



**HAL**  
open science

# Etude mécanistique du dépôt sec d'aérosols sur les couverts végétaux

Alexandre Petroff

► **To cite this version:**

Alexandre Petroff. Etude mécanistique du dépôt sec d'aérosols sur les couverts végétaux. Physique [physics]. Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 2005. Français. NNT : 2005AIX22026 . tel-00011658

**HAL Id: tel-00011658**

**<https://theses.hal.science/tel-00011658>**

Submitted on 21 Feb 2006

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

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

UNIVERSITE DE LA MEDITERRANEE  
AIX-MARSEILLE II

**Thèse**

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

Spécialité : Mécanique  
Option : Mécanique des Fluides

Par

Alexandre Petroff

---

**ETUDE MECANISTE DU DEPOT SEC D'AEROSOLS  
SUR LES COUVERTS VEGETAUX**

---

Soutenue le 15 Avril 2005 devant le Jury composé de :

Pr. Olivier Simonin	Président du Jury
Dr. Denis Boulaud	Rapporteur
Dr. Yves Brunet	Rapporteur
Dr. Fabien Anselmet	Examineur
Pr. Roland Borghi	Examineur
Dr. Alain Mailliat	Examineur
Dr. Muriel Amielh	Invitée
Dr. Yves Belot	Invité
Dr. Marc-André Gonze	Invité



# Remerciements

Je remercie tout d'abord MM. Jean-Christophe Gariel et Pascal Santucci de m'avoir accueilli au sein de l'I.R.S.N., et de m'avoir permis de mener mes recherches avec une grande autonomie. Je remercie Muriel Amielh, Fabien Anselmet et Marc-André Gonze de m'avoir encadré et d'avoir été présents tout au long de cette étude pour me conseiller et m'aiguiller.

Je remercie très sincèrement MM. Yves Brunet et Denis Boulaud d'avoir accepté de rapporter ce travail. Je n'oublie pas MM. Olivier Simonin et Roland Borghi qui, malgré des emplois du temps chargés, ont accepté de participer à ce jury. Mr. Belot, je vous remercie de votre aide. Les échanges fructueux et vivifiants que nous avons eus m'ont permis de mieux appréhender la réalité expérimentale et sa complexité.

Mr. Alain Mailliat, malgré tes mille et une casquettes, tu as su trouver le temps de m'aider, d'abord dans l'élaboration du formalisme, puis dans l'explicitation et la résolution des problèmes. Ta rigueur, ta disponibilité et ton soutien durant ces trois années ont rendu ce travail possible. Merci.

Je remercie enfin tous ceux que j'ai rencontrés en cours de route, dans les labos de l'irsn et de l'irphe, dans les couloirs du bâtiment 159 ou à la bibliothèque du cea, les humains avec qui j'ai pratiqué, et bien sûr les amis et la famille, ceux qui rendent la vie plus jolie et plus légère. Merci surtout à toi, ma loupiotte.



# Table des matières

<b>Introduction générale</b>	<b>11</b>
<b>1 Revue des modèles de dépôt sec</b>	<b>15</b>
1.1 Modèle de transport d'aérosols en présence d'un couvert végétal . . . . .	16
1.2 Prise en compte de la captation par la végétation . . . . .	19
1.3 Comparaison de modèles mécanistes . . . . .	26
<b>2 Revue des mesures de dépôt sec</b>	<b>33</b>
2.1 Mesures de dépôt sec sur couvert entier . . . . .	33
2.1.1 Méthodes directes de mesure . . . . .	33
2.1.2 Méthodes indirectes de mesure . . . . .	41
2.1.3 Discussion . . . . .	47
2.2 Captation d'aérosols par des rameaux isolés . . . . .	53
2.2.1 Aérosols sub-microniques . . . . .	53
2.2.2 Aérosols microniques . . . . .	58
<b>3 Le couvert végétal</b>	<b>65</b>
3.1 Modèle d'élément végétal . . . . .	65
3.2 Statistique foliaire . . . . .	66
3.2.1 Statistique par rapport à la géométrie . . . . .	66
3.2.2 Statistique par rapport à l'orientation . . . . .	67
3.3 Description macroscopique . . . . .	69
<b>4 Aérodynamique en présence d'un couvert végétal</b>	<b>73</b>
4.1 Écoulement au-dessus du couvert . . . . .	74
4.1.1 Couche inertielle . . . . .	74
4.1.2 Couche de rugosité . . . . .	75
4.2 Écoulement à l'intérieur du couvert . . . . .	77
4.2.1 Opérateur de moyenne en espace . . . . .	78
4.2.2 Bilan de quantité de mouvement . . . . .	78
<b>5 Dynamique des aérosols</b>	<b>87</b>
5.1 Bilan local de l'aérosol . . . . .	87
5.1.1 Aérosol et inertie . . . . .	88
5.1.2 Dynamique de l'aérosol dans un écoulement turbulent . . . . .	90
5.2 Bilan macroscopique du milieu aérosol . . . . .	91
5.2.1 Flux macroscopiques . . . . .	91
5.2.2 Interactions avec les surfaces . . . . .	93

<b>6</b>	<b>Expression des mécanismes de captation</b>	<b>97</b>
6.1	Fermeture des termes de dépôt . . . . .	98
6.1.1	Dépôt sur un élément végétal . . . . .	99
6.1.2	Captation à l'échelle macroscopique . . . . .	99
6.2	Application aux processus de dépôt . . . . .	103
6.2.1	Diffusion brownienne . . . . .	103
6.2.2	Impaction inertielle . . . . .	110
6.2.3	Sédimentation . . . . .	115
6.2.4	Impaction turbulente . . . . .	117
6.2.5	Interception . . . . .	120
<b>7</b>	<b>Applications du modèle</b>	<b>123</b>
7.1	Application aux mesures sur rameaux . . . . .	123
7.1.1	Aérosols fins . . . . .	124
7.1.2	Aérosols d'accumulation . . . . .	125
7.1.3	Aérosols microniques . . . . .	129
7.2	Application aux couverts végétaux . . . . .	133
7.2.1	Modèle de transport et de dépôt . . . . .	133
7.2.2	Dépôt d'aérosols sur couverts peu rugueux . . . . .	135
7.2.3	Dépôt de gouttelettes de brouillard sur une forêt basse . . . . .	148
7.2.4	Dépôt d'aérosols fins sur une forêt de pins maritimes . . . . .	153
7.3	Etude de sensibilité . . . . .	160
7.3.1	Sensibilité aux paramètres aérodynamiques . . . . .	161
7.3.2	Sensibilité aux paramètres du couvert . . . . .	164
7.3.3	Sensibilité aux paramètres de l'aérosol . . . . .	166
7.3.4	Sensibilité aux paramètres de calcul . . . . .	166
7.4	Comparaison avec les modèles existants . . . . .	169
7.4.1	Comparaison sur herbe avec le modèle de Slinn (1982) . . . . .	169
7.4.2	Comparaison sur couverts fortement rugueux . . . . .	172
	<b>Conclusion générale et perspectives</b>	<b>177</b>
	<b>Annexes</b>	<b>180</b>
	<b>A Outil numérique de résolution du bilan aérosol à l'intérieur du couvert</b>	<b>181</b>
	<b>B Relations de commutation entre les opérateurs de moyenne</b>	<b>187</b>
	<b>C Compléments sur l'aérodynamique</b>	<b>191</b>
	<b>D Compléments sur la stabilité atmosphérique</b>	<b>195</b>
	<b>E Compléments sur l'hygroscopie des aérosols</b>	<b>197</b>
	<b>F Communications</b>	<b>199</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>213</b>

# Table des figures

1.1	Comparaison des résultats de cinq modèles mécanistes sur champ d'avoine	29
1.2	Comparaison des résultats de cinq modèles mécanistes sur forêt de pins	30
2.1	Dépôt de spores de <i>Lycopodium</i> sur différentes surfaces	40
2.2	Influence de la stabilité atmosphérique sur le dépôt d'aérosols fins	46
2.3	Dépôt turbulent d'aérosols sur surfaces végétales	50
2.4	Influence de l'inclinaison foliaire sur le transfert diffusif	56
2.5	Dépôt diffusif sur des feuilles et des rameaux	57
2.6	Dépôt d'aérosols d'accumulation sur rameaux d'épicéa	59
2.7	Dépôt inertiel sur obstacles isolés et rameaux végétaux	61
3.1	Orientation des tissus foliaires	66
3.2	Distributions classiques de l'inclinaison foliaire	69
4.1	Vitesse moyenne et frottement turbulent dans différents couverts	76
4.2	Volume élémentaire représentatif du couvert végétal	77
4.3	Pertinence du modèle de vitesse moyenne de Inoue (1963)	84
5.1	Trajectoire d'une particule et du fluide à proximité	89
6.1	Transfert diffusif vers un cylindre	106
6.2	Impaction inertielle et surface projetée	110
6.3	Dépôt par impaction inertielle sur obstacles isolés	112
6.4	Résultats expérimentaux de dépôt turbulent	118
6.5	Interception sur un cylindre	120
7.1	Dépôt d'aérosols de $0,2 \mu m$ sur des rameaux de pin	125
7.2	Dépôt d'aérosols d'accumulation sur rameaux de pin	126
7.3	Vitesse de dépôt d'aérosols d'accumulation sur rameaux d'épicéa	127
7.4	Répartition des dépôts d'aérosols d'accumulation sur rameaux d'épicéa	128
7.5	Morphologie des rameaux de pin et d'épicéa	129
7.6	Vitesse de dépôt d'aérosols microniques sur rameaux de pin	129
7.7	Dépôt d'aérosols de $2 \mu m$ sur rameaux de pin	130
7.8	Répartition des dépôts d'aérosols de $10 \mu m$ sur rameaux de pin	131
7.9	Comparaison du modèle d'impaction avec deux campagnes de mesures	132
7.10	Profil de vitesse moyenne sur herbe artificielle	136
7.11	Concentrations simulées de spores au-dessus et dans le couvert artificiel	139
7.12	Concentrations de spores de <i>Lycopodium</i> en soufflerie	139
7.13	Fraction de spores de <i>Lycopodium</i> déposées sur le sol	140
7.14	Répartition des dépôts de spores sur herbes artificielles et naturelles	141
7.15	Vitesse de dépôt de spores de <i>Lycopodium</i> en soufflerie	142



7.16	Influence de la flexibilité des brins d’herbe sur le dépôt de spores . . . . .	143
7.17	Concentrations simulées d’aérosols dans et au-dessus du couvert artificiel .	144
7.18	Répartition des dépôts d’aérosols sur herbe artificielle . . . . .	145
7.19	Vitesse de dépôt d’aérosols de différente taille sur herbe . . . . .	147
7.20	Concentrations simulées de gouttelettes de brouillard en forêt . . . . .	151
7.21	Répartition des dépôts de gouttelettes en forêt . . . . .	151
7.22	Vitesse de dépôt de gouttelettes de brouillard sur forêt d’épicéas . . . . .	152
7.23	Profil vertical de vitesse moyenne dans la forêt des Landes . . . . .	156
7.24	Répartition des dépôts d’aérosols fins en forêt . . . . .	157
7.25	Vitesse de dépôt d’aérosols fins en forêt . . . . .	158
7.26	Concentrations simulées d’aérosols de différente taille en forêt . . . . .	160
7.27	Sensibilité du modèle à la vitesse de friction . . . . .	161
7.28	Sensibilité du modèle au coefficient d’atténuation . . . . .	162
7.29	Sensibilité du modèle au nombre de Schmidt turbulent . . . . .	163
7.30	Sensibilité du modèle à l’indice de surface foliaire totale . . . . .	164
7.31	Sensibilité du modèle à l’inclinaison foliaire . . . . .	165
7.32	Sensibilité du modèle au diamètre moyen des aiguilles . . . . .	166
7.33	Sensibilité du modèle à la masse volumique de l’aérosol . . . . .	167
7.34	Sensibilité du modèle à l’altitude de référence . . . . .	167
7.35	Comparaison du modèle avec celui de Slinn (1982) sur herbes (spores) . . .	170
7.36	Comparaison du modèle avec celui de Slinn (1982) sur herbes . . . . .	171
7.37	Comparaison du modèle avec l’existant sur deux couverts rugueux . . . . .	174
A.1	Maillage utilisé dans la résolution numérique . . . . .	183
A.2	Résultats de simulation dans trois situations simples . . . . .	185
B.1	Dérivation temporelle sur un domaine mobile dans le temps . . . . .	188
B.2	Volume élémentaire représentatif . . . . .	189
E.1	Croissance de particules hygroscopiques en fonction de l’humidité relative .	198

