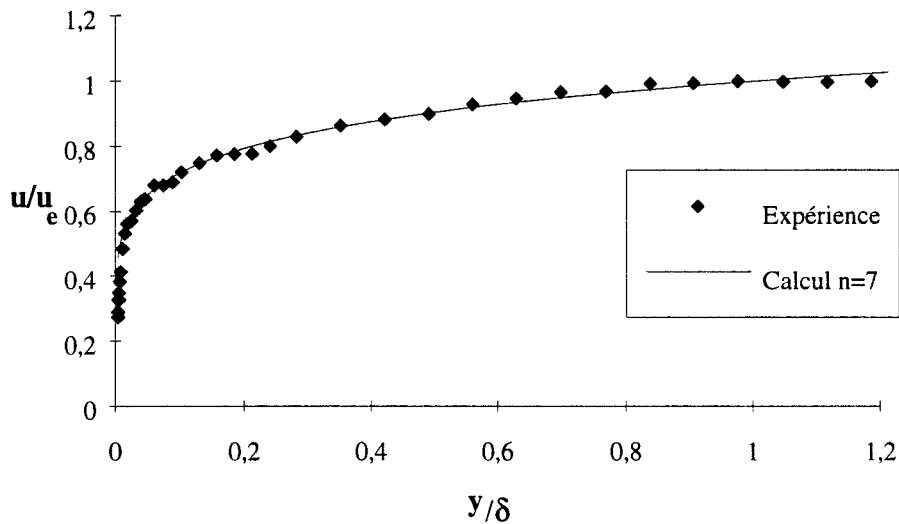


Figure 2.7: Comparaison d'un profil expérimental et de la loi en puissance pour $R_x = 3,5 \cdot 10^6$.

1.3.1. Coefficient de frottement.

Cette loi en puissance (30) est à la base des calculs de coefficients de frottement par des lois approchées. En utilisant le fait que $\tau_p = \rho u_\tau^2$, on obtient :

$$C_f = 2 \frac{\tau_p}{\rho u_e^2} = 0,045 R_\delta^{-0,25} \quad (31)$$

où R_δ est le nombre de Reynolds formé par $\frac{\delta u_e}{\nu}$. L'expression (31) est valable pour $10^4 \leq R_\delta \leq 15 \cdot 10^4$ [47].

1.3.2. Epaisseur de couche limite.

L'épaisseur de couche limite δ est également une autre grandeur caractéristique importante, on la détermine par la formule empirique :

$$\boxed{\frac{\delta}{x} = 0,37 R_x^{-0,2}} \quad (32)$$

valable à condition que le nombre de Reynolds local R_x soit au moins 5 fois supérieur au nombre de Reynolds de transition qui est de l'ordre de 10^5 à 10^6 et soit inférieur à 10^7 .

De cette équation, on peut obtenir :

$$\boxed{C_f = 0,058 R_x^{-0,2}} \quad (33)$$

qui permet de déterminer u_τ en tout point de la plaque plane, où se développe la couche limite turbulente.

Le paramètre δ étant très difficile à mesurer avec précision, on détermine donc les épaisseurs de déplacement et de quantité de mouvement d'une couche limite.

1.3.3. Epaisseur de déplacement de couche limite.

La présence de la couche limite crée un déficit de débit. Ce déficit est équivalent à celui que l'on obtiendrait en écoulement non visqueux en déplaçant la paroi d'une quantité δ^* telle que $u_e \cdot \delta^*$ soit égal à ce débit volume qui manque par unité de profondeur. On définit cette épaisseur par la relation :

$$\boxed{\delta^* = \int_0^\infty \left(1 - \frac{u}{u_e}\right) dy} \quad (34)$$

En utilisant les résultats précédents, on obtient :

$$\boxed{\frac{\delta^*}{x} = 0,046 R_x^{-0,2}} \quad (35)$$

1.3.4. Epaisseur de quantité de mouvement de la couche limite.

Par analogie, on définit l'épaisseur θ de quantité de mouvement comme l'épaisseur d'une couche fluide de vitesse u_e dont la quantité de mouvement par unité de profondeur $u_e^2 \theta$ est égale à la réduction de quantité de mouvement créée par la couche limite.

$$\boxed{\theta = \int_0^\infty \frac{u}{u_e} \left(1 - \frac{u}{u_e}\right) dy} \quad (36)$$

En utilisant également les résultats précédents, on obtient :

$$\boxed{\frac{\theta}{x} = 0,037 R_x^{-0,2}} \quad (37)$$

Le coefficient de frottement, selon Clauser [39] peut s'écrire :

$$C_f = 0,0172 R_\theta^{-0,2} \quad (38)$$

où R_θ est le nombre de Reynolds formé par $\frac{u_e \theta}{\nu}$.

Dans le cas rugueux, il est plus délicat de définir des lois car le nombre de paramètres est important surtout en régime intermédiaire ($5 < h_s^+ < 70$).

Dans le cas pleinement rugueux, on a une loi, proposée par Schlichting [36], qui donne le coefficient de frottement :

$$C_f = \left(2,87 + 1,58 \log \frac{x}{h_s} \right)^{-2,5} \quad (39)$$

valable pour $10^2 < x/h_s < 10^6$. Padet [37] donne également :

$$\frac{1}{2} C_f = \frac{0,16}{(\ln 690 \theta/h)^2} \quad (40)$$

où θ est l'épaisseur de quantité de mouvement, cette expression est obtenue à partir de considérations semi-empiriques.

Les études de couche limite avec rugosité sont très nombreuses et très spécifiques à chaque type de rugosité. La caractérisation de paroi rugueuse est encore du domaine expérimental à cause du grand nombre de paramètres liés à la forme des aspérités et aux sillages qui s'y développent. Dans le cas de sphères en répartition serré simulant un lit de particules, on sera amené à faire une étude expérimentale pour caractériser l'écoulement avant l'envol.

2. MOUVEMENT D'UNE PARTICULE SOUMISE A UN ECOULEMENT DE COUCHE LIMITE.

Lorsqu'une particule est transportée par un écoulement, elle est soumise à des forces aérodynamiques. Avant de pouvoir décrire le mouvement, il est indispensable de caractériser ces efforts. Si l'écoulement est une couche limite, il faut notamment tenir compte du gradient de vitesse dû à la présence de la paroi.

2.1. Forces agissant sur une particule.

Toutes les forces sont évaluées dans le repère local Oxy , les composantes de vitesse du fluide et des particules sont appelées respectivement u , v et u_p , v_p .

2.1.1. Poids de la particule.

La première force agissant sur une particule n'est pas due au fluide mais à la gravité, c'est la force de Newton, que l'on peut caractériser par :

$$P_p = \frac{1}{6} \pi \rho_p D_p^3 g \quad (40),$$

Cette force est dirigée suivant la verticale descendante. Si on y ajoute la poussée d'Archimède, on obtient le poids apparent :

$$P = \frac{1}{6} \pi (\rho_p - \rho) D_p^3 g \quad (41)$$

En général, dans l'air, ρ_p est grand devant ρ (par exemple : pour le sable $\rho_p = 2500 \text{ kg/m}^3$ grand devant $\rho = 1,2 \text{ kg/m}^3$ pour l'air), on peut donc négliger la poussée d'Archimède et utiliser la relation (40).

La force principale qu'exerce le fluide sur une particule sphérique est la traînée.

2.1.2. Force de traînée.

La traînée est caractéristique du déplacement d'un objet dans un fluide. Il s'agit d'une force souvent gênante en aérodynamique car elle s'oppose au mouvement. D'ailleurs, on cherche dans la plupart des cas à la minimiser. Dans cette étude, cette force va entraîner les particules et faire tendre leur vitesse vers celle du fluide.

En général, on exprime le module de cette force par l'expression :

$$F_T = \frac{1}{8} \pi \rho (u - u_p)^2 D_p^2 C_D \quad (42)$$

C_D est le coefficient de traînée, il est fonction du nombre de Reynolds $Re = \frac{(u - u_p) D_p}{\nu}$, ν étant la viscosité cinématique du fluide. La figure 2.8 représente l'évolution de C_D en fonction de Re .

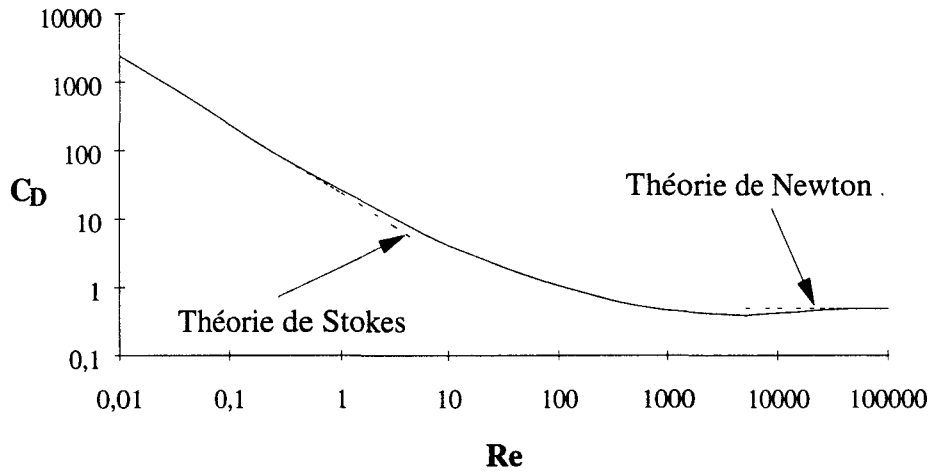


Figure 2.8 : Représentation du coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds.

Pour une utilisation plus facile, la méthode de Morsi et Alexander [49] permet d'exprimer le coefficient C_D par la formule :

$$C_D = \frac{C_1}{Re} + \frac{C_2}{Re^2} + C_3 \quad (43)$$

On fournit dans le tableau 2.1 les valeurs de C_1 , C_2 , C_3 pour différentes gammes de Re .

Re	0,1	1	10	100	1000	5000	10000	50000	
C_1	24	22,73	29,167	46,5	98,33	148,62	-490,55	-1662,5	0
C_2	0	0,0903	-3,889	-116,67	-2778	-4,75e4	57,8e4	5,41e6	0
C_3	0	3,69	1,222	0,6167	0,3644	0,357	0,46	0,5191	0,44

Tableau 2.1 : Coefficient C_1 , C_2 , C_3 en fonction de Re d'après Morsi et Alexander.

On peut constater que, pour Re petit, on retrouve la formule de Stokes : $C_D = \frac{24}{Re}$ qui donne $F_T = 3\mu\pi(u - u_p)D_p$ où μ est la viscosité dynamique du fluide. La force de traînée est colinéaire à la vitesse relative de la particule :

$$\vec{F}_T = \frac{1}{8} \pi \rho (\vec{u} - \vec{u}_p) \|\vec{u} - \vec{u}_p\| D_p^2 C_D \quad (44)$$

2.1.3. Force de portance.

La force de portance dans un écoulement de couche limite est provoquée essentiellement par le cisaillement de l'écoulement dû à la présence de la paroi. Plus la particule est située près de la paroi, plus elle subira une force de portance élevée. On exprime la force de portance avec la même formulation que la traînée :

$$F_p = \frac{1}{8} \rho \pi (u - u_p)^2 D_p^2 C_L \quad (45)$$

où C_L est le coefficient de portance, fonction de divers paramètres. La portance peut être provoquée également par la mise en rotation de la particule, ce phénomène est appelé effet Magnus.

a) Portance due au cisaillement.

On a apparition de la force de portance dans un écoulement cisailé, car la répartition des vitesses sur la particule est dissymétrique. Saffman [24] a réalisé une étude asymptotique de ce phénomène pour des nombres de Reynolds petit devant un. Il a obtenu l'expression :

$$F_p = 1,615 \mu (u - u_p) D_p^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right|^{\frac{1}{2}} v^{-\frac{1}{2}} \quad (46).$$

Cette formule est valable pour R_e petit devant R_g qui lui même reste petit devant un. R_g est le nombre de Reynolds formé avec le gradient de vitesse $R_g = \frac{D_p^2}{4\nu} \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right|$. L'analyse

dimensionnelle montre que $C_L = \frac{F_p}{\frac{1}{2} \pi \rho D_p^2 (u - u_p)^2} = \phi(R_e, \chi)$, avec $\chi = \frac{D_p}{|u - u_p|} \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right|$ nombre sans dimension caractérisant le cisaillement à l'échelle des particules. On peut remarquer que $R_g = \frac{R_e \chi}{4}$.

Si on généralise l'expression sous la forme décrite en (45), on obtient :

$$C_L = 4,114 \left(\frac{\chi}{R_e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (47)$$

Le modèle de Saffman est très utilisé bien qu'il soit limité à des nombres de Reynolds petits.

Sur la figure 2.9, on a représenté un profil de vitesse de la forme $\frac{u(y)}{u(0)} = 1 + \chi \frac{y}{D_p}$, qui soumet la particule à une contrainte constante [25].

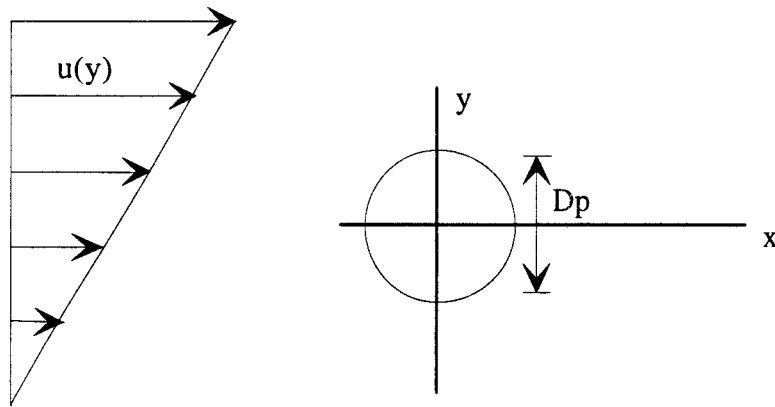


Figure 2.9 : Représentation d'une particule dans un écoulement cisailé.

Dandy et Dwyer [25] ont réalisé une étude numérique pour des sphères dans ce type d'écoulement cisailé et pour des nombres de Reynolds compris entre 1 et 100.

Ils ont, afin de valider leurs résultats, déterminé la portance dans le cas où R_e est petit devant un et ont retrouvé les résultats de Saffman précédemment décrits. On peut voir sur la

figure 2.10 une représentation de C_L en fonction de $\left(\frac{\chi}{R_e}\right)^{\frac{1}{2}}$ pour R_e égal à 0,1.

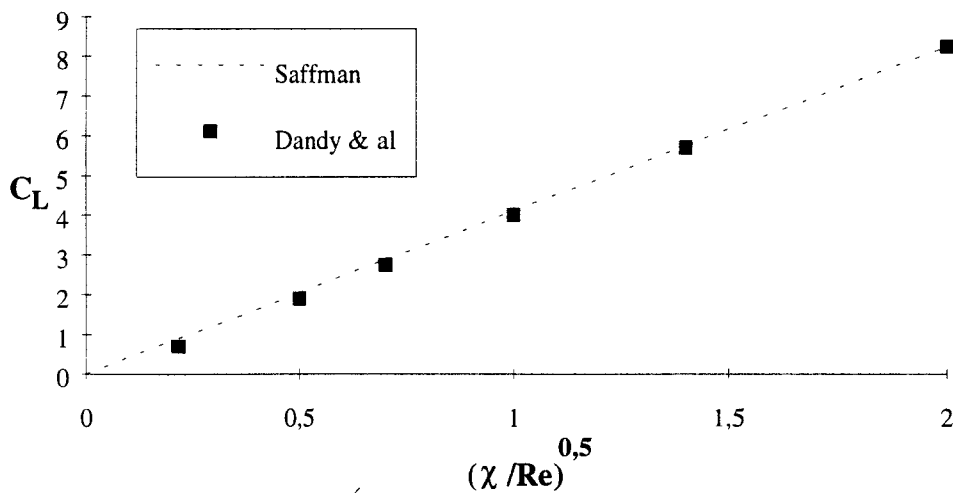


Figure 2.10 : Comparaison entre la formule de Saffman et les résultats numériques de Dandy et Dwyer réalisé à $R_e = 0,1$.

On peut constater que l'on retrouve bien une relation linéaire entre C_L et $\left(\frac{\chi}{R_e}\right)^{\frac{1}{2}}$, qui

s'écrit $C_L = 4 \left(\frac{\chi}{R_e}\right)^{\frac{1}{2}}$.

Dandy et Dwyer ont réalisé des calculs afin de mettre en évidence la relation entre C_L et χ pour un nombre de Reynolds Re égal à 40. Ils ont pu observer que C_L varie linéairement avec χ comme le montre la figure 2.11.

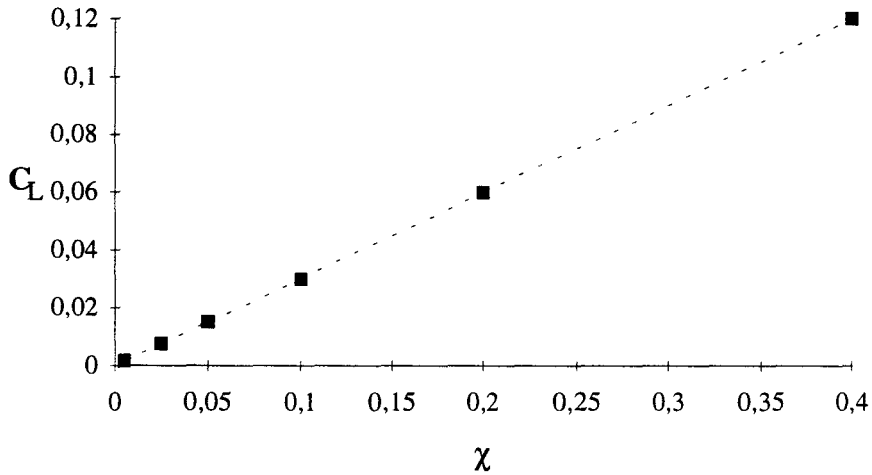


Figure 2.11 : Influence du cisaillement sur le coefficient de portance à $Re = 40$ d'après Dandy et Dwyer.

On a généralisé ici ce résultat aux nombres de Reynolds supérieur à un. On considère que le coefficient de portance est une fonction linéaire de χ et donc du gradient de vitesse vertical. Dandy et Dwyer ont également établi l'influence du nombre de Reynolds sur C_L , représentée sur la figure 2.12, pour χ égal à 0,1.

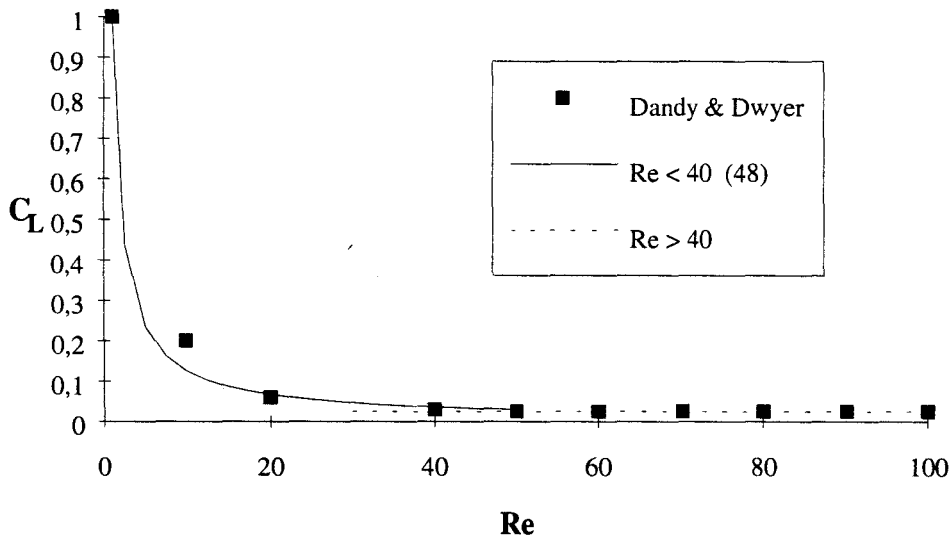


Figure 2.12 : Coefficient de portance pour $\chi = 0,1$ d'après Dandy et Dwyer pour une gamme de Reynolds compris entre 1 et 100.

Sur cette figure, les points correspondent aux résultats de Dandy et Dwyer, les traits continus et pointillés sont des régressions. On peut y voir une zone, pour R_e supérieur à 45, où le coefficient de portance n'est plus fonction du nombre de Reynolds. Pour R_e compris entre un et 45, on peut voir également une zone où le coefficient suit une loi en puissance :

$$C_L = 5 \frac{\chi}{R_e^{0,9}} \quad (48)$$

Dans le cas où R_e est supérieur à 40, on obtient $C_L = 0,125 \chi$. Faute de disposer d'autres modèles pour déterminer la portance dans un écoulement cisailé, on a généralisé ici ces expressions aux nombres de Reynolds compris entre 1 et 100.

Pour obtenir la direction et le sens de la force de portance, on écrit l'équation (45) sous forme vectorielle :

$$\vec{F}_p = \frac{1}{8} \rho \left(\frac{\vec{v}_r \wedge \vec{v}_r \wedge \vec{u}}{\|\vec{u}\|} \right) \pi D_p^2 C_L \quad (49)$$

où $\vec{v}_r = \vec{u} - \vec{u}_p$ représente la vitesse relative de la particule.

On a donc le modèle de Saffman [24] pour $R_e < 0,1$ et ceux de Dandy et Dwyer [25] pour $1 \leq R_e < 100$. Entre 0,1 et 1, on raccorde les deux expressions par :

$$C_L = 4,114 \left(\frac{\chi}{R_e} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \left(R_e^{0,9} - 1,2154 (R_e \chi)^{\frac{1}{2}} \right) \right) \quad (50)$$

Pour que le raccord s'effectue sans discontinuité, il doit être réalisé en R_g de l'ordre de 0,04. La figure 2.13 représente l'évolution des modèles de coefficient de portance pour $\chi = 0,1$ en fonction de R_e .

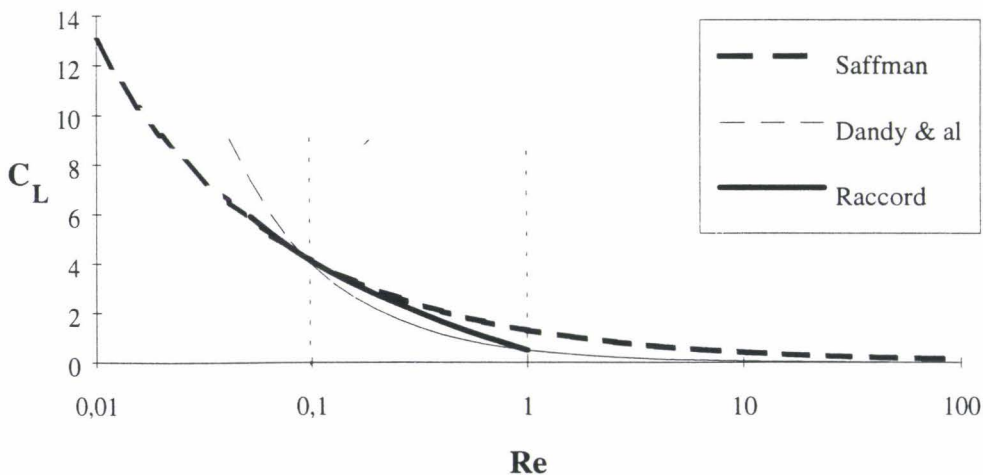


Figure 2.13 : Evolution du coefficient de portance en fonction de R_e pour $\chi = 0,1$.

On peut constater que l'écart entre les modèles déduits de Dandy et Dwyer et celui de Saffman seul est maximum pour $R_e = 1$. Cet écart est faible en absolu. Les auteurs utilisant le modèle de Saffman ne commettent pas une erreur très significative.

b) Force due à l'effet Magnus.

La portance telle qu'on l'a décrite précédemment est due à la répartition dissymétrique de pression sur la particule liée au cisaillement. Elle peut être modifiée par l'effet Magnus lié à la rotation de la particule. Le gradient de vitesse de l'écoulement, provoquant une contrainte tangentielle sur la particule, qui conduit à sa mise en rotation engendre une variation des forces s'exerçant sur la particule et plus particulièrement de la portance.

White et Schulz [12] ont démontré que la rotation d'une particule pendant sa saltation a une influence importante sur la trajectoire résultante. Ils ont également montré par simulation numérique que les trajectoires calculées en tenant compte de cet effet sont plus proches de la réalité. Ils ont mis en évidence des taux de rotation de l'ordre de 1000 rad/s.

Le fait que la particule tourne introduit dans les équations du mouvement un terme supplémentaire lié au taux de rotation ω et une équation supplémentaire due au moment. Le terme supplémentaire est assimilable à une force de portance. L'expression de cette force de portance avec effet Magnus est donnée par Rubinow et Keller [26] pour des R_e petits devant un :

$$\bar{F}_M = \frac{\pi}{8} \rho D_p^3 (\bar{\omega} \wedge (\bar{u} - \bar{u}_p)) (1 + O(R_e)) \quad (51)$$

Dans le cas d'un écoulement mono-dimensionnel, des termes de l'équation (51) se simplifient et il reste :

$$F_M = \frac{\pi}{8} \rho D_p^3 (u - u_p) \left(\frac{d\theta_p}{dt} - \frac{1}{2} \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (52)$$

Où θ_p , l'angle de rotation de la particule, est donné par l'intégration de l'équation du moment :

$$\bar{M} = -\pi \mu D_p^3 \bar{\omega} (1 + O(R_e)) \quad (53)$$

Qui donne après simplification une équation du moment autour de Oz :

$$M = I_p \frac{d^2\theta_p}{dt^2} = \pi \mu D_p^3 \left(\frac{d\theta_p}{dt} - \frac{1}{2} \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (54)$$

où $I_p = \frac{1}{10} m D_p^2$ est le moment d'inertie de la particule. Le terme lié au gradient de vitesse est ajouté par White & Shulz [12].

D'après les travaux de Chéroun [27], on peut construire des nombres sans dimension :

- le taux de rotation réduit : $\Omega = \frac{D_p}{v_r} \omega$,

- le nombre de Reynolds construit avec ω : $R_{e\omega} = \frac{\omega D_p^2}{4\nu} = \frac{\Omega R_e}{4}$,

- le coefficient de couple : $C_{m\omega} = \frac{M}{\frac{1}{64} \pi D_p^5 \rho \omega^2}$ ou $C_{mV} = \frac{M}{\frac{1}{16} \pi D_p^3 \rho v_r^2}$.

Ces nombres permettent de réécrire les équations (52) et (54) :

$$C_{lm} = \Omega - \frac{1}{2} \chi \quad (55)$$

$$C_{m\omega} = \frac{16}{R_{e\omega}} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\chi}{\Omega} \right) \quad (56)$$

avec $\chi = \frac{D_p}{v_r} \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right|$ qui représente le gradient de vitesse, C_{lm} est le coefficient de portance due à

l'effet Magnus. D'après Rubinow et Keller, ces deux équations ne sont valables que pour R_e et Ω petits devant un. Dans ce cas, la traînée n'est pas affectée par la rotation de la particule. Pour avoir des valeurs de C_{lm} et $C_{m\omega}$ pour d'autres nombres de Reynolds, on utilise les résultats de Chégroun obtenus par simulation numérique.

c) Effet Magnus dans le cas où R_e est supérieur à un.

En 1992, Chégroun a réalisé un code de calcul qui permet d'obtenir les actions hydrodynamiques sur une sphère en rotation et en translation, pour des nombres de Reynolds R_e allant jusqu'à 40. Il a validé ce code avec le coefficient de traînée de Morsi et Alexander [48] en absence de rotation. Ces résultats donnent un écart inférieur au pour cent. Il a également validé ces résultats avec ceux de Rubinow et Keller [26].

1- Coefficient de couple.

On a vu précédemment que le coefficient de couple est proportionnel à $R_{e\omega}^{-1}$ pour R_e et Ω petit devant un. En 1980, Denis & al [50] proposent des résultats basés sur une analyse théorique et des calculs numériques dans le cas de sphère tournant dans un fluide au repos. Leurs résultats permettent d'obtenir :

$$C_{m\omega} = \frac{1}{\pi} \left(a R_{e\omega}^{-1/2} + b R_{e\omega}^{-1} \right) \quad (57)$$

a et b sont des paramètres qui varient avec $R_{e\omega}$ selon les valeurs contenues dans le tableau 2.2.

$Re_{e\omega}$	10 à 20	20 à 50	50 à 100
a	5,32	6,45	6,45
b	37,2	32,2	32,1

Tableau 2.2 : Constantes permettant de déterminer le coefficient de couple d'après Denis et al [50].

Les résultats de Chégroun concernant le coefficient de couple, obtenus pour des sphères en rotation et translation, sont en bon accord avec ceux de Denis et al pour $Re \leq 10$ et ils sont légèrement divergents pour $Re > 10$ avec un écart de l'ordre de 6%.

Pour $Re_{e\omega} \leq 10$, on utilise la loi de Rubinow & Keller (équation (56)) qui donne des résultats en bon accord avec Chégroun. Pour $Re > 10$, on modifie cette loi en remplaçant la constante 16 de Rubinow et Keller par 18,2 (R. & K. modifié). La figure 2.14 représente les lois de Denis & al et de Rubinow & Keller et les points calculés de Chégroun.

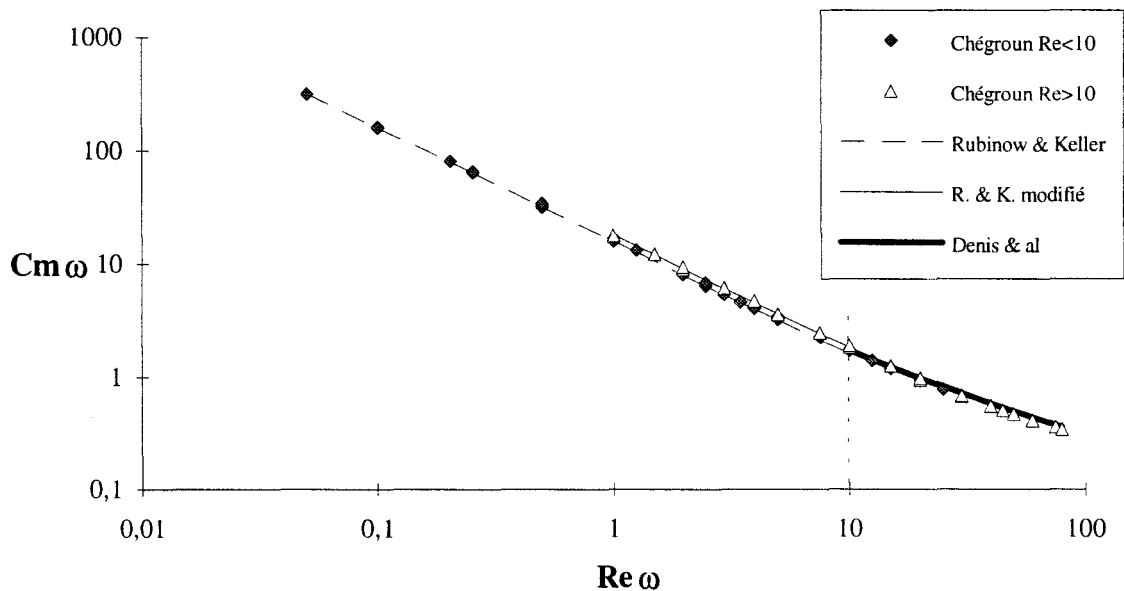


Figure 2.14 : Coefficient de moment en fonction de $Re_{e\omega}$.

Dans l'expression (57) le gradient de vitesse n'est pas pris en compte, on propose d'y remédier en ajoutant à $C_{m\omega}$ le terme $-\frac{8}{Re_{e\omega}} \frac{\chi}{\Omega}$ issu de (56).

2- Coefficient de portance.

Rubinow et Keller [26] ont montré que $C_{lm} = \Omega$, White and Schulz [12] ont ajouté le terme $-0,5 \chi$ qui prend en compte le gradient de vitesse de l'écoulement. Les résultats de Chégroun permettent de trouver une corrélation de points pour C_{lm} pour des nombres de Reynolds supérieurs à un. Les corrélations que l'on a obtenues sont de la forme :

$$\frac{C_{lm}}{\Omega} = a + bR_e^{-0,125} \quad (58)$$

Les coefficients a et b sont contenus dans le tableau 2.3.

	$R_e \leq 1$ (Rubinow et Keller)	$R_e > 1$	$R_e > 1$
		$\Omega \leq 2$	$\Omega > 2$
a	1	-0,35	-1
b	0	1,2	2

Tableau 2.3 : Constantes a et b permettant de calculer le coefficient de portance C_{lm} avec (58).

On trouve pour le calcul de C_{lm} avec (58) un coefficient de corrélation de 0,997. La figure 2.15 représente les coefficients de portance calculés comparés aux résultats numériques de Chégroun. On peut voir que l'on représente bien les résultats de Chégroun à l'aide de la corrélation proposée.

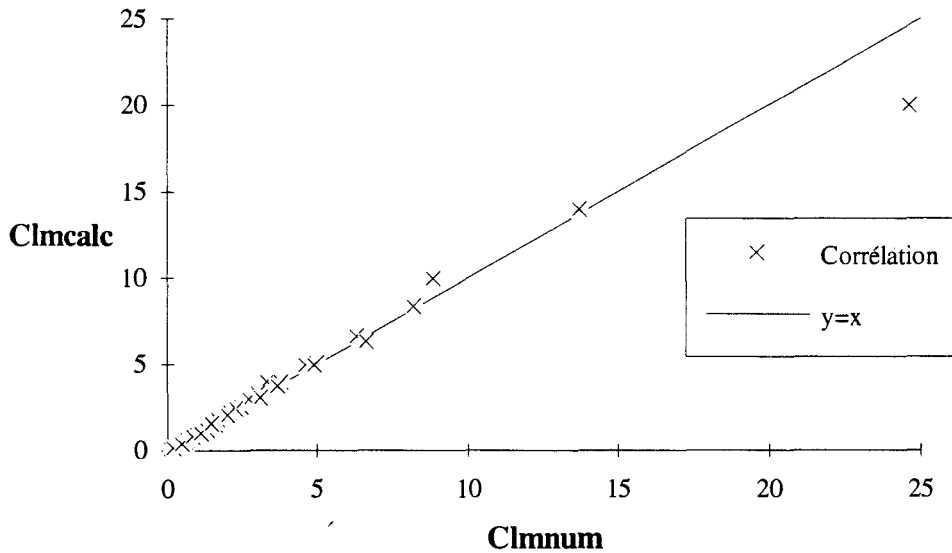


Figure 2.15 : Coefficient de portance C_{lm} calculé en fonction de C_{lm} de Chégroun.

La figure 2.16 représente C_{lm} en fonction de ΩR_e . Cette représentation permet également de mettre en évidence la précision de la corrélation.

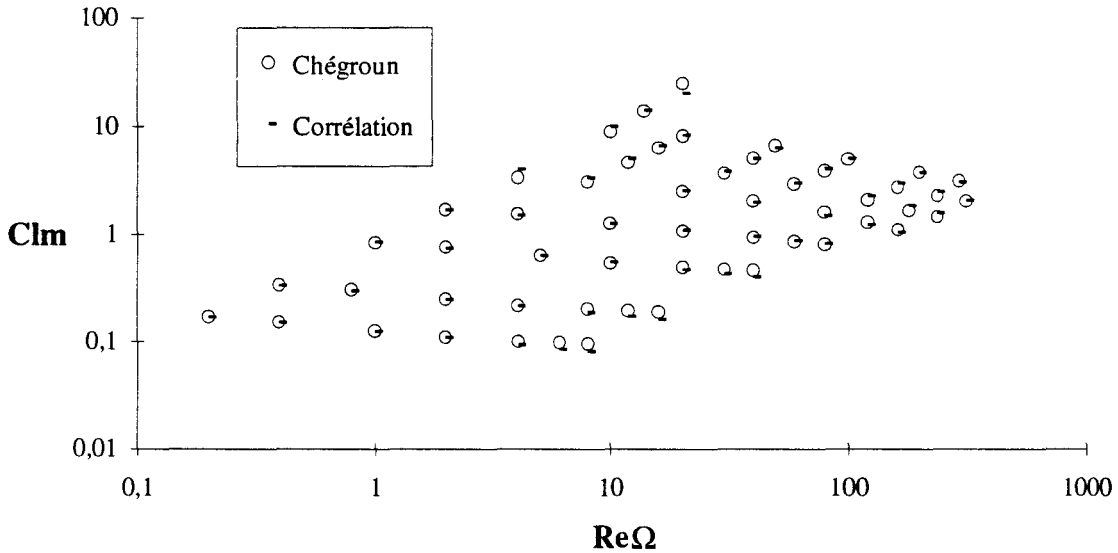


Figure 2.16 : Coefficient de portance C_{lm} en fonction de ΩR_e .

La figure 2.17 représente $\frac{C_{lm}}{\Omega}$ en fonction de R_e . On y trouve les points de Chégroun et les corrélations issues de ces points. On y a également reporté les résultats de Rubinow et Keller [26] et de Bui Dinh donnés par Chégroun [27]. Bui Dinh a effectué des expériences sur des sphères en rotation dans un écoulement pour R_e compris entre 10 et 130 et Ω sensiblement compris entre 2 et 10, il en a déduit une corrélation :

$$C_{lm} = 1,9\Omega R_e^{-0,5} \quad (59).$$

On a également reporté sur cette figure, les résultats expérimentaux de Tsuchi et al cités par Chégroun [27]. La portance a été déduite de trajectoires de sphère entrant en collision avec une surface inclinée. Tsuchi et al ont obtenu $C_{lm}/\Omega = 0,2 \pm 0,05$ pour $550 < R_e < 1600$ et $\Omega = 1,4$. Barkla et Auchterlonie [28] ont réalisé des expériences sur des sphères de 6,4 cm placées à l'extrémité d'un pendule. Ils ont observé les modifications du comportement du pendule avec et sans rotation, pour plusieurs taux de rotation. Ils ont déduit de leurs observations des coefficients C_{lm} proportionnels à Ω . Sur la figure 2.17, on trouve également les résultats de Barkla et al [28] obtenus pour $1500 < R_e < 3000$ et $4 < \Omega < 25$.

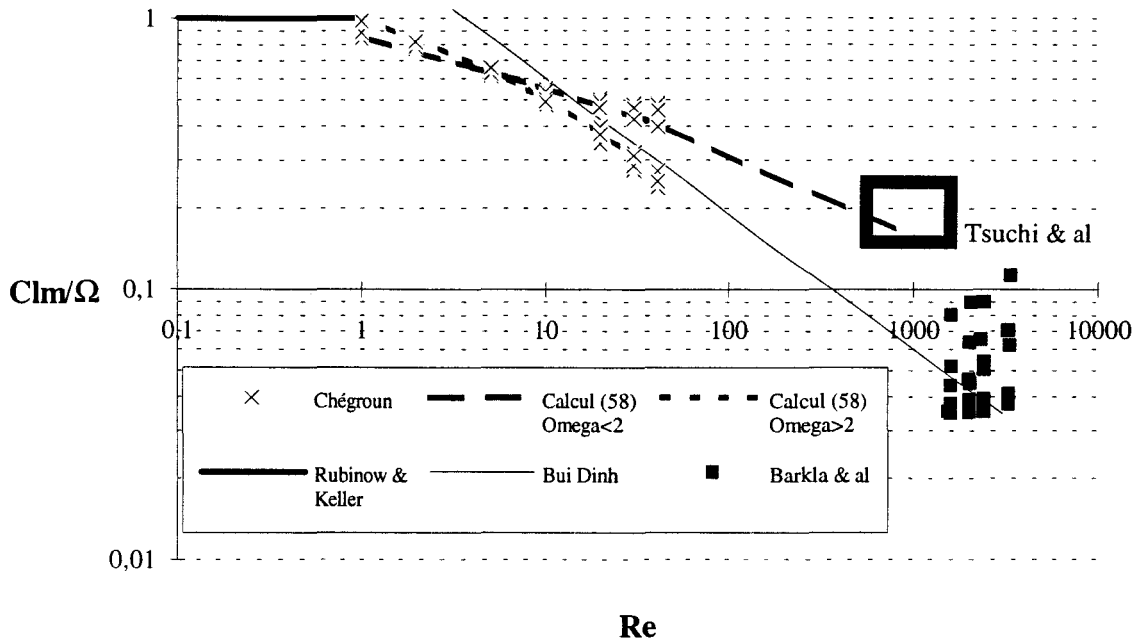


Figure 2.17: Rapport C_{lm}/Ω en fonction de Re .

On remarque dans cette représentation une décroissance de C_{lm}/Ω lorsque Re est supérieur à 1 et qu'il augmente. On peut constater que les résultats de Chégroun [27] pour $\Omega < 2$ se raccordent assez bien avec ceux de Tsuchi et al et que les résultats de Bui Dinh s'accordent plutôt avec ceux de Barkla et al [28]. On constate également que C_{lm} est toujours proportionnel à Ω [27]. Comme pour le coefficient de couple, le gradient de vitesse de l'écoulement n'est pas pris en compte par ces modèles, le terme $-0,5\chi$ est donc ajouté à la formule (58).

3- Modification du coefficient de traînée.

La modification de la traînée d'une sphère en rotation est également traitée dans les travaux de Chégroun. Rubinow et Keller [26] ont montré que l'influence de la rotation dans la gamme de Re et de Ω qu'ils ont étudiée, est négligeable. Barkla et Auchterlonie [28] ont montré expérimentalement, que C_D diminue de façon monotone pour $1500 \leq Re \leq 3000$ et pour Ω sensiblement compris entre 4 et 25. Les résultats de Chégroun sont en bon accord avec ces deux études.

Les points calculés par Chégroun permettent d'établir une corrélation qui lie $C_{dr} = \frac{C_{Dm}}{C_{D0}}$ à Re et Ω où C_{Dm} représente la traînée en rotation et translation et C_{D0} la traînée en translation uniquement. On a trouvé pour $Re \leq 10$:

$$C_{dr} = 1 - 1,25 \cdot 10^{-4} Re \Omega^{2,7} \quad (60)$$

Cette corrélation est représentée sur la figure 2.18 avec les résultats de Chégroun [27] et de Rubinow et Keller [26].

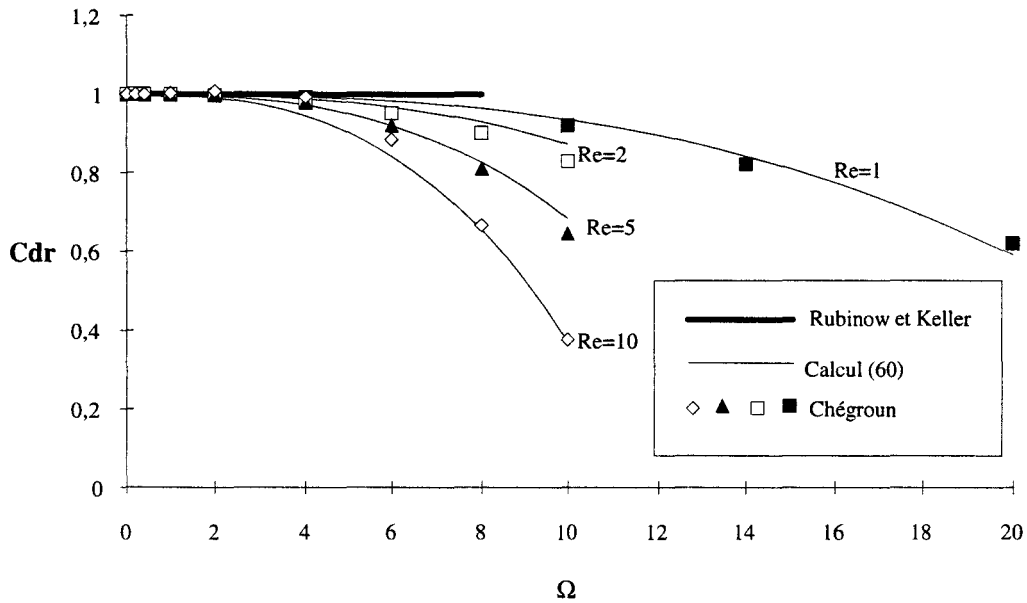


Figure 2.18 : Coefficient de traînée normalisé en fonction de Ω pour divers $R_e \leq 10$.

On peut constater une bonne représentation des résultats de Chégroun par le trait continue fin qui correspond à la corrélation obtenue ici.

Comme Barkla et al [28], pour $R_e > 10$, Chégroun a observé un maximum de la traînée pour Ω de l'ordre de 4 puis une diminution de celle ci. Le modèle de Rubinow et Keller et le calcul de Chégroun montre que C_{dr} admet une tangente horizontale en $\Omega = 0$. Partant de ces observations, on a trouvé, pour $10 < R_e < 40$:

$$C_{dr} = 1 - 1,25 \cdot 10^{-4} R_e \Omega^{2,7} + 2,8 \cdot 10^{-4} R_e^{1,4} \Omega^{1,46} \quad (61)$$

La figure 2.19 représente cette corrélation, ainsi que les résultats de Chégroun [27] et ceux de Rubinow et Keller [26].

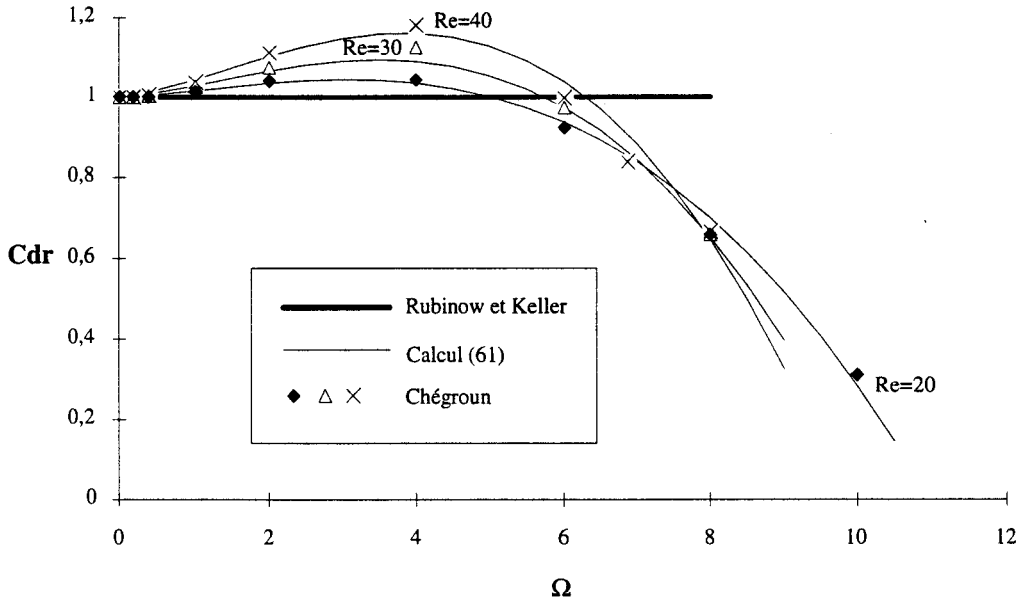


Figure 2.19 : Coefficient de traînée normalisé en fonction de Ω pour divers $Re > 10$.

On constate également une bonne représentation des résultats de Chégroun. Le coefficient de corrélation du calcul de C_{dr} est de 0,994. La figure 2.20 représente C_{dr} calculé par la corrélation en fonction des valeurs correspondantes de Chégroun.

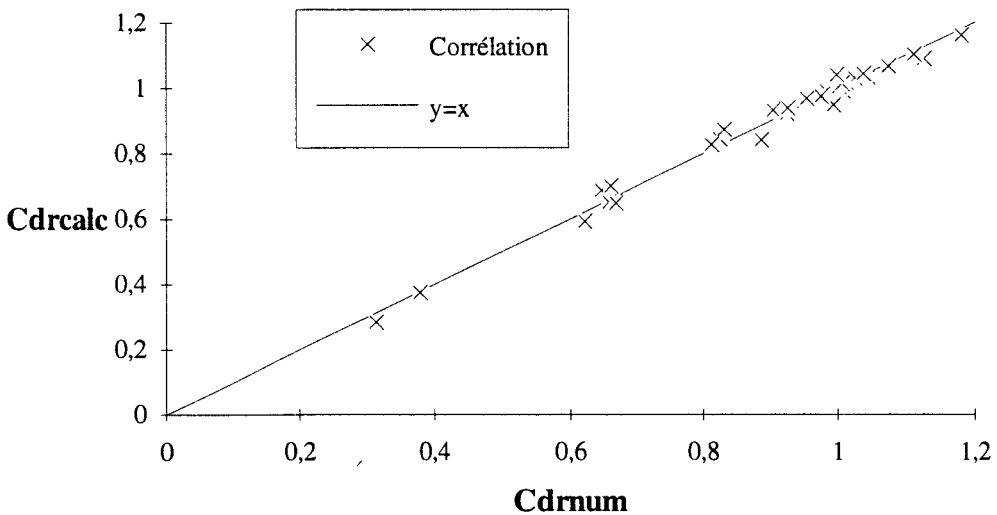


Figure 2.20 : Représentation de C_{dr} calculé en fonction des valeurs correspondantes de Chégroun.

On constate que les points sont quasiment sur la droite $y = x$.

Afin de disposer de plus de données, on a également cherché à corréler les résultats de Barkla et al [28] lorsque $Re > 1500$:

$$C_{dr} = 1 - 3,78 \cdot 10^{-6} Re^{1,2} \Omega^{1,25} + 5,38 \cdot 10^{-4} Re^{0,85} \Omega^{0,5} \quad (62)$$

La figure 2.21 représente cette corrélation pour $Re = 1500$ et $Re = 3000$, les résultats de Barkla & al [28] (pour $1500 \leq Re \leq 3000$) et ceux de Rubinow et Keller [26] (pour $Re \ll 1$).

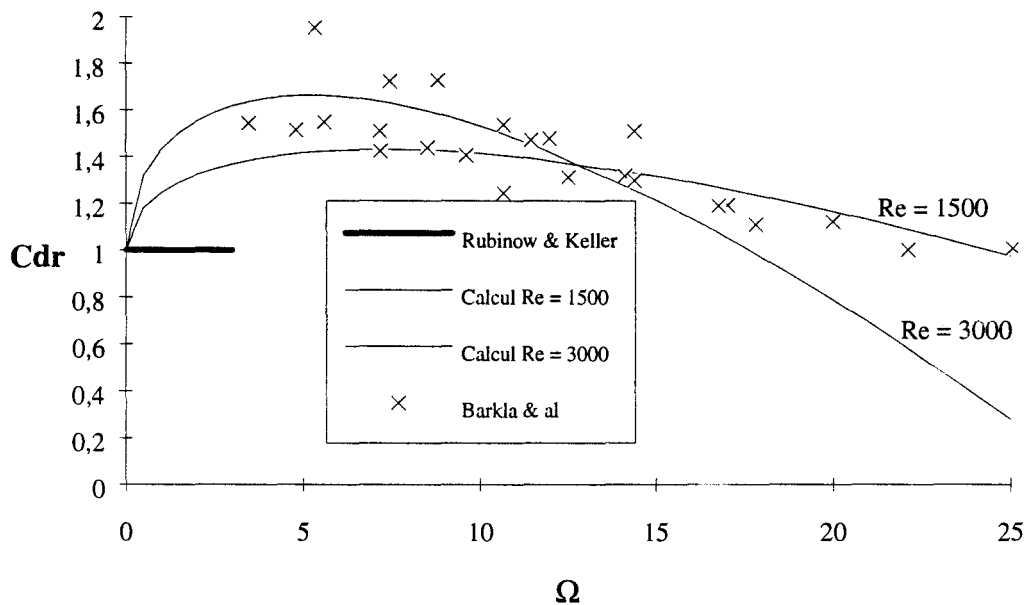


Figure 2.21 : Coefficient de traînée normalisé en fonction de Ω pour divers $Re > 1500$.

Pour $Re = 3000$, on peut constater que la traînée avec rotation ($\Omega = 5$) peut atteindre plus de 1,6 fois sa valeur donnée par Rubinow & Keller [26] et utilisée par White & Shulz [12]. Lorsque Ω devient supérieur à 6, les résultats de Chégroun et de Barkla & al divergent quelque peu. Dans le cas de mouvement de particules en saltation, les grains sont de petites tailles ($D_p < 1$ mm) et les vitesses relatives assez élevées, car les grains décollent à vitesse nulle. Ω sera donc rarement supérieur à 2, on n'aura donc pas à se soucier des problèmes de divergence décrits ci-dessus.

2.1.4. Les autres forces.

Il existe d'autres forces qui peuvent intervenir dans le mouvement. Elles sont en général négligées, surtout dans le cas de mouvement par saltation. On peut rappeler les plus connues.

a) Force due au gradient de pression.

D'après White [14], la force due au gradient de pression est donnée par

$$\vec{F}_{gp} = -\vec{\text{grad}} p \frac{\pi}{6} D_p^3 \quad (63)$$

où p est la pression. Dans le cas de la saltation, White suppose la force de gradient de pression négligeable.

b) La force de Basset.

La force de Basset est liée à l'histoire du mouvement de la particule. Elle s'exprime par :

$$\bar{F}_B = \frac{3}{2} D_p^2 \sqrt{\pi \rho \mu} \int_{t_0}^t \frac{d\bar{v}_r}{dt} \bigg|_{t=\tau} \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} \quad (64)$$

où t_0 est l'instant initial de mise en mouvement et t l'instant considéré. Cette force est très importante dans le cas de forte accélération du fluide, elle révèle le caractère instationnaire de l'écoulement. Dans le cas de saltation, on la néglige au vue de la densité relative des particules.

La connaissance de toutes ces forces à chaque instant permet de déterminer les caractéristiques du mouvement d'une particule.

2.2. Equations du mouvement de particules.

Les équations du mouvement, données par White [14], sont de deux formes : soit les particules sont en phase d'envol ou en mouvement par saltation, soit elles sont en suspension.

2.2.1. Particules en saltation.

Dans ce cas, les effets du cisaillement de l'écoulement et de la rotation de la particule (Magnus) sont importants. Les équations s'écrivent :

$$\frac{du_p}{dt} = \frac{3}{4} \frac{\rho v_r^2}{\rho_p D_p} \left[\frac{(u-u_p)}{v_r} C_D + L_x C_L + \frac{(v-v_p)}{v_r} C_{lm} \right] \quad (65,a)$$

$$\frac{dv_p}{dt} = \frac{3}{4} \frac{\rho v_r^2}{\rho_p D_p} \left[\frac{(v-v_p)}{v_r} C_D + L_y C_L + \frac{(u-u_p)}{v_r} C_{lm} \right] - \frac{g(\rho_p - \rho)}{\rho_p} \quad (65,b)$$

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{15}{16} \frac{\rho}{\rho_p} \omega^2 C_{m\omega} \quad (65,c)$$

où L_x et L_y sont les composantes selon $0x$ et $0y$ du vecteur normé désignant la direction de la portance, v_r est calculé par $v_r = \sqrt{(u-u_p)^2 + (v-v_p)^2}$. On se place dans le cas d'une couche de saltation près de la paroi. Tous les éléments présents dans ce système ont été définis précédemment. On retrouve, dans les équations (65,a et b), les termes d'accélération de la particule au premier membre et, au second membre, les termes de traînée, de portance et d'effet Magnus. Dans l'équation (65,b), apparaît également la force de pesanteur. L'équation (65,c) est l'équation du moment. La figure 2.22 extraite de White [14] représente une particule en saltation et les forces auxquelles elle est soumise dans le repère lié à la particule.

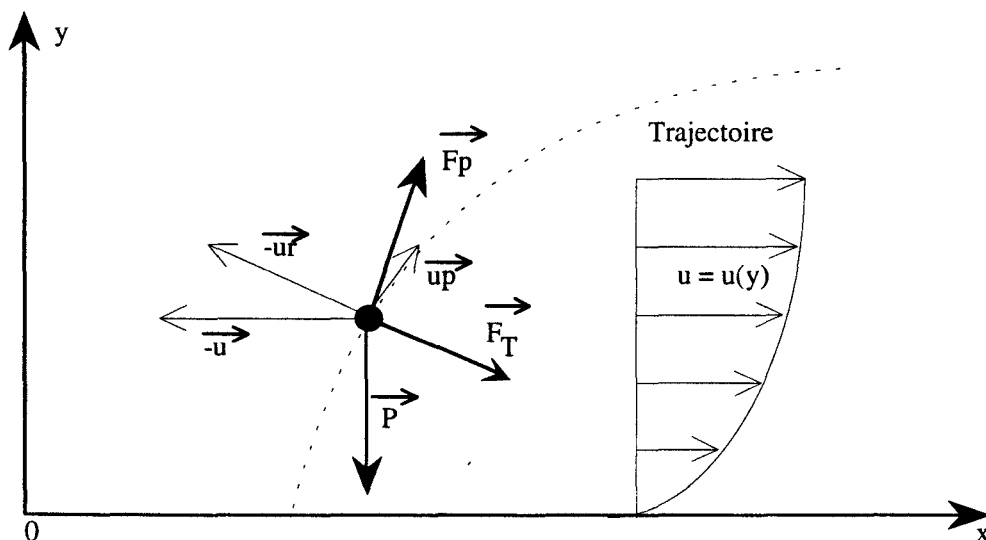


Figure 2.22 : Forces et vitesses mises en jeu lors du mouvement d'une particule en saltation [14].

2.2.2. Particules en suspension.

On peut écrire l'équation vectorielle principale des trajectoires en suspension :

$$\frac{d\bar{v}_p}{dt} = \frac{3}{4} \frac{\rho C_D}{\rho_p D_p} |\bar{v} - \bar{v}_p| \bar{v} - \bar{v}_p - \frac{1}{\rho_p} \frac{\partial p}{\partial \bar{r}} + \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (\bar{v} - \bar{v}_p) + \frac{9}{\rho_p D_p} \sqrt{\rho \mu / \pi} \int_{t_0}^t \frac{d}{dt} (\bar{v} - \bar{v}_p) \Big|_{t=\tau} \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} - \frac{(\rho_p - \rho)}{\rho_p} g \bar{y} \quad (66)$$

Les équations complètes du mouvement de particules en suspension comprennent au second membre toutes les forces énumérées au paragraphe 2.1. On peut signaler le fait que, dans ce cas, les effets du cisaillement sont peu importants étant donné la petite taille des particules. On néglige souvent le terme lié au gradient de pression car la masse volumique des particules est très grande devant celle du fluide. On néglige souvent également le terme de Basset, difficile à calculer. En fait près d'une paroi, il ne peut pas vraiment être négligé.

Une fois les particules envolées, leurs trajectoires sont fortement influencées par la turbulence très présente dans la zone logarithmique. On peut penser qu'en absence de turbulence les trajectoires des petites particules pourraient ressembler à de la saltation. Ce qui est confirmé pour des particules en saltation modifiée [20].

En général, dans le cas de transport en suspension, on utilise plutôt l'équation de transport pour une concentration pour prédire la répartition des particules :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial x} + v \frac{\partial c}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D_x \frac{\partial c}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(D_y \frac{\partial c}{\partial y} \right) \quad (67)$$

Où D_x et D_y sont les taux de diffusion selon Ox et Oy respectivement. Cette formulation est souvent utilisée pour modéliser les déplacements de fumée d'usine dans la couche limite atmosphérique.

2.2.3 Conditions initiales d'envol.

De nombreux auteurs ont effectué des simulations de trajectoires de particules en utilisant partiellement ou complètement les équations (65). La condition initiale dont ils se servent tous, correspond à une vitesse initiale verticale v_{ini} sensiblement proportionnelle à u_τ et, pour ceux qui utilisent l'effet Magnus un taux de rotation initial $\left. \frac{d\theta_p}{dt} \right|_{ini}$ (encore noté ω_{ini}).

A l'instant initial, la vitesse horizontale est quasiment nulle. Ces conditions semblent peu représentatives de la réalité physique de la phase d'envol telle qu'on l'a décrite au paragraphe 2.2, mais elles modélisent assez bien le reste de la trajectoire réelle.

Certains auteurs ont mesuré la hauteur maximum H_{exp} atteinte par une particule et en ont déduit v_{ini} par : $v_{ini} = \sqrt{2g(H_{exp} - y_{ini})}$. y_{ini} est l'ordonnée initiale de la particule et g l'accélération de la pesanteur. Cette équation correspond à une trajectoire balistique uniformément décélérée par la gravité de $v = v_{ini}$ à $v = 0$. La figure 2.23 représente une trajectoire simulée par White [12] avec $v_{ini} = 0,83$ m/s et $\omega_{ini} = 275$ tours/s = 1700 rad/s correspondant à une hauteur calculée de 3,5 cm différente de H_{exp} réellement mesurée. La valeur ω_{ini} peut sembler élevée. Si on calcule la vitesse à la périphérie de la particule, on obtient environ 0,8 m/s qui n'est pas une valeur aberrante. Cette simulation a été effectuée pour des particules de 0,53 mm de diamètre.

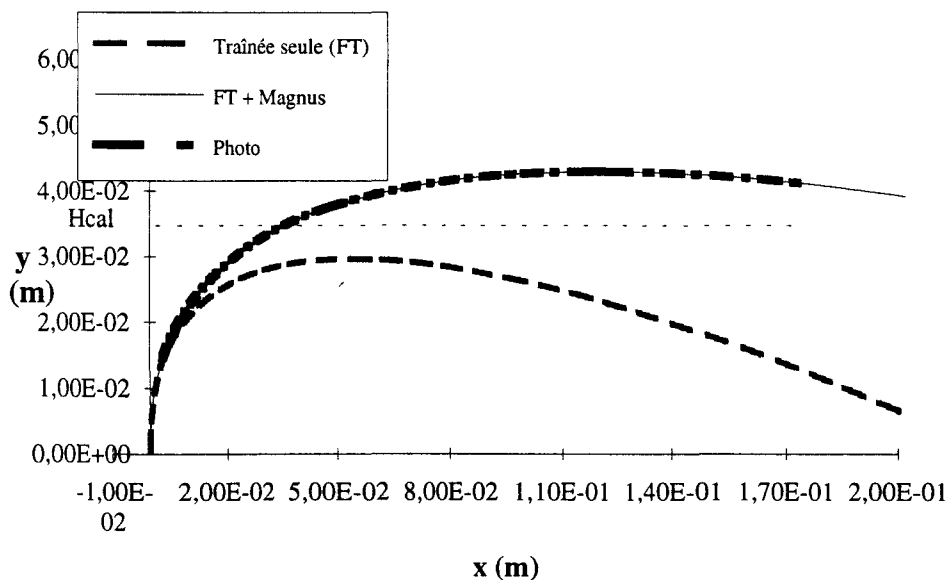


Figure 2.23 : Comparaison de trajectoires simulées avec la traînée uniquement puis avec l'effet Magnus ajouté et d'une trajectoire photographiée, figure extraite de White [12].

On peut constater que la simulation avec la traînée seule sous-estime la trajectoire et que la simulation avec la traînée couplée à l'effet Magnus (Rubinow et Keller [26]) et des conditions initiales adéquates sont en bon accord avec la trajectoire photographiée. Il faut insister sur le fait que la trajectoire photographiée ne représente en rien une trajectoire moyenne, elle est fortement influencée par la position initiale et les points de contact au repos qui sont complètement aléatoires. Ces paramètres aléatoires sont compensés par le choix judicieux de v_{ini} et de ω_{ini} .

2.2.4. Comparaison de trajectoires de particules.

Par simulation, on peut comparer l'effet des différentes forces à prendre en compte dans l'équation de la trajectoire. On reviendra au paragraphe 5. sur la méthode d'intégration utilisée ici. Le diamètre considéré est de 0,2 mm, la vitesse de frottement $u_{\tau} = 0,4$ m/s. On a programmé un profil logarithmique dans la couche limite (17) avec $y_0 = D_p / 30$ et la vitesse initiale d'envol des particules est 0,25 m/s dans tous les cas.

a) Influence des forces de portance et d'effet Magnus.

On a réalisé quatre simulations représentées sur la figure 2.24 :

- la première avec la traînée seule représentée en traits pointillés courts,
- la seconde avec la portance en plus, représentée en traits pointillés longs. On peut constater que la particule monte un peu plus haut que précédemment et qu'ensuite elle redescend selon une parallèle à la trajectoire avec la traînée seule,
- la troisième avec l'effet Magnus (modèle de Rubinow et Keller [26] tel qu'il est utilisé par White et Schulz [12]) et la traînée, représentée en trait fin. On a choisi un ω_{ini} de 500 rad/s. On peut constater que la particule monte sensiblement jusqu'à la même hauteur que dans le premier cas mais cette fois la trajectoire est allongée, la particule va un peu plus loin,
- la quatrième simulation, représentée en trait épais, prend en compte toutes ces forces et on retrouve les effets précédents cumulés. La particule va plus haut (portance) et plus loin (effet Magnus).

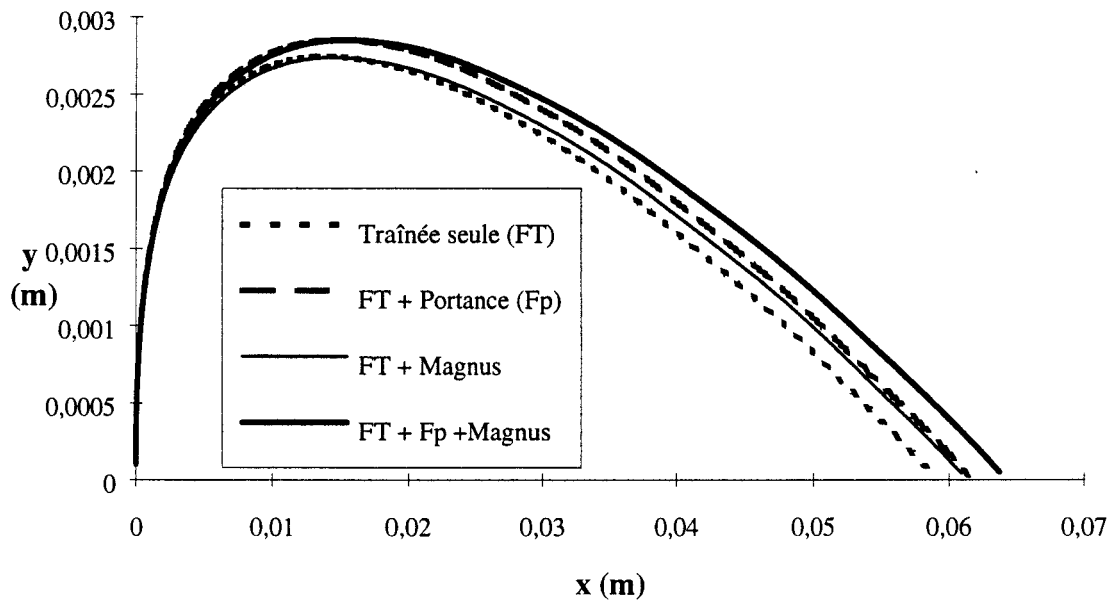


Figure 2.24 : Représentation de trajectoires de particule simulées numériquement à partir des équations (65), influence des différentes forces.

b) Influence de ω_{ini} .

On a également réalisé trois simulations avec la traînée et l'effet Magnus, représentées sur la figure 2.25 :

- la première, représentée en traits pointillés, pour laquelle on a choisi un ω_{ini} nul,
- la deuxième, représentée en trait noir fin, pour laquelle on a choisi un ω_{ini} de 500 rad/s,
- la troisième, représentée en trait noir épais, pour laquelle on a choisi un ω_{ini} de 1000 rad/s.

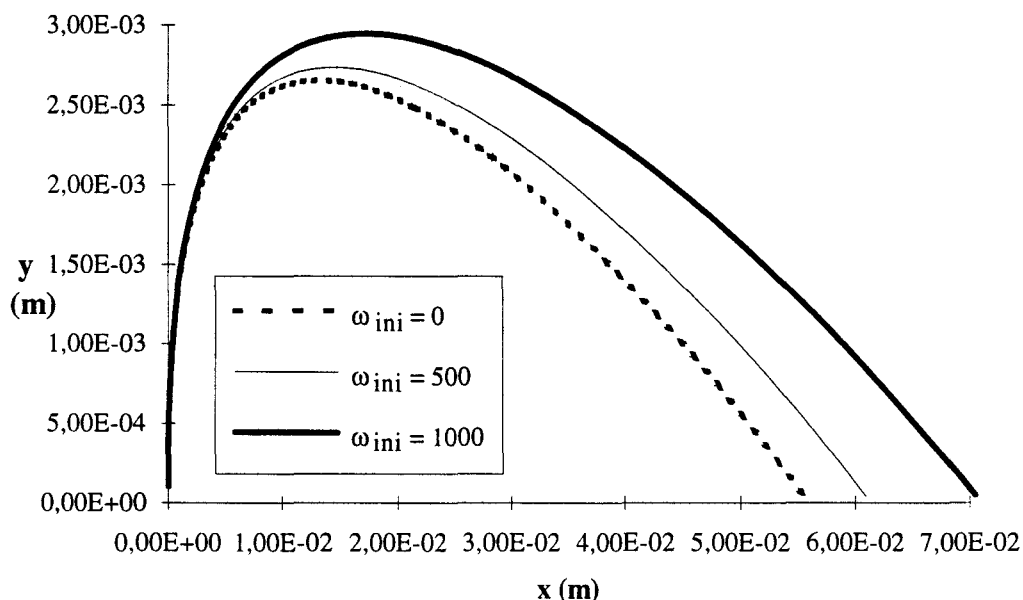


Figure 2.25 : Représentation de trajectoires de particule simulées numériquement à partir des équations (65), influence de ω_{ini} .

On peut constater que la particule monte sensiblement plus haut et que la trajectoire est plus allongée, au fur et à mesure que l'on augmente ω_{ini} . Le taux de rotation initial est donc un paramètre important pour la détermination de la trajectoire de la particule. Par contre, la vitesse initiale v_{ini} permet de faire envoler la particule et influence également la hauteur du saut.

3. CARACTERISATION DE L'ENVOL D'UNE PARTICULE.

Un paramètre important pour la description du transport de sédiment, aussi bien en suspension qu'en saltation, est la vitesse d'écoulement limite à partir de laquelle une particule s'envole. Pour une vitesse inférieure ou égale à cette limite, la particule est à l'équilibre. Pour une vitesse supérieure, elle s'envole. Bagnold a établi cette condition, basée sur la vitesse de frottement du fluide à la paroi.

3.1. Critère d'envol de Bagnold.

La vitesse limite d'envol est caractérisée par le taux de cisaillement à la paroi τ , qui est défini par $\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial y}$. On définit classiquement la vitesse de frottement u_τ par $\tau = \rho u_\tau^2$, cette vitesse sert de référence. Pour un diamètre de particule D_p donné, on peut définir une vitesse de frottement limite $u_{\tau*}$. Cette vitesse est une fonction des caractéristiques du matériau : le diamètre moyen D_p et la masse volumique ρ_p ; des caractéristiques du fluide et de

l'écoulement : la masse volumique ρ , la viscosité cinématique ν et l'accélération de la pesanteur g . Bagnold a défini la condition limite d'envol en étudiant les moments agissant sur une particule prête à l'envol, on peut voir sur la figure 2.26 une particule à la limite de l'envol selon les hypothèses de Bagnold.

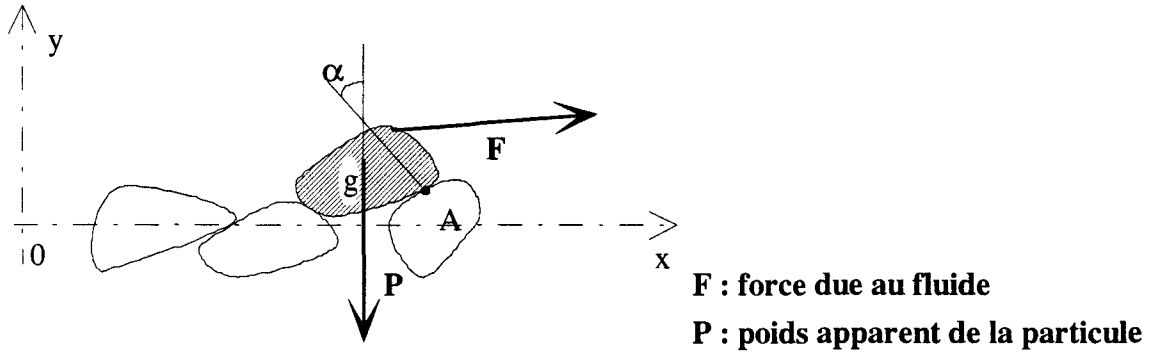


Figure 2.26 : Représentation d'une particule à la limite de l'envol selon Bagnold.

En écrivant que la somme des moments par rapport au point A est nulle à la limite de l'envol (A est le point de contact avec une autre particule sous-jacente), Bagnold a défini une condition limite d'envol de la forme $|\bar{F}| = \zeta |\bar{P}|$, \bar{F} étant la force due au fluide, \bar{P} le poids apparent de la particule et ζ une constante qui ne dépend que de la forme de la particule. On considère que $F = \beta \rho u_{\tau*}^2 D_p^2$ et que $P = \frac{\pi}{6} (\rho_p - \rho) g D_p^3$ où β est une fonction du nombre de Reynolds R_{f*} , défini par $R_{f*} = \frac{u_{\tau*} D_p}{\nu}$. Cette loi peut se mettre sous la forme :

$$\boxed{\sqrt{\frac{\rho u_{\tau*}^2}{(\rho_p - \rho) g D_p}} = A_{f*}(R_{f*})} \quad (68).$$

Cette équation correspond au critère de Bagnold qui donne la vitesse limite d'envol en fonction des paramètres caractéristiques du fluide et de la particule. A travers β , le terme A_{f*} n'est fonction que de R_{f*} . La figure 2.27 représente l'évolution de A_{f*} en fonction de R_{f*} , obtenue expérimentalement par White [11]. L'étude a été réalisée avec des particules dont le diamètre varie de quelques microns à environ 1,4 mm et pour des masses volumiques comprises entre 200 et 11400 kg/m³.

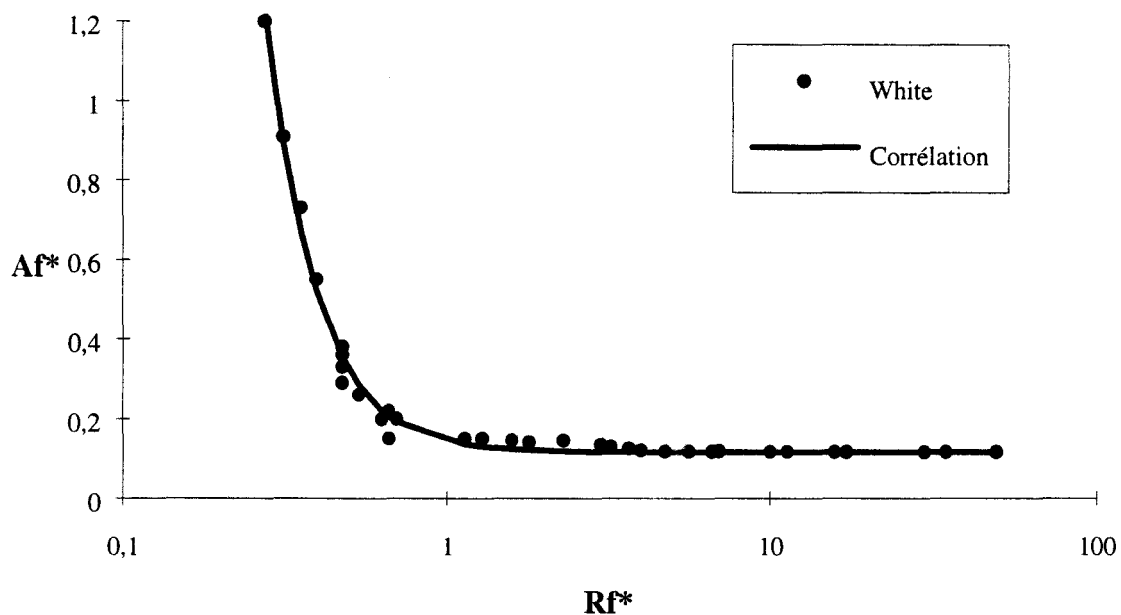


Figure 2.27 : Coefficient A_{f^*} en fonction de R_{f^*} [11].

On a pu approcher analytiquement ici ces résultats par la relation $A_{f^*} = 0,02 R_{f^*}^{-2,8} + 0,116$ représentée par la ligne continue sur la figure 2.27. Pour R_{f^*} supérieur à 10, A_{f^*} est pratiquement constant et égal à 0,116. Pour R_{f^*} inférieur à 1, A_{f^*} croît très rapidement quand R_{f^*} diminue, ceci tend à confirmer l'existence d'un diamètre de particules correspondant à un minimum de la vitesse limite d'envol pour R_{f^*} environ égal à 1. Dans le cas du sable de masse volumique 2500 kg/m^3 , ce diamètre serait de l'ordre de $80 \mu\text{m}$.

3.2. Phénomènes d'envol d'une particule.

L'étude de l'érosion éolienne a été traitée, jusqu'à présent, essentiellement de manière empirique. Par exemple, quelle que soit la taille des particules considérées, presque tous les auteurs précités ont défini l'écoulement comme étant pleinement rugueux ce qui est en contradiction avec la théorie de la couche limite turbulente en régime rugueux intermédiaire que l'on a décrit précédemment. Dans ce qui suit, on se propose d'affiner les modèles à l'aide des théories de la mécanique, afin de donner un peu plus de sens physique au phénomène d'érosion.

3.2.1 Hypothèses.

En premier lieu, on se propose de décrire les phénomènes qui régissent la mise en mouvement d'une particule d'un point de vue purement mécanique. Pour ce faire il est nécessaire de formuler certaines hypothèses.

Etant donné la quantité de paramètres pouvant intervenir dans la caractérisation de l'envol de particules, les hypothèses nécessaires à l'élaboration du modèle seront assez nombreuses.