# Liste des tableaux

1.1	Vitesses macroscopiques de dépôt de cinq modèles mécanistes . . . . .	26
1.2	Caractéristiques des deux configurations de référence . . . . .	27
2.1	Mesures de dépôt par accumulation . . . . .	36
2.2	Mesures de dépôt utilisant des traceurs . . . . .	39
2.3	Mesures de dépôt par la méthode des gradients . . . . .	43
2.4	Mesures par corrélations turbulentes . . . . .	45
3.1	Paramètres caractéristiques de la distribution de l'inclinaison foliaire . . . .	69
3.2	Indice de surface foliaire typique de couverts végétaux . . . . .	71
4.1	Propriétés de quelques couverts en soufflerie et sur site . . . . .	84
6.1	Coefficients pour le transfert diffusif vers un cylindre . . . . .	106
6.2	Coefficients conditionnant le dépôt foliaire par diffusion brownienne . . . .	107
6.3	Valeurs de $I$ pour une distribution uniforme de la dimension foliaire . . . .	109
7.1	Caractéristiques des deux couverts herbeux en soufflerie . . . . .	135
7.2	Caractéristiques des aérosols utilisés par Chamberlain (1967) . . . . .	136
7.3	Caractéristiques des couverts d'herbes "rigides" et "flexibles" . . . . .	143
7.4	Vitesses de dépôt d'aérosols de différente taille sur herbe . . . . .	146
7.5	Caractéristiques de la forêt d'épicéas étudiée par Beswick <i>et al.</i> (1991) . . .	148
7.6	Caractéristiques de la forêt de pins étudiée par Lamaud (1994) . . . . .	153
7.7	Vitesses moyennes au dessus de la forêt des Landes . . . . .	155
7.8	Dépôt au sol d'aérosols fins dans la forêt landaise . . . . .	157
7.9	Situation de référence pour l'étude de sensibilité . . . . .	160
7.10	Caractérisation des deux couverts herbeux en soufflerie . . . . .	170
7.11	Caractéristiques de deux couverts rugueux . . . . .	172
7.12	Caractéristiques des couverts de conifères . . . . .	173



# Notations

## Lettres latines

$C$	Concentration de l'aérosol dans l'air	$kg.m^{-3}$
$C_N$	Nombre de feuilles par unité de volume	$m^{-3}$
$C_u$	Coefficient correctif de la traînée de Stokes	-
$D$	Diamètre d'aiguille	$m$
$D_B$	Coefficient de diffusivité brownienne	$m^2.s^{-1}$
$D_T$	Coefficient de diffusivité turbulente de l'aérosol	$m^2.s^{-1}$
$D_\alpha$	Fraction du dépôt sur le végétal associée au processus $\alpha$	-
$D_\theta$	Coefficient de diffusivité turbulente de la température	$m^2.s^{-1}$
$E_B$	Efficacité de dépôt par diffusion brownienne	-
$E_I$	Efficacité de dépôt par impaction inertielle	-
$E_{IN}$	Efficacité de dépôt par interception	-
$F$	Flux vertical d'aérosol ou Force de traînée par unité de masse de gaz	$kg.m^{-2}.s^{-1}$ $m.s^{-2}$
$ISF$	Indice de surface foliaire totale	-
$K_{\theta 1}$	Constante liée à l'inclinaison foliaire	-
$K_{\theta 2}$	Constante liée à l'inclinaison foliaire	-
$L$	Dimension caractéristique d'obstacle ou Longueur moyenne de feuille dans le sens de l'écoulement ou Longueur de Monin-Obukhov	$m$ $m$ $m$
$Pr_T$	Nombre de Prandtl turbulent $\nu_T/D_\theta$	-
$R$	Coefficient de rebond	-
$Re_L$	Nombre de Reynolds $UL/\nu_a$	-
$R_a$	Résistance aérodynamique	$s.m^{-1}$
$R_s$	Résistance "de surface"	$s.m^{-1}$
$S_{veg}$	Réunion de toutes les surfaces végétales	
$Sc$	Nombre de Schmidt $\nu_a/D_B$	-
$Sc_T$	Nombre de Schmidt turbulent $\nu_T/D_T$	-
$Sh$	Nombre de Sherwood	-
$St$	Nombre de Stokes $\tau_p U/L$	-
$\bar{St}$	Nombre de Stokes moyen	-
$St^*$	Nombre de Stokes bâti sur la vitesse de friction	-
$T$	Température de l'air	$K$
$U$	Vitesse moyenne horizontale de l'écoulement	$m.s^{-1}$

$V$	Vitesse macroscopique de dépôt ou volume élémentaire	$m.s^{-1}$ $m^3$
$V_B$	Vitesse macroscopique de dépôt brownien	$m.s^{-1}$
$V_I$	Vitesse macroscopique de dépôt par impaction inertielle	$m.s^{-1}$
$V_{IN}$	Vitesse macroscopique de dépôt par interception	$m.s^{-1}$
$V_{IT}$	Vitesse macroscopique de dépôt par impaction turbulente	$m.s^{-1}$
$V_S$	Vitesse macroscopique de dépôt par sédimentation	$m.s^{-1}$
$V_d$	Vitesse de dépôt global	$m.s^{-1}$
$V_d^+$	Vitesse de dépôt adimensionnée $V_d u^{*2} / \nu_a$	-
$V_{dh}$	Vitesse de dépôt calculée au sommet du couvert	$m.s^{-1}$
$V_g$	Vitesse de dépôt au sol	$m.s^{-1}$
$V_\alpha$	Vitesse macroscopique de dépôt selon le processus $\alpha$	$m.s^{-1}$
$W_S$	Vitesse de sédimentation des particules	$m.s^{-1}$
$a$	Densité volumique de surface foliaire totale	$m^{-1}$
$a_f$	Densité volumique de surface foliaire frontale	$m^{-1}$
$a_p$	Densité volumique de surface projetée (horizontalement)	$m^{-1}$
$c_d$	Coefficient de traînée effectif	-
$c_{de}$	Coefficient de traînée élémentaire	-
$d$	Hauteur de déplacement	$m$
$dD$	Densité volumique de dépôt d'aérosols	$kg.m^{-4}.s^{-1}$
$dD_\alpha$	Densité volumique de dépôt d'aérosols selon le processus $\alpha$	$kg.m^{-4}.s^{-1}$
$d_p$	Diamètre des particules	$m$
$d_\alpha$	Dépôt élémentaire selon le processus $\alpha$	$kg.m^{-3}.s^{-1}$
$f_L$	Fonction de distribution de la dimension caractéristique	-
$f_\theta$	Fonction de distribution de l'inclinaison des éléments foliaires	-
$g$	Accélération de gravité	$m.s^{-2}$
$h$	Hauteur moyenne du couvert	$m$
$h_a$	Longueur d'aiguille	$m$
$h_c$	Hauteur de la base de la couronne foliaire	$m$
$h_m$	Hauteur médiane de la couronne foliaire	$m$
$h^+$	Nombre de Reynolds de rugosité $hu^* / \nu_a$	-
$k_b$	Constante de Boltzmann	$m^2.kg.s^{-2}.K^{-1}$
$l_m$	Longueur de mélange	$m$
$p$	Pression ou Facteur d'abri	Pa -
$r_d$	Taux de dépôt	$s^{-1}$
$r_{sol}$	Fraction de dépôt au sol	-
$r_\alpha$	Taux de dépôt selon le processus $\alpha$	$s^{-1}$
$s$	Surface totale d'un élément foliaire	$m^2$

$\vec{u}$	Vitesse de l'écoulement	$m.s^{-1}$
$\vec{u}_a$	Vitesse du milieu aérosol	$m.s^{-1}$
$\vec{u}_e$	Vitesse d'échappement du milieu aérosol	$m.s^{-1}$
$u_f$	Vitesse de friction au sein du couvert	$m.s^{-1}$
$u^*$	Vitesse de friction sur le couvert	$m.s^{-1}$
$v$	Vitesse moyenne des éléments végétaux	$m.s^{-1}$
$v_B$	Vitesse élémentaire de dépôt par diffusion brownienne	$m.s^{-1}$
$v_I$	Vitesse élémentaire de dépôt par impaction inertielle	$m.s^{-1}$
$v_{IN}$	Vitesse élémentaire de dépôt par interception	$m.s^{-1}$
$v_{IT}$	Vitesse élémentaire de dépôt par impaction turbulente	$m.s^{-1}$
$v_{IT}^+$	Vitesse élémentaire de dépôt turbulent adimensionnée $v_{IT}u_f^2/\nu_a$	-
$v_S$	Vitesse élémentaire de dépôt par sédimentation	$m.s^{-1}$
$v_\alpha$	Vitesse élémentaire de dépôt selon le processus $\alpha$	$m.s^{-1}$
$z$	Côte	$m$
$z_R$	Altitude de Référence	$m$
$z_w$	Altitude de la base de la couche inertielle	$m$
$z_0$	Longueur de rugosité	$m$

## Lettres grecques

$\Gamma$	Fonction gamma d'Euler	-
$\Psi_\alpha$	Suite des paramètres du dépôt élémentaire $d_\alpha$	
$\alpha$	Coefficient de décroissance aérodynamique dans le couvert	-
$\gamma$	Densité de concentration massique par rapport au diamètre	$kg.m^{-4}$
$\gamma_0$	Densité de concentration massique à proximité de la surface	$kg.m^{-4}$
$\gamma_\infty$	Densité de concentration massique loin de la surface foliaire	$kg.m^{-4}$
$\phi$	Angle d'azimut des éléments foliaires	rad
$\kappa$	Constante de von Karman	-
$\lambda$	Libre parcours moyen des molécules d'air ou Indice de surface frontale	$m$
$\nu_a$	Viscosité cinématique de l'air	$m^2.s^{-1}$
$\nu_T$	Viscosité turbulente de l'écoulement	$m^2.s^{-1}$
$\mu_a$	Viscosité dynamique de l'écoulement	$kg.m^{-1}.s^{-1}$
$\theta$	Angle d'inclinaison des éléments foliaires	rad
$\rho_a$	Masse volumique de l'air	$kg.m^{-3}$
$\rho_p$	Masse volumique de l'aérosol	$kg.m^{-3}$
$\sigma$	Ecart type de la loi gaussienne de densité foliaire	$m$
$\tau_{ij}$	Tenseur des contraintes	$kg.m^{-1}.s^{-2}$
$\tau_p$	Temps de relaxation des particules	$s$
$\tau_p^+$	Temps de relaxation adimensionné $\tau_p u^{*2}/\nu_a$	-
$\tau_0$	Frottement dynamique à la paroi $\rho_a u^{*2}$	$kg.m^{-1}.s^{-2}$
$\xi$	Paramètre de stabilité $(z_R - d)/L$	-



# Introduction générale

Un aérosol est défini comme une suspension, dans un milieu gazeux, de particules solides ou liquides, présentant une vitesse de chute négligeable. Cela correspond à des tailles de particule typiquement comprises entre le centième de micron et 100 microns (Schmauss, 1920, cité par Renoux et Boulaud, 1998). Dans l'atmosphère, les aérosols comptent parmi les principaux vecteurs de la pollution et de la radioactivité atmosphérique.