La première définition à donner concerne les particules. On considère chaque particule comme étant homogène, sphérique et n'ayant pas d'interaction avec les autres dans la phase de mouvement. Cette dernière hypothèse est la moins réaliste, néanmoins il est nécessaire de s'affranchir de ces phénomènes très délicats à étudier. Dans la bibliographie, les études sont le plus souvent réalisées sur du sable (de forme cristalline aléatoire). Le fait de supposer les particules sphériques permet d'élaborer plus aisément des modèles. On garde, néanmoins, la possibilité de trouver des coefficients correcteurs par la suite afin d'approcher les autres formes possibles de matériaux. On suppose que les particules reposent les unes sur les autres par de simples points de contact et que le lit, ainsi formé, est plat et ne se déforme pas suite aux envols.

On peut également définir les conditions d'écoulement, en considérant que tous les phénomènes ont lieu dans la zone interne de la couche limite. Ainsi, on peut supposer que la forme des profils de vitesse n'est fonction que de la rugosité (c'est à dire du diamètre des particules), de la vitesse de frottement et des caractéristiques du fluide. Dans ce type d'écoulement, en absence d'envol, la contrainte de cisaillement τ reste constante selon y .

3.2.2 Caractérisation du phénomène.

Pour caractériser le phénomène, on se place à la paroi en observant la particule qui va s'envoler. Le raisonnement qui va suivre est fait en deux dimensions, c'est à dire, qu'au repos, la particule a deux points de contact. Le fait d'ajouter la troisième dimension ne change rien au résultat mais complique fortement les démonstrations.

Comme l'avait fait Bagnold, mais d'une manière plus précise du point de vue de l'aérodynamique, on décrit les forces qui agissent sur la particule lorsqu'elle repose sur le lit (figure 2.28):

- le poids P de la particule dirigé suivant la verticale descendante $-Oy$,
- la traînée F_T dirigée dans le sens de l'écoulement c'est à dire selon Ox ,
- la portance F_P dirigée suivant Oy et orientée vers le haut,
- les réactions R_1 et R_2 aux points de contact.

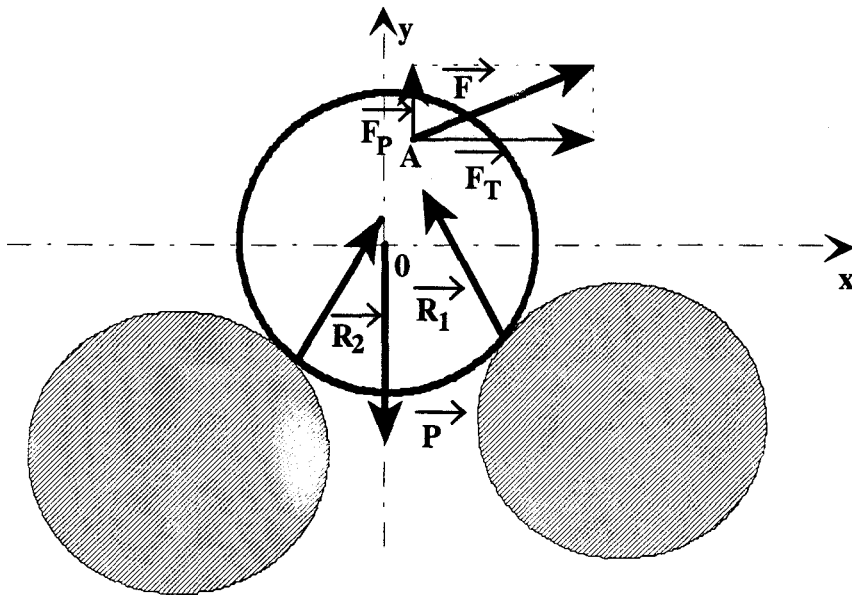


Figure 2.28 : Forces agissant sur une particule au repos.

Lorsque la particule est sur le point de s'envoler, elle perd le contact au point 2, \vec{R}_2 s'annule. \vec{R}_1 est alors tangente au cône de frottement (figure 2.29). On peut s'apercevoir que l'origine des forces de portance et de traînée n'a pas été prise en 0, car on ne sait pas exactement où se situe le point d'application de ces forces.

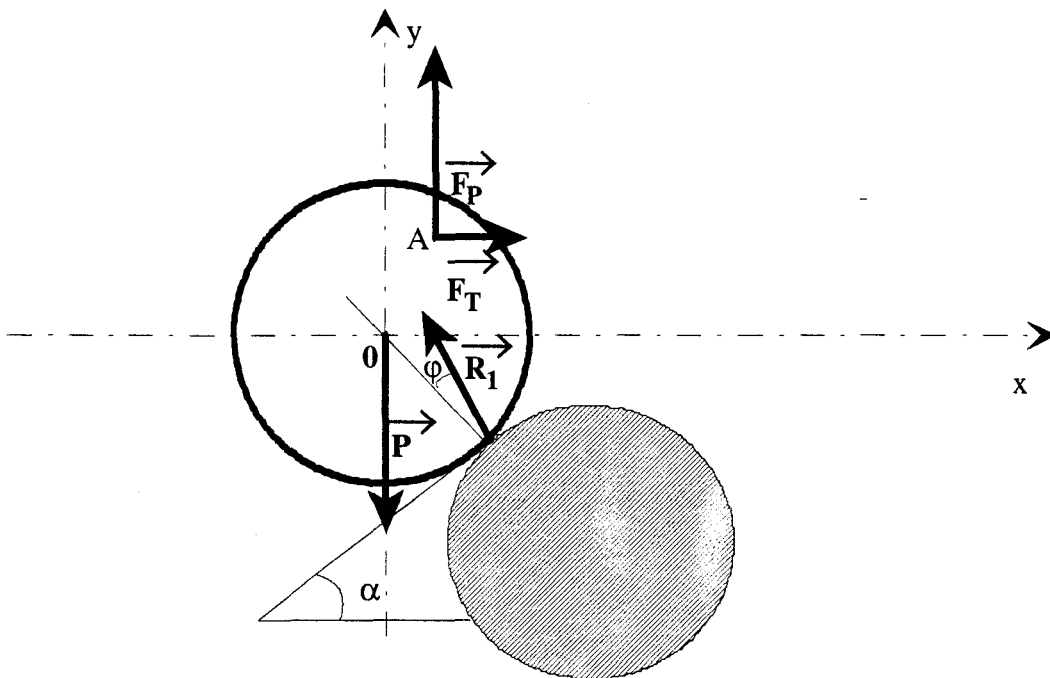


Figure 2.29 : Particule à la limite de l'envol.

φ est l'angle du cône de frottement et α est fonction de la position de la particule. Afin de caractériser les phénomènes, il faut bien mettre en évidence ce qui est connu. On considère que la force \vec{R}_1 , l'angle α et la position du point d'application A des forces aérodynamiques

(de coordonnées x_A , y_A) sont les inconnues. De plus, on cherche à exprimer la force aérodynamique \vec{F} en fonction de \vec{P} et de φ .

On a six inconnues pour trois équations, il faut donc faire des hypothèses supplémentaires. On écrit d'abord le système :

$F_T - R_1 \sin(\alpha + \varphi) = 0$	(69,a)
$F_P + R_1 \cos(\alpha + \varphi) = P$	(69,b)
$F_T y_A - R_1 \frac{D}{2} \sin \varphi = F_P x_A$	(69,c)

Les deux premières équations indiquent que la somme des forces est nulle à l'équilibre. La troisième est une équation de moment par rapport au point 0.

Afin de simplifier le problème, on peut considérer que le point d'application des forces aérodynamiques est en 0, l'équation (69,c) devient $R_1 \sin \varphi = 0$, ce qui signifie qu'il y a absence de réaction ou absence de frottement. En général, on suppose de plus F_T petit devant F_P et on obtient comme condition limite d'envol $F_P = P$ [5].

On peut aboutir au même résultat par une autre approche qui consiste à utiliser l'angle naturel de formation d'un tas. Lorsqu'on laisse tomber des particules sans contrainte sur le sol, il se forme un tas ayant une pente α' telle que si l'on verse encore de la matière, le tas s'épaissit en conservant comme pente l'angle α' (figure 2.30). Dans le cas du tas, cet angle est très proche de l'angle du cône de frottement des particules que l'on a appelé φ précédemment.

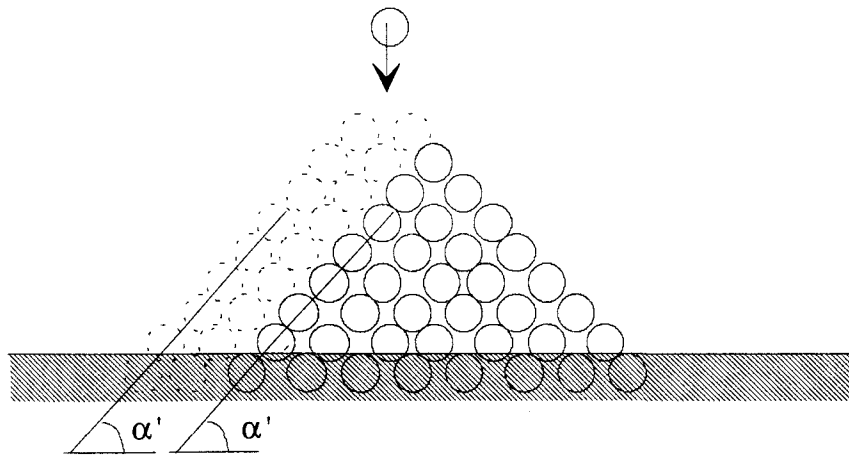


Figure 2.30 : Schéma d'un tas à l'équilibre.

Dans le cas de l'envol de particules, on peut faire l'hypothèse que l'angle φ est de l'ordre de grandeur de α' . Cet angle se déduit de α par (figure 2.31):

$\alpha + \alpha' = \frac{\pi}{2}$	(70).
------------------------------------	-------

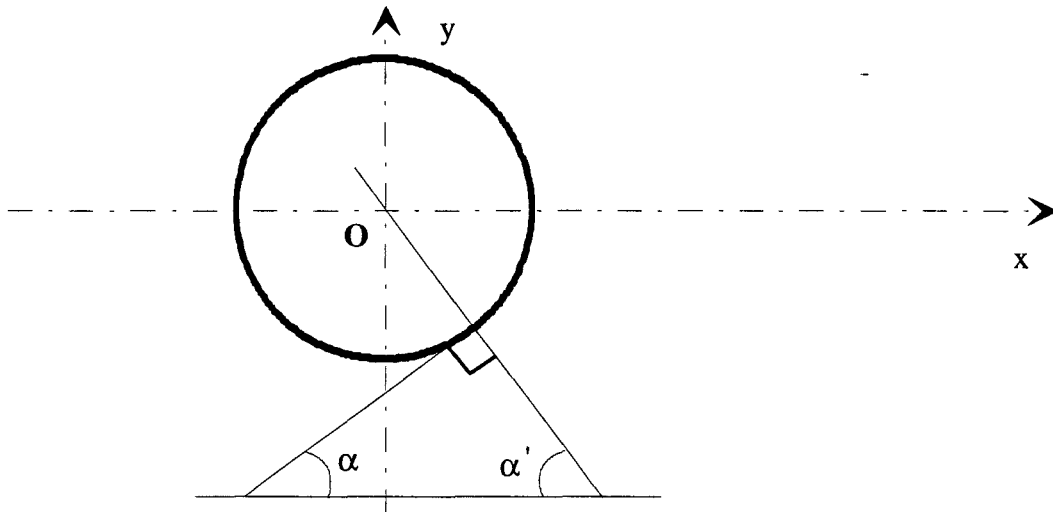


Figure 2.31 : Relation entre les angles α et α' .

Si on pose $\varepsilon_\alpha = \alpha' - \varphi$ qui est petit devant 1, on obtient le système :

$F_T - R_l \cos \varepsilon_\alpha = 0$	(71,a)
$F_p + R_l \sin \varepsilon_\alpha = P$	(71,b)

Au premier ordre, $\varepsilon_\alpha \approx 0$, on retrouve les équations données par Lebreton [5] :

$\frac{F_p}{P} = 1$	(72)
---------------------	------

et donc $F_T - R_l \approx 0$ ce qui signifie que la traînée est entièrement compensée par la réaction sur la bille du dessous et que seule la portance fait envoler la particule.

3.2.3 Définition d'une condition d'envol.

La condition limite d'envol à partir de laquelle on établit un critère, n'est basée que sur la portance et le poids. En effet, on a vu précédemment que la traînée, et donc également la réaction, sont très faibles. Cette condition peut donc simplement se décrire par la présence d'une force de portance qui est supérieure ou égale au poids.

Il apparaît alors que la simplicité de cette condition est due au fait que l'on ne tient compte ni de la forme (toutes les particules sont considérées sphériques) ni de la possibilité de collage par des éléments plus ou moins naturels tels que l'humidité [51].

3.2.4. Cas des impacts.

Divers auteurs ont étudié les phénomènes d'impact. Bagnold [1] a montré l'existence d'une vitesse limite d'envol avec impact $u_{\tau i}$ plus faible que la vitesse limite d'envol $u_{\tau*}$. Il a montré que la vitesse de frottement en présence d'impact est donnée par :

$$A_i = \frac{u_{\tau i}}{\sqrt{\gamma_p D_p}} \approx 0,085, \text{ où } \gamma_p = \frac{(\rho_p - \rho)g}{\rho} \text{ représente la gravité apparente du matériau dont les}$$

particules sont constituées. Werner [29] a mis en évidence l'effet de cascade provoqué par les impacts (cf première partie). Il a expliqué que lorsque l'écoulement est établi, statistiquement une seule particule de taille équivalente se réenvole suite à l'impact d'une précédente. White & Shulz [12] ont étudié les impacts. Ils ont observé des trajectoires finales et initiales et ont effectué des statistiques concernant le phénomène d'impact. Ils ont mesuré l'angle de chute α_{imp} , la vitesse finale v_{imp} et en ont déduit l'angle, la vitesse et le taux de rotation d'envol : α_{env} , v_{env} et ω_{env} . Ils ont trouvé :

$$\begin{aligned}
 \alpha_{env} &= 21,8 \alpha_{imp}^{0,136} \\
 v_{env} &= 80 \left(1 - \exp\left(-\frac{v_{imp}}{80}\right) \right) \\
 \omega_{env} &= \frac{v_{env}}{2\pi D_p} \cos\left(\frac{\alpha_{env} + \alpha_{imp}}{2}\right)
 \end{aligned}
 \tag{73}$$

Il serait intéressant d'utiliser les lois de la mécanique concernant les chocs pour modéliser les échanges de quantité de mouvement et d'énergie cinétique lors des impacts.

3.3. Critère d'envol d'une particule.

On peut facilement se convaincre que la vitesse limite d'envol d'une particule est fortement liée à la rugosité de la paroi. En effet, on a pu constater au paragraphe 1.2 l'influence du lit de matière sur l'écoulement dans la zone interne de la couche limite turbulente. Dans un but de simplification, on considère qu'il n'y a que deux régimes possibles d'écoulement sur la paroi rugueuse formée par les particules, le régime hydrauliquement lisse et le régime pleinement rugueux. On néglige donc le régime intermédiaire.

3.3.1. Mise en place du modèle.

Dans le régime d'écoulement hydrauliquement lisse, le profil de vitesse moyenne ne dépend que de la vitesse de frottement à la paroi et de la viscosité du fluide (présence de sous-couche visqueuse). En régime pleinement rugueux, il ne dépend que de la vitesse de frottement et de la rugosité (il n'y a plus qu'une zone pleinement turbulente). Dans le cas intermédiaire, on doit prendre en compte les trois grandeurs précitées.

Pour mettre en place le modèle, on reprend la condition $\frac{F_p}{P} = 1$ établie à la limite de l'envol et on remplace les deux modules de forces par leurs valeurs définies au paragraphe 2.1. La particule reposant sur le lit, sa vitesse est nulle ; la vitesse relative utilisée pour le calcul de F_p est la vitesse moyenne du fluide en $y = D_p / 2$. On obtient :

$$\frac{F_p}{P} = \frac{3}{4} \frac{\rho u_{\tau^*}^2}{(\rho_p - \rho)gD_p} \left(\frac{u(D_p/2)}{u_{\tau^*}} \right)^2 C_L = 1
 \tag{74}$$

On retrouve dans le deuxième membre de l'équation le terme A_{f*} et, ainsi, on peut écrire :

$$A_{f*} = \sqrt{\frac{u_{\tau*}^2}{\gamma_p D_p}} = \left(\frac{4}{3} \frac{1}{C_L}\right)^{1/2} \left(\frac{1}{u+|_{y=D_p/2}}\right) \quad (75)$$

On obtient l'équation donnant le paramètre sans dimension A_{f*} qui, comme on l'a vu au chapitre précédant, permet de déterminer la vitesse limite d'envol pour un diamètre de particule donné, ou de déterminer les diamètres de particules susceptibles de s'envoler pour une vitesse de frottement donnée. Ce paramètre est fonction du coefficient de portance et de la vitesse $u+$ (vitesse sans dimension $\frac{u}{u_{\tau*}}$).

De plus, on a vu au paragraphe 2.1 que le coefficient de portance C_L est fonction du nombre de Reynolds $R_e = \frac{(u-u_p)D_p}{\nu}$ défini sur trois intervalles. On décompose, par conséquent, l'étude de la condition limite d'envol en trois cas.

3.3.2. Cas des particules petites.

Dans ce cas, le diamètre étant suffisamment petit, le profil de vitesse, juste avant l'envol au-dessus du lit de particules, est celui d'une plaque lisse correspondant à $h_s^+ \leq 5$ pour le sable [38]. Le nombre de Reynolds $R_{f*} = \frac{u_{\tau*} D_p}{\nu}$ (h_s^+ dans le cas du sable), sera également inférieur à 5. On fait donc l'hypothèse supplémentaire que R_{f*} présente la même valeur critique que h_s^+ .

On considère la présence d'une sous couche visqueuse et au niveau de la particule, on estime la vitesse moyenne dans le lit par continuité du profil à l'extérieur.

Le gradient de vitesse au niveau de la particule est donc $\frac{\partial u+}{\partial y+} = 1$. On en déduit une

forme classique de la vitesse $u+ = y+$, et en moyennant cette expression sur la hauteur de la particule on obtient $u+(y = D_p/2) = 0,5 \beta_1 R_{f*}$, avec β_1 un terme de correction du calcul de moyenne. Si on calcule le nombre de Reynolds $R_e = \frac{u(D_p/2) D_p}{\nu}$, on a $R_e = \frac{1}{2} R_{f*}^2$ (si β_1 est de l'ordre de un) qui, pour la valeur limite $R_{f*} = 5$, correspond à $R_e = 12,5$. Compte tenu des modèles de coefficient de portance décrits au paragraphe 2.1, il faut considérer trois cas :

- le cas des particules petites pour $R_e \leq 0,1$
- le cas des particules petites pour $0,1 < R_e \leq 1$.
- le cas des particules petites pour $1 < R_e \leq 12,5$.

a) Cas des particules petites pour $R_e \leq 0,1$.

Dans ce cas, R_{f*} est inférieur à environ 0,4. Pour déterminer la portance, on utilise la formule de Saffman [24] :

$$C_L = 4,114(u - u_p)^{-1} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^{0,5} v^{0,5} \quad (76)$$

En remplaçant dans l'équation (76) la vitesse et son gradient par leurs estimations et en utilisant l'équation (75), on peut trouver :

$$A_{f*} = 0,8 \left(\frac{1}{\beta_1 R_{f*}} \right)^{1/2} \quad (77)$$

β_1 est un coefficient correcteur lié à la position de la particule sur le lit, dans le cas d'une sphère posée sur une plaque lisse $\beta_1 = 1$. On retrouve ici un résultat qu'a déterminé Shield dans le cas du transport solide dans les rivières, résultat décrit par Lebreton [5].

b) Cas des particules petites pour $0,1 < R_e \leq 1$.

Dans ce cas, on utilise le coefficient de portance déterminé par raccordement des résultats de Saffman [25] et de Dandy et Dwyer [26] au paragraphe 2.1, donné par l'équation (50).

On procède comme précédemment et on obtient :

$$A_{f*} = 0,8 \left(\frac{1}{\beta_1 R_{f*}} \right)^{1/2} \left(1 - \left(\frac{\beta_1}{2} R_{f*}^2 \right)^2 + 1,2154 R_{f*} \right)^{-1/2} \quad (78)$$

On peut s'apercevoir qu'ici, le paramètre A_{f*} est proche de celui calculé avec l'expression (77).

c) Cas des particules petites pour $1 < R_e \leq 12,5$.

Dans ce dernier cas, on utilise le coefficient de portance déduit au paragraphe 2.1 des expériences de Dandy et Dwyer [26]:

$$C_L = 2,5u^{-1,9} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) v^{0,9} D_p^{0,1} \quad (79)$$

On procède comme précédemment et on obtient :

$$A_{f*} = 0,75(\beta_1 R_{f*})^{-0,1} \quad (80)$$

On voit que, dans ce cas, le paramètre A_{f*} est quasiment constant.

On obtient ainsi par les équations (77), (78) et (79) des valeurs de A_{f*} correspondant à des Reynolds R_{f*} inférieurs à 5 environ. Pour les Reynolds supérieurs à cette valeur, on refait sensiblement le même type d'étude.

3.3.3. Cas des grosses particules.

On considère à présent que les particules sont suffisamment grosses pour être en régime pleinement rugueux, c'est à dire R_{f*} supérieur à 70. Le profil de vitesse est décrit par

$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{D_p} + B_s$ où B_s est une constante à déterminer de l'ordre de 8,5. Si on intègre sur le

diamètre de la sphère pour obtenir la vitesse moyenne à considérer en $y = D_p / 2$, on obtient :

$$\boxed{\frac{u|_{y=D_p/2}}{u_\tau} = \beta_r \left(B_s - \frac{1}{\kappa} \right) \approx 5,6\beta_r} \quad (81)$$

β_r est un coefficient correcteur qui prend en compte la proximité des autres particules. Pour le gradient de vitesse, le calcul de $\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{1}{D_p} \int_0^{D_p} \frac{u_\tau}{\kappa y} dy$ posant un problème de convergence, on

est amené à faire l'hypothèse suivante : la vitesse telle qu'on l'a décrite en (16) s'annule en $y = \frac{D_p}{30}$, on se propose de calculer la moyenne de la vitesse entre $y = \frac{D_p}{30}$ et $y = D_p$. On

obtient ainsi $\frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y=D_p/2} = \frac{u_\tau}{\kappa D_p} \ln 30 \approx B_s \frac{u_\tau}{D_p}$, B_s est la constante du profil de vitesse donnée

ci-dessus. Pour le coefficient de portance on utilise $C_L = 0,125u^{-1} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) D_p$ et on obtient pour

A_{f*} :

$$\boxed{A_{f*} = \frac{10,6}{\sqrt{B\beta_r}} \approx \frac{0,47}{\sqrt{\beta_r}}} \quad (82)$$

Si on considère que β_r est une constante, alors A_{f*} , pour R_{f*} supérieur à 70, est constant ce qui correspond bien aux résultats de White [14]. La présence de B_s qui est une constante liée à la forme de la rugosité égale à 8,5 pour le sable d'après Schlichting [36], prouve que A_{f*} pourra évoluer selon le matériau utilisé.

3.3.4. Cas intermédiaire.

Dans le cas intermédiaire, c'est à dire pour R_{f*} compris entre 5 et 70, les effets visqueux et les effets de la rugosité se combinent. Il faut donc faire des hypothèses souvent assez restrictives pour estimer les paramètres nécessaires au calcul de A_{f*} . On peut rappeler que l'on cherche à approcher les conditions d'écoulement juste au-dessus de la particule et que le coefficient A_{f*} est constant pour chaque borne de cet intervalle d'étude.

a) Détermination du gradient de vitesse.

En premier lieu, on utilise le modèle de Van-Driest, qui donne le gradient de vitesse par résolution de :

$$\boxed{\ell_m^2 \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \nu \frac{\partial u}{\partial y} - u_\tau^2 = 0} \quad (83)$$

avec $\ell_m = \kappa(y + \Delta y) \left(1 - \exp \frac{-y + -\Delta y}{\lambda} \right)$ représentant la longueur de mélange, $\lambda = 27$ et Δy^+ est

déterminé par la théorie de Rotta [47]. A partir de l'équation (83), on peut déterminer le gradient de vitesse :

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{u_\tau^2}{\nu} \left[\frac{2}{1 + \sqrt{1 + 4\ell_m^+{}^2}} \right] = \frac{u_\tau^2}{\nu} C_{gl} \quad (84)$$

avec $\ell_m^+ = \kappa(y + \Delta y) \left(1 - \exp \frac{-y + -\Delta y}{\lambda} \right)$. Ou encore sous une autre forme :

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{u_\tau}{\kappa y} \left[\frac{2\kappa y}{1 + \sqrt{1 + 4\ell_m^+{}^2}} \right] = \frac{u_\tau}{\kappa y} C_{gr} \quad (85)$$

Les termes C_{gl} et C_{gr} représentent des corrections par rapport au gradient de vitesse dans les régimes lisse et pleinement rugueux respectivement ; c'est à dire, dans les cas de petites ou de grosses particules précédemment développés. La figure 2.32 représente l'évolution de C_{gl} et de C_{gr} en fonction de R_{f*} d'après les équations (84), (85) et le modèle de Rotta [47].

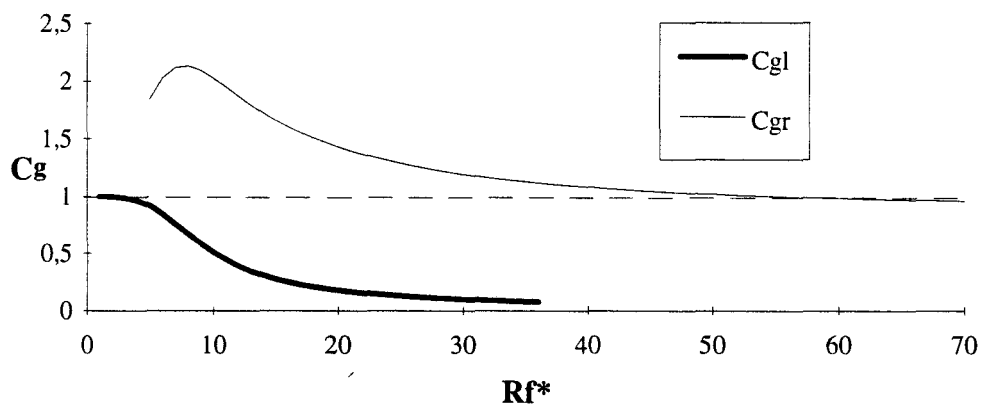


Figure 2.32 : Représentation de C_{gl} et de C_{gr} en fonction de R_{f*} .

On peut constater que jusqu'à des valeurs de R_{f*} proches de 5, C_{gl} reste d'ordre 1. On peut remarquer la même chose pour C_{gr} pour des valeurs de R_{f*} proche de 70. La figure 2.33 représente l'évolution de l'erreur que l'on commet si l'on considère que les coefficients de correction C_{gl} et C_{gr} restent constants et égaux à un sur l'intervalle de R_{f*} compris entre 5 et 70.

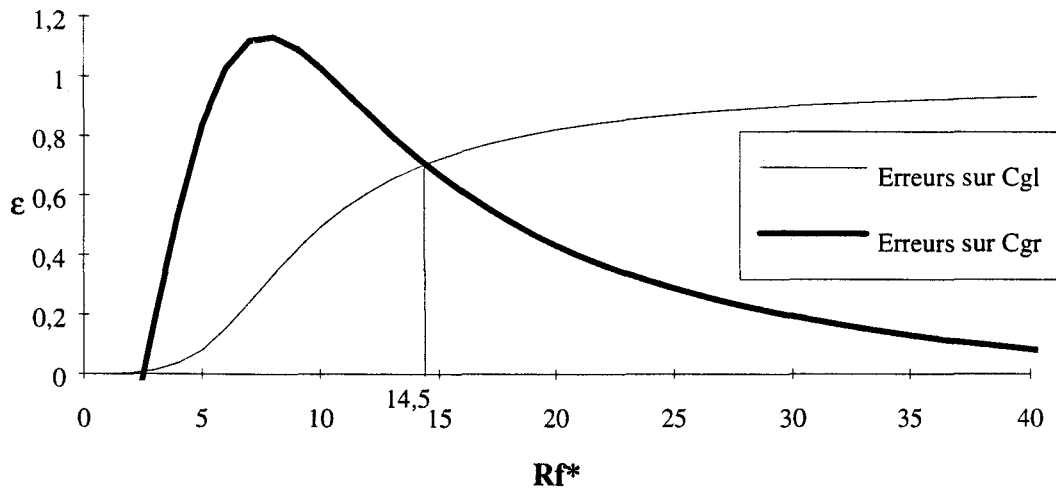


Figure 2.33 : Erreurs sur C_{gl} et C_{gr} en fonction de R_{f^*} .

La figure 2.33 montre que la valeur critique donnant l'erreur minimale est $R_{f^*} = 14,5$. On considèrera donc dans ce qui suit que pour $R_{f^*} \leq 14,5$, on est en régime lisse et pour $R_{f^*} > 14,5$, on est en régime pleinement rugueux.

b) Détermination de la vitesse.

Le profil de vitesse s'obtient en intégrant le gradient :

$$u = \int_0^y \frac{\partial u}{\partial y} dy \quad (86)$$

Que l'on peut décomposer en deux cas :

- R_{f^*} inférieur à 14,5.

Dans ce cas, on a :

$$u+ = \int_0^{y+} C_{gl} dy+ \quad (87)$$

Qui par intégration conduit à la solution approchée :

$$u+ = y+ C_{gl} \quad (88)$$

- R_{f^*} supérieur à 14,5

Dans ce cas, on aboutit à :

$$u+ = u+_{rug} C_{gr} \quad (89)$$

Dans les deux cas, on a fait une hypothèse assez audacieuse qui consiste à supposer que les deux coefficients sont suffisamment constants pour être sortis de l'intégrale. Le résultat obtenu est donc que, dans chaque cas, la vitesse est celle en régime lisse ou en régime pleinement rugueux corrigée (en fonction de la valeur de R_{f*}).

c) Détermination du coefficient A_{f*} .

Pour la détermination de A_{f*} en fonction des coefficients de portance, on est amené à considérer trois cas :

- R_{f*} inférieur à 14,5 et R_e inférieur à 40,
- R_{f*} inférieur à 14,5 et R_e supérieur à 40,
- R_{f*} supérieur à 14,5.

Dans le premier cas, R_e inférieur à 40 correspond sensiblement à R_{f*} inférieur à 9. On obtient :

$$\boxed{A_{f*} = 0,75 C_{gl}^{-0,5} (\beta_i R_{f*})^{-0,1}} \quad (90)$$

β_i est un coefficient correcteur lié à la position de la particule. On retrouve la même puissance -0,1 pour R_{f*} que dans l'équation (80).

Dans les deux autres cas, on a $C_L = 0,125u^{-1} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) D_p$, d'où :

- si $9 \leq R_{f*} \leq 14,5$

$$\boxed{A_{f*} = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{1}{0,25 \frac{R_{f*}}{u} \frac{\partial u}{\partial y}}} = 1,6 \sqrt{\beta_i}} \quad (91)$$

C_{gl} est contenu dans la vitesse et son gradient sans dimension, il se simplifie donc.

- $R_{f*} > 14,5$.

$$\boxed{A_{f*} = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{1}{0,25 \frac{D_P}{u} \frac{\partial u}{\partial y}}} = \frac{10,6}{\sqrt{B\beta_i}}} \quad (92)$$

C_{gr} est contenu dans la vitesse et son gradient et il peut également se simplifier. On obtient dans ces deux cas que A_{f*} reste constant pour R_{f*} supérieur à 9, les constantes β_i s'ajustant par raccord en $R_{f*} = 14,5$.

3.3.5. Confrontation avec l'expérience.

Si on reporte sur un même graphe les équations (77), (78), (80), (82), (90), (91) et (92), en calant toutes les constantes correctrices sur les résultats de White [14], on peut observer sur

la figure 2.34, des différences notables entre la théorie décrite précédemment et les résultats expérimentaux de White essentiellement pour les petits diamètres.

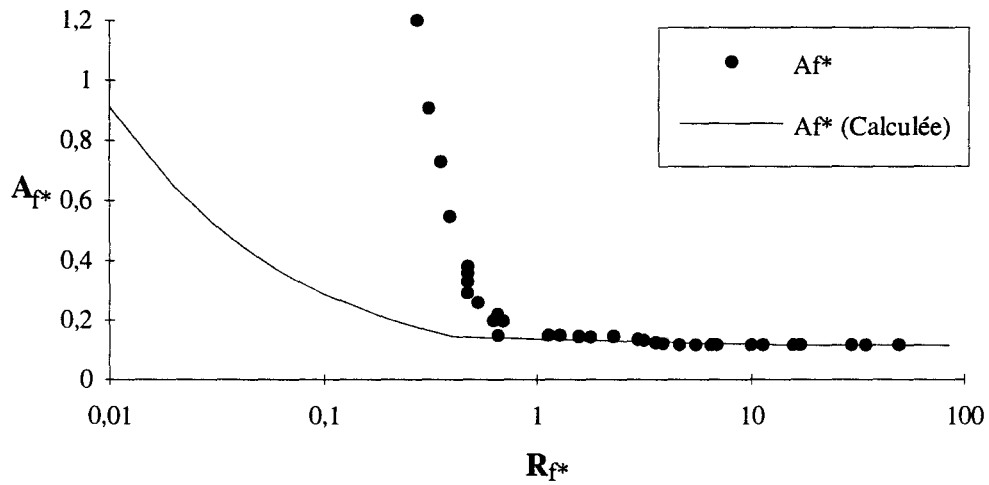


Figure 2.34 : Comparaison entre le modèle théorique et les résultats bibliographiques.

On peut rappeler que les résultats de White ont été obtenus pour des diamètres variant de quelques microns à 1,4 mm et pour des masses volumiques de matériaux variant de 200 à 11400 kg/m³.

La différence entre les courbes peut s'expliquer par le fait que la portance dans la gamme de $R_{f*} < 1$ n'est pas connue. Etant donné la faible quantité de renseignement dans ce domaine, on ne peut s'exprimer quant à la validité de ce modèle.

Si on observe le lit de particules, on a considéré jusqu'à présent que l'écoulement sur la particule dans le lit est le même qu'à l'extérieur. On peut faire l'hypothèse que, pour $R_{f*} \approx h_s^+ < 5$, il n'y a pas une continuité du gradient de vitesse dans le lit de particules. Ou encore qu'il y a un décalage d'origine lié à la présence des particules tel que représenté sur la figure 2.35.

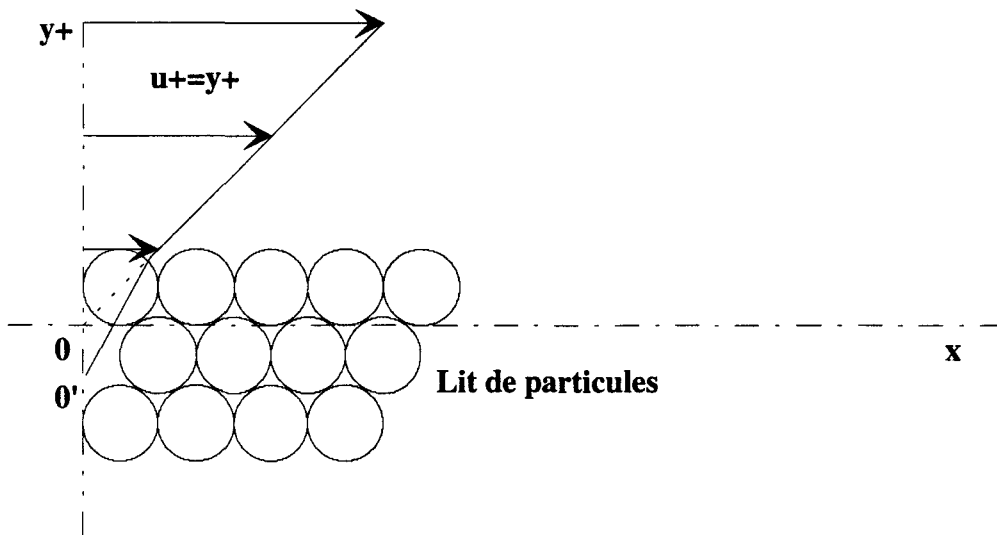


Figure 2.35 : Représentation du décalage d'origine sur le lit.

Ce décalage d'origine 0 passant en 0' met en évidence une diminution du gradient de vitesse dans la zone rugueuse. Celui-ci s'annule lorsque le diamètre tend vers zéro. En fait, on passe d'un cas rugueux où $\overline{00'} = +D_p / 30$ à un cas de matériau solide, sans particule, où $\overline{00'} \rightarrow -\infty$ car la vitesse dans ce cas est constante et nulle dans le matériau. Cette hypothèse rejoint la théorie de Rotta [47] qui dit que la vitesse en $y = 0$ n'est pas nulle en présence de rugosité. On considère que le gradient ainsi corrigé s'exprime :

$$\frac{\partial u^+}{\partial y^+} = \frac{\partial u^+}{\partial y^+}_{\text{ext}} f(R_{f*}^n) \quad (93)$$

n est un paramètre lié aux interstices qui dépend donc de la forme des particules.

On propose pour la fonction correctrice f :

$$f(R_{f*}^n) = \left(\frac{k_i R_{f*}^n}{1 + k_i R_{f*}^n} \right)^2 \quad (94)$$

Comme on peut le voir, si k_i et n sont d'ordre un, la correction cesse de s'appliquer dès que R_{f*} est grand devant un. Le fait que le deuxième terme soit au carré rend compte de l'aspect surfacique de la répartition des particules.

Si on calcule A_{f*} avec le gradient de vitesse décrit en (93), au lieu des expressions décrites aux paragraphes précédants obtient une bonne représentation des résultats de White pour $k_i = 8$ et $n = 2,3$ (Figure 2.36).

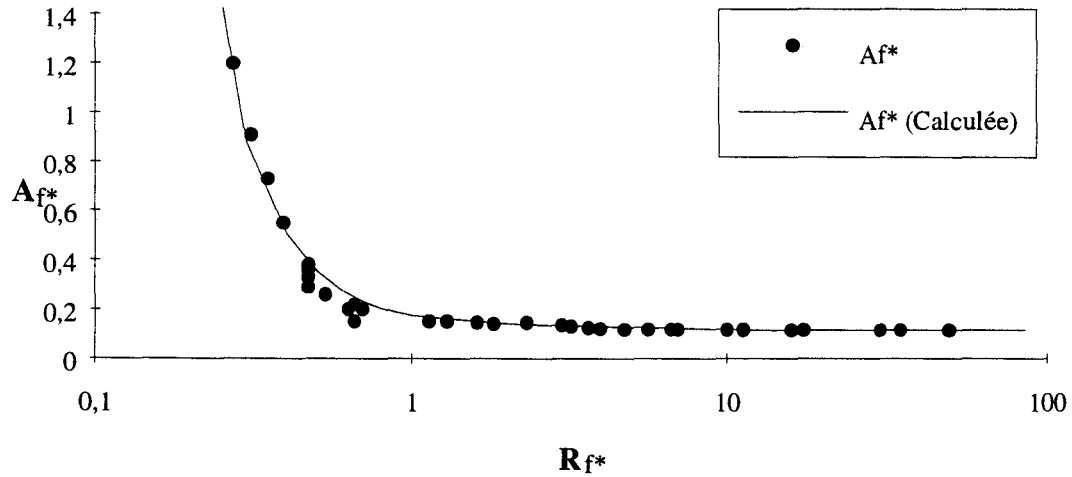


Figure 2.36 : Courbe caractéristique donnant A_{f^*} en fonction de R_{f^*} .

La forme de la fonction de correction est telle que l'on corrige C_L pour $0,1 < R_{f^*} < 1$. Cet intervalle correspond au coefficient de portance déterminé par raccord des résultats de Saffman et de Dandy et Dwyer. Etant donné que le raccord n'a pas été validé expérimentalement, on calcule A_{f^*} avec le gradient de vitesse décrit en (94) et le coefficient de portance de Saffman seul pour $0,1 < R_{f^*} < 1$. La portance de Saffman étant d'une écriture simple, elle permet de trouver une solution analytique :

$$A_{f^*} = 0,116 \left(1 + \frac{1}{k_i} R_{f^*}^{-n} \right) \quad (95)$$

La meilleure régression par rapport aux résultats de White [14] est obtenue cette fois pour k_i de l'ordre de 4,25 et n de l'ordre de 2,8. On voit que l'on retrouve sensiblement, par cette approche théorique, la régression obtenue au paragraphe 3.1 de manière empirique. Le graphe de vérification est tracé sur la figure 2.37.

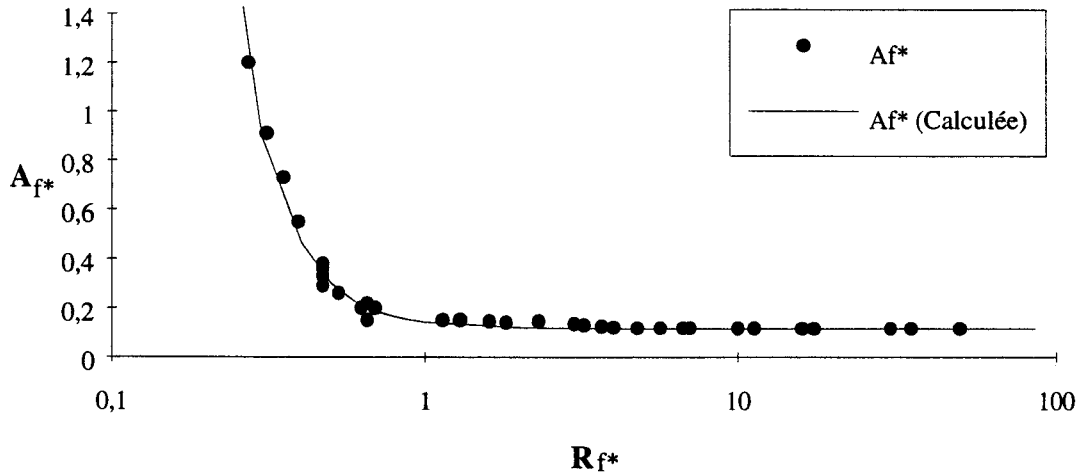


Figure 2.37: Courbe caractéristique donnant A_{f^*} en fonction de R_{f^*} .

La correction apportée semble prédire assez bien la donnée de A_{f^*} en fonction de R_{f^*} . La fonction correctrice apportée au gradient dans la zone rugueuse donne l'impression d'être valide. Elle rejoint de plus les observations de Rotta [47] qui dit que la vitesse sous la première couche de rugosité ($y = 0$) n'est pas nulle. Il serait intéressant de trouver une expérience permettant de valider ce résultat.

3.4. Amélioration du critère.

Le critère de Bagnold présente un inconvénient : les termes A_{f^*} et R_{f^*} contiennent tout deux u_{τ^*} et D_p . Une solution simple consiste à combiner ces nombres de manière à isoler la vitesse et le diamètre. Lebreton [5], dans le cas du transport de particules solides dans les canaux, a exprimé le diamètre sans dimension en fonction du nombre de Reynolds R_{f^*} .

En s'inspirant de cette approche, on obtient facilement :

$$\tilde{D}_p = \frac{D_p}{D_{pref}} = \left(\frac{R_{f^*}}{A_{f^*}} \right)^{2/3} \quad (96,a)$$

$$\tilde{u}_{\tau^*} = \frac{u_{\tau^*}}{u_{\tau_{ref}}} = \left(R_{f^*} A_{f^*}^2 \right)^{1/3} \quad (96,b)$$

Où les grandeurs D_{pref} et $u_{\tau_{ref}}$ sont respectivement $(v^2 / \gamma_p)^{1/3}$ et $(\gamma_p v)^{1/3}$ et où le paramètre $\gamma_p = \frac{(\rho_p - \rho)g}{\rho}$ représente la gravité apparente du matériau. On remarque que dans ce cas $\frac{D_{pref} u_{\tau_{ref}}}{v} = 1$ et $\frac{u_{\tau_{ref}}^2}{\gamma_p D_{pref}} = 1$. L'équation $\tilde{u}_{\tau^*} = f(\tilde{D}_p)$ donne directement la vitesse

limite d'envol en fonction du diamètre des particules, comme le montre la figure 2.38 où l'on a représenté les résultats de la figure 2.37 dans ce nouveau système de variables.

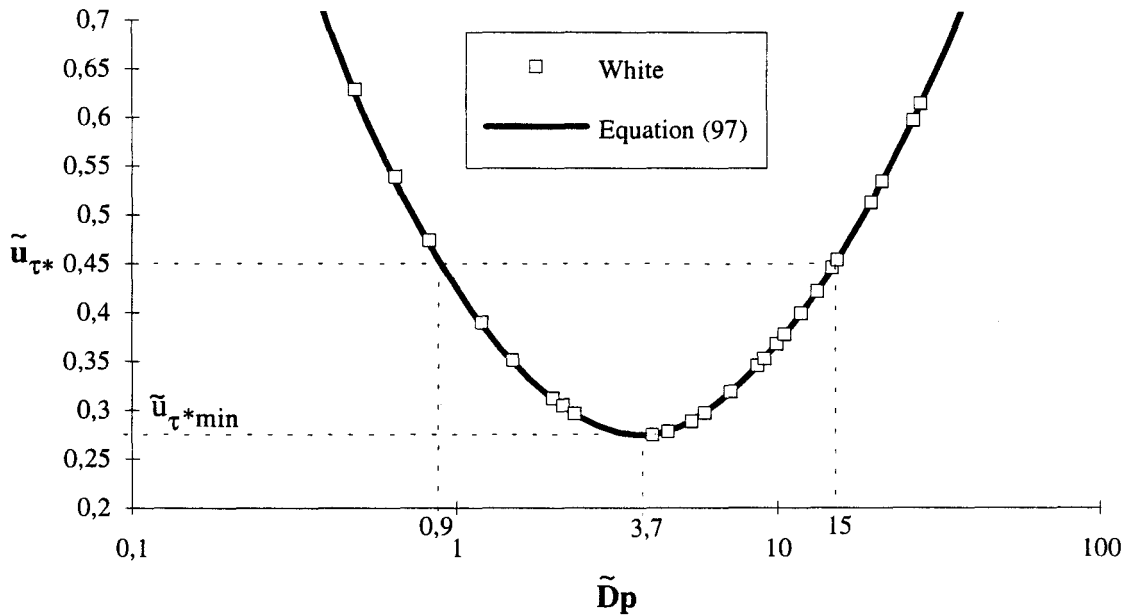


Figure 2.38 : Représentation de \tilde{u}_{τ^*} en fonction de \tilde{D}_p .

Sur la figure 2.38 les carrés blancs représentent les résultats de White transposés dans ce nouveau repère et le trait continu représente la meilleure corrélation que l'on ait pu obtenir :

$$\tilde{u}_{\tau^*} = 22,71 \tilde{D}_p^{0,043} + 10,23 \tilde{D}_p^{-0,118} - 32,5 \quad (97)$$

On constate sur cette figure qu'il existe un diamètre optimum $\tilde{D}_p = 3,7$ correspondant à une particule qui sera la première à s'envoler si \tilde{u}_{τ^*} , croît à partir de zéro. \tilde{u}_{τ^*} atteint alors la valeur $\tilde{u}_{\tau^*min} = 0,27$. Ce diamètre correspond à $R_{f^*} = 1$ dans la représentation de Bagnold. Pour une valeur plus élevée de \tilde{u}_{τ^*} (0,45 par exemple) toute une tranche granulométrique (\tilde{D}_p compris entre 0,9 et 15) est susceptible de s'envoler.

Il faut remarquer que d'après ces résultats, pour une valeur de \tilde{u}_{τ^*} supérieure à \tilde{u}_{τ^*min} des particules trop fines ne s'envolent pas. Ceci peut s'expliquer par le fait que le gradient de vitesse locale rapporté à la taille de la particule est insuffisant pour créer une portance, même si la particule est très légère. On conçoit par contre aisément qu'il existe une limite supérieure à la taille des particules emportées par le fluide, la masse de la particule croissant comme le cube de son diamètre.

3.5. Comparaison du critère d'envol avec la bibliographie.

Dans la bibliographie, on trouve des résultats expérimentaux de vitesse limite d'envol pour différentes particules. On doit mesurer généralement ces données sur des graphes en échelles logarithmiques ce qui réduit un peu la précision. On a, malgré tout, pu tracer ces

résultats sur un graphe en représentation normalisée afin de conforter la validation du modèle. Les données ont été récupérées sur des graphes de quatre types :

- tableau contenant u_{τ^*} , D_p , ρ_p (Iversen [17]),
- courbe en représentation de Bagnold : A_{f^*} en fonction de R_{f^*} ,
- courbe en représentation de Shield : $\Theta = A_{f^*}^2$ en fonction de R_{f^*} ,
- courbe en représentation de Yalin : Θ en fonction de $Y = \frac{R_{f^*}}{A_{f^*}}$ (William [23]).

Etant donné le peu de renseignements fournis par White sur les résultats utilisés au paragraphe 2.1.1, il est probable que certains de ceux décrits ici soient redondants. Les résultats sont dus à divers auteurs, le tableau a.1 en annexe 1 donne les caractéristiques des matériaux utilisés par chaque auteur.

Ces données ont été transformées en grandeurs normalisées et tracées en les comparant avec le critère d'envol sur trois figures données en annexe 1. On peut y voir une très bonne représentation des points expérimentaux par la courbe de vitesse limite d'envol.

Les modèles de Sheild ou de Yalin sont citées par William [23], Lebreton [5] ... Ils ont été établis pour le déplacement de grain dans l'eau et feront l'objet d'un prochain paragraphe.

3.6. Saltation - Suspension.

Dans ce qui suit, on définit un critère séparant deux comportements de particules très différents : la saltation et la suspension. De toute évidence, ce changement de comportement ne peut pas s'effectuer brutalement. Il s'agit plutôt d'une variation continue où la saltation et la suspension sont des états quasi-asymptotiques.

3.6.1. Observation de Owen et Nalpanis.

Owen [7] a vérifié que la condition limite d'envol de Bagnold est valable dans le cas de transport par saltation, et que, si l'on augmente encore la vitesse, les particules se mettent en suspension. Il indique qu'il y aura saltation pour $A_f = u_{\tau} / \sqrt{\gamma_p D_p}$ sensiblement compris entre 0,1 et 1. Au-delà de $A_f = 1$ les particules se mettent en suspension. La figure 2.39 donne une représentation qualitative de ces observations dans la représentation normalisée \tilde{u}_{τ} en fonction de \tilde{D}_p en utilisant le fait que $A_f = \tilde{u}_{\tau} / \sqrt{\tilde{D}_p}$.

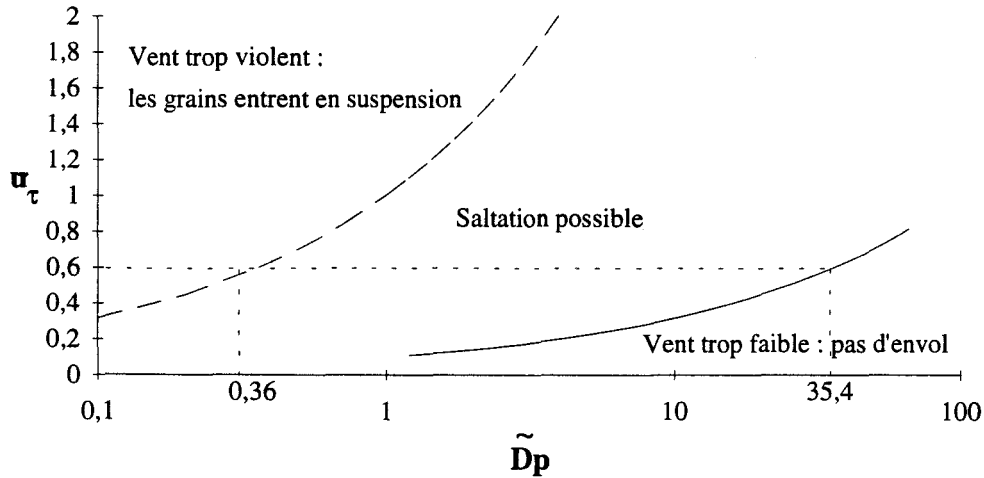


Figure 2.39 : Echelle des vitesses et des diamètres définissant une plage de transport par saltation ; d'après Owen [7].

On constate ici que pour une vitesse de frottement donnée (par exemple $\tilde{u}_\tau = 0,6$), une première tranche granulométrique part en suspension ($\tilde{D}_p \leq 0,36$), la tranche suivante part en saltation ($0,36 \leq \tilde{D}_p \leq 35,4$) et les particules trop grosses ($35,4 \leq \tilde{D}_p$) restent au sol. Il n'apparaît pas dans cette représentation de limite inférieure à la taille des particules emportées.

Ces observations décrites par Owen permettent de faire l'hypothèse que si la particule est soumise à une vitesse de frottement grande devant $u_{\tau*}$, elle va subir une impulsion susceptible de la faire pénétrer dans un champ turbulent plus intense, et de la mettre en suspension. De plus, d'après les données de White [11], il est nécessaire d'avoir une vitesse de frottement importante pour faire envoler les particules de petite taille. Par conséquent, une fois décollées, celles-ci se retrouvent directement dans un champ très turbulent et se mettent, immédiatement en suspension.

Nalpanis [20] a travaillé sur la transition suspension - saltation qu'il a appelé saltation modifiée. Lors d'une étude expérimentale, il a photographié des particules en mouvement et il a montré que des trajectoires en saltation modifiée sont très proches de la saltation pure. Il a également réalisé des simulations; la figure 2.40 compare la trajectoire en saltation pure obtenue par simulation numérique et des trajectoires observées en saltation modifiée pour des particules de $75 \mu\text{m}$.

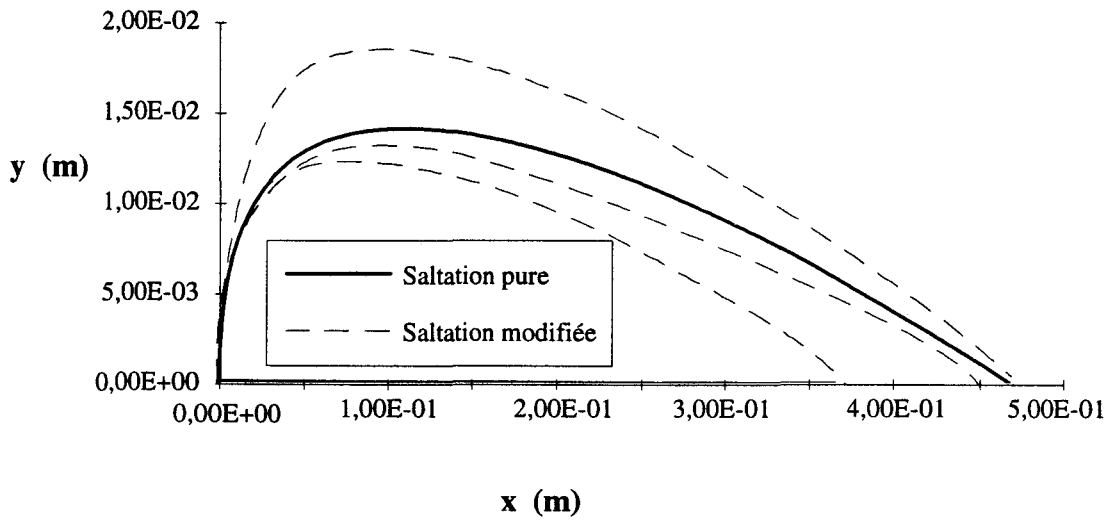


Figure 2.40 : Trajectoires de particules de 75 μm en saltation pure et modifiée avec une vitesse de frottement de 0,4 m/s [20].

Cette figure montre qu'il existe une forte ressemblance entre les deux types de trajectoires. La figure 2.41 représente des trajectoires de particules de diamètre 25 μm dans les mêmes conditions que précédemment, c'est-à-dire une trajectoire en saltation calculée et plusieurs trajectoires observées.

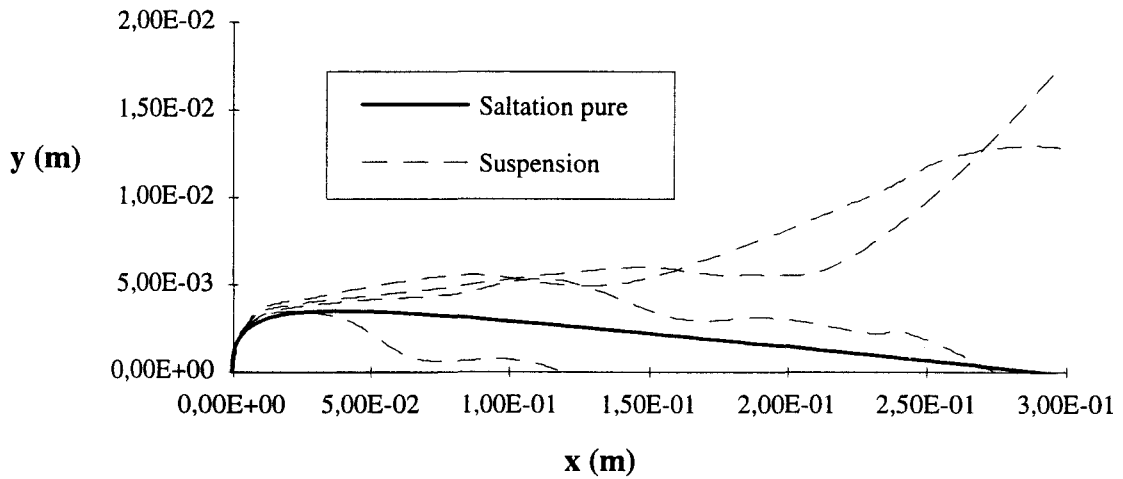


Figure 2.41 : Trajectoires de particules de 25 μm en saltation et en suspension avec une vitesse de frottement de 0,4 m/s [20].

On peut constater que la trajectoire d'une particule plus petite est très désordonnée. Elle s'écarte de la saltation, il est difficile de prédire où une particule se trouve à un instant donné. Il s'agit de trajectoires de particules en suspension.

On peut extrapoler en précisant qu'il est probable que la moyenne de plusieurs trajectoires en saltation modifiée donne une trajectoire en saltation pure. Alors que la moyenne de plusieurs trajectoires en suspension donne une trajectoire beaucoup plus allongée, voire sans déposition sur la paroi (diamètre très petit).

3.6.2. Critère de mise en suspension.

On peut estimer la traînée induite par une fluctuation turbulente et la comparer au poids de la particule. La particule reste en saltation si son poids est supérieur à la traînée, dans le cas contraire elle se met en suspension. Cette traînée a pour expression :

$$F_T = 3\mu \sqrt{v'^2} \pi D_p \quad (98)$$

où v' est la fluctuation turbulente de vitesse normale à la paroi. On fait l'hypothèse que la particule entre dans un tourbillon sans vitesse verticale et subit $\sqrt{v'^2}$ considéré comme étant l'ordre de grandeur de la fluctuation de vitesse. D'après les résultats de Klebanoff, décrits par Rotta [47], dans une couche limite turbulente $\sqrt{v'^2}$ est du même ordre de grandeur que u_τ . La condition $F_T / P = 1$, donnant la relation entre le diamètre et la vitesse limite de saltation s'écrit :

$$18 \frac{v}{g} \frac{\rho}{(\rho_p - \rho)} \frac{u_\tau}{D_p^2} = 1 \quad (99)$$

On retrouve le résultat obtenu par Nalpanis [21] que l'on peut représenter avec les variables de Bagnold (Figure 2.42). Ce critère devient :

$$A_{fs} = \sqrt{\frac{R_{fs}}{18}} \quad (100).$$

Nalpanis a considéré ce critère comme condition de passage de la saltation pure à la saltation modifiée. Il semble que la saltation modifiée soit plutôt un état qui englobe le critère (100). Ce dernier séparant asymptotiquement la saltation pure et la suspension pure

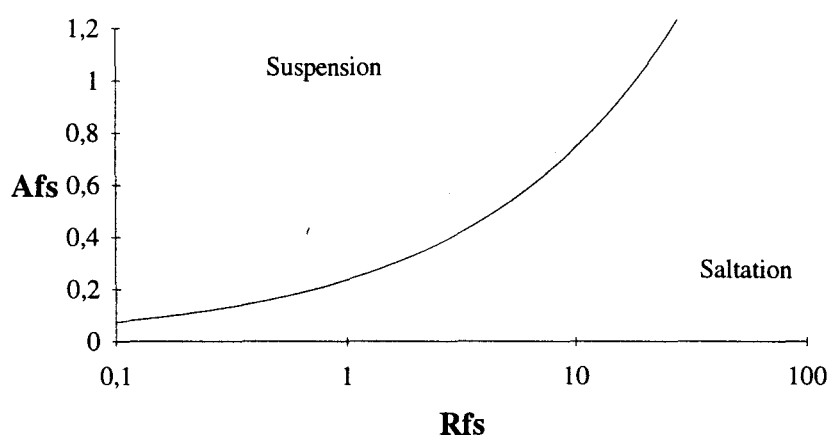


Figure 2.42 : Représentation du critère de mise en suspension de Nalpanis.

On a représenté sur la figure 2.43 ce critère superposé aux graphes donnant la vitesse limite d'envol dans la représentation de Bagnold.

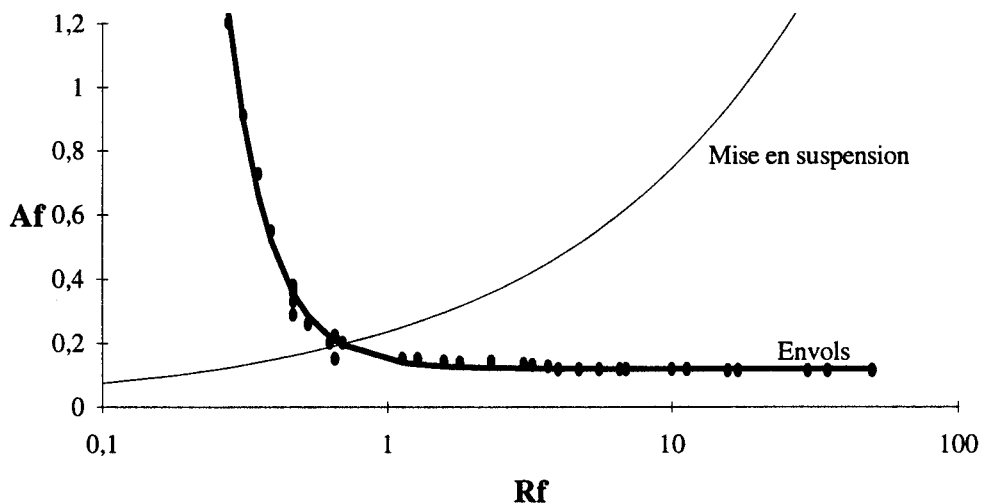


Figure 2.43 : Critères d'envol et de mise en suspension en représentation de Bagnold.

Dans cette représentation, on peut observer une ambiguïté en ce qui concerne l'axe des abscisses. Dans le cas du critère de Bagnold, R_{f*} est porté sur l'axe des abscisses et pour le critère de mise en suspension, on porte R_{fs} . Afin de supprimer cette ambiguïté, on passe en représentation normalisée \tilde{u}_τ en fonction de \tilde{D}_p .

On peut insérer la gravité apparente dans l'équation (99) ce qui donne $18 \frac{v}{\gamma_p} \frac{u_\tau}{D_p^2} = 1$.

D'après ce que l'on a pu observer au paragraphe précédent, $\frac{D_{ref} u_{\tau ref}}{v} = \frac{u_{\tau ref}^2}{\gamma_p D_{ref}} = 1$ et l'on

parvient facilement à $\frac{v}{\gamma_p} = \frac{D_{ref}^2}{u_{\tau ref}}$. En reportant cette dernière relation dans l'équation (99) on

obtient :

$$\boxed{\tilde{u}_{\tau s} = \frac{(\tilde{D}_p)^2}{18}} \quad (101)$$

La figure 2.44 représente le critère (101) superposé au graphe donnant la vitesse limite d'envol dans la représentation normalisée.

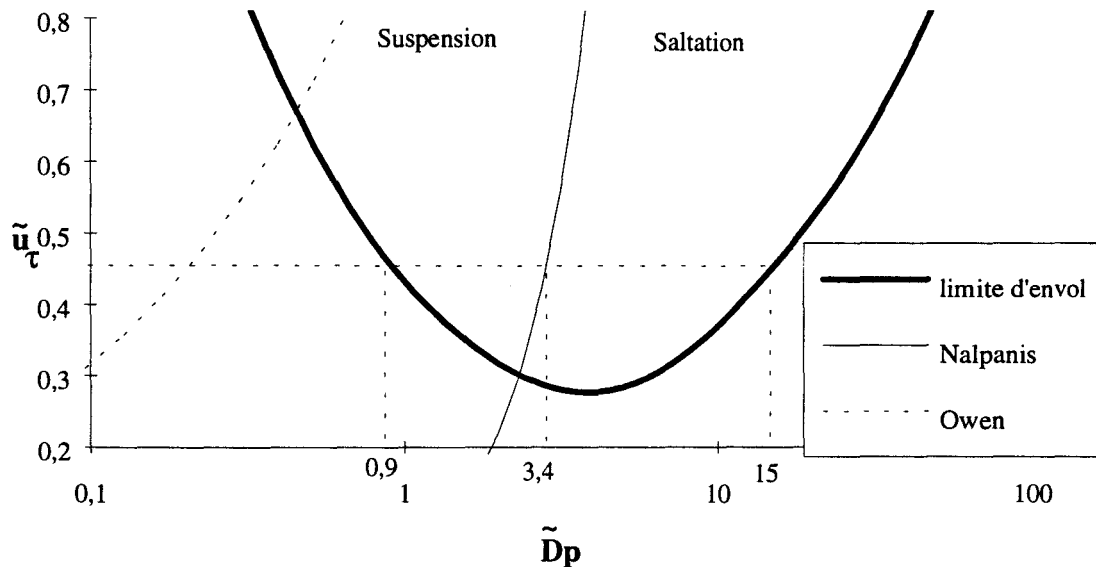


Figure 2.44 : Critère d'envol et de mise en suspension en représentation normalisée.

En premier lieu, on peut observer sur cette représentation que l'on a levé l'ambiguïté. Les critères d'envol et de mise en suspension, dans cette représentation, sont tout deux fonctions de \tilde{D}_p .

Si on considère par exemple une vitesse de frottement normalisée de 0,45, les particules de diamètre compris entre 0,9 et 15 vont pouvoir s'envoler. Les diamètres normalisés inférieurs à 3,4 vont se mettre en suspension, les autres se déplacent en saltation. Dans le cas du sable utilisé par tous les auteurs précédemment énumérés, la valeur 3,4 pour \tilde{D}_p correspond à un diamètre limite de saltation d'environ $75\mu\text{m}$. On peut constater que le diamètre de mise en suspension est peu différent des $100\mu\text{m}$ observés par Ciccone [16] pour une valeur comparable de \tilde{u}_τ mais n'est pas constant. Il varie avec la vitesse de frottement, la masse volumique du matériau et les caractéristiques du fluide. D'après le critère d'Owen [7], il faut que \tilde{u}_τ atteigne 0,65 pour que des particules qui s'envole se mettent en suspension. Le paramètre \tilde{D}_p vaut alors 0,48 qui correspond à $D_p = 10\mu\text{m}$ pour du sable. Ceci s'explique par la difficulté d'observer la différence entre les formes de déplacement.

L'analyse présentée ici, qui s'appuie sur les caractéristiques connues de la turbulence dans une couche limite, valide plutôt le critère de Nalpanis et permet de le représenter sans ambiguïté.

4 MODIFICATION DU PROFIL DE VITESSE EN PRESENCE D'ENVOL.

Si la vitesse de l'écoulement devient supérieure à la vitesse limite d'envol (u_τ supérieure à $u_{\tau*}$), il y a envol des grains. L'arrachement des particules et les impacts provoquent des échanges de quantité de mouvement entre le fluide et le lit de matière. Il existe alors une région de l'écoulement dans laquelle on observe une modification du profil de vitesse et des sauts des particules que l'on nomme couche de saltation.

4.1. Analyse bibliographique.

Dans la littérature, les résultats que l'on peut trouver concernant les profils sont essentiellement obtenus pour du sable ; ce qui leur enlève le caractère universel.

4.1.1. Profils de vitesse en absence d'envol.

Tous les auteurs, cités jusqu'à présent, utilisent le même profil de vitesse avant l'envol. Il s'agit du profil couramment employé pour représenter les cinquante premiers mètres de la couche limite atmosphérique :

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{y_0} \quad (17)$$

où $\kappa = 0,41$ et $y_0 = D_p / 30$ (on a défini ces notions au paragraphe 1.2).

Ce profil de vitesse, correspondant au régime pleinement rugueux, est obtenu sur des aspérités très importantes. Par exemple, dans le cas de sphère de 1,5 mm de diamètre formant un lit de particule uniforme, on a ce régime d'écoulement pour u_τ supérieur à 0,7. Lorsqu'il est utilisé pour un diamètre plus petit le profil logarithmique sous estime le profil de vitesse réel.

Pour obtenir le profil de l'équation (17) en soufflerie, divers auteurs ont déséquilibré la couche limite en mettant en amont du lit de matière une grille en dents de scie pouvant atteindre 10 cm de haut. Cette grille devient une rugosité supplémentaire qui provoque un sillage dans l'écoulement. Au-delà d'une certaine distance en aval, le profil de vitesse approche effectivement ce modèle, mais il continue à évoluer avec la distance à la grille. En fait, le profil n'atteint pas l'équilibre. Il faudrait des distances très importantes en aval pour ne plus ressentir les effets de cette grille. La rugosité formée par les particules sur le lit combinée à la grille se comporte comme une rugosité équivalente qui évolue avec l'abscisse.

4.1.2. Modification du profil de vitesse.

Lors de l'envol par saltation, il se forme une couche de fluide chargée de particules que l'on peut qualifier de couche de saltation, dans laquelle le profil de vitesse se trouve modifié.

Bagnold a explicité l'altération du profil de vitesse due aux envols de particules. Si on considère une vitesse de frottement u_τ en absence d'envol, cette vitesse reste valable au-dessus

de la couche de saltation. Mais le profil subit un décalage d'origine, selon le même principe qu'une couche limite turbulente sur paroi rugueuse (voir paragraphe 3). Ce décalage peut s'écrire sous la forme :

$$\boxed{\frac{u}{u_{\tau}} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{y'_0} + \frac{u_s}{u_{\tau}}} \quad (102)$$

Où y'_0 est la hauteur de rugosité en période d'envol donnée comme étant une fonction affine de D_p (la constante $\frac{y'_0}{D_p}$ diffère selon les auteurs : Bagnold : 2,5 ; Zingg : 10) et u_s est la

vitesse du fluide à l'altitude y'_0 . On peut considérer que le couple (y'_0, u_s) est le point d'origine du profil dans la couche de saltation due aux phénomènes d'envol. D'après les mesures de Bagnold, dans la zone d'envol, la vitesse suit également une loi logarithmique qui a pour expression :

$$\boxed{\frac{u}{u_{\tau^*}} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{y_0}} \quad (103).$$

On peut constater que la vitesse de frottement est ici u_{τ^*} . Si on remplace u_s calculée par (103) dans (102), on obtient au-dessus de la couche de saltation :

$$\boxed{\frac{u}{u_{\tau}} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{y_0} - \frac{(u_{\tau} - u_{\tau^*})}{u_{\tau} \kappa} \ln \frac{y'_0}{y_0}} \quad (104)$$

Etant donné que u_{τ} est supérieur à u_{τ^*} lorsqu'on observe des envols de particules, on peut remarquer que le décalage par rapport au profil initial, $\frac{(u_{\tau} - u_{\tau^*})}{u_{\tau} \kappa} \ln \frac{y'_0}{y_0}$, correspond à une perte de vitesse. De plus, si y'_0 est effectivement une fonction affine du diamètre, le décalage ne dépend que de la vitesse limite d'envol car $\frac{y'_0}{y_0}$ est une constante. La figure 2.45 représente

le profil de vitesse sans dimension $\frac{u}{u_{\tau}}$ en fonction de l'ordonnée sans dimension $\frac{y}{D_p}$.

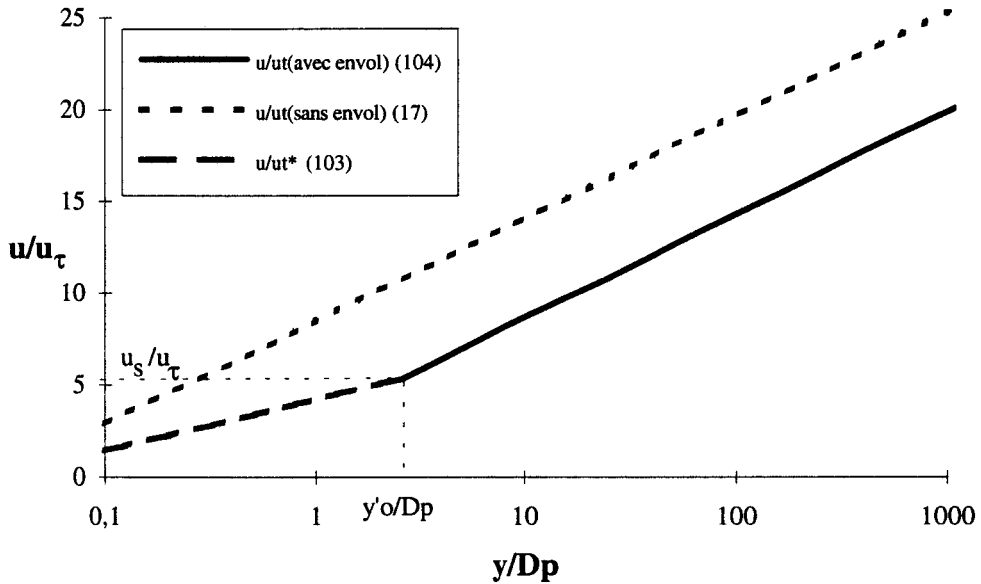


Figure 2.45 : Comparaison entre les profils avec et sans envol de matière, $u_\tau = 2 u_{\tau^*}$ dans ce cas.

On peut observer le décalage entre le profil sans envol en traits pointillés et avec envol en trait continu pour y supérieur à y'_0 . Dans la couche de saltation (pour y inférieur à y'_0), le profil est également modélisé par une loi logarithmique dont la pente est $\frac{u_{\tau^*}}{u_\tau K}$.

Soit un écoulement d'air sur un lit de particule, la vitesse de frottement pariétal étant faible devant la vitesse limite d'envol u_{τ^*} , on n'observe pas d'envol. Si on considère une augmentation de la vitesse de l'écoulement extérieur u_e , la vitesse de frottement subit une augmentation qui lui est quasiment proportionnelle (équation (33)). La vitesse de frottement à la paroi $u_{\tau p}$ croît jusqu'à devenir égale à la limite u_{τ^*} . Puis, si on continue d'augmenter la vitesse de l'écoulement, il se forme une couche de saltation où $u_{\tau p}$ reste constante et l'évolution ne se fait plus sentir qu'à l'extérieur de la couche de saltation. Dans ce cas la vitesse de frottement limite d'envol est l'asymptote de la vitesse de frottement à la paroi.

Dans le cas d'impacts, c'est la vitesse de frottement limite d'envol avec impact notée $u_{\tau i}$ qui remplace u_{τ^*} dans les équations (103) et (104) et qui est l'asymptote de la vitesse de frottement dans la couche de saltation. D'après Bagnold $u_{\tau i}$ est inférieure à u_{τ^*} . On peut voir sur la figure 2.46 l'évolution de la vitesse de frottement à la paroi notée $u_{\tau p}$ lorsque la vitesse u_e de l'écoulement extérieur augmente.

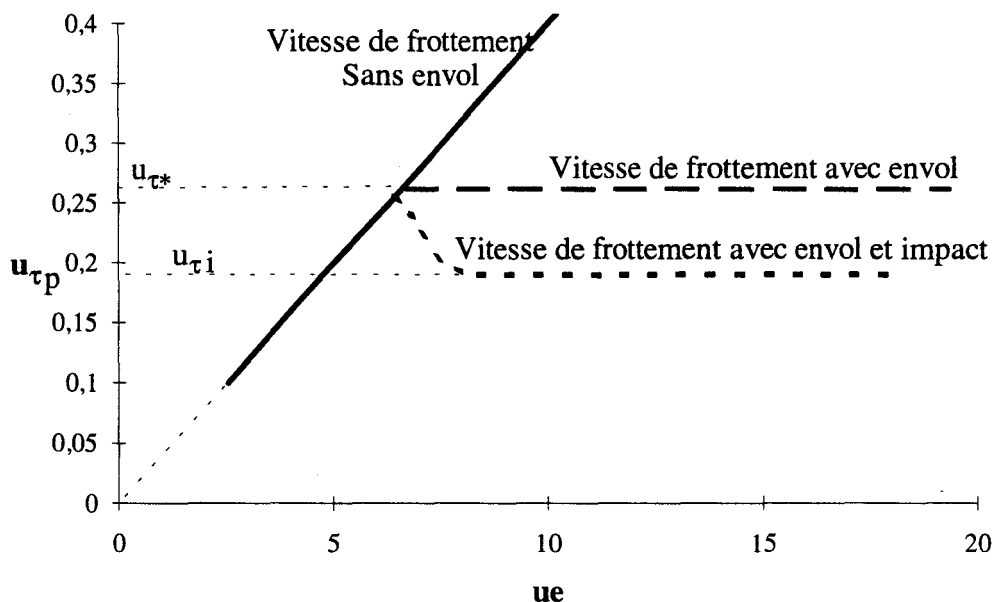


Figure 2.46 : Réponse à une augmentation de la vitesse de l'écoulement lors d'envols de particules.