## Aérosol atmosphérique et radio-activité

L'origine de l'aérosol atmosphérique peut être naturelle (embruns, feux de brousse, activité volcanique) ou anthropogène (combustion de fuel, incinération d'ordures).

Classiquement deux gammes granulométriques sont distinguées dans l'aérosol atmosphérique. L'une, "grossière", correspond à des diamètres supérieurs à 2 microns environ et a une origine mécanique (érosion éolienne, formation d'embruns, activité volcanique). L'autre, "fine", correspond à des diamètres inférieurs à 2 microns. La fraction fine est elle-même séparée en deux gammes. La première gamme, dite des noyaux d'Aitken (ou mode nucléation), correspond à des diamètres typiquement inférieurs à 0,08 microns. Elle est composée de particules primaires de condensation et de noyaux provenant de la nucléation. La seconde, appelée gamme d'accumulation et correspondant à des diamètres entre 0,08 et 2 microns, est constituée de particules qui proviennent soit du grossissement des noyaux par condensation, soit de leur coagulation (Renoux et Boulaud, 1998).

La radio-activité atmosphérique peut être d'origine naturelle (dégagement gazeux de radon et de thoron à partir du sol et des roches) ou anthropogène (essais militaires atmosphériques ou rejets accidentels de produits de fission).

Le devenir de la radio-activité atmosphérique est intimement lié à la dynamique de l'aérosol. En effet, les radio-nucléides naturels, comme le radon et le thoron, sont émis sous forme volatile et se fixent rapidement sur l'aérosol atmosphérique. Dans le cas du rejet accidentel de Chernobyl, les radio-nucléides comme le césium (134 ou 137), l'iode-131 ou le ruthenium-103, volatils à leur émission, se sont fixés préférentiellement à l'aérosol atmosphérique et ont été transportés à l'échelle continentale par des particules de la gamme d'accumulation (Devell *et al.*, 1986; Jost *et al.*, 1986; Ogorodnikov *et al.*, 1994). Les polluants particuliers radio-actifs sont donc régis par la même dynamique que l'aérosol atmosphérique.

## Aérosol et surfaces végétales

Dans le contexte de la protection de l'environnement, le besoin d'une meilleure compréhension des interactions entre la phase particulaire atmosphérique et les surfaces végétales s'est fait sentir depuis quelques dizaines d'années, notamment en ce qui concerne la dis-



persion des spores pathogènes ou génétiquement modifiées au sein des cultures agricoles (Foudhil, 2002), l'acidification des forêts (Erisman, 1993) ou le devenir d'une contamination accidentelle au sein de l'écosystème naturel et son transfert à l'homme (Müller et Pröhl, 1993).

Le transfert de l'aérosol atmosphérique vers les couverts végétaux peut se faire selon deux voies.

En présence de précipitations, les particules peuvent être incorporées dans les gouttes d'eau nuageuse et précipiter ("rainout"). Alternativement, elles peuvent être rabattues par les gouttes de pluie ("washout"). L'appellation de dépôt humide est employée pour décrire cette première voie.

En l'absence de précipitations, les particules peuvent être amenées par l'écoulement atmosphérique à proximité de la surface terrestre et s'y déposer sous l'action conjuguée de plusieurs mécanismes physiques, comme la diffusion brownienne, la sédimentation ou l'impaction. Le terme de dépôt sec est employé.

Enfin, les particules peuvent être incorporées à des gouttelettes d'eau non précipitantes, par exemple de brouillard, et se déposer sur les rugosités de la surface terrestre sous l'effet de leur inertie (Chamberlain, 1991, p. 90). Le terme de dépôt nuageux est parfois employé. D'un point de vue mécanique, le dépôt des gouttelettes de brouillard est piloté par les mêmes processus que le dépôt sec. Ces deux formes ne sont donc pas distinguées ici.

Le dépôt sec, auquel notre étude est consacré, résulte de l'influence combinée des caractéristiques de l'aérosol, de celles de l'écoulement de gaz porteur, et des propriétés du couvert.

## Dépôt sec d'aérosol sur les couverts végétaux

L'estimation du flux atmosphérique de dépôt sec semble assez incertaine. Si des mesures cohérentes de dépôts d'aérosol ont été obtenues en soufflerie sur couvert peu rugueux (Chamberlain, 1967), les résultats expérimentaux sur sites, pourtant nombreux, souffrent à l'inverse d'une forte dispersion. Ces écarts sont très marqués lorsque l'aérosol mesuré est dans la gamme fine, comme le soufre, et lorsque la surface est fortement rugueuse (Garland, 2001). Ces écarts se retrouvent aussi sur prairie et surfaces agricoles (Gallagher *et al.*, 1997b).

Les modélisations existantes du dépôt sec ne permettent pas d'expliquer les différences entre les résultats expérimentaux (Ruijgrok *et al.*, 1995).

Les modèles couramment utilisés dans le domaine de la prévision de la qualité de l'air sont analytiques (par exemple Slinn, 1982; Zhang *et al.*, 2001). L'influence des surfaces végétales et des processus menant au dépôt y est prise en compte de façon globale à l'échelle du couvert. Ils sont parfois critiqués du fait qu'ils sont ajustés sur des mesures en soufflerie sur couverts herbacés et donc pourraient ne pas être applicables dans la configuration de couverts plus rugueux (Ruijgrok *et al.*, 1995; Garland, 2001).

Les résultats des essais et des modèles de dépôt sec ne semblent pas conciliables. Cela semble du en partie à une mauvaise compréhension des interactions existantes entre l'aérosol et le couvert végétal (Wesely et Hicks, 2000).

L'étude que nous avons menée s'inscrit dans le contexte de la radio-protection de l'homme et de l'environnement. La qualité de l'estimation du devenir d'une contamina-

tion aérosol au sein d'un couvert végétal et de son transfert éventuel vers les espèces animales (dont l'homme par voie trophique) est largement conditionnée par la bonne prévision des flux de dépôt. Pour l'heure, des estimations considérées comme fortement conservatives du dépôt sec de la fraction fine des aérosols sont employées dans les modèles opérationnels (Müller et Pröhl, 1993; Mourlon et Calmon, 2002; Calmon, 2003).

## Objectif et plan de l'étude

L'objectif de cette étude est d'améliorer la prévision du dépôt sec d'une contamination aérosol sur les couverts végétaux. Les aspects théoriques aussi bien qu'applicatifs sont considérés. Cette amélioration doit passer par une description approfondie de la captation de l'aérosol par la végétation, en tenant compte des caractéristiques morphologiques du couvert (forme, orientation et répartition spatiale des surfaces captantes) et de celles de l'écoulement turbulent porteur. Les surfaces végétales autres que foliaires sont ignorées.

Les phénomènes participant à la captation de l'aérosol sont la diffusion brownienne, l'impaction inertielle, l'impaction turbulente, la sédimentation et l'interception. Les phénomènes de rebond et de remise en suspension sont ignorés.

Les interactions entre particules et surfaces végétales sont tout d'abord étudiées à l'échelle de l'élément foliaire. La captation est ensuite déduite à une échelle d'organisation supérieure (rameau ou couvert).

Les principales hypothèses du modèle sont l'homogénéité horizontale du couvert, l'équilibre entre la couche limite et le couvert et la neutralité thermique de l'atmosphère. Les effets induits sur l'aérodynamique par les transitions de rugosité aux échelles spatiales supérieures (paysage) sont donc négligés.

Ce document est organisé en sept chapitres, réunis en trois parties.

Le **chapitre 1** dresse un état de l'art des modèles mécanistes de dépôt sec, s'attachant d'abord à décrire les paramétrisations de la captation, puis à comparer leurs résultats. Le **chapitre 2** fait une revue critique des mesures de dépôt sec d'aérosols sur les couverts végétaux. Elle distingue les différents moyens de mesure utilisés et les résultats obtenus en fonction du couvert et de sa rugosité.

Le **chapitre 3** décrit le couvert végétal et les surfaces foliaires captantes, en terme de forme, d'orientation et de répartition spatiale. Le **chapitre 4** résume les caractéristiques de l'écoulement atmosphérique, au-dessus comme à l'intérieur du couvert et présente les paramétrisations classiques des grandeurs aérodynamiques qui influent sur la dynamique de l'aérosol. Le **chapitre 5** est dédié au modèle, original, de dynamique des aérosols à l'intérieur du couvert. La prise en compte explicite de l'inertie des particules et de la présence des surfaces captantes conduit à un bilan permettant de prévoir l'évolution des concentrations des aérosols à l'intérieur du couvert. Il requiert une fermeture des termes d'interactions entre l'aérosol et les surfaces végétales, décrite au **chapitre 6**. La fermeture statistique que nous proposons est d'abord présentée de façon formelle, puis elle est appliquée aux processus mécaniques impliqués dans la captation de l'aérosol. Ces quatre chapitres rassemblent donc les données nécessaires au modèle et son développement.

Le **chapitre 7** constitue la phase applicative de cette étude. Là, il s'appuie sur des données expérimentales de la littérature. La pertinence du modèle est d'abord estimée à l'échelle d'un rameau de conifère, puis à l'échelle de couverts plus ou moins rugueux. Une

large gamme de taille de particules est explorée dans ces applications. Par la suite, une étude de sensibilité est menée, avant de comparer les résultats de ce modèle avec ceux des modèles existants dans la littérature.

A la fin de ce document, nous exposons les conclusions générales que cette étude a permis d'obtenir et les perspectives entrevues, tant au niveau des voies d'amélioration possibles du modèle qu'au niveau des programmes expérimentaux qu'il serait souhaitable de conduire, notamment en forêt, afin de lever les incertitudes sur le dépôt des espèces les plus fines.

# Chapitre 1

## Revue des modèles de dépôt sec

Une surface végétale se caractérise d'un point de vue dynamique par une forte rugosité, qui influence les caractéristiques de l'écoulement se développant au-dessus (par exemple Raupach *et al.*, 1991). En effet, le nombre de Reynolds de rugosité, bâti sur la taille moyenne  $h$  des rugosités et la vitesse de friction  $u^*$ , est de l'ordre ou supérieur à 1000. L'écoulement est donc dynamiquement rugueux au sens de Nikuradse (1933).

Sur les parois dynamiquement lisses, le dépôt turbulent est relativement bien décrit par des modèles, qui, pour une grande partie, supposent que la concentration aérosol est nulle au sommet ou au-dessus des rugosités à une distance dite d'arrêt (par exemple Wood, 1981; Fan et Ahmadi, 1993). Sur un couvert végétal, dynamiquement rugueux, cette hypothèse n'est plus pertinente et il devient nécessaire de décrire explicitement le transport et la captation des aérosols au sein du couvert.

Il existe de nombreux modèles de dépôt sec sur les couverts végétaux dans la littérature. L'objectif ici n'est pas de les présenter tous, dans la mesure où ils s'appuient sur les mêmes notions, et qu'ils reprennent sensiblement les mêmes formulations de captation. Nous avons volontairement restreint notre revue à quelques modèles originaux et représentatifs de ce que la littérature propose. Des revues descriptives plus complètes existent (par exemple Van Aalst, 1986; Ruijgrok *et al.*, 1995; Gallagher *et al.*, 1997b).

Ces modèles peuvent être développés dans un cadre opérationnel (prévision de qualité de l'air, du risque radiologique, du devenir des métaux lourds) ou dans une optique de recherche (dispersion et dépôt de spores, acidification des forêts).

Dans le cadre de la prévision de la qualité de l'air ou du risque radiologique, ils sont couplés à des modèles de transport et de diffusion à échelle régionale ou globale. Vis-à-vis de ces modèles à plus grande échelle, le dépôt sec intervient comme une condition de flux aux limites à la surface terrestre.

Notre attention se porte sur les modèles de dépôt qui s'appuient sur une description dite mécaniste des processus de dépôt. Notons cependant qu'il existe des formulations empiriques prédisant la vitesse de dépôt pour un type d'aérosol et sur un type de couvert (par exemple Ruijgrok *et al.*, 1997; Wesely *et al.*, 1985), ce dernier décrivant l'influence de la stabilité atmosphérique sur le dépôt sur prairie des aérosols de sulfate, présumés sub-microniques.

Les théories de la physique des aérosols sont établies pour des particules supposées sphériques. Or cela est rarement le cas dans la réalité. Il faut alors définir un diamètre équivalent ou caractéristique. Dans cette étude, le diamètre caractéristique est défini à partir des propriétés dynamiques des particules, et plus particulièrement leur vitesse ter-

minale de chute. Plusieurs définitions existent :

- Diamètre de Stokes : C'est le diamètre de la particule sphérique de masse volumique et de vitesse de chute identiques à celles de la particule réelle.
- Diamètre aérodynamique : C'est le diamètre de la particule sphérique de masse volumique égale à  $1 \text{ g.cm}^{-3}$ , qui a la même vitesse terminale de chute que la particule réelle.

Dans toute l'étude, nous nous basons, sauf mention explicite, sur le diamètre de Stokes.

Après avoir introduit le modèle de transport décrivant la dynamique des aérosols en présence d'un couvert végétal, nous décrivons les paramétrisations de la captation utilisées par quelques modèles de la littérature. Enfin nous comparons leur résultats sur deux configurations de couvert.

## 1.1 Modèle de transport d'aérosols en présence d'un couvert végétal

Soit un écoulement atmosphérique, transportant un milieu aérosol au-dessus d'un couvert végétal. L'homogénéité horizontale de l'écoulement aérodynamique et du couvert est supposée. Les effets de frontières du couvert ne sont donc pas pris en compte. Le régime quasi-stationnaire est considéré comme atteint.

Dans ce qui suit,  $z$  désigne l'axe vertical, orienté vers le haut et  $x$  l'axe horizontal, dont la direction est celle du vitesse moyenne de l'écoulement.

Le système étudié se décompose en deux couches, soit au-dessus et à l'intérieur du couvert.

### Bilan d'aérosols au-dessus du couvert

Il est supposé qu'il n'y a pas de sources ou de puits de particules. Le milieu aérosol est caractérisé par sa concentration au-dessus du couvert à une altitude de référence. Le flux vertical  $F$  d'aérosols dans cette couche est constant. Il se décompose en deux contributions, l'une liée à l'action de la gravité sur les particules, l'autre à l'action du champ turbulent. De façon simple, ce dernier est relié au gradient de concentration moyenne  $C$ , par l'intermédiaire du coefficient de diffusivité turbulente,  $D_T$ . Le flux vertical constant s'écrit au-dessus du couvert comme :

$$F = -D_T \frac{dC}{dz} - W_S C \quad (1.1)$$

Où  $W_S$  est la vitesse de sédimentation de l'aérosol. Son expression sera donnée par la suite. Le flux est dirigé de l'atmosphère vers le couvert et est donc de signe négatif.

### Bilan d'aérosols à l'intérieur du couvert

Le milieu aérosol est amené à l'intérieur du couvert sous l'effet de la gravité et de la turbulence. Là, il peut se déposer sur les surfaces végétales captantes. Il est supposé que la végétation n'émet pas de particules, et que, par ailleurs, les particules ne rebondissent pas ni ne sont remises en suspension après leur dépôt <sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup> Certains modèles décrivent la libération de spores dans un champ de céréales (Legg et Powell, 1979; Aylor, 1982). L'interaction entre les particules et les surfaces végétales est alors double (libération et

Ce dépôt s'exprime localement en fonction de la concentration moyenne de l'aérosol et d'une quantité notée  $r_d$ , parfois appelée taux de dépôt (Aylor, 1982). Le taux de dépôt, homogène à l'inverse d'un temps, rend compte du dépôt sur la végétation par unité de volume du couvert. Nous reviendrons par la suite sur cette grandeur.

Il est supposé que l'atténuation longitudinale des concentrations au sein du couvert est faible devant l'atténuation verticale. Le bilan aérosol au sein du couvert se formule alors comme :

$$\frac{d}{dz} \left[ -D_T \frac{dC}{dz} - W_S C \right] + r_d C = 0 \quad (1.2)$$

Certains modèles tiennent compte de l'atténuation longitudinale des concentrations au sein du couvert (par exemple Belot *et al.*, 1976; Wiman et Agren, 1985), notamment pour décrire le devenir d'un aérosol émis à proximité du sol.

### Conditions aux limites

La résolution des équations des systèmes requiert des conditions aux limites. Au sommet du domaine, la concentration est donnée.

Au sol, il faut fixer une condition sur la concentration ou sur le flux d'aérosol. Dans la plupart des modèles, une concentration nulle au sol est supposée de façon plus ou moins explicite (Belot *et al.*, 1976; Davidson *et al.*, 1982; Wiman et Agren, 1985; Peters et Eiden, 1992). Une condition de flux est posée ailleurs (Legg et Powell, 1979; Slinn, 1982). Ce flux au sol est décrit à l'aide d'une vitesse de dépôt au sol, notée  $V_g$ , souvent assimilée à la vitesse de sédimentation (Legg et Powell, 1979).

### Résolution dans la couche supérieure et notion de vitesse de dépôt

Le bilan d'aérosols au-dessus du couvert, exprimé au travers de la constance du flux vertical (Eq. 1.1), permet d'exprimer la concentration à l'altitude de référence  $z_R$  en fonction de celle au sommet du couvert, soit :

$$C(z_R) = -\frac{F}{W_S} + \left( C(h) + \frac{F}{W_S} \right) e^{-W_S \int_h^{z_R} \frac{1}{D_T(v)} dv} \quad (1.3)$$

Par commodité d'écriture est définie la résistance aérodynamique  $R_a(z_R)$ , intégrant l'influence du transport turbulent entre l'altitude  $z_R$  et le sommet du couvert. Elle s'écrit :

$$R_a(z_R) = \int_h^{z_R} \frac{1}{D_T(v)} dv \quad (1.4)$$

Cette résistance aérodynamique peut intégrer l'influence de la stabilité atmosphérique<sup>2</sup> même si la plupart des modèles supposent la neutralité thermique.

Pour modéliser le flux atmosphérique  $F$ , Chamberlain et Chadwick (1953) introduisent la vitesse de dépôt,  $V_d$ . Elle relie le flux à la concentration, soit :

$$V_d(z_R) = -\frac{F}{C(z_R)} \quad (1.5)$$

---

dépôt).

<sup>2</sup> Si la diffusivité turbulente de l'aérosol est assimilée à la diffusivité thermique, et s'il est supposé que la couche inertielle commence juste au-dessus du couvert (voir Chap. 4), la résistance aérodynamique s'exprime à partir de fonctions universelles issues de la théorie de similitude (Monin et Yaglom, 1981). La formulation de la résistance aérodynamique est donnée pour le cas stable en annexe D (p. 196).

La vitesse de dépôt à l'altitude de référence est liée à la vitesse de dépôt au sommet du couvert par une relation analogue à celle liant les concentrations (Eq. 1.3) :

$$\frac{1}{V_d(z_R)} - \frac{1}{W_S} = \left( \frac{1}{V_{dh}} - \frac{1}{W_S} \right) e^{-W_S R_a(z_R)} \quad (1.6)$$

où  $V_{dh}$  désigne la vitesse de dépôt calculée au sommet du couvert. Elle intègre l'ensemble des dépôts à l'intérieur du couvert, c'est-à-dire au sol et sur la végétation, soit :

$$V_{dh} = \frac{1}{C(h)} \left[ V_g C(0) + \int_0^h r_d(z) C(z) dz \right] \quad (1.7)$$

Dans cette expression,  $C(0)$  désigne la concentration à proximité du sol.

L'estimation de la vitesse de dépôt dépend donc du transfert turbulent au-dessus du couvert (via la résistance aérodynamique), et du devenir de l'aérosol à l'intérieur du couvert. Ce dernier est lié au pouvoir captant des surfaces végétales, décrit par le taux de dépôt.

La concentration de l'aérosol dans le couvert est régie par l'équation différentielle (1.2). Certains modèles résolvent cette dernière de façon numérique (Belot *et al.*, 1976; Legg et Powell, 1979; Davidson *et al.*, 1982; Wiman et Agren, 1985; Belot *et al.*, 1994), tandis que d'autres proposent des formulations analytiques de la vitesse de dépôt, moyennant certaines hypothèses. Ces formulations sont décrites maintenant.

### Formulation analytique de la vitesse de dépôt

Dans les modèles opérationnels de prévision de la qualité de l'air (comme ceux de Slinn, 1982; Zhang *et al.*, 2001), la vitesse de dépôt est donnée par une formulation dite "résistive". Sa dérivation requiert entre autres de ne pas tenir compte de l'influence de la gravité dans le transport et le dépôt des particules et de rajouter à posteriori la vitesse de sédimentation à la vitesse de dépôt calculée.

La vitesse de dépôt est alors exprimée en termes de "résistances", l'une aérodynamique et l'autre, nommée résistance de surface et notée  $R_s$ , étant liée à la surface végétale :

$$V_d(z_R) = W_S + \frac{1}{R_a(z_R) + R_s} \quad (1.8)$$

Ces modèles sont couramment utilisés (par exemple Ruijgrok *et al.*, 1997; Nemitz *et al.*, 2002; Buzorius *et al.*, 2003).

En ce qui concerne la résistance aérodynamique, les bornes de calcul de l'intégrale sont différentes de celles utilisées plus haut (Eq. 1.4), l'intégration se faisant alors de  $z_0$  à  $z_R$ . L'autre portion de l'intégrale se retrouve, du moins dans le modèle de Slinn (1982), dans la résistance de surface. Les paramétrisations de la résistance de surface pour ces deux modèles sont les suivantes.

**Modèle de Slinn (1982)** La résistance de surface s'exprime en fonction de la vitesse moyenne au sommet du couvert,  $U(h)$  et de la vitesse de friction  $u^*$  de l'écoulement atmosphérique, soit :

$$R_s = \frac{U(h)}{u^{*2}} \left[ \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon + \sqrt{\varepsilon} \tanh(\alpha \sqrt{\varepsilon})} \right] \quad (1.9)$$

Dans cette expression,  $\alpha$  est un coefficient d'atténuation de la vitesse moyenne au sein du couvert, sur lequel nous reviendrons par la suite, et  $\varepsilon$  est un coefficient de captation moyenne des particules par la végétation. En anticipant quelque peu sur la suite du propos, nous donnons son expression en fonction du coefficient de rebond  $R$  et des efficacités de dépôt par diffusion brownienne, par interception et par impaction inertielle, respectivement notées  $E_B$ ,  $E_{IN}$  et  $E_I$ , soit :

$$\varepsilon = R(E_B + E_{IN} + E_I) \quad (1.10)$$

Ce modèle très populaire a donné quelques avatars, qui sont couramment utilisés dans les modèles de qualité de l'air à échelle globale (Zhang *et al.*, 2001; Nho-Kim *et al.*, 2004).