Jusqu'à la vitesse limite d'envol, la variation de la vitesse de frottement à la paroi est la même qu'en l'absence de particule. Puis elle reste de l'ordre de $u_{\tau*}$ en présence d'envol (tracée en tirets) s'il n'y a pas d'impacts. En présence d'impacts, la vitesse de frottement à la paroi (tracée en pointillés) est plus faible que sans impact, elle intervient à partir d'une certaine valeur de vitesse lorsque la saltation est établie.

Anderson [11] explique que le transport de sédiment altère le profil de deux façons :

- l'accélération horizontale des grains extrait de la quantité de mouvement du fluide,
- la modification de la forme du lit par création de dune ou de creux fait évoluer le coefficient de frottement et donc la vitesse de frottement.

Dans son étude analytique, Owen [7] a montré que y'_0 varie non seulement en fonction du diamètre des particules mais également en fonction de la vitesse de frottement u_{τ} . Par extrapolation du profil logarithmique, Owen a défini un autre paramètre pour caractériser le profil de vitesse au-dessus de la couche de saltation $y_{ost} = \alpha_0 \frac{u_{\tau}^2}{2g}$ avec α_0 de l'ordre de 0,022, g étant l'accélération de la pesanteur. Il a montré que le profil peut se mettre sous la forme :

$$\boxed{\frac{u}{u_{\tau}} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{y_{ost}}} \quad (105)$$

y_{ost} est la hauteur de rugosité (virtuelle) avec déplacement de particules en écoulement stationnaire. Anderson fait remarquer que cette hauteur de rugosité ne dépend plus de la

dimension des éléments rugueux mais d'un terme proportionnel à la hauteur moyenne des sauts de particule $\frac{u_\tau^2}{2g}$. D'après (105), pour des vitesses de frottement différentes, y_{ost} va varier d'un profil à un autre ainsi que y'_0 qui dépendra donc également de u_τ . On peut observer sur la figure 2.47 le profil de vitesse sans et avec envol pour $u_\tau = 2 u_{\tau*}$ d'après Anderson [11].

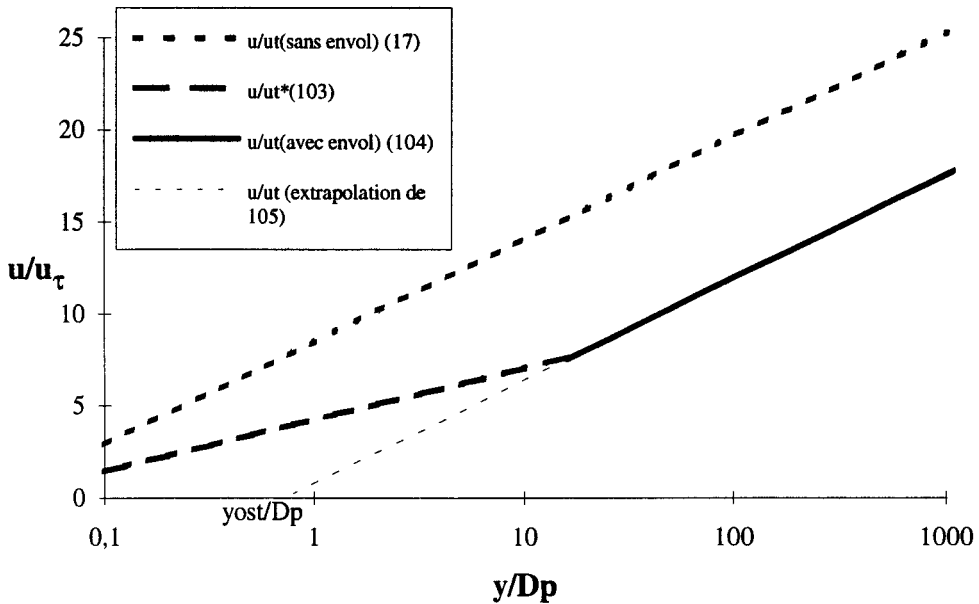


Figure 2.47 : Comparaison des profils de vitesse avec et sans envol même cas que la figure 2.45.

Dans cette représentation sans dimension classique dans le cas d'écoulement pleinement rugueux, le terme $\frac{y_{ost}}{D_p}$ correspond, à une constante près, à un nombre de Froude $\frac{0,1u_\tau}{\sqrt{g D_p}}$ au carré.

On peut déduire, des résultats de Bagnold et Owen, que lors de l'envol, il y a une perte de vitesse et donc une perte de quantité de mouvement du fluide, c'est ce qu'a montré Anderson [11].

4.1.3. Equation de quantité de mouvement.

En présence d'une couche de saltation le taux de cisaillement τ n'est plus constant. En effet, l'équation de quantité de mouvement du fluide se trouve modifiée par l'influence de la mise en mouvement des particules. Ungar et Haff [10] ont introduit dans cette équation un terme F_s , représentant une force par unité de volume supplémentaire liée à la présence et surtout à l'arrachement des grains, qui est la cause de la diminution de la contrainte τ à la paroi :

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \nabla \bar{u} \right) + \bar{\nabla} p = \bar{\nabla} \tau - \rho \bar{g} - \bar{F}_s \quad (106)$$

Où ρ est la masse volumique du fluide, u est la vitesse moyenne horizontale, p la pression. Après simplification, du fait que l'écoulement est permanent, presque par droites parallèles et que l'on peut utiliser l'approximation de couche limite (en zone interne), il reste :

$$\frac{\partial \tau}{\partial y} = F_s(y) \quad (107)$$

En absence de mouvement de particules F_s s'annule et on retrouve $\tau = \rho u_\tau^2$ constant, qui permet de retrouver le profil logarithmique. En présence de saltation, on observe donc une modification de la loi de paroi liée à une force $F_s(y)$. Cette force a été identifiée par Ungar et Haff [10] comme étant dirigée vers les x négatifs, cette direction étant due à l'accélération de l'air sur les grains d'après Anderson [11].

On cherche à intégrer l'équation (107) sachant que τ doit tendre vers τ_p à la paroi et vers τ_e en y_{\max} . τ_p est la contrainte de cisaillement à la paroi en présence d'envol (τ^* ou τ_i d'après Bagnold selon qu'il y a ou non des impacts), τ_e la contrainte de cisaillement à la paroi en absence d'envol ou au-dessus de la couche de saltation et y_{\max} une ordonnée pour laquelle u_τ n'est pas perturbé, Anderson l'assimile à la hauteur maximum que peut atteindre un grain. On considère qu'en y_{\max} , τ a atteint la valeur de τ_e . Anderson [11] et Sorensen [52] ont déterminé la force due au vent sur les particules. Ils ont assimilé F_s à cette force. Cette force a été déterminée par $f_x(y) = m a_x(y)$ où a_x est l'accélération horizontale instantanée d'une particule de masse m .

Anderson & Haff [53] (1991) et Mac Ewan & Willets [54] (1993) ont intégré l'équation (106) en remplaçant F_s par $\frac{1}{\rho} \sum_{i=1}^n m_i \left(\frac{\partial u_p}{\partial t} \right)_i$ où m_i représente la masse et $\left(\frac{\partial u_p}{\partial t} \right)_i$ représente l'accélération de la i ème particule en mouvement donnée par des modèles de trajectoire. Ce modèle prend en compte l'aspect instationnaire de la saltation. Le profil initial est celui en absence d'envol, il évolue en fonction du temps et de la quantité de particule envolée. La difficulté consiste en la prise en compte de la montée et de la descente des grains par des méthodes probabilistes.

Afin de fermer l'équation (107), Anderson [11] a déduit en première approximation que $F_s(y)$ varie en fonction de y selon une loi exponentielle : $F_s = F_{s0} \exp^{-y/y_{\text{eff}}}$. Dans cette expression, F_{s0} est défini par $\Delta \tau_{\max} \approx F_{s0} y_{\text{eff}}$ où $\Delta \tau_{\max} = \tau_e - \tau_p$. Après intégration, on obtient :

$$\tau(y) = \tau_e - F_{s0} \cdot y_{\text{eff}} \exp\left(-\frac{y}{y_{\text{eff}}}\right) \quad (108).$$

y_{eff} est choisi tel que $\frac{y_{\text{max}}}{y_{\text{eff}}}$ soit suffisamment grand pour que $\exp\left(-\frac{y_{\text{max}}}{y_{\text{eff}}}\right)$ soit quasiment nul. On peut penser que y_{eff} est du même ordre de grandeur que y'_0 . Anderson a cherché à modéliser le terme F_{so} par une fonction de la taille des particules et de la différence des taux de cisaillement. De plus, il considère y_{eff} comme étant une échelle de hauteur reflétant la distribution (aléatoire) initiale de vitesse directement liée à la taille des grains.

4.2. Caractérisation du profil de vitesse en présence d'envol.

On a pu voir précédemment, que l'envol de particules altère le profil de vitesse. Il a été montré d'après Anderson [11] que le taux de cisaillement peut s'exprimer selon la loi (108). Dans cette équation, F_{so} et y_{eff} sont des inconnues qu'il faut encore déterminer.

4.2.1. Profil de cisaillement en présence d'une couche de saltation.

On utilise un résultat de la bibliographie qui peut être sujet à discussion : le profil de vitesse moyenne est de type logarithmique quelle que soit la taille des particules formant le lit de matière. Cette constatation sert de base à l'estimation de la contrainte de cisaillement pendant l'envol. On pourra par la suite approfondir les résultats pour les appliquer à des cas d'écoulement rugueux.

On considère qu'il y a une zone proche de la paroi qui contient les particules se déplaçant en saltation que l'on appelle couche de saltation.

On essaie de raccorder la contrainte de cisaillement τ dans la couche de saltation avec sa valeur dans la partie extérieure à cette couche. On essaie également de vérifier la condition limite à la paroi.

- Condition de raccord $\tau = \tau_e$ pour y tendant vers l'infini.
- Condition limite $\tau_* = \rho u_{\tau*}^2$, ou $\tau_i = \rho u_i^2$ dans le cas d'impact, à la paroi.

Dans ce qui suit, on emploie la formulation utilisant la condition limite d'envol τ^* . Ce qui donne :

$$\tau = \tau_e - (\tau_e - \tau_*) \exp\left(-\frac{y}{y_{\text{eff}}}\right) \quad (109)$$

En fait, dans le cas pleinement rugueux, la condition limite peut s'appliquer en $y = y_0 = \frac{D_p}{30}$ au lieu de $y = 0$ car la vitesse s'annule en cette valeur. On a :

$$\tau = \tau_e - (\tau_e - \tau_*) \exp\left(\frac{y_0 - y}{y_{\text{eff}}}\right) \quad (110)$$

Ceci est plus logique en régime pleinement rugueux mais n'est pas indispensable car $y_0 \ll y_{\text{eff}}$.

On se rapproche ainsi d'une équation donnant la contrainte de cisaillement pour tout y . Il reste à déterminer y_{eff} . D'après le paragraphe 4.1, si on considère le point y'_0 correspondant à l'intersection des deux asymptotes du profil de vitesse établies pour $\tau = \tau_e$ et pour $\tau = \tau_*$, tel que $u_s = \frac{u_{\tau*}}{\kappa} \ln \frac{y'_0}{y_0} = \frac{u_{\tau e}}{\kappa} \ln \frac{y'_0}{y_{ost}}$. On peut calculer y'_0 par :

$$y'_0 = y_0 \left(\frac{y_{ost}}{y_0} \right)^{\frac{u_{\tau e}}{u_{\tau e} - u_{\tau*}}} \quad (111)$$

qui donne, si l'on remplace y_{ost} et y_0 par leurs valeurs $0,02 \frac{u_{\tau e}^2}{2g}$ et $\frac{D_p}{30}$, $y'_0 = y_0 \left(0,3 \frac{u_{\tau e}^2}{gD_p} \right)^{\hat{u}_\tau}$

avec $\hat{u}_\tau = \frac{u_{\tau e}}{u_{\tau e} - u_{\tau*}}$. De cette valeur de y'_0 , on peut déduire le rapport

$\frac{y'_0}{D_p} = k_p = \frac{1}{30} \left(0,3 \frac{u_{\tau e}^2}{gD_p} \right)^{\hat{u}_\tau}$. On a vu au paragraphe 4.1.2 que Bagnold [1] avait trouvé

$k_p = 2,5$ et Zingg [3] $k_p = 10$. On a reporté l'évolution de k_p sur la figure 2.48 pour des diamètres de 0,25, 0,4, et 0,6 mm en fonction de u_τ , ρ_p étant égal à 2500 kg/m^3 (cas des essais de Bagnold et Zingg).

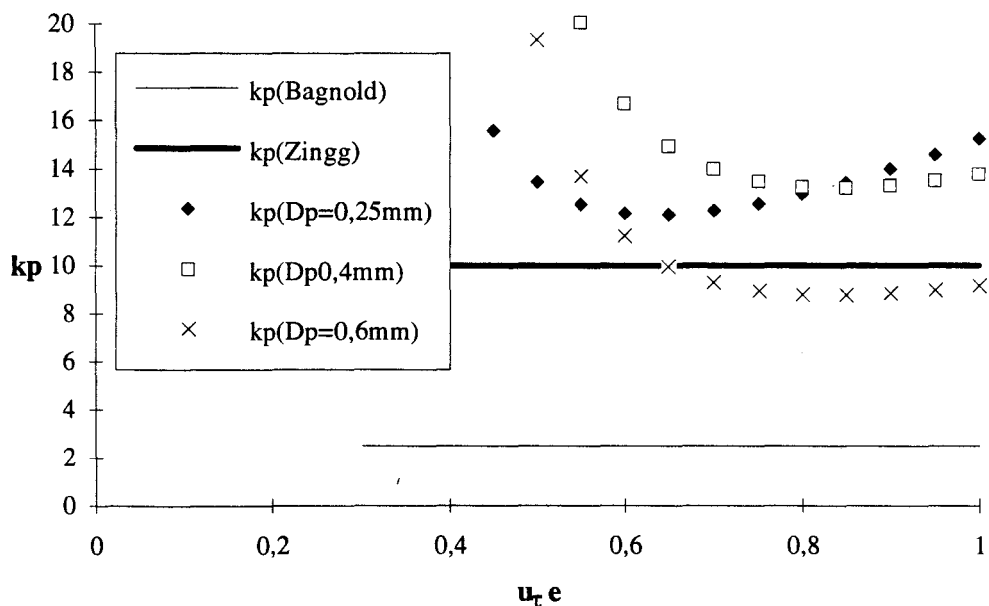


Figure 2.48 : Evolution de k_p en fonction de $u_{\tau e}$ pour plusieurs diamètres de particules.

Cette figure montre que l'évolution de k_p est proche d'une constante pour u_τ suffisamment élevée. Sa valeur est proche des résultats obtenus par Zingg [3].

y'_0 étant l'ordonnée de l'intersection des deux asymptotes du profil de vitesse, on choisit y_{eff} proportionnel à y'_0 . Pour le régime pleinement rugueux, le coefficient de proportionnalité qui semble donner le meilleur raccordement lors du calcul du profil est 2.

D'après Bagnold, A_{f*} , qui est égal à $\frac{u_{\tau*}}{\sqrt{D_p \gamma_p}}$, est connu car il ne dépend que des caractéristiques des particules. On peut, pour éviter de faire apparaître $u_{\tau*}$ dans les équations, la remplacer par A_{f*} . On obtient ainsi :

$$\tau = \tau_e \left[1 - \left(1 - \frac{A_{f*}^2}{A_{fe}^2} \right) \exp\left(\frac{-y}{2y'_0}\right) \right] \quad (112)$$

avec $y'_0 = y_0 \left(0,3 \frac{u_{\tau e}^2}{gD_p} \right)^{\frac{A_{fe}}{A_{fe} - A_{f*}}}$ et $A_{fe} = \frac{u_{\tau e}}{\sqrt{D_p \gamma_p}}$. On obtient une expression de la contrainte de cisaillement qui ne dépend que de τ_e .

4.2.2. Description du profil de vitesse.

Pour décrire le profil de vitesse en présence d'une couche de saltation établie, deux hypothèses peuvent être envisagées :

- soit le profil de vitesse est le même qu'en absence d'envol et seule u_{τ} est modifié dans la couche de saltation de $y = 0$ à $y = y'_0$. En absence d'envols, on a vu au paragraphe 1.2 que l'on a un profil logarithmique uniquement dans le cas pleinement rugueux, c'est à dire pour $h_{s+} = \frac{h_s u_{\tau}}{v} \geq 70$. Cette condition correspond à des diamètres de particules très gros, de l'ordre de 4 mm dans le cas de sphères,
- soit la présence des particules crée des instabilités du fluide. Celui-ci étant rendu turbulent, on retrouve le profil logarithmique jusqu'à la paroi. Cette dernière hypothèse semble vérifiée par la bibliographie.

Dans le premier cas, on considère qu'il y a une couche limite locale qui s'établit avec une zone interne dans laquelle ont lieu les envols, régie par les lois sur les profils rugueux énoncées dans la première partie. La difficulté consiste à intégrer l'équation de Van-Driest avec la variation de u_{τ} . On a réalisé un code de calcul qui effectue cette intégration dont les résultats sont présentés ci-après.

Dans le deuxième cas, on exprime le gradient de vitesse très simplement par $\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{u_{\tau}}{\ell_m}$ avec $\ell_m = ky$, il s'agit du modèle de longueur de mélange de Prandtl déjà énoncé au paragraphe 1.1. Si on remplace u_{τ} par sa valeur déduite de l'équation (104), on obtient :

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{u_{\tau e}}{\kappa y} \left[1 - \left(1 - \frac{A_{f*}^2}{A_{fe}^2} \right) \exp\left(\frac{-y}{2y'_0}\right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (113)$$

On peut rappeler que $u_{\tau e}$ est la vitesse de frottement en absence d'envol donc celle de référence.

On peut donc considérer que le terme à la puissance 0,5 correspond à une modification de la longueur de mélange de la forme :

$$\ell_m = \kappa y \left[1 - \left(1 - \frac{A_{f*}^2}{A_{fe}^2} \right) \exp\left(\frac{-y}{2y'_0}\right) \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (114)$$

Ceci explique le fait que Zingg [3] ait trouvé κ plus petit que 0,41 lors de ses essais.

Le fait de trouver une modification de la longueur de mélange permet d'éclaircir un point. On sait que, dans un fluide en mouvement, la présence des particules de diamètre plus grand que les petites échelles de la turbulence va effectuer un filtrage et donc faire diminuer le taux de turbulence. Par la même, elle pourra faire baisser le terme $\overline{u'v'}$ contenu dans la contrainte de cisaillement. Ceci explique la diminution de la contrainte dans la zone d'envol.

On intègre le profil de vitesse dans la couche limite turbulente avec envol de particules dans les deux cas précédemment décrits pour une vitesse $u_{\tau e} = 0,4$ m/s et $D_p = 0,25$ mm ($u_{\tau*} = 0,26$ m/s).

a) Profil de vitesse en régime rugueux intermédiaire.

Le profil en régime intermédiaire avec une couche de saltation est donné par l'intégration du modèle de Van-Driest [40] couplé au modèle de Rotta [47] pour la rugosité. Lors de l'intégration, on calcule l'évolution de la contrainte pour chaque ordonnée avec la loi :

$$\tau(y) = \tau_e \left[1 - \left(1 - \frac{A_{f*}^2}{A_{fe}^2} \right) \exp\left(\frac{-y}{5y'_0}\right) \right] \quad (115)$$

A la différence du régime pleinement rugueux, la constante de l'exponentielle a été calée à 5 pour assurer un bon raccordement avec les asymptotes. Pour chaque y , on recalcule h^+ et Δ_y^+ .

La figure 2.49 présente une comparaison entre les profils avec et sans envol. Les asymptotes

$\frac{u}{u_{\tau*}}$ et $\frac{u}{u_{\tau}} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{y_{ost}}$ données par Owen [7] y sont également représentées.

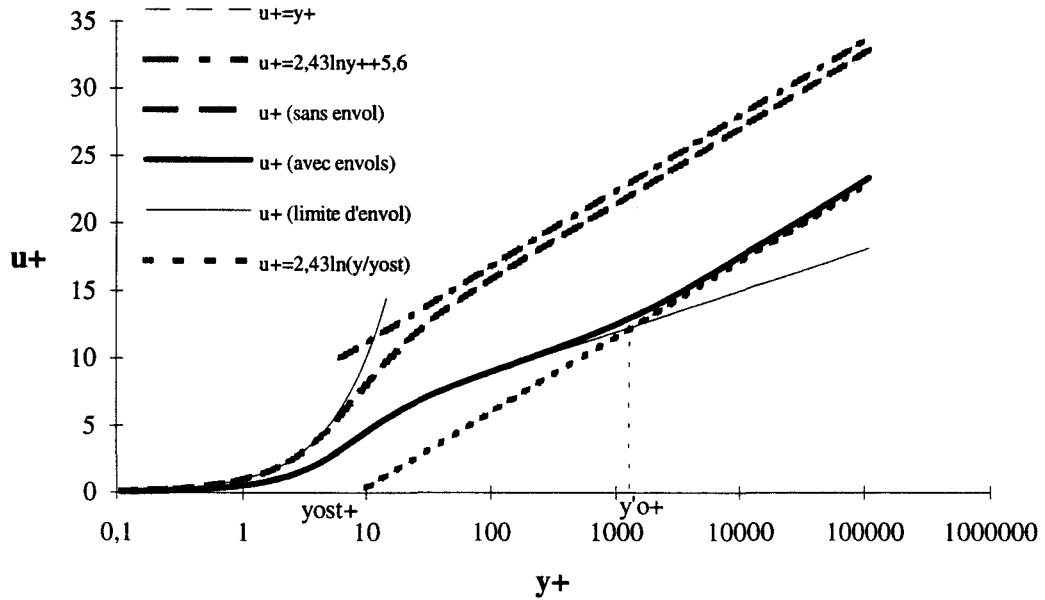


Figure 2.49 : Comparaison entre les profils de vitesse avec et sans envol pour le régime intermédiaire.

Le profil avec envol présente un très bon raccordement avec les asymptotes. On a représenté sur cette figure les profils de zone logarithmique et de sous couche visqueuse pour mettre en évidence le décalage du profil sans envol.

b) Profil de vitesse en régime pleinement rugueux.

On intègre cette fois :

$$u = \int_{y_0}^y \frac{u_{\tau}(y)}{\kappa y} dy \tag{116}$$

Où $u_{\tau}(y)$ correspond à la variation de contrainte dans le fluide en présence de particules que l'on définit à l'aide de (115) :

$$u_{\tau}(y) = u_{\tau e} \left[1 - \left(1 - \frac{A_{f*}^2}{A_{fe}^2} \right) \exp\left(\frac{-y}{2y'_0}\right) \right]^{\frac{1}{2}} \tag{117}$$

avec $y'_0 = y_0 \left(0,3 \frac{u_{\tau e}^2}{gD_p} \right)^{\frac{A_{fe}}{A_{fe} - A_{f*}}}$ et $A_{fe} = \frac{u_{\tau e}}{\sqrt{D_p \gamma_p}}$. On obtient ainsi le profil de vitesse que

l'on compare aux valeurs asymptotiques données par Bagnold [1] et Owen [7] (figure 2.50).

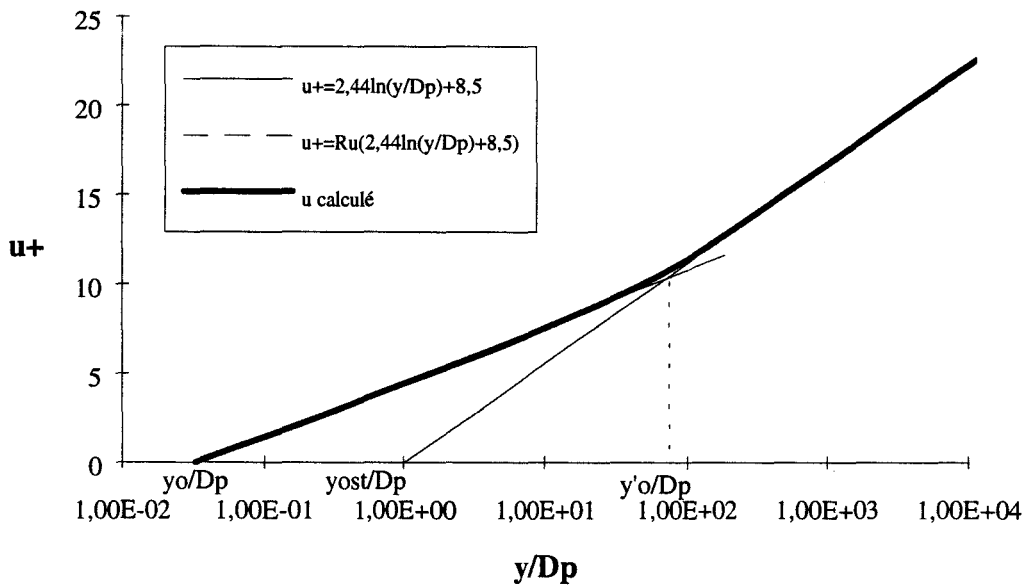


Figure 2.50: Profil de vitesse calculé avec (116) où $Ru = \frac{u_{\tau^*}}{u_{\tau e}}$.

Le modèle suit parfaitement l'asymptote (17) pour $y < y'_0$ et se raccorde très bien sur l'équation (105) pour $y > y'_0$, une fois l'intégration effectuée. Il réalise de plus la continuité du profil de vitesse.

c) Comparaison.

Les profils des figures 2.49 et 2.50 sont donnés dans deux représentations différentes : $u^+ = f(y^+)$ pour la première et $u^+ = f(y/D_p)$ pour la seconde. Pour les comparer, on a tracé sur la figure 2.51, les deux profils dans la représentation $u^+ = f(y^+)$.

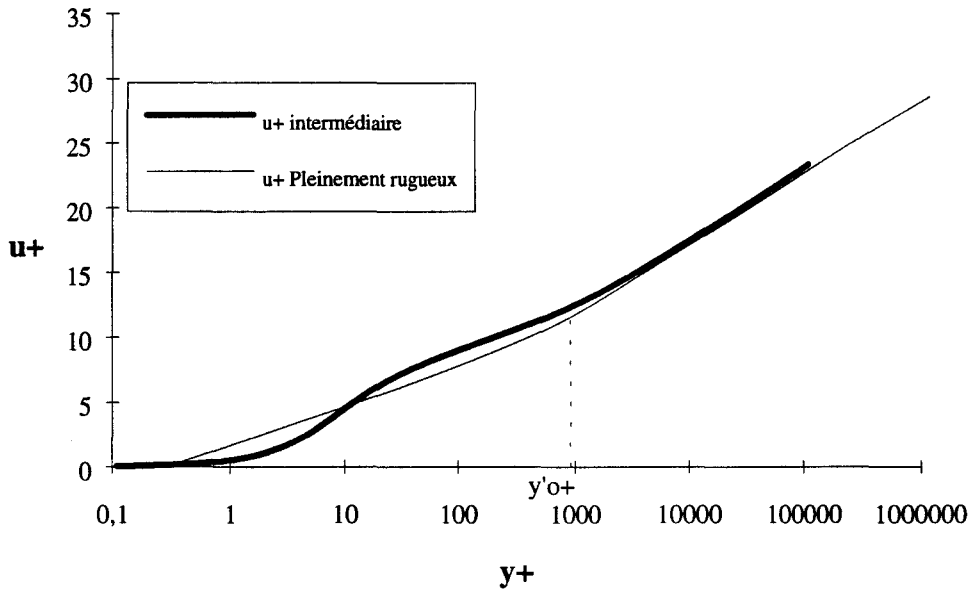


Figure 2.51 : Comparaison entre les profils avec envols pour les régimes intermédiaire et pleinement rugueux.

On peut constater que les profils obtenus pour les deux régimes sont proches l'un de l'autre. Pour $y > y'_0$, on a le même comportement asymptotique. Pour $y < y'_0$ les profils sont relativement proches (les écarts sont de l'ordre de 10 %).

Etant donné que le profil issu d'un écoulement pleinement rugueux a été validé dans la bibliographie, on a choisi de l'utiliser dans le programme de simulation des trajectoires de particules.

5. MODELISATION DU MOUVEMENT D'UNE PARTICULE ISOLEE.

Au paragraphe 2, on a décrit les efforts s'exerçant sur une particule dans une couche limite et les équations régissant son mouvement. Dans cette partie, on se propose d'intégrer ces équations par une méthode numérique afin d'obtenir les trajectoires de particules en saltation.

5.1. Mise en équations.

On présente, ici, le système d'équations à résoudre ainsi que les conditions initiales permettant la résolution.

5.1.1 Equations du mouvement d'une particule solide.

Les équations du mouvement à intégrer le long d'une trajectoire sont :

$$\frac{du_p}{dt} = \frac{3 \rho v_r^2}{4 \rho_p D_p} \left[\frac{(u - u_p)}{v_r} C_D + L_x C_L + \frac{(v - v_p)}{v_r} C_{lm} \right] \quad (65,a)$$

$$\frac{dv_p}{dt} = \frac{3 \rho v_r^2}{4 \rho_p D_p} \left[\frac{(v - v_p)}{v_r} C_D + L_y C_L + \frac{(u - u_p)}{v_r} C_{lm} \right] - \gamma_p \quad (65,b)$$

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{15 \rho}{16 \rho_p} \omega^2 C_{m\omega} \quad (65,c)$$

où tous les termes ont été définis au paragraphe 2.1. Bien que négligée, dans le calcul, devant u , la composante de vitesse v est présente dans les équations au cas où on souhaiterait en tenir compte. La vitesse u est calculée par l'équation (116) du paragraphe 4.2.

5.1.2. Conditions initiales.

Dans la pratique courante, on considère que la particule s'envole avec une vitesse initiale et un taux de rotation initial. Dans le cas présent, on suppose qu'elle s'envole avec des accélérations linéaire et angulaire initiales. On cherche en fait la force qu'exerce le fluide lors de l'arrachement de la particule sous la forme d'une modification de la portance à la paroi obtenue par l'intermédiaire de l'équation de la dynamique.

a) Correction sur la portance.

Comme il a été vu au paragraphe 2.2, dans la littérature, on considère généralement que la particule s'envole avec une vitesse initiale v_{ini} . Cette vitesse est calculée à partir de la hauteur du saut par $v_{ini} = \sqrt{2gH_{exp}}$ obtenue à partir des équations de la cinématique pour une sphère sans frottement du fluide.

Dans la présente étude, on considère que la particule subit une accélération initiale. Cette accélération est effective de $y = D_p/2$ à $y = D_p$. Elle est liée à une force de portance par :

$$F_D = m\gamma - P \quad (118)$$

γ étant l'accélération verticale de la particule lors de la phase d'envol et P le poids comprenant la force d'Archimède. On estime γ également à l'aide des équations de la cinématique projetées sur l'axe vertical :

$$\left. \begin{array}{l} v = \gamma t_1 \\ D_p = \gamma \frac{t_1^2}{2} + \frac{D_p}{2} \end{array} \right\} \Rightarrow v^2 = \gamma D_p \quad (119)$$

Où t_1 est le temps que met la particule pour quitter le lit ($y=D_p$) et v la vitesse atteinte à cet instant. Dans (119) on néglige la gravité g devant γ . Pour déterminer v , on réécrit les équations de la cinématique pour la fin de la trajectoire en négligeant cette fois γ devant g :

$$\left. \begin{array}{l} 0 = -gt_2 + v \\ H_{\text{exp}} = -g\frac{t_2^2}{2} + vt_2 + D_p \end{array} \right\} \Rightarrow v^2 = 2g(H_{\text{exp}} - D_p) \quad (120)$$

Où t_2 est le temps que met la particule pour passer de $y = D_p$ à $y = H_{\text{exp}}$. L'accélération nécessaire pour qu'une particule s'envole est donc :

$$\gamma \approx \frac{2g(H_{\text{exp}} - D_p)}{D_p} \quad (121)$$

La portance qui génère cette accélération est $F_p = mg \left(\frac{2(H_{\text{exp}} - D_p)}{D_p} + \frac{(\rho_p - \rho)}{\rho_p} \right)$ ou encore, si

on néglige ρ devant ρ_p , $F_p = mg \left(\frac{2H_{\text{exp}}}{D_p} - 1 \right)$. Le coefficient de portance est donc :

$$C_{Lini} = \frac{8 \rho_p g H_{\text{exp}}}{3 \rho v_r^2} \left(1 - \frac{D_p}{2H_{\text{exp}}} \right) \approx \frac{8 \rho_p g H_{\text{exp}}}{3 \rho v_r^2} \quad (122)$$

Car D_p est petit devant la hauteur du saut H_{exp} . v_r est la vitesse relative des particules. L'accélération γ déterminée en (121) est très importante, de l'ordre de 10^2 m/s^2 correspondant sensiblement à 10 fois l'accélération de la pesanteur, elle conduit à des C_L de l'ordre de 100. Pour éviter une discontinuité de l'accélération en $y = D_p$, on utilise une loi d'adaptation proche du créneau :

$$C_{LC} = C_L + (C_{Lini} - C_L)e^{-y/D_p} \quad (123)$$

où C_{LC} est la portance corrigée, C_L est la portance due au cisaillement de l'écoulement et C_{Lini} la portance donnée en (122). La figure 2.52 représente l'évolution de $\frac{C_{LC}}{C_{Lini}}$, C_{LC} étant donnée par (123) en fonction de y/H .

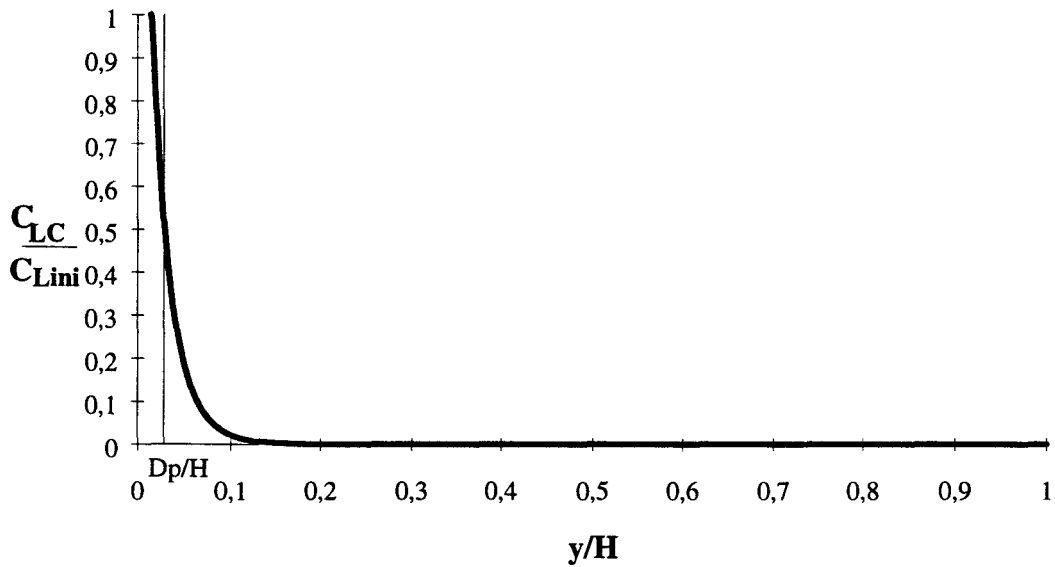


Figure 2.52 : Evolution du coefficient de portance en fonction de y/H .

b) Correction sur l'effet Magnus.

Dans la littérature, les simulations de trajectoire sont obtenues avec une vitesse angulaire initiale. Comme précédemment, on considère ici que les particules subissent une accélération angulaire à l'instant de l'envol. Cette accélération est obtenue à partir de l'équation du moment appliquée à la particule qui est en contact avec une particule sous-jacente (figure 2.53).

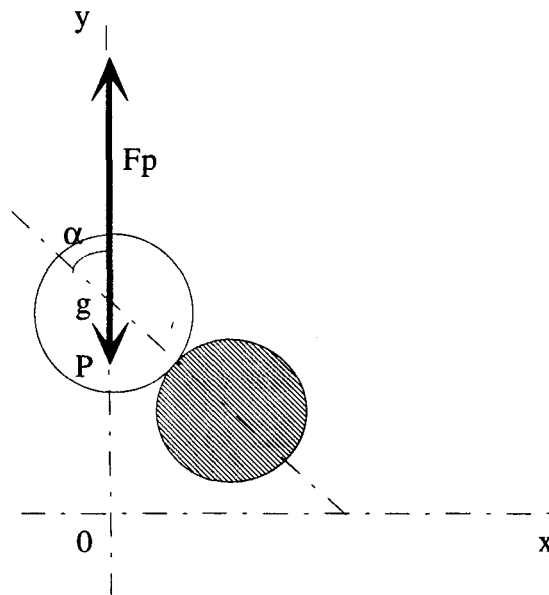


Figure 2.53 : Position d'une particule lors de l'envol, mise en évidence de l'accélération angulaire.

On écrit l'équation des moments par rapport au point de contact :

$$\boxed{I_p \frac{d\omega}{dt} \Big|_{ini} = \frac{D_p}{2} \sin \alpha (F_p - P)} \quad (124)$$

où I_p est le moment d'inertie et α l'angle de frottement grain sur grain. Compte tenu des équations (41) et (45), l'équation (124) permet d'obtenir :

$$\boxed{\frac{d\omega}{dt} \Big|_{ini} = \frac{5\rho}{\rho_p D_p^2} \sin \alpha \left(\frac{3}{4} v_r^2 C_L - \gamma_p D_p \right)} \quad (125)$$

La valeur de $\frac{d\omega}{dt} \Big|_{ini}$ est très élevée, elle peut atteindre plus de 1000 rad/s². Cette accélération angulaire conduit également à une discontinuité. On utilise donc une loi semblable à celle décrite par l'équation (123) :

$$\boxed{\frac{d\omega}{dt} \Big|_{cor} = \frac{d\omega}{dt} + \left(\frac{d\omega}{dt} \Big|_{ini} - \frac{d\omega}{dt} \right) e^{-y/D_p}} \quad (126)$$

où $\frac{d\omega}{dt} \Big|_{cor}$ est l'accélération angulaire corrigée, $\frac{d\omega}{dt}$ est l'accélération angulaire due à l'écoulement.

On a représenté sur la figure 2.54 l'évolution de $\hat{\omega} = \frac{d\omega}{dt} \Big|_{cor} / \frac{d\omega}{dt} \Big|_{ini}$ en fonction de y/H .

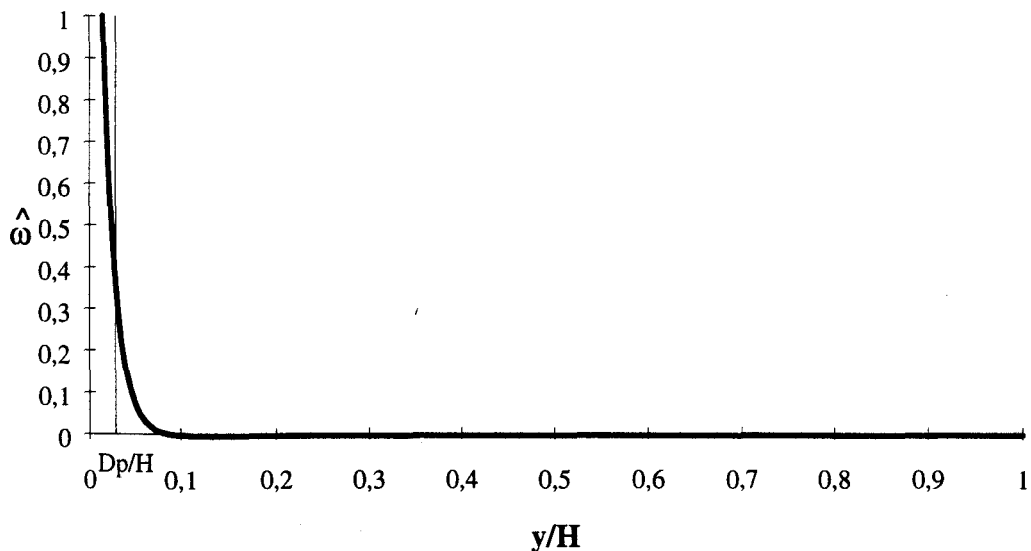


Figure 2.54 : Evolution de $\hat{\omega} = \frac{d\omega}{dt} \Big|_{cor} / \frac{d\omega}{dt} \Big|_{ini}$ en fonction de y/H .

On peut constater comme on l'avait déjà fait précédemment pour (123), que la fonction (126) est proche du créneau.

5.1.3. Paramètres d'entrée.

D'après les équations et les conditions initiales décrites ci-dessus, les données nécessaires pour le calcul sont les suivantes :

- caractéristiques de la particule considérée (diamètre et masse volumique),
- champs de vitesse de l'écoulement,
- hauteur du saut H_{exp} utilisée pour la détermination de la force de portance dans la première phase d'envol (122),
- sinus de l'angle de frottement grain sur grain des particules utilisé pour la détermination de l'accélération angulaire.

5.2. Méthode de résolution.

Le programme de calcul contient une boucle principale dans laquelle on calcule la vitesse de l'écoulement du point (x,y) considéré en utilisant le principe décrit au paragraphe 4.2 équation (116). Puis, connaissant u_p , v_p et ω , on en déduit toutes les forces agissant sur la particule considérée, c'est-à-dire le second membre des équations (65). On intègre ensuite ces équations afin d'obtenir un nouveau couple (x,y) en deux temps : d'abord u_p , v_p et ω puis x et y.

On intègre chaque équation par la méthode des différences finies :

- $u_p(i) = u_p(i-1) + f(u - u_p, v - v_p, \omega, C_D, C_L, C_{lm}, \dots) \Delta_t$ (même chose pour v_p et ω),
- $x(i) = x(i-1) + u_p(i-1) \Delta_t$ (même chose pour y).

Où $f(v_r, C_D, C_L, C_{lm}, \dots)$ correspond à chaque membre de droite des équations (65) et Δ_t est le pas de temps utilisé pour le calcul. On choisit ce pas de temps en fonction des paramètres de la simulation.

Le code de calcul intègre donc les équations (65) avec les paramètres décrits au paragraphe 2 et les modifications décrites précédemment, les vitesses initiales étant nulles. On obtient ainsi la trajectoire point par point sous la forme $y = f(x)$, ainsi que les vitesses horizontale u_p et verticale v_p et le taux de rotation ω en chaque point.

5.2.1. Influence de la donnée de H_{exp} sur le calcul.

On a vu ci-dessus que la hauteur H_{exp} est un paramètre qui permet de calculer la force d'arrachement d'une particule. En fait, cette force est extrêmement liée au caractère instationnaire de l'écoulement qui admet des taux de cisaillement locaux très intenses ayant

suffisamment d'énergie pour faire décoller la particule. La méthode de calcul développée dans cette étude donne une estimation de cette force qui permet la résolution des équations (65) avec des conditions initiales plus physiques.

a) Influence sur le calcul de la hauteur.

Pour vérifier la fiabilité du calcul de la hauteur du saut lors d'une simulation, on a effectué plusieurs simulations pour du sable avec la hauteur H_{exp} donné par l'équation (169) du paragraphe 6.2 issue de résultats expérimentaux de Zingg [3]. Les résultats du calcul numérique : H_{cal} et L/H_{cal} sont présentés dans le tableau 2.4.

D_p (μm)	u_{te} (m/s)	H_{exp} (mm)	H_{cal} (mm)	L/H_{cal}
100	0,25	1,24	1,23	23,13
250	0,35	5,2	5,7	12,6
360	0,45	10,1	12	12,94
500	0,55	20,4	22,9	23,13

Tableau 2.4 : Comparaison des hauteurs de saut de particules.

On peut constater que l'ordre de grandeur de la hauteur du saut est assez bien respecté, malgré une erreur de 10 % environ.

b) Influence sur le calcul de la longueur des sauts.

Un écart de hauteur conduit à un écart de longueur de saut. On a effectué plusieurs calculs avec les mêmes conditions de simulation $D = 0,25$ mm et $u_t = 0,3$ m/s et on a fait varier H_{exp} de 2, 10 et 20 % par rapport à la première valeur. Les résultats de ces simulations sont présentés dans le tableau 2.5.

D_p (μm)	u_{te} (m/s)	H_{exp} (mm)	H_{cal} (mm)	L_{cal} (mm)
250	0,3	5	5,51	68,13
250	0,3	5,1	5,62	70
250	0,3	5,5	6,04	78,2
250	0,3	6	6,57	88,4

Tableau 2.5 : Comparaison des longueurs de saut de particules.

Ces résultats montrent que pour les mêmes particules et les mêmes conditions d'écoulement un écart sur la hauteur servant à déterminer la force de décollement de la particule se retrouve sur la hauteur résultante et est proportionnel à l'écart sur la longueur avec, dans ce cas, un coefficient 3/2.

5.2.2. Convergence.

Dans ce paragraphe, on s'intéresse à la convergence du schéma numérique. On démontre la consistance du modèle et on donne une approche concernant l'étude de la stabilité.

a) Consistance.

Pour démontrer la consistance, on raisonne sur une équation au lieu de trois et on généralise. L'équation initiale est :

$$\frac{du_p}{dt} = f((u - u_p), (v - v_p), \omega) \quad (127)$$

f étant une fonction des caractéristiques de la particule et du fluide. Lors de la discrétisation on obtient :

$$\frac{u_p(i) - u_p(i-1)}{\Delta t} = f((u - u_p), (v - v_p), \omega)_{(i-1)} \quad (128)$$

Pour montrer la consistance on remplace $u_p(i)$ par un développement limité :

$$u_p(i) = u_p(i-1) + \Delta t \frac{du_p}{dt} \Big|_{(i-1)} + \frac{\Delta t^2}{2} \frac{d^2 u_p}{dt^2} \Big|_{(i-1)} + \dots \quad (129)$$

En remplaçant dans l'équation (128), on obtient :

$$\frac{du_p}{dt} \Big|_{(i-1)} = f((u - u_p), (v - v_p), \omega)_{(i-1)} - \frac{\Delta t}{2} \frac{d^2 u_p}{dt^2} \Big|_{(i-1)} \quad (130)$$

On peut constater que le schéma est consistant à l'ordre 2 en temps. On peut utiliser la même approche pour v_p et ω_p . On obtient pour chaque variable de vitesse un schéma précis à l'ordre 2 en temps et pour x, y un schéma précis à l'ordre trois.

b) Stabilité.

L'étude de la stabilité pose plus de problème à cause de la non-linéarité des équations. Pour approcher cette étude, on a étudié numériquement un système simplifié ne prenant en compte que la traînée. On a montré au paragraphe 4 que la traînée est le terme prépondérant du système (64). On a résolu ce système, donné par les équations (131), en augmentant le pas de temps jusqu'à l'instabilité.

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{3 \rho v_r (u - u_p)}{4 \rho_p D_p} C_D \quad (131,a)$$

$$\boxed{\frac{d^2y}{dt^2} = \frac{3 \rho v_r (v - v_p)}{4 \rho_p D_p} C_D - \gamma_p} \quad (131,b)$$

Les valeurs limites de pas de temps ont été obtenues pour plusieurs diamètres et plusieurs masses volumiques. On a relié ces valeurs à l'aide de nombres sans dimension déduits des équations (131) : $\hat{\Delta}_{t\text{lim}} = \frac{\rho u \Delta_{t\text{lim}}}{\rho_p D_p} = f\left(\frac{uD_p}{v}\right)$ où u est la vitesse de l'écoulement, v étant nulle. A partir de $\hat{\Delta}_{t\text{lim}}$ on peut déterminer le pas de temps du calcul. On a obtenu $\hat{\Delta}_{t\text{lim}} = 0,022 + 0,025\left(\frac{uD_p}{v}\right)^{0,9}$ (figure 2.45).

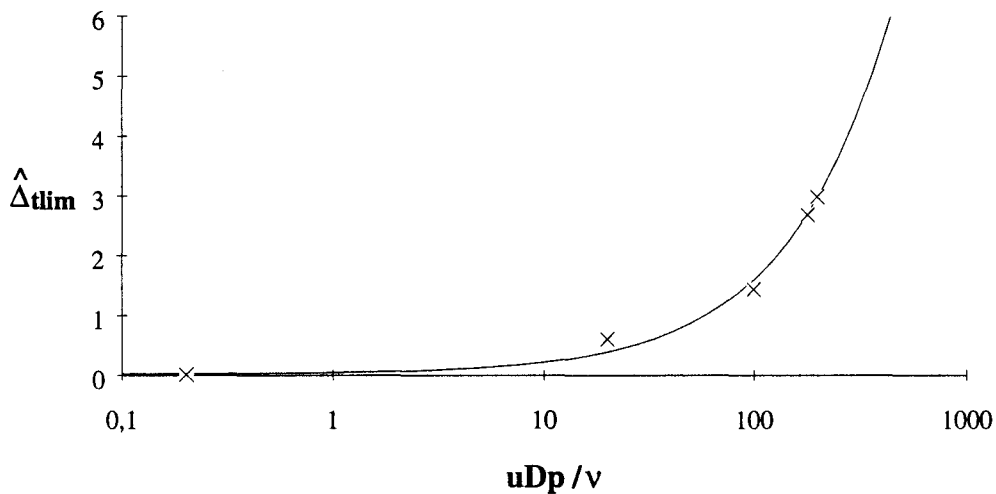


Figure 2.45 : Evolution du pas de temps maximum sans dimension.

On peut constater que cette courbe présente une asymptote pour les nombres $\frac{uD_p}{v}$ petits, qui a pour valeur $\hat{\Delta}_{t\text{lim}} = 0,022$. Si on choisit le pas de temps tel que $\hat{\Delta}_{t\text{lim}}$ reste inférieur à 0,022 le système (131) reste stable. On généralise cette condition au système (64) en prenant un coefficient de sécurité. Pour cette étude de stabilité u était fixée à 3 m/s ; dans le cas d'une zone interne de couche limite turbulente, on choisit $u \approx u_\tau$.

c) Calcul du pas de temps.

L'intégration des équations du mouvement s'effectue sur 1000 points au maximum. On calcule la valeur du pas de temps pour que le nombre de pas soit toujours inférieur à 1000 et que le programme soit stable. Pour une trajectoire, il est calculé par :

$$\boxed{\frac{\rho u_\tau \Delta_t}{\rho_p D_p} = 0,0001} \quad (132)$$

qui donne un coefficient de sécurité de 220. Par exemple, si $u_\tau = 0,25$ m/s, $D_p = 450$ μm , $\rho_p = 1000$ kg/m³, on a $\Delta_t = 0,02$ s qui correspond à une intégration sur 800 points environ pour une hauteur de saut de 1,5 mm.

Le schéma étant convergent, on peut présenter quelques résultats obtenus par simulation.

5.3. Exemples de simulation.

Dans ce qui suit, on a réalisé des simulations pour trois nombres $R_f = \frac{u_\tau D_p}{\nu}$. On peut trouver le détail de ces simulations dans le tableau 2.5.

D_p (mm)	u_τ (m/s)	u_{τ^*} (m/s)	R_f	H_{cal} (mm)	L_{cal} (mm)
0,25	0,404	0,26	6,73	6,37	84,7
0,25	0,625	0,26	10,4	7,78	126,5
0,5	0,625	0,34	20,8	24,72	343,4

Tableau 2.5 : Exemples de simulation.

Sur la figure 2.56 on peut voir les trois simulations décrites dans le tableau ci dessus. Ces trajectoires sont adimensionnées par la hauteur et par la longueur des sauts.

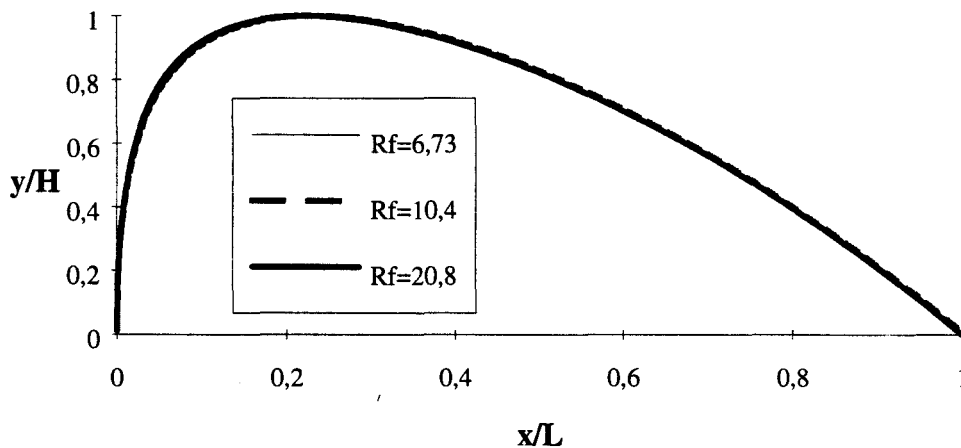


Figure 2.56 : Trajectoires simulées.

On peut constater que les trois trajectoires sont sensiblement confondues. On retrouve la forme classique d'une trajectoire en saltation. Sur les figures 2.57 et 2.58, on peut observer les vitesses horizontale \tilde{u}_p et verticale \tilde{v}_p adimensionnées par la vitesse de référence $u_{\text{tref}} = (\nu \gamma_p)^{1/3}$ que l'on a définie au paragraphe 3.4.

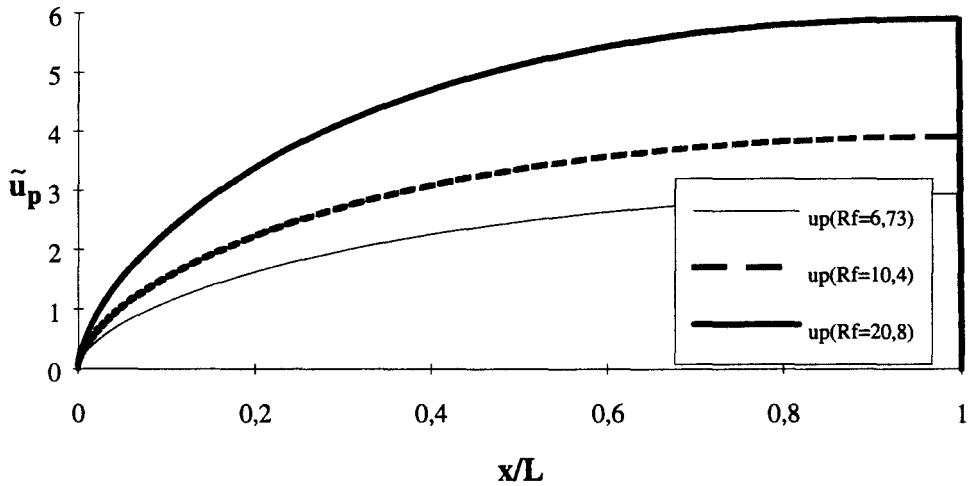


Figure 2.57 : Vitesses horizontales des particules en saltation.

On peut observer pour les trois vitesses la même évolution. La particule s'envole avec une vitesse horizontale nulle qui croît de façon monotone vers une valeur asymptotique atteinte peu avant l'impact.

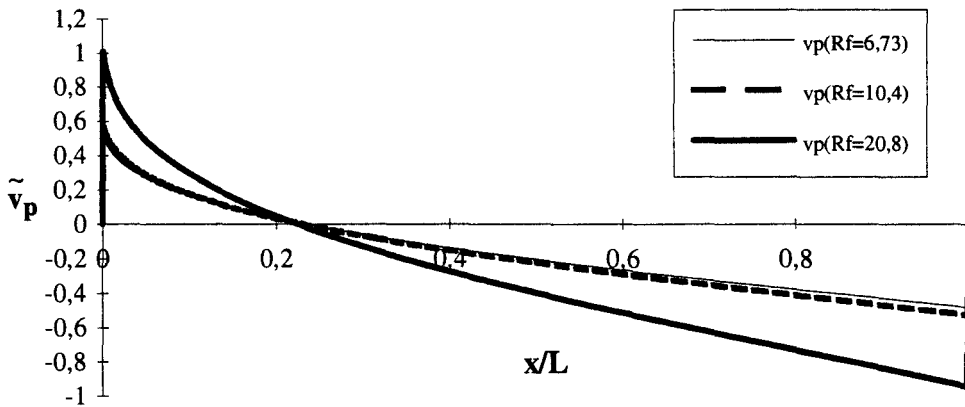


Figure 2.58 : Vitesses verticales des particules en saltation.

Il apparaît que la vitesse verticale de la particule augmente d'abord très fortement. Son maximum est atteint pratiquement sans déplacement longitudinal. Puis elle diminue rapidement jusqu'à décroître quasi-linéairement en fonction de x lorsque la particule retombe. Cette figure met également en évidence :

- la même évolution pour les trois vitesses,
- un même ordre de grandeur pour les vitesses \tilde{v}_p obtenues au même diamètre, c'est à dire pour $R_f = 6,73$ et $10,4$.

La figure 2.59 présente un élargissement d'échelle au voisinage de l'origine afin de montrer la continuité de la vitesse lors de l'arrachement de la particule.

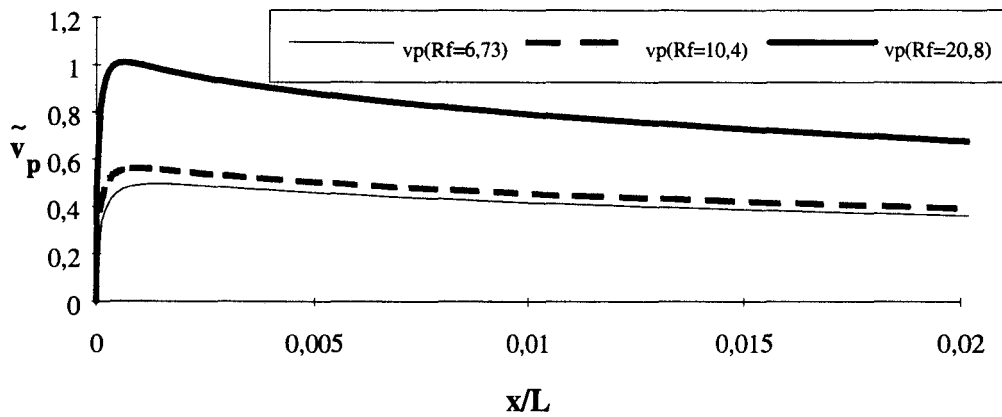


Figure 2.59 : Vitesses verticales des particules en saltation.

Sur la courbe 2.60 on a représenté les taux de rotation $\tilde{\omega}$ adimensionnés par $u_{\text{tréf}} / D_p$ pour les mêmes valeurs de R_f que ci-dessus.

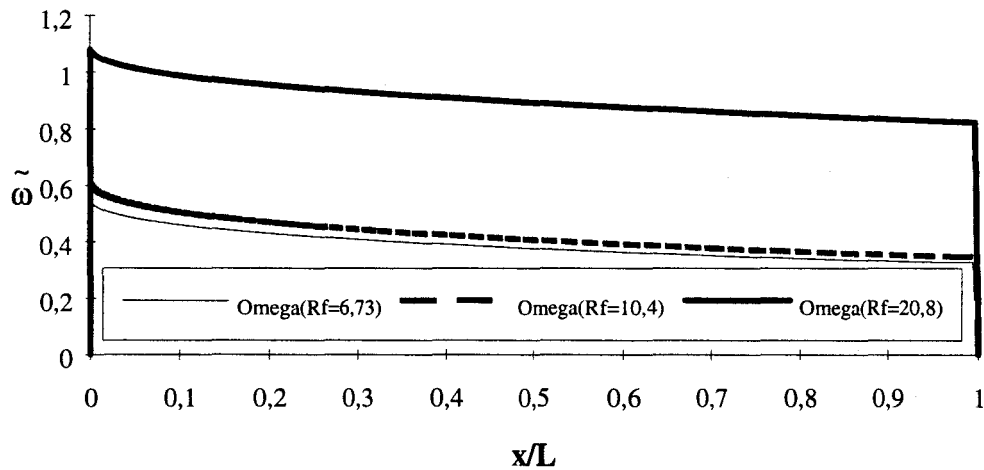


Figure 2.60 : Vitesses angulaires des particules en saltation.

On peut faire les mêmes remarques que précédemment : les deux évolutions du taux de rotation obtenues avec le même diamètre sont presque confondues. La forte augmentation du taux de rotation est mise en évidence sur la figure 2.61 qui présente un élargissement d'échelle au voisinage de l'origine.

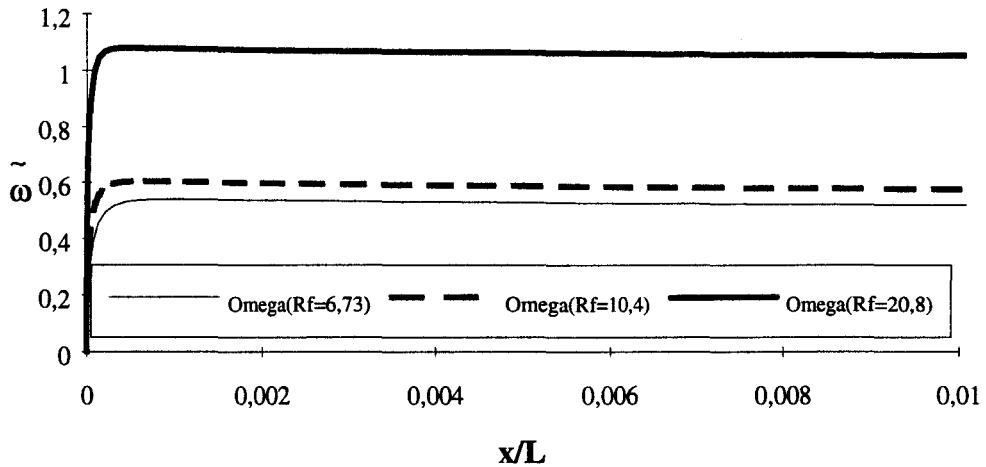


Figure 2.61 : Vitesses angulaires des particules en saltation.

On peut observer la continuité du taux de rotation près de la paroi. Les valeurs du taux de rotation initial y sont très élevées, puisqu'elles peuvent atteindre plus de 1000 rad/s.

La figure 2.62 représente l'évolution du nombre de Reynolds Re de la particule le long de la trajectoire. On peut constater que ce nombre atteint un maximum proche de 350 pour $R_f = 20,8$. Il est situé environ à mi distance entre l'origine et l'abscisse du point où la hauteur du saut est maximum. C'est dans cette région que la force de traînée est la plus importante.

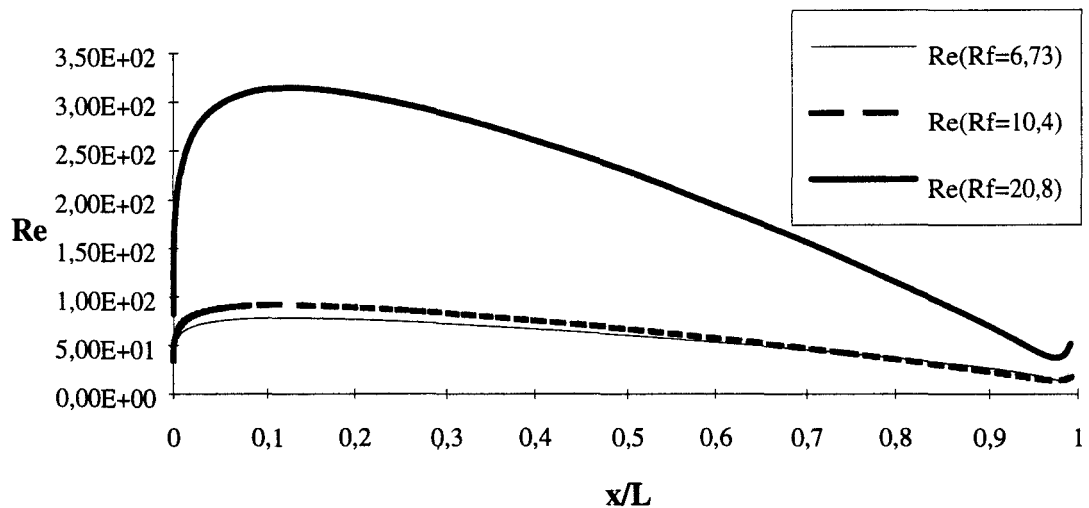


Figure 2.62 : Evolution du nombre de Reynolds des particules en saltation.

On peut observer que le nombre de Reynolds a tendance à augmenter, peu avant l'impact. Ceci est dû au fait que la vitesse de la particule devient localement supérieure à la vitesse du fluide. On a représenté sur la figure 2.63 l'évolution du taux de rotation réduit

$$\Omega = \frac{\omega D_p}{v_r}$$

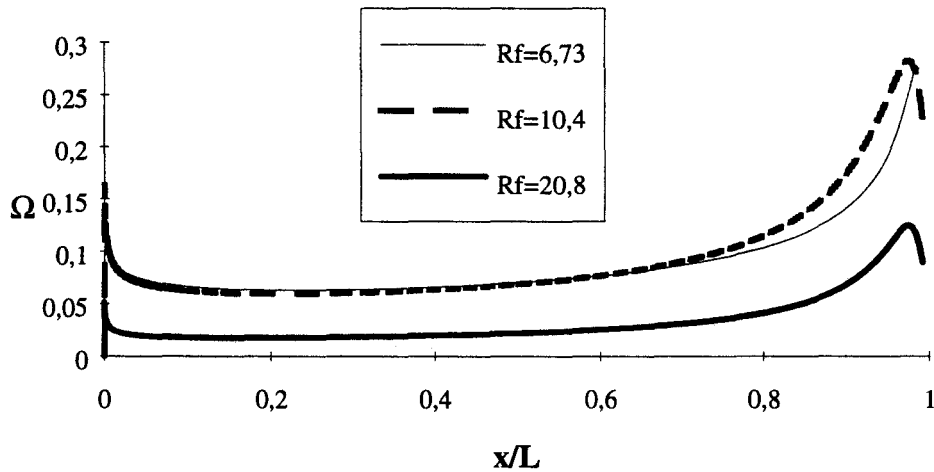


Figure 2.63 : Evolution du nombre Ω des particules en saltation.

L'augmentation de Ω pour x/L tendant vers un est provoquée par la diminution de la vitesse relative. Au paragraphe 2.1, on a fait l'hypothèse que Ω n'atteint pas des valeurs trop grandes devant un. On peut constater que, d'après ces simulations, Ω est au maximum de 0,3.

5.3.1. Confrontation avec la bibliographie.

Dans la littérature, on n'a pu trouver que les quelques résultats de Bagnold [1] concernant des particules de 0,25 mm pour plusieurs vitesses de frottement. Bagnold ne donnant que les longueurs de saut, on utilise pour déduire les hauteurs, une corrélation de points issue de résultats de Zingg [3], qui sera présentée au paragraphe 6.2 :

$$\frac{H_{\text{exp}}}{D_{\text{pref}}} = 5,93 \left(\frac{u_{\tau e} - u_{\tau*}}{u_{\tau \text{ref}}} \right)^{0,23} \left(\frac{D_p}{D_{\text{pref}}} \right)^{1,72} \quad (133)$$

On a représenté les longueurs obtenues par le calcul à partir des hauteurs déterminées par (133) sur la figure 2.64 (Calcul 1). On y a également reporté les points de Bagnold et une estimation faite par Nassar [56] de ces longueurs de saut par résolution analytique des équations du mouvement d'une particule sous l'hypothèse de Stokes. On a porté en abscisse le nombre R_f . On a préféré porter en ordonnée la longueur adimensionnée par D_p plutôt que la hauteur du saut qui n'est pas connue.

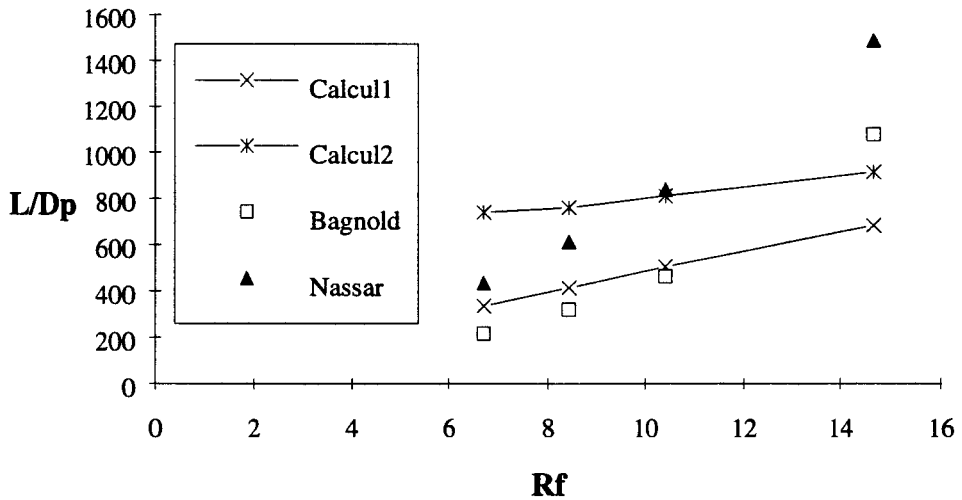


Figure 2.64 : Comparaison des hauteurs de saut calculées avec ceux de la littérature.

On peut constater que pour les R_f faibles, le calcul est assez proche des résultats de Bagnold. Par contre, pour $R_f = 14,7$ la prédiction n'est plus valable. On explique ce résultat par l'incertitude sur la hauteur. Bagnold a observé des hauteurs moyennes de saut de l'ordre de 10 mm. Si l'on effectue le calcul avec une hauteur de 10 mm, on obtient les résultats représentés sur la figure 2.64 (calcul 2). Ce calcul montre une meilleure estimation de la longueur pour $R_f = 14,7$. Les calculs de Nassar donnent une plus mauvaise approximation de la longueur. Il faut rappeler que la loi de Stokes pour calculer la traînée n'est valable que pour les nombres de Reynolds petits devant un.

5.3.2. Influence de l'angle α .

L'équation (125) donnant l'accélération angulaire initiale est fonction de l'angle de frottement grain sur grain des particules et plus particulièrement de son sinus. Des résultats expérimentaux obtenus avec une boîte de Casagrande [57] donnent un angle de frottement de l'ordre de 30° pour le sable. On a donc effectué les simulations ci-dessus avec $\sin \alpha = 0,5$.

On a étudié l'influence de cet angle en le faisant varier de 0 à 90° . Les résultats sont présentés dans le tableau 2.6.

D_p (mm)	u_τ (m/s)	R_f	$\sin \alpha$	H_{cal} (mm)	L_{cal} (mm)	L/H_{cal}
0,25	0,404	6,74	0	6	73,5	12,23
0,25	0,404	6,74	0,5	6,37	84,7	13,3
0,5	0,404	6,74	1	6,78	97,8	14,42

Tableau 2.6 : Influence de l'angle α .

On peut constater que la hauteur du saut évolue légèrement (12 %) lorsque α passe de 0 à 1, alors que la longueur varie conjointement de plus de 30 %. Le rapport L/H_{cal} évolue de 20 % environ. On en conclut que, pour obtenir des résultats corrects, il est nécessaire de connaître α assez précisément.

6. ESTIMATION DU DEBIT SOLIDE.

Un paramètre global important en saltation comme en suspension est le débit de matière solide mis en mouvement par le vent. Il est représentatif de la quantité déplacée en saltation et permet de déterminer une condition initiale pour la diffusion de concentration en suspension.

6.1. Définitions.

On trouve dans la bibliographie plusieurs expressions pour caractériser le débit solide. La première venant à l'esprit est une masse par unité de temps. Cette forme, souvent rencontrée pour les fluides, ne l'est pas en transport solide car elle n'est pas représentative du lit de matière, qui est supposé infini en longueur et en largeur dans les modèles. Dans ce cas, le type de débit le plus pratique est une masse par unité de temps et de surface. On rencontre deux cas :

- soit la surface considérée est horizontale et le débit est caractéristique d'une longueur et d'une largeur de lit,
- soit la surface de référence est verticale. Dans ce cas, le débit est donné par unité de largeur du lit et par unité de hauteur, ce qui représente une grandeur plus intéressante dans le cas d'un écoulement établi.

Dans les deux présentations, l'expression du débit est une grandeur locale et va donc dépendre de la position et de la taille de la surface de référence.

Dans la suite, on notera q_t le débit traversant une surface verticale (débit tangentiel) et q_n le débit traversant une surface horizontale (débit normal).

On trouve également le débit sous la forme d'une masse par unité de temps et de largeur. Cette formulation est en fait celle la plus rencontrée. Elle est très significative en mouvement par saltation, dans le cas d'un lit de taille infinie en écoulement stationnaire, car elle représente une moyenne sur la hauteur maximum où l'on rencontre des particules. Le débit solide ainsi défini se note q_s et donne la quantité de matière traversant une section verticale de largeur unité et pendant une unité de temps.

Bagnold[1], Kawamura[9] et Owen[7] ont tenté d'explicitier le débit solide q_s par des approches plus ou moins similaires. Dans le déplacement par saltation, on considère une vitesse (selon l'axe de l'écoulement) initiale de mise en mouvement u_{ini} et une vitesse au niveau du point d'impact u_{fin} .

Bagnold, pour décrire le débit solide en mouvement par saltation, a considéré que la contrainte de cisaillement au-dessus de la couche de saltation est proportionnelle au débit multiplié par un temps caractéristique formé à l'aide de la différence de vitesses $u_{fin} - u_{ini}$ et de la longueur moyenne d'un saut l_s :

$$\tau_e = kq_s \frac{(u_{fin} - u_{ini})}{l_s} \approx kq_s \frac{u_{fin}}{l_s} \quad (134)$$

Etant donné que la particule décolle sensiblement perpendiculairement à l'écoulement, on considère que u_{ini} est négligeable devant u_{fin} . Bagnold a défini $\frac{u_{fin}}{l_s}$ comme étant inversement proportionnel à $\frac{v_{ini}}{g}$, v_{ini} est la vitesse de décollement de la particule, elle est proportionnelle à la vitesse de frottement en absence d'envol $u_{\tau e}$. On obtient donc :

$$q_s = B' \rho \frac{u_{\tau e}^3}{g} \quad (135)$$

B' est une constante.

Bagnold a remarqué que le débit solide dépend également du diamètre des particules qu'il a introduit dans l'équation (135) après divers essais expérimentaux sous la forme :

$$\frac{q_s g}{\rho u_{\tau e}^3} = B_1 \cdot \left(\frac{D_p}{D_B} \right)^{1/2} \quad (136)$$

D_B correspond au diamètre moyen d'environ 0,25 mm rencontré dans ses essais et B_1 est une constante de valeur 1,5 environ, déterminée expérimentalement. Zingg a déterminé expérimentalement l'exposant du rapport des diamètres de l'équation (136) il trouve 3/4 au lieu de 1/2.

Cette formulation comporte un défaut. En effet, pour une vitesse de frottement peu différente, voire égale à la vitesse limite d'envol, on ne tend pas vers un débit nul. La méthode de Kawamura remédie à cette lacune.

Le modèle proposé par Kawamura [9] tient compte de la perte de quantité de mouvement au sein du fluide provoquée par le déplacement des grains. Il suppose que τ peut se décomposer en τ_i , contrainte de cisaillement liée aux impacts, et τ_g , contrainte qui décrit la chute de quantité de mouvement. On a $\tau_e = \tau_i + \tau_g$. Si on appelle N_0 la masse de particules déposées par unité de surface et de temps, Kawamura a montré que $\tau_g = N_0 (u_{fin} - u_{ini})$. Ensuite, il a considéré que la différence de vitesses horizontales de fin et de début de bond est proportionnelle à la différence des vitesses verticales : $|u_{fin} - u_{ini}| = \xi |v_{fin} - v_{ini}|$. Lors de la collision de la particule sur le lit, on considère que $|v_{fin}|$ est du même ordre que $|v_{ini}|$, ce qui permet d'obtenir :

$$\tau_g = \tau_e - \tau_i = 2\xi N_0 v_{ini} \quad (137)$$

ou encore, en remplaçant τ_e par $\rho u_{\tau e}^2$ et en supposant que τ_i est du même ordre que τ^* :

$$\rho u_{\tau e}^2 - \rho u_{\tau^*}^2 = 2\xi N_0 v_{ini} \quad (138)$$

A partir de données expérimentales, Kawamura a défini $N_0 = K_1 \rho (u_{\tau e} - u_{\tau^*})$ où K_1 est une constante. Afin d'obtenir :

$$u_{\tau e}^2 - u_{\tau^*}^2 = 2\xi K_1 (u_{\tau e} - u_{\tau^*}) v_{ini} \quad (139)$$

qui permet d'exprimer $v_{ini} = K_2 (u_{\tau e} + u_{\tau^*})$.

Finalement le débit solide est obtenu par le produit de N_0 et de la longueur de saut moyenne l_s , proportionnelle à $\frac{v_{ini}^2}{2g}$:

$$q_s = N_0 l_s = K_a \frac{\rho}{g} (u_{\tau e} - u_{\tau^*}) (u_{\tau e} + u_{\tau^*})^2 \quad (140)$$

la constante K_a est environ 0,26. Cette formulation du débit solide tient compte de la condition limite pour la vitesse limite d'envol. De plus, si on considère que la vitesse de frottement est grande devant la vitesse limite, on retombe sur la loi décrite par Bagnold, au terme concernant le diamètre près.

Owen [7] a également défini le débit solide à partir d'une étude analytique :

$$\frac{q_s g}{\rho u_{\tau e}^3} = \alpha \left(1 - \left(\frac{u_{\tau^*}}{u_{\tau e}} \right)^2 \right) \quad (141)$$

avec $\alpha = 0,25 + \frac{1}{3} \frac{v_0}{u_{\tau e}}$, où v_0 est une grandeur proportionnelle à $u_{\tau e}$ définie par

$v_0 = \frac{mg}{K} = \frac{mgu_{\tau e}}{F_T}$, v_0 correspond à un changement de variable permettant de simplifier les

équations de trajectoires de particules. D'après Owen, en général, $\frac{v_{ini}}{u_{\tau e}} = \alpha$ et donc :

$$q_s = K_0 \frac{\rho}{g} (u_{\tau e}^2 - u_{\tau^*}^2) v_{ini} \quad (142)$$

K_0 est d'ordre 1. Cette formulation est très semblable à celle de Kawamura, en effet, si on remplace v_{ini} par sa valeur définie par Kawamura, on retrouve l'équation (140).

Dans la littérature on peut rencontrer d'autres formulations souvent basées sur celles précédemment décrites et légèrement modifiées pour les adapter à des résultats expérimentaux.

Williams [13] propose également au titre de comparaison, le modèle empirique de O'Brien et Rindlaub : $q_s = 9,96 \cdot 10^{-4} (u_{\tau e} + 10,8)^3$.

Les modèles de Anderson & Haff [53] et Mac Ewan & Willets [54] mentionnés au paragraphe 4.1 donnent l'évolution du débit solide en fonction du temps. A partir de ces résultats, Ungar & Haff [55] ont pu montrer que q_s varie proportionnellement à $(u_{\tau e}^2 - u_{\tau*}^2)$. Ces modèles semblent les plus prometteurs dans l'état actuel des connaissances. Contrairement aux modèles de Bagnold ou Kawamura fondés sur des considérations déterministes, ils nécessitent un code de calcul sophistiqué basé sur une approche probabiliste. Nassar [56] est arrivé par le même chemin à un modèle asymptotique pour $R_e < 1$ où $R_e = \frac{(u - u_p)D_p}{\nu}$. Il a utilisé les mêmes équations que Anderson & Haff [53] et l'approche de résolution de Owen. Il a validé ce modèle avec les résultats expérimentaux de Bagnold et de Kawamura. Ce modèle est très lourd car il est bâti sur de nombreuses considérations mathématiques.

En conclusion, on ne peut actuellement prendre parti pour l'un de ces modèles, seules des mesures peuvent valider l'une ou l'autre de ces formulations. Les modèles simples sont très empiriques, mais la difficulté de mesurer le débit pour la validation montre que l'on peut s'en satisfaire. Les modèles numériques basés sur l'équation de quantité de mouvement semblent donner de bons résultats.

6.2. Equations de conservation.

On veut écrire les équations de conservation de manière intégrale. Pour cela, on se donne un domaine d'intégration. Ce domaine est à deux dimensions (figure 2.65), on raisonne donc par unité de largeur.

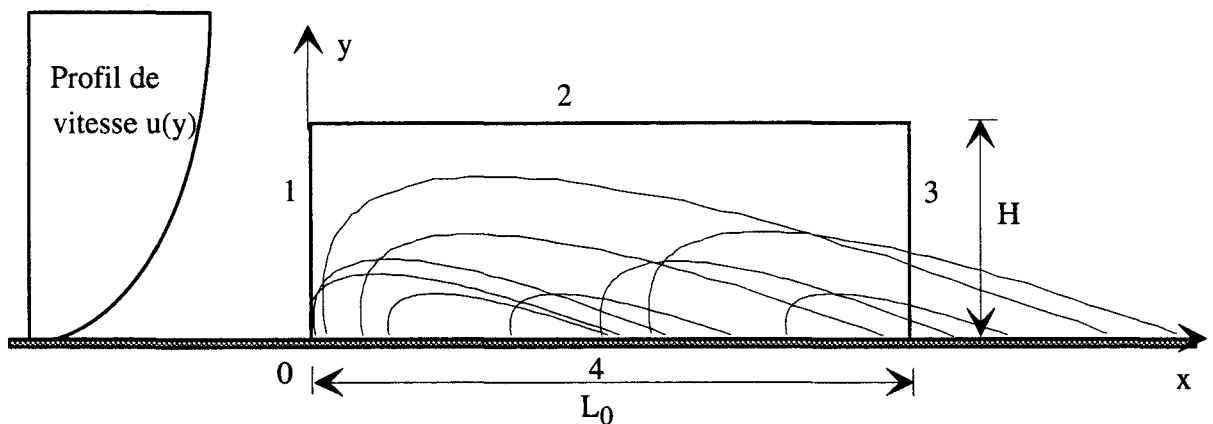


Figure 2.65 : Domaine d'application des équations intégrales de conservation.

On appelle H la hauteur du domaine que l'on choisit légèrement supérieure au point le plus haut atteint par une particule dans son mouvement. On appelle L_0 la longueur du domaine. On considère que l'axe des x (horizontal) est issu du début du domaine, ainsi ce dernier s'étend de $x = 0$ à $x = L_0$. Par hypothèse, il n'y a pas d'envol pour x négatif. De plus, on considère que tous les phénomènes ont lieu dans la zone interne de la couche limite

turbulente, c'est à dire $H+ = \frac{Hu\tau}{\nu} < 800$ environ. En $x = 0$, on a les caractéristiques d'une couche limite turbulente sans gradient de pression longitudinal.

On considère que sur la face 1, les caractéristiques de l'écoulement ne sont en rien modifiées par les envols de particules contrairement aux faces 2, 3 et 4.

On suppose avant d'écrire les équations de quantité de mouvement que L_0 est suffisamment grand pour obtenir un débit de matière en saltation établie, c'est à dire qui ne varie quasiment plus selon x . Si on trace de manière qualitative le débit q_s en fonction de x , on obtient une montée du débit jusqu'à devenir quasi-constant, voir figure 2.66.

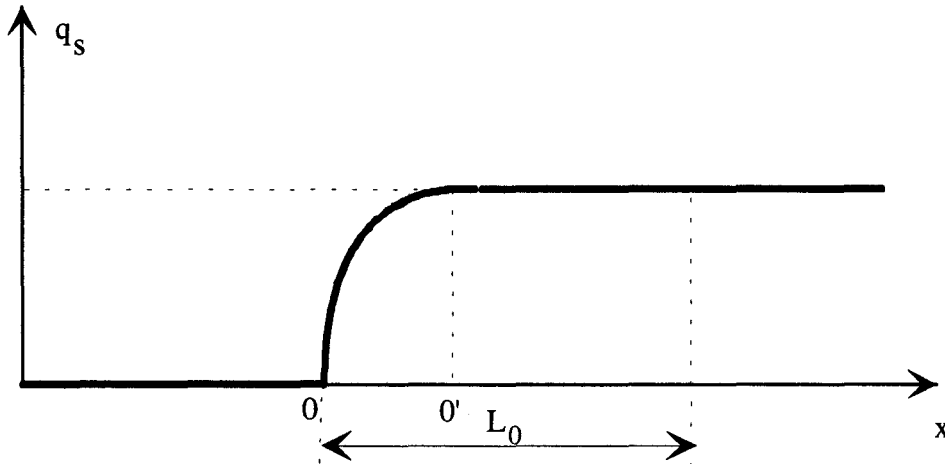


Figure 2.66: Graphique qualitatif de l'évolution de q_s .

On s'arrange pour que L_0 soit supérieur à $00'$.

a) Conditions limites.

Sur la face 1, on a un écoulement obéissant à la loi $\frac{\partial \tau}{\partial y} = 0$, loi caractéristique de la zone interne de couche limite turbulente. On a également un débit de matériaux nul puisque l'on considère qu'il n'y a pas d'envols dans la région amont du domaine.

Sur la face 2, on a les caractéristiques normales d'un écoulement de couche limite turbulente. On ignore si la présence de particules modifie la vitesse verticale.

Au niveau de la face 3, on a un profil de vitesse modifié par les envols de particules, on ne connaît que la répartition de la contrainte de cisaillement et donc le gradient de vitesse. Quant au débit solide, on peut le décrire par un flux de matière local dont l'unité est une masse par unité de hauteur, de largeur et de temps que l'on note q_t (comme tangentiel).

La face 4 est au niveau du lit de matière, le débit y est également local, a pour unité une masse par unité de longueur, de largeur et de temps, on le note q_n (comme normal). La vitesse d'envol d'une particule est nulle, il n'y a donc pas de quantité de mouvement au moment de l'envol. On considère que le gain de quantité de mouvement au niveau des impacts est négligeable. En présence d'envols, la contrainte à la paroi reste égale à $u_{\tau*}$ [1].

Sur la face 1, on considère que le profil de vitesse est du type de celui rencontré dans la bibliographie, donné au paragraphe 1.2.

b) Conservation de la masse.

La conservation de la masse de la phase solide correspond à la conservation des débits de matière.

On a :

$$\int_4 q_n dx = \int_3 q_t dy = \int_0^{\infty} q_t dy \quad (143)$$

On considère ici que tout ce qui s'envole de 4 et qui n'y est pas retombé traverse la section 3. Afin de retrouver le débit solide q_s précédemment défini, on peut écrire que q_s est la somme de tous les débits locaux q_t . Ce qui donne :

$$q_s = \int_3 q_t dy = \int_0^{\infty} q_t dy \quad (144)$$

La conservation de la masse de la phase fluide s'écrit :

$$\int_1 \rho u(y) dy - \int_2 \rho v_{ap}(x) dx - \int_3 (1 - \varepsilon) \rho u_{ap}(y) dy = 0 \quad (145)$$

Où l'indice "ap" signifie avec particule, ε est la concentration volumique des particules dans le fluide. D'après Anderson [11], $\varepsilon = \frac{c}{\rho_p} = \frac{q_t(y)}{u_{ap}(y)\rho_p}$, c étant la concentration massique. De

plus, q_t est au maximum de quelques g/m^2s , u_{ap} est environ de 5 m/s et ρ_p de l'ordre de 1000 kg/m^3 , on obtient ε de l'ordre de 10^{-5} et donc très petit devant un. Etant donné la taille des particules, on néglige leurs fluctuations de vitesse.

Après simplification, on retrouve l'équation de conservation de la masse de la phase fluide sans particule. On obtient finalement, en écrivant la conservation de la masse du fluide avec et sans particule :

$$\int_3 (u_{ap} - u_{sp}) dy + \int_2 (v_{ap} - v_{sp}) dx = 0 \quad (146)$$

où l'indice "sp" signifie sans particule. On montre ici que la modification du profil horizontal est récupérée dans celle du profil vertical.

c) Equation de quantité de mouvement.

L'équation de conservation de quantité de mouvement se traduit par le théorème global d'Euler en écoulement permanent $\int_s \rho \bar{u}(\bar{u} \cdot \bar{n}) ds = \sum F_{ext}$.

Dans le cas d'une couche limite turbulente sans particule et sans gradient de pression extérieur, le second membre ne prend en compte que les termes liés à la contrainte τ et à la gravité :

$$\int_1 \rho \bar{u}(\bar{u} \cdot \bar{n}) ds + \int_2 \rho \bar{u}(\bar{u} \cdot \bar{n}) ds + \int_3 \rho \bar{u}(\bar{u} \cdot \bar{n}) ds = \int_{1234} \bar{\tau} ds - \int_S \rho g \bar{y} ds \quad (147)$$

On développe ces termes selon ox :

- 1) couche limite sans saltation :

$$\begin{aligned} & - \int_1 \rho u^2(y) dy + \int_2 \rho u_{sp}(x) v_{sp}(x) dx + \int_3 \rho u_{sp}^2(y) dy = \\ & - \int_1 \tau(y) dy + \int_3 \tau_{sp}(y) dy - \int_2 \tau(x) dx - \int_4 \tau_{sp}(x) dx \end{aligned} \quad (148)$$

- 2) couche limite avec saltation :

$$\begin{aligned} & - \int_1 \rho u^2(y) dy + \int_2 \rho u_{ap}(x) v_{ap}(x) dx + \int_3 \rho u_{ap}^2(y) dy - \\ & \int_3 q_t(y) u_p(y) dy = - \int_1 \tau(y) dy + \int_3 \tau_{ap}(y) dy - \int_2 \tau(x) dx - \int_4 \tau_{ap}(x) dx \end{aligned} \quad (149)$$

Le terme $\int_3 q_t(y) u_p(y) dy$ est relatif à la quantité de mouvement des particules. Par différence

entre (149) et (148) on obtient :

$$\begin{aligned} & \int_2 [\rho u_{ap}(x) v_{ap}(x) - \rho u_{sp}(x) v_{sp}(x)] dx + \int_3 [\rho u_{ap}^2(y) - \rho u_{sp}^2(y)] dy + \\ & \int_3 q_t u_p dy - \int_3 [\tau_{ap}(y) - \tau_{sp}(y)] dy + \int_2 [\tau_{ap}(x) - \tau_{sp}(x)] dx = 0 \end{aligned} \quad (150)$$

Etant donné que l'écoulement et la couche de saltation sont établis, l'équation (150) doit rester valable quelle que soit L_0 . Elle ne dépend donc plus de L_0 . On considère que les termes en intégrale sur L_0 sont nuls.

$$\int_0^{L_0} [\rho u_{ap}(x) v_{ap}(x) - \rho u_{sp}(x) v_{sp}(x)] dx + \int_0^{L_0} [\tau_{ap}(x) - \tau_{sp}(x)] dx = 0 \quad (151)$$

qui permet d'obtenir par le théorème de l'intégrale nulle :

$$\rho u_{ap}(x)v_{ap}(x) - \rho u_{sp}(x)v_{sp}(x) + \tau_{ap}(x) - \tau_{sp}(x) = 0 \quad (152)$$

Il ne reste donc que :

$$\int_0^H [\rho u_{ap}^2(y) - \rho u_{sp}^2(y)] dy + \int_0^H q_t u_p dy = \int_0^H [\tau_{ap}(y) - \tau_{sp}(y)] dy \quad (153)$$

Etant donné que l'on ne connaît pas le profil de vitesse exact en présence de particule mais la répartition des contraintes, on écrit les vitesses sous la forme : $u_{sp} = \int_{y_0}^y \frac{u_{\tau e}}{\kappa y} dy$ et

$$u_{ap} = \int_{y_0}^y \frac{u_{\tau}(y)}{\kappa y} dy.$$

On remplace les vitesses dans (153) :

$$\int_0^H \left(\rho \left(\int_{y_0}^y \frac{u_{\tau}(y)}{\kappa y} dy \right)^2 - \rho \left(\int_{y_0}^y \frac{u_{\tau e}}{\kappa y} dy \right)^2 \right) dy + \int_0^H q_t u_p dy = \int_0^H \tau(y) - \tau_e dy \quad (154)$$

Par le théorème de l'intégrale nulle et en remplaçant $u_{\tau}(y)$ par sa valeur déterminée au paragraphe 4.2 (116), on obtient :

$$\tau_e \left(\int_{y_0}^y \frac{\left(1 - \left(1 - \frac{\tau^*}{\tau_e} \right) \exp\left(\frac{-y}{2y'_0}\right) \right)^{0,5}}{\kappa y} dy \right)^2 - \tau_e \left(\int_{y_0}^y \frac{1}{\kappa y} dy \right)^2 - (\tau^* - \tau_e) \exp\left(\frac{-y}{2y'_0}\right) = q_t u_p \quad (155)$$

On considère que le terme $\left(1 - \frac{\tau^*}{\tau_e} \right) \exp\left(\frac{-y}{2y'_0}\right)$ est petit devant un et on développe le premier

terme de (155) à l'ordre 2. Ce qui permet de simplifier $\tau_e \left(\int_{y_0}^y \frac{1}{\kappa y} dy \right)^2$, on obtient :

$$-2\tau_e \int_{y_0}^y \frac{1}{\kappa y} dy \int_{y_0}^y \frac{\left(1 - \frac{\tau^*}{\tau_e} \right) \exp\left(\frac{-y}{2y'_0}\right)}{\kappa y} dy + \tau_e \left(\int_{y_0}^y \frac{\left(1 - \frac{\tau^*}{\tau_e} \right) \exp\left(\frac{-y}{2y'_0}\right)}{2\kappa y} dy \right)^2 - (\tau^* - \tau_e) \exp\left(\frac{-y}{2y'_0}\right) = q_t u_p \quad (156)$$

Cette formulation permet de mettre en évidence le terme $(\tau_e - \tau^*)$:

$$\begin{aligned} & (\tau^* - \tau_e) \int_{y_0}^y \frac{\exp\left(\frac{-y}{2y'_0}\right)}{\kappa y} dy - \int_{y_0}^y \frac{\left(1 - 0,25 \left(1 - \frac{\tau^*}{\tau_e}\right) \exp\left(\frac{-y}{2y'_0}\right)\right)}{\kappa y} dy - \\ & (\tau^* - \tau_e) \exp\left(\frac{-y}{2y'_0}\right) = q_t u_p \end{aligned} \quad (157)$$

On peut refaire l'approximation qui consiste à considérer que le terme $\left(1 - \frac{\tau^*}{\tau_e}\right) \exp\left(\frac{-y}{2y'_0}\right)$ est petit devant un pour finalement obtenir :

$$q_t u_p = (\tau_e - \tau^*) \left[\exp\left(\frac{-y}{2y'_0}\right) + \int_{y_0}^y \frac{\exp\left(\frac{-y}{2y'_0}\right)}{\kappa y} dy \int_{y_0}^y \frac{1}{\kappa y} dy \right] \quad (158)$$

Dans cette équation, la forte indétermination reste sur u_p qui est fonction de y et qui va être différent si la particule est dans la phase ascendante ou descendante. Afin de retrouver le débit solide moyen q_s , on intègre de 0 à H l'équation (158) :

$$q_s = (\tau_e - \tau^*) \int_0^H \frac{1}{u_p(y)} \left[\exp\left(\frac{-y}{2y'_0}\right) + \int_{y_0}^y \frac{1}{\kappa y} dy \int_{y_0}^y \frac{\exp\left(\frac{-y}{2y'_0}\right)}{\kappa y} dy \right] dy \quad (159)$$

On retrouve une forme s'apparentant au modèle de Kawamura [9] ou d'Owen [7], q_s étant le produit de la différence des contraintes avec et sans envol et d'un autre terme. Ce terme intégral est homogène à un temps t^* que l'on pourrait essayer d'approcher de manière expérimentale.

On peut procéder de même en développant (147) selon $0y$:

$$\int_4 q_n v_p dx = \int_4 \sigma_p dx - \int_0^{L_0} \int_0^H \frac{q_t(y)g}{u_{ap}(y)} dy dx \quad (160)$$

Où σ_p est la répartition des forces d'arrachement des grains par unité de surface. Les autres termes sont négligés par les approximations de couche limite. Le premier membre est nul car on considère qu'il n'y a pas de vitesse initiale d'envol, il reste donc :

$$\sigma_p - \int_0^H \frac{q_t(y)g}{u_{ap}(y)} dy = 0 \quad (161)$$

Cette équation apporte peu de renseignement concernant σ_p qui est une grandeur aléatoire.

A partir de l'équation (159), on peut essayer d'estimer le débit solide.

6.3. Détermination du débit solide.

Tout ce qui a été développé lors de l'écriture des équations de conservation introduit assez bien ce paragraphe concernant l'estimation du débit solide.

6.3.1. Analyse dimensionnelle.

En premier lieu, pour estimer le débit solide, on effectue une analyse dimensionnelle, qui permet de limiter le nombre de paramètres intervenant quel que soit le moyen utilisé pour l'approche : courbe, équation, système numérique.

Afin de mener à bien cette opération, il faut énumérer les grandeurs caractéristiques dont dépend ce débit.

Ces grandeurs sont, d'après les résultats précédents, les deux contraintes de cisaillement τ_e et τ_* , le diamètre, l'accélération de la pesanteur, la masse volumique du fluide, celle de la particule et la viscosité du fluide. On obtient finalement :

$$q_s = f(\tau_e, \tau_*, D_p, g, \rho, \rho_p, \nu) \quad (162)$$

Cette équation peut être modifiée en tenant compte de la forme de l'équation (159) établie précédemment :

$$q_s = f((\tau_e - \tau_*), (u_{\tau_e} - u_{\tau_*}), D_p, g, \rho, D_{pref}, u_{\tau_{ref}}) \quad (163)$$

On peut rappeler que D_{pref} et $u_{\tau_{ref}}$ sont respectivement égaux à $(\nu^2 / \gamma_p)^{1/3}$ et $(\gamma_p \nu)^{1/3}$, avec $\gamma_p = \frac{(\rho_p - \rho)g}{\rho}$. L'analyse dimensionnelle permet d'écrire :

$$\frac{q_s g}{\rho u_{\tau_{ref}}^3} = F\left(\frac{\tau_e - \tau_*}{\rho u_{\tau_{ref}}^2}, \frac{u_{\tau_e} - u_{\tau_*}}{u_{\tau_{ref}}}, \frac{D_p}{D_{pref}}, \frac{u_{\tau_{ref}}^2}{g D_{pref}}\right) \quad (164)$$

Le terme $\frac{u_{\tau_{ref}}^2}{g D_{pref}}$ est équivalent à $\frac{\gamma_p}{g} = \frac{(\rho_p - \rho)}{\rho}$ car on a pu remarquer dans la première partie

que $\frac{u_{\tau_{ref}}^2}{\gamma_p D_{pref}} = 1$.

On obtient finalement :

$$\frac{q_s g}{\rho u_{\tau_{ref}}^3} = F\left(\frac{\tau_e - \tau_*}{\rho u_{\tau_{ref}}^2}, \frac{u_{\tau_e} - u_{\tau_*}}{u_{\tau_{ref}}}, \frac{D_p}{D_{pref}}, \frac{(\rho_p - \rho)}{\rho}\right) \quad (165)$$

On utilise à présent des résultats expérimentaux de la bibliographie, ainsi que des observations décrites antérieurement.

6.3.2. Recherche d'une corrélation de points expérimentaux.

On a montré au paragraphe 6.2 (équation (159)) que l'on peut écrire le débit solide sous forme du produit de la différence des contraintes par un temps. Ce qui donne, en grandeurs sans dimension :

$$\frac{q_s g}{\rho u_{\tau ref}^3} = k_1 \frac{\tau_e - \tau_*}{\rho u_{\tau ref}^2} \frac{t^* g}{u_{\tau ref}} \quad (166)$$

t^* étant un temps caractéristique que l'on cherche à déterminer.

Etant donné que l'on ne connaît a priori que ce qui a été établi au paragraphe 6.2 sur ce temps, on cherche à établir une corrélation de points expérimentaux pour le déterminer. Dans la bibliographie [7], on trouve $t^* = \frac{v_{ini}}{g}$ où v_{ini} est la vitesse initiale d'envol d'une particule.

On propose, dans la présente étude, d'utiliser $t^* = \sqrt{\frac{2H_{exp}}{g}}$ où H_{exp} correspond à la hauteur des sauts. On détermine H_{exp} par :

$$\frac{H_{exp}}{D_{pref}} = G \left(\frac{u_{\tau e} - u_{\tau*}}{u_{\tau ref}}, \frac{D_p}{D_{pref}}, \frac{(\rho_p - \rho)}{\rho} \right) \quad (167)$$

afin de retrouver les termes de l'équation (165) manquants dans l'équation (166). G est également une fonction qui ne dépend que de la forme des grains.

D'après les résultats que l'on a pu trouver dans la bibliographie, on recherche H_{exp} sous la forme :

$$\frac{H_{exp}}{D_{pref}} = k_2 \left(\frac{u_{\tau e} - u_{\tau*}}{u_{\tau ref}} \right)^m \left(\frac{D_p}{D_{pref}} \right)^{m'} \quad (168)$$

où k_2 est une fonction de $\frac{(\rho_p - \rho)}{\rho}$.

La corrélation de points recherchée ici est basée sur les résultats de Bagnold [1], Zingg [3], Anderson & Haff [53], et Mac Evan & Willets [54] obtenus avec du sable ($\rho_p \approx 2650 \text{ kg/m}^3$).

6.3.3. Confrontation avec la bibliographie.

Pour la détermination de H_{exp} , seuls les résultats de Zingg sont utilisés car il est le seul à avoir donné les résultats concernant la hauteur des sauts. On appelle \hat{H} la hauteur sans dimension $\frac{H_{exp}}{D_{pref}}$. On trouve les constantes suivantes pour l'équation (168) $k_2 = 5,93$, $m = 0,23$ et $m' = 1,72$. On peut voir sur la figure 2.67 une représentation de \hat{H}_{exp} calculé par (168) en fonction de \hat{H}_{mes} mesuré par Zingg pour cinq diamètres compris entre 0,2 et 0,715 mm.

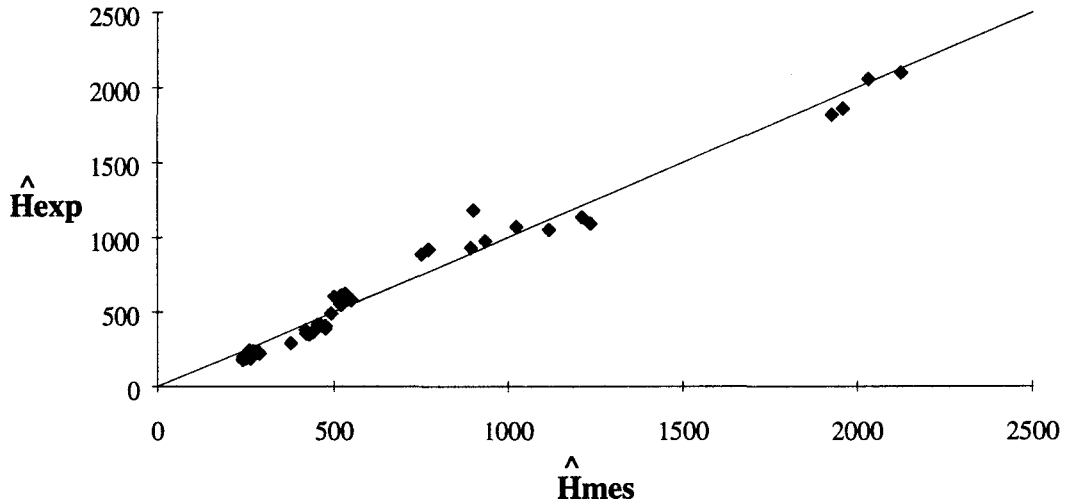


Figure 2.67: Représentation de \hat{H}_{exp} calculé en fonction de \hat{H}_{mes} mesuré, le trait continu représente $y = x$.

A partir de ce résultat, l'équation (168), \hat{H} s'écrit donc :

$$\frac{H_{exp}}{D_{pref}} = 5,93 \left(\frac{u_{\tau e} - u_{\tau*}}{u_{\tau ref}} \right)^{0,23} \left(\frac{D_p}{D_{pref}} \right)^{1,72} \quad (169)$$

En reportant dans (166), on obtient finalement une expression originale pour le débit solide :

$$\frac{q_{sg}}{\rho u_{\tau ref}^3} = k_3 \frac{\tau_e - \tau_*}{\rho u_{\tau ref}^2} \left(\frac{u_{\tau e} - u_{\tau*}}{u_{\tau ref}} \right)^{0,115} \left(\frac{D_p}{D_{pref}} \right)^{0,86} \quad (170)$$

où k_3 est une fonction de $\frac{(\rho_p - \rho)}{\rho}$ que l'on ne peut déterminer faute de données.

On appelle \hat{q}_s le nombre sans dimension $\frac{q_{sg}}{\rho u_{\tau ref}^3}$. On a tracé sur la figure 2.68 les valeurs de \hat{q}_s mesurées par Bagnold [1] pour un diamètre de 0,25 mm, Zingg [3] pour les mêmes diamètres que ci-dessus, Anderson & Haff [53] pour un diamètre de 0,25 mm, et Mac Evan & Willets [54] pour un diamètre de 0,3 mm pour des vitesses variables supérieures à la vitesse limite d'envol. On a également tracé sur cette figure le débit \hat{q}_s calculé pour ces diamètres aux mêmes vitesses à l'aide de l'équation (170). Ces débits sont tracés en fonction de R_f défini par $\frac{u_{\tau e} D_p}{\nu}$ qui caractérise bien le diamètre et la vitesse de frottement évitant ainsi au maximum le chevauchement des courbes. On a ajouté pour chaque diamètre une condition de débit solide nul pour une contrainte égale à la contrainte limite d'envol. La valeur de k_3 optimisée sur l'ensemble des résultats expérimentaux est de 0,17.

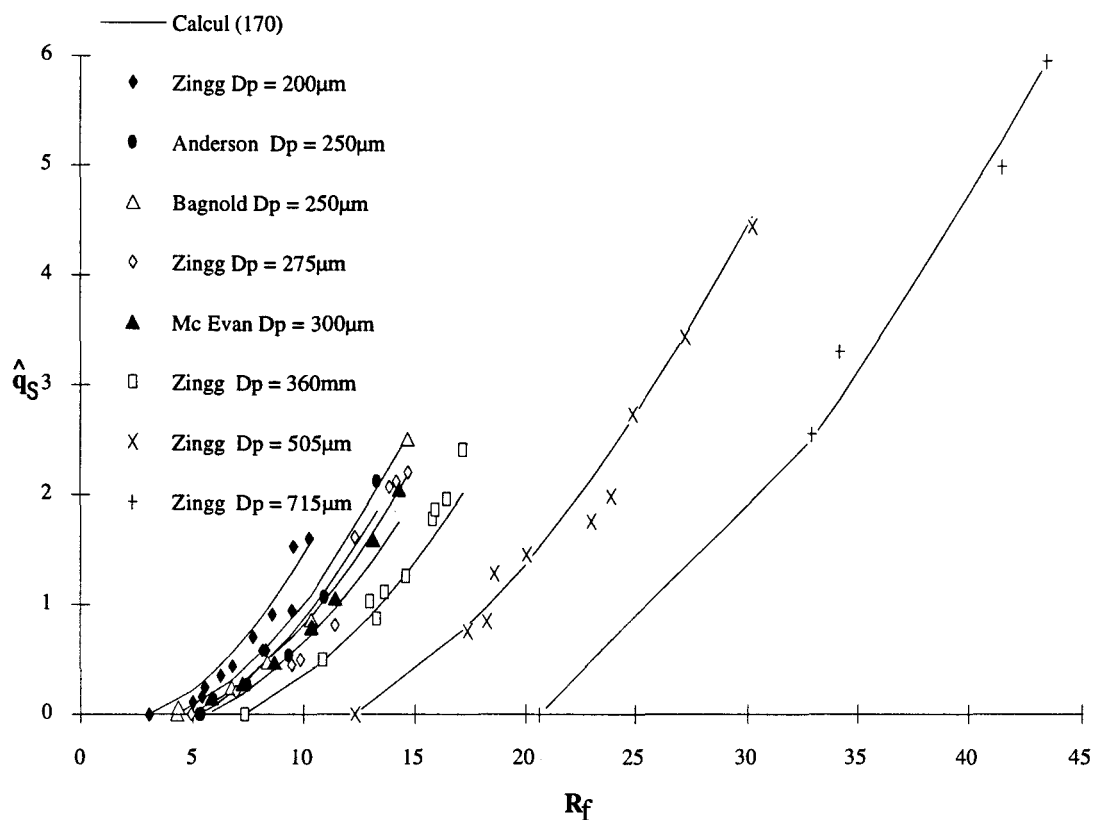


Figure 2.68 : Représentation de \hat{q}_s en fonction de R_f comparé au débit calculé.

Ce modèle semble donner de très bons résultats pour les grands diamètres et des résultats un peu moins bons pour les petits. On peut expliquer ce fait :

- soit par la présence de saltation modifiée pour les petits diamètres,
- soit par les erreurs de mesures qu'ont pu commettre les divers auteurs considérés.

La représentation de la figure 2.68 n'est pas très parlante ; on a bien une comparaison du modèle et de la mesure pour chaque diamètre mais on ne se rend pas compte de la qualité de la modélisation. On a donc reporté ces résultats sur la figure 2.69 où on a représenté \hat{q}_s calculé (\hat{q}_{calc}) en fonction de \hat{q}_s mesuré (\hat{q}_{mes}) pour tous les points considérés.

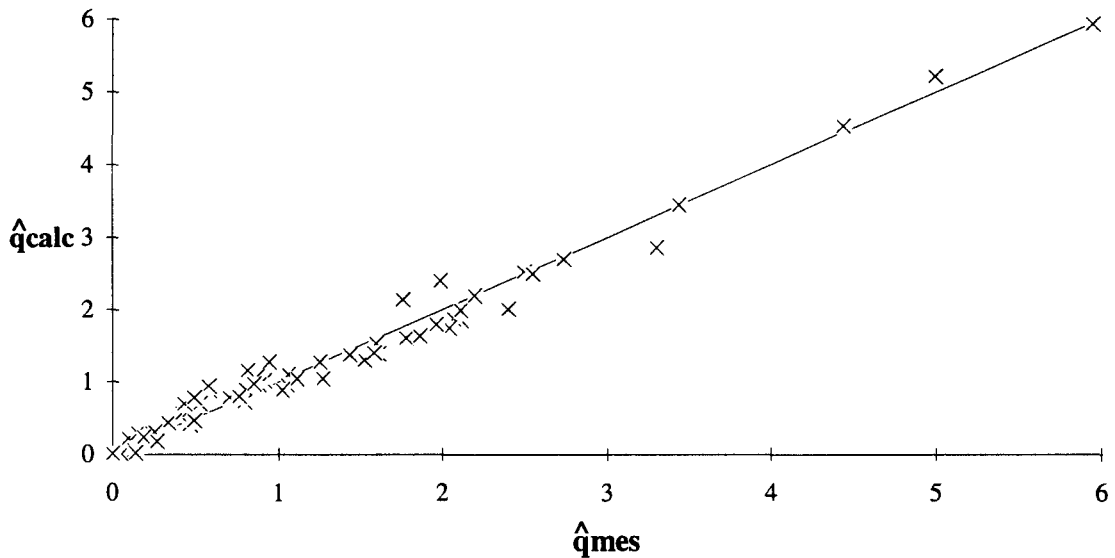


Figure 2.69 : Représentation de \hat{q}_{calc} en fonction de \hat{q}_{mes} .

On peut constater que, dans cette représentation, tous les points sont très proches de la droite $y = x$ représentée par le trait continu. Toujours pour les mêmes diamètres, on a comparé le modèle proposé avec ceux de Bagnold [1], Kawamura [9] et Owen [7]. Cette comparaison est présentée sur la figure 2.70.

On peut considérer que le modèle obtenu prédit assez bien le débit de matière solide. Il semble donner de meilleurs résultats que ceux de Kawamura et Owen. Les valeurs calculées par le modèle de Bagnold sont très proches mais le débit ne tend pas vers zéro lorsque la vitesse de frottement tend vers la vitesse de frottement limite.

On peut observer que l'exposant du diamètre est de 0,86 qui est proche du 0,5 donné par Bagnold et du 0,75 corrigé par Zingg. Si la vitesse de frottement est grande devant la vitesse limite, le calcul prend asymptotiquement la forme de la représentation de Bagnold.

6.4. Conclusion.

Dans cette modélisation, on a cherché à lier les résultats empiriques de la bibliographie à la théorie semi-empirique de la turbulence en tenant compte également des études concernant les trajectoires Lagrangiennes de particules dans un fluide en mouvement.

Après avoir mis en évidence la répartition de la contrainte de cisaillement en présence de particules, on a repris l'étude de Anderson [11] que l'on a complétée en écrivant les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement afin d'obtenir une équation qui associe le débit solide, la contrainte de cisaillement à l'extérieur de la couche de saltation et la contrainte à la paroi. On a complété cette étude par une étude dimensionnelle et une confrontation avec des résultats expérimentaux de la bibliographie qui permettent de valider un modèle qui donne le débit solide de manière déterministe.

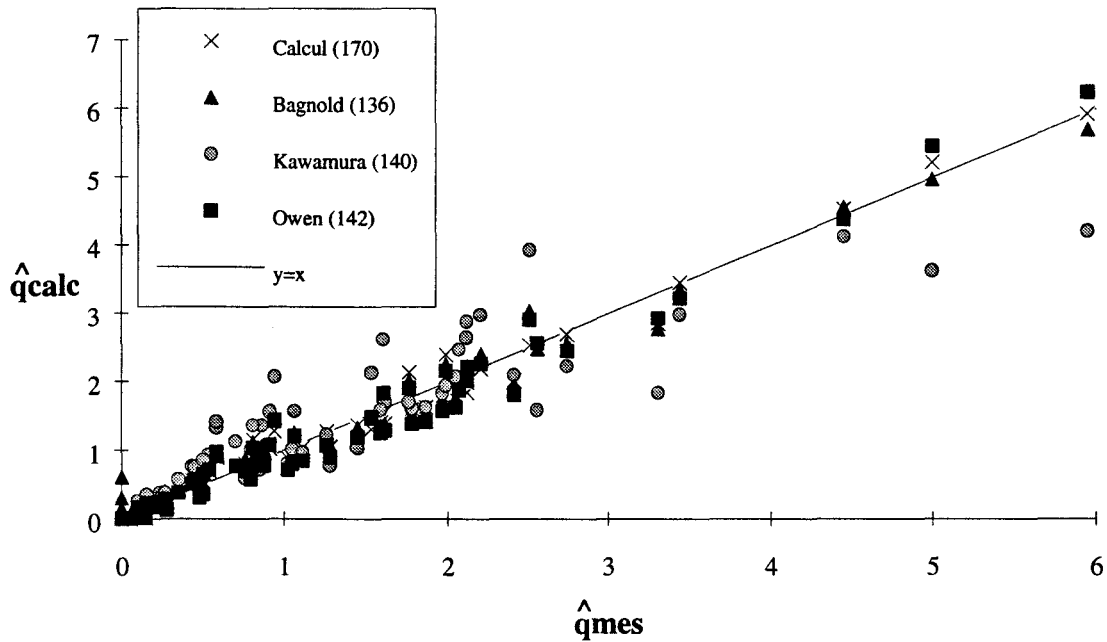


Figure 2.70 : Comparaison du modèle obtenu avec ceux de Bagnold [1], Kawamura [9] et Owen [7].

7. COMPARAISON AVEC LE TRANSPORT SOLIDE DANS L'EAU.

Il existe de nombreux modèles concernant le transport de particules solides dans l'eau. Il est intéressant de comparer ces modèles avec ceux précédemment décrits pour l'air. Bagnold [1] et [6] a réalisé des études comparatives entre le transport solide dans l'eau et dans l'air. Ces études concernent la vitesse limite d'envol [1] et le débit solide [6].

7.1. Les différences entre l'eau et l'air.

Bagnold, Anderson, Iversen [58]... ont expliqué que la différence entre les comportements dans chaque milieu porteur (gaz ou liquide) est essentiellement dues aux masses volumiques très différentes. Dans le cas de l'air, le rapport des masses volumiques $\frac{(\rho_p - \rho)}{\rho}$ est de l'ordre de 2000. Le processus de transport est alors dominé par les impacts.

Les effets d'inertie sont très importants et les vitesses relatives sont élevées. Dans ce cas, un grain peut parcourir plusieurs centaines de fois son diamètre [6].

Dans l'eau, le rapport des masses volumiques $\frac{(\rho_p - \rho)}{\rho}$ est de l'ordre de 1,6. Les effets d'inertie sont faibles, les vitesses relatives sont également faibles ce qui implique que la traînée est faible et que les trajectoires sont plus courtes. Les impacts ne modifient pas le lit, les grains se déposent simplement.

La différence entre les viscosités cinématiques n'est pas prépondérante. En dehors de ces différences, les mécanismes de saltation sont les mêmes.

7.2. Vitesse limite d'envol.

D'après Lebreton [5], la vitesse limite d'envol est obtenue à partir de la condition $\frac{F_p}{P} = 1$ (P comprend le terme d'Archimède) qui permet d'établir un critère $\Theta = f(R_{f*})$ où $\Theta = A_{f*}^2 = \frac{\tau^*}{(\rho_p - \rho)gD_p}$, τ^* étant la contrainte de cisaillement à la limite de l'envol. Ce critère est dit de Shield, Il existe également le critère de Yalin $\Theta = f(Y)$ où $Y = \frac{R_{f*}}{\sqrt{\Theta}} = \frac{R_{f*}}{A_{f*}} = (\tilde{D}_p)^{\frac{3}{2}}$.

7.2.1. Résultats expérimentaux dans l'eau.

Les résultats présentés sur la figure 2.71 sont issus des travaux de Lebreton [5]. Ils ont été obtenus lors de mesure sur des grains de masse volumique compris entre 1060 kg/m³ (Ambre) et 4250 kg/m³ (Baryte). Beaucoup de mesures ont été effectuées pour le sable (2650 kg/m³). Ces résultats sont donnés en représentation de Shield.

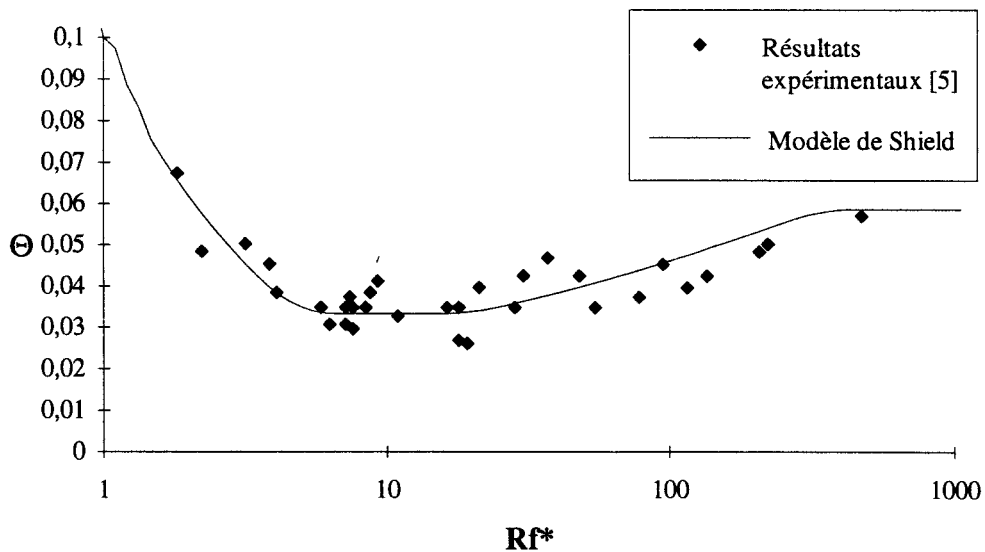


Figure 2.71 : Représentation du critère de Shield $\Theta = f(R_{f*})$.

On peut constater que pour des R_{f*} supérieurs à 10, Θ augmente, alors que pour Bagnold [1] A_{f*} restait constante lors de ses prévisions pour l'eau. A l'aide de ce critère, un calcul simple permet de montrer que pour D_p de l'ordre de 0,4 mm, il y a un rapport de 10 sur les $u_{\tau*}$ entre l'eau et l'air. Dans l'eau, les vitesses de frottement limite d'envol étant faibles, les vitesses d'écoulement lors de mouvements de particules seront également faibles. Ceci explique la valeur faible de la vitesse relative des particules.

Si on effectue le changement de variables $\tilde{D}_p = \left(\frac{R_{f*}^2}{\Theta} \right)^{1/3}$ et $\tilde{u}_{\tau*} = (R_{f*}\Theta)^{1/3}$, on peut

tracer dans la représentation normalisée les résultats expérimentaux, ainsi que le modèle de Shield représenté par les pointillés (Figure 2.72). On a également tracé la meilleure corrélation du type de celle obtenue pour l'air (équation (97)). On trouve ici :

$$\tilde{u}_{\tau*} = 64 \tilde{D}_p^{0,043} + 31,65 \tilde{D}_p^{-0,118} - 94,25 \quad (171)$$

Cette corrélation est valable à partir de $\tilde{D}_p = 8$ et permet une bonne représentation des points expérimentaux. On rappelle que $\tilde{D}_p = 8$ correspond sensiblement à $R_{f*} = 3$ et qu'il s'agit de mouvement de saltation uniquement.

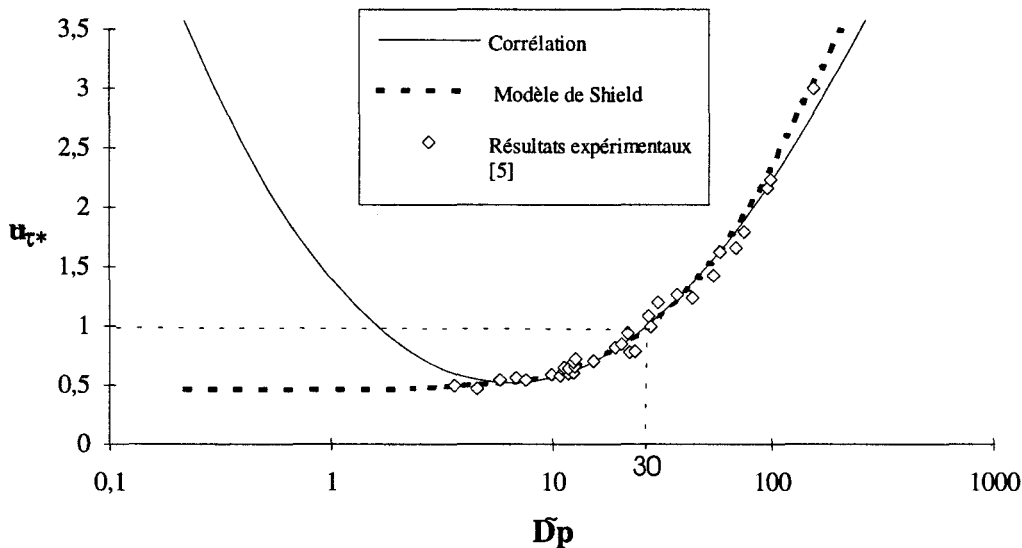


Figure 2.72 : Vitesse limite d'envol pour l'eau en représentation normalisée.

D'après le modèle de Shield, il semble que dans l'eau au lieu d'avoir une tranche granulométrique qui s'envole pour une vitesse $\tilde{u}_{\tau*}$ donnée, ce sont toutes les particules de taille inférieure à celle donnée par le modèle qui vont s'envoler. Par exemple, pour $\tilde{u}_{\tau*} = 1$ on a $\tilde{D}_p = 30$ et donc toutes les particules dont le diamètre \tilde{D}_p est inférieur à 30 sont susceptibles de s'envoler. Ceci indique que, dans l'eau, des particules s'envolent plus facilement que dans

l'air. Ce phénomène ne s'explique pas clairement. On a trouvé plusieurs interprétations à ce résultat :

- les forces d'électricité statique, due au frottement de l'air, retiendraient les particules sur le lit. Dans l'eau, ces forces sont inexistantes. Cette explication est contredite par des résultats expérimentaux obtenus dans l'air avec des billes métalliques [17],

- les vitesses d'écoulement dans l'air, pour faire voler un grain, sont plus élevées que dans l'eau. Ces vitesses peuvent provoquer un tassement du matériau dans le sens de l'écoulement. Il faut alors un effort, dû à l'agitation tourbillonnaire, très important pour faire voler une particule. Par contre, dans l'eau, un mouvement lent pourra mettre en mouvement des grains, les masses volumiques du matériau et du fluide porteur étant peu différentes.

Cette explication semble la plus rationnelle dans la mesure actuelle des connaissances, ce phénomène pouvant être lié aux structures tourbillonnaires.

7.2.2. Essais en soufflerie dépressurisée.

White [15] et Iversen [17] ont travaillé en soufflerie dépressurisée à des pressions variant de 500 Pa à 1 atm pour White et de 300 Pa à 1 atm pour Iversen. Ces travaux ont été réalisés pour étudier et estimer le déplacement de poussière sur Mars et par extrapolation pour Iversen sur Venus. A partir des travaux ci-dessus, on a pu ici, par mesure sur les graphes, estimer la valeur de la vitesse limite d'envol à 500 Pa (en soufflerie) qui correspond à une masse volumique de 0,011 Kg/m³ (ce qui est l'ordre de grandeur de la masse volumique de l'atmosphère martienne). On a pu obtenir 10 points représentés sur la figure 2.73. On a également établi une corrélation similaire à celle pour l'air à 1 atmosphère :

$$\tilde{u}_{\tau*} = 6,84 \tilde{D}_p^{0,043} + 2,15 \tilde{D}_p^{-0,118} - 8,75 \quad (172)$$

Cette corrélation est représentée par un trait fin sur la figure 2.73 et comparée à l'équation (94), obtenue à la pression atmosphérique, représentée par le trait épais.

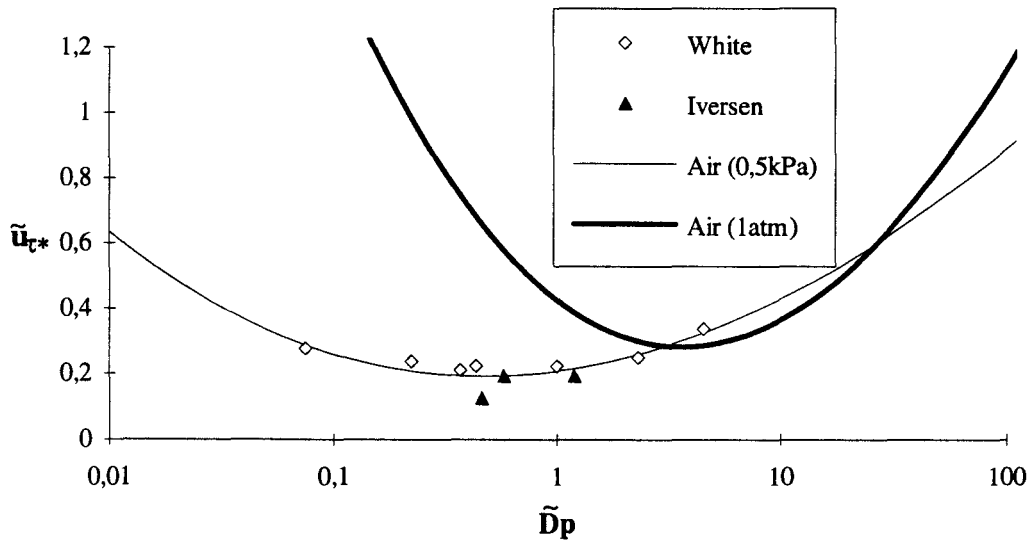


Figure 2.73 : Vitesse limite d'envol à 500 Pa en représentation normalisée.

A partir de ces résultats, on a cherché une loi du type :

$$\tilde{u}_{\tau^*} = -32,5F_1 + 22,71F_2 \tilde{D}_p^{0,043} + 10,23F_3 \tilde{D}_p^{-0,118} \quad (173)$$

calée sur toutes les données décrites précédemment, pour l'eau, l'air à la pression atmosphérique et à 500 Pa. De plus, comme l'a fait Iversen [17], on a extrapolé ces résultats à la planète Vénus dont la masse volumique de l'atmosphère vaut 65 kg/m^3 . Les courbes déterminées par (173) sont représentées sur la figure 2.74 pour l'eau et pour l'air sur Mars, Vénus et la Terre. F_1 , F_2 et F_3 sont des fonctions de $\tilde{\rho} = \rho / \rho_{\text{ref}}$ ayant la forme $F_n = a + b \tilde{\rho}^n$ avec a , b et n données dans le tableau 2.7 et ρ_{ref} la masse volumique de l'air à 1 atm et 20°C .

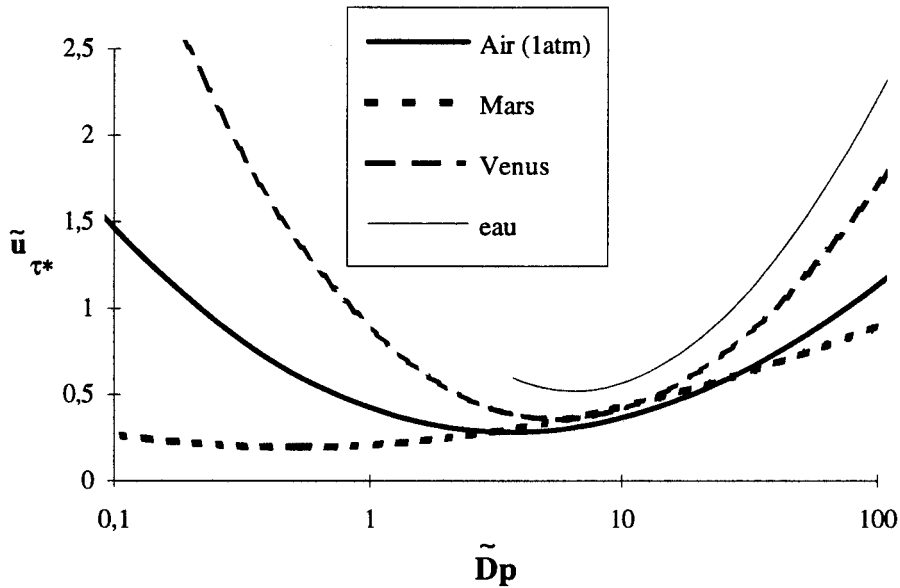


Figure 2.74 : Courbes représentant l'équation (173) pour l'eau et l'air sur Mars, Vénus et la Terre.

Iversen, dans son extrapolation, avait trouvé le même type de résultats pour \tilde{D}_p inférieur à 20 et une seule courbe pour \tilde{D}_p supérieur à 20. N'ayant pas fait intervenir les résultats dans l'eau, on peut estimer que son interprétation pour les gros diamètres est moins satisfaisante.

	F_1	F_2	F_3
a	-1,772	-1,683	-1,8134
b	2,925	2,833	2,969
n	0,07	0,0695	0,075

Tableau 2.7 : Constantes a, b, n des trois fonctions F_n .

On peut constater que les coefficients a, b et n des trois fonctions F_n sont du même ordre de grandeur et donc pressentir une homothétie entre l'évolution de la vitesse limite pour les différents fluides porteurs. Le choix d'une seule fonction F_n n'a pas permis d'aboutir à un résultat.

Une exploitation plus poussée des résultats expérimentaux de Iversen permet de valider un peu mieux l'équation (173). Iversen a fait des essais sur des particules de 76,88 μm et 153,75 μm de diamètre et 1100 kg/m^3 de masse volumique en soufflerie pressurisée avec du CO_2 comme fluide porteur. Sur ces courbes, il donne A_{f^*} en fonction de R_{f^*} et les valeurs extrêmes de la pression et de la masse volumique. En faisant les hypothèses que :

- les essais sont effectués à température constante,

- le CO₂ se comporte comme un gaz parfait,

- la viscosité dynamique suit une loi $\mu = k T^{0,5}$, on peut tracer l'évolution de \tilde{u}_{τ^*} en fonction de \tilde{D}_p pour plusieurs valeurs de $\tilde{\rho}$ (figure 2.75).

Le diamètre 76,88 μm a été étudié expérimentalement pour $363 \leq P \leq 8790 \text{ Pa}$ et $6,86 \cdot 10^{-3} \leq \rho \leq 0,168 \text{ kg/m}^3$, le diamètre 153,75 μm a été étudié pour $295 \leq P \leq 8792 \text{ Pa}$ et $5,61 \cdot 10^{-3} \leq \rho \leq 0,166 \text{ kg/m}^3$.

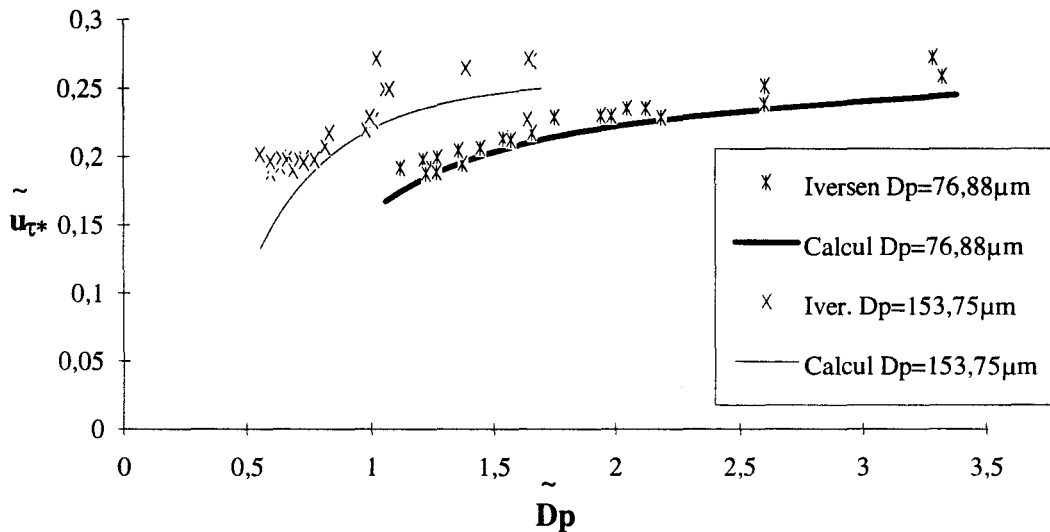


Figure 2.75 : Vitesse limite d'envol à pression variable en représentation normalisée.

Cette figure montre que les résultats expérimentaux de Iversen et le modèle donné par l'équation (173) suivent sensiblement la même évolution, les faibles écarts pouvant être liés aux problèmes de saisie des points expérimentaux et de calcul de la masse volumique.

7.3. Débit solide.

L'érosion a été étudiée par Bagnold de façon déterministe afin de définir les conditions initiales de mise en mouvement d'une particule. Un modèle pour le débit solide dans l'eau a été établi par Einstein. Ce modèle présente plutôt un point de vue stochastique, c'est-à-dire qui prend en compte les probabilités d'envol.

Cette partie décrit l'interprétation probabiliste des expériences liées au transport solide de matériaux. Cette interprétation est basée sur la théorie des probabilités : il s'agit de la méthode d'Einstein. Alquier [59] et Lebreton [5] ont décrit la totalité de cette théorie dans le cas du transport dans les canaux. Akiyama et Miyamoto [60] ont utilisé ces résultats pour l'étude de l'érosion sur un bac placé dans une soufflerie avec une méthode de correction, liée à la dénivellation du bac par rapport au fond et à la présence d'une paroi devant le lit, qui n'a pas d'intérêt pour cette étude.

7.3.1. Modèle d'Einstein.

Pour définir le modèle d'Einstein, il est nécessaire d'émettre quelques hypothèses :

- la probabilité pour qu'une particule soit mise en mouvement ne dépend pas de son histoire mais uniquement de sa géométrie,
- une particule est mise en mouvement dès que la force de portance est supérieure à son poids, $\frac{F_p}{P} \geq 1$. La traînée est négligée à cause de la proximité de la paroi,
- une fois la particule en mouvement, la probabilité qu'elle retombe est égale en tout point de l'écoulement. Cette hypothèse est très importante en mouvement par saltation.

L'idée générale de cette méthode est de considérer la portance F_p contribuant à l'envol d'un grain comme étant fluctuante :

$$F_p = \bar{F}_p + F'_p \quad (174)$$

où \bar{F}_p est la valeur moyenne de F_p et F'_p est une fluctuation en général petite devant \bar{F}_p et telle que $\overline{F'_p}$ soit nulle.

La condition de mise en mouvement devient :

$$\eta = \frac{F_p}{\bar{F}_p} \geq \frac{P}{\bar{F}_p} \quad (175)$$

où η est une variable aléatoire. D'après les travaux de Einstein, η est stationnaire et gaussienne. Einstein et El Sammi [4] ont étudié η pour des particules sphériques et dans un arrangement hexagonal, ils ont obtenu l'écart type $\sigma = 0.364$. Ainsi, la probabilité qu'à un instant quelconque un grain se déplace est :

$$P_s = \int_{\frac{P}{\bar{F}_p}}^{\infty} f(\eta) d\eta \quad (176)$$

où $f(\eta)$ est la densité de probabilité de η .

Soit un intervalle de temps T grand devant les périodes de fluctuation turbulente, l'événement $\frac{F_p}{P} \geq 1$ va se produire N fois sur cet intervalle de temps. Sur la période T , les plus grandes fluctuations de F_p ont pour période t_s , on admet que ce sont elles qui déclenchent le départ des particules. L'événement départ d'un grain est donc identique à l'événement apparition d'une fluctuation de période t_s .

Le débit solide q_s se met sous la forme $\frac{Nm}{lT}$, m étant la masse d'une particule et l la

largeur du lit, la difficulté étant la détermination de N . La théorie probabiliste permet d'écrire $N = P_s \frac{T}{t_s} \frac{lL^4}{\pi D_p^2}$, L étant la longueur du lit.

La théorie d'Einstein, dans le cas du mouvement par saltation, est basée sur le fait que chaque particule parcourt des bonds de longueur moyenne égale, ne dépendant que du diamètre, notée $\lambda_0 D_p$. Soit P_n la probabilité pour qu'un grain se détache au moins n fois durant la période T . Ce grain parcourt la distance $n\lambda_0 D_p$. Le nombre moyen de particules traversant une surface de longueur $\lambda_0 D_p$ et de largeur unité, franchissant une distance au moins égale à $n\lambda_0 D_p$, est $P_n \frac{4\lambda_0}{\pi D_p^2}$.

Le débit solide s'obtient en faisant la somme de tous les grains qui traversent une surface de hauteur infinie et de largeur unité :

$$q_s = \frac{m}{T} \frac{4\lambda_0}{\pi D_p^2} \sum_{n=1}^{\infty} P_n \quad (177)$$

Le modèle sera défini par la connaissance de λ_0 , T , P_n . L'hypothèse d'Einstein consiste à poser $T = A_1 \frac{D_p}{U_c}$ où U_c est la vitesse maximale de chute, A_1 est une constante, ce qui donne :

$T = A_2 \left(\frac{D_p}{\gamma_p} \right)^{\frac{1}{2}}$. A_2 par l'intermédiaire du coefficient de traînée, est une fonction du nombre de Reynolds $\frac{U_c D_p}{\nu}$

On pose :

$$\Phi = q_s \left(\frac{\rho}{g[(\rho_p - \rho)D_p]^3} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (178)$$

afin d'obtenir : $\sum_{n=1}^{\infty} P_n = A_{sa} \Phi$ avec $A_{sa} = \frac{3}{2} \frac{A_2}{\lambda}$. Einstein effectue alors le calcul de $\sum_{n=1}^{\infty} P_n$

comme suit : soit P_1 la probabilité pour qu'il y ait au moins un détachement d'une particule pendant la période T . Il en déduit $P_n = P_1^n$ et comme $P_1 \ll 1$, il obtient $\sum_{n=1}^{\infty} P_n = \frac{P_1}{1 - P_1}$. La

formule $P_n = P_1^n$ est inexacte sur le plan des probabilités. En fait, dans ce cas, P_n est la

probabilité d'au moins n bonds sur la période nT. Ce qui introduit une incertitude sur la période de l'événement.

Einstein confond alors la probabilité d'avoir au moins un détachement sur la période T et celle de cet événement à un instant quelconque :

$$P_1 = 1 - \int_{-(a+1)}^{a-1} f(\eta') d\eta' \quad (179)$$

η' est une variable aléatoire $\eta' = \frac{F'_p}{\bar{F}_p}$ et $f(\eta')$ sa densité de probabilité, a représente $\frac{P}{\bar{F}_p}$ qui est égal à $B_{sa} \frac{\gamma_p D_p}{u_\tau^2}$ noté $B_{sa} \Psi$ où B_{sa} est une constante. On retrouve $\Psi = \frac{1}{A_f^2}$.

La forme finale de l'équation d'Einstein, obtenue après simplification par l'approximation de la loi binomiale, est :

$$\frac{A_{sa} \Phi}{1 + A_{sa} \Phi} = 1 - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-(B_{sa} \Psi + 1/\eta_0)}^{B_{sa} \Psi - 1/\eta_0} e^{-t^2} dt \quad (180)$$

A_{sa} , B_{sa} et η_0 sont des constantes déterminées expérimentalement. Einstein propose $A_{sa} = 43,5$, $B_{sa} = 0,143$ et $\eta_0 = 0,5$. On peut observer une représentation de $\Phi = f(\Psi)$ sur la figure 2.76.

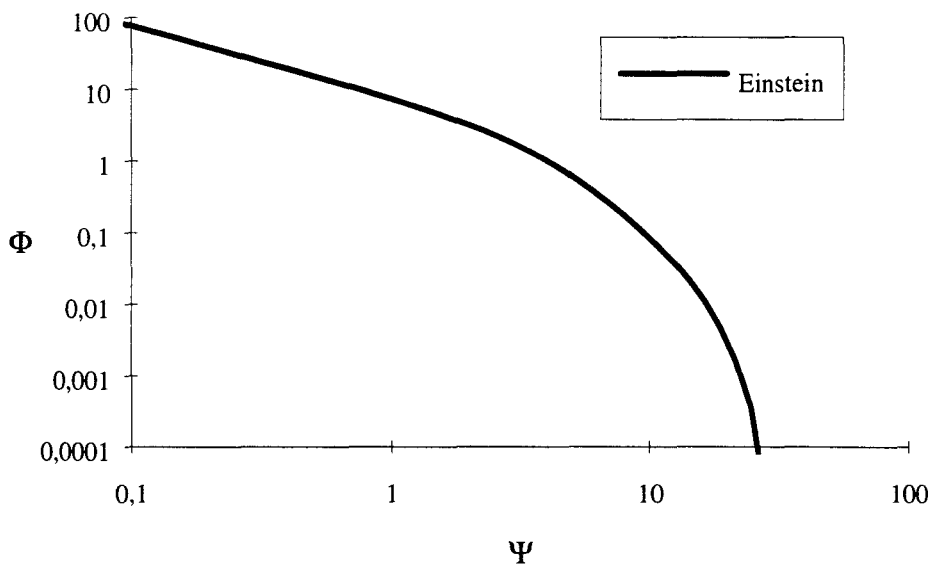


Figure 2.76 : Evolution de Φ en fonction de Ψ permettant de déterminer le débit solide dans l'eau par la méthode d'Einstein [5].

D'après Lebreton [5], la loi d'Einstein, précurseur dans ce domaine, donne une bonne représentation du débit solide dans l'eau. On trouve dans la littérature d'autres modèles

proches de celui-ci mais simplifiés, par exemple la formule de Brown $\Phi = \frac{1}{40} \left(\frac{1}{\Psi} \right)^3$. On retrouve ici la puissance 3 de Bagnold.

Bagnold [6] a mis en évidence l'influence de la pression hydrostatique sur le débit solide dans l'eau. Il a montré à partir de résultats expérimentaux que le débit varie avec la profondeur du canal p_c selon une loi $p_c^{-\frac{2}{3}}$.

7.3.2. Adaptation à l'air.

Akiyama & Miyamoto [60] ont effectué des essais en soufflerie sur l'envol de matière dans un écoulement d'air avec et sans protection du lit par une paroi solide. Ils ont utilisé la formule d'Einstein avec les constantes $A_{Sa} = 27$, $B_{Sa} = 0,156$ et $\eta_0 = 2$. On peut comparer ce modèle avec ceux de Bagnold [1] et Kawamura [9] (figure 2.77).

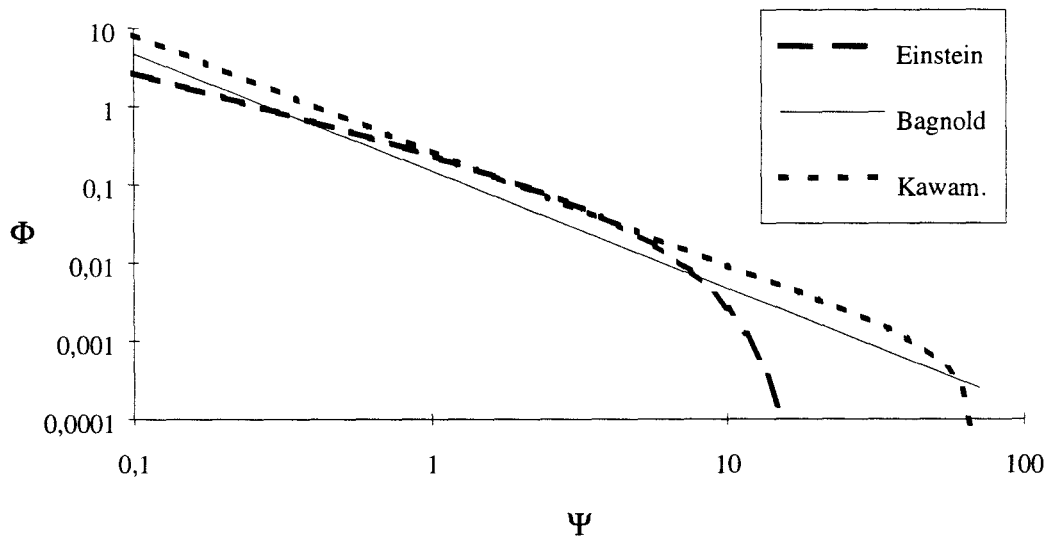


Figure 2.77 : Comparaison des modèles déterministes [1], [9] et stochastique [5].

On peut constater que pour de petites valeurs de Ψ (donc de grandes valeurs de u_τ), les trois modèles ont une évolution assez similaire. Les écarts sont dus au non ajustement des constantes des différents modèles. Ce qui n'est pas le cas pour les vitesses de frottement faibles (pour les grandes valeurs de Ψ). On observe, cependant, une ressemblance entre les modèles d'Einstein et de Kawamura.

La théorie d'Einstein semble très complète, seules quelques hypothèses paraissent trop fortes [5]. On trouve dans la littérature des modèles dérivés de celui-ci. Pour l'érosion éolienne, le modèle d'Einstein semble assez proche de ceux couramment utilisés (Bagnold ou Kawamura).

A partir des points expérimentaux relevés dans la littérature et décrits au paragraphe 6.3, on a également cherché à valider le modèle d'Einstein pour l'air.

On a utilisé la formule (180) en optimisant les constantes A_{sa} , B_{sa} et η_0 . On a obtenu $A_{sa} = 170$, $B_{sa} = 0,012$ et $\eta_0 = 10$, ces constantes sont différentes de celle de Akiyama & Miyamoto [60] (leurs essais ont été réalisés en présence d'un obstacle devant le lit de matière). On peut voir sur la figure 2.78 $\Phi = f(\Psi)$ comparé aux résultats de la littérature pour tous les diamètres considérés.

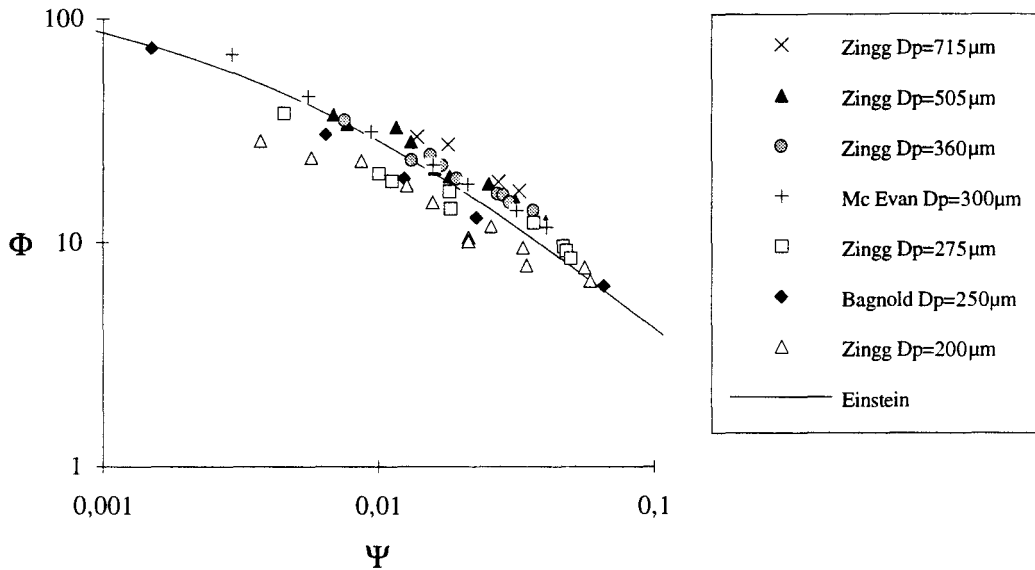


Figure 2.78 : Comparaison entre le modèle d'Einstein et les résultats de la littérature.

Bien que les échelles soient logarithmiques, on constate une bonne représentation des résultats de la littérature. Pour plus de précision, on a tracé, sur la figure 2.79, Φ calculés en fonction de Φ mesurés.

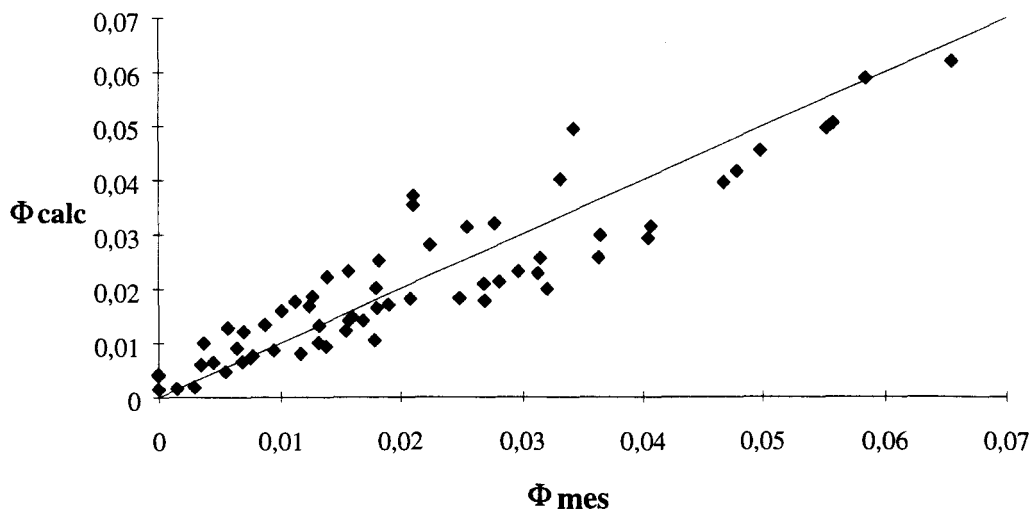


Figure 2.79 : Comparaison des débits sans dimension Φ calculés et mesurés.

Les débits calculés par le modèle d'Einstein représentent assez bien les débits des divers auteurs. Il reste à comparer ces résultats au modèle décrit au paragraphe 6.3. Cette comparaison est représentée en variable $\hat{q}_s = \frac{q_s g}{\rho u_{\text{tref}}^3}$ sur la figure 2.80.

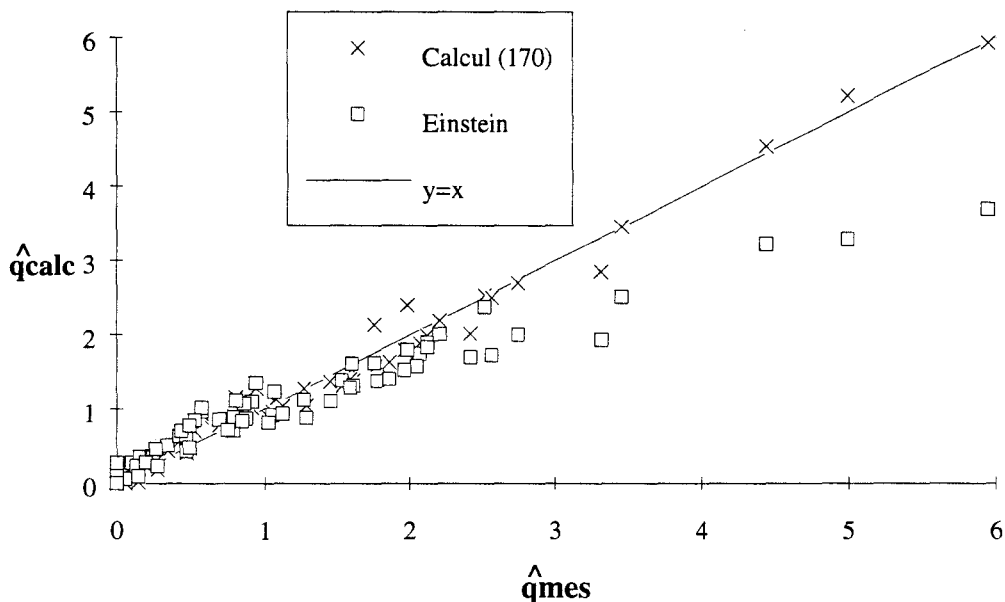


Figure 2.80 : Comparaison des débits sans dimension $\hat{q}_s = \frac{q_s g}{\rho u_{\text{tref}}^3}$ calculés et mesurés.

On peut constater que le modèle d'Einstein adapté à l'air donne de bons résultats pour les faibles débits. Lorsque le débit augmente le calcul diverge un peu. Les résultats obtenus à l'aide de l'équation (170) donnent de meilleurs résultats.

Troisième partie :

**VALIDATION
EXPERIMENTALE**

Dans la partie précédente, on a proposé des modélisations de la vitesse limite d'envol, des trajectoires de particules et le débit solide dans une couche limite turbulente. On présente dans cette troisième partie, des validations expérimentales de ces modèles. On y présente également un outil et des méthodes développés pour permettre la détermination permettant de déterminer les caractéristiques d'érosion de matériaux industriels.

Dans une première section, on présente le banc d'essais et sa caractérisation. On étudie ensuite le type d'écoulement qui agit sur les particules lors des envols. Cet écoulement correspond, pour chaque diamètre étudié, à une couche limite turbulente en régime rugueux intermédiaire. Ce choix est différent de celui rencontré habituellement dans la littérature où les divers auteurs ont déséquilibré la couche limite afin d'obtenir un régime pleinement rugueux (paragraphe 4.1.1 de la deuxième partie).

La section suivante présente les modifications qui ont été apportées au banc pour étudier l'érosion éolienne ainsi que les trois procédures concernant les trois types d'essais que l'on veut effectuer. Pour la vitesse limite d'envol, on réalise une montée en vitesse quasi-stationnaire et une détection optique des premiers envols. On effectue suffisamment de détections pour pouvoir faire des statistiques sur les vitesses limites d'envol. Les trajectoires sont filmées à l'aide d'une caméra vidéo et reconstituée à l'aide d'un logiciel de digitalisation et de traitement d'images. On en déduit des dimensions caractéristiques de sauts permettant de valider le modèle numérique. Les débits solide sont mesurés à l'aide d'une sonde de captation permettant d'extraire de la matière de l'écoulement chargé (sans le perturber) pendant un temps donné.

Une dernière section regroupe tous les résultats de ces essais. On a également mis en évidence le fait que la contrainte à la paroi reste de l'ordre de la contrainte à la limite de l'envol en présence d'une couche de saltation. l'ensemble des résultats obtenus sert de validation au divers modèles proposés dans la deuxième partie.