**Modèle de Zhang (2001)** Nous revenons sur la paramétrisation de la résistance de surface dans le modèle de Zhang *et al.* (2001). Cette expression est simplifiée par rapport à celle proposée par Slinn (1982). Elle s'écrit :

$$R_s = \frac{1}{3u^*R(E_B + E_I + E_{IN})} \quad (1.11)$$

Ce modèle propose des valeurs tabulées des principaux paramètres intervenant dans les efficacités de dépôt en fonction du type de couvert et de la saison.

L'estimation du dépôt sec ou de la vitesse de dépôt requiert la connaissance du pouvoir captant des surfaces végétales. Les paramétrisations du taux de captation des principaux modèles mécanistes sont donc passées en revue.

## 1.2 Prise en compte de la captation par la végétation

Le taux de captation  $r_d$  des aérosols par le couvert dépend à priori de la répartition des surfaces captantes. La densité volumique de surfaces végétales correspond à la surface cumulée par unité de volume. Legg et Powell (1979) ainsi que Aylor (1982) distinguent différents organes dans un champ de céréales. A chaque type d'organe est associé une densité végétale. Dans la suite de cette revue, seul le système foliaire est pris en compte, caractérisé par la densité de surface foliaire totale  $a$  (voir Chap. 3 p. 69). Ce choix est motivé par le fait que les autres modèles ne traitent que le dépôt sur le système foliaire. Le taux de captation s'écrit alors :

$$r_d = aV \quad (1.12)$$

Dans cette expression,  $V$  est une vitesse décrivant le dépôt sur une portion de feuillage. Elle est par la suite appelée vitesse macroscopique de dépôt.

Plusieurs processus mécaniques peuvent induire une captation des particules. Ceux pris en compte dans les modèles de dépôt sec sont la sédimentation, l'impaction inertielle, la diffusion brownienne et l'interception. Suivant une approche courante dans l'étude des milieux filtrants, les différents processus de dépôt sont supposés agir de manière indépendante.

L'hypothèse de superposition des processus n'est discutée que par Bache (1979a). Ce dernier cite les travaux de Yoshioka *et al.* (1972) qui montrent que pour un cylindre horizontal placé dans un écoulement vertical, le dépôt total d'aérosols de la gamme



grossière est égal à la somme des dépôts associés aux processus d'impaction inertielle et de sédimentation estimés séparément.

A chacun de ces mécanismes, repéré par l'indice  $\alpha$ , est associée une vitesse macroscopique de dépôt,  $V_\alpha$ . Les contributions des mécanismes sont sommées pour obtenir le dépôt total, soit :

$$V = \sum_{\alpha} V_{\alpha} \quad (1.13)$$

Les paramétrisations des vitesses macroscopiques de dépôt selon chaque processus sont maintenant décrites pour quatre modèles mécanistes de la littérature (Davidson et Friedlander, 1978; Legg et Powell, 1979; Slinn, 1982; Wiman et Agren, 1985).

Chaque processus est d'abord décrit et les grandeurs caractéristiques associées sont très succinctement introduites. Elles feront l'objet de plus larges descriptions dans la suite de l'étude (voir Chap. 2 p. 53 et Chap. 6).

Pour la plupart, les expressions de vitesse de dépôt dérivent de la théorie de la filtration (par exemple Pich, 1966). L'application par les modèles de ces lois au cas d'un couvert végétal est souvent assez cavalière.

## Diffusion brownienne

### Rappels

Les particules très fines (typiquement des noyaux d'Aitken de taille inférieure au dixième de micron) sont mises en mouvement par les molécules du gaz porteur soumise à l'agitation thermique. A plus grande échelle, le phénomène est décrit par une loi de diffusion.

Le coefficient de diffusivité brownienne  $D_B$  d'un aérosol de diamètre  $d_p$  s'exprime comme :

$$D_B = \frac{C_u k_b T}{3\pi\mu_a d_p} \quad (1.14)$$

Où  $k_b$  est la constante de Boltzmann ( $k_b = 1,38 \cdot 10^{-23}$  U.S.I.),  $T$  est la température du gaz,  $\mu_a$  est la viscosité dynamique du gaz, et  $C_u$  est le coefficient correctif de la loi de traînée de Stokes pour les petits aérosols.

En effet, lorsque les aérosols deviennent très fins, le gaz porteur ne peut plus être vu comme un continuum et la force de traînée exercée par le gaz sur les particules doit être corrigée. Une formulation empirique de ce terme correctif est :

$$C_u = 1 + \frac{2\lambda}{d_p} \left( 1,257 + 0,400e^{-1,1\frac{d_p}{2\lambda}} \right) \quad (1.15)$$

Où  $\lambda$  désigne le libre parcours moyen des molécules de gaz.

En convection forcée, les particules diffusent vers la surface de l'obstacle, supposée être un puits parfait. Le facteur limitant cette forme de dépôt est le transfert à travers la couche limite entourant l'obstacle.

L'efficacité de ce transfert est liée à la fois à l'aptitude des particules à diffuser à travers un milieu visqueux et à l'inertie de l'écoulement. Sont définis les nombres sans dimension de Schmidt,  $Sc$ , et de Reynolds  $Re_L$ , ce dernier étant bâti sur une dimension caractéristique  $L$  de l'obstacle et la vitesse moyenne  $U$  de l'écoulement amont. Ils s'écrivent :

$$Sc = \frac{\nu_a}{D_B} \quad \text{et} \quad Re_L = \frac{UL}{\nu_a} \quad (1.16)$$

Le nombre sans dimension de Sherwood,  $Sh$ , est caractéristique du transfert diffusif en convection forcée. Une vitesse de dépôt par diffusion brownienne sur l'obstacle,  $v_B$ , peut être exprimée à partir de celui-ci par :

$$v_B = \frac{Sh D_B}{L} \quad (1.17)$$

Le nombre de Sherwood est classiquement relié aux nombres de Schmidt et de Reynolds. Cette relation dépend de la forme de l'obstacle et de la nature de l'écoulement autour de celui-ci.

### Formulations de la captation

Davidson et Friedlander (1978) expriment la vitesse macroscopique de dépôt sur des brins d'herbe supposés cylindriques et verticaux en fonction du nombre de Sherwood,  $Sh$ , via la relation (1.17), où la dimension caractéristique est le diamètre  $D$  des brins, soit :

$$V_B = Sh D_B / D \quad (1.18)$$

L'expression du nombre de Sherwood est fournie par Friedlander (1977) et s'écrit :

$$Sh = 0,683 Sc^{1/3} Re_D^{0,466} \quad (1.19)$$

Cette relation est supposée valable pour des nombres de Reynolds compris entre 40 et 4000.

Wiman et Agren (1985) développent un modèle de transport et de dépôt dans une forêt de conifères. Ils s'appuient sur les études de filtration (en particulier Pich, 1966, sur fibre cylindrique), et relient la vitesse de dépôt macroscopique au nombre de Sherwood. La relation choisie pour le décrire est :

$$Sh = 3 Sc^{1/2} Re_D^{1/2} \quad (1.20)$$

Cette relation est sensiblement différente de celle retenue par Davidson et Friedlander (1978), du moins en ce qui concerne la dépendance au nombre de Schmidt et la constante numérique.

Slinn (1982) propose de formuler la vitesse de dépôt macroscopique en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement et d'une efficacité de dépôt par diffusion brownienne, soit :

$$V_B = R c_d U E_B \quad (1.21)$$

Où  $c_d$  est le coefficient de traînée effectif,  $R$  est un coefficient de rebond intervenant sur l'ensemble des processus (voir plus loin) et  $E_B$  l'efficacité de dépôt par diffusion brownienne, formulée par :

$$E_B = \frac{c_v}{c_d} Sc^{-2/3} \quad (1.22)$$

Où  $c_v$  est le coefficient de traînée visqueuse. Par la suite Slinn (1982) ajuste le rapport  $c_v/c_d$  à 1/3 à partir des mesures de dépôt sur herbes (Chamberlain, 1967).

Ces expressions sont assez dissemblables. Nous notons que la dépendance de la vitesse macroscopique à la diffusivité brownienne est de la forme  $V_B \propto D_B^{2/3}$  pour Davidson et Friedlander (1978) et pour Slinn (1982) tandis que Wiman et Agren (1985) la supposent telle que  $V_B \propto D_B^{1/2}$ . L'influence de la vitesse moyenne de l'écoulement est de la forme  $V_B \propto U^{1/2}$  pour Davidson et Friedlander (1978) ainsi que pour Wiman et Agren (1985) et de la forme  $V_B \propto U$  pour Slinn (1982).

# Impaction inertielle

## Rappels

L'influence de l'inertie de la particule se fait sentir lorsque la taille des aérosols est supérieure à quelques microns.

Le temps caractéristique de réponse d'une particule à une sollicitation extérieure est appelé le temps de relaxation et noté  $\tau_p$ . Son expression est :

$$\tau_p = \frac{\rho_p C_u}{18\mu_a} d_p^2 \quad (1.23)$$

Où  $\rho_p$  est la masse volumique de l'aérosol.

Un aérosol, transporté par un écoulement de vitesse moyenne  $U$  vers un obstacle de dimension caractéristique  $L$ , peut, lorsque son inertie est trop grande, ne pas suivre les changements de direction de l'écoulement à proximité de l'obstacle et impacter l'obstacle.

Classiquement, la description de ce phénomène se fait par l'introduction d'une efficacité d'impaction,  $E_I$ . Elle se définit comme le ratio du nombre d'impacts et du nombre de particules qui passeraient au travers de l'obstacle si leurs trajectoires n'étaient pas perturbées par sa présence (Fuchs, 1964, p. 139). Elle se définit donc par rapport à la surface projetée de l'obstacle dans le plan perpendiculaire à l'écoulement amont. La vitesse de dépôt sur un obstacle isolé s'écrit :

$$v_I = U E_I \quad (1.24)$$

L'efficacité d'impaction est liée au nombre de Stokes par une relation qui dépend entre autres de la forme de l'obstacle (Fuchs, 1964, p. 164). Le nombre de Stokes quantifie l'importance relative de l'inertie de la particule et de la convection par l'écoulement moyen. Il s'exprime en fonction du temps de relaxation, la vitesse de l'écoulement amont et la dimension caractéristique de l'obstacle, soit :

$$\text{St} = \frac{\tau_p U}{L} \quad (1.25)$$

Où  $L$  est la dimension caractéristique de l'obstacle.

## Formulations de la captation

Davidson et Friedlander (1978) relie la vitesse de dépôt macroscopique sur les brins d'herbes à l'efficacité d'impaction par :

$$V_I = \frac{U}{\pi} E_I (\text{St}) \quad (1.26)$$

Où le nombre de Stokes est bâti sur le diamètre des cylindres et la vitesse moyenne. Les brins sont supposés tous verticaux. La relation liant l'efficacité et le nombre de Stokes est reprise de (Landahl et Hermann, 1949), soit :

$$E_I = \frac{\text{St}^3}{\text{St}^3 + 0,753\text{St}^2 + 2,796\text{St} - 0,202} \quad (1.27)$$

Legg et Powell (1979) étudient la dispersion et le dépôt des spores dans un champ de céréales. Ils distinguent différents organes, dont les formes idéalisées sont soit des cylindres

(tiges, têtes) soit des rubans (feuilles). Pour chaque type d'obstacles, ils supposent une vitesse de dépôt macroscopique de la forme :

$$V_I = U f_x E_I (\text{St}) \quad (1.28)$$

Où  $f_x$  est la surface projetée des organes dans le plan perpendiculaire à l'écoulement, exprimée en proportion de la surface totale. L'évolution de l'efficacité d'impaction en fonction du nombre de Stokes est supposée la même pour les différents types d'obstacles. Legg et Powell (1979) calculent l'efficacité d'impaction à partir de données expérimentales en soufflerie sur cylindres (Gregory et Stedman, 1953). Par la suite, Aylor (1982) reprend le même modèle en proposant le profil analytique suivant, ajusté à partir de mesures sur cylindre et ruban (May et Clifford, 1967) :

$$E_I = \frac{0,86}{1 + 0,442/\text{St}^2} \quad (1.29)$$

Slinn (1982) lie lui aussi la vitesse macroscopique de dépôt à l'efficacité d'impaction, soit :

$$V_I = c_d U R E_I (\text{St}^*) \quad (1.30)$$

Où  $c_d$  est le coefficient de traînée effective sur la végétation et  $R$  le coefficient de rebond. L'efficacité d'impaction  $E_I$  est reliée au nombre de Stokes, bâti ici sur la vitesse de friction de l'écoulement au-dessus du couvert, soit :

$$\text{St}^* = \tau_p u^* / L$$

L'efficacité s'écrit <sup>3</sup> :

$$E_I = \frac{\text{St}^{*2}}{1 + \text{St}^{*2}} \quad (1.31)$$

L'emploi de cette relation n'est pas justifiée par des études théoriques ou expérimentales antérieures.

Wiman et Agren (1985) proposent pour décrire l'impaction sur des aiguilles de conifères une vitesse macroscopique telle que :

$$V_I = U E_I (\text{St}) \quad (1.32)$$

La relation liant l'efficacité au nombre de Stokes est :

$$E_I = \left( \frac{\text{St}}{a_i + \text{St}} \right)^{b_i} \quad (1.33)$$

Les valeurs des constantes  $a_i$  et  $b_i$  sont ajustées par rapport à des mesures réalisées sur herbes par Little et Wiffen (1977). Les valeurs obtenues sont  $a_i = 3$  et  $b_i = 1$ .

Nous signalons ici l'existence d'autres modèles de dépôt qui s'appuient sur une approche semi-eulérienne et semi-lagrangienne (Bache, 1979a; Peters et Eiden, 1992). Sans entrer dans le détail de ces modèles, nous notons qu'ils introduisent une efficacité de captation par impaction inertielle de forme analogue à celle de Wiman et Agren (1985). Cette

---

<sup>3</sup> Dans la publication originale s'est glissée une erreur typographique. L'efficacité est donnée égale à  $E_I = \frac{\text{St}^*}{1 + \text{St}^{*2}}$  (Slinn, 1982, p. 1790).

formulation d'efficacité est ajustée sur les mesures de Belot et Gauthier (1975), réalisées sur rameaux de pin avec des particules microniques. Les constantes déduites sont  $a_i = 0,8$  et  $b_i = 2$ .

Les formulations proposées par ces différents auteurs sont assez éloignées les unes des autres.

L'orientation moyenne des organes de la végétation est parfois prise en compte dans l'expression de la vitesse macroscopique (Legg et Powell, 1979; Aylor, 1982).

La relation liant l'efficacité d'impaction au nombre de Stokes est très variable d'un modèle à l'autre. Ces formulations sont parfois issues d'études théoriques (Landahl et Hermann, 1949) ou sont ajustées sur des données expérimentales sur obstacles (May et Clifford, 1967) ou sur un couvert d'herbes (Little et Wiffen, 1977).

## Sédimentation

### Rappels

Une particule en chute libre est soumise à la gravité, la poussée d'Archimède et la force de traînée. Lorsque l'équilibre de ces forces est atteint, la vitesse limite de la particule est nommée vitesse terminale de chute ou vitesse de sédimentation et s'exprime en fonction du temps de relaxation, soit :

$$W_S = g\tau_p \quad (1.34)$$

Cette expression suppose que la masse volumique des particules est grande devant celle du gaz porteur.

### Formulations de la captation

L'influence de la sédimentation s'exerce à la fois sur le transport de l'aérosol et sur son dépôt. Deux modèles traitent le dépôt par sédimentation de façon explicite (Legg et Powell, 1979; Wiman et Agren, 1985). La vitesse macroscopique de dépôt s'exprime alors par :

$$V_S = f_z W_S \quad (1.35)$$

où  $f_z$  est la projection des surfaces foliaires sur le plan horizontal, exprimée en proportion de la surface totale. Wiman et Agren (1985), en l'absence d'informations sur l'orientation des tissus foliaires, suppose  $f_z = 1/2$ .

## Interception

L'interception est un processus rarement pris en compte dans les modèles de dépôt sec. Parmi ceux que nous comparons, seul celui de Slinn (1982) l'inclut.

### Rappels

Ce processus intervient lorsque des particules de faible inertie, qui suivent parfaitement les lignes de courant de l'écoulement moyen, passent à proximité d'un obstacle et sont retenues parce que la distance entre le centre de la particule et la surface est inférieur à un demi-diamètre.

C'est un processus qui, dans les études de filtration, est donné pour efficace dans la gamme d'accumulation, faiblement déposable par diffusion brownienne et par impaction

inertielle (par exemple Friedlander, 2000, p. 69). Son importance est liée au rapport de la taille des particules et de la taille de l'obstacle.

### Formulations de la captation

Slinn (1982) suppose que ce mécanisme agit à la fois à l'échelle des éléments foliaires et à l'échelle des rugosités présentes à la surface des éléments foliaires. Il reste prudent quant à la pertinence de l'expression utilisée. La vitesse de dépôt proposée s'écrit :

$$V_{IN} = c_d R U E_{IN} \quad (1.36)$$

Où  $E_{IN}$  est l'efficacité d'interception. Celle-ci est formulée à partir de la dimension caractéristique moyenne  $L$  des éléments foliaires, de la dimension caractéristique  $A$  des rugosités à la surface des éléments foliaires, et de la fraction du dépôt  $f$  qui concerne les rugosités, soit :

$$E_{IN} = \frac{c_v}{c_d} \left[ f \frac{d_p}{d_p + A} + (1 - f) \frac{d_p}{d_p + L} \right] \quad (1.37)$$

Les valeurs de ces paramètres sont ajustées sur les mesures sur herbes de Chamberlain (1967), soit  $f = 0,01$  et  $A = 10\mu m$ .

Par la suite un modèle plus opérationnel (Zhang *et al.*, 2001), dérivé de celui de Slinn (1982), propose une expression de l'efficacité d'interception qui dépend de la seule dimension caractéristique des éléments foliaires.

## Rebond

### Rappels

Le phénomène de rebond influe sur le dépôt des particules assez massives, dont la taille est typiquement supérieur à  $5\mu m$  (par exemple Wesely et Hicks, 2000).

Il est par ailleurs fonction de l'adhérence des surfaces. D'un point de vue mécanique, le rebond est lié à l'énergie cinétique de la particule incidente, calculée à partir de la composante normale à la paroi de la vitesse de la particule, et à la nature du choc (par exemple Paw U, 1983; Paw U et Braaten, 1992).

### Formulations de la captation

Slinn (1982) propose une formulation empirique du rebond, au travers d'un paramètre  $R$ , qui vaut 1 en l'absence de rebond et qui vaut 0 quand le rebond est total. Ce paramètre  $R$  est relié au nombre de Stokes bâti sur la vitesse de friction, soit :

$$R = e^{-b\sqrt{St^*}} \quad (1.38)$$

Où  $b$  est une constante ajustée à 2 pour que le modèle reproduise des mesures de dépôt sur herbes (Chamberlain, 1967).

Le rebond est supposé pondérer l'ensemble des formes de dépôt. Dans le modèle dérivé de Zhang *et al.* (2001), la constante  $b$  est prise égale à 1.

## Conclusions partielles

La comparaison des paramétrisations de la captation dans différents modèles mécanistes nous conduit aux conclusions suivantes.

D’abord ces modèles ne tiennent pas tous compte des mêmes mécanismes de captation. Cela est fortement lié à l’optique dans laquelle ils ont été développés. Ainsi le modèle de Legg et Powell (1979) décrit la dispersion des spores, ce qui ne requiert pas par exemple de description de la captation par diffusion brownienne.

Ils sont, à l’exception de celui de Slinn (1982), tous conçus pour un type de couvert. Ceux de (Wiman et Agren, 1985; Legg et Powell, 1979; Davidson et Friedlander, 1978) s’appliquent respectivement dans la configuration d’une forêt de conifères, d’un champ de céréales et d’une prairie haute.

Lorsqu’un mécanisme est pris en compte dans différents modèles, les paramétrisations des vitesses macroscopiques sont très diverses (voir Tab. 1.1).

Référence	Diffusion brownienne	Interception	Impaction	Sédimentation
Davidson et Friedlander (1978)	$ShD_B/D$	-	$(U/\pi)E_I$	-
Legg et Powell (1979)	-	-	$Uf_xE_I$	$f_zW_S$
Aylor (1982)	-	-	”	”
Slinn (1982)	$c_dRUE_B$	$c_dRUE_{IN}$	$c_dRUE_I$	-
Wiman et Agren (1985)	$ShD_B/D$	-	$UE_I$	$W_S/2$

TAB. 1.1 – Vitesses macroscopiques de dépôt de cinq modèles mécanistes.

Ces formulations font alors intervenir les mêmes grandeurs sans dimension issues des études de filtration (efficacité) ou de transfert diffusif (nombre de Sherwood). L’expression des vitesses macroscopiques en fonction de ces grandeurs varie beaucoup d’un modèle à l’autre.

L’application de ces notions de filtration au cas du couvert végétal tient parfois compte de l’aspect collectif du feuillage (Legg et Powell, 1979; Aylor, 1982; Wiman et Agren, 1985), au travers d’un paramètre quantifiant la projection des surfaces végétales selon une direction.

Les nombres sans dimension intervenant dans ces expressions sont bâtis à partir de caractéristiques de l’aérosol (temps de relaxation, diffusivité brownienne) ou du couvert (dimension caractéristique moyenne des obstacles végétaux). Les formulations de ces nombres sans dimension en fonction des caractéristiques du système sont très différentes et ne sont que rarement justifiées, parfois à partir de résultats théoriques et expérimentaux sur cylindres isolés (Davidson et Friedlander, 1978; Aylor, 1982) ou à partir de mesures sur herbes (Slinn, 1982; Wiman et Agren, 1985).

## 1.3 Comparaison de modèles mécanistes

Les différents modèles eulériens décrivent sensiblement les mêmes mécanismes, mais à l’aide de formulations de vitesse macroscopique différentes. Certains ne s’attachent qu’à décrire la gamme dite grossière des aérosols (Legg et Powell, 1979; Aylor, 1982), d’autres

s'appliquent à prédire le dépôt de toutes les tailles d'aérosols (Davidson et Friedlander, 1978; Slinn, 1982; Wiman et Agren, 1985; Zhang *et al.*, 2001). La plupart d'entre eux sont conçus pour être appliqués à un type de couvert. Les deux exceptions sont les modèles analytiques de Slinn (1982) et Zhang *et al.* (2001), sensés s'appliquer à tous les couverts.

Nous allons les comparer sur deux couverts végétaux très différents dont les obstacles élémentaires peuvent être assimilés à des cylindres. Les deux couverts en question sont une prairie haute d'avoine (*Avena fatua*) étudiée par Davidson et Friedlander (1978), et une forêt de pins de Douglas (*Pseudotsuga menziesii*) étudiée par Erisman *et al.* (1997). Les caractéristiques des deux couverts sont regroupées dans le tableau 7.11.