1. INSTALLATION EXPERIMENTALE.

Pour pouvoir caractériser les phénomènes d'envol d'un type de particules, il est nécessaire de créer un écoulement bidimensionnel à proximité d'une paroi. Dans la deuxième partie, on a présenté les caractéristiques d'une couche limite turbulente sans gradient de pression correspondant à ce type d'écoulement. On a réalisé, ici, une soufflerie spécifique pour obtenir cet écoulement.

1.1. La soufflerie.

Le banc d'essai utilisé pour cette étude est conçu autour d'une soufflerie subsonique, de type Eiffel (annexe 2).

Sa longueur totale est de 13,20 mètres. Elle est composée, dans l'ordre, des éléments suivants :

- un convergent,
- une veine d'essais,
- un divergent,
- un ventilateur.

1.1.1. Description des principaux éléments de la soufflerie.

a) Le convergent (Ouïe d'aspiration).

La section d'entrée du convergent est munie d'un filtre à 300 μm , d'un nid d'abeille (50 mm d'épaisseur, alvéoles de 6 mm) et d'un grillage dont la taille des mailles est de 1 mm. Ce dispositif permet de contrôler la stabilité de l'écoulement en limitant la rotation du fluide et d'obtenir un écoulement exempt de grosses poussières dans la veine.

Les caractéristiques du convergent sont données ci-dessous :

- section d'entrée 2 m x 1,97 m équipée en périphérie d'un bourrelet de section semi-circulaire qui évite le décollement du fluide aspiré,
- rapport de contraction 16,75 (rappelons qu'un convergent convenable a un rapport de contraction supérieur à dix),
- longueur 1 mètre.

On considère que la perte de charge de l'ensemble convergent-filtre-nid d'abeille-grillage est négligeable devant celle du divergent et de son filtre.

b) La veine d'essais.

Les dimensions de la veine d'essais sont :

- longueur totale 5,7 m,
- largeur 0,5 m,
- hauteur 0,47 m.

La vitesse est variable de 0 à 25 m/s. On distingue trois zones d'étude d'une longueur de 0,6 m chacune :

- une en début de veine dans laquelle la couche limite est peu développée (cette zone pourra servir pour l'étude d'écoulement autour d'obstacle),
- une zone intermédiaire à trois mètres du début de veine qui permet de contrôler l'établissement de la couche limite turbulente,

- une zone de mesure en fin de veine dans laquelle la couche limite est turbulente établie.

c) Le divergent.

Un divergent de longueur 3,65 mètres, en acier inoxydable, convertit la section de la veine en une section carrée dont les côtés sont égaux au diamètre du ventilateur. Son angle au sommet est voisin de 10°.

La section de sortie du divergent est munie d'un filtre de captation de section 1,1 x 1,1m, (filtre Média-Filtrant 15 microns). Ce filtre permet d'obtenir une meilleure stabilité de l'écoulement et évite ainsi la mise en rotation par le ventilateur de l'écoulement dans la veine. La présence du filtre limite la vitesse d'écoulement à 18 m/s dans la veine.

d) Le ventilateur.

Le ventilateur est de type axial à calage de pales réglable, la roue est équipée de 8 pales. Il est entraîné par un moteur de 15 kW dont la vitesse de rotation est réglée à l'aide d'un variateur de fréquence (gamme de fonctionnement : 0 à 100 Hz, limitée à 60 Hz pour éviter l'usure du moteur) permettant d'obtenir une plage de vitesse dans la veine de 0 à 25m/s (0 - 50 Hz).

Devant ce système, une pièce de liaison a été mise en place pour transformer la section rectangulaire du divergent en une section circulaire égale à la section d'entrée du ventilateur.

Toute la soufflerie est montée sur plots anti-vibratoire. De plus, situé entre la pièce de liaison et le ventilateur, un joint souple diminue la propagation des vibrations du moteur vers l'amont.

Le débit maximum est de 43200 m³/h pour un Δp de 400 Pa au calage maximum des pales. La vitesse de rotation à 50 Hz est de 1000 tr/mn.

Pour obtenir un Δp compensant les pertes de charge de la soufflerie complète (supérieures à 400 Pa), on utilise un calage des pales à mi-course. A ce point de fonctionnement, le débit est de 22000 m³/h.

1.1.2. La plaque plane.

La paroi inférieure de la veine d'essai fait office de plaque plane. Elle est en acier inoxydable poli. Son épaisseur est de 2 mm. Elle est équipée de raidisseurs afin de limiter les vibrations.

On définit un repère orthonormé direct de la façon suivante :

- Ox : axe parallèle à la paroi dans le sens de l'écoulement,
- Oy : axe ascendant normal à la paroi,
- Oz : axe parallèle à la paroi et normal à l'écoulement. O est l'origine prise à l'entrée de la veine sur la plaque plane au milieu de celle-ci.

Afin de rendre la couche limite turbulente dès le début de la plaque plane, une baguette de cuivre de 2 mm de diamètre et une bande de papier de verre (hauteur maximale des grains 710 μm) de 50 mm de large sont collées l'une derrière l'autre sur la paroi du convergent. On considère que ce système de déclenchement est positionné à l'origine du repère 0.

1.2. Caractérisation de la couche limite.

La caractérisation de la couche limite est effectuée à l'aide d'un anémomètre à fil chaud simple permettant de mesurer les profils de vitesse moyenne et d'intensité des fluctuations de vitesse longitudinale.

1.2.1. Instrumentation.

Les divers sondages de l'écoulement sont réalisés à l'aide d'une sonde Dantec référencée 55P14. Sa partie sensible est un fil de 5 μm de diamètre et de 1 mm de long.

Cette sonde est installée sur un porte-sonde coudé traversant le hublot de la paroi supérieure de la veine d'essai. L'exploration de la couche limite (selon Oy) est assurée par un système de déplacement électrique, précis à 1/100 mm.

Le fil chaud est utilisé avec un pont d'anémométrie à température constante de marque DISA et de type 56C12. Une sonde de compensation en température a été placée dans l'écoulement afin de minimiser l'effet des dérives thermiques du milieu ambiant. Elle est référencée TC1 chez Dantec. Cette sonde est solidaire du porte-sonde et se situe dans le même plan horizontal que le fil chaud.

Un étalonnage minutieux de la chaîne est essentiel pour avoir des mesures très précises.

1.2.2. Procédure d'étalonnage du fil chaud.

En premier lieu, la sonde est placée dans l'écoulement (selon Ox) en un point où la vitesse moyenne est connue. Cet écoulement est obtenu au milieu de la veine d'essai de la soufflerie ($y = 0,235$) où le taux de turbulence est le plus faible. L'intérêt de ce procédé réside dans le fait que les conditions expérimentales des sondages sont identiques à celles de l'étalonnage.

a) Position de la sonde par rapport à la paroi.

Afin d'éviter un contact du fil chaud avec la paroi, ce qui pourrait le détériorer, on effectue un changement de repère selon l'axe Oy . Soit ε le décalage de la paroi fictive par rapport à la paroi réelle (figure 3.1a et 3.1b), l'ordonnée réelle du fil chaud est égale à $y + \varepsilon$.

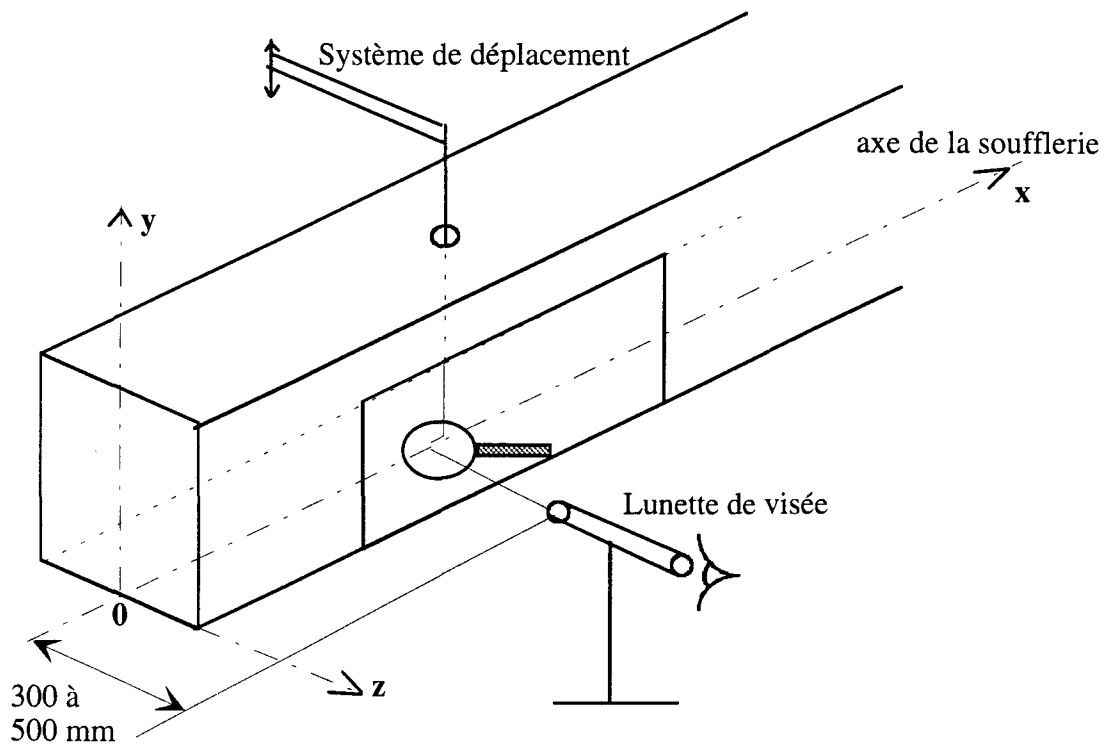


Figure 3.1a : Représentation de la soufflerie instrumentée.

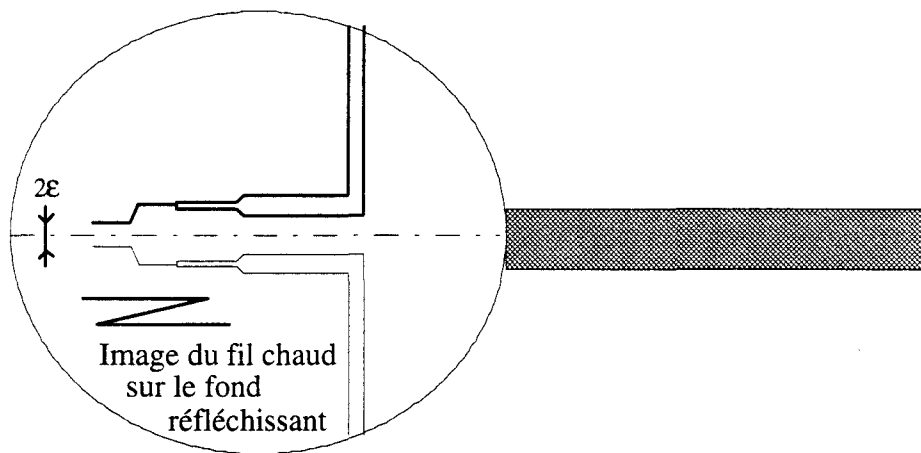


Figure 3.1b : Estimation du décalage d'origine selon Oy .

On fixe le zéro du système de déplacement à une hauteur ε qui a été mesurée à l'aide d'une lunette de visée. On estime la distance entre les broches auxquelles le fil est soudé et la paroi. La précision de la lunette est de $1/10$ mm.

On trouve ε de l'ordre de $0,45 \text{ mm} \pm 0,2 \text{ mm}$. On estime, de la façon suivante, l'erreur maximale de lecture de la mesure :

- 0,1 mm dû à la précision de la lunette,
- 0,1 mm dû à l'évaluation de la position du fil sur ses broches.

La détermination correcte du décalage permet de retrouver les lois de paroi de la couche limite turbulente et d'obtenir la vitesse de frottement u_τ .

b) Etalonnage du fil chaud.

Un premier tube de pitot, fixé sur la paroi supérieure de la veine, permet de mesurer la vitesse de référence. Dans un premier temps, un deuxième tube de pitot est utilisé pour déterminer la vitesse, en un point précis en milieu de veine, en fonction de la référence pour plusieurs valeurs de 1 m/s à 25 m/s.

L'anémomètre à fil chaud délivre une tension de sortie fonction de la vitesse du fluide. La deuxième phase consiste à remplacer le pitot par le fil chaud et à relever la tension pour chaque vitesse de référence précédemment définie.

La courbe d'étalonnage obtenue suit une loi de King de la forme :

$$E^2 = A + B u^n \tag{181}$$

où E est la tension et u la vitesse. Un exemple de courbe d'étalonnage est donné sur la figure 3.2. Les valeurs des constantes sont : $E_0 = \sqrt{A} = 1,1469$, $B = 0,78425$, $n = 0,437$.

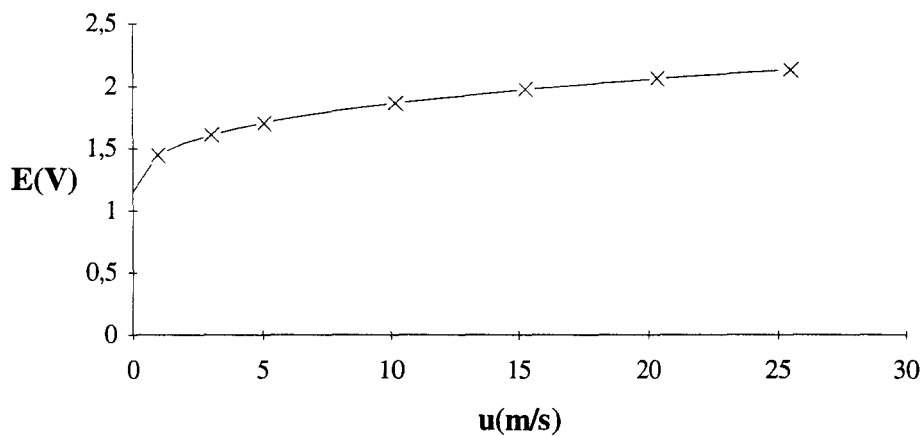


Figure 3.2 : Exemple de courbe d'étalonnage du fil chaud.

Les croix représentent les tensions mesurées et le trait continu la tension calculée par la loi de King pour différents points de vitesse.

La sonde étant étalonnée, on peut procéder à la qualification de la veine.

1.2.3. Détermination du taux de turbulence.

L'anémométrie à fil chaud simple permet de mesurer la vitesse moyenne et la valeur efficace de la fluctuation longitudinale $\sqrt{u'^2}$ en un point donné. Pour ce faire, on utilise la pente de la loi de King (181) précédemment définie :

$$\sqrt{u'^2} = \frac{2E(u)^{1-n}}{nB} \sqrt{e'^2} \quad (182)$$

$\sqrt{e'^2}$ est la valeur efficace de la fluctuation de tension liée à la réponse du fil chaud à la turbulence.

On calcule le taux de turbulence en milieu de veine en divisant l'intensité de turbulence par la vitesse moyenne obtenue à l'extérieur de la couche limite u_e .

1.3. Qualification de la veine.

On a vérifié au pitot que l'écoulement est bien à deux dimensions : la vitesse moyenne extérieure à la couche limite reste constante lorsque l'on déplace le pitot suivant les axes Oy et Oz, jusqu'à une certaine distance de la paroi correspondant à l'épaisseur de la couche limite.

1.3.1. Le gradient de vitesse longitudinale.

Afin de contrôler le gradient de vitesse longitudinale de la veine, on a équipé les hublots de prises de pression statique reliées à des micro-manomètres. Les pressions statiques étant converties en vitesse à l'aide du théorème de Bernoulli :

$$u_e^2 = \frac{g}{r} 2 \cdot 10^{-3} h_{\text{eau}} \quad (183)$$

Où u_e est la vitesse en m/s, h_{eau} est la pression en millimètre de colonne d'eau, r est le rapport des masses volumiques de l'air et de l'eau soit : $1,205 \cdot 10^{-3}$ (conditions standards). En procédant à l'application numérique, on trouve : $u_e = 4,04 \sqrt{h_{\text{eau}}}$.

En différenciant la relation (183), on montre que la variation longitudinale de vitesse est au plus de 1,7 % de la vitesse par unité de longueur. Ainsi, n'ayant aucune divergence de veine, on peut s'assurer que, dans la soufflerie, le gradient de pression est négligeable.

La sonde étalonnée nous a permis d'effectuer divers relevés dans l'écoulement avant de commencer les sondages de couche limite.

1.3.2. Le taux de turbulence.

Le taux de turbulence mesuré en sortie de convergent est en moyenne de 0,44 % pour une plage de vitesse s'étendant de 5 à 22 m/s. Le taux de turbulence mesuré dans la zone utile (en fin de veine) à l'extérieur des couches limites est de 0,6 % pour la même plage de vitesse. Ce taux de turbulence est surestimé car la variation de tension due aux fluctuations est inférieure au premier chiffre significatif du voltmètre RMS utilisé pour ces mesures. On procédera à un calcul d'erreur de mesure à la fin de ce chapitre. On ne peut donc pas, à ce stade expérimental, donner une valeur exacte du taux de turbulence en milieu de veine, on n'en donne qu'un majorant.

On peut voir sur la figure 3.3 l'évolution du taux de turbulence en fonction de la vitesse.

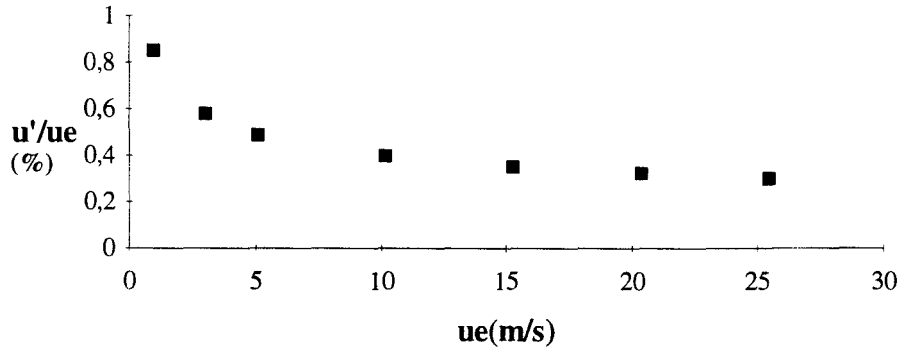


Figure 3.3 : Représentation du taux de turbulence en milieu de veine en fonction de la vitesse à une abscisse de 5,2 m.

1.4. Résultats expérimentaux.

Les sondages au fil simple ont été réalisés à une abscisse de $x = 5,2$ m pour trois valeurs de la vitesse extérieure $u_e = 5, 10$ et 15 m/s.

Les vitesses moyennes sont calculées sur 2000 échantillons. Les valeurs efficaces sont obtenues directement à l'aide d'un voltmètre RMS, ce qui permet de prendre en compte tout le spectre de la turbulence. Les mesures sont effectuées avec un filtrage passe bas pour limiter le bruit pendant les essais. La fréquence de coupure du filtre est choisie en fonction de l'inverse de l'échelle de temps de Kolmogoroff et en tenant compte du théorème de Shannon.

1.4.1. Profils de vitesse dans la veine d'essais.

Les mesures par anémométrie à fil chaud simple ont permis de tracer les profils de vitesse moyenne en représentation logarithmique pour caractériser la zone interne (figure 3.4), et en représentation déficitaire pour la zone externe (figure 3.5).

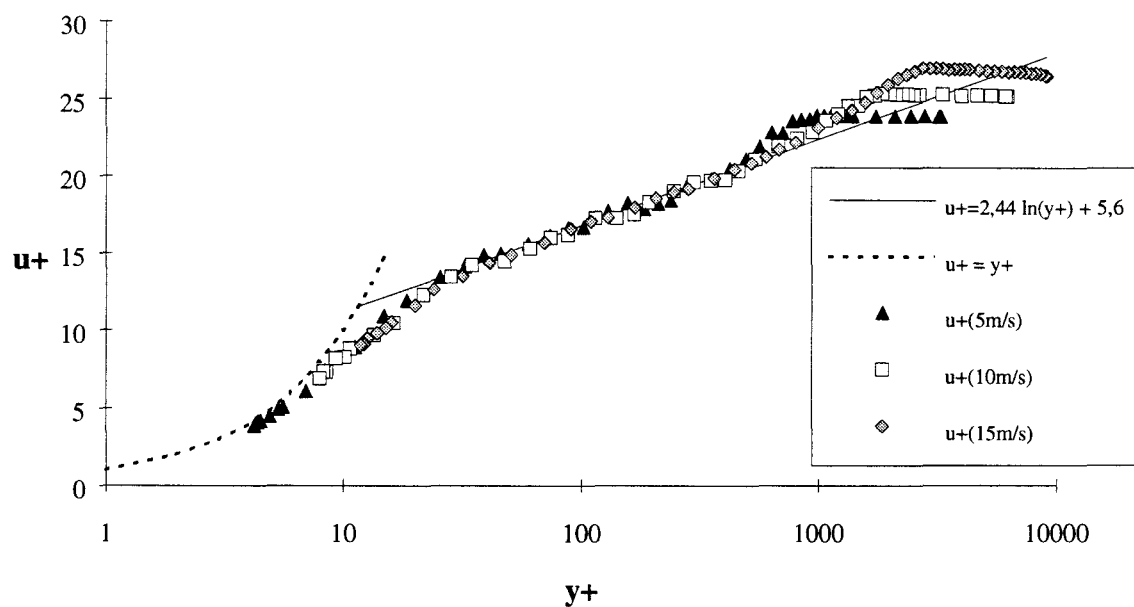


Figure 3.4 : Profils de vitesse moyenne en représentation logarithmique à $x = 5200$ mm pour différentes vitesses extérieures, mise en évidence de la zone interne.

Les vitesses moyennes sont en bon accord avec les résultats de la littérature pour une couche limite turbulente de plaque plane sans gradient de pression.

On y distingue les trois zones :

- la zone de transition pour $5 < y^+ < 30$,
- la zone logarithmique régie par l'équation $u^+ = 2,5 \ln (y^+) + 5,6$ pour $30 < y^+ < 500$,
- la zone déficitaire pour $y^+ > 500$,

et on devine le profil de la sous-couche pour $y^+ < 5$.

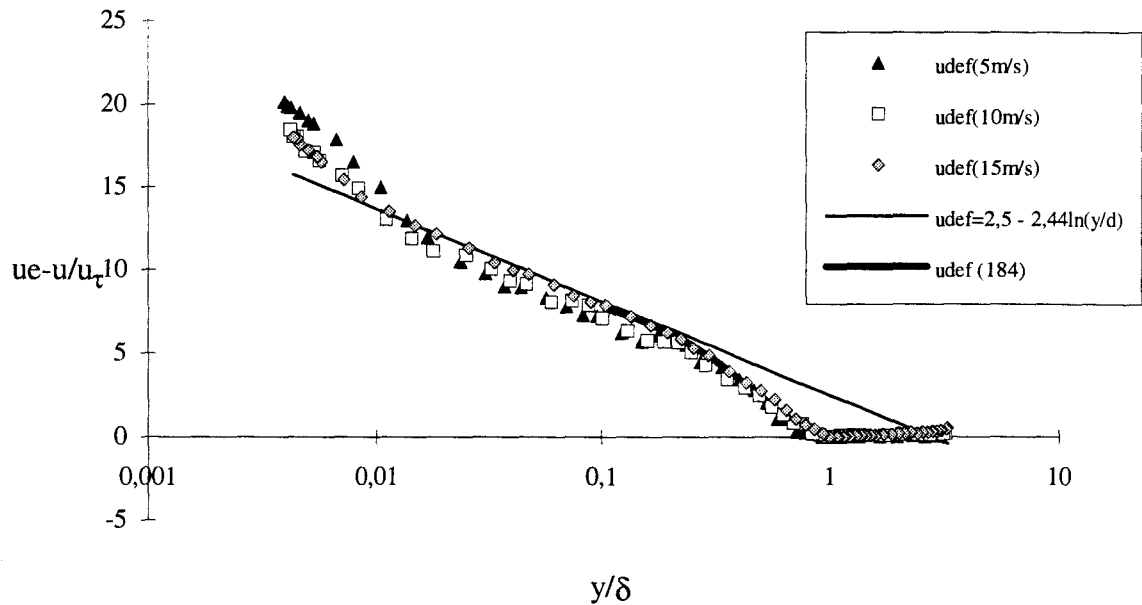


Figure 3.5 : Profil de vitesse moyenne déficitaire à $x=5200$ mm pour différentes vitesses extérieures, mise en évidence de la zone externe.

Sous forme déficitaire, les profils suivent assez bien la loi empirique de Hama :

$$\boxed{\frac{u_e - u}{u_\tau} = 9,6 \left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^2} \quad (184)$$

où δ est l'épaisseur de couche limite.

1.4.2. Détermination des épaisseurs de couche limite.

Les valeurs de l'épaisseur de couche limite aux diverses vitesses ont été également déterminées par $u(\delta) = 0,99 u_e$ et sont répertoriées dans le tableau 3.1, comparées aux valeurs obtenues par les lois approchées (équ. (32) paragraphe 1.3, partie 2).

u_e (m/s)	δ (cm)	δ_{th} (cm) Eq.(32)
5	7,5	10,54
10	7,2	9,17
15	6,8	8,46

Tableau 3.1 : Comparaison des épaisseurs de couche limite expérimentales et théoriques aux différentes vitesses.

Les valeurs expérimentales des épaisseurs de couche limite ne paraissent pas en bon accord avec les valeurs théoriques. Il faut signaler que la mesure des épaisseurs n'est pas d'une

grande précision et que l'équation (32) ne tient pas compte du léger gradient de vitesse longitudinale dans la veine, il est plus judicieux de calculer l'épaisseur de déplacement δ^* ainsi que l'épaisseur de quantité de mouvement θ .

Pour le calcul de δ^* et θ on utilise la méthode des trapèzes ; on calcule $F(y) = \int_0^{\delta} f(y) dy$

par la formule
$$F(y) = \sum_{i=0}^n (y_{i+1} - y_i) \left(\frac{f(y_{i+1}) + f(y_i)}{2} \right).$$

Les tableaux 3.2 et 3.3 donnent une comparaison entre les résultats mesurés et ceux obtenus par le calcul théorique à l'aide des équations (35) et (37).

u_e (m/s)	δ^* (cm)	δ^*_{th} (cm) Eq.(33)
5	1,30	1,35
10	1,16	1,17
15	1,09	1,08

Tableau 3.2 : Comparaison des épaisseurs de déplacement expérimentales et théoriques aux différentes vitesses.

u_e (m/s)	θ (cm)	θ_{th} (cm) Eq.(35)
5	1,03	1,08
10	0,94	0,94
15	0,87	0,86

Tableau 3.3 : Comparaison des épaisseurs de quantité de mouvement expérimentales et théoriques aux différentes vitesses.

On constate que les valeurs obtenues expérimentalement sont proches des valeurs théoriques.

1.4.3 Calcul de la vitesse de frottement.

La vitesse u_τ s'obtient en calculant la pente du profil de vitesse dans un repère semi-logarithmique par $u_\tau = \kappa \frac{u_1 - u_2}{\ln y_1 / y_2}$. u_1 et u_2 sont les vitesses mesurées respectivement en y_1 et y_2 (ordonnées choisies aux deux extrémités de la zone logarithmique). Les valeurs trouvées sont présentées dans le tableau 3.4 et comparée aux valeurs déduites de l'équation (33).

u_e (m/s)	u_τ (m/s)	$u_{\tau th}$ (m/s) Eq.(33)
5	0,21	0,209
10	0,4	0,396
15	0,59	0,594

Tableau 3.4 : Comparaison des vitesses de frottement expérimentales et théoriques aux différentes vitesses.

Les valeurs expérimentales sont en très bon accord avec les valeurs théoriques obtenues par les lois approchées.

Le tableau 3.5 rassemble toutes les grandeurs mesurées. On y trouve également le facteur de forme H défini par $H = \frac{\delta^*}{\theta}$ qui est proche de la valeur attendue dans une couche limite sans gradient de pression.

Vitesse dans la veine	$u_e = 5$ m/s	$u_e = 10$ m/s	$u_e = 15$ m/s
Vitesse de frottement	$u_\tau = 0,21$ m/s	$u_\tau = 0,4$ m/s	$u_\tau = 0,59$ m/s
E. de déplacement	$\delta^* = 0,0130$	$\delta^* = 0,0116$	$\delta^* = 0,0109$
E. qté de mouvement	$\theta = 0,0103$	$\theta = 0,0094$	$\theta = 0,0087$
Facteur de forme	$H = 1,26$	$H = 1,23$	$H = 1,24$
$R_{e\theta} = \frac{\theta u_e}{\nu}$	$R_{e\theta} = 3500$	$R_{e\theta} = 6400$	$R_{e\theta} = 9300$
Coef. de frot. (38)	$C_f = 0,00336$	$C_f = 0,00298$	$C_f = 0,00276$
Vitesse de frottement	$u_\tau = 0,21$ m/s	$u_\tau = 0,4$ m/s	$u_\tau = 0,59$ m/s

Tableau 3.5 : Récapitulatif des grandeurs mesurées pour 5, 10, 15 m/s.

On a également porté sur les deux dernières lignes le coefficient de frottement calculé à l'aide la formule (38) : $C_f = 0,0172 R_{e\theta}^{-0,2}$ et la vitesse de frottement qui s'en déduit. Le bon accord avec les résultats expérimentaux confirme l'établissement de la couche limite turbulente.

1.4.4. Mesure du taux de turbulence.

On a tracé sur la figure 3.6 le taux de turbulence en fonction de l'ordonnée y/δ . Ces courbes sont classiquement comparées aux résultats de Klebanoff.

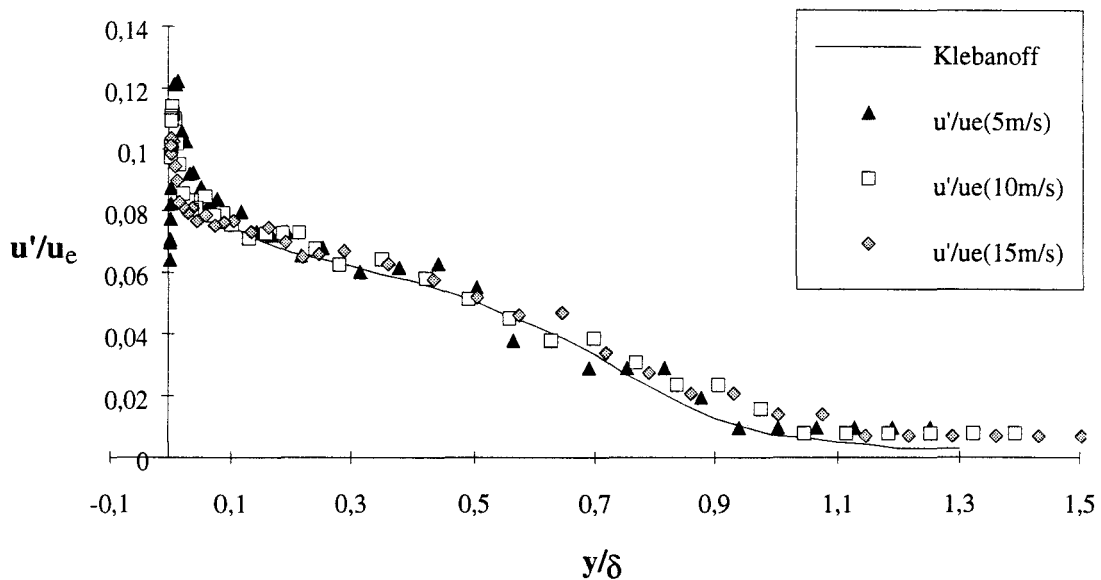


Figure 3.6: Taux de turbulence à $x = 5200$ mm pour différentes vitesses extérieures.

Ces résultats expérimentaux semblent en bon accord les uns avec les autres. Loin de la paroi, on peut constater que les résultats obtenus ici s'écartent du profil de Klebanoff. Ceci s'explique par le manque de précision sur la mesure du taux de turbulence en milieu de veine que l'on a déjà observé au paragraphe 1.3.2. Près de la paroi, il faut dilater l'échelle des ordonnées afin de mieux distinguer les résultats. Ceci est présenté sur la figure 3.7 en grandeur de paroi, comparé au résultats de Laufer cité par Rotta [47]. Laufer a réalisé des mesures dans un tuyau pour un Reynolds de $5 \cdot 10^5$.

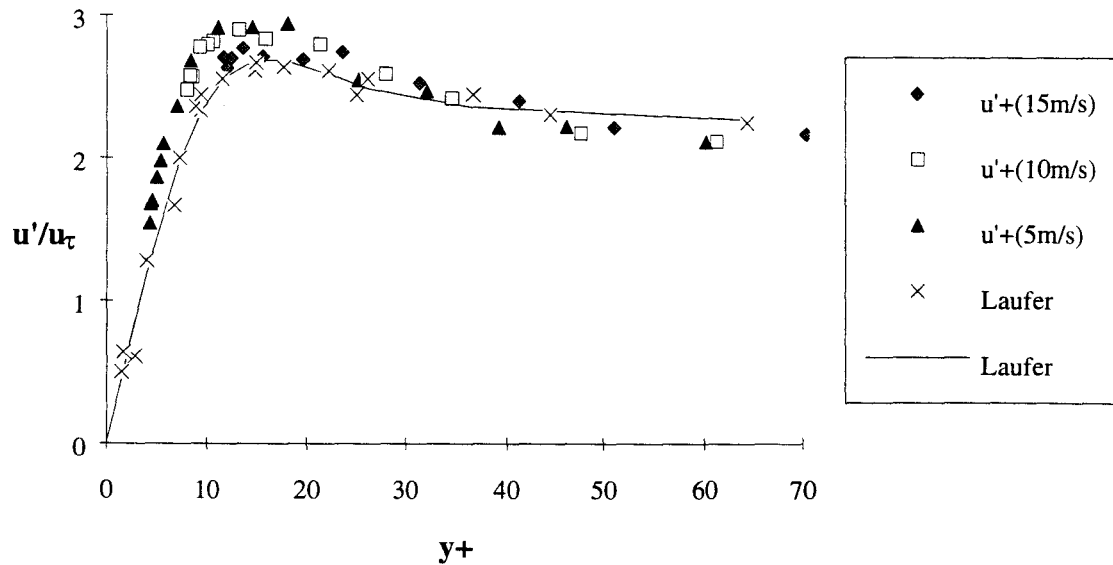


Figure 3.7 : Taux de turbulence près de la paroi à $x = 5200$ mm pour différentes vitesses extérieures.

On aboutit à la même conclusion que précédemment ; on trouve sensiblement la même évolution que Laufer. On observe que les maxima sont légèrement différents des essais de Laufer.

1.5. Caractérisation des erreurs de mesure.

On peut observer sur les différentes figures présentées, une certaine dispersion des résultats. Pour expliquer ces défauts, on peut essayer de quantifier les erreurs de mesure.

1.5.1. Erreurs d'étalonnage.

Il est très difficile de quantifier les erreurs dues à l'anémomètre à fil chaud ; on considère ici que la détermination des constantes de la loi de King ainsi que le fonctionnement du pont de mesure n'amènent que des erreurs négligeables. La source principale d'erreur est donc liée à l'imprécision de l'étalonnage.

L'étalonnage est réalisé à l'aide d'un tube de pitot ; la précision des mesures est fonction de la gamme de vitesse sélectionnée :

- un centième de millimètre de colonne d'eau pour les vitesses inférieures à 4 m/s,
- un dixième de millimètre pour les vitesses comprises entre 4 et 13 m/s,
- un millimètre de colonne d'eau pour les vitesses supérieures à 13 m/s.

La formule utilisée pour le calcul de la vitesse est : $u = 4,04\sqrt{h_{\text{eau}}}$. En différenciant cette équation, on obtient $\frac{\Delta u}{u} = 0,5\frac{\Delta h_{\text{eau}}}{h_{\text{eau}}}$ que l'on calcule dans les cas les plus défavorables, c'est à dire aux vitesses les plus faibles des tranches considérées ci-dessus :

$$\begin{aligned}
 - \frac{\Delta u}{u} &= 8,2\% \text{ (calculée pour 1 m/s) pour les vitesses inférieures à 4 m/s,} \\
 - \frac{\Delta u}{u} &= 3,2\% \text{ (calculée pour 5 m/s) pour les vitesses comprises entre 4 et 13 m/s,} \\
 - \frac{\Delta u}{u} &= 3,6\% \text{ (calculée pour 15 m/s) pour les vitesses supérieures à 13 m/s.}
 \end{aligned}$$

On peut remarquer que ces incertitudes sont assez importantes surtout pour les vitesses faibles. Lors de l'étalonnage du fil chaud, les écarts entre les points mesurés et ceux calculés par la loi de King sont inférieurs à 0,5%. On se permet donc de les négliger. On ne considère en conséquence que les erreurs des mesures au pitot qui se répercutent sur la mesure de vitesse avec le fil chaud.

1.5.2. Erreur sur la mesure des vitesses moyennes.

Pour estimer les erreurs sur la mesure des vitesses moyennes, on ajoute à celles dues à l'étalonnage, l'erreur d'arrondi de l'anémomètre $\Delta E = 1 \text{ mV}$. Ce qui donne par différenciation de la loi de King :

$$\boxed{\frac{\Delta u}{u} = \frac{2E^2}{n(E^2 - E_0^2)} \frac{\Delta E}{E}} \quad (185)$$

On peut constater, d'après l'équation (185), que plus le coefficient n est grand, plus l'erreur sur la vitesse est faible. On obtient par cette formule, pour 1 m/s, $\frac{\Delta u}{u} = 1,2 \%$.

Globalement, on majore l'erreur à 10 % pour les vitesses inférieures à 5 m/s et à 5 % pour les vitesses supérieures ou égale à 5 m/s. Malgré toutes les précautions prises lors des essais, on constate des incertitudes importantes sur les mesures.

1.5.3. Erreurs sur les fluctuations.

Pour déterminer l'erreur sur les fluctuations de vitesse, on différencie l'équation :

$$\boxed{\sqrt{u'^2} = \frac{2Eu^{1-n}}{nB} \sqrt{e'^2}} \quad (186).$$

On obtient :

$$\boxed{\frac{\Delta \sqrt{u'^2}}{\sqrt{u'^2}} = \frac{\Delta \sqrt{e'^2}}{\sqrt{e'^2}} + \frac{\Delta E}{E} + (1-n) \frac{\Delta u}{u}} \quad (187).$$

Le terme correspondant à l'erreur sur les fluctuations de tension est prépondérant et celui correspondant à l'erreur sur la tension E est négligeable. Le terme $(1-n)\frac{\Delta u}{u}$ est de l'ordre de 2,5%. On estime $\Delta\sqrt{e'^2}$ de l'ordre de 5 mV, on trouve en milieu de veine une erreur supérieure à 50% pour les fluctuations de vitesse. Avec de telles erreurs, il est difficile de conclure.

Au niveau du pic de turbulence les erreurs sont de :

$$-\frac{\Delta\sqrt{u'^2}}{\sqrt{u'^2}} = 12,5\% \text{ pour } u = 5 \text{ m/s,}$$

$$-\frac{\Delta\sqrt{u'^2}}{\sqrt{u'^2}} = 10\% \text{ pour } u = 10 \text{ et } 15 \text{ m/s.}$$

Ceci explique peut être le décalage du pic de taux de fluctuation à 5 m/s observé sur la figure 3.6. D'autant plus qu'à l'erreur sur les fluctuations vient s'ajouter celle sur la vitesse en milieu de veine.

1.5.4. Erreur sur la mesure des vitesses de frottement.

Pour déterminer la vitesse de frottement, on calcule la pente du profil de vitesse dans la zone logarithmique par la formule :

$$u_\tau = \kappa \frac{u_1 - u_2}{\ln y_1/y_2} \quad (188)$$

On obtient l'erreur sur la vitesse u_τ en la calculant pour les cas extrêmes d'erreurs sur u , ce qui permet d'obtenir :

$$\frac{\Delta u_\tau}{u_\tau} = 2 \frac{\Delta u}{u} \quad (189)$$

On peut constater que l'erreur sur la détermination de la vitesse de frottement est le double de celle sur la vitesse :

- pour $u = 5 \text{ m/s}$, on a $\frac{\Delta u_\tau}{u_\tau} = 20\%$,
- pour $u = 10 \text{ et } 15 \text{ m/s}$, on a $\frac{\Delta u_\tau}{u_\tau} = 10\%$.

1.6. Conclusion.

Ces diverses mesures (étalonnage, qualification de la veine, profils de vitesse) ont permis de mettre en évidence les caractéristiques de la soufflerie. L'anémométrie à fil chaud simple a permis de tracer les profils de vitesse moyenne et d'intensité de turbulence qui sont

en bon accord avec la bibliographie pour une couche limite turbulente de plaque plane sans gradient de pression. Les grandeurs caractéristiques déterminées à partir de ces profils recoupent bien dans l'ensemble les valeurs théoriques définies au paragraphe 3 de la deuxième partie et pourront être utilisées pour déterminer les conditions de mise en mouvement de particules.

2. DETERMINATION DES PROFILS DE VITESSE EN PRESENCE DE RUGOSITE.

Comme on a pu le voir dans la deuxième partie, on ne peut étudier l'érosion sans connaître le profil de vitesse qui interagit avec le lit lors de l'envol de particule. Dans ce qui suit, on a procédé à une étude expérimentale des couches limites rugueuses, la rugosité étant formée par des particules sphériques pour simuler l'écoulement sur un lit de matière.

2.1. Dispositif expérimental.

Sur la plaque plane de la soufflerie, on a fixé de fines plaques de polystyrène recouvertes de particules sphériques dont le diamètre varie de 450 μm à 4 mm. La longueur rugueuse est suffisante pour que l'écoulement moyen soit établi.

2.1.1. Mise en place de la rugosité.

Le but est d'étudier le profil de vitesse sur paroi rugueuse, pour une rugosité formée de sphères en arrangement serré aléatoire. On a utilisé des plaques planes en matière plastique d'épaisseur 1,5 mm sur lesquelles les billes ont été collées avec de la colle à l'eau pour éviter toute réaction du plastique. Pour faciliter le collage et décollage dans la soufflerie, les plaques mesurent 500 mm de long et ont la même largeur que la veine. Elles sont maintenues sur le plancher de la veine à l'aide de ruban adhésif double face.

Avant de procéder aux essais avec les billes, il est nécessaire de connaître l'influence des plaques lisses collées dans la soufflerie, sur le profil de vitesse.

a) Ecoulement avec les plaques seules.

Un premier profil de vitesse a été mesuré en plaçant consécutivement 2 plaques lisses de 500 mm dans la veine.

La figure 3.8 montre qu'il existe un problème dans la zone logarithmique. L'écart ayant été attribué à la trop faible longueur d'établissement de la couche limite, on a doublé le nombre de plaques, ce qui conduit à une longueur de 2 m.

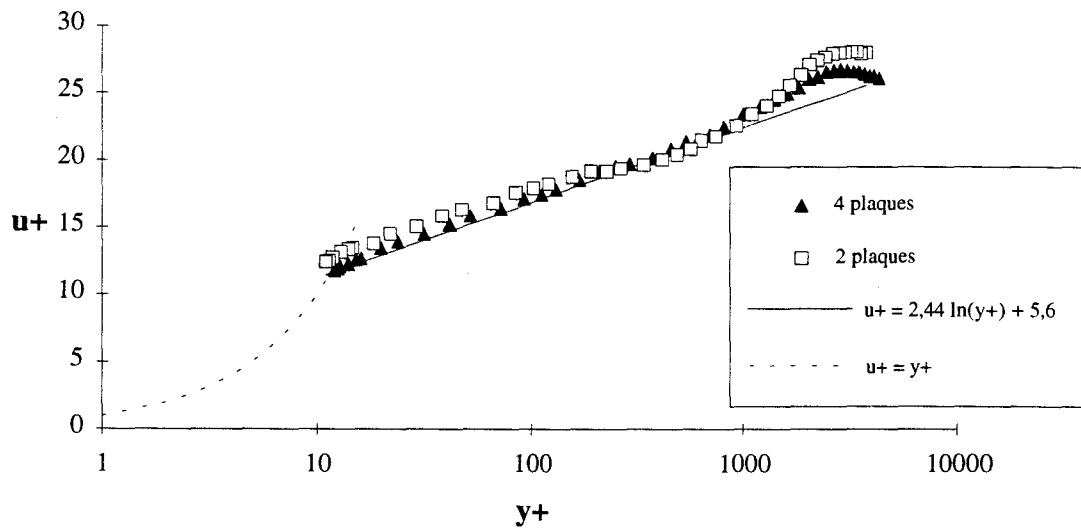


Figure 3.8 : Profils de vitesse sur les plaques lisses avec deux et quatre plaques.

La figure 3.8 montre que, cette fois, le problème se situe près de la paroi. La zone de transition et la sous-couche visqueuse disparaissent. On estime que ceci est dû à la discontinuité de la géométrie. La présence d'une marche au bord d'attaque de la première plaque provoque un double décollement de la couche limite et donc un sillage (figure 3.9).

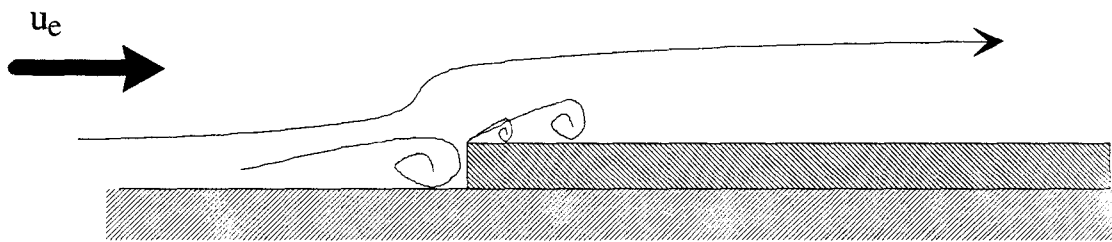


Figure 3.9 : Schéma représentant les décollements de couche limite générateurs de turbulence dus aux plaques.

Ce sillage se propage loin en aval et modifie le profil de vitesse jusque dans la section de sondage.

Ce phénomène a pu être éliminé en réalisant un chanfrein, représenté sur la figure 3.10, d'angle suffisamment faible pour éviter tout décollement de couche limite.

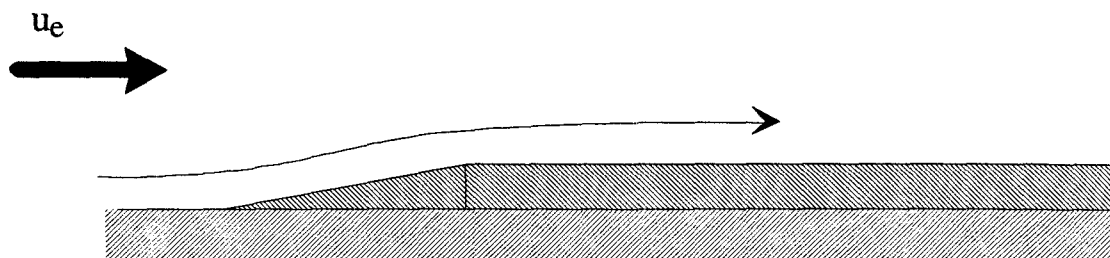


Figure 3.10 : Schéma représentant les plaques avec le chanfrein.

b) Ecoulement avec les plaques chanfreinées.

On sonde de nouveau la couche limite après mise en place de quatre plaques lisses, la première étant chanfreinée. Le profil obtenu est comparé au profil obtenu dans la veine sans ajouter de plaques (figure 3.11).

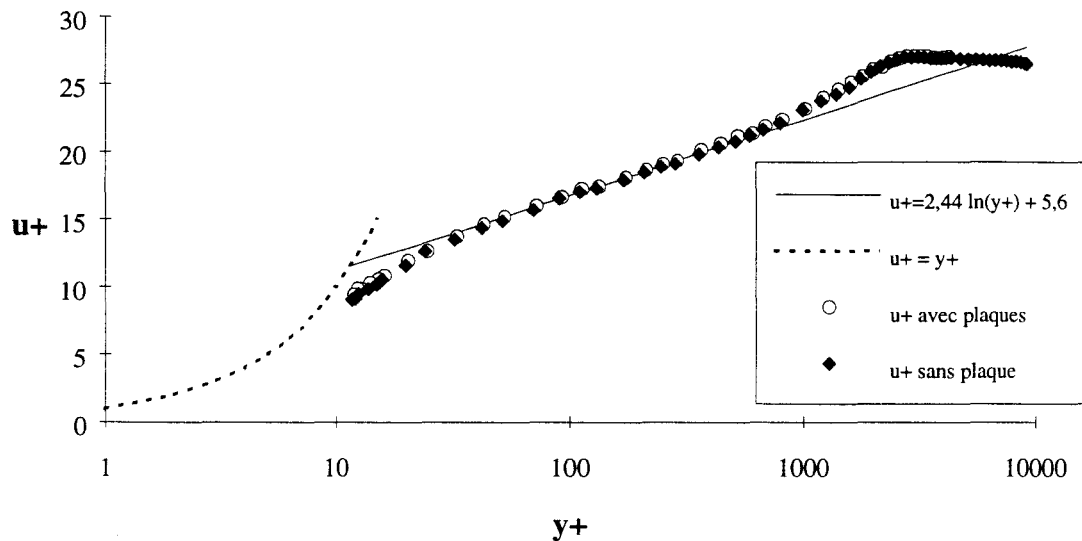


Figure 3.11 : Comparaison du profil avec et sans plaques lisses ajoutées.

On constate cette fois que les courbes obtenues avec et sans plaques lisses sont pratiquement superposées.

L'installation ainsi réalisée avec plaques sera considérée comme équivalente à l'installation sans plaque.

c) Installation expérimentale utilisée.

Au cours des différentes expériences, on a disposé dans la veine d'essais des plaques de rugosité croissante jusqu'au point de mesure pour éviter de brutaliser l'écoulement comme au paragraphe précédent. La disposition, représentée sur la figure 3.12, est la suivante :

- une plaque lisse avec un chanfrein,
- une deuxième plaque lisse,
- éventuellement plusieurs plaques de rugosité croissante,
- deux ou trois plaques de la rugosité étudiée.

Toutes les longueurs de plaques ajoutées, lisses ou rugueuses, servent à laisser la couche limite se rééquilibrer après une augmentation de hauteur de la rugosité.

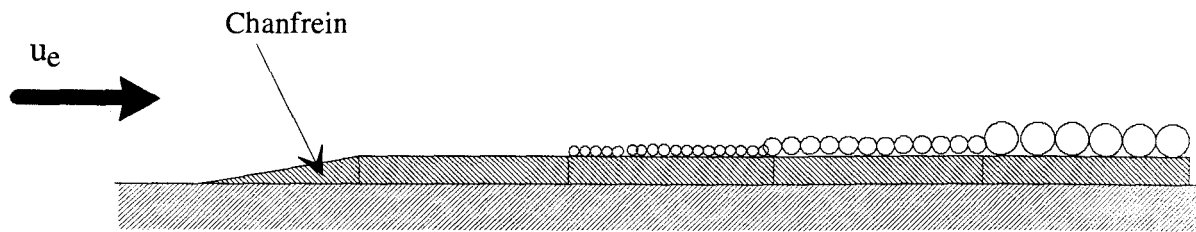


Figure 3.12: Configuration rugueuse utilisée lors des essais.

Jacobs, cité par Schlichting [36] a étudié expérimentalement le passage d'un régime lisse au régime pleinement rugueux par observation de la répartition de la contrainte de cisaillement. Dans le cas particulier de son expérience, il a montré qu'après une longueur de 1720 mm, la répartition de la contrainte, initialement celle d'un régime hydrauliquement lisse, devient celle du régime pleinement rugueux. Ne disposant pas de détail suffisant sur les conditions d'essais de Jacobs, on s'est fixé des longueurs rugueuses les plus grandes possible, ce qui correspond à environ des longueurs deux fois supérieures à celle de Jacobs pour les plus grands diamètres avec des hauteurs de rugosité croissantes. Cette configuration doit permettre d'obtenir un profil établi pour chaque rugosité.

2.1.2. Instrumentation.

Les mesures sont également effectuées à l'aide de l'anémométrie à fil chaud simple. Comme en écoulement lisse, les divers sondages de l'écoulement sont réalisés à l'aide d'une sonde Dantec référencée 55P14 dont la partie sensible est un fil de $5 \mu\text{m}$ de diamètre. Cette sonde est montée sur un porte-sonde coudé traversant le hublot de la paroi supérieure de la veine d'essais. Son déplacement dans la couche limite (selon Oy) est assuré par le même système de déplacement électrique, précis au centième de millimètre.

2.1.3. Position de la sonde par rapport à la paroi.

Afin d'éviter un contact du fil chaud avec la rugosité qui pourrait le détériorer, on effectue un changement de repère selon l'axe Oy . On utilise le même principe que sur la figure 3.1a du paragraphe 1.2, le décalage ε de la paroi fictive par rapport à la paroi réelle est représenté sur la figure 3.13.

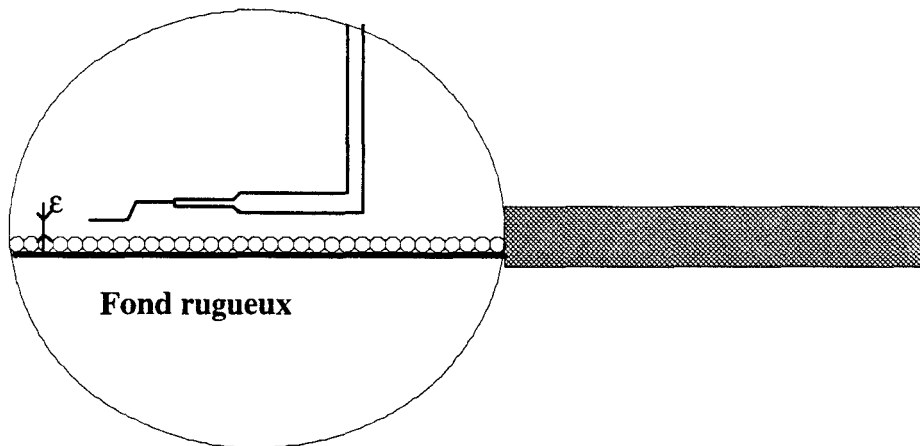


Figure 3.13 : Estimation du décalage d'origine selon O_y en écoulement rugueux, cf figure 3.1a.

On impose le zéro du système de déplacement à une hauteur ε qui est mesurée grâce à une lunette de visée ; on estime que la distance ε entre les broches supportant le fil et la paroi rugueuse est de l'ordre de $0,35 \text{ mm} \pm 0,3 \text{ mm}$.

On avait, auparavant, essayé de déterminer le décalage sur les plaques collées en absence de rugosité mais deux difficultés se sont présentées :

- le collage des plaques au ruban adhésif double face est peu reproductible. Lorsque l'on remplace la plaque lisse par une plaque rugueuse, on ne retrouve pas l'origine des ordonnées au même endroit,
- la colle qui sert à fixer les billes forme une épaisseur non négligeable surtout pour les petits diamètres.

La détermination du décalage sur la rugosité est très délicate et peut induire des erreurs quant à la position du profil et donc pour la détermination de Δ_u^+ . On a vérifié que ces erreurs sont petites devant celles dues à la détermination de la vitesse de frottement.

2.2. Résultats expérimentaux.

Les essais rugueux ont été effectués avec une vitesse d'écoulement de 15 m/s constante pour ne mettre en évidence que l'effet de la rugosité sur la vitesse de frottement.

2.2.1. Profils de vitesse pour différentes hauteurs de rugosité.

Les diamètres des billes utilisées pour matérialiser les rugosités sont 0,40 - 0,60 - 0,85 - 1,60 - 3,00 et 4,00 mm. Comme on l'a déjà précisé, on crée une augmentation progressive de la hauteur des rugosités dans le sens de l'écoulement :

- pour les diamètres 0,4 et 0,6 mm, on a placé après les plaques lisses deux plaques rugueuses,
- pour 0,85 et 1,6 mm, on a placé trois plaques rugueuses,

- pour 3 mm, on a placé deux plaques rugueuses de 1,6 mm puis trois plaques de 3 mm,

- pour 4 mm, on a placé la même configuration que pour 3 mm devant trois plaques de 4 mm. La première plaque lisse est à chaque fois chanfreinée, chaque plaque mesure 500 mm.

On peut voir dans le tableau 3.6 les différentes valeurs de $h+$ pour chaque diamètre étudié.

D_p (mm)	$h+$
0,4	16,8
0,6	26
0,85	44,8
1,6	93,8
3	170
4	240

Tableau 3.6 : Valeurs de $h+$ pour chaque diamètre de particules.

On considère deux cas : $h+$ inférieur ou supérieur à 70 qui correspondent aux régimes pleinement rugueux et intermédiaire.

a) Profils obtenus pour les diamètres 0,4, 0,6 et 0,85 mm.

Les trois premiers diamètres 0,4, 0,6 et 0,85 mm correspondent au cas d'un écoulement rugueux intermédiaire c'est à dire $h+$ inférieur à 70. La figure 3.14 représente les profils obtenus pour ces diamètres.

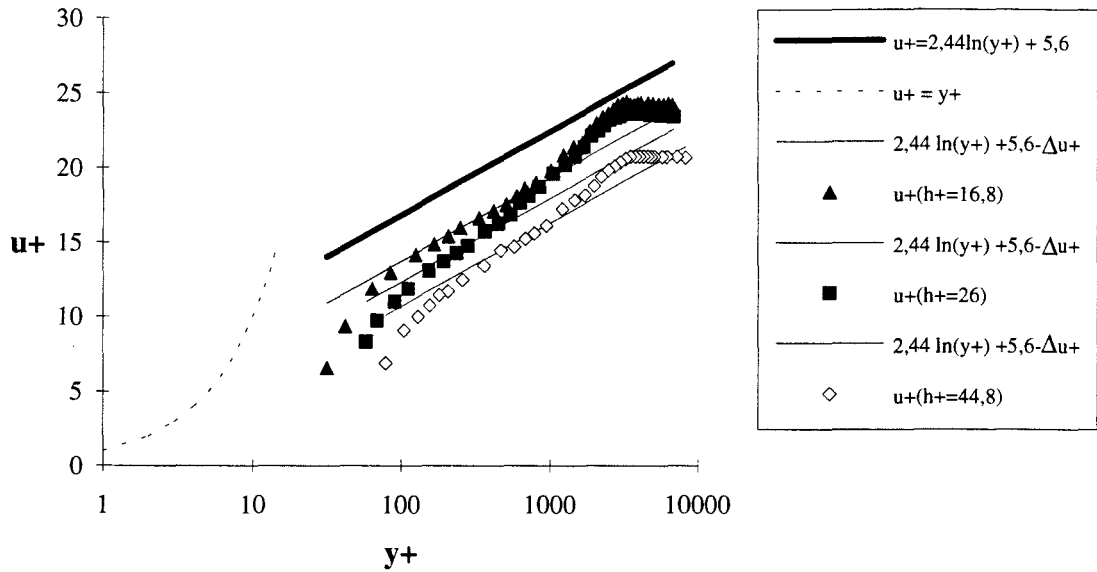


Figure 3.14 : Profils de vitesse en écoulement rugueux intermédiaire $u_e = 15$ m/s.

Le premier point de mesure est situé à $y+ = h+ + \epsilon+$ (ϵ est le décalage d'origine de la sonde à fil chaud). On observe tout d'abord la présence d'une zone de transition lorsque $y+$ tend vers $h+$. On constate également l'existence d'une zone logarithmique décalée par rapport à celle observée sur paroi lisse et classiquement représentée par une loi du type $u+ = 2,5 \ln(y+)+5,6-\Delta_u^+$. On reviendra un peu plus loin sur les valeurs obtenues pour Δ_u^+ .

Enfin, la sous-couche visqueuse n'apparaît plus, elle est détruite par la présence de rugosité ce qui caractérise le régime rugueux intermédiaire.

b) Profils obtenus pour les diamètres 1,6, 3 et 4 mm.

Pour ces diamètres de billes, $h+$ est supérieur à 70, l'écoulement doit donc être pleinement rugueux. La figure 3.15 représente les profils de vitesse pour ces trois diamètres.

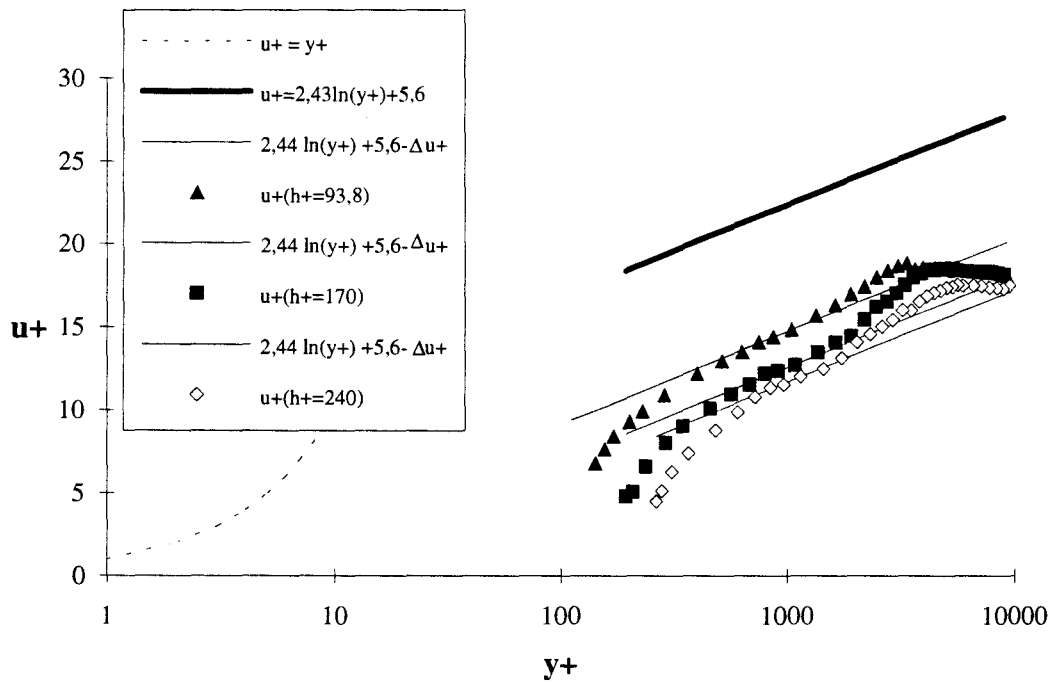


Figure 3.15 : Profils de vitesse en écoulement pleinement rugueux $u_e = 15$ m/s.

Si on observe un décalage de la zone logarithmique plus important que dans le cas précédent, un problème se pose pour les points mesurés près de la paroi. Théoriquement, il ne devrait plus y avoir de zone de transition. On constate que le régime n'est pas pleinement rugueux contrairement à ce que l'on prévoyait, ce qui tendrait à indiquer que la hauteur réelle de la rugosité est inférieure au diamètre des particules. On reviendra un peu plus loin sur cette constatation.

c) Détermination des décalages.

Les essais avec différents diamètres de billes ont permis de vérifier que le décalage Δ_u^+ du profil "rugueux" par rapport au profil "lisse" croît avec le diamètre des billes utilisées pour former la rugosité.

Sur la figure 3.16, on représente le décalage Δ_u^+ en fonction de h^+ mesuré que l'on compare avec celui estimé pour des grains de sable de même hauteur d'après les équations (14) et (15), avec $h_s^+ = h^+ = \frac{D_p u_\tau}{\nu}$. On a porté également les prédictions obtenues à l'aide du modèle de Blanchard [42] qui tient compte d'une correction liée à la forme de la rugosité (équ. (18) et (19) pour $\alpha_h = 1,6$).

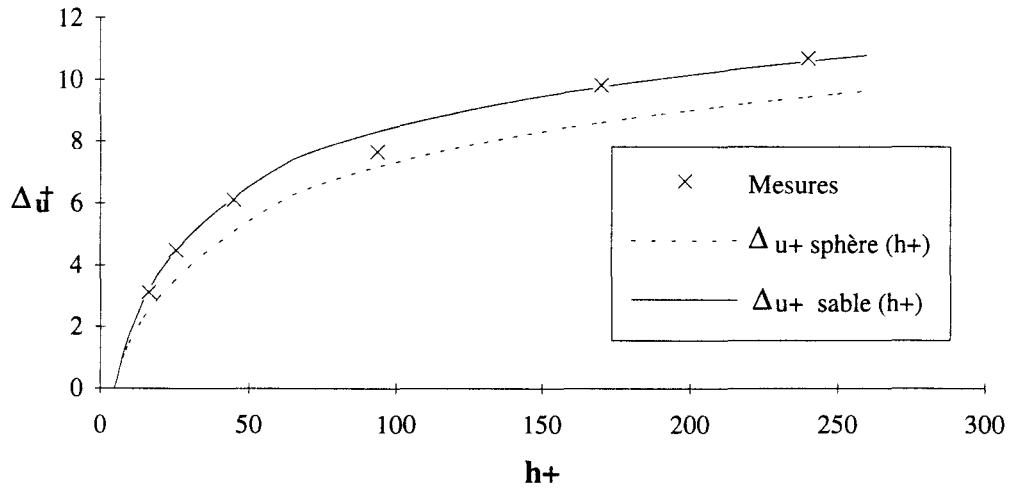


Figure 3.16: décalage Δu^+ en fonction du paramètre h^+ .

On observe que les décalages mesurés correspondent d'avantage à ceux obtenus pour le sable qu'à ceux corrigés pour des sphères. On peut rappeler que les billes ont été placées en arrangement serré sur les plaques alors que la correction de Blanchard a été validée plutôt pour une rugosité comprenant des interstices. De plus, si on calcule α_h avec la méthode de Schlichting [36] (équ. (21)) pour les trois plus grands diamètres on obtient $B_s = 8,35$ qui correspond à $\alpha_h \approx 1$, ce qui signifie que la rugosité formée par les sphères se comporte plutôt comme les grains de sable.

On a constaté sur la figure 3.15 que les profils obtenus pour les sphères de gros diamètre ne se correspondent pas à un écoulement pleinement rugueux. Ceci peut être due à l'influence du collage qui tend à refermer des interstices naturels qui pourraient exister sur un lit réel (plusieurs couches de matériaux) ou à la forme même de la rugosité.

En conséquence, on peut supposer que la hauteur réelle de la rugosité est plus proche de $D_p / 2$ que de D_p . La figure 3.17 indique ce changement de hauteur de la rugosité dans une coupe selon Ox .

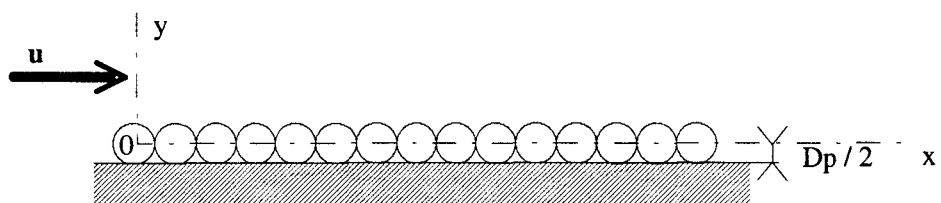


Figure 3.17: Représentation de l'origine des profils et de la rugosité formée de billes.

On a représenté sur la figure 3.18 les profils décalés de $D_p / 2$, pour les trois diamètres inférieurs. Ceci tend à réduire le décalage Δu^+ , la valeur de h^+ est également réduite environ de moitié. Dans ce cas, d'après Dirling [44], $\alpha_h = \frac{h^+}{h_s^+}$ est égal à la même valeur que pour les

sphères, c'est-à-dire 1,6. Pour le diamètre de 4 mm, le calcul de h_s^+ par l'intermédiaire de α_h donne $h_s^+ = 66,7$ qui est inférieur à 70, ce qui expliquerait la forme du profil de vitesse.

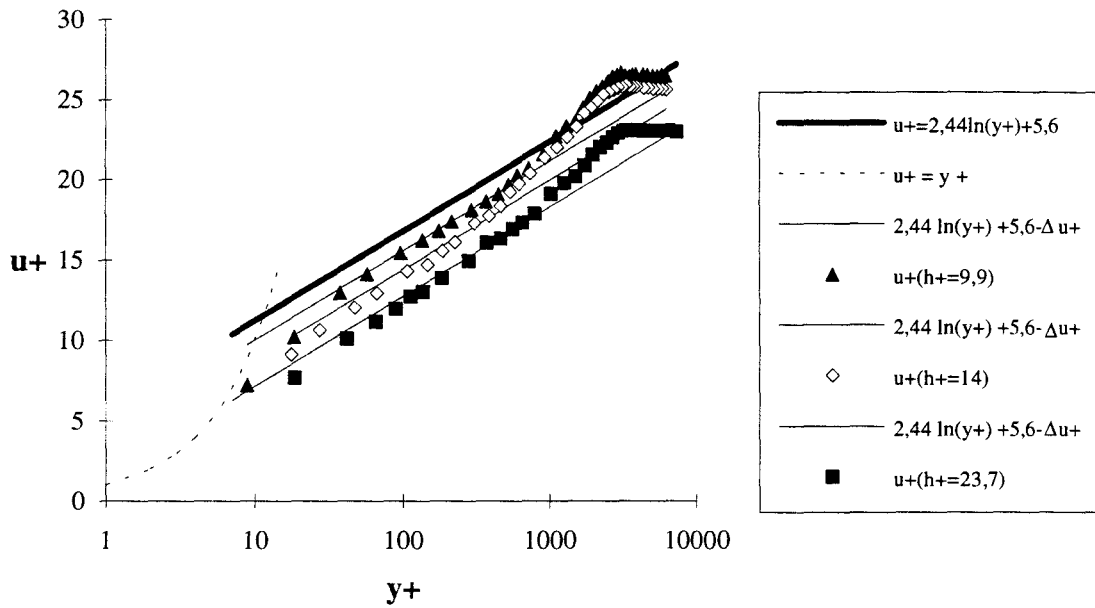


Figure 3.18 : Profil de vitesse équivalent à la figure 3.14 en écoulement avec rugosité formée de demi-sphères.

La figure 3.19 représente les profils pour les trois diamètres supérieurs.

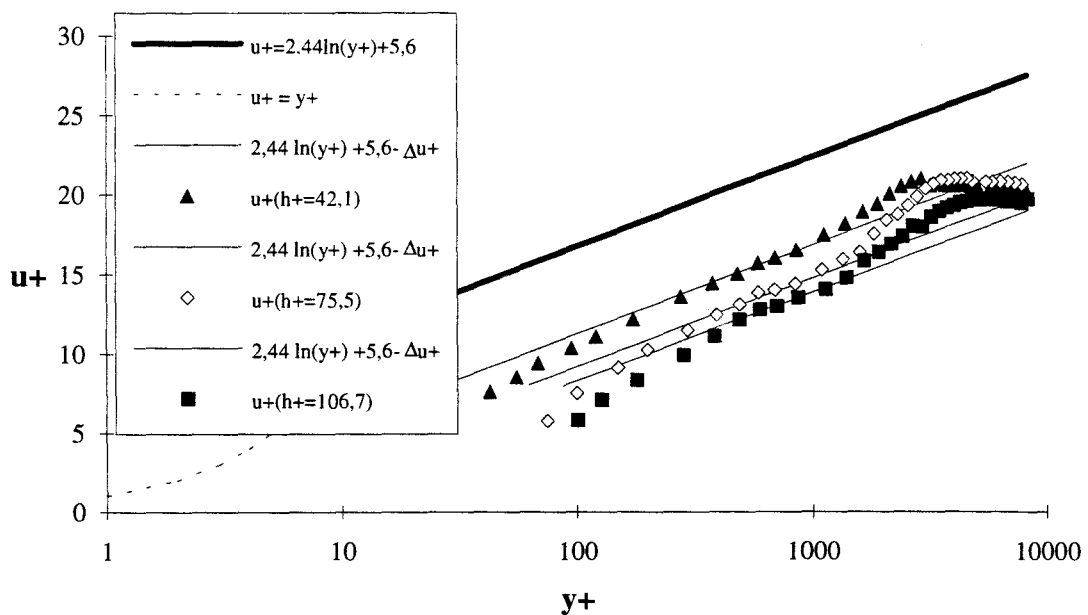


Figure 3.19 : Profil de vitesse équivalent à la figure 3.15 en écoulement avec rugosité formée de demi-sphères.

On peut voir sur la figure 3.20, les décalages recalculés pour les demi-sphères. Ils sont toujours très proches de ceux obtenus pour la rugosité de type "grain de sable" pour les mêmes raisons que précédemment. Les irrégularités de la rugosité tendant à diminuer la distance moyenne entre deux éléments rugueux peuvent également faire tendre α_h vers un. On constate également sur les figures 3.18 et 3.19 que, lorsque h^+ augmente, on n'obtient pas le régime pleinement rugueux. On a pas trouvé d'explication à ce phénomène.

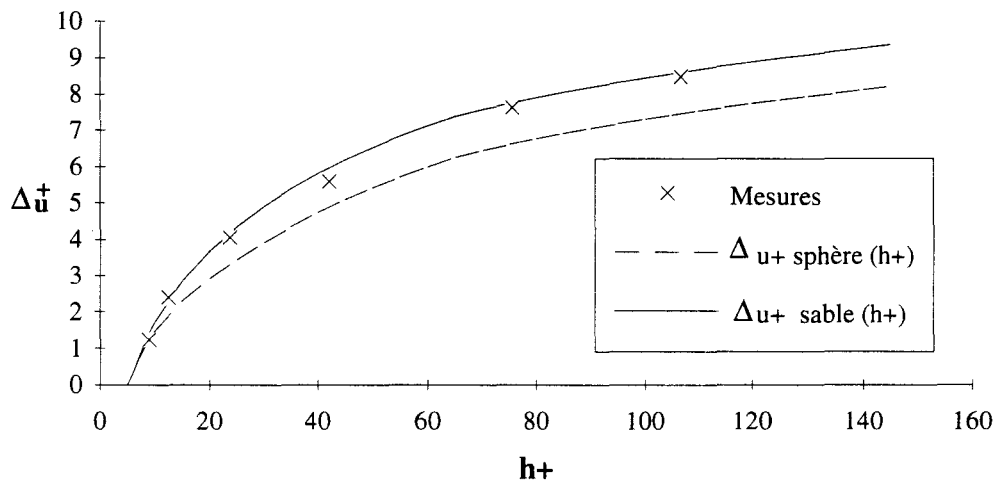


Figure 3.20.: Décalage Δu^+ en fonction du paramètre h^+ déterminé pour les demi-sphères.

Pour ce qui suit, on rappelle que les longueurs rugueuses ont été choisies pour que la zone logarithmique soit complètement reconstituée au passage de la rugosité. Le profil est donc, de ce fait, considéré comme établi.

2.2.2. Détermination des épaisseurs de couche limite.

A partir des profils rugueux, on a déterminé les différentes épaisseurs de couche limite :

- l'épaisseur δ ,
- l'épaisseur de déplacement δ^* ,
- l'épaisseur de quantité de mouvement θ .

On trouve ces résultats dans le tableau 3.7.

$D_p(\text{mm})$	h^+	$\delta(\text{mm})$	$\delta^*(\text{mm})$	$\theta(\text{mm})$
4	106,7	100	15,38	11
3	75,5	95	13,8	9,6
1,6	42,1	78	10,5	7,7
0,8	23,7	76	9,73	7,2
0,6	14	77	10,2	7,6
0,4	9,9	77	9,7	7,4

Tableau 3.7 : Les différentes épaisseurs de couche limite.

En écoulement lisse, les lois approchées donnent $R_{\delta^*} = 0,046 R_x^{0,8}$ et $R_\theta = 0,037 R_x^{0,8}$ avec $R_{\delta^*} = \frac{\delta^* u_e}{\nu}$ et $R_\theta = \frac{\theta u_e}{\nu}$. On exprime ces nombres de Reynolds en présence de rugosité par des lois du type $R_{\delta^*} = (0,046 + a h^+ + b) R_x^{0,8}$ et $R_\theta = (0,037 + a' h^+ + b') R_x^{0,8}$. Pour déterminer les constantes a , b , a' et b' , on effectue des itérations en faisant tendre le coefficient de corrélation entre les valeurs calculées et mesurées vers 1. On obtient ainsi $a = 2,66 \cdot 10^{-4}$ et $b = 0,0086$. La figure 3.21 représente la comparaison entre le calcul et la mesure de R_{δ^*} en fonction de h^+ .

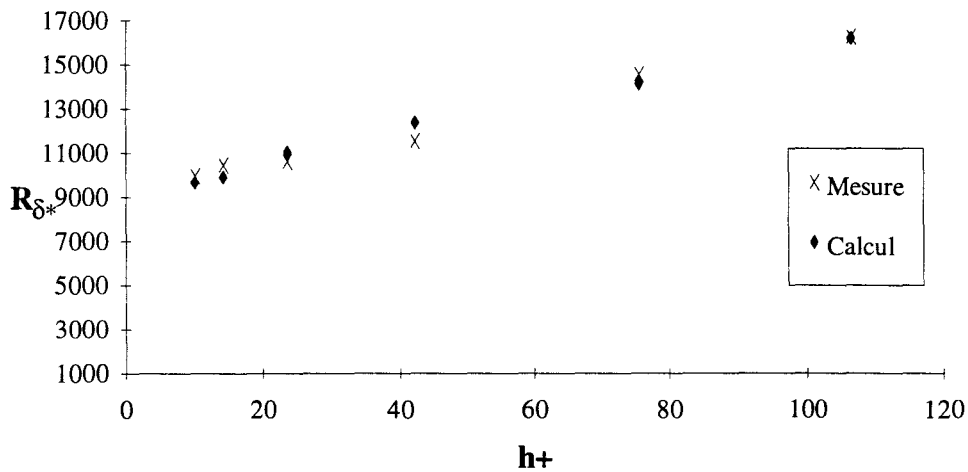


Figure 3.21 : Comparaison du nombre de Reynolds formé sur l'épaisseur de déplacement calculée et mesurée.

En utilisant la même méthode que précédemment, on obtient $a' = 1,67 \cdot 10^{-4}$ et $b' = 0,00855$. La figure 3.22 représente la comparaison entre le calcul et la mesure de R_θ en fonction de h^+ .

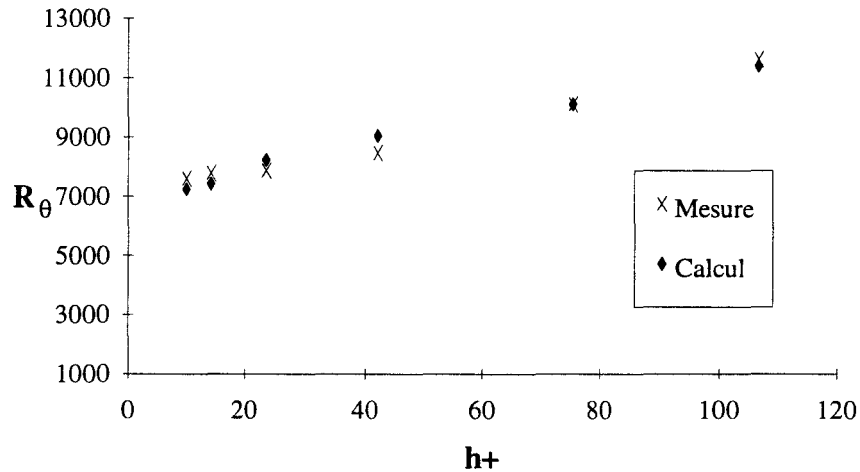


Figure 3.22 : Comparaison du nombre de Reynolds formé sur l'épaisseur de quantité de mouvement calculée et mesurée.

On peut constater que les erreurs sur les calculs de R_{δ^*} et R_{θ} sont assez faibles et donc que le modèle de détermination des épaisseurs considérées est correct.

2.2.3 Calcul des vitesses de frottement.

En régime turbulent lisse, on a vu, dans la deuxième partie, que le coefficient de frottement s'exprime en fonction du nombre de Reynolds local par $C_f = 0,058 R_x^{-0,2}$ où $R_x = \frac{x u_e}{\nu}$, ($x = 5,2$ m) dans le cas considéré. On peut également écrire la relation précédente sous la forme :

$$\frac{u_{\tau}}{u_e} = \left[\frac{0,058}{2} (R_x)^{-0,2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (192)$$

valable si h^+ est inférieur à 5.

On cherche à généraliser la formule (192) aux régimes rugueux en posant :

$$\frac{u_{\tau}}{u_e} = \left[\frac{0,058 + k(h^+ - 5)^n}{2} (R_x)^{-0,2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (193)$$

k et n sont les constantes à déterminer. On rappelle que $h^+ = \frac{D_p u_{\tau}}{2 \nu}$.

Il s'agit cette fois d'une correction rugueuse par une loi en puissance pour h^+ supérieur à 5. A partir des résultats expérimentaux et par résolution itérative basée sur le même principe que précédemment, on obtient $k = 0,0051$ et $n = 0,526$. Les résultats mesurés et calculés ainsi que les erreurs relatives sont présentés dans le tableau 3.8.

$D_p(\text{mm})$	h^+	$\frac{u_\tau}{u_e}$ mesuré	$\frac{u_\tau}{u_e}$ calculé	erreur relative %
0,4	9,9	0,0387	0,0397	2,6
0,6	14	0,0397	0,041	3,4
0,8	23,7	0,0433	0,0427	1,3
1,6	42,1	0,0479	0,0453	5,3
3	75,5	0,048	0,0488	1,5
4	106,7	0,0505	0,0510	1,2

Tableau 3.8 : Tableau contenant les valeurs de $\frac{u_\tau}{u_e}$ en fonction de h^+ .

On peut constater que les erreurs sont au maximum égales à 5,3%.

La courbe obtenue $\frac{u_\tau}{u_e} = f(h^+)$ calculée par la formule (193) est comparée aux résultats

des mesures sur la figure 3.23.

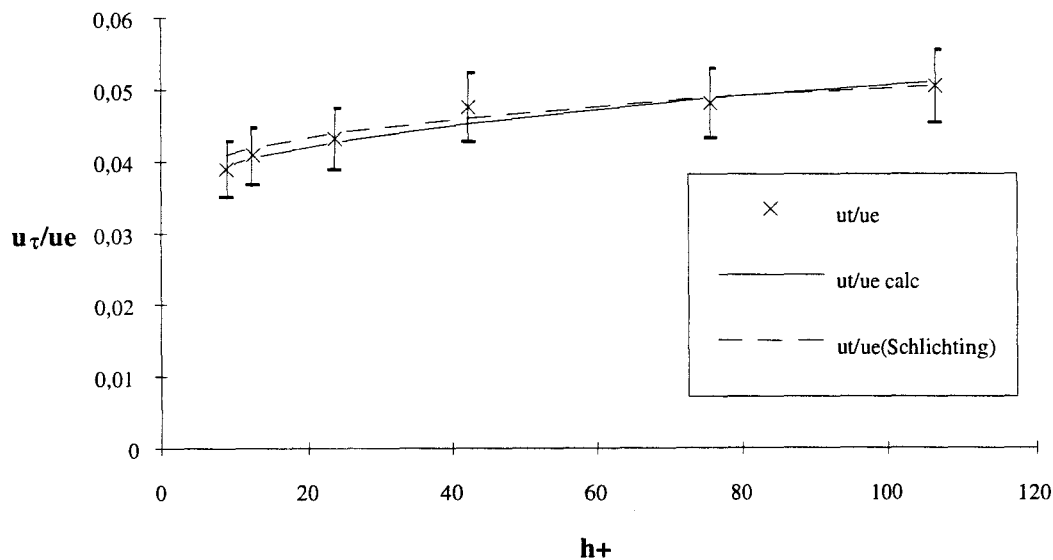


Figure 3.23 : Représentation des valeurs de $\frac{u_\tau}{u_e}$ en fonction de h^+ .

Les résultats obtenus sont satisfaisants sauf pour une valeur de $h^+=42,1$ qui correspond à $D_p = 1,6$ mm. Connaissant la difficulté et l'imprécision des mesures de u_τ (on a représenté sur la figure 3.23 des écarts de $\pm 10\%$ sur u_τ), on considère cette expression valable. On peut également voir sur la figure 3.23 la valeur de C_f calculée par l'expression (37) de Schlichting [36] qui donne de bons résultats pour les grands diamètres et diverge légèrement pour les petits. Il est intéressant, pour la suite des travaux, de connaître u_τ pour les différentes configurations rugueuses car on a vu dans la deuxième partie que u_τ est une grandeur caractéristique pour l'envol de particules.

On peut vérifier l'établissement des différents profils de vitesse obtenus en écoulement rugueux en utilisant la formule de Padet [37] :

$$\frac{u_\tau}{u_e} = \frac{0,4}{\ln(690\theta/h)} \quad (194)$$

On a tracé sur la figure 3.24 l'évolution de $\frac{u_\tau}{u_e}$ en fonction de $\frac{\theta}{h}$.

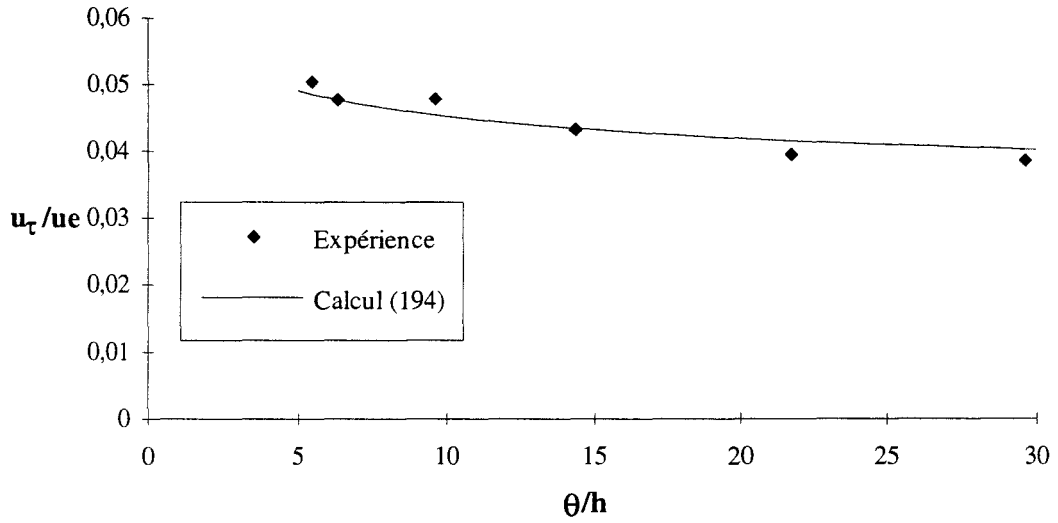


Figure 3.24 : Evolution de $\frac{u_\tau}{u_e}$ en fonction de $\frac{\theta}{h}$.

On peut constater sur cette figure où le trait continu représente l'équation (194) et les losanges les résultats expérimentaux, que ces derniers sont en bon accord avec le modèle de Padet pour les écoulements établis. Les petits écarts sont dus aux erreurs sur l'estimation de u_τ .

2.2.4. Etude des décalages selon $0y$.

D'après Rotta [47] on peut modéliser les profils rugueux par un décalage non seulement de la vitesse mais également de l'ordonnée couplé au modèle de Van-Driest [40]. On a estimé ce décalage Δ_y^+ en grandeur sans dimension ($\Delta_y^+ = \frac{\Delta y u_\tau}{\nu}$) par comparaison avec le profil lisse mesuré sur les plaques collées. La figure 3.25 donne l'évolution du décalage en fonction du paramètre h^+ .

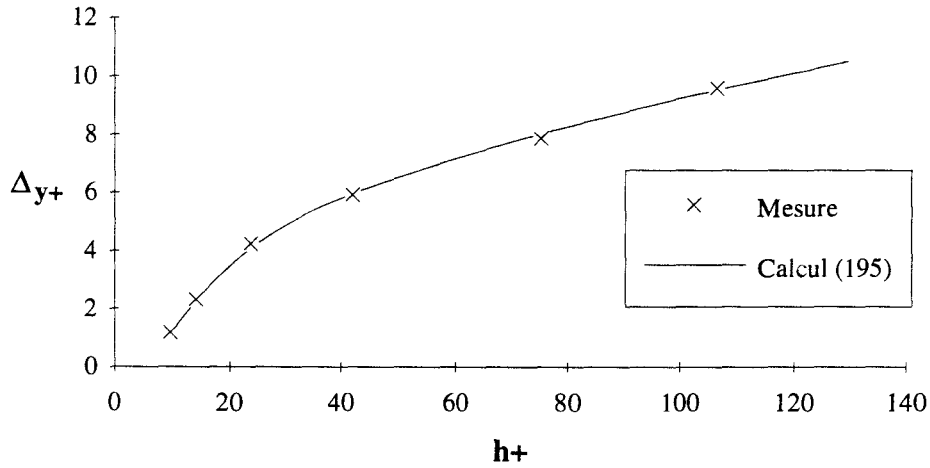


Figure 3.25 : Décalage Δ_y^+ en fonction de h^+ .

Sur la figure 3.25 on a également tracé en ligne continue le décalage calculé par :

$$\Delta_y^+ = k_r \left(\sqrt{h^+} - h^+ \exp\left(-\frac{h^+}{6}\right) \right) \quad (195)$$

La valeur de k_r donnée par Cebeci et Smith [48] est 0,9, Vanhée [46] trouve 0,92. Dans le cas considéré, on trouve également $k_r = 0,92$. On a tracé sur la figure 3.26 des profils rugueux et lisses décalés de Δ_u^+ et Δ_y^+ pour quatre tailles de rugosité 0,45 mm, 0,6, 0,8 et 1,6 mm.

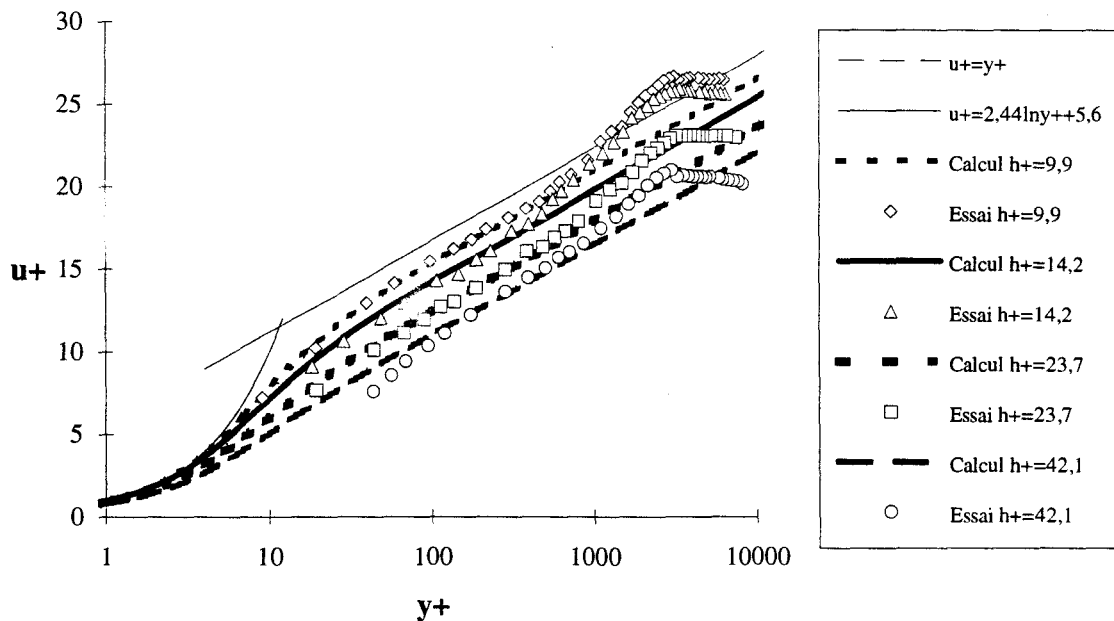


Figure 3.26 : Représentation de quelques profils rugueux et lisses décalés.

On constate que les profils calculés par le modèle de Rotta représentent bien les profils rugueux pour les trois plus petites hauteurs de rugosité. Pour la rugosité de 1,6 mm, on observe un écart des points près de la paroi qui s'accroît pour les diamètres 3 et 4 mm (non représentés). Ce phénomène peut être lié à la forme des rugosités (sphère) différente des grains de sable servant de référence.

2.3. Evolution du taux de turbulence.

On a constaté précédemment que les profils de $\sqrt{u'^2}/u_e$ obtenus sur plaques lisses pour des vitesses de 5, 10 et 15m/s sont comparables aux résultats expérimentaux de Klebanoff.

On se propose donc de comparer les profils obtenus sur parois rugueuses pour des diamètres de 0,4 - 1,6 et 4 mm avec ceux de Klebanoff sur paroi lisse. Cette comparaison est représentée sur la figure 3.27.

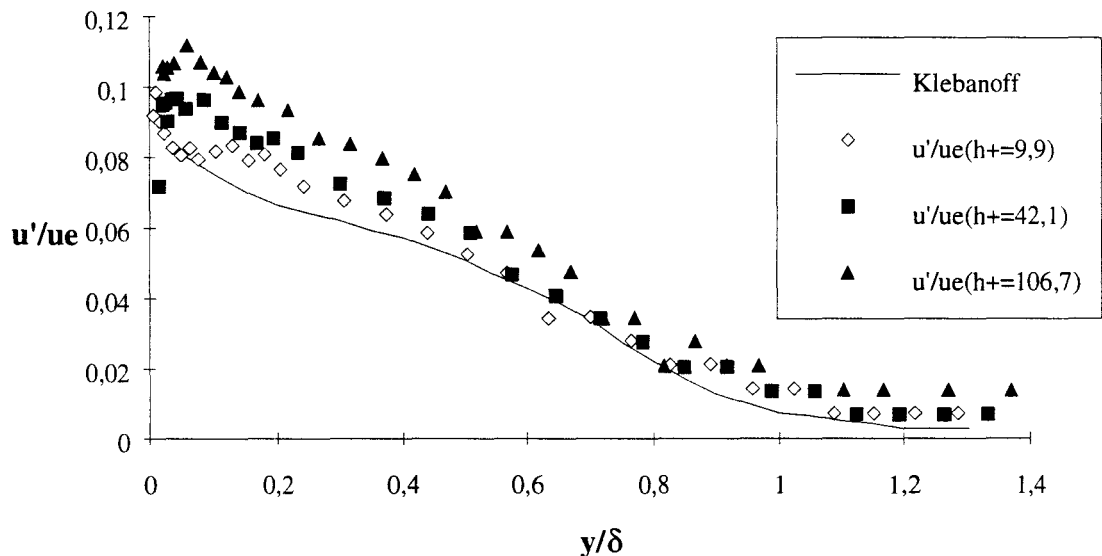


Figure 3.27: Profil de taux de fluctuations turbulentes longitudinales.

On constate que, plus on augmente le diamètre de la rugosité, plus on éloigne le pic de turbulence de la paroi. De plus, ce pic s'épaissit et ressemble plutôt à un plateau pour les plus grandes rugosités (la valeur maximale de u'/u_e semble augmenter légèrement avec la hauteur des rugosités). On constate également que la zone externe n'est quasiment pas affectée par l'augmentation de turbulence de la zone interne.

2.4. Caractérisation de la zone externe.

La figure 3.28 représente les profils de vitesse déficitaire pour toutes les hauteurs de rugosité étudiées comparés à la loi de Clauser [39] $\frac{u_e - u}{u_\tau} = 2,5 - \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{y}{\delta}\right)$ et au profil obtenu sur les plaques lisses.

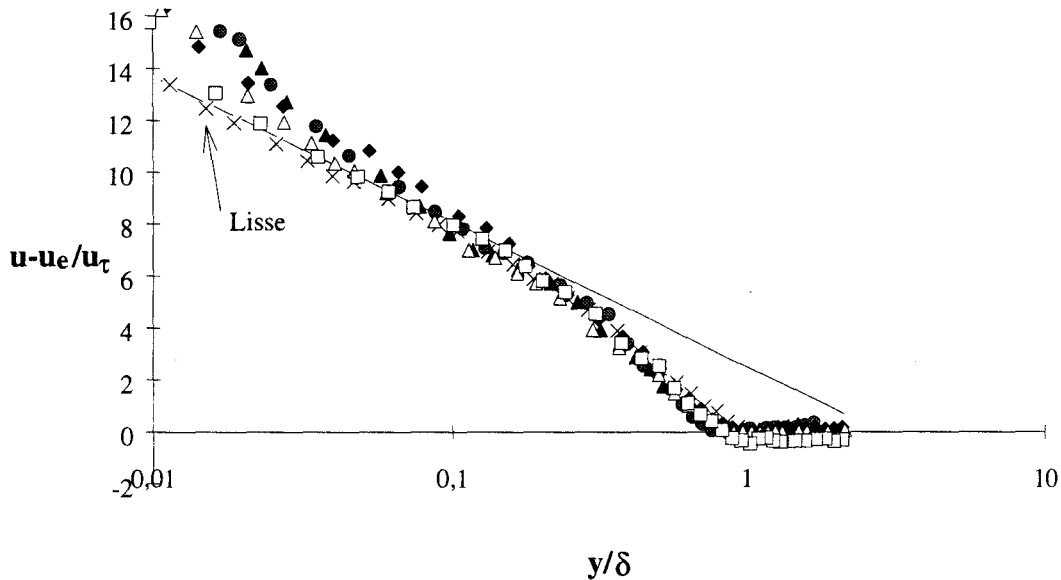


Figure 3.28 : Profil de vitesse déficitaire pour chaque rugosité.

On peut constater que la zone externe n'est pas du tout affectée par la présence de rugosité, ce qui est en accord avec les indications de la littérature.

2.5. Conclusion.

Les expériences réalisées à l'aide de l'anémométrie à fil chaud sur paroi rugueuse ont permis d'obtenir les profils de vitesse moyenne et de fluctuations pour plusieurs hauteurs de rugosité formée par des sphères en arrangement serré. A l'aide de ces profils, on a pu vérifier que les caractéristiques des écoulements rugueux obtenus sont en bon accord avec la littérature, sauf celles des grands diamètres pour lesquels on n'a pas atteint le régime pleinement rugueux. L'essentiel de ce travail était d'établir une loi donnant le coefficient de frottement C_f en écoulement turbulent sur paroi rugueuse en fonction du paramètre de rugosité h^+ . Les essais ont été réalisés pour un nombre de Reynolds local constant.

Il serait intéressant de faire varier le Reynolds local, la géométrie de la rugosité et le nombre de couches rugueuses afin de constater l'influence de ces paramètres sur la loi définie ci-dessus.

3. DESCRIPTION DES EXPERIENCES SUR L'EROSION.

Les expériences sur l'érosion éolienne sont issues de quatre types d'essais :

- mesures de vitesse limite d'envol,
- mise en évidence de la perte de quantité de mouvement près de la paroi en présence d'envols (procédure décrite au paragraphe 4.2),
- mesures de trajectoires
- débits solides.

Ces expériences nécessitent des modifications de la soufflerie et l'utilisation de matériels spécifiques tels qu'un système de captation, un système de détection de particule, etc.

3.1. Modification du banc.

Dans cette partie, on décrit les modifications qui sont communes à tous les essais.

3.1.1. Réalisation d'un fond érodible.

On a réalisé au niveau de la partie la plus aval de la veine d'essais, un creux ayant la forme d'un bac parallélépipédique capable de recevoir de la matière. Ses dimensions sont 500 mm de long, 100 mm de large, et 50 mm de profondeur. Ce lit est situé dans la région où les caractéristiques de l'écoulement sont celles d'une couche limite turbulente de plaque plane, obtenues dès que la vitesse extérieure est supérieure à 3 m/s. De plus, l'écoulement est rendu rugueux en régime intermédiaire, la rugosité est réalisée avec des billes du diamètre correspondant à l'essai. La figure 3.29 présente un schéma de l'installation.

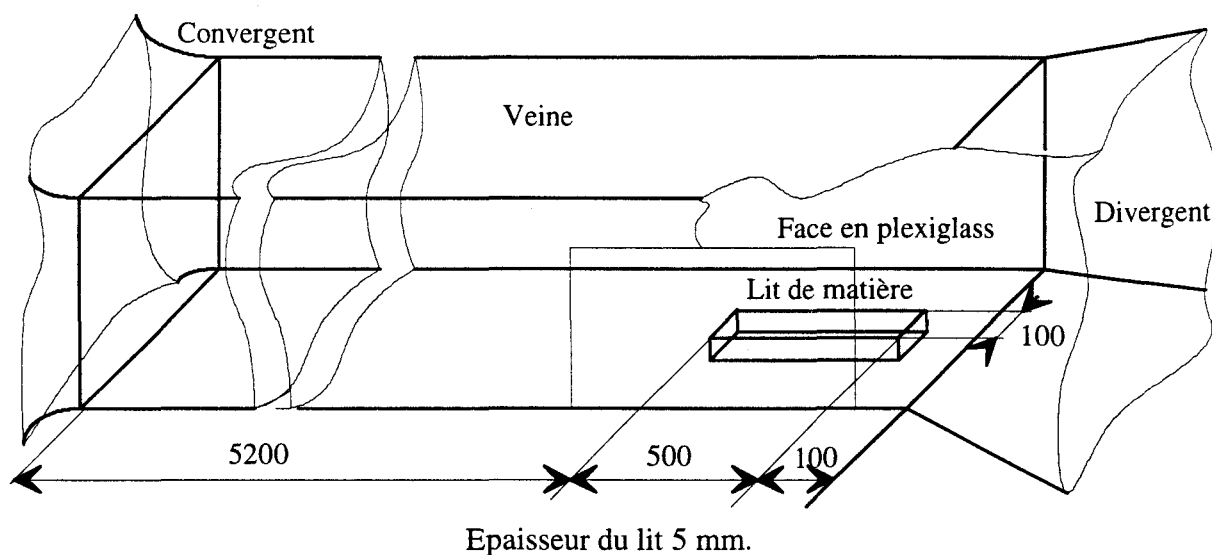


Figure 3.29 : Représentation du bac dans la soufflerie.

On peut signaler que Rice [61], lors d'études expérimentales, a également utilisé un réservoir ayant les mêmes dimensions dans une soufflerie dont la veine faisait 500 x 500 mm. Leurs études portaient sur les probabilités d'envol de grain de sable.

3.1.2. Système de captation.

Dans toutes les mesures effectuées, on récupère les particules qui s'envolent. Pour cela, on utilise un système de captation.

a) Description générale.

Le système de captation est composé d'une sonde placée dans l'écoulement derrière le lit à 30 mm en aval de celui-ci. Cette sonde mesure 120 mm de large (soit 20 mm de plus que le lit) et 34 mm de haut, ce qui correspond à $y^+ = 500$ pour $u_\tau = 0,2$ m/s. On aspire ainsi toute la zone interne de la couche limite. Cette sonde se termine par un convergent raccordé à un tuyau de 35 mm de diamètre. Afin de pouvoir observer s'il se forme des dépôts, ce tuyau est transparent. Vient ensuite un cyclone pour séparer les particules du fluide et un ventilateur commandé par un variateur de fréquence. La figure 3.30 donne une représentation schématique du système de captation.

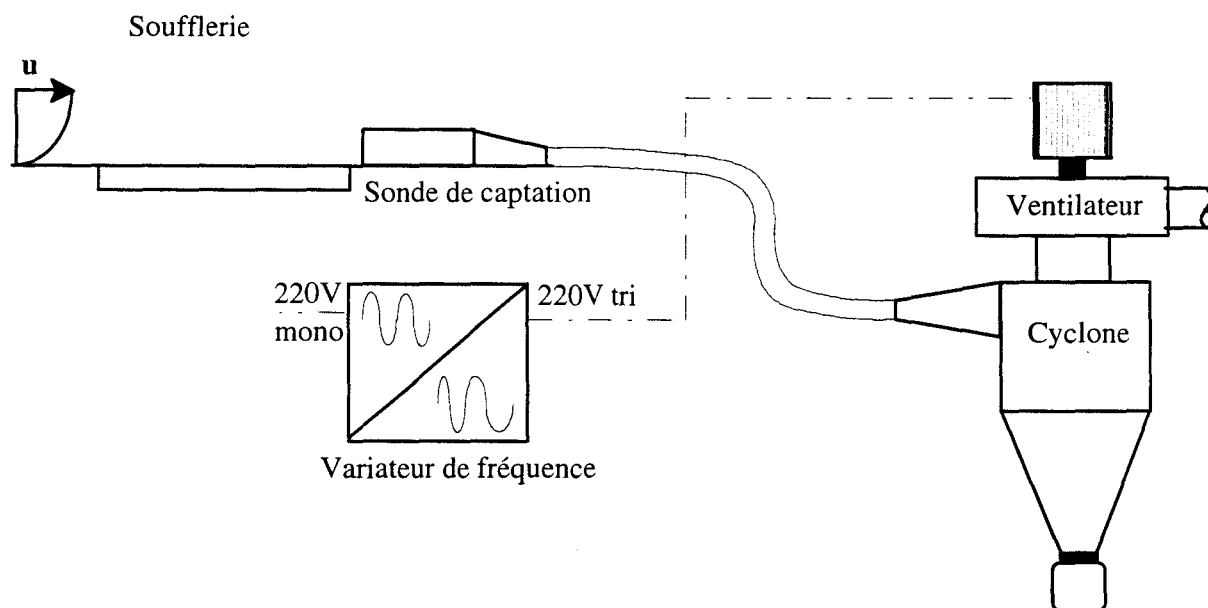


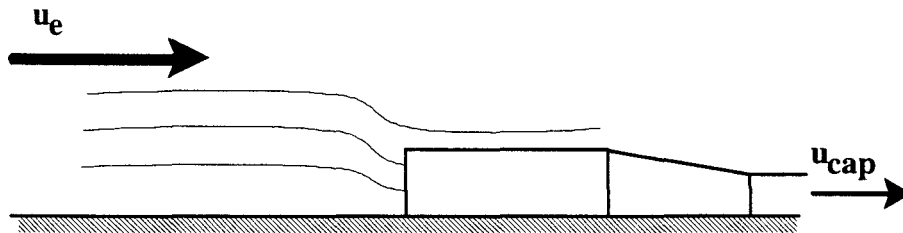
Figure 3.30: Schéma représentant le système de captation.

On récupère la matière captée dans un petit récipient positionné sous le cyclone. Le variateur est commandé pour assurer l'isocinétisme de la sonde qui ne doit pas perturber l'écoulement.

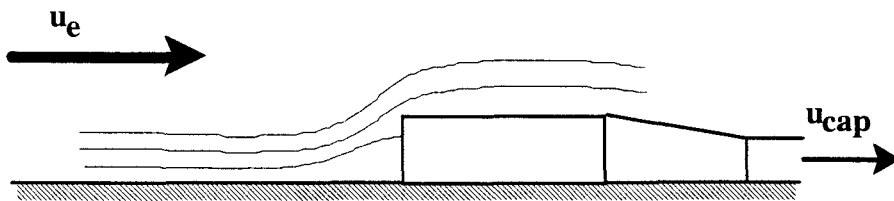
b) Etalonnage de l'isocinétisme de la sonde de captation.

L'objet de cet étalonnage est de connaître la consigne à fournir au ventilateur du système de captation pour une vitesse donnée dans la veine.

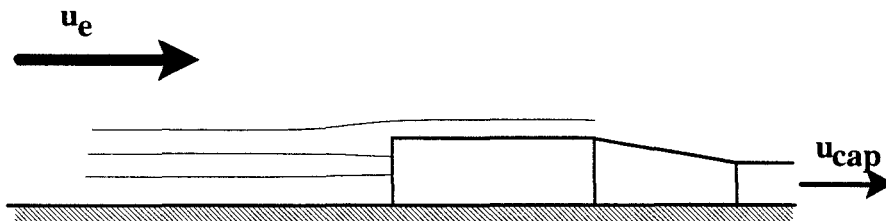
On peut dire que l'isocinétisme est obtenu si les lignes de courant ne sont pas modifiées par la présence de la sonde. Pour cela, l'idée est de visualiser dans le plan orthogonal à la sonde de captation, l'écoulement étantensemencé par des particules de fumée. La figure 3.31 représente ce que l'on observe pour différentes valeurs de la vitesse de captation appelée u_{cap} . Le cas c) correspond à l'isocinétique ($u_{cap} = u_{iso}$).



a) Cas où u_{cap} est supérieure à u_{iso} .



b) Cas où u_{cap} est inférieure à u_{iso} .



c) Cas où u_{cap} est très proche de u_{iso} .

Figure 3.31 : Représentation des différents cas rencontrés lors de l'étalonnage de la sonde de captation.

On a réalisé cette expérience selon le principe décrit sur la figure 3.32. Le plan de lumière est réalisé issu d'un laser. L'écoulement estensemencé avec de la fumée d'encens. Cet essai est effectué sur une paroi rugueuse de rugosité moyenne $D_p = 450 \mu\text{m}$. Pour différentes valeurs de la vitesse u_e dans la veine, on a cherché à régler la vitesse d'aspiration u_{cap} de la sonde de captation jusqu'à l'obtention de l'isocinétisme qui correspond alors à $u_{cap} = u_{iso}$.

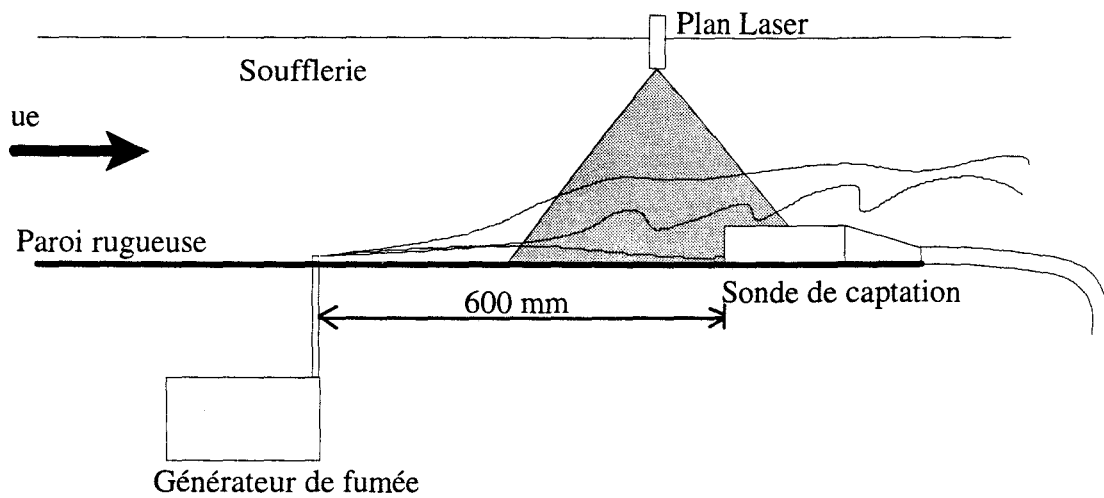


Figure 3.32 : Schéma représentant le montage utilisé pour l'étalonnage de la sonde.

Le réglage s'effectue à l'aide de la tension de commande du variateur 0-5 V. On a obtenu les valeurs présentées dans le tableau 3.9.

u_e (m/s)	3	4	5	6	7	8	9
T_{iso} (V)	1,6	2,05	3,03	3,75	4,3	4,72	5,03

Tableau 3.9 : Relevé des points d'étalonnage de la sonde de captation.

Lorsque l'on est proche de l'isocinétisme, il est très difficile d'apprécier l'allure des lignes de courant, ce qui peut expliquer la légère dispersion des points représentés sur la figure 3.33.

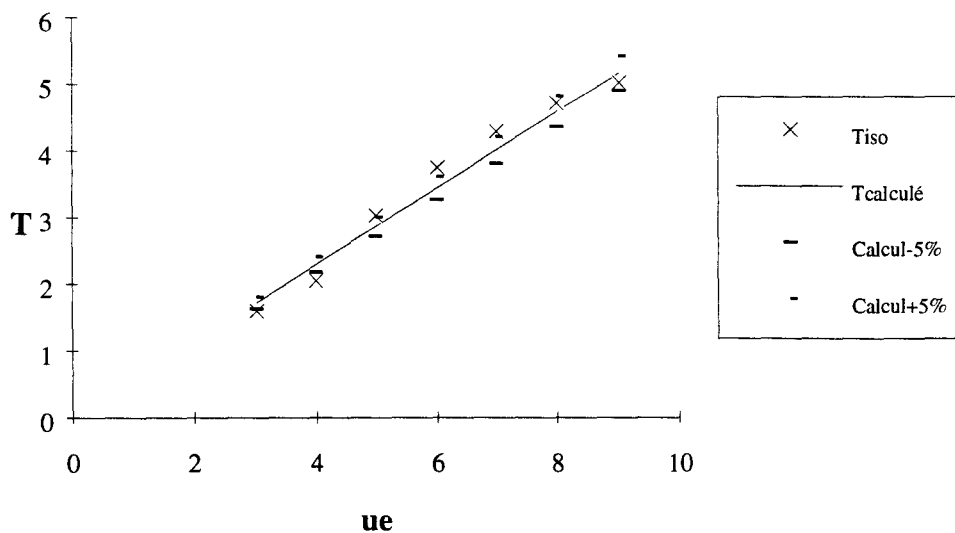


Figure 3.33 : Représentation de la tension de commande du système de captation en fonction de la vitesse dans la veine.

On a obtenu la droite $T_{\text{calculé}} = 0,57 u_e$ qui donne le meilleur coefficient de corrélation. D'après la thèse de Azzi [62] concernant la captation dans le transport pneumatique, si la vitesse d'aspiration respecte à 5% près la vitesse d'isocinétisme, l'écoulement n'est pas trop perturbé et le débit capté est valide. On a tracé sur la figure 3.33 la tension calculée à plus et à moins 5%, les résultats sont relativement satisfaisants. On commet cependant, pour une vitesse de 4 m/s, une erreur de 7 %.

Cet étalonnage est effectué avec une hauteur de rugosité de 450 μm qui correspond à la valeur moyenne des aspérités utilisées dans les essais. On estime que le changement de rugosité modifie peu la courbe d'isocinétisme.

On peut effectuer une approche théorique pour vérifier l'ordre de grandeur de T_{iso}/u_e obtenu pour la loi d'isocinétisme en posant simplement :

$$\boxed{u_e (h - \delta^*) \approx u_{\text{cap}} h} \quad (196)$$

où u_{cap} est la vitesse de captation à l'entrée de la sonde et h est la hauteur de la sonde. Un premier essai avait permis de trouver que la vitesse u_{cap} est proportionnelle à la tension de commande selon la loi $u_{\text{cap}} = 1,6 T_{\text{iso}}$. Cette relation a été obtenue en absence d'écoulement dans la soufflerie. δ^* étant de l'ordre de 10 mm, on obtient la relation $u_{\text{cap}} \approx \frac{2}{3} u_e$ d'où $T \approx 0,42 u_e$ qui est proche de la loi obtenue expérimentalement. L'influence de la rugosité peut être prise en compte dans le terme δ^* . L'expression (196) introduit une erreur sur u_{cap} que l'on calcule facilement par $\varepsilon_c = \frac{u_\tau}{h} \int_h^\delta \frac{u_e - u(y)}{u_\tau} dy$. On retrouve ici la vitesse déficitaire de la zone externe de la couche limite. La valeur de ε_c est faible devant la vitesse de captation.

La courbe d'étalonnage obtenue expérimentalement a permis par la suite de commander automatiquement la vitesse d'aspiration de la sonde de captation en fonction de la vitesse dans la veine à l'aide d'un calculateur.

3.2. Mesure de la vitesse de frottement limite d'envol.

L'objectif est de mesurer la vitesse de frottement limite d'envol u_{τ^*} correspondant à chaque diamètre de particules.

3.2.1. Description générale de l'essai.

On réalise tout d'abord une montée en vitesse dans la soufflerie jusqu'à avoir un envol de particule qui est détecté par une méthode optique. Ensuite, lorsqu'il y a eu détection, on arrête la montée en vitesse et on réalise une série de mesures. Puis on décélère légèrement et on recommence l'expérience.

La détection est assurée à l'aide de la méthode présentée sur la figure 3.34 : on réalise un plan de lumière au-dessus du lit de particule. La manipulation se faisant dans l'obscurité, on détecte la diffusion de lumière lors de la traversée de ce plan par des particules.

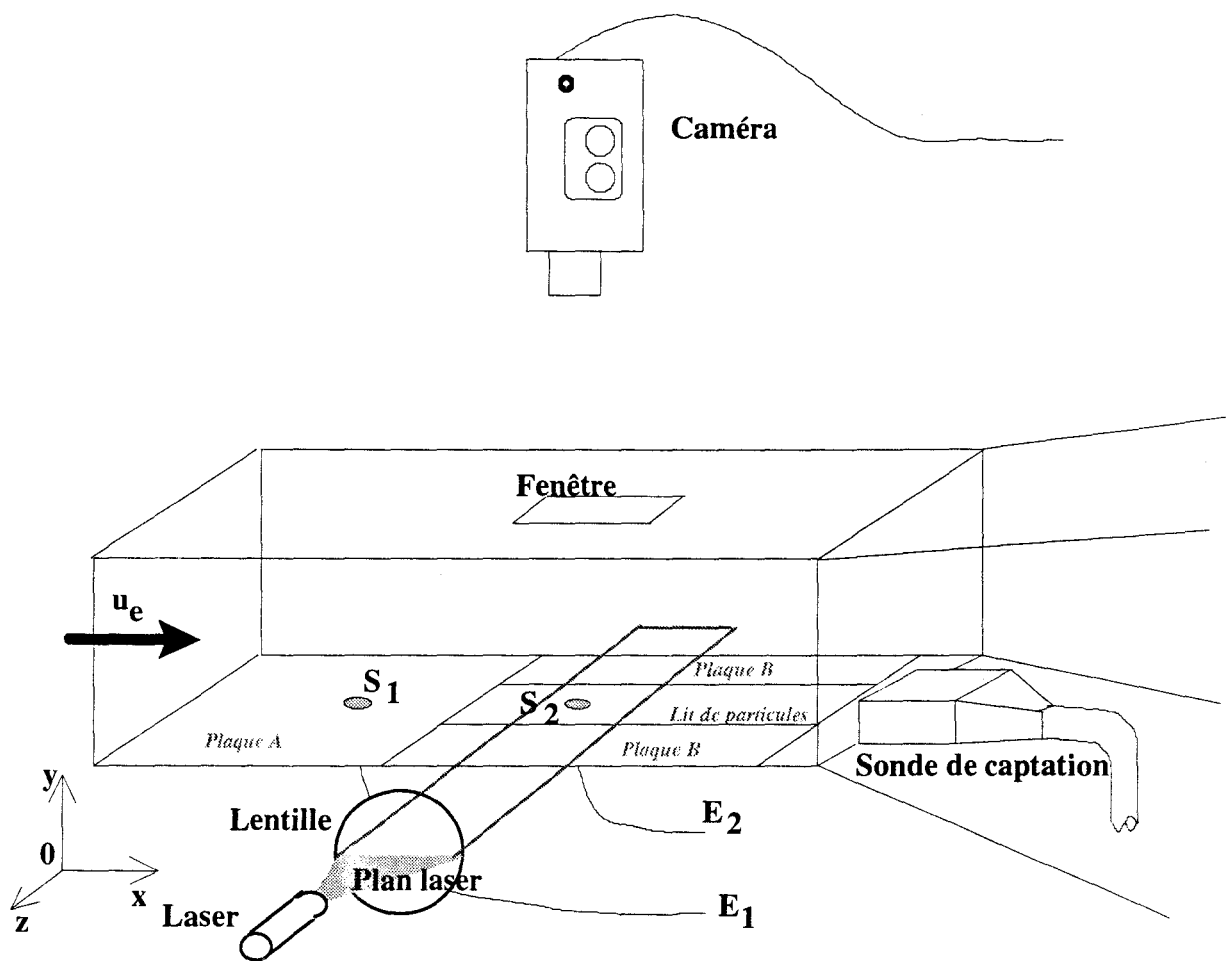


Figure 3.34 : Implantation du détecteur de particules dans la soufflerie.

On a choisi de positionner des particules collées sur les plaques A et B en amont et sur les côtés du lit pour obtenir le bon profil de vitesse attaquant celles prêtes à s'envoler. On peut voir sur la figure que l'on a positionné des capteurs de vitesse de frottement à l'amont et dans le lit afin de bien contrôler l'évolution de cette vitesse. Ces capteurs sont des sondes à films chauds S_1 et S_2 placées l'une à l'amont (90 mm) du lit de particules, l'autre au milieu des billes (à 165 mm du début du lit).

Le plan de lumière est réalisé par une nappe laser disposée le plus près possible du lit de particules. Le plan laser divergeant selon Ox traverse une lentille convergente de 150 mm de distance focale. Un réglage doit être fait pour avoir un plan parallèle dans la veine. Une caméra vidéo placée au-dessus de la soufflerie assure la détection en captant la lumière diffusée par une bille s'envolant lorsqu'elle traverse le plan laser.

La caméra ayant un angle de vue assez grand, il est nécessaire d'installer une fenêtre pour ne détecter que les particules s'envolant du lit et pour éviter la lumière due à la réflexion sur les parois.

La sonde de captation isocinétique, placée à l'aval, récupère les billes envolées. Ce qui permet de vérifier par la faible quantité récoltée que l'on est proche de la limite de l'envol.

Dès qu'une particule traverse le plan laser, une forte quantité de lumière est émise. La caméra intercepte les photons diffusés : il y a détection de particules. Un signal électrique, fonction de la quantité de lumière détectée, est récupéré à la sortie de la caméra.

On procède alors à la mesure de la vitesse de cisaillement. Lors de l'envol, on veut comparer la valeur de la vitesse de frottement sur paroi rugueuse et celle dans le lit. C'est le but des deux sondes de mesure de la contrainte de cisaillement. Ces deux sondes sont placées au ras de la paroi.

Le banc complet est contrôlé par un calculateur :

- qui réalise la régulation de vitesse dans la veine pendant l'exécution de la rampe, par l'intermédiaire d'un tube de pitot
- qui assure l'isocinétisme de la sonde de captation,
- qui fait l'acquisition des mesures après détection et la remise à zéro du système de détection,
- qui compte le nombre de détections,
- qui stocke les résultats des mesures dans un fichier.

Au cours d'un essai, toutes ces opérations sont automatisées. On peut suivre l'évolution de la commande et de la vitesse dans la veine pendant une phase d'essais sur la figure 3.35.

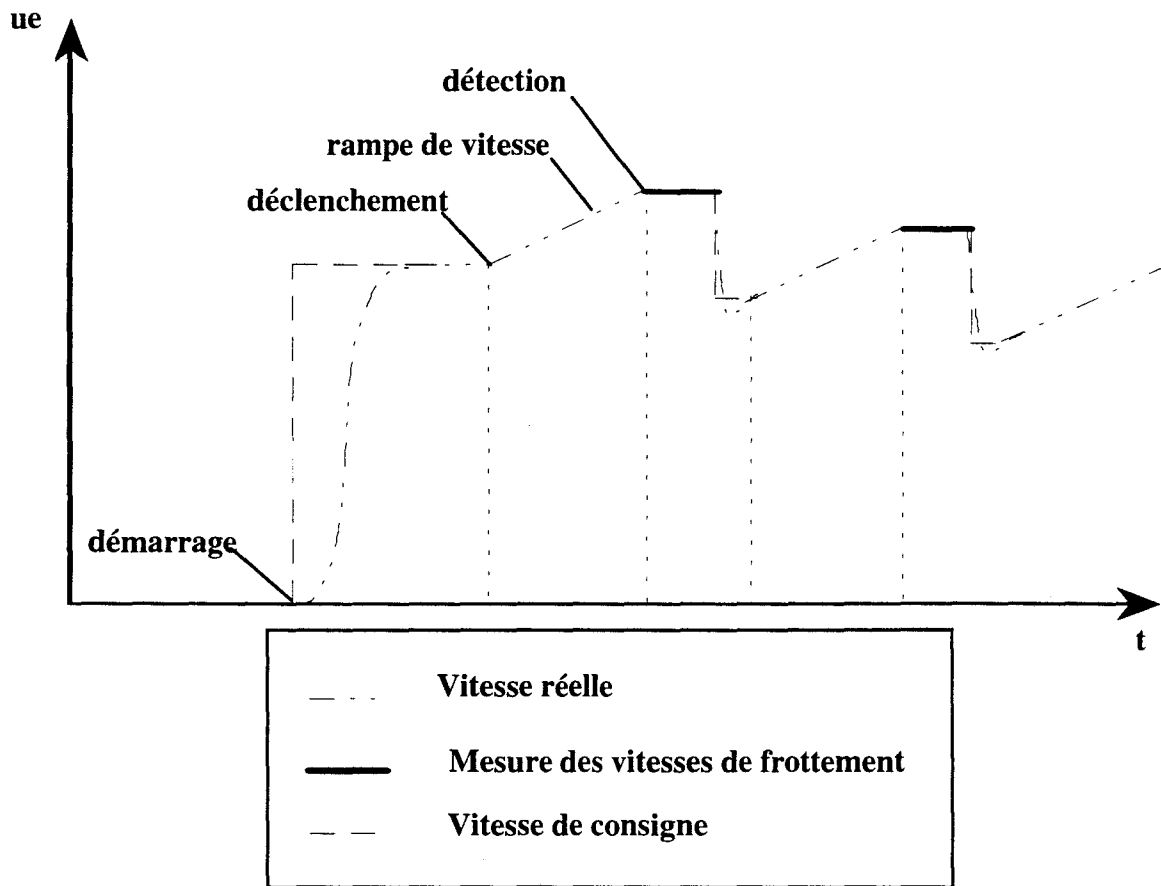


Figure 3.35 : Vitesse dans la veine en fonction du temps pendant un essai.

Ce procédé permet d'obtenir une série de valeurs pour une expérience donnée pour contrôler la validité des mesures et faire des statistiques sur la vitesse limite d'envol.

Avant de détecter les particules, il faut étalonner la rampe de montée en vitesse.

3.2.2. Rampe de montée en vitesse.

La montée en vitesse est caractérisée par un taux $\Gamma = \frac{\Delta u}{\Delta t}$ et par une vitesse moyenne $u_{\text{moy}} = \frac{u_{\text{max}} + u_{\text{min}}}{2}$, u_{min} étant la vitesse au déclenchement de la rampe et u_{max} la vitesse à l'arrêt de celle-ci. Si on appelle L une longueur caractéristique par exemple la longueur de la plaque plane, on peut trouver un nombre sans dimension caractérisant la rampe semblable à un nombre de Strouhal $St = \frac{L}{u_{\text{moy}}^2} \Gamma$. Pour avoir un écoulement quasi stationnaire ce nombre

doit tendre vers zéro. Par exemple pour $\Gamma = 1 \text{ m/s/mn}$, on a $St = 2,5 \cdot 10^{-3}$ pour $u_{\text{moy}} = 6 \text{ m/s}$. A titre de validation, on a réalisé une montée en vitesse de $u_e = 2,5 \text{ m/s}$ à $8,5 \text{ m/s}$ pour $\Gamma = 1 \text{ m/s/mn}$. On présente sur la figure 3.36 l'évolution de $\frac{u_\tau}{u_e} = f(\hat{t})$ avec $\hat{t} = \frac{t \Gamma}{u_{\text{emoy}}}$, où u_{emoy} est

la vitesse d'écoulement moyenne, ici $5,5 \text{ m/s}$.

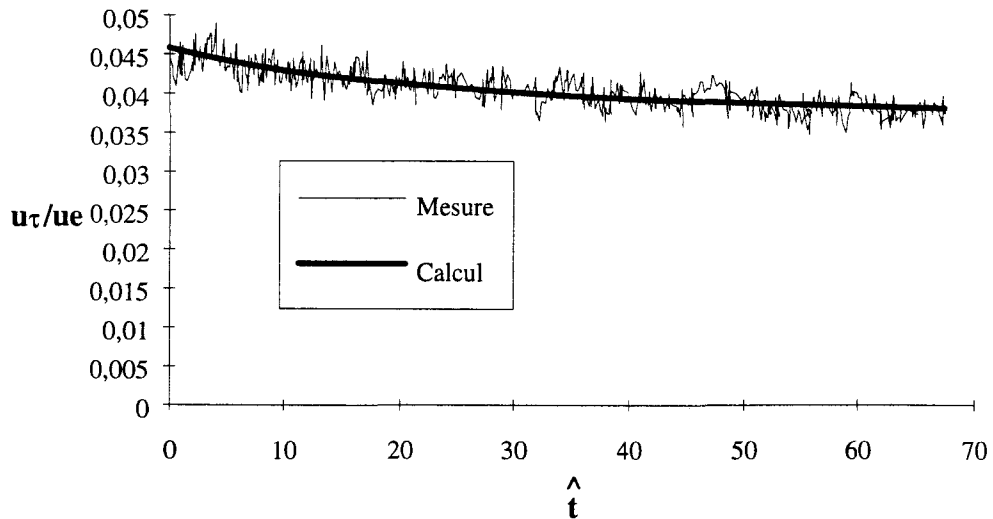


Figure 3.36 : Réponse d'un film chaud à une rampe de montée en vitesse, $\Gamma = 1 \text{ m/s/mn}$.

On constate une réponse satisfaisante du film chaud en valeur moyenne. De plus, les fluctuations observées sont du même ordre de grandeur que celles obtenues en régime permanent. On n'observe pas d'oscillation due à l'asservissement du ventilateur de la soufflerie.

3.2.3. Détection des particules.

Pour détecter les particules qui s'envolent, on utilise le signal de sortie d'une caméra vidéo. Lors de l'essai, on se place dans l'obscurité et on règle le seuil. On déclenche la rampe de montée en vitesse. Lorsqu'il y a un envol, la particule traversant le plan laser émet de la lumière. Le pic obtenu vient s'ajouter au signal vidéo. On le détecte à l'aide du circuit électronique représenté sur la figure 3.37.

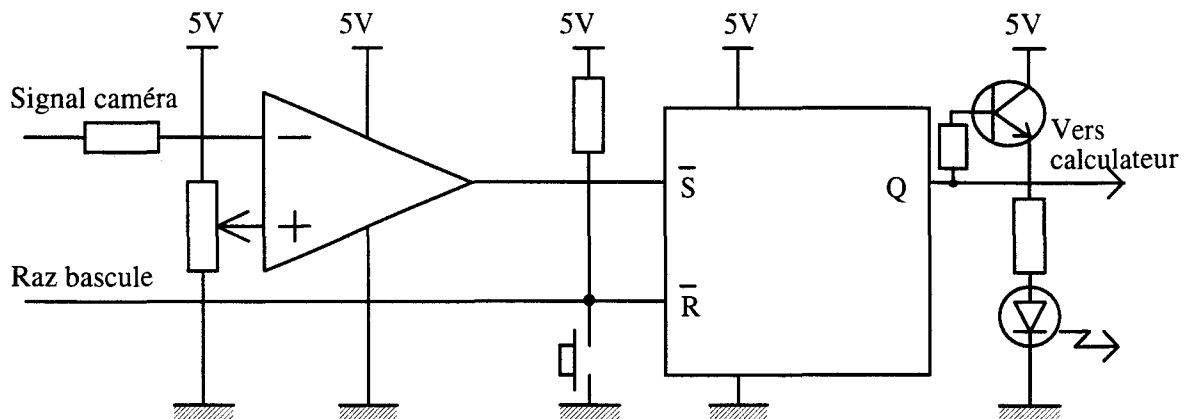


Figure 3.37 : Schéma représentant l'électronique de détection.

Ce circuit est composé d'un comparateur dont on peut régler le seuil et d'une bascule de type RS. En fonctionnement normal, c'est le calculateur, par l'intermédiaire de la carte entrée-

sortie logique, qui récupère l'information de la sortie de bascule et qui remet celle-ci à zéro. Pour le réglage du seuil, on simule manuellement la R.A.Z. par un poussoir et on visualise la détection par une diode électro-luminescente. On peut ainsi placer le seuil à la limite supérieure du signal de fond, pour minimiser l'influence du bruit.

3.2.4. Sonde de mesure de contrainte pariétale de frottement.

La sonde de mesure de contrainte de frottement à la paroi utilisée est une sonde à coller dans laquelle se trouve un film chaud. La présence des particules oblige à chercher un compromis entre la sensibilité et la solidité qui sont incompatibles pour ce type de capteur. On a adopté la solution d'une sonde à coller Dantec 55R47 chauffée à 150°C maximum.

a) Principe de fonctionnement.

Dans sa thèse Hoyez [63] a également utilisé ce type de sonde. Le principe consiste à placer un élément chauffant très près de la paroi comme on l'a représenté sur la figure 3.38 afin de réaliser une petite couche limite thermique.

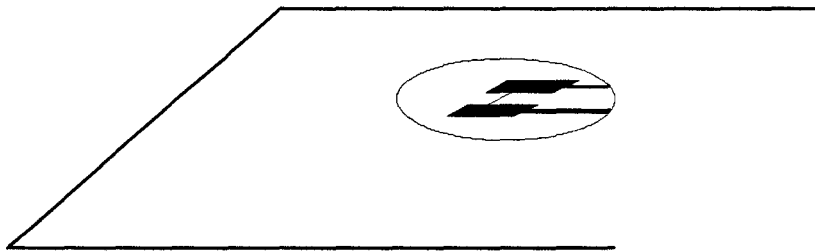


Figure 3.38 : Représentation d'un élément chauffant sur la paroi de la soufflerie.

Par apport d'énergie électrique, on réalise un équilibre thermique :

$$\boxed{\frac{E^2}{R} = \frac{E_0^2}{R} + \Phi.l} \quad (197)$$

où E est la tension aux bornes de l'élément, R la résistance de l'élément chauffant à la température T, ϕ est le flux de chaleur à la paroi, l est l'envergure. E_0^2/R sont les pertes thermiques par convection naturelle dans le fluide qui sont à déterminer lors de l'étalonnage.

Si l'on fait l'hypothèse que la chaleur spécifique du fluide C_p et que le nombre de Prandtl Pr du fluide sont constants, on peut écrire :

$$\boxed{\Phi = \beta \cdot \frac{\Delta T}{l} \cdot \tau^m} \quad (198)$$

où β est fonction de l'élément chauffant et du mouvement du fluide, il est déterminé pendant l'étalonnage, ΔT est la différence de température entre l'élément chauffant et la paroi, τ est le frottement pariétal et m est à déterminer pendant l'étalonnage.

L'élément chauffant, appelé aussi film chaud est monté dans un pont de Wheastone. Les lois de Kirchoff permettent d'obtenir le bilan thermique de l'équation (197) sous la forme :

$$\frac{(E^2 - E_0^2)R}{(R + R_0)^2 \Delta T} = \beta \cdot \tau^m \quad (199)$$

On retrouve alors une forme semblable à la loi de King dont il faut déterminer les constantes par étalonnage :

$$E^2 - E_0^2 = B \cdot \tau^m \quad (200)$$

avec $B = B' \frac{(R + R_0)^2 \Delta T}{(E^2 - E_0^2)}$.

Avant de procéder à l'étalonnage, il faut déterminer la résistance de fonctionnement R qui sert au calcul de B pour R₀ et ΔT donnés.

b) Caractéristique de la sonde de frottement.

Le constructeur Dantec donne les caractéristiques suivantes pour le film chaud référencé 55R47 :

$$\begin{aligned} R_0 = R_{20^\circ\text{C}} &= 11,19 \, \Omega \\ T_{\text{max}} &= 150 \, ^\circ\text{C} \\ \alpha_{20^\circ\text{C}} &= 0,32 \, \%/^\circ\text{C}. \end{aligned}$$

On sait, par la relation ci-après, comment évolue la résistance en fonction de la température :

$$R = R_{20^\circ\text{C}} [1 + \alpha_{20^\circ\text{C}} (T - 20)] \quad (201)$$

Lorsque le film chaud est en fonctionnement sa température augmente, plus sa température est importante et plus la mesure est précise. On choisit T=145 °C d'où R = 15,67 Ω. Il est alors possible de calculer le coefficient de surchauffe : $a = \frac{R - R_0}{R_0} = 0,4$.

On peut maintenant procéder à l'étalonnage. Connaissant la valeur de u_τ pour différentes vitesses, il suffit de mesurer pour ces mêmes vitesses la valeur de E, sachant que u_τ est lié à τ par la relation $\tau = \rho u_\tau^2$.

c) Etalonnage de la sonde de frottement.

On a obtenu en écoulement lisse trois valeurs de u_τ pour des vitesses de 5, 10 et 15 m/s. On utilise ces valeurs pour étalonner les sondes à film chaud. Il faut dans un premier temps régler la vitesse dans la veine aux trois vitesses connues et mesurer la tension délivrée par l'anémomètre E.

Une fois ceci effectué, on utilise un système itératif qui permet d'obtenir E_0 , B (ou B') et m. Cet étalonnage a été effectué pour deux films chauds. On a obtenu pour le film chaud N° 1 les valeurs contenues dans le tableau 3.10.

u_e (m/s)	5	10	15
u_T (m/s)	0,21	0,4	0,58
E (V)	1,777	1,822	1,856

Tableau 3.10 : Etalonnage du film chaud N° 1.

On a procédé de même pour le film N° 2. Les valeurs obtenues sont reportées dans le tableau 3.11.

u_e (m/s)	5	10	15
u_T (m/s)	0,21	0,4	0,58
E (V)	1,77	1,807	1,841

Tableau 3.11 : Etalonnage du film chaud N° 2.

On en déduit, après calcul, les constantes d'étalonnage regroupées dans le tableau 3.12.

	F.c. N° 1	F.c. N° 2
E_0	1,67	1,73
m	3,43	2,05
B'	1,43E-04	1,08E-04

Tableau 3.12 : Constante d'étalonnage des films chauds.

La figure 3.39 représente la courbe d'étalonnage du film N°2.

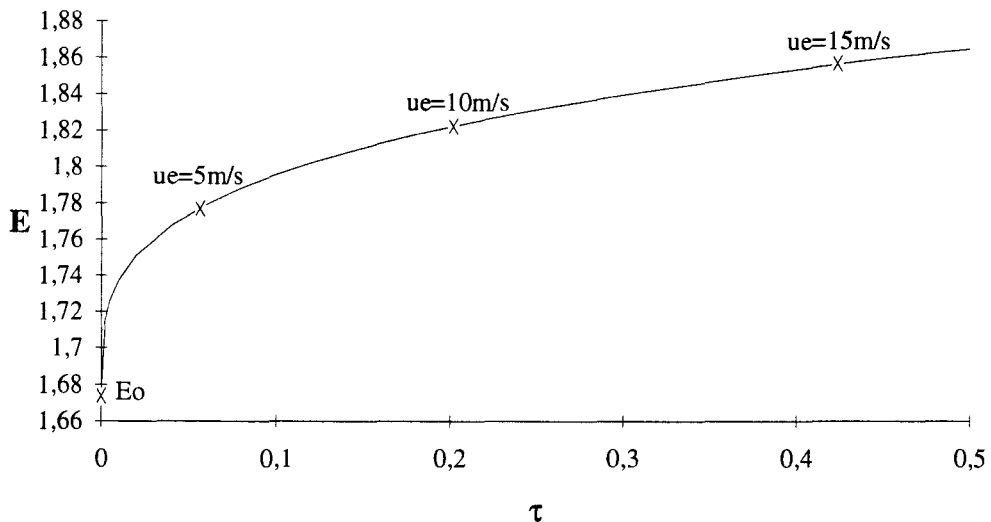


Figure 3.39 : Courbe d'étalonnage du film chaud N °2.

On peut constater sur la figure 3.39 que la courbe d'étalonnage passe parfaitement par les points mesurés. Ceci était quasi-certain puisque l'on calcule trois constantes E_0 , m et B à partir de trois points mesurés. On trouve effectivement une évolution s'apparentant à la loi de King.

En faisant la mise au point, on s'est aperçu que les films chauds étalonnés sur paroi lisse donnaient des erreurs assez importantes lorsqu'on les place dans un écoulement rugueux, on a donc décidé de les étalonner en présence de rugosité.

d) Problème d'étalonnage en présence de rugosité.

On explique facilement la différence de comportement du film chaud en utilisation en écoulement lisse ou rugueux. Si on étalonne en absence de rugosité, les imperfections dues à l'élément sensible ont pour effet de créer une petite rugosité. L'écoulement est donc vu par la sonde comme passant de lisse à rugueux. Si ensuite, on positionne le film étalonné (en écoulement lisse) dans la rugosité, la petite taille des défauts de la sonde devant la taille des rugosités modifie l'aspect de l'écoulement qui passe localement cette fois de rugueux à lisse.

Il faut donc étalonner le film avec la même rugosité que dans les essais considérés. Pour cela, on utilise la loi établie au paragraphe 2.2 qui donne u_τ en fonction des conditions d'écoulement et de la rugosité.

On a réalisé un programme qui permet de faire la saisie de u_e et de la tension E pour dix vitesses comprises entre 1 et 10 m/s et qui permet avec la loi précédemment évoquée de réaliser l'étalonnage d'un film. On peut voir dans le tableau 3.13 et sur la figure 3.40 un exemple d'étalonnage d'un film chaud en écoulement rugueux avec des particules de 450 μm .

u_e (m/s)	u_τ (calculé)	τ (calculé)	E (V)
1	0,043	0,0024	1,77E+00
2	0,085	0,009	1,78E+00
3	0,13	0,02	1,79E+00
4	0,17	0,036	1,80E+00
5	0,21	0,056	1,81E+00
6	0,25	0,08	1,82E+00
7	0,29	0,11	1,84E+00
8	0,33	0,14	1,85E+00
9	0,38	0,18	1,86E+00
10	0,42	0,22	1,87E+00

Tableau 3.13 : Exemple de valeurs d'étalonnage obtenues.

Sur la figure 3.40, on a également représenté une courbe d'étalonnage obtenue en régime hydrauliquement lisse avec le même film chaud.

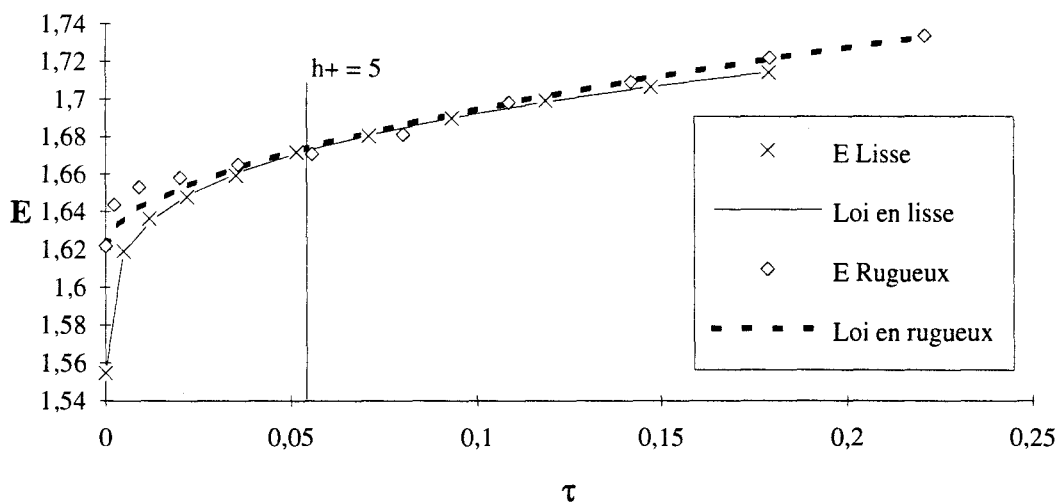


Figure 3.40 : Exemples de courbes d'étalonnage déterminées avec les valeurs du tableau 3.13.

Au niveau de cet étalonnage en régime rugueux, l'erreur maximum entre la valeur de tension calculée et mesurée est inférieure à 0,75 %. En régime lisse cette erreur est de l'ordre de 0,1 %. Sur la figure 3.40 on peut constater, pour l'étalonnage en présence de rugosité, deux comportements selon le régime de l'écoulement (selon que $h+ < 5$ ou $h+ > 5$). Pour mettre cela en évidence, on a calculé l'écart type τ' des valeurs d'étalonnage pour les régimes lisse et rugueux. La figure 3.41 présente les évolutions du rapport τ'/τ en fonction de la vitesse extérieure à la couche limite.

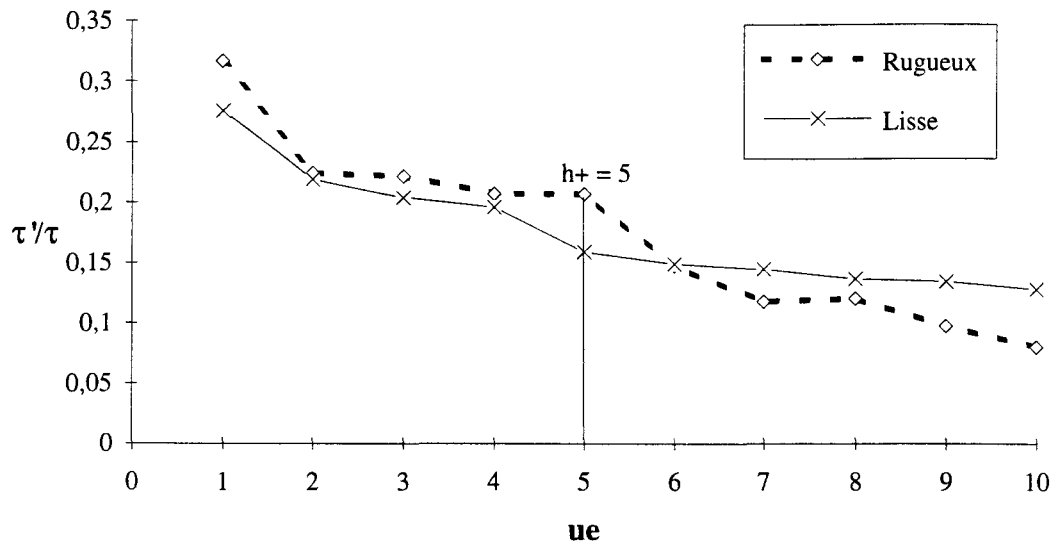


Figure 3.41 : Courbe donnant les valeurs efficaces des contraintes de la figure 3.40.

Cette représentation montre bien le changement de comportement. Pour le régime lisse, on retrouve une évolution proche de celle obtenue sur une paroi lisse. Au-delà de $h+ = 5$, on constate un changement d'évolution de τ'/τ .

Ces résultats montrent qu'il est nécessaire d'étalonner les films chauds avec la même rugosité que lors de l'essai. Les résultats concernant la mesure de la vitesse limite d'envol seront présentés au paragraphe 4.

3.3. Trajectoires des particules.

L'objet des mesures de trajectoires de particules est de confronter les résultats expérimentaux au modèle numérique de calcul de trajectoire en saltation décrit dans la deuxième partie.

3.3.1. Description générale de l'essai.

Cet essai consiste à filmer les particules traversant un plan de lumière. Dans un premier temps, on réalise une montée en vitesse dans la soufflerie. Lorsqu'il y a apparition d'une trajectoire, on arrête la montée en vitesse et on effectue l'acquisition des vitesses. Puis on relance la rampe jusqu'à nouvelle détection.

Les résultats rencontrés dans la littérature sont plutôt qualitatifs. Cet essai doit permettre de mieux quantifier les caractéristiques de trajectoires.

3.3.2. Système de visualisation.

Contrairement à la manipulation précédente, le plan laser est installé perpendiculaire au plancher de la veine au milieu du lit de particule ; la caméra est placée parallèlement au plan.

Lors de l'envol d'une particule dans le plan laser, il est donc possible d'enregistrer sa trajectoire.

Comme précédemment, à chaque détection, on mesure la vitesse u_e et les vitesses de frottement pariétal. L'enregistrement sur un magnétoscope professionnel de norme Umatic est continu. La figure 3.42 présente un schéma synoptique de la manipulation.

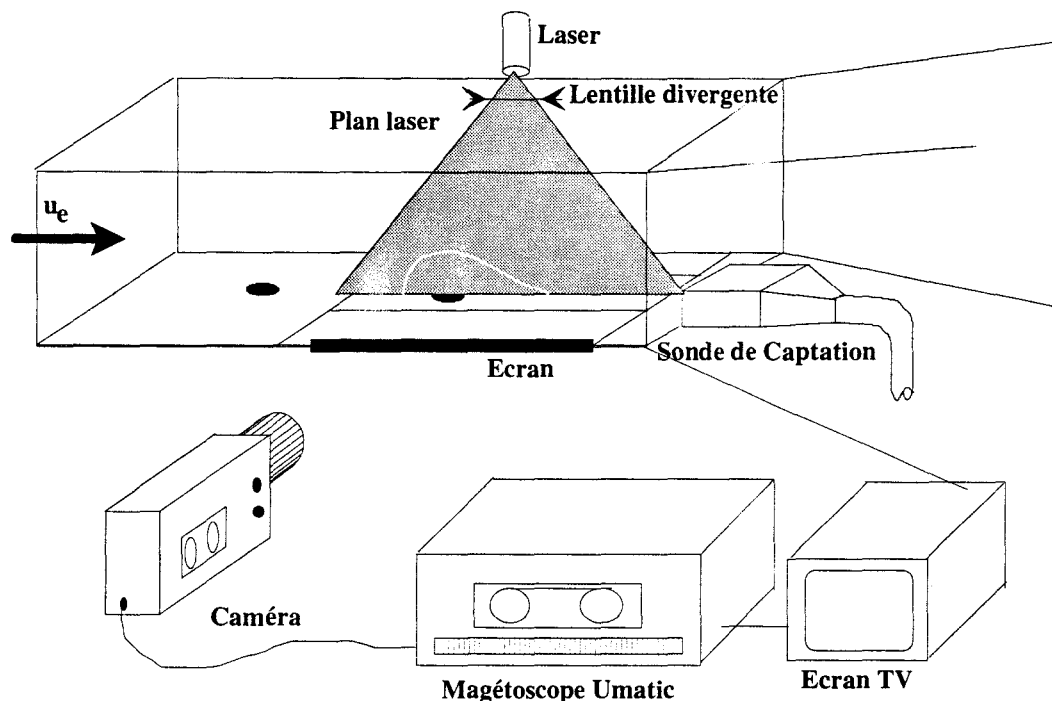


Figure 3.42 : Schéma du système de mesure de trajectoires.

On dispose un écran dans la partie basse de la fenêtre pour ne pas être gêné pendant l'enregistrement par la réflexion du laser sur la paroi. On utilise une lentille faiblement divergente de distance focale 100 mm que l'on place à 20 mm de la lentille cylindrique générant le plan laser, afin de l'épaissir légèrement, pour pouvoir observer d'avantage de trajectoires.

Une fois l'essai effectué, on dépouille les images à l'aide d'un digitaliseur d'images :

- on recherche les images sur lesquelles on peut visualiser des portions de trajectoire de particule (le temps d'exposition est de $1/25^{\text{ème}}$ de seconde),
- on les numérise et, à l'aide d'un logiciel de traitement d'image, on améliore le contraste pour n'avoir plus qu'un tiret blanc (trajectoire) sur un fond noir,
- on superpose les images successives pour reconstituer la trajectoire d'une particule.

Pour déterminer les grandeurs caractéristiques d'une trajectoire (hauteur maximum, et longueur), il est nécessaire de définir une origine dans l'image et de réaliser un étalonnage préalable.

3.3.3. Etalonnage spatial.

Pour réaliser cet étalonnage, on place dans le plan visualisé un écran recouvert de papier millimétré (figure 3.43).

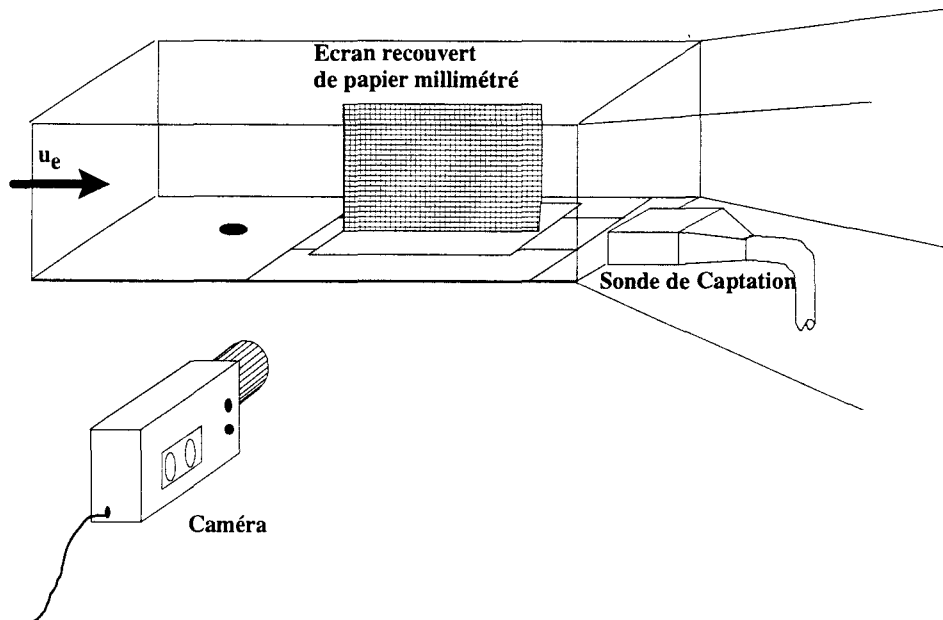


Figure 3.43 : Schéma représentant la mire dans la soufflerie.

On filme cette mire pendant quelques instants. Puis, sans retoucher au positionnement de la caméra, on effectue les essais.

Pour obtenir la mire, on digitalise l'image représentant le quadrillage. Puis, on superpose cette image sur celle de la trajectoire. On obtient, ainsi, directement les dimensions caractéristiques de la trajectoire.

3.3.4. Traitement des images.

Les images sont analysées à l'aide du logiciel Optilab 1.3. Il permet, après digitalisation, d'effectuer divers traitements d'amélioration du contraste. La figure 3.44 présente six images digitalisées telles qu'elles résultent du traitement ainsi que la trajectoire résultante, la mire et la superposition de ces deux dernières images qui permet la mesure de la longueur et de la hauteur des sauts.

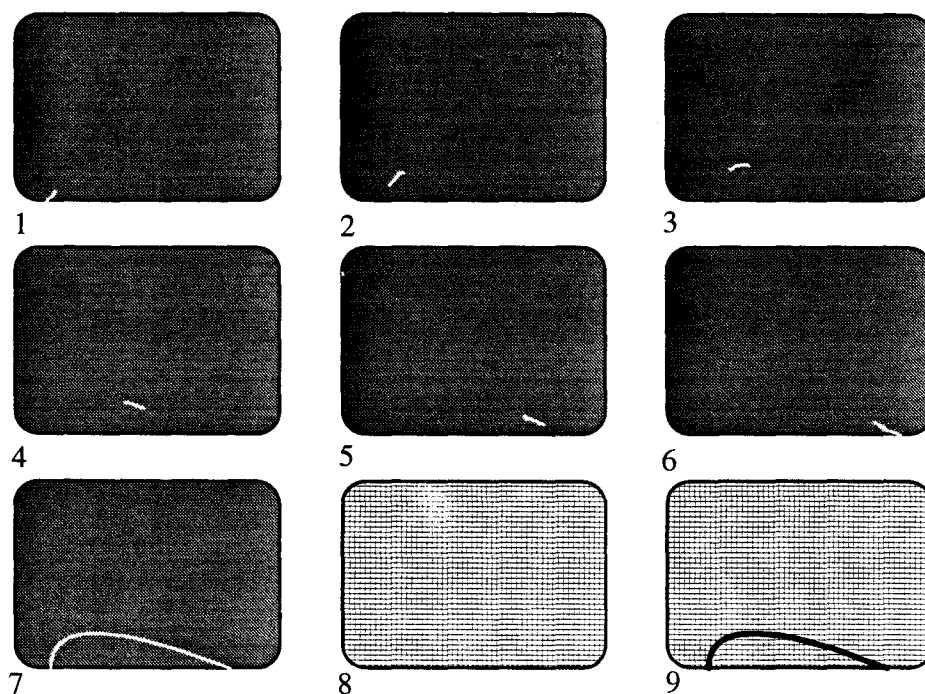


Figure 3.44 : Schéma représentant neuf images : - de 1 à 6 : images traitées successives,
 - 7 : trajectoire complète, superposition des images 1 à 6
 - 8 : image de la mire
 - 9 : image de la trajectoire superposée à la mire.