Caractéristiques	Champ d'avoine	Pins de Douglas
Hauteur moyenne $h$ (m)	0,5	17
Hauteur de la base de la couronne $h_c$ (m)	-	7
Hauteur de déplacement $d$ (m)	0,25	12,75 (*)
Indice de surface foliaire totale $ISF$ (-)	10	22
Diamètre des obstacles $D$ (mm)	2	1 (*)
Longueur de rugosité $z_0$ (m)	0,04	1 (*)
Coefficient d'atténuation $\alpha$ (-)	1,59 (*)	2,88 (*)
Vitesse de friction $u^*$ ( $m.s^{-1}$ )	0,21	0,37
Vitesse au sommet $U(h)$ ( $m.s^{-1}$ )	0,94	1,30
Nombre de Reynolds de rugosité $h^+$	$6,7 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^5$

TAB. 1.2 – Caractéristiques des deux configurations de couvert et d'écoulement utilisées lors de la comparaison de modèles. L'astérisque entre parenthèses indique une valeur supposée d'après les données originales.

Cette comparaison se fera sur la base de la vitesse  $V_{dh}$  de dépôt estimée au sommet de la canopée, pour différentes tailles de particules. La masse volumique de l'aérosol est égale à  $1 \text{ g.cm}^{-3}$ .

Certains de ces modèles s'appuient sur une description des grandeurs aérodynamiques à l'intérieur du couvert et se résolvent numériquement (Davidson et Friedlander, 1978; Legg et Powell, 1979; Wiman et Agren, 1985). Nous avons donc implémenté les différentes formulations de vitesse macroscopique de dépôt (Tab. 1.1) dans un outil de calcul simple, décrit en annexe A. Sa validation a fait l'objet d'un rapport interne (Petroff, 2003) et a déjà été utilisé dans quelques études (Petroff, 2004). Pour mémoire, il résout le bilan aérosol à l'intérieur du couvert (Eq. 1.2) en s'appuyant sur les données suivantes.

## Aérodynamique

Les profils verticaux de vitesse moyenne et de diffusivité turbulente sont supposés exponentiels. Le coefficient d'atténuation  $\alpha$  est le même pour les deux grandeurs (Tab. 7.11). Il est calculé à partir d'une relation simplifiée décrite ailleurs (Eq. 4.31 p. 83).

La diffusivité turbulente au sommet du couvert est  $D_T(h) = \kappa u^*(h-d)$  et la vitesse moyenne au sommet du couvert est décrite par la loi logarithmique :

$$U(h) = \frac{u^*}{\kappa} \ln\left(\frac{h-d}{z_0}\right) \quad (1.39)$$

Dans cette expression,  $z_0$  est la longueur de rugosité du couvert et  $d$  la hauteur de



déplacement. Les justifications de l'utilisation de ces expressions sont fournies ailleurs au chapitre 4.

La vitesse de friction pour le couvert forestier est choisie de façon cohérente avec celle sur prairie basse. Elles correspondent toutes deux à un écoulement dont la vitesse à 100 m du sol est égale à  $4 \text{ m.s}^{-1}$  (en supposant que cette altitude est encore dans la couche de surface). Ce sont donc des conditions de vent faible.

## Couverts végétaux

L'indice de surface foliaire du champ d'avoine a été re-calculé à partir des données de Davidson et Friedlander (1978), c'est-à-dire une densité de "cylindres" de  $3200/m^2$  et un diamètre de 2 mm. La densité de surface foliaire  $a$  est constante.

Pour la forêt de pins de Douglas, la hauteur de déplacement et la longueur de rugosité ont été calculées à partir de la hauteur moyenne avec les relations  $d/h = 3/4$  et  $z_0/h = 0,06$  (Jarvis *et al.*, 1976). La densité de surface végétale au sein de la couronne foliaire est approchée par une loi gaussienne, d'écart type  $\sigma = 0,2(h - h_c)$ , où  $h_c$  est la hauteur de la base de la couronne foliaire (voir Eq. 3.19 p. 72).

Pour les deux couverts, le rapport des coefficients de traînée visqueuse et totale, nécessaire au modèle de Slinn (1982), est pris égal à  $1/3$ , comme dans toutes les applications de ce modèle. En ce qui concerne l'interception, seule l'influence des gros collecteurs est prise en compte, car le paramètre  $f$  de Slinn (1982), quantifiant la répartition des dépôts sur les éléments foliaires et les micro-rugosités n'est pas connu.

Les coefficients du modèle de Zhang *et al.* (2001) sont ceux d'un champ de céréales et d'une forêt de conifères (non décrits).

Le modèle de Legg et Powell (1979) requiert de connaître l'orientation des végétaux. Pour être cohérent avec Davidson et Friedlander (1978), les brins d'herbe sont supposés parfaitement verticaux, soit  $f_x = 1/\pi$  et  $f_z = 0$ , l'aire des bases des cylindres étant négligée. Dans le cas de la forêt, nous choisissons  $f_z = f_x = 0,5$  en accord avec Wiman et Agren (1985).

Il est bien évident que les coefficients des autres modèles devraient aussi être modifiés, mais, dans les cas où les auteurs imposent un choix de valeur, nous nous y tenons. Nous ne souhaitons en effet pas améliorer ces modèles mais comparer leurs résultats.

## Comparaison des modèles sur champ d'avoine

Nous comparons d'abord les résultats de ces modèles sur le champ d'avoine. Le rebond, tel qu'il est traité par Slinn (1982) et Zhang *et al.* (2001), n'est pas pris en compte ici pour ne pas fausser la comparaison avec les modèles qui n'en tiennent pas compte.

Les écarts entre les modèles sont étonnement grands et peuvent atteindre deux ordres de grandeurs. Ces écarts pourraient éventuellement se justifier entre la classe des modèles résolus numériquement (Davidson et Friedlander, 1978; Legg et Powell, 1979; Aylor, 1982; Wiman et Agren, 1985) et celle des modèles analytiques (Slinn, 1982; Zhang *et al.*, 2001). La seconde classe décrit en effet de façon moins fine l'évolution des grandeurs au sein du couvert. En particulier la captation est décrite à l'aide de la vitesse de friction de l'écoulement.

Ces écarts apparaissent aussi de façon marquée entre modèles d'une même classe. Notons que le modèle de Wiman et Agren (1985) produit des résultats très supérieurs aux autres. Ce dernier étant prévu initialement pour une configuration de forêt de conifères,

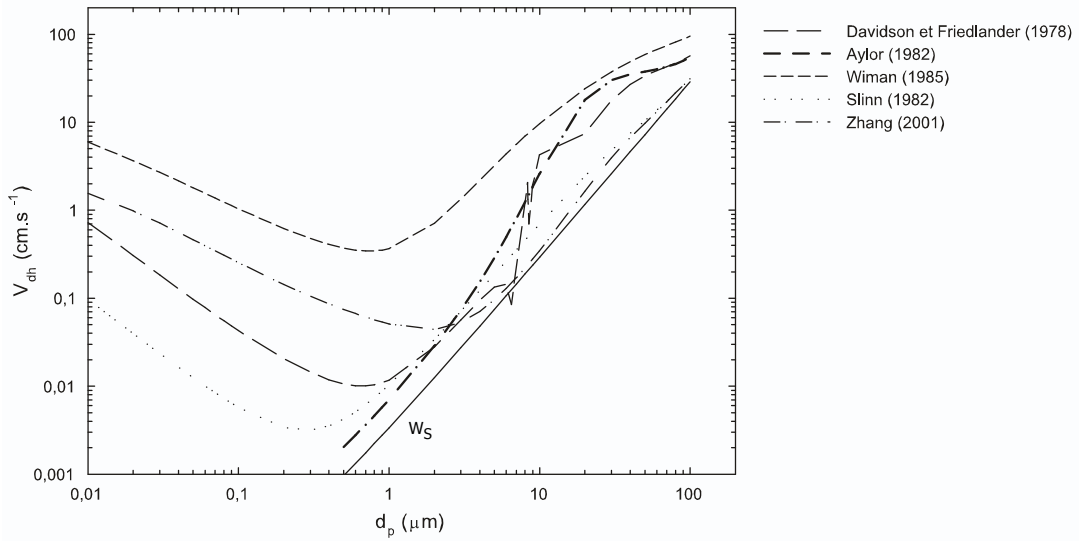


FIG. 1.1 – Comparaison des résultats de cinq modèles mécanistes sur champ d’avoine.

cet écart pourrait être dû à des choix non explicités des auteurs. Nous précisons cela sur forêt de pins de Douglas.

Le diamètre correspondant au minimum de la vitesse de dépôt est différent selon les modèles. Ainsi les modèles de Slinn (1982), Davidson et Friedlander (1978) et Wiman et Agren (1985) prédisent un minimum typiquement situé dans la gamme d’accumulation (0,1 à 1  $\mu m$ ), tandis que le modèle de Zhang *et al.* (2001) l’estime dans la gamme grossière.

Les écarts entre les modèles d’une même classe varient selon la granulométrie de l’aérosol.

Pour les noyaux d’Aitken, dont la taille est inférieure au dixième de micron environ, l’influence de la diffusion brownienne est prédominante. Les formulations proposées dans les différents modèles entraînent des écarts très importants, d’un ordre de grandeur entre les modèles analytiques de Slinn (1982) et de Zhang *et al.* (2001), et d’un ordre de grandeur entre le modèle de Wiman et Agren (1985) et celui Davidson et Friedlander (1978).

Dans la gamme d’accumulation, dont le dépôt est mal connu, les écarts sont marqués. Dans la gamme grossière, les écarts sont moins importants au sein de chaque classe de modèles. Nous notons que le modèle de Davidson et Friedlander (1978) présente un comportement assez surprenant dans cette gamme. Cela est dû à la formulation d’efficacité d’impaction retenue par les auteurs (Eq. 1.27) qui présente une singularité pour des nombres de Stokes de l’ordre de 0,07, soit un diamètre d’environ 7  $\mu m$  pour une vitesse de l’ordre de 1  $m.s^{-1}$ . L’écart entre les modèles analytiques et les modèles numériques reste marqué, d’un facteur cinq à dix.

Aux forts diamètres, les modèles analytiques prédisent une vitesse de dépôt qui tend vers la vitesse de sédimentation pour des diamètres de l’ordre de 70-80  $\mu m$  (à 20 % près) et ce, sans tenir compte du rebond. Les autres modèles (Davidson et Friedlander, 1978; Aylor, 1982; Wiman et Agren, 1985) prédisent une vitesse de dépôt qui reste supérieure à la vitesse de sédimentation dans la gamme couverte (d’un facteur 2 à 3 pour un diamètre de 100  $\mu m$ ).

Cette écart est dû au choix que nous avons fait de calculer la vitesse de dépôt au som-

met du couvert. Les modèles analytiques (Slinn, 1982; Zhang *et al.*, 2001) traitent l'effet de la gravité comme intervenant en parallèle du transport et du dépôt sur la végétation. Partant d'un bilan aérosol sans terme de sédimentation, ils déduisent une expression analytique de la vitesse de dépôt à laquelle ils rajoutent ensuite artificiellement la vitesse de sédimentation.

Cela induit une sous-estimation de la vitesse de dépôt par rapport aux résultats numériques. Il faut remarquer que cet effet n'est notable qu'à proximité immédiate du couvert et qu'il ne concerne que les particules sensibles à l'effet de la gravité. Si la vitesse de dépôt était calculée plus au-dessus du couvert (par exemple à une altitude de deux fois la hauteur), les écarts entre les résultats analytiques et numériques seraient minimes dans cette gamme.

## Comparaison des modèles sur forêt de pins de Douglas

Nous comparons maintenant les résultats de ces modèles sur la forêt de pins, qui est une surface plus rugueuse et plus dense que le champ d'avoine et qui présente par ailleurs des "rugosités élémentaires" (ici les aiguilles) de taille plus petite.