Sur une image, les pixels blancs ont pour niveau 255 et les noirs 0. Pour superposer deux images, il suffit de les ajouter pixel à pixel pour les images 1 à 6 et de retrancher la trajectoire au quadrillage (images 8 - 7) pixel à pixel pour obtenir l'image 9.

On moyenne les dimensions caractéristiques de plusieurs trajectoires obtenues à vitesses sensiblement égales. La hauteur maximum H atteinte par les particules peut être utilisée pour la détermination du débit solide et pour la validation du calcul numérique des trajectoires.

3.4. Mesure du débit de matière solide.

Le but de cette expérience est de constituer une banque de donnée de débit solide pour différents matériaux, différents diamètres de particules et différentes vitesses d'écoulement, comme l'avait obtenue Zingg [3] en 1952. Ces résultats peuvent valider le modèle établi dans la deuxième partie.

3.4.1. Modification du système de captation.

Le système de captation tel qu'il est présenté sur la figure 3.30 ne permet pas de faire des mesures de débit. A l'extrémité basse du cyclone, au niveau de la récupération des particules solides, on a installé un clapet à commande électrique qui fait office de vanne de prélèvement. La figure 3.45 représente ce clapet commandé par un électro-aimant rotatif. Après quelques essais, on s'est aperçu que le clapet présentait un phénomène de blocage pour les petites

particules de l'ordre de 200 μ m et inférieures. On a estimé que ce blocage était dû à la giration du mélange dans le cyclone qui, par effet d'inertie, applique les particules sur la paroi. Ce phénomène vient coincer les grains sur les bords du clapet empêchant tout mouvement de ce dernier. Pour atténuer cet effet, on place un croisillon de redressement et un petit cône également dessinés sur cette figure.

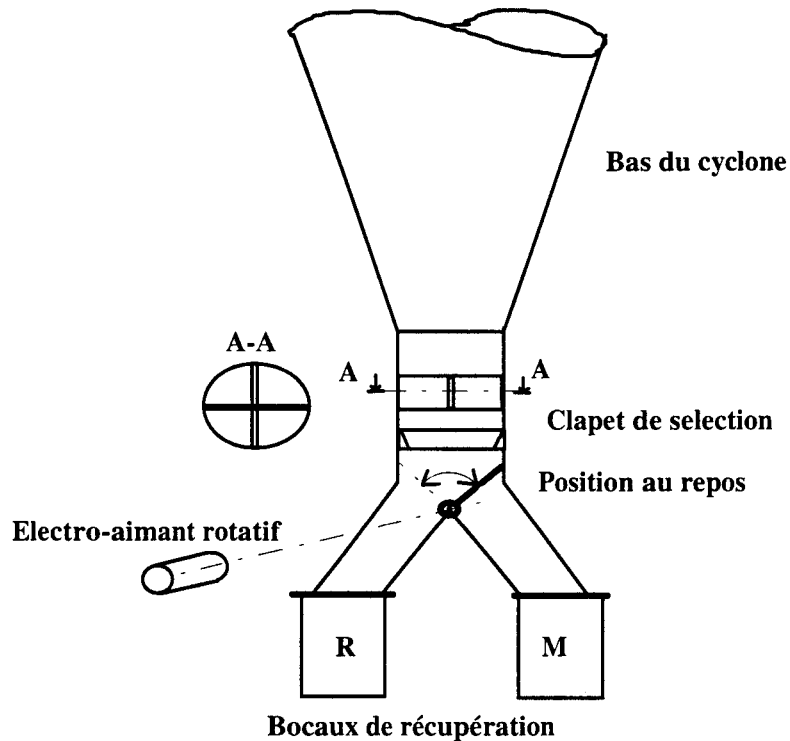


Figure 3.45: Schéma représentant la vanne de prélèvement.

Le bocal repéré R sert à la récupération permanente des grains et celui repéré M sert à la mesure. L'électro-aimant est commandé par le calculateur par l'intermédiaire d'une interface de puissance à relais. On peut également le commander manuellement.

3.4.2. Description générale de l'essai.

Pour mesurer le débit solide, le problème du réglage de la vitesse à une valeur supérieure à la limite d'envol s'est posé. Pour s'en affranchir, on réalise une montée en vitesse dans la soufflerie. Lorsque l'on atteint la vitesse désirée u_1 , on ouvre la vanne de prélèvement sous le cyclone de manière à obtenir un échantillon. Au bout d'un temps Δ_T fixé, on referme la vanne. La mesure des vitesses de frottement en amont et dans le lit s'effectue en continu pendant l'ouverture de la vanne.

On obtient par pesée la masse de particules envolée dans le temps Δ_T :

$$m_p = \int_{t_1}^{t_1 + \Delta_T} q_s dt \quad (202)$$

avec l largeur du lit de particules et t_1 l'instant où $u_e = u_1$. On peut par un calcul simple retrouver le débit solide moyen \bar{q}_s capté pendant le temps Δ_T :

$$\bar{q}_s = \frac{1}{\Delta_T} \int_{t_1}^{t_1 + \Delta_T} q_s l dt = \frac{m_p}{\ell \Delta_T} \quad (203)$$

On peut ainsi caractériser le débit moyen en fonction de paramètre simplement mesurables.

Il est cependant nécessaire de procéder à des essais préliminaires pour prendre en compte le temps de circulation des particules dans le système de captation.

3.4.3. Prise en compte du temps de charge.

Le temps de charge t_c correspond au temps que mettent les particules captées pour aller de la sonde au bocal de récupération. Il dépend de la vitesse d'aspiration (proportionnelle à u_e), du diamètre considéré, des masses volumiques du matériau et du fluide et de la viscosité. On peut, après une petite étude dimensionnelle, obtenir :

$$S_p = \frac{u_e t_c}{D_p} = \phi \left(\frac{\omega_c D_p}{u_e}, \frac{\rho_p - \rho}{\rho} \right) \quad (204)$$

où ω_c est le taux de rotation des particules dans le cyclone, S_p est un nombre de Strouhal. On remarque que pour S_p donné, le temps de charge est d'autant plus élevé que le diamètre est grand ou que la vitesse est petite.

Le terme $\frac{\rho_p - \rho}{\rho}$ caractérise l'inertie des particules pendant leur transport et l'inverse du terme $\frac{\omega_c D_p}{u_e}$ est caractéristique du temps de séjour des particules dans le cyclone. Pour estimer ω_c , on utilise la formule $\omega_c = \frac{V_t}{R_{gc}}$ où V_t est la vitesse tangentielle moyenne et R_{gc} le rayon de giration. Pour réaliser le cyclone, on a utilisé la loi issue des techniques de l'ingénieur [64].

$$R_{gc}^{0,5} V_t = R_e^{0,5} V_e \quad (205)$$

Où R_e est le rayon d'entrée et V_e la vitesse moyenne d'entrée du cyclone. On obtient par simple calcul $\omega_c = \frac{V_e}{0,062}$. En écrivant la conservation du débit entre l'aspiration de la sonde

et l'entrée du cyclone, on obtient $\omega_c = \frac{u_{cap}}{0,01}$ où u_{cap} est la vitesse moyenne dans la sonde de

captation. On a vu au paragraphe 3.1.2 que u_{cap} est proportionnelle à u_e tel que $u_{cap} \approx \frac{2}{3} u_e$.

On peut donc exprimer ω_c en fonction de u_e et d'une longueur caractéristique L_c par $\omega_c = \frac{u_e}{L_c}$

avec $L_c = 0,015$ m. On peut donc chercher S_p sous la forme :

$$S_p = \phi \left(\hat{D}_p, \frac{\rho_p - \rho}{\rho} \right) \quad (206)$$

où $\hat{D}_p = \frac{D_p}{L_c}$. L_c est une longueur caractéristique du cyclone qui rend compte du temps de séjour des particules dans son volume.

On a chronométré le temps t_c pour différentes vitesses, différents diamètres et pour deux masses volumiques de particule 1000 et 2500 kg/m³. On obtient par calcul de la meilleure corrélation (coefficient de corrélation de 0,96) :

$$S_p = 3 \left(\frac{\rho_p - \rho}{\rho} \right) + \frac{860}{\hat{D}_p} \quad (207)$$

Pour des diamètres D_p grands, le temps de charge possède une asymptote qui n'est fonction que des différences de masse volumique. Pour des diamètres D_p petits, le temps de charge sera très grand. Dans ce cas, le terme $\frac{860}{\hat{D}_p}$ sera prépondérant et les particules restent plus

longtemps dans le cyclone.

On peut observer sur la figure 3.46, la comparaison entre le calcul et les mesures de S_p en fonction du diamètre sans dimension \hat{D}_p .

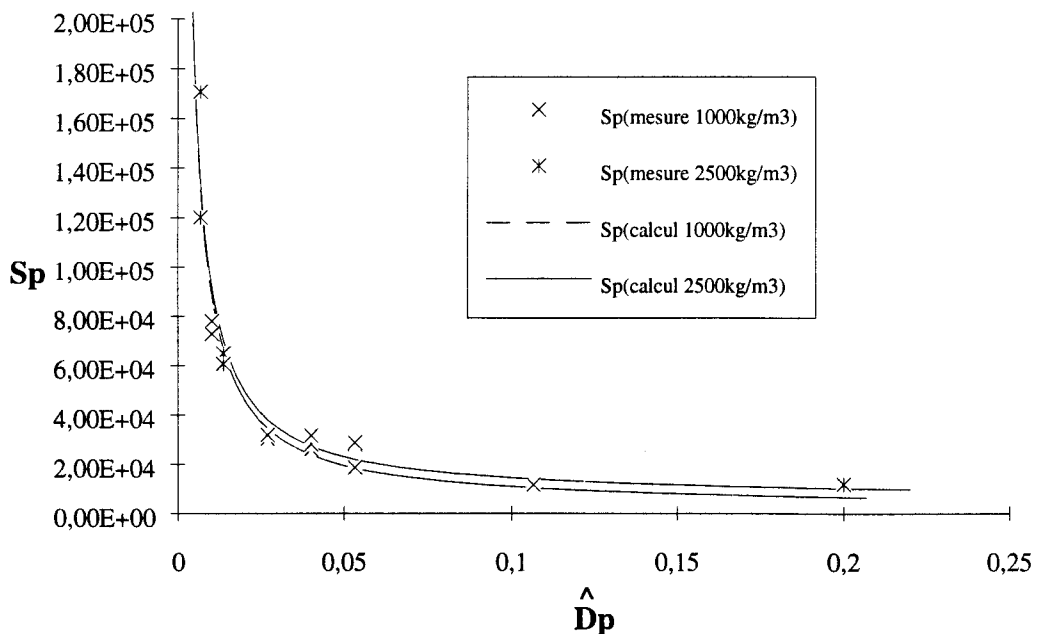
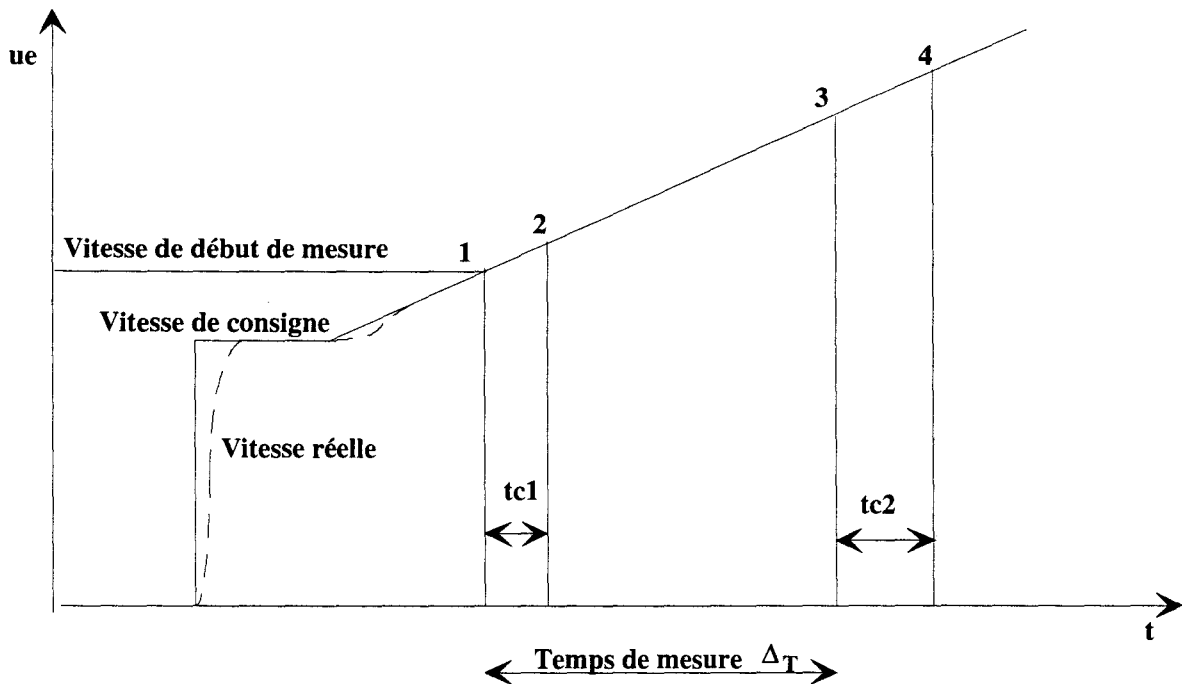


Figure 3.46 : Courbe de détermination du temps de charge.

Pour prendre en compte le temps de charge lors des essais au sein du programme, on génère un retard entre les début et fin d'acquisition de vitesses et les ouverture et fermeture de

la vanne de prélèvement. La figure 3.47 représente l'évolution de la vitesse en fonction du temps ainsi que les temps caractéristiques.



- 1 Début des mesures de u_τ
- 2 Ouverture du clapet
- 3 Fin des mesures de u_τ
- 4 Fermeture du clapet

Figure 3.47 : Vitesse dans la veine en fonction du temps pendant un essai.

On déclenche la rampe pour une vitesse inférieure à la vitesse de début de mesure. Lorsque cette dernière est atteinte (1), on commence les mesures de u_τ que l'on stocke dans un fichier en temps réel et on décompte le premier temps de charge $tc1$. Une fois ce temps passé (2), on ouvre la vanne de prélèvement. Lorsque le temps de mesure est accompli (3), on arrête les mesures de u_τ et on décompte le nouveau temps de charge $tc2$. Une fois ce temps passé (4), on ferme la vanne de prélèvement. Puis on pèse le contenu du bocal de mesure.

3.4.4. Estimation des erreurs de mesure du débit.

On estime deux types d'erreurs sur la mesure du débit. Ces erreurs ne sont liées qu'au filtrage par le cyclone et le clapet.

La première erreur correspond plutôt à l'efficacité du cyclone. Pour la déterminer, on a placé une masse de matière à l'entrée de la sonde et on a pesé la quantité récupérée. On a observé lors de ces essais trois cas de figures :

- la vitesse d'aspiration étant trop faible, les particules restent dans le conduit,

- la vitesse étant suffisante, la récupération s'effectue très bien et on a une erreur entre la quantité captée et mesurée inférieure au pour cent,
- la vitesse est trop forte, les particules restent prisonnières du cyclone jusqu'à diminution de la vitesse.

La deuxième erreur est due à la giration dans le cyclone. On a déposé dans le capteur une quantité donnée de matière après avoir mis en aspiration et avoir ouvert le clapet. Puis, on a fermé le clapet et on a arrêté l'aspiration. On a observé un manque d'environ 4% dans le pot M que l'on a retrouvé dans le pot R.

4. RESULTATS EXPERIMENTAUX.

Pour chaque essai, on a utilisé des matériaux sphériques ayant des répartitions granulométriques fines tendant vers des granulométries mono-dispersées. On a caractérisé les divers matériaux utilisés à l'aide d'un granulomètre laser et déterminé le diamètre moyen ainsi que l'écart type de la répartition. Le tableau 3.14 donne, pour chaque tranche granulométrique testée le diamètre moyen D_p ainsi que le rapport de l'écart type à la valeur moyenne.

Matériaux	Tranche(μm)	D_p (μm)	σ/D_p
Polystyrène	80-230	169	0,19
	200-500*	496	0,185
	400-700*	582	0,21
	600-1000*	900**	
	1200-2000*	1600**	
PVC	2-70	29	0,4
	60-250	130	0,34
Gel de Silice	3-60	32	0,43
Bille de verre	80-110*	99	0,19
	160-280*	218	0,1
	230-320*	278	0,15
	400-520*	492	0,1

Tableau 3.14 : Diamètre moyen et écart type des tranches granulométriques utilisées.

* tranche donnée par le fournisseur, ** étude granulométrique non effectuée.

La figure 3.48 présente les répartitions granulométriques par valeurs cumulatives inférieures, donnant le pourcentage de matière passant au tamis pour un diamètre de trous considérés.

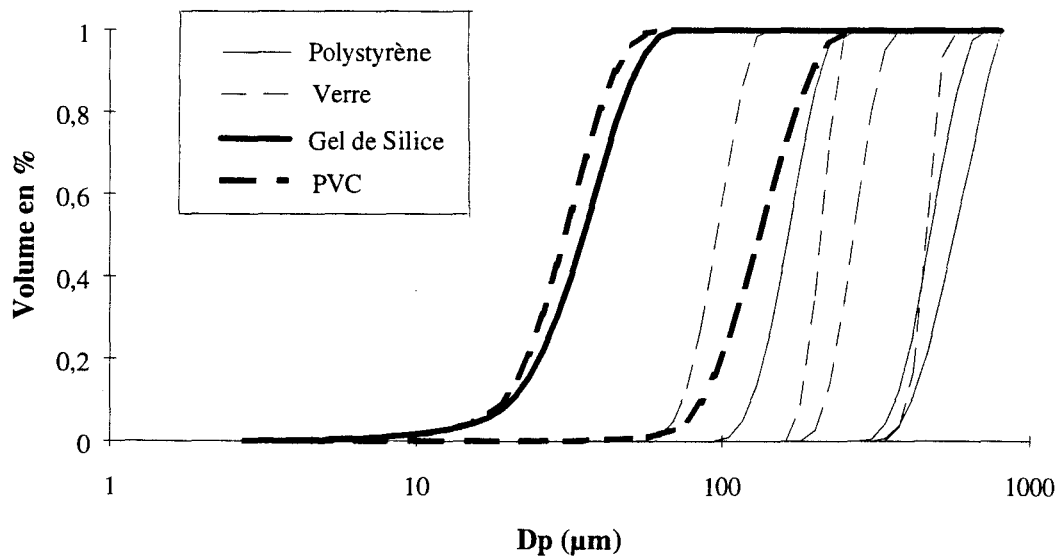


Figure 3.48 : Répartition granulométrique par valeurs cumulatives inférieures.

On peut observer que les répartitions granulométriques sont suffisamment fines pour pouvoir ne considérer qu'un diamètre moyen.

La disposition initiale des particules a une influence très importante sur les expériences. Pour la minimiser on a toujours utilisé la même procédure de réalisation du lit de matière. On étale les particules avec un film plastique. Puis, on casse les contraintes avec un peigne métallique relié à la masse pour éviter tout problème d'électricité statique. On saupoudre enfin le lit de particules pour donner un aspect naturel à la répartition. Par cette méthodologie, on génère une erreur aléatoire sur le positionnement initial des particules. Ce qui est préférable à une erreur systématique non mesurable due à une précontrainte dans le matériau.

Le premier essai porte sur la vitesse limite d'envol celle-ci étant nécessaire pour effectuer les autres essais dans de bonnes conditions.

4.1. Vitesse limite d'envol.

On a décrit la manière de mesurer la vitesse limite d'envol au paragraphe 3.2. Pour ces essais, les particules utilisées sont de plusieurs types (tableau 3.14) :

- 5 diamètres en polystyrène non expansé, de masse volumique 1000 kg/m³, variant de 170 à 1600 µm en valeurs moyennes,
- 4 diamètres en verre, de masse volumique 2500 kg/m³, variant de 100 à 450 µm en valeurs moyennes,
- 2 diamètres en PVC, de masse volumique 1430 kg/m³, 30 et 130 µm en valeurs moyennes,

- 1 diamètre en gel de silice, de masse volumique 900 kg/m³, 30 μm en valeur moyenne.

4.1.1. Résultats obtenus.

Un essai de vitesse limite d'envol donne pour chaque détection la vitesse u_e et les tensions des films chauds de la zone rugueuse en amont du lit et de la région où s'effectue la détection des envols. Après dépouillement des fichiers, on a pu observer deux phénomènes :

- les mesures au film chaud sont très peu fiables. Leur manque de précision ne permet pas d'obtenir des résultats intéressants pour cette expérience. On utilise donc directement les valeurs de u_e que l'on traduit en u_{τ^*} par la formule (193) du paragraphe 2.2 établie en présence de rugosité,
- aux premiers envols, on ne mesure pas la bonne vitesse limite d'envol. On observe sur les fichiers une augmentation de la vitesse à chaque détection, puis une stabilisation vers la "vraie" vitesse limite d'envol. On peut voir sur la figure 3.49 l'évolution de la vitesse détectée normalisée, notée \hat{u}_e , dans l'ordre de détection afin de mettre en évidence cet effet de stabilisation.

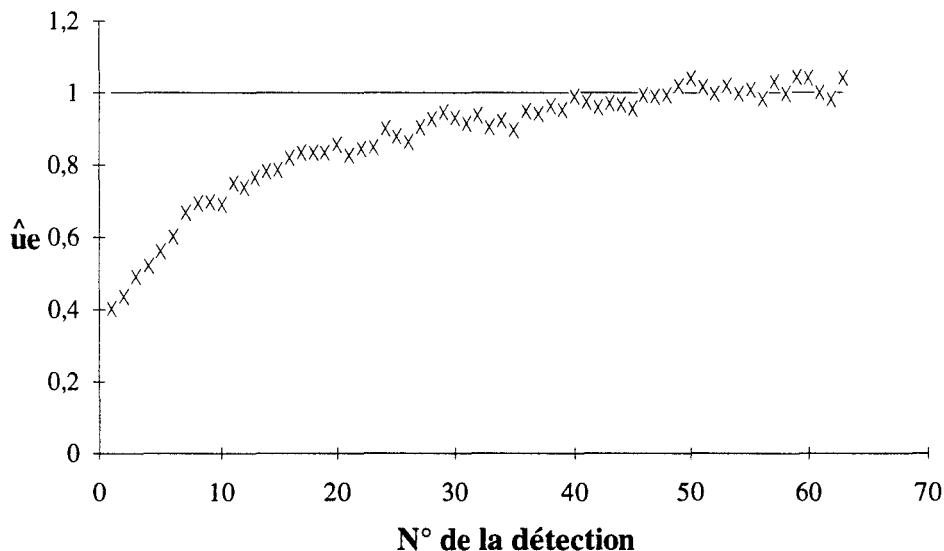


Figure 3.49 : Evolution de u_e détectée normalisée par sa valeur à la limite de l'envol.

Les croix représentent les vitesses détectées. Cet essai correspond à des billes de verre de 490 μm. On explique ce phénomène de détection prématurée par la répartition aléatoire des grains sur le lit. A la première montée en vitesse, les particules, selon leur positionnement, peuvent s'envoler plus ou moins facilement.

Si on reprend le système établi au paragraphe 3.2 de la deuxième partie :

$$\boxed{F_T - R_1 \cos \varepsilon_\alpha = 0} \quad (208,a)$$

$$F_P + R_1 \sin \varepsilon_\alpha = P \quad (208,b)$$

où ε_α est la différence entre l'angle de positionnement de la particule et l'angle de frottement entre les grains. Le système (208) donne la condition à l'équilibre $\frac{F_P}{P} = 1$ permettant de trouver le critère d'envol lorsque $\varepsilon_\alpha = 0$, c'est-à-dire pour un positionnement de la particule correspondant à l'équilibre naturel du tas.

Si $\varepsilon_\alpha \neq 0$ la condition d'équilibre devient :

$$\frac{F_P + F_T \operatorname{tg} \varepsilon_\alpha}{P} = 1 \quad (209)$$

A la limite de l'envol, si le positionnement de la particule est favorable, on observe une influence de la force de traînée qui a pour effet de faire chuter la vitesse limite d'envol.

Pour se soustraire à cet effet de la traînée, on mesure la vitesse limite d'envol lorsque la vitesse de décrochement des grains est stabilisée. On obtient les valeurs données dans le tableau 3.15, en calculant la valeur moyenne des vitesses lorsque les détections sont stabilisées. Ces vitesses sont choisies à partir de la dernière valeur du fichier en retenant les points consécutifs tant que la moyenne et l'écart type ne varient quasiment pas (ils sont en général au nombre d'une trentaine).

D_p (μm)	ρ_p (kg/m^3)	u_{limite} (m/s)	u_{τ^*} (m/s)
170	1000	3,5	0,15
450	1000	5,42	0,227
600	1000	5,83	0,256
900	1000	7,5	0,315
1600	1000	9,44	0,395
30	1430	5,45	0,218
130	1430	4,75	0,185
30	900	5	0,202
100	2500	6,35	0,242
220	2500	5,71	0,226
280	2500	6,97	0,28
490	2500	8,8	0,36

Tableau 3.15 : Vitesse limite d'envol en fonction des caractéristiques du matériau.

4.1.2. Problème rencontré pour les petits diamètres.

Pour les petits diamètres, on a rencontré quelques difficultés de mesure liées au réglage et à la sensibilité. Dans cette expérience, un compromis est à trouver entre :

- la taille et la matière des particules (liées à leur pouvoir de diffusion ou de réflexion de la lumière),
- la puissance nécessairement plus élevée du laser pour les petits diamètres (liée à la diffusion ou à la réflexion des particules). L'augmentation de puissance provoque un éclaircissement des particules sur le lit de matière et donc du bruit sur la caméra vidéo.
- le seuil de détection de la caméra qui doit être suffisamment fin pour détecter les particules tout en filtrant les bruits dus à la lumière parasite et les bruits de nature électronique.

On s'est aperçu, pour les petits diamètres et surtout pour les billes de verre, que ce réglage est très difficile à obtenir et même à conserver. Il suffit d'une légère variation des conditions d'essai pour le faire évoluer. Pour certains essais, on a été amené à refaire plusieurs fois le réglage et donc l'expérience. On a refait les essais pour les diamètres 100 et 280 μm en verre, et 30 μm en PVC. Pour le polystyrène de 170 μm , le gel de silice et le verre de 220 μm , on a observé quelques déviations qui se sont compensées, les fichiers étaient analysables.

4.1.3. Confrontation avec la bibliographie.

Les résultats indiqués ci-dessus peuvent être comparés au modèle $\tilde{u}_{\tau^*} = f(\tilde{D}_p)$ (équ. (96)) calé sur les données issues de la bibliographie. On trouve une bonne correspondance entre les résultats des essais et la condition limite d'envol (figure 3.50).

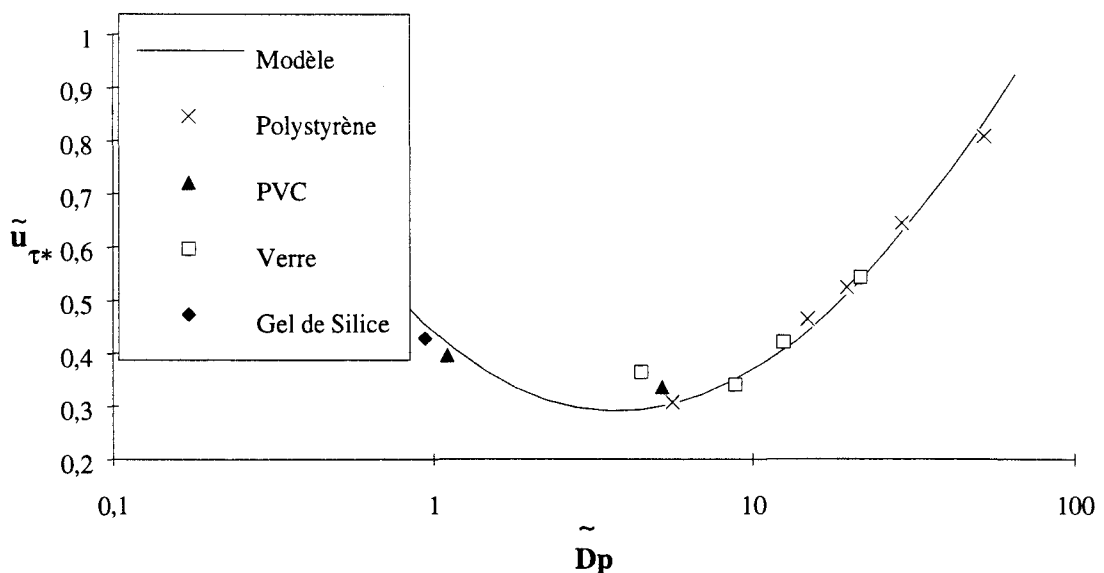


Figure 3.50 : Comparaison des résultats et de la courbe de vitesse limite d'envol.

Les légers écarts observés peuvent être attribués aux erreurs dues à la disposition des grains sur le lit et au réglage de la sensibilité décrit précédemment.

Il est possible de mettre en évidence les erreurs dues au réglage en calculant l'écart type σ sur les fichiers de points de u_{elimite} lorsque les détections sont stabilisées (σ ne variant quasiment plus). On considère que la vitesse limite d'envol est obtenue à plus ou moins deux écarts types (95% de la valeur). La figure 3.51 reprend les résultats de la figure 3.50 complétés par les erreurs estimées (écart = $2 \tilde{\sigma}$, $\tilde{\sigma}$ correspondant aux écarts types sur \tilde{u}_{τ^*} calculés).

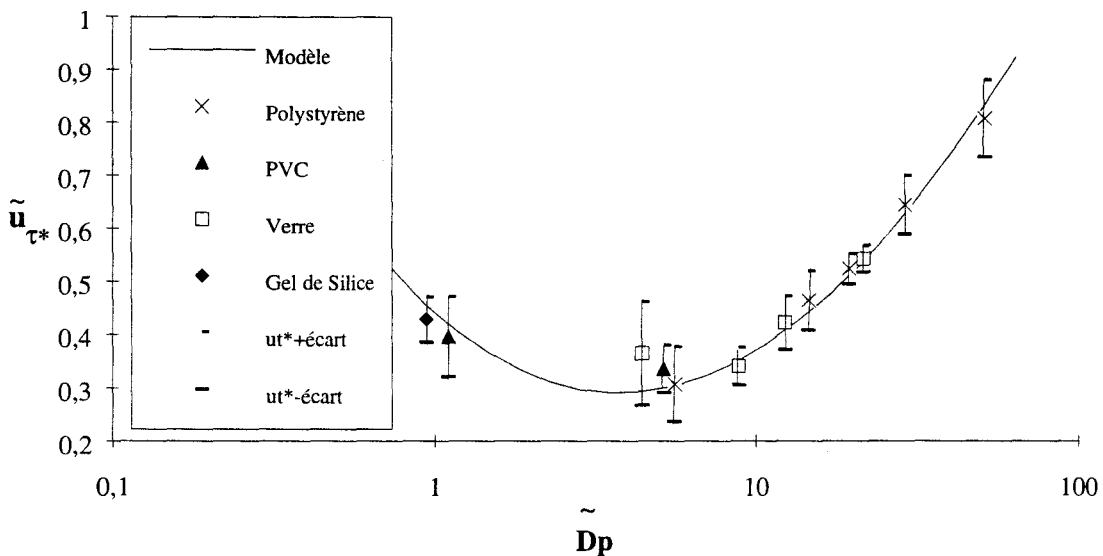


Figure 3.51 : Vitesses limites d'envol complétées des erreurs estimées.

On retrouve des incertitudes importantes pour les essais où le réglage est plus délicat et pour les gros diamètres (900 et 1600 μm), à cause des tranches granulométriques plus larges. On peut considérer que le modèle validé par la bibliographie peut l'être également par les résultats décrits ci-dessus.

On peut également considérer que la méthode de détermination de la vitesse limite d'envol est valable et qu'elle pourra être utilisée dans le cas de matériaux industriels, pour mettre en évidence d'autres paramètres tels que l'humidité ou certains traitements que peut subir le matériau afin de limiter les envols.

4.2. Perte de quantité de mouvement pendant l'envol.

Dans la littérature, on montre qu'en présence d'envols de particules, la contrainte à la paroi reste de l'ordre de $\tau^* = \rho u_{\tau^*}^2$ [1], [2], ... Ceci est dû à une perte de quantité de mouvement liée à l'arrachement des grains [11]. On a cherché à mettre en évidence cette perte de quantité de mouvement en mesurant la vitesse de frottement u_{τ} .

4.2.1. Procédure expérimentale.

Pour cet essai, on réalise une rampe de montée en vitesse de 0,4 (m/s)/mn ($St \sim 10^{-3}$) déclenchée à une vitesse faible devant la vitesse limite d'envol. On stocke les valeurs fournies par les deux films chauds en fonction de la vitesse u_e dans un fichier pendant la montée en vitesse. On commence l'essai à $u_{\tau^*} - 0,1$ m/s ce qui correspond sensiblement à $u_{elimite} - 2$ m/s et on fait croître la vitesse jusqu'à $u_{\tau^*} + 0,1$ m/s correspondant à $u_{elimite} + 2$ m/s.

4.2.2. Résultats obtenus.

On a d'abord utilisé des particules de 900 μm pour avoir beaucoup d'échange de quantité de mouvement. La figure 3.52 présente l'évolution de la vitesse de frottement sur les deux films chauds en fonction de la vitesse u_e complétée de la réponse théorique en absence d'envol en pointillé et de la vitesse limite d'envol en trait épais.

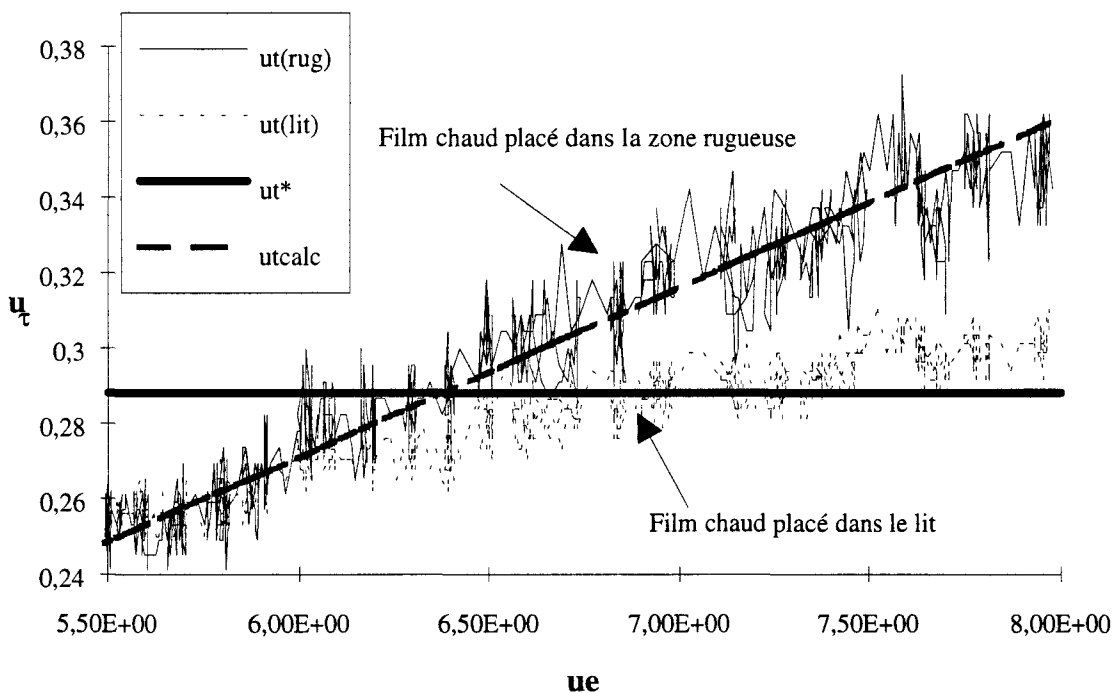


Figure 3.52 : Evolution des vitesses de frottement à la paroi pendant une montée en vitesse pour $D_p = 900 \mu m$.

Le film chaud qui se situe en amont du lit, suit la courbe théorique établie au paragraphe 2. Lorsque la vitesse de frottement limite d'envol est dépassée, on peut constater que les valeurs données par le film chaud du lit ont tendance à rester constantes, proches de u_{τ^*} . Pour des vitesses u_e supérieures à 7,4 m/s, la valeur de la vitesse de frottement dans le lit s'écarte légèrement de u_{τ^*} . Ceci peut être dû à un phénomène réel, lié aux impacts par exemple ou à la précision des films chauds ou encore à la déformation du lit suite aux envols.

On a également réalisé cet essai avec des particules de 450 μm . La figure 3.53 présente l'évolution de la vitesse de frottement sur les deux films chauds dans la même représentation que la figure 3.52.

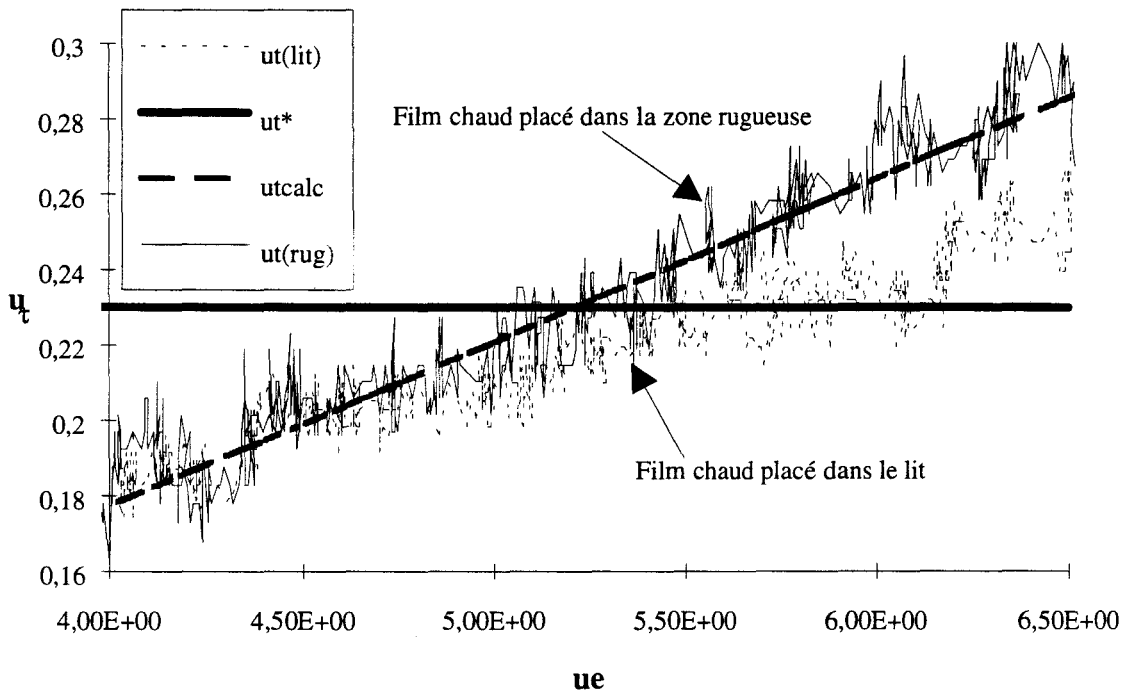


Figure 3.53 : Evolution des vitesses de frottement à la paroi pendant une montée en vitesse pour $D_p = 450 \mu\text{m}$.

On peut faire les mêmes constatations que précédemment. On trouve une augmentation de la vitesse de frottement à partir d'une vitesse de 6,25 m/s dans ce cas. Ces augmentations apparaissent sensiblement 1 m/s au-delà de la vitesse u_{elimite} et sont du même ordre de grandeur dans les deux cas. Les écarts sont de l'ordre de 0,01 m/s à 0,02 m/s ce qui est faible comparé à la précision des mesures au film chaud.

4.3. Mesure des trajectoires.

Les trajectoires de particules sont obtenues par la procédure décrite au paragraphe 3. Les essais sont réalisés pour quatre diamètres avec des billes de polystyrène de 170, 450, 600 et 900 μm dont les caractéristiques sont contenues dans le tableau 3.14 du paragraphe 4.

4.3.1. Résultats obtenus.

On a obtenu quatre films de 30 mn environ contenant des trajectoires, un film par diamètre étudié. Des trajectoires ont été reconstituées à partir des images digitalisées comme on l'a décrit au paragraphe 3.3.

a) Trajectoires.

On a relevé pour chaque film 60 trajectoires correspondant à environ 300 images que l'on a sélectionnées à trois instants : au début, à environ 10 mn et 20 mn du début. Ce qui représente des statistiques sur 12 échantillons de 20 trajectoires. Des quatre films, le plus net et donc le plus facile à utiliser, a été celui pour un diamètre de 600 μm . Dans le cas des particules de 900 μm , on avait peu d'envols. On reviendra plus loin sur le diamètre de 170 μm .

b) Dimensions caractéristiques.

Les dimensions caractéristiques des trajectoires sont, pour un diamètre et une vitesse de frottement donnés, la hauteur et la longueur du saut. Le tableau 3.16 présente les valeurs de hauteur moyenne, du rapport moyen de la longueur sur la hauteur et de l'écart type de ce rapport pour chaque diamètre et chaque vitesse de frottement étudiés.

D_p (μm)	$u_{\tau e}$ (m/s)	H (mm)	L/H	$\sigma_{L/H} / L/H$ (%)
170	0,22	10,5	20,4	14,4
170	0,228	9,6	24,47	17,3
170	0,23	9,2	21,5	23
450	0,222	15,55	11,66	19,9
450	0,24	18,52	11,31	15,3
450	0,256	19,18	12	17
600	0,3	19,65	10	16
600	0,32	19,77	10,7	11,5
600	0,333	20,69	11,43	13,4
900	0,32	16,55	7,9	17,2
900	0,348	15,73	9,4	18
900	0,37	14,7	9	17,3

Tableau 3.16 : Dimension caractéristique des trajectoires étudiées.

Pour chaque trajectoire, on a déterminé le rapport L/H. Pour un échantillon, on a observé que ce rapport reste sensiblement constant. L'écart type de ce rapport reste de l'ordre 15 % de la valeur moyenne. La figure 3.54 représente L en fonction de H pour un diamètre de 600 μm et une vitesse u_{τ} de 0,30 m/s correspondant à $R_f = 12,1$.

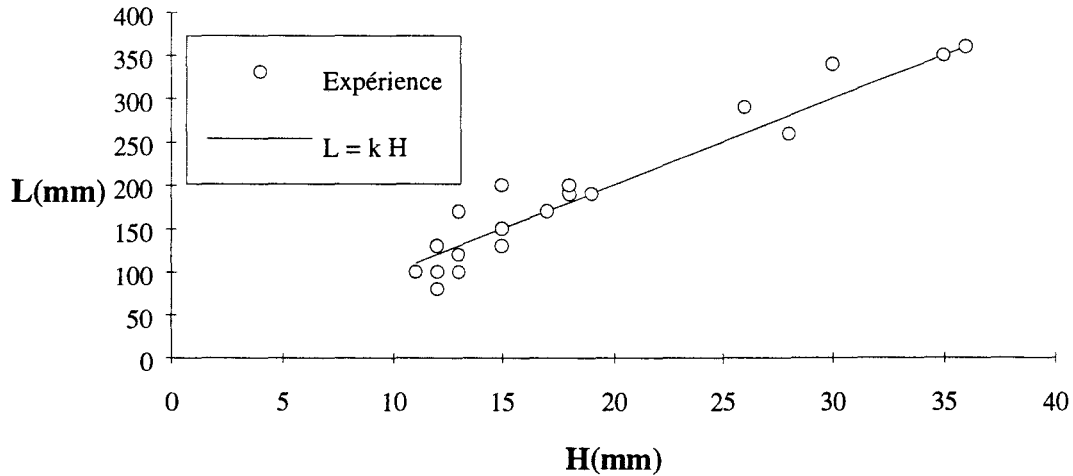


Figure 3.54 : Evolution de la longueur en fonction de la hauteur pour $R_f = 12,1$.

La longueur des sauts évolue sensiblement linéairement en fonction de leur hauteur. Au paragraphe 6 de la deuxième partie, le modèle donnant le débit solide est bâti sur la différence des contraintes et sur une longueur caractéristique qui est la hauteur des sauts. Nassar [56] a bâti un modèle analogue, prenant comme grandeur caractéristique la longueur des sauts. Le fait que la longueur varie linéairement avec la hauteur peut expliquer que les deux modèles donnent des résultats convenables.

4.3.2. Problème rencontré pour les petits diamètres.

Avant d'expliquer les problèmes qui se sont posés pour le diamètre 170 μm , il est nécessaire d'estimer les incertitudes que l'on rencontre lors de la saisie des images. L'incertitude sur la hauteur est essentiellement due aux décalages de ligne. Il est arrivé d'avoir des trajectoires où les traits la constituant étaient discontinus. On estime l'incertitude sur les hauteurs de l'ordre de 5 mm. L'incertitude sur la longueur est liée à la présence d'un cache de 5 mm que l'on a placé pour éviter d'enregistrer la réflexion du plan laser sur la paroi. On l'estime de l'ordre de 10 mm. De plus, une erreur sur la hauteur entraîne une erreur sur la longueur. Le fait de moyenniser les trajectoires permet de limiter le risque d'erreur même si le nombre d'échantillons de l'ordre de 20 est un peu faible.

Dans le cas de petits diamètres, trois phénomènes perturbateurs apparaissent :

- le diamètre est petit, la diffusion de lumière est moins importante, on a plus de difficulté à voir les grains sur le film. Pour compenser cela, on augmente la puissance du laser,
- la vitesse des grains est plus importante. Sur le film, en vitesse réelle, on ne voit quasiment plus les trajectoires et l'absence de ralenti sur le magnétoscope oblige à rechercher image par image,

- la hauteur des sauts est plus faible et la longueur plus importante. Le cache étant toujours à 5 mm, on accentue encore les incertitudes.

De plus, le fait d'augmenter la puissance lumineuse provoque un éclaircissement de la veine d'essai et donc du bruit sur les images. La saisie des trajectoires de petits diamètres est donc beaucoup plus fastidieuse et surtout moins précise. La figure 3.55 met en évidence le manque de précision sur les points relevés pour un diamètre de 170 μm et une vitesse u_τ de 0,22 m/s correspondant à $R_f = 2,5$.

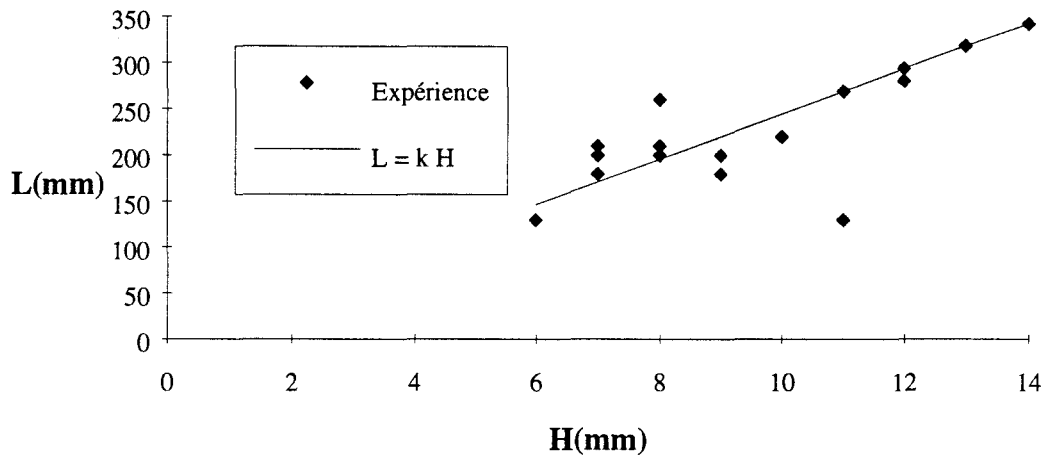


Figure 3.55 : Evolution de la longueur en fonction de la hauteur pour $R_f = 2,5$.

Les points obtenus pour le diamètre 170 μm sont plus dispersés comme on l'a expliqué ci-dessus. Les points parfaitement sur la droite $L = k H$ sont des points dont la longueur des sauts n'a pas pu être mesurée.

4.3.3. Recherche d'une corrélation de points.

A partir des résultats expérimentaux décrits dans le tableau 3.16, on a établi une corrélation de points pour la hauteur des sauts, comme on l'a fait au paragraphe 6.2 de la deuxième partie. On a recherché H sous la forme :

$$\tilde{H} = \frac{H}{D_{\text{pref}}} = f\left(\frac{D_p}{D_{\text{pref}}}, \frac{u_{\tau e} - u_{\tau^*}}{u_{\tau \text{ref}}}\right) \quad (210)$$

Etant donné l'évolution observé ici de H en fonction de D_p , une loi du type $a\tilde{D}_p^n(\tilde{u}_{\tau e} - \tilde{u}_{\tau^*})^m$ (paragraphe 6.2, partie 2) où a , n , m sont des constantes déterminées à l'aide des résultats expérimentaux de Zingg [3], n'est plus applicable. On a plutôt cherché une corrélation de points ayant la forme :

$$\tilde{H} = \left(a\tilde{D}_p^n - b\tilde{D}_p^m\right)(\tilde{u}_{\tau e} - \tilde{u}_{\tau^*})^k \quad (211)$$

On obtient, tout calcul fait, la loi :

$$\tilde{H} = 1000 \left(31 \tilde{D}_p^{-0,8} - 41,3 \tilde{D}_p^{-1} \right) (\tilde{u}_{\tau e} - \tilde{u}_{\tau*})^{0,1} \quad (212)$$

Par cette loi, on met également en évidence, pour une vitesse $\tilde{u}_{\tau e}$ donnée, la présence d'un diamètre minimum et d'un diamètre maximum. Lorsque \tilde{D}_p décroît jusqu'à 4,2, correspondant à un diamètre de 90 μm pour le sable ($\rho_p = 2650 \text{ kg/m}^3$), \tilde{H} tends vers zéro. Lorsque \tilde{D}_p augmente, $\tilde{u}_{\tau*}$ augmente, $\tilde{u}_{\tau*}$ va tendre vers $\tilde{u}_{\tau e}$. Ces extréma correspondent bien au phénomène rencontré pour la vitesse limite d'envol. Au paragraphe I.2, on a montré que, pour une vitesse de frottement donnée, on a également un maximum et un minimum des diamètres de particules susceptibles de s'envoler. Sur la figure 3.56 on compare les valeurs obtenues expérimentalement avec celles calculées par la loi (212).

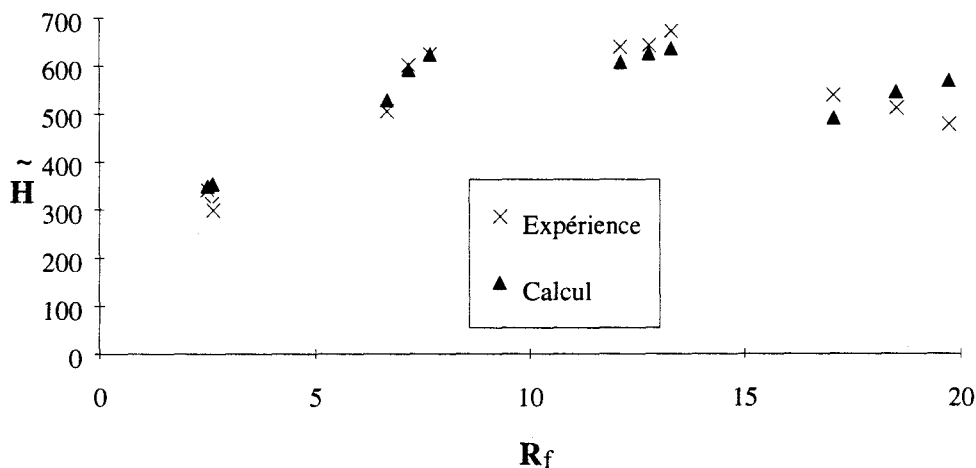


Figure 3.56 : Evolution de la hauteur \tilde{H} en fonction du nombre R_f .

On peut constater dans l'ensemble un bon comportement du modèle sauf pour le diamètre 900 μm pour lequel on observe une différence de pente. Lorsque la vitesse augmente, on a observé expérimentalement des hauteurs décroissantes. D'après le calcul, on obtient des hauteurs croissantes, ce qui semble plus logique. L'étude bibliographique n'a permis de relever qu'une expérience de ce type due à Zingg [3] et une simulation numérique due à White [14] pour du sable ($\rho_p = 2650 \text{ kg/m}^3$) et pour $u_\tau = 0,3 \text{ m/s}$. Sur la figure 3.57, on compare les valeurs de hauteurs de sauts fournies par White pour deux régimes d'écoulement : hydrauliquement lisse (rhl) et pleinement rugueux (rpr) et par la corrélation (169) déduite des résultats de Zingg [3] pour les mêmes conditions. On a également porté sur cette figure les résultats expérimentaux obtenus ici pour u_τ de l'ordre de 0,3 m/s correspondant au diamètre 600 μm . Ils sont assez proche de ceux de Zingg et des prédictions de White en régime lisse. Les résultats fournis par le modèle proposé (212) pour cette vitesse de frottement et pour du sable sont également reportés sur cette figure.

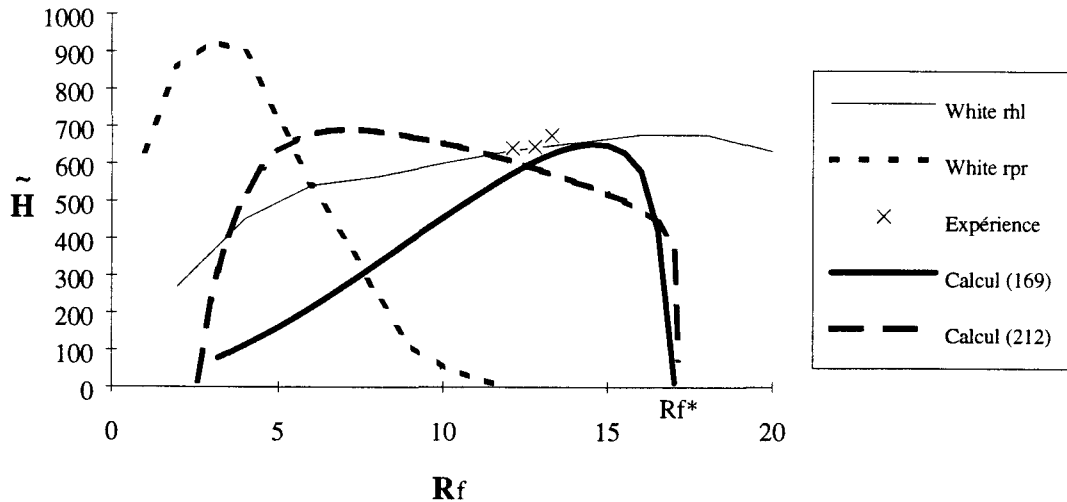


Figure 3.57 : Evolution de la hauteur \tilde{H} en fonction du nombre R_f comparée avec les résultats de la bibliographie.

Comme on l'a expliqué un peu plus haut, on constate bien la prédiction par le présent modèle, d'un diamètre minimum ($R_f \sim 2,5$) et d'un diamètre maximum ($R_f \sim R_{f*} \sim 17$). De plus, \tilde{H} décroît logiquement en fonction de R_f lorsque D_p augmente à u_τ constante (pour $6 < R_f < 16$). L'ensemble de l'évolution telle qu'elle est décrite par ce modèle paraît donc plus physique que celle fournie tant par le calcul de White que par la corrélation (169). Si le diamètre augmente encore, le nombre R_f va tendre vers R_{f*} (basé sur la vitesse limite d'envol), la hauteur des sauts diminue plus rapidement jusqu'à s'annuler. Si D_p décroît, les particules commencent à subir les fluctuations et leur comportement va tendre vers la suspension. Dans ce cas, on ne peut conclure sur la diminution de la hauteur des sauts par manque d'information, on rappelle simplement que pour une vitesse de frottement donnée, on observe une tranche granulométrique susceptible de s'envoler et donc un diamètre minimum (voir paragraphe 3.4, partie 2). On constate également que les résultats obtenus pour le polystyrène ($\rho_p = 1000 \text{ kg/m}^3$) sont du même ordre de grandeur que les modèles pour le sable ($\rho_p = 2650 \text{ kg/m}^3$) ce qui justifie le choix de D_{pref} comme grandeur de référence. De plus, ces résultats sont plus proches des prédictions de White en régime lisse ce qui est en accord avec les observations faites au paragraphe 4 de la deuxième partie.

4.3.4. Validation du modèle numérique de calcul de trajectoires.

Sur les 240 trajectoires obtenues, on en a sélectionné 9 dont les grandeurs caractéristiques sont proches des valeurs moyennes calculées pour 450, 600 et 900 μm . On a relevé les coordonnées des points d'intersection des tirets constituant chaque trajectoire, un tiret étant issu d'une image. On peut comparer la position de ces points par rapport à la trajectoire calculée par le modèle numérique mis au point au paragraphe 5 de la deuxième

partie. Sur la figure 3.58 on a tracé les trois relevés de points pour le diamètre 450 μm , les grandeurs physiques nécessaires à la simulation étant contenues dans le tableau 3.16.

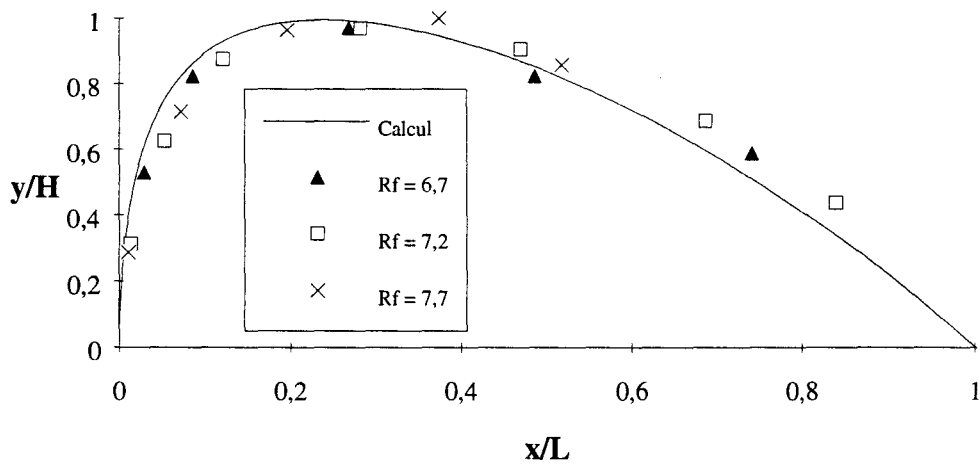


Figure 3.58 : Trajectoires de particules correspondant à $D_p = 450 \mu\text{m}$.

La trajectoire calculée donne une bonne représentation des trajectoires réelles obtenues pour plusieurs vitesses de frottement. Sur la figure 3.59, on a tracé les trois relevés de points pour le diamètre 600 μm comparés à la simulation.

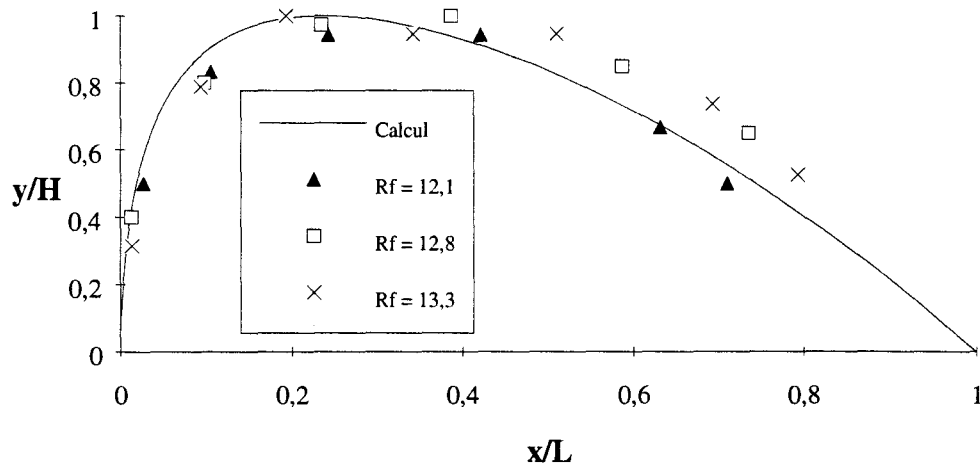


Figure 3.59 : Trajectoires de particules correspondant à $D_p = 600 \mu\text{m}$.

On peut faire la même remarque que pour le diamètre précédent concernant la bonne correspondance entre le modèle et les points. La figure 3.60 représente les trois relevés de points pour le diamètre 900 μm et le résultat de la simulation pour ce diamètre.

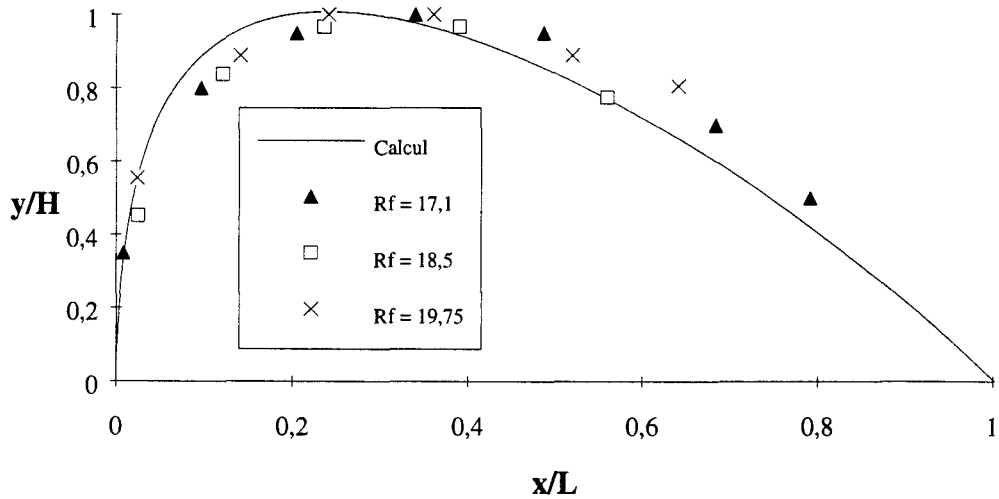


Figure 3.60 : Trajectoires de particules correspondant à $D_p = 900 \mu\text{m}$.

On n'a pas fait cette comparaison pour le diamètre $170 \mu\text{m}$ car les trajectoires sont moins significatives que pour les autres diamètres à cause des problèmes qui se sont posés lors des dépouillements. La comparaison entre les trajectoires expérimentales et simulées est tout à fait satisfaisante. Pour procéder à une analyse plus complète, on a calculé le module de la vitesse de la particule pour les trajectoires expérimentales correspondant respectivement à $R_f = 7,2$, $R_f = 12,8$ et $R_f = 17,1$. Ce résultat a été obtenu en divisant la longueur du trait par le temps d'obturation de la caméra. On a comparé ces valeurs avec le résultat du calcul numérique sur la figure 3.61. Toutes les vitesses u_p ont été adimensionnées par la valeur maximale fournie par le calcul numérique.

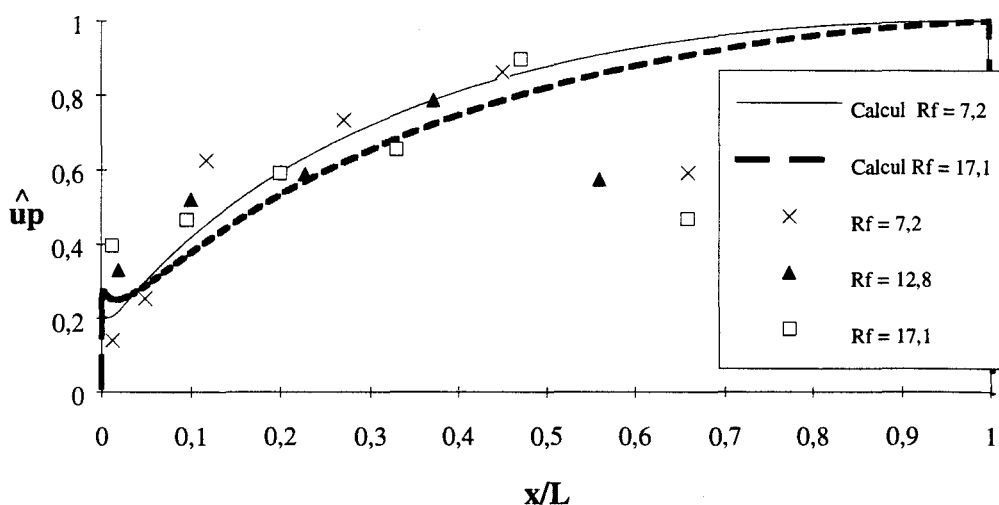


Figure 3.61 : Vitesse de particules le long d'une trajectoire.

Les vitesses mesurées suivent la même évolution que le calcul sauf pour les points extrêmes pour lesquels la longueur du turet peut être tronquée. Des erreurs sont également commises à cause de la linéarisation des trajectoires le long d'un trait présentant une courbure.

A partir des résultats expérimentaux, on a pu obtenir l'évolution de L/H en fonction de R_f . Avec le code de calcul, on vérifie qu'en prenant les mêmes paramètres pour la simulation que lors des essais, on obtient des résultats très proches. On a effectué deux calculs :

- calcul1 en donnant les hauteurs de saut mesurées comme donnée d'entrée,
- calcul2 en faisant calculer les hauteurs de saut à partir de la loi (212).

Cette comparaison est présentée sur la figure 3.62.

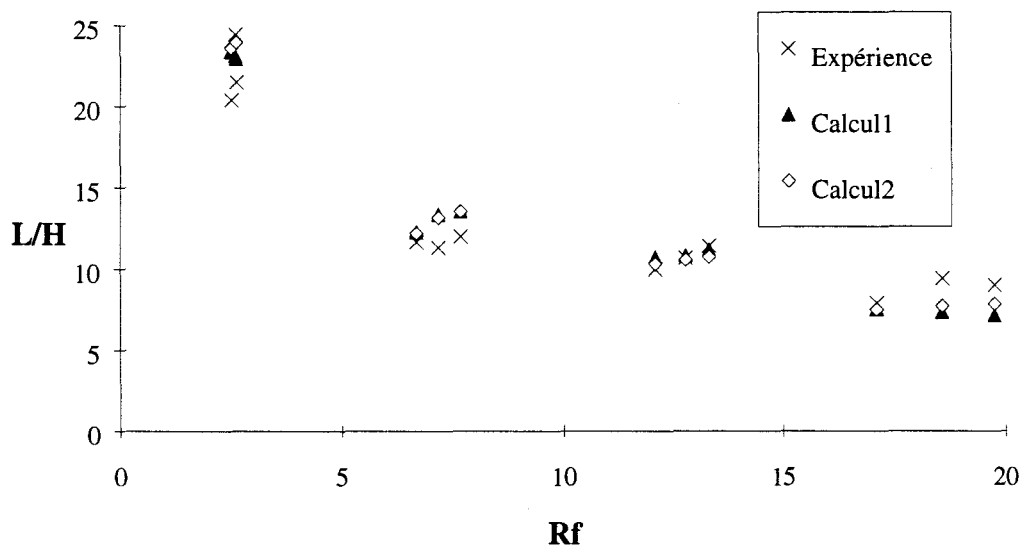


Figure 3.62 : Evolution du rapport longueur sur hauteur en fonction de R_f .

Les points calculés par les deux méthodes sont très proches des résultats expérimentaux. On observe même une petite amélioration pour les deux plus grandes valeurs de R_f lors du deuxième calcul.

4.3.5. Estimation des accélérations.

Pour les 12 trajectoires moyennes calculées numériquement et comparées aux expériences, on a relevé les coefficients de portance C_{Lini} nécessaires pour faire voler chaque particule. Ces coefficients sont représentés sur la figure 3.63 en fonction de R_f .

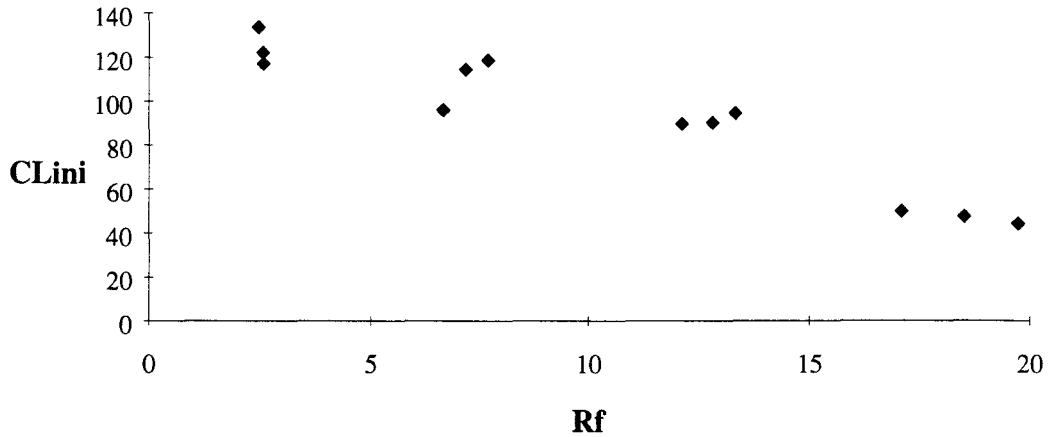


Figure 3.63 : Représentation de la portance initiale fonction de R_f .

On constate que lorsque R_f augmente par l'intermédiaire du diamètre des particules, le coefficient de portance diminue. Ceci est dû au fait que, dans C_{Lini} , la force de portance est divisée par le diamètre au carré. Si le diamètre croît le coefficient de portance décroît. On constate également que l'évolution de C_{Lini} est très proche de celle de H_{exp} , la figure 3.64 présente l'évolution de C_{Lini} en fonction de $FH = \frac{H_{exp}g}{u_{\tau*}^2}$.

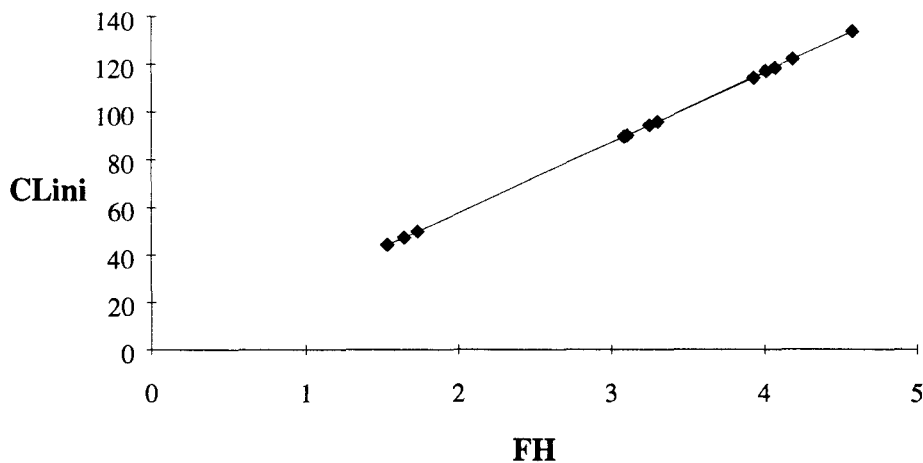


Figure 3.64 : Evolution C_{Lini} en fonction de $FH = \frac{H_{exp}g}{u_{\tau*}^2}$.

On constate une variation conforme au modèle de l'équation (122), la vitesse de la particule étant nulle, la vitesse relative v_r est proportionnelle à $u_{\tau*}$. On a également déterminé les coefficients de portance initiale pour chacune des soixante trajectoires obtenues expérimentalement dans le cas des particules de 600 μm de diamètre. Les valeurs moyennes

sont égales à celles représentées sur la figure 3.63 pour R_f compris entre 12 et 13. L'écart type est de l'ordre de 44 % de la valeur moyenne ce qui est très élevé. La grande valeur de l'écart type est liée à l'agitation tourbillonnaire proche de la paroi et à la position initiale aléatoire des particules sur le lit.

On a également relevé les accélérations angulaires initiales pour les 12 trajectoires moyennes que l'on a adimensionnées en $\dot{\omega} = \frac{d\omega}{dt} \Big|_{ini} \frac{D_{pref}^2}{u_{\tau ref}^2}$ et représentées en fonction de R_f (figure 3.65).

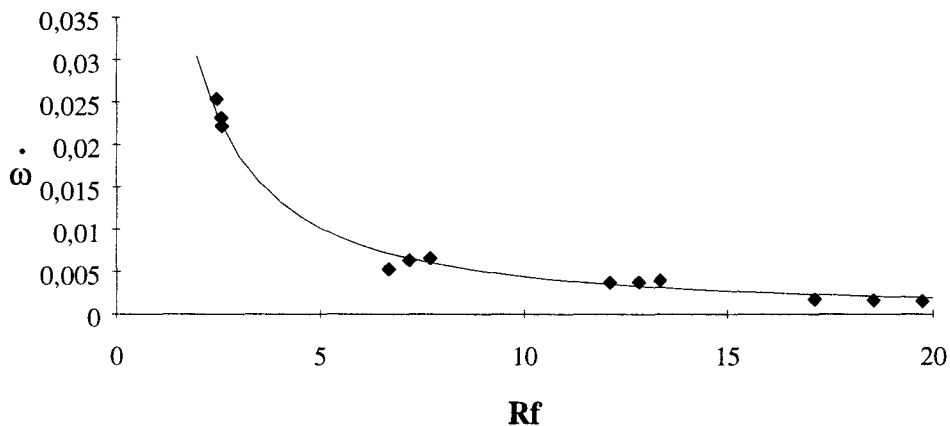


Figure 3.65 : Evolution de $\dot{\omega} = \frac{d\omega}{dt} \Big|_{ini} \frac{D_{pref}^2}{u_{\tau ref}^2}$ en fonction de R_f .

On constate que les valeurs de $\dot{\omega}$ augmentent fortement lorsque R_f diminue. Le trait continu représente la courbe d'équation $\dot{\omega} = 0,07 R_f^{-1,2}$, obtenue par régression, qui donne une assez bonne approximation de $\dot{\omega}$.

On peut remarquer que, pour C_{Lini} et $\dot{\omega}$, l'influence de u_τ est faible, la vitesse de frottement n'intervenant que dans le calcul de la hauteur.

En conclusion, les essais ont permis d'établir une série de résultats sur la mesure de trajectoires de particule en saltation pour des vitesses de frottement proches de la limite d'envol. A partir des résultats, on a établi une loi donnant la hauteur des sauts en fonction du diamètre et de la vitesse qui pourra être utile pour le modèle de débit solide. On a pu valider le code de calcul présenté au paragraphe 5 de la deuxième partie. On peut considérer que ce code de calcul donne de très bons résultats dans la gamme des essais qui ont été réalisés.

4.4. Débit solide.

Dans cette partie, les résultats expérimentaux concernant les mesures de débit de matière solide sont présentés. Ces essais sont réalisés selon le principe décrit au paragraphe 3.4.

4.4.1. Résultats obtenus.

Les mesures ont été faites avec des billes de polystyrène de 4 diamètres différents : 170, 450, 600 et 900 μm et avec des billes de verre de 280 μm de diamètre.

a) Billes de polystyrène.

Dans le tableau 3.17, les résultats sont présentés pour le polystyrène. On rappelle que le prélèvement s'effectue pendant un temps Δ_T au cours duquel on réalise une montée en vitesse depuis la limite d'envol avec une pente $\Gamma = 8,33 \text{ mm/s}^2$. On présente dans le tableau 3.17 le diamètre, le temps de prélèvement, la vitesse de frottement moyennée pendant Δ_T , la masse récupérée pendant ce temps, le débit solide moyen calculé avec l'équation (203), le nombre de Reynolds $R_f = \frac{D_p u_\tau}{\nu}$ et le débit solide moyen adimensionné $\hat{q}_s = \frac{\bar{q}_s g}{\rho u_{\tau \text{réf}}^3}$. On revient au

paragraphe suivant sur la méthode de calcul du débit solide.

$D_p(\mu\text{m})$	$\Delta_T(\text{s})$	$\bar{u}_\tau(\text{m/s})$	$m_p(\text{g})$	$\bar{q}_s(\text{g/ms})$	R_f	\hat{q}_s
170	180	0,176	0,5	0,028	2	0,0018
170	210	0,18	1,6	0,076	2,04	0,0051
170	240	0,185	2,9	0,12	2,1	0,0081
170	270	0,189	2,8	0,1	2,14	0,0069
170	300	0,1935	3,4	0,11	2,19	0,0076
450	180	0,245	0,9	0,05	7,35	0,00334
450	210	0,251	2,9	0,14	7,53	0,0092
450	240	0,256	5,4	0,225	7,68	0,015
450	270	0,261	6,2	0,23	7,83	0,015
450	300	0,266	10,1	0,34	7,98	0,0225

$D_p(\mu\text{m})$	$\Delta_T(\text{s})$	$\bar{u}_\tau(\text{m/s})$	$m_p(\text{g})$	$\bar{q}_s(\text{g/ms})$	R_f	\hat{q}_s
600	180	0,283	1,2	0,067	11,32	0,0045
600	210	0,2885	3,9	0,186	11,54	0,0124
600	240	0,294	4,6	0,19	11,76	0,0128
600	270	0,2995	7,2	0,27	11,98	0,018
600	300	0,305	10,2	0,34	12,2	0,0227
900	180	0,368	1,5	0,083	19,63	0,0056
900	210	0,372	4,8	0,23	19,84	0,015
900	240	0,379	7,2	0,3	20,21	0,02
900	270	0,385	8,2	0,304	20,53	0,02

Tableau 3.17 : Résultats de débit solide pour le polystyrène.

b) Billes de verre.