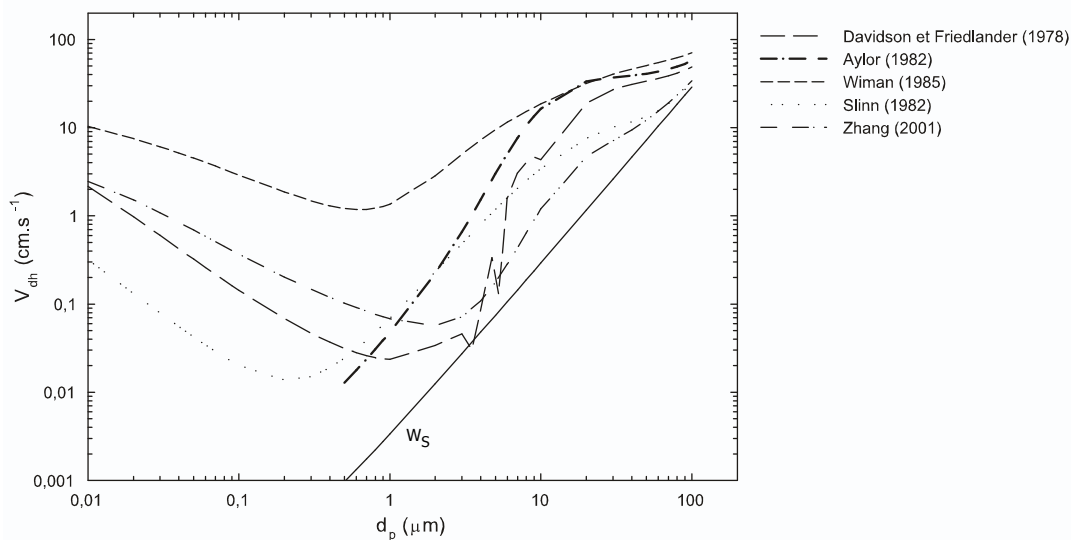


FIG. 1.2 – Comparaison des résultats de cinq modèles mécanistes sur forêt de pins de Douglas.

L'ensemble des modèles prédisent de façon assez logique une vitesse de dépôt plus importante sur forêt que sur champ d'avoine. Cette augmentation est plus ou moins marquée. Ainsi le modèle de Zhang *et al.* (2001) donne des résultats assez proches sur céréales et sur forêt, du moins aux diamètres inférieurs à quelques microns. Ensuite, les deux couverts se distinguent du point de vue de l'impaction inertielle, qui fait intervenir une dimension caractéristique deux fois plus faible dans la forêt que dans le champ.

Les écarts restent aussi importants sur forêt que sur champ, soit d'un ordre de grandeur entre les modèles analytiques de Slinn (1982) et Zhang *et al.* (2001) et de plus d'un ordre de grandeur entre les modèles résolus numériquement. Le modèle de Wimman et Agren (1985) persiste sur forêt à prédire des dépôts très largement supérieurs aux résultats des autres modèles. L'évolution de la vitesse de dépôt décrite par Davidson et Friedlander (1978) traduit la même singularité dans la formulation de l'impaction inertielle, ici pour des diamètres de l'ordre de 4 à 5  $\mu m$ .

Le diamètre correspondant à un minimum de la vitesse de dépôt est trouvé dans la gamme sub-micronique (Slinn, 1982; Wiman et Agren, 1985) ou dans la gamme micronique (Davidson et Friedlander, 1978; Zhang *et al.*, 2001).

## Conclusions

Cette revue de modèles a mis en évidence une très grande variété des expressions de la captation des aérosols par la végétation. Cela concerne l'ensemble des processus. Les modèles font appel aux mêmes nombres adimensionnés mais en proposent des expressions très différentes. Ces expressions ne sont que très rarement validées par des résultats expérimentaux.

A l'échelle d'une portion de couvert, la captation d'un même processus fait intervenir, outre ces nombres sans dimensions, des coefficients et des constantes numériques assez éloignés les uns des autres (voir Tab. 1.1).

Les cas de comparaison avec des résultats expérimentaux sont les suivants : Wiman et Agren (1985) utilisent des mesures de dépôt sur herbes (Little et Wiffen, 1977; Little, 1977) pour valider la formulation d'efficacité d'impaction sur aiguilles, mais omettent de faire figurer cette comparaison dans l'article. Peters et Eiden (1992) ont recours à des mesures de dépôt d'aérosols microniques sur rameaux de pin (Belot et Gauthier, 1975) pour valider leur formulation d'efficacité d'impaction. Enfin, Slinn (1982) ajuste l'ensemble des constantes numériques de son modèle sur des mesures de dépôt sur herbes (Chamberlain, 1967).

La comparaison de cinq modèles mécanistes, implémentés lorsque cela était nécessaire sur le même outil numérique, a fait ressortir que la prévision de vitesse de dépôt sur couvert végétal varie fortement d'un modèle à l'autre. Ces écarts ne concernent pas une gamme d'aérosols en particulier, mais sont significatifs dans la gamme d'Aitken, la gamme d'accumulation et dans la gamme grossière.

Les écarts entre les résultats des modèles analytiques et les modèles numériques dans la fraction grossière sont dus au choix effectué de calculer la vitesse de dépôt au sommet du couvert.

Dans la littérature, les écarts entre ces différents modèles ont déjà été constatés (Ruijgrok *et al.*, 1995). Ce dernier a introduit les formulations d'efficacité de dépôt de différents modèles (Bache, 1979b; Davidson et Friedlander, 1978; Slinn, 1982; Wiman et Agren, 1985) dans la structure du modèle analytique de Slinn (1982). Il avait donc dégradé certains modèles. Sur une forêt d'Eucalyptus, les écarts entre les modèles allaient jusqu'à un facteur cinq, plus faibles que ceux observés dans cette étude.

Le fort empirisme des modèles et l'absence de justification pour l'utilisation de telle ou telle expression de captation nous amènent à reconsidérer la modélisation du dépôt sec à l'intérieur du couvert végétal, et ce en tenant compte explicitement de la présence et de la répartition spatiale des surfaces végétales.



# Chapitre 2

## Revue des mesures de dépôt sec

Dans ce chapitre, nous allons passer en revue les mesures de dépôt sec d'aérosols sur couverts végétaux. Ensuite nous présenterons les mesures en soufflerie effectuées sur des rameaux d'arbres.

### 2.1 Mesures de dépôt sec sur couvert entier

Les mesures de dépôt sec abondent dans la littérature. Elles sont issues soit d'études dédiées à la qualité de l'air, soit d'évaluations radiologiques post-accidentelles, comme lors de l'accident de Chernobyl. Le problème est que, parmi cette pléthore de mesures, peu sont suffisamment complètes. En effet, le manque de données concernant les caractéristiques de l'aérosol ou les conditions micro-météorologiques prévalant lors du dépôt rend difficile leur comparaison à d'autres campagnes de mesures et aux résultats des modèles. Nous ne prétendons pas faire ici une revue complète et exhaustive des campagnes de mesures. Il en existe dans la littérature quelques revues (MacMahon et Denisot, 1979; Sehmel, 1980; Nicholson, 1988; Gallagher *et al.*, 1997b; Garland, 2001).

La mesure du flux de dépôt peut être effectuée de façon directe ou indirecte. Cette distinction entre les méthodes de mesures nous servira de fil directeur. Parmi les méthodes de mesures directes, nous passerons en revue les mesures du dépôt cumulé de l'aérosol atmosphérique sur des surfaces naturelles ou artificielles puis celles obtenues à l'aide de traceurs en soufflerie ou sur site. Parmi les méthodes indirectes, l'accent sera mis sur les méthodes micro-météorologiques, qui estiment le flux turbulent vertical de particules au-dessus du couvert végétal. Nous ne décrirons que très succinctement la méthode des pluvio-lessivats, qui s'appuie sur des bilans de masse entre deux épisodes pluvieux.

#### 2.1.1 Méthodes directes de mesure

Cette gamme de méthodes présente l'avantage de ne s'appuyer sur aucune hypothèse concernant les conditions météorologiques. Si l'aérosol est déjà présent dans le milieu, la mesure de son dépôt se fait par accumulation sur une période assez longue (de l'ordre de quelques jours). Nous parlerons alors de mesures par accumulation.

L'aérosol mesuré peut aussi être un traceur dont les caractéristiques sont connues, introduit dans le milieu pour les besoins de l'expérience.

## Mesures par accumulation

L'aérosol déposé peut être une espèce chimique ou radioactive présente dans l'atmosphère. Les surfaces captantes sont artificielles ou naturelles.

**Collecteurs artificiels** Les collecteurs artificiels les plus couramment utilisés sont les disques de Petri, les lames de microscopes, les plaques de Teflon. Ils nécessitent un long temps d'exposition, ce qui ne permet pas l'accès à la dynamique du dépôt. De plus, ils sont souvent disposés horizontalement, ce qui pourrait expliquer les fortes valeurs de dépôt d'aérosols supposés fins, ces valeurs étant alors attribuées à un faible nombre de particules de taille importante et soumises à la sédimentation (Davidson *et al.*, 1985). D'ailleurs le dépôt sur la face supérieure des collecteurs est souvent supérieure à celui de la face inférieure (Lindberg et Lovett, 1983).

Une comparaison de ces collecteurs a été effectuée par Vandenberg et Knoerr (1985) dans une forêt de 25 m, constituée pour partie de feuillus et pour partie de conifères. Ils ont constaté que le dépôt était d'autant plus important que la surface du collecteur était rugueuse. En moyenne sur l'année, ils ont dans le cas du sulfate déduit des vitesses de dépôt sur des disques de Petri et des surfaces planes recouvertes de papier filtre respectivement de 0,03 et 0,14  $cm.s^{-1}$ . La question de la représentativité des mesures par rapport au dépôt réel se pose. En effet, les surfaces naturelles sont d'une part orientées différemment, et d'autre part leur forme et leur rugosité ne correspondent pas forcément à celles des collecteurs artificiels (Davidson *et al.*, 1985). Le recours aux surfaces naturelles semble plus approprié.

**Collecteurs naturels** Dans ce cas, les surfaces sont, après l'exposition à l'aérosol, lavées, et les solutions de lavage sont dosées. Cette méthode pose d'autres problèmes du fait que les surfaces végétales ne sont pas passives vis à vis des espèces chimiques. La question de l'influence de l'absorption et du relargage ("leaching" en anglais) des aérosols par le végétal a été évoquée (Lindberg et Lovett, 1983).

Little et Wiffen (1977) ont estimé le dépôt de plomb sur l'herbe jouxtant une autoroute. La gamme granulométrique est assez large avec une majorité de particules de taille inférieure à 0,3  $\mu m$  mais aussi une fraction significative de particules microniques. Ils mesurent une vitesse de dépôt assez élevée de 0,3  $cm.s^{-1}$ , qu'ils imputèrent à la turbulence engendrée par le trafic à proximité.

Waraghai et Gravenhorst (1989) ont mesuré le dépôt de l'aérosol atmosphérique sur des aiguilles d'épicéa vieilles d'un à dix jours et situées en haut du couvert. Le suivi des concentrations s'est effectué sur dix jours (sur le même site, Höfken et Gravenhorst, 1981). A partir de ces mesures locales, ils en ont déduit le dépôt sur l'ensemble du couvert, en supposant que ni la concentration ni la captation n'évoluaient à l'intérieur du couvert (voir Tab. 2.1). En pratique les vitesses locales de dépôt (associées à un  $m^2$  d'aiguilles) ont été multipliées par 10, qui correspond à l'indice de surface foliaire du couvert.

Plus récemment Hofschreuder *et al.* (1997) ont mesuré dans une forêt de Douglas le dépôt cumulé de métaux pendant 3 ou 14 jours sur des branches naturelles et artificielles ainsi que sur des disques de Petri. Ils n'ont pas mesuré les concentrations. L'examen des dépôts semble indiquer un spectre granulométrique centré sur des tailles supérieures au micron.

**Mesures post-accidentelles** Les études des retombées du panache émis lors de l'accident de Chernobyl donnent