On a effectué les essais avec les billes de verre uniquement pour le diamètre de 280 μm à cause des problèmes d'isocinétisme. En effet, la sonde de captation est isocinétique jusqu'à une vitesse de milieu de veine de l'ordre de 9 m/s, qui correspond sensiblement à une vitesse de frottement de l'ordre de 0,38 m/s pour cette hauteur de rugosité. Les résultats pour les billes de verre sont présentés dans le tableau 3.18.

$D_p(\mu\text{m})$	$\Delta_T(\text{s})$	$\bar{u}_\tau(\text{m/s})$	$m_p(\text{g})$	$\bar{q}_s(\text{g/ms})$	R_f	\hat{q}_s
280	180	0,299	0,2	0,011	5,58	0,00029
280	210	0,303	1,4	0,067	5,65	0,0018
280	240	0,308	1,4	0,058	5,75	0,0016
280	270	0,312	4,8	0,18	5,8	0,0047

Tableau 3.18 : Résultats de débit solide pour le verre.

Dans les tableaux 3.17 et 3.18, on constate que les premiers points sont obtenus pour un Δ_T de 180 s. On reviendra ci-dessous sur le détail du choix de ce temps. Les dernières mesures sont effectuées pour 300 s au-delà le lit est trop déformé pour conclure. Pour les diamètres de 800 μm pour le polystyrène et 280 μm pour le verre, on a mesuré jusqu'à 270 s pour un problème de perte d'isocinétisme. La dernière mesure obtenue pour le polystyrène étant réalisée à la limite des possibilités de l'installation, on ne peut garantir la qualité de la mesure.

4.4.2. Validation du modèle de débit.

Au paragraphe 6 de la deuxième partie, on a établi un modèle de débit solide que l'on cherche à valider ici.

a) Validation en masse.

Pour valider ce modèle, on estime par le calcul la masse qui se serait envolée et on la compare aux résultats expérimentaux. On peut rappeler le modèle établi au paragraphe 6.3 de la deuxième partie :

$$\hat{q}_s = \frac{q_s g}{\rho u_{\tau ref}^3} = k_1 \frac{\tau_e - \tau_*}{\rho u_{\tau ref}^2} \sqrt{\frac{H}{D_{pref}}} \quad (213)$$

où k_1 est une constante et H est la hauteur du saut que l'on a calculé lors des expériences concernant les trajectoires. On remplace H/D_{pref} par sa valeur donnée dans l'expression (212), on obtient :

$$\hat{q}_s = k_2 \frac{\tau_e - \tau_*}{\rho u_{\tau ref}^2} \left(\frac{u_{\tau e} - u_{\tau*}}{u_{\tau ref}} \right)^{0,05} \left(31\tilde{D}_p^{-0,8} - 41,3\tilde{D}_p^{-1} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (214)$$

où k_2 est une constante qui ne dépend que de $\left(\frac{\rho_p - \rho}{\rho} \right)$. On réalise une rampe de vitesse de l'écoulement telle que $u_e = u_e^* + \Gamma t$ où u_e^* correspond à la vitesse d'écoulement limite d'envol et Γ correspond au taux d'accroissement de la vitesse ($\Gamma = 0,5$ m/s/mn). On déduit, à l'aide de

l'expression (193) établie au paragraphe 2.2.3 : $\frac{u_{\tau e}}{u_e} = \left[\frac{0,058 + k(R_f - 5)^n}{2} (R_x)^{-0,2} \right]^{\frac{1}{2}}$ où

$k = 0,0051$ et $n = 0,526$, la répartition de la vitesse de frottement dans l'écoulement pendant la montée en vitesse $u_{\tau e} = u_{\tau*} + f(t)$.

En utilisant (214), on obtient la répartition du débit solide : $q_s = f(t)$ que l'on intègre pour chaque Δ_T variant de 0 à 300 s pour obtenir : $m_p = \int_{t_1}^{t_1 + \Delta_T} q_s \ell dt$. On obtient la répartition de $m_p = f(\Delta_T)$ que l'on peut comparer aux résultats expérimentaux, pour le polystyrène figure 3.66 et pour le verre figure 3.67.

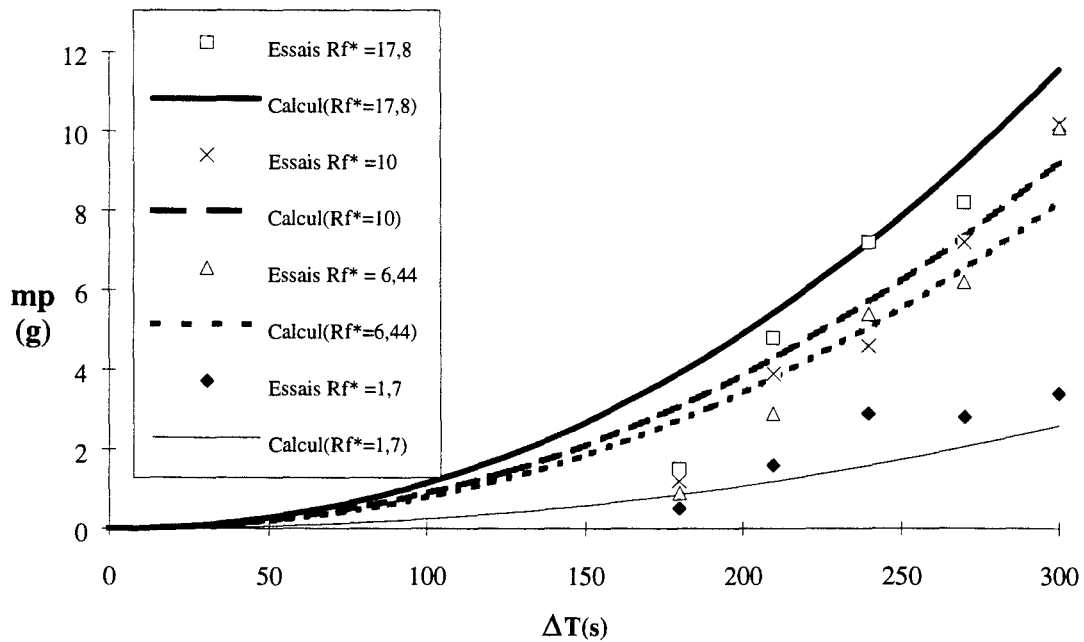


Figure 3.66 : Masse de particules récupérée pour le polystyrène.

Sur cette figure, on constate une certaine dispersion des résultats expérimentaux. A partir des résultats d'expériences, le coefficient k_2 a été optimisé par une méthode des moindres carrés qui conduit à $k_2 = 0,23$.

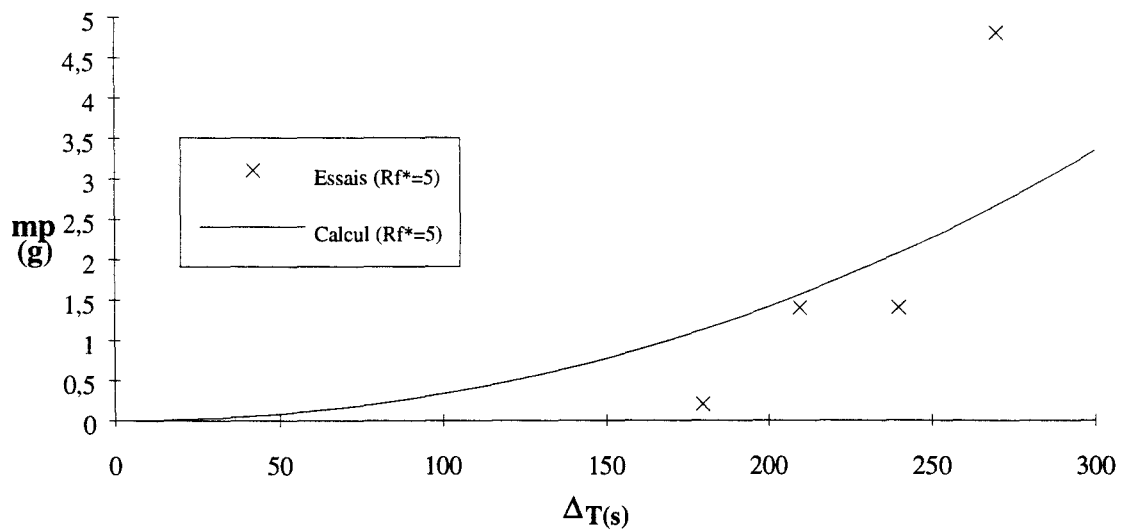


Figure 3.67 : Masse de particules récupérée pour le verre.

Les résultats pour les billes de verre ne semblent pas très alignés sur le modèle, ici, $k_2 = 0,063$. On peut observer sur ces deux dernières figures que les valeurs mesurées pour $\Delta_T = 180$ s sont faibles. Elles s'écartent du modèle pour chaque essai. La résolution de la balance utilisée étant de 0,1 g, on explique cela par un retard à l'établissement qui tendrait à montrer

qu'il y a non seulement une vitesse limite d'envol mais également une vitesse limite d'établissement. Ces résultats montrent également la difficulté de mesure pour $\Delta t < 180$ s.

b) Etude de l'établissement.

Tous les résultats précédemment décrits ont été obtenus sur un lit d'une longueur de 0,5 m. Pour vérifier l'établissement de la couche de saltation, on a effectué les mesures pour un diamètre moyen de 450 μm en faisant varier la longueur du lit, soit $L = 0,3$ et $L = 0,4$ m. Les résultats sont présentés sur la figure 3.68.

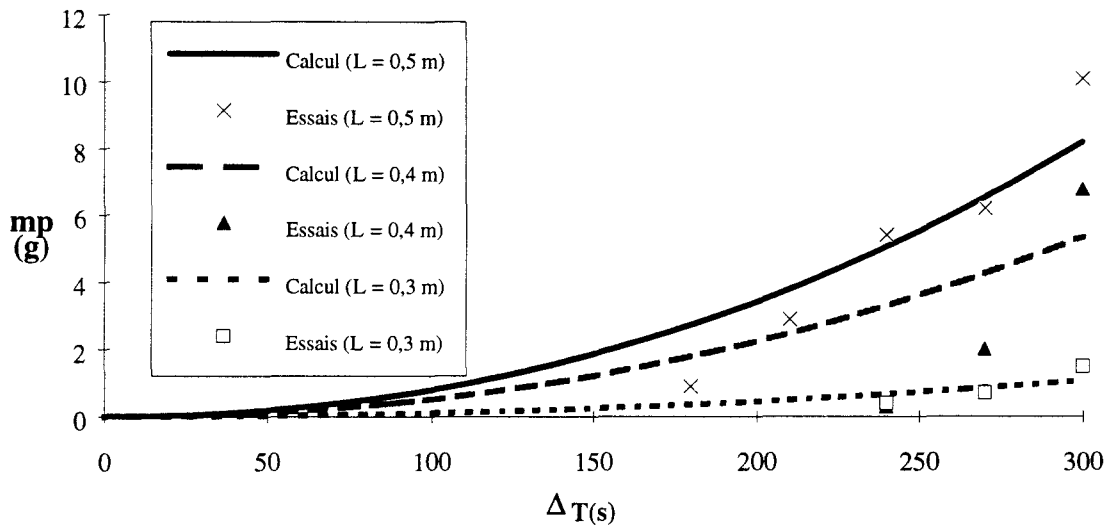


Figure 3.68 : Masse de particules récupérée pour le polystyrène, vérification de l'établissement.

L'évolution des résultats, lorsque la taille du lit augmente, prouve que l'on ne peut conclure quant à l'établissement de la couche de saltation. On a déterminé k_2 pour chaque longueur. On a calculé son évolution en fonction de L , on a obtenu :

$$k_2 = 0,8 - 0,38 L^{-0,586} \quad (215)$$

pour le polystyrène. Cette expression montre que le coefficient k_2 pour un écoulement en saltation établi est de l'ordre de 0,8 et que, pour une longueur de lit inférieure à 0,28 m, le modèle n'est plus valable. La figure 3.69 représente l'évolution de k_2 en fonction de la longueur L du lit, mesurée et calculée.

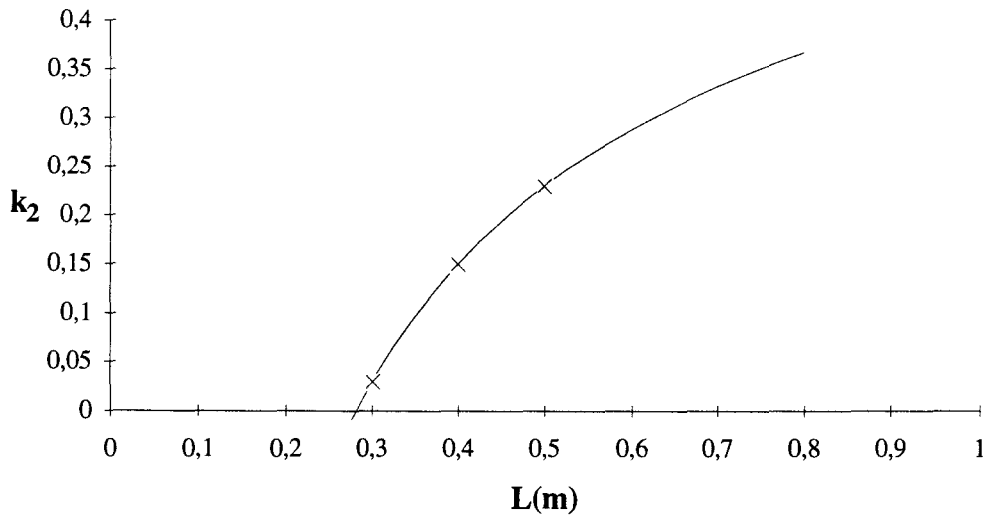


Figure 3.69 : Evolution de la constante k_2 en fonction de la longueur du lit.

Ces résultats sont confortés par l'observation de la déformation du lit avant et après un essai, figure 3.70.

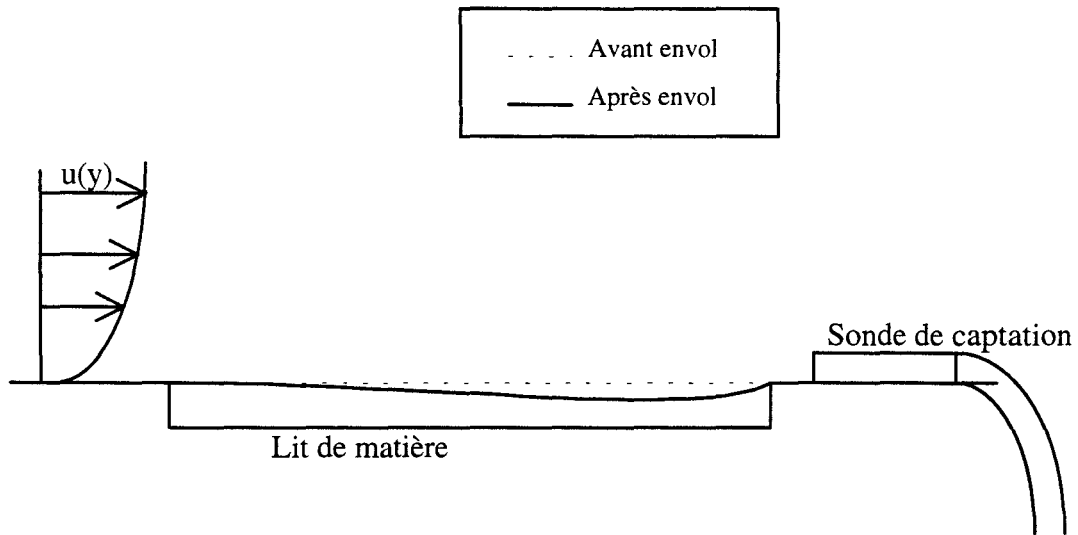


Figure 3.70 : Déformation du lit après un essai.

Ce schéma montre qu'il y a peu de particules qui s'envolent du début du lit et beaucoup sur la fin. Ceci explique la présence d'une asymptote de la quantité envolée pour les grandes longueurs de lit.

c) Estimation des incertitudes.

On a pu constater précédemment que les résultats expérimentaux sont assez dispersés. On a réalisé une étude de répétabilité pour laquelle on a recommencé dix fois la mesure du débit solide avec des particules de $450 \mu\text{m}$ de diamètre et un temps de prélèvement de 300 s. A partir des valeurs de débit obtenues lors de ces mesures, on a calculé une valeur moyenne et

un écart type. On peut montrer que l'on a une incertitude sur les mesures de 30 % (2 écarts types). On a représenté sur la figure 3.71 les points expérimentaux pour le diamètre 450 μm et les écarts de $\pm 30\%$.

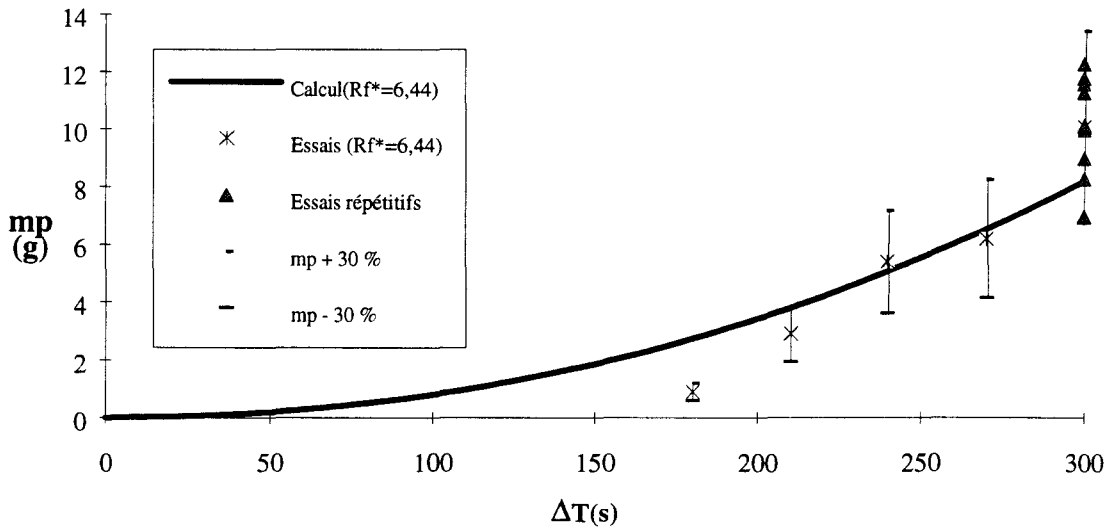


Figure 3.71 : Masse de particules récupérée pour le polystyrène, mise en évidence des erreurs de mesure.

Cette figure montre que le premier point n'est pas bien prédit par le modèle, même en considérant les incertitudes sur les mesures, alors que pour les quatre autres points, le modèle s'inscrit dans la gamme d'incertitude. Ceci démontre la présence d'une vitesse limite d'établissement qui est difficilement estimable.

Lors des essais, on a également observé des phénomènes de vagues. C'est à dire qu'à certains instants, il n'y a pas d'envol, puis soudain on observe une vague d'envol qui déferle le long du lit. Puis, on a de nouveau le calme et ainsi de suite. Les vagues étant espacées de quelques secondes et le passage d'une vague provoquant de nombreux envols, l'écart aléatoire entre le temps de fin de captation et la dernière vague peut expliquer l'incertitude importante que l'on observe sur les mesures.

d) Validation en débit solide.

On réalise à présent la validation en débit solide. Sur la figure 3.72, on a présenté les résultats expérimentaux issus du tableau 3.17, sous la même forme qu'au paragraphe 6.2 de la deuxième partie : $\hat{q}_s = \frac{\bar{q}_{sg}}{\rho u_{\text{tréf}}^3} = f(R_f)$, pour le polystyrène. On présente également les résultats

obtenus à l'aide du modèle de débit solide proposé ici (équ. 214).

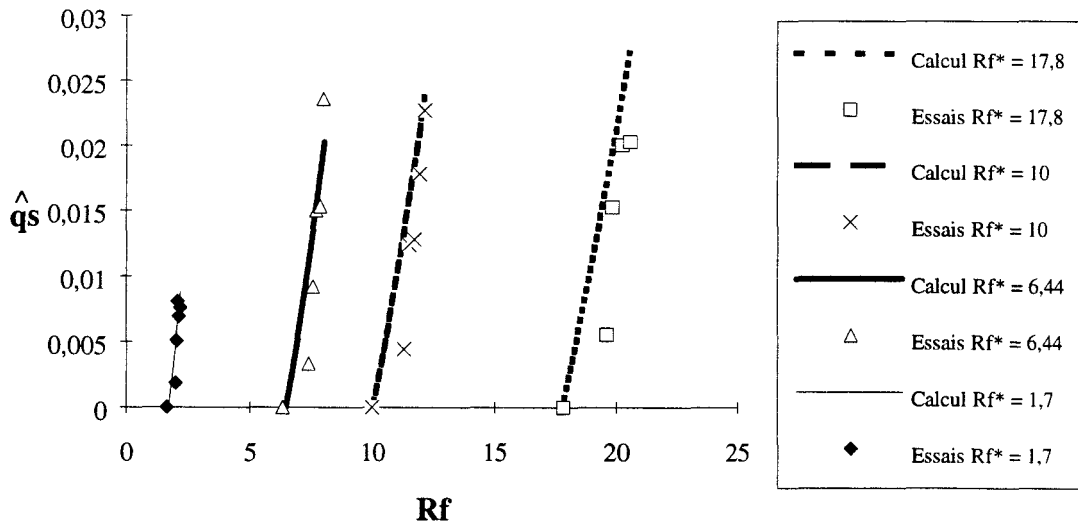


Figure 3.72 : Débits solides pour le polystyrène.

On constate une assez bonne représentation des résultats expérimentaux par le modèle. On présente les résultats pour le verre issus du tableau 3.18 sur la figure 3.73 dans la même représentation que ci-dessus.

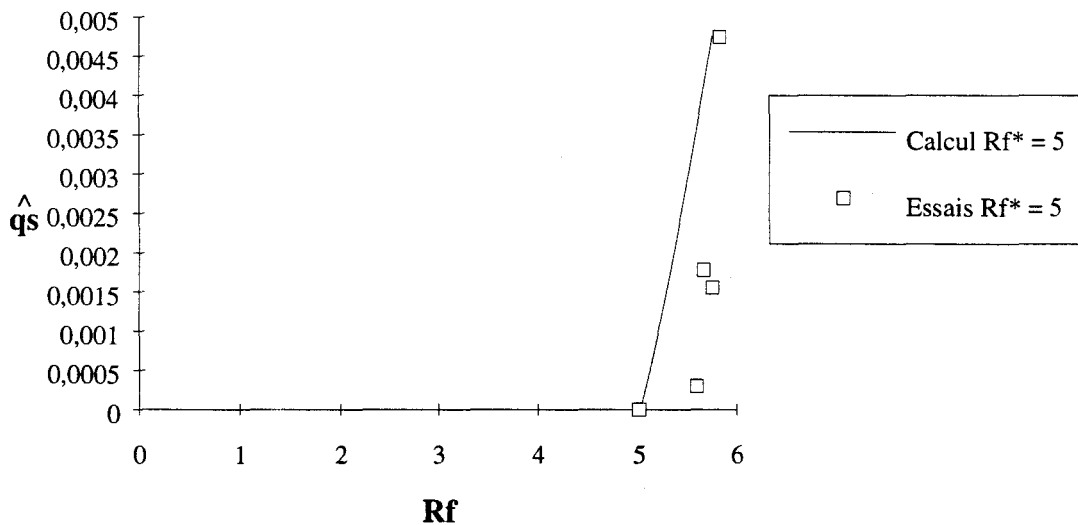


Figure 3.73 : Débits solides pour le verre.

On constate, ici, une moins bonne représentation des résultats expérimentaux que sur la figure 3.72. On observait déjà une dispersion notable sur la figure 3.67. A partir de ces résultats, on peut estimer la valeur de la constante k_2 en fonction de $\left(\frac{\rho_p - \rho}{\rho}\right)$. On obtient :

$$k_2 = 2620 \left(\frac{\rho_p - \rho}{\rho} \right)^{-1,4} \quad (216)$$

Bien que cette expression ne soit basée que sur 2 points, elle représente un comportement assez logique du modèle vis à vis de la masse volumique.

e) Proposition d'une loi générale.

A partir des équations (214), (215) et (216), on peut proposer une loi générale pour \hat{q}_s , dans un écoulement de couche limite turbulente ayant une couche de saltation établie :

$$\hat{q}_s = 9000 \left(\frac{\rho_p - \rho}{\rho} \right)^{-1,4} \frac{\tau_e - \tau_*}{\rho u_{\tau_{ref}}^2} \left(\frac{u_{\tau_e} - u_{\tau_*}}{u_{\tau_{ref}}} \right)^{0,05} \left(31\tilde{D}_p^{-0,8} - 41,3\tilde{D}_p^{-1} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (217)$$

On remarque que le terme $\left(\frac{u_{\tau_e} - u_{\tau_*}}{u_{\tau_{ref}}} \right)^{0,05}$ est petit devant $\frac{\tau_e - \tau_*}{\rho u_{\tau_{ref}}^2} = \rho \left(\frac{u_{\tau_e} - u_{\tau_*}}{u_{\tau_{ref}}} \right) \left(\frac{u_{\tau_e} + u_{\tau_*}}{u_{\tau_{ref}}} \right)$. L'expression (217) est validée par tous les essais précédemment effectués. Elle prend en considération tous les nombres obtenus lors de l'analyse dimensionnelle du paragraphe 6.2 de la deuxième partie (équation (164)). Certains termes de (217) n'ayant été validés que sur peu de points, il est évident que ce modèle demande à être d'avantage vérifié.

4.4.3. Mesure des contraintes de cisaillement.

Dans l'expression (217), on peut observer la présence des termes $u_{\tau_e} - u_{\tau_*}$ et $\tau_e - \tau_*$. Ces grandeurs sont accessibles directement, après étalonnage, à l'aide des films chauds : τ_e et u_{τ_e} sont fournies par le capteur situé dans la rugosité, τ_* et u_{τ_*} par celui situé dans le lit. A partir de ces valeurs, on peut calculer à chaque instant de la rampe de montée en vitesse, le débit instantané. La moyenne de ces débits instantanés représente un débit solide comparable aux résultats expérimentaux.

Lors de ces essais, on a constaté des résultats erronés fournis par les films chauds, dus à la sensibilité de la chaîne d'anémométrie à l'environnement du local d'essai. Pour résoudre ce problème, on a établi une loi d'étalonnage en temps réel à partir des tensions obtenues sur le premier film (celui placé dans la rugosité). On a, ensuite, utilisé cette loi pour le second film en faisant l'hypothèse que les chaînes d'anémométrie sont similaires. La figure 3.74 représente une courbe d'étalonnage calculée pour le film 1. Cette courbe est comparée aux points relevés sur les deux films chauds.

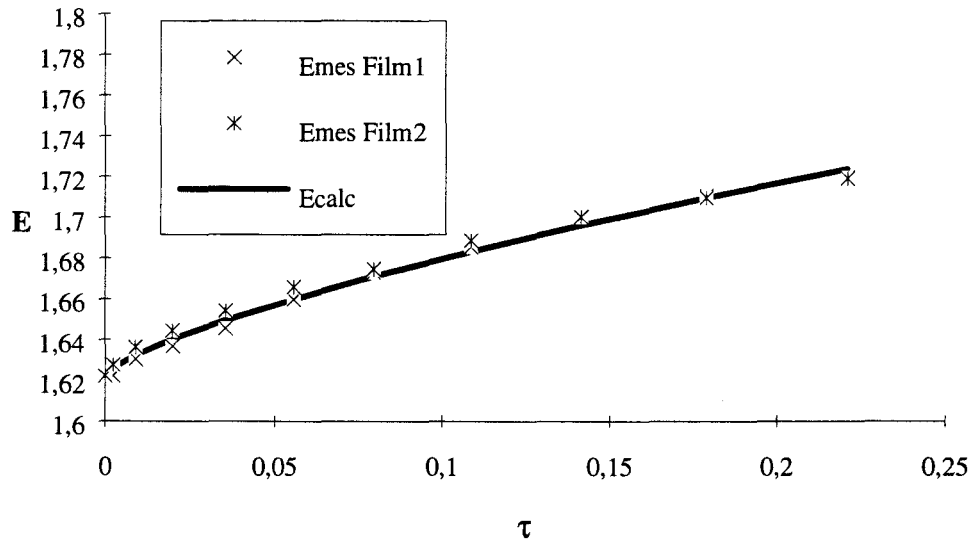


Figure 3.74 : Courbe d'étalonnage des films chauds.

La courbe d'étalonnage déterminée pour le premier film chaud correspond assez bien à celle que l'on devrait obtenir pour le second. Pour chaque essai, on calcule la courbe d'étalonnage à partir des résultats instantanés du premier film et de l'équation (193). On utilise cette courbe pour le second film. A titre d'exemple, on a reporté sur la figure 3.75 les résultats instantanés des films, l'évolution théorique de $u_{\tau e}$ et la valeur $u_{\tau} = u_{\tau^*}$ pour des billes de 600 μm et un Δ_T de 210 s.

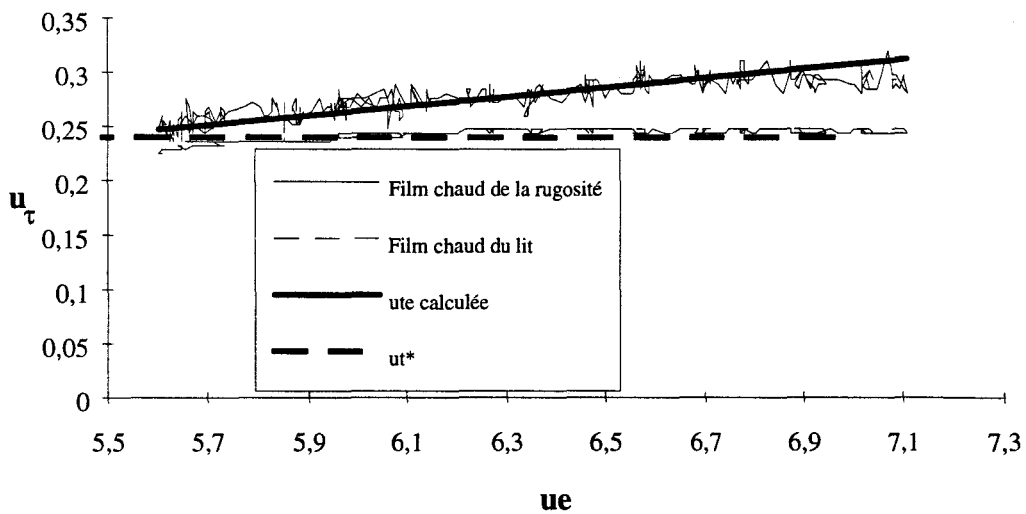


Figure 3.75 : Evolution de u_{τ} en fonction de u_e en présence d'envol.

On peut constater des évolutions semblables aux résultats obtenus au paragraphe 4.2. La valeur mesurée par le film chaud de la zone rugueuse suit l'évolution normale d'une couche

limite rugueuse et celle fournie par le film du lit reste de l'ordre de u_{τ^*} . A partir de ces évolutions, on peut calculer le débit solide à chaque instant, à l'aide de l'équation (217). On a reporté, sur la figure 3.76, l'évolution des débits solides instantanés $\hat{q}_s(t) = \frac{q_{sg}}{\rho u_{\tau^*}^3}$ calculés pour chaque vitesse de frottement, comparés au débit solide obtenu par l'évolution théorique (cf 4.4.2).

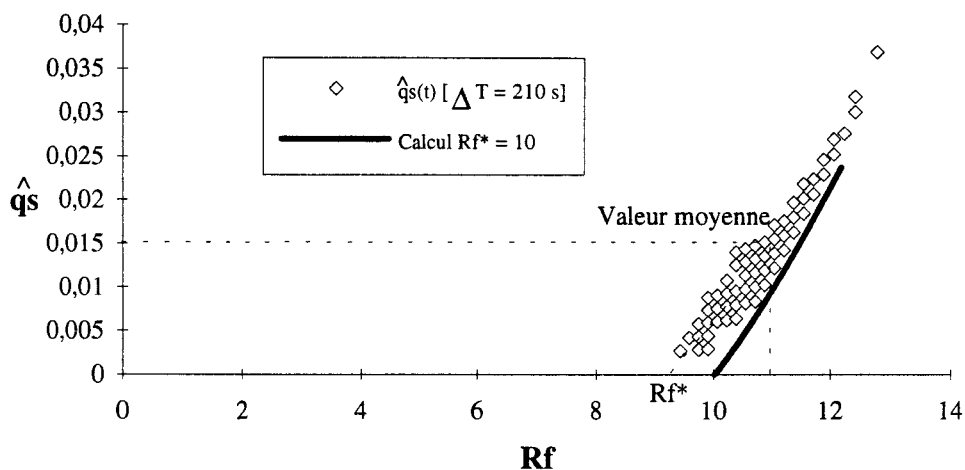


Figure 3.76 : Débits solides instantanés obtenus à partir des films chauds.

Les débits solides instantanés calculés sont proches de l'évolution théorique. On constate cependant un écart sur la valeur de R_{f^*} qui est plutôt de l'ordre de 9,2 au lieu de 10 théoriquement. Le tableau 3.19 donne les résultats de \hat{q}_s moyennés, obtenus expérimentalement et calculés à l'aide des films chauds pour $D_p = 600 \mu\text{m}$.

$D_p(\mu\text{m})$	$\Delta_T(\text{s})$	R_f	\hat{q}_s	R_f Films Chauds	\hat{q}_s Films Chauds
600	180	11,32	0,0044	10,85	0,015
600	210	11,54	0,0124	11,05	0,015
600	240	11,76	0,013	11,35	0,03
600	270	11,98	0,018	11,5	0,026
600	300	12,2	0,023	11,7	0,024

Tableau 3.19 : Débits solides moyens obtenus par récupération et par calcul à partir des films chauds.

Ces résultats sont comparés entre eux sur la figure 3.77. Ils le sont également avec l'évolution théorique du modèle.

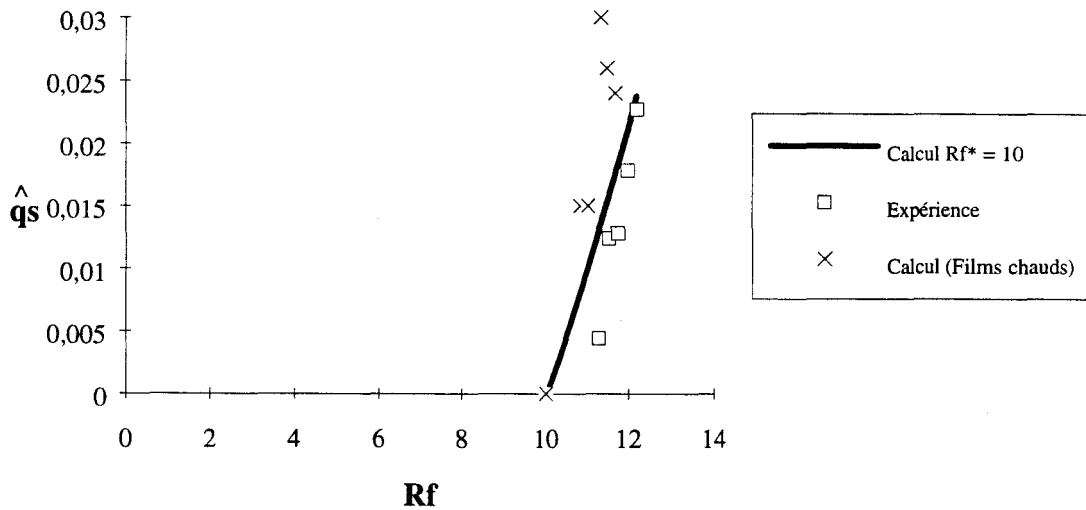


Figure 3.77 : Comparaison des débits solides expérimentaux et calculés.

On observe des écarts notables qui sont dus, d'une part, à l'imprécision des mesures au film chaud et d'autre part, à la présence d'un décalage temporel entre les fluctuations de contraintes présentes aux abscisses des deux films, ceux-ci étant séparés d'une distance de 200 mm. Cherchant à mettre en évidence l'effet de vague observé pendant les essais, il serait intéressant de trouver une technique pour mesurer les contraintes instantanées directement à la même abscisse dans la couche limite en présence de saltation.

4.5. Conclusion.

Les mesures effectuées concernant les vitesses limites d'envols et les trajectoires ont donné des résultats tout à fait en accord avec la littérature. Ces résultats ont permis la validation des modèles établis dans la deuxième partie. On a jugé intéressant de présenter l'évolution des contraintes en présence d'une couche de saltation relevée sur les films chauds afin de mettre en évidence les échanges de quantité de mouvement. A partir des trajectoires, on a pu obtenir les grandeurs caractéristiques : longueurs et surtout hauteurs des sauts. Ces grandeurs ont conforté les résultats de simulations numériques. A partir des hauteurs, on a établi le modèle de débit solide que l'on a cherché à valider. Compte tenu des incertitudes sur les mesures, on a pu estimer que le modèle semble donner une prédiction du débit relativement satisfaisante. Dans ce domaine, les observations que l'on a pu faire concernant la taille du lit et de la sonde permettent d'acquérir des connaissances intéressantes pour pouvoir refaire les essais dans de meilleures conditions avec le même banc. On reviendra sur ces considérations au paragraphe concernant les perspectives. Une analyse granulométrique a été effectuée sur les particules récupérées après un essai. On n'a pas observé de variation notable de la répartition.

Quatrième partie :

**CONCLUSIONS ET
PERSPECTIVES**

1. CONCLUSIONS.

Cette étude sur l'envol de particules solides sans liaison mécanique, par érosion de matière sous l'effet du vent, s'inscrit pleinement dans le cadre de la protection de l'environnement proche des usines sidérurgiques. La démarche adoptée ici a été d'essayer de mieux comprendre les principes mécaniques qui régissent l'envol des particules afin de pouvoir par la suite limiter ce phénomène nuisible à l'environnement. Pour ce faire, on a tout d'abord réalisé une synthèse bibliographique des travaux très divers existant sur le sujet.

Cette synthèse préliminaire a montré que les études dans le domaine de l'érosion éolienne sont essentiellement empiriques. Le précurseur a été Bagnold qui a publié, en 1941, un travail très important sur le mouvement des dunes dans le désert. Il a établi une série de modèles s'appliquant au comportement des particules sur une paroi en présence d'écoulement. Ses travaux, complétés par ceux de Kawamura (1951) et Owen (1964), sont à la base de toutes les études recensées jusqu'à présent.

Cette étude préliminaire a permis de mettre en évidence différents types de mouvement des particules (reptation, saltation, suspension) et de dégager les différents principes et domaines de la mécanique nécessaires à la modélisation. Compte tenu de l'étendue du sujet, elle a conduit à focaliser la suite de l'étude sur l'envol et le mouvement de saltation.

La modélisation des phénomènes d'envol et de transport par saltation est étudiée dans la deuxième partie du mémoire. Elle a conduit à s'intéresser à la théorie de la couche limite, aux forces agissant sur une particule en vol et à la limite de l'envol, à l'influence du mouvement des particules sur le mouvement moyen du fluide, à la trajectoire des particules et au débit de matière solide entraîné. Chaque chapitre débute par une synthèse bibliographique. Après avoir passé en revue les caractéristiques d'une couche limite turbulente sur paroi lisse puis rugueuse, ainsi que les modèles semi-empiriques existants et les lois approchées classiquement utilisées pour ce type d'écoulement, les techniques de modélisation des phénomènes d'envols et de saltation de particules ont été détaillées. On a fait notamment le bilan de toutes les forces pouvant agir sur la particule et des modèles existants pour ces forces, dont on a essayé de caractériser la validité.

Les efforts sont classiquement le poids et la traînée. L'existence d'une couche de cisaillement au voisinage de la paroi a conduit à mettre en évidence l'existence d'une portance et d'un moment provoquant la rotation de la particule. La modélisation de ce type de forces est due à Saffman pour la portance liée au cisaillement et à Rubinow et Keller pour l'effet Magnus. Ces deux modèles sont validés pour des nombres de Reynolds petits devant un. Pour obtenir des modèles exploitables sur une gamme de nombres de Reynolds plus importante, ils ont été complétés par des corrélations de points issus de la littérature. Les modèles résolvant les équations du mouvement ont classiquement pour conditions initiales la vitesse verticale et le taux de rotation de la particule. En utilisant cette approche, on a pu obtenir des trajectoires

semblables à celles observées expérimentalement. De nombreux auteurs n'ont considéré que la traînée dans le calcul, on a montré que la portance a tendance à augmenter la hauteur du saut et l'effet Magnus à augmenter sa longueur.

A partir de l'étude bibliographique, on a présenté le critère d'envol de Bagnold et les résultats expérimentaux de White qui définissent un modèle semi-empirique de vitesse limite d'envol. En s'appuyant sur les connaissances acquises sur le mouvement des particules en translation dans un écoulement proche d'une paroi et sur la théorie de la couche limite turbulente, on a tenté de donner une base plus théorique à ce modèle. Le résultat obtenu, satisfaisant pour les grosses particules, a conduit à proposer une interprétation de la forme du profil de vitesse du fluide au sein du lit de matière, afin de pouvoir représenter correctement les phénomènes pour les particules petites. Cette interprétation reste à vérifier expérimentalement. Elle conduit néanmoins à une très bonne représentation théorique du modèle semi-empirique. Ce modèle a été vérifié à l'aide d'une condition limite d'envol simple, basée sur la comparaison entre la force de portance et le poids. On a ensuite amélioré le modèle de Bagnold par un choix de grandeurs primaires plus judicieux qui permet de découpler l'influence du diamètre et de la vitesse de frottement pariétale et d'obtenir directement la vitesse limite d'envol pour un diamètre donné. Dans la même représentation, un modèle a été établi définissant le comportement d'une particule envolée : saltation ou suspension. Grâce à cette représentation, on a montré que pour une vitesse de frottement donnée, c'est toute une tranche granulométrique qui s'envole. Une partie se met en suspension, tandis que le reste est transporté par saltation.

On a observé que les échanges de quantité de mouvement dus à la présence d'envol de particules modifient le profil de vitesse. La présence d'une couche de saltation altère les profils de vitesse de la même manière qu'une rugosité de paroi. Anderson a montré que cette altération est liée à une modification de la contrainte pariétale en présence d'envol de particules, qui reste de l'ordre de la contrainte à la limite de l'envol. On a élaboré une loi donnant la distribution de la contrainte de cisaillement lorsque l'écoulement est contaminé par la présence de particules en saltation. A partir de cette loi et des modèles classiques décrivant la couche limite turbulente, on détermine les profils de vitesse en présence d'envol, en régime pleinement rugueux et intermédiaire. Bien que ces profils soient proches l'un de l'autre, celui établi en régime pleinement rugueux est plus proche des modèles de la littérature. Seule une étude expérimentale précise pourra valider l'un ou l'autre de ces modèles.

Une partie du travail a également été consacrée à la réalisation d'un modèle numérique de calcul de la trajectoire d'une particule en saltation qui prend en compte les efforts agissant sur celle-ci et qui résout les équations du mouvement. Ce calcul est effectué à partir de la connaissance du champ de vitesse moyenne du fluide. Lors de l'envol, on impose à la particule des accélérations importantes, les vitesses initiales étant nulles contrairement aux modèles habituellement rencontrés. Ces accélérations provoquant l'envol sont proportionnelles à la

force d'arrachement d'un grain et, ainsi, permettent un calcul de trajectoires plus proches des phénomènes physiques. La hauteur des sauts et l'angle de frottement grain sur grain sont nécessaires pour calculer, respectivement, l'accélération linéaire et l'accélération angulaire. On a obtenu des trajectoires calculées d'allure très proche de celle qu'on observe en saltation.

D'un point de vue global, on a développé un modèle de débit de matière solide dans une couche de saltation établie, en écrivant les équations globales en présence de particules. Puis, on a montré que le débit solide est proportionnel à la différence des contraintes pariétales avec et sans envol. A l'aide de l'analyse dimensionnelle, on a établi un modèle capable de prédire le débit solide. Enfin, ce modèle a été calé sur des résultats expérimentaux de la littérature. Sa comparaison avec ceux de Bagnold, Kawamura et Owen a permis de montrer une meilleure prédiction du débit solide.

On a effectué une comparaison des modèles avec ceux trouvés pour le transport dans l'eau. Le modèle de Shield concernant la vitesse limite d'envol est proche de celui de Bagnold. On a d'ailleurs effectué, sur ce modèle, le changement de variable cité plus haut. On a pu, ainsi, observer un comportement similaire dans l'eau et dans l'air pour les grosses particules et différent pour les petites. On explique ce phénomène par un tassement longitudinal dû à la vitesse relative importante dans l'air. A partir des résultats d'essais effectués en soufflerie dépressurisée pour étudier les phénomènes de saltation sur d'autres planètes (Mars, Vénus ...), on a défini un modèle universel pour la vitesse limite d'envol pour plusieurs pressions ambiantes dans l'air et pour la saltation dans l'eau. On a, ensuite, décrit le modèle d'Einstein de prédiction du débit solide dans l'eau. Ce modèle, basé sur des principes probabilistes, a été utilisé, ici, dans l'air pour prédire les débits solides issus de résultats expérimentaux de la littérature. Les résultats obtenus sont moins précis que ceux donnés par le modèle présenté dans ce mémoire.

La troisième partie du mémoire a été consacrée à la validation expérimentale. Son objectif était de mettre en oeuvre des techniques originales d'étude de l'érosion éolienne. Les essais ont été réalisés dans une soufflerie de type Eiffel spécialement construite à cet effet. Après s'être assuré que les caractéristiques moyennes correspondaient bien à celles d'une couche limite turbulente établie de plaque plane, des mesures de profils de vitesse sur paroi rugueuse (la rugosité étant formée d'une couche de particules) ont été effectuées. Ces mesures ont permis d'élaborer une loi donnant la vitesse de frottement en fonction du paramètre de rugosité (pour plusieurs diamètres), la vitesse de frottement étant une grandeur caractéristique de l'envol de particules.

Une fois la couche limite sur paroi rugueuse caractérisée, un lit de matière a été réalisé à l'abscisse des mesures de profil de vitesse. On a mis en oeuvre un dispositif expérimental automatisé pour mesurer la vitesse limite d'envol dont le principe est de réaliser une montée en vitesse lente dans la soufflerie et une détection optique des premiers envols. Cette

technique a permis de vérifier le modèle établi dans la deuxième partie et de s'assurer de l'efficacité du dispositif de mesure.

On a mis en évidence les échanges de quantité de mouvement et montré que la vitesse de frottement dans le lit en présence d'envols reste de l'ordre de la vitesse limite d'envol. On a également effectué des mesures de trajectoires et validé le modèle numérique. Etant donné la taille et la disposition du lit, on n'a filmé que les premiers sauts de particules lors des envols et obtenu les images correspondantes à ces trajectoires. A partir de ces dernières, on a déterminé les grandeurs caractéristiques : hauteurs et longueurs des sauts. On a déterminé une loi empirique qui donne la hauteur du saut pour une vitesse de frottement et un diamètre de particule donnés. On a utilisé cette loi dans le modèle numérique de calcul des trajectoires et pour la détermination des débits solides. Les trajectoires obtenues par le calcul sont très proches de celles mesurées et les longueurs de saut déduites correspondent bien à celles obtenues expérimentalement.

On a également effectué des mesures de débit de matière à l'aide d'une sonde de prélèvement isocinétique. Ces mesures ont permis de valider le modèle établi. Ces dernières expériences donnent des résultats peu précis (écart type de 15 %) qui semblent, malgré cela, présenter une évolution assez proche de celle du modèle. On indique dans les perspectives les moyens d'améliorer notablement ces mesures. On a mis en évidence l'utilisation possible de sondes de frottement à film chaud pour obtenir un ordre de grandeur du débit solide instantané connaissant les caractéristiques des particules. Des essais sur des matériaux de masses volumiques différentes ont permis de proposer une loi générale pour la prédiction du débit solide.

2. PERSPECTIVES.

L'ensemble des résultats obtenus dans la présente étude permet de caractériser de façon détaillée l'envol de particules sphériques qui ne sont soumises dans le lit de matière qu'aux seules forces mécaniques de contact. A partir de la méthodologie mise au point, on peut envisager d'étudier des matériaux plus proches de la réalité industrielle. On peut, de plus, essayer de mettre en évidence l'influence de phénomènes non pris en compte tels que le taux d'humidité, les traitements éventuels, les forces électrostatiques, ...

Pour ce qui concerne les modèles proposés dans ce mémoire, celui relatif à la vitesse limite d'envol étant établi pour des forces calculée par les valeurs moyennes des vitesses, on pourra chercher à améliorer sa détermination analytique à partir des caractéristiques tourbillonnaires de l'écoulement proche de la paroi. On utiliserait pour cela le fait qu'à l'équilibre la force instationnaire de portance est compensée par le poids de la particule.

Lors de l'envol d'une particule, on a calculé une accélération initiale d'envol à partir de la hauteur du saut. Cette accélération agit sur une épaisseur correspondant à la hauteur des

rugosités. On pourra essayer d'améliorer l'estimation de cette accélération initiale utilisée dans le modèle numérique. On pourrait notamment essayer d'optimiser la distance le long de laquelle l'accélération initiale influe lors de l'envol d'une particule. On chercherait alors à corrélérer les accélérations initiales avec l'agitation tourbillonnaire proche de la paroi.

La connaissance de ces accélérations devrait permettre également de modéliser le terme de force d'arrachement des particules par unité de surface σ_p défini dans la deuxième partie. A l'aide de ce terme, on pourrait alors chercher à expliciter le modèle théorique bâti sur les équations globales de conservation de la masse et de quantité de mouvement. Dans ces équations, le terme $u_p(y)$ reste inconnu, on ne peut le modéliser que lors du calcul d'une trajectoire. Un travail de modélisation de ce terme serait également nécessaire. Par ailleurs, une bonne modélisation de la force d'arrachement devrait permettre d'accéder à des caractéristiques de l'écoulement proche d'une paroi que l'on n'arrive pas à déterminer avec les moyens actuels.

D'un point de vue expérimental, il serait intéressant de caractériser davantage les écoulements de couche limite sur paroi lisse et sur paroi rugueuse du point de vue de l'agitation tourbillonnaire afin de mettre en évidence les termes instationnaires nécessaires à la détermination des caractéristiques d'envol des particules. Au paragraphe 3.2, on a proposé une interprétation du profil dans le lit de matière lorsque la vitesse est proche de la limite d'envol. Il serait intéressant de chercher à vérifier cette hypothèse. On pourrait, par exemple, mettre une sonde de frottement sous une ou plusieurs couches de particules et mesurer l'évolution de la contrainte lorsque l'on augmente la vitesse de l'écoulement.

Lors des essais concernant l'érosion, on a constaté un problème quant à l'établissement de la couche de saltation et on a remarqué que certaines hauteurs de saut de particules pouvaient dépasser la hauteur de la sonde de captation. De plus, on a observé que la plage d'utilisation de la sonde de captation est limitée à 9 m/s ce qui est un peu faible. Pour améliorer ces essais, il faudra agrandir le lit de matière en longueur pour valider les essais sur le débit solide et aussi en largeur pour éviter les effets de bord. Dans cette configuration, on pourra refaire les essais sur le débit. Pour cela, il sera nécessaire d'augmenter la hauteur de la sonde de captation et d'en diminuer la section. On améliorera, ainsi, sa plage de vitesse isocinétique. On pourrait, également, imaginer une sonde de captation étagée qui permettrait de moins perturber l'écoulement et de valider une évolution du débit tangentiel que l'on obtiendrait par résolution du modèle global.

Le fait d'allonger le lit devra permettre d'y faire une campagne de mesures concernant les impacts. On pourra effectuer des mesures de vitesse de frottement en présence d'impact et étudier les trajectoires résultant de ces phénomènes. Il faudra filmer une particule en fin de trajectoire et une autre s'envolant suite à la chute de la précédente. Connaissant toutes les caractéristiques de la première trajectoire par le modèle numérique, en visualisant l'envol de la

suivante et à partir des connaissances sur la mécanique des chocs, on pourrait établir des lois statistiques pour quantifier les phénomènes d'impact.

Au paragraphe 4 de la deuxième partie, on a calculé sur la base de deux hypothèses différentes, deux profils de vitesses assez proches en présence d'une couche de saltation. On pourrait également faire des mesures de profils de vitesse en présence d'envol. Dans la littérature, les auteurs, qui ont fait ce type de mesure, ont utilisé le pitot à cause des particules. Pour améliorer ces mesures, on pourrait utiliser l'anémométrie à laser par effet Doppler en ensemençant l'écoulement avec des particules submicroniques non-grasses dans la couche de saltation. On effectuerait pour cela un filtrage du signal Doppler pour sélectionner la taille des particules dont on souhaite mesurer la vitesse.

A partir de ces travaux, on pourrait essayer d'utiliser les résultats obtenus pour étudier les envols issus de tas de stockage [65]. Ce type d'étude est plus proche des problèmes industriels. Enfin, d'autres études pourraient être développées dans la soufflerie réalisée pour les présents travaux. Ces études concerneraient, entre autre, la saltation modifiée et la suspension qui restent mal connues près d'une paroi. Les méthodes de mesures mises au point ici pourraient être adaptées en tenant compte de la taille plus petite des particules et du caractère plus aléatoire de leur trajectoire. De ce point de vue, il serait indispensable de prendre en compte les effets de la turbulence.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] BAGNOLD R. A. : "*The physics of Blown Sand and Desert Dunes*", Morrow, New-York, 1943, 265p
- [2] CHEPIL W. S. : "*Dynamics of wind erosion II initiation of soil movement*", soil sci., 66 , 1945(December), 475-480.
- [3] ZINGG A. W. : "*Wind Tunnel Studies of the Movement of sedimentary Material*", Proc. Fifth Hydraulics Conf. State University of Iowa, 1952, 111-135
- [4] EINSTEIN H.A. & EL SAMMI E. : "*Hydrodynamic forces on a rough wall*", Reviews of modern physics, Vol. 21, N°3, 1949, 520-524
- [5] LEBRETON J. C. : "*Transport solide*", cours de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, publié sous la direction de M. HUG, éditions Eyrolles, 1975, 453-548
- [6] BAGNOLD R.A. : "*An approach to the sediment transport problem from general physics*", Physiographic and hydraulic studies of rivers, N°4221, 1966, 1-37
- "Transport of granular solids by wind and water compared"*, Proceedings on international workshop on th physic of blown sand, Memoirs N°8, Vol. 1, 1985, 1-9
- [7] OWEN P.R. : "*Saltation of Uniform Grain*", J.F.M., vol 20, 1964, 225-242

- [8] ANDERSON R.S., SØRENSEN M. & WILLETTS B.B. : "*A review of recent progress in our understanding of aeolian sediment transport*", Acta Mechanica Supplementum 1, Aeolian Grain Transport 1 Mechanics, 1991, 1-21
- [9] KAWAMURA R. : "*Study of sand movement by wind*", Reports of Physical Sciences Research Institute of Tokyo University, Vol. 5, N° 3 et 4, 1951, 95-112 (in Japanese)
- Traduction par National Aeronautics and Space Administration , 1972, 47p
- [10] UNGAR J.E. & HAFF P.K. : "*Steady state saltation in air*", Sedimentology, vol 34, 1987, 289-299
- [11] ANDERSON R.S. : "*Sediment transport by wind : saltation, suspension, erosion and ripples*", Ph. D. Thesis, Université de Washington, 1986
- [12] WHITE B.R. & SCHULZ J.C. : "*Magnus effect in saltation*", J.F.M., vol 81, 1977, 497-512
- [13] WILLIAMS G. : "*some aspects of the eolian saltation load*", sedimentology, Vol. 3, 1964, 257-287
- [14] WHITE B.R. : "*Particle Dynamics in Two-Phase Flows*", Chap. 8 of Encyclopedia of Fluid Dynamics, Houston Texas : Gulf Publishing Co., 237-282
- "*Two-phase measurements of saltating turbulent boundary layers*", Int. Journal of Multiphase Flow, Vol. 5, 1982, 459-473

- [15] WHITE B.R. : "*Soil transport by winds on Mars*", Journal Geophysical Research, Vol. 84, N° B9, 1979, 4643-4651
- [16] GREELEY R., LEACH R., WHITE B., IVERSEN J. & POLLACK J. : "*Threshold windspeeds for sand on mars : wind tunnel simulations*", Geophysical research letters, Vol. 7, N°2, 1980, 121-124
- [17] IVERSEN D.A. & WHITE B.R. : "*Saltation threshold on Earth, Mars and Venus*", Sedimentology, vol 29, 1982, 111-119
- [18] GILLETTE D.A. "*Mass, momentum and kinetic energy fluxes of saltating particles*", Aeolian geomorphology Boston : Allen et Unwin, 1986, 35-56
- [19] CICCONE A.D. : "*An experimental investigation of a wind-generated suspension of particulate matter from a tailingd disposal area*", Atmospheric environment, vol 22, N°12, 1988, 2639-2651
- [20] HUNT J.C.R. & NALPANIS P. : "*Saltating and suspended particles over flat and sloping surfaces*", Proceedings on international workshop on the physics of blown sand, Memoirs N°8, Vol. 1, 1985, 9-36
- [21] NALPANIS P. : "*Saltating and suspended particles over flat and sloping surfaces. II. experiments and numerical simulations*", Proceedings on international workshop on the physics of blown sand, Memoirs N°8, Vol. 1, 1985, 37-66

- [22] BUTTERFIELD G.R. : "*The instrumentation and measurement of wind erosion*", Proc. Sixth New Zealand Geog. Conf.1, 1971, 125-130
- [23] WILLIAMS J.J. : "*Aeolian entrainment thresholds in a developing boundary layer*", Ph. D. Thesis, Université de London, 1986
- [24] SAFFMAN P.G. : " *The Lift on a Small Sphere in a Slow Shear Flow* ", J.F.M., vol 22, 1965, 385-400; " corrigendum ", J.F.M., vol 31, 1968, p.624
- [25] DANDY D.S. & DWYER H.A. : "*A Sphere in Shear Flow at Finite Reynolds Number Effect on Shear on Particle Lift, Drag and Heat Transfer*", J.F.M., vol 216, 1990, 381-410
- [26] RUBINOW S.I. & KELLER J.B. : "*The transverse force on a spinning sphere moving in a viscous fluid*", J.F.M., vol 11, 1961, 447-459
- [27] CHEGROUN N. : "*Etude numérique des actions hydrodynamiques sur une sphère en translation et rotation dans la gamme des nombres de Reynolds inférieurs à 50*", Thèse soutenue à l'Université de Nancy I au L.U.M.E.N. (16 Décembre 1992)
- [28] BARKLA H.M. ET AUCHTERLONI L.J. : "*The Magnus or Robins effect on rotating spheres*", J.F.M., vol 47, 1971, 437-447
- [29] WERNER B.T. : "*A physical model of wind blown sand transport*", Ph. D. Thesis, California Institute of Tehnologie, 1987

- [30] SORENSEN M. : " *Estimation of some aeolian saltation transport parameters from transport rate profil*", Proceedings on international workshop on th physic of blown sand, Memoirs N°8, Vol. 1, 1985, 101-141
- [31] WILLETTS B.B. & RICE M.A. : " *Inter saltation collisions*", Proceedings on international workshop on th physic of blown sand, Memoirs N°8, Vol. 1, 1985, 83-101
- [32] NALPANIS P., HUNT J.C.R. & BARRET C.F. : " *Saltating particles over flat beds*", J.F.M., vol 251, 1993, 661-685
- [33] ORMANCEY A. : " *Simulation du comportement de particules dans des écoulements turbulents*". Thèse n°477, soutenue à l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris (6 Janvier 1984).
- [34] BERLEMONT A. : " *Modélisation et prédiction du comportement de particules discrètes dans un écoulement turbulent*". Thèse soutenue à la Faculté des Sciences de l'Université de Rouen (26 Janvier 1981).
- [35] SIMONIN O. & HE J. : " *Modélisation eulérienne du comportement des particules dans une couche limite turbulente*", Rapport de la Direction des Etudes et Recherches de l'E.D.F., 93NB00009, 1992, p.26
- [36] SCHLICHTING " *Boudary layer Theory*", McGraw-Hill Book Comp., 7' édition, 1979
- [37] PADET J.P. : " *Fluide en écoulement*", Masson, Paris, 1990, 195-226

- [38] COUSTEIX J; : "*Turbulence et couche limite*", Cepadues-Editions Toulouse, 1989, 402-408
- [39] CLAUSER F.H. : "*Advances in applied Mechanics*", New York Academic press, Vol 4.
- [40] VAN DRIEST L.R. , "*On turbulent flow near a wall*", Journal of Aeronautical Sciences, vol 23, N°11, 1956, 1007-1012
- [41] NIKURADSE J. : "*Strömungsgesetze in rauhen rohren*", Forschg. Arb. Ing.-Wes., N°361, 1933
- [42] BLANCHARD A., "*Analyse expérimentale et théorique de la structure de la turbulence d'une couche limite sur paroi rugueuse*". Thèse n°97, présentée à l'Université de Poitiers.(23 juin 1977)
- [43] FAVRE A. : "*La turbulence en mécanique des fluides*", Ed. Gauthier Villars, 1976, p.410
- [44] DIRLING : "*A method for computing rough wall heat transfert rates on reentry nosetips*", AIAA Paper, 1973, 73-763
- [45] TANIÈRE A. : "*Recherche d'un modèle d'équivalence 'grain de sable' en écoulement pleinement rugueux et mise au point du banc d'essais : Soufflerie de type Eiffel*", DEA soutenue à l'UST Lille, (20 Octobre 1992)

- [46] VANHEE L. : "*Contribution à l'étude du comportement hydrodynamique des cellules d'électro-déposition*", Thèse n°814, soutenue à l'Université des sciences et techniques de Lille .(28 Novembre 1991)
- [47] ROTTA J.C. : "*Turbulent boundary layers in incompressible flow*", Progress in Aerospace Sciences, Vol 2, 1962, 219p
- [48] CEBECI T. & SMITH A.M.O. : "*Analysis of turbulent Boundary layers*", Academic Press, 1974.
- [49] MORSE S.A. & ALEXANDER A.J. : "*An investigation of particle trajectories in two-phase flow system*", J.F.M., vol 55, 1972, 193-208
- [50] DENNIS S.C.R., SINGH S.N. & INGHAM D.B. : "*The steady flow due to a rotating sphere at low and moderate Reynolds numbers*", J.F.M., vol 101, 1980, 257-279
- [51] MCKENNA-NEUMAN C. & NICKLING W.G. : "*A theoretical and wind tunnel investigation of the effect of capillary water on the entrainment of sediment by wind*", Can. J. Soil Sci., vol 69, 1987, 79-96
- [52] SORENSEN M. : "*An analytical model of wind blown sand transport*", Acta Mechanica Supplementum 1, Aeolian Grain Transport 1 Mechanics, 1991, 67-83
- [53] ANDERSON R.S. & HAFF P.K. : "*Wind Modification and Bed Response During Saltation of Sand in Air*", Acta Mechanica Supplementum 1, Aeolian Grain Transport 1 Mechanics, 1991, 21-51

- [54] MAC EWAN I.K. & WILLETTS B.B. : "*Adaptation of the near-surface wind to the development of sand transport*", J.F.M., vol 252, 1993, 99-115
- [55] UNGAR J.E. & HAFF P.K. : "*Wind Modification and Bed Response During Saltation of Sand in Air*", Acta Mechanica Supplementum 1, Aeolian Grain Transport 1 Mechanics, 1991, 21-51
- [56] NASSAR C. "*Résolution des équations régissant les phénomènes de saltation (Re petit) (cas de l'air)*", Thèse de doctorat, soutenue à l'Université d'Aix-Marseille II.(10 Février 1982)
- [57] "*Essais de cisaillement à la boîte*", Modes opératoires MS. L3 du laboratoire central des ponts et chaussées approuvé le 28 Octobre 1966, Dunod Paris
- [58] IVERSEN J.D. "*Aeolian threshold : effect of density ratio*", Proceedings on international workshop on the physics of blown sand, Memoirs N°8, Vol. 1, 1985, 37-67
- [59] ALQUIER M. : "*Transport solide dans les canaux découverts et les rivières naturelles*", Cours de l'E.N.S.E.E.I.H Toulouse, 1976-1977
- [60] AKIYAMA T. & MIYAMOTO Y. : "*Effect of Vertical Partitions on the Rate Of Entrainment of Solid Particles from a Rough in a Wind Tunnel* ", Powder Technology, vol 61, 1990, 69-73
- [61] RICE M.A. : "*Grain shape effects on aeolian sediment transport*", Acta Mechanica Supplementum 1, Aeolian Grain Transport 1 Mechanics, 1991, 161-166

- [62] AZZI M. : "*Etude des profils de flux de particules dans l'écoulement vertical établi d'une suspension gaz-solide*", Thèse soutenue à l'UT Compiègne, (2 Juillet 1986)
- [63] HOYEZ M.C. : "*Etude des caractéristiques instationnaires d'une couche limite turbulente de plaque plane sans gradient de pression*", Thèse n°610 soutenue à l'UST Lille, (20 novembre 1990), 34-70
- [64] DELAPLACE L. : "*Equipements de préparation des combustibles en suspension, séparateurs granulométriques*", Techniques de l'ingénieur, B117, 6
- [65] BORGES A.R. & VIEGAS D.X. : "*Shelter effect on a row of coal piles to prevent wind erosion*", journal of wind engineering and industrial aerodynamique, vol 29, 1988, 145-154
- [66] VIEGAS D.X. & BORGES A.R. : "*An erosion technique for the measurement of the shear stress field on a flat plate*", journal of Phys. F. : Sci. Instrum., vol 19, 1986, 625-630
- [67] ANDERSON R.S. & HALLET B. : "*Sediment transport by wind : Toward a general model*", Geological Society of America Bulletin, vol.97, 1986, 523-535
- [68] SMITH W.J., WHICKER F.W. & MEYER H.R. : "*Review and Categorization of Saltation Suspension,, and Resuspension Models*", Nuclear Safety , vol 23, n°6, 1982, 685-699

- [69] TSUCHIYA T. & KAWATA Y. : "*Characteristics of saltation of sand grains by wind*", 13th international coastal engineering conference, 1972, 1617-1625
- [70] SUMER B.M. : "*Lift force on moving particles near Boundaries*", Journal of hydrodynamics engineering, Vol. 110, 1984, 1272-1278

ANNEXE 1

Auteurs	Matériaux	$\rho_p(\text{kg/m}^3)$	$D_p(\mu\text{m})$
White (1940)	Sable	2100	2560*
Zingg (1953)	Sable	2650	155 à 600*
Chépil (1959)	Terre	1520 à 2090	102 à 24000*
William (1992)	Billes de verre	2510	165 à 1550
	Sucre	1588	655
	Sable	2650	165
	Sel	2164	165
White (1979)		1100	430
	Sable	2650	12 à 718
Greeley et Al (1973)	Sucre	1560	393
	Sable	2650	526
	Oxyde de cuivre	6000	10
	Bronze	7800	616
Iversen et Al (1976)	Aluminium	2700	36 et 204
	Gel de silice	890	17 et 169
	Graines de trèfles	1300	1290
	Verre	2500	38 à 586
	Thé instantané	210	719
	Verre	2420	31
	Verre	3990	110 et 519
	Coquille de noix	110	40 à 359
	Plomb	11350	720
	Cuivre	8940	12 et 37

Tableau 1. : Résultats issus de la bibliographie.

* valeur non fournie, déterminée par le calcul

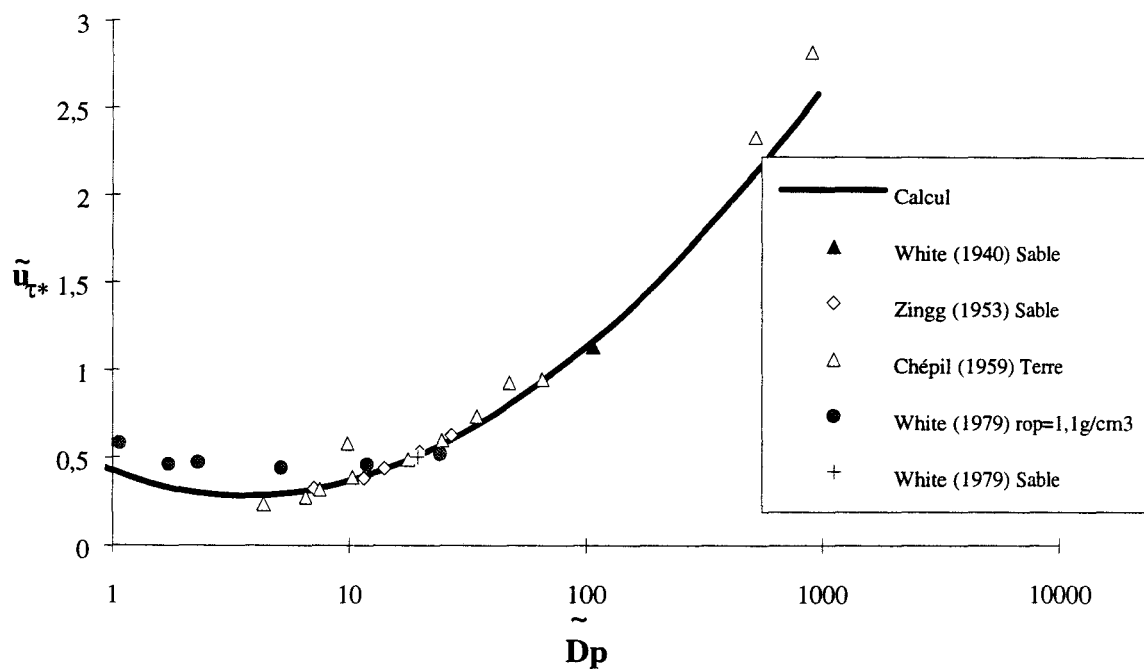


Figure A.1: Vitesse limite d'envol : résultats bibliographiques.

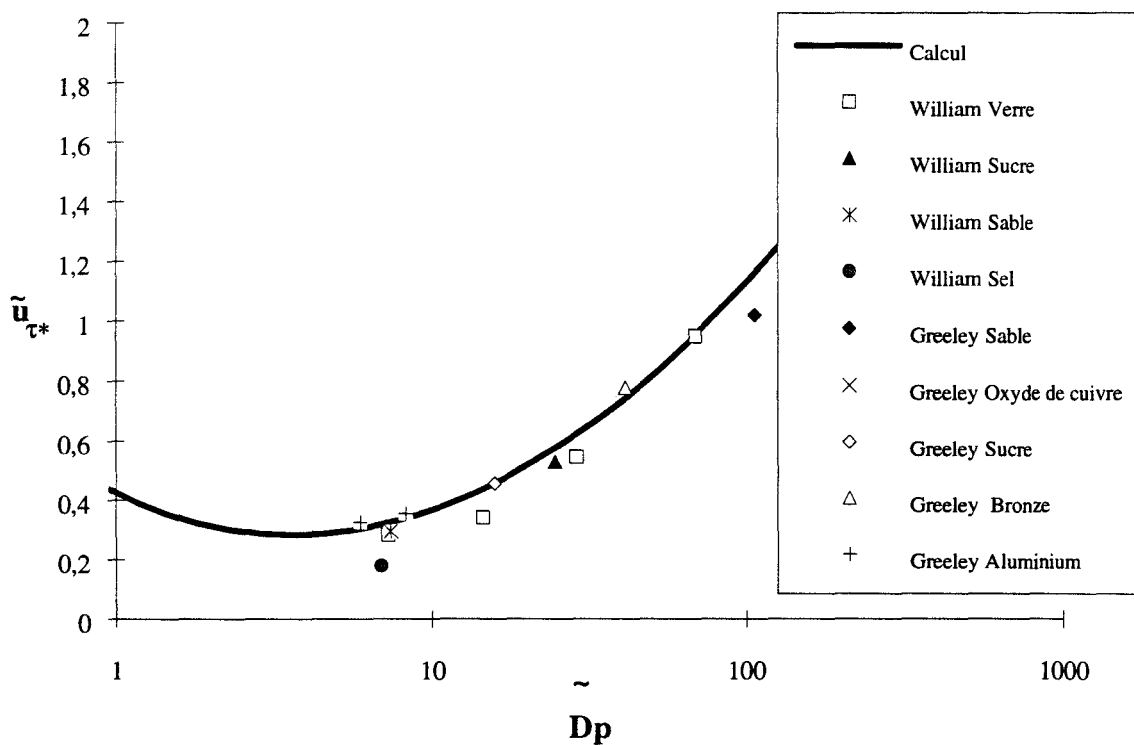


Figure A.2: Vitesse limite d'envol : résultats bibliographiques (Greeley & al [16] et William [23]).

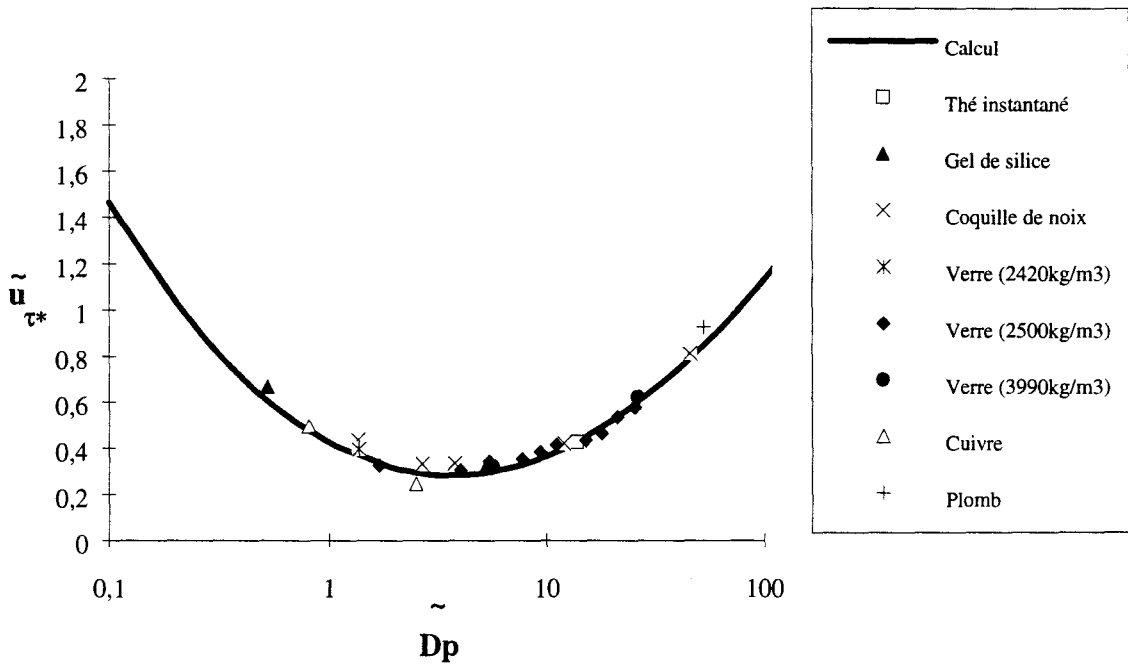


Figure A.3 : Vitesse limite d'envol : résultats bibliographiques (Iversen & Al [17]).

ANNEXE 2

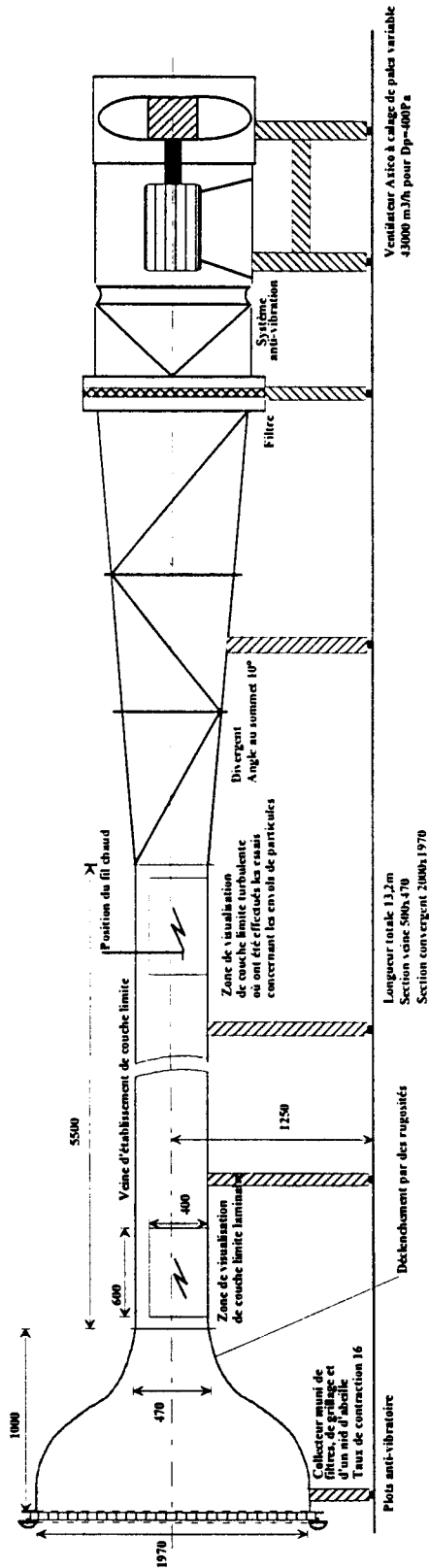
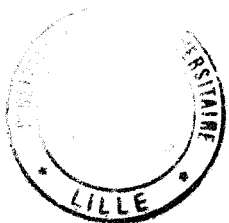


Figure A.4: Schéma de la soufflerie vue de face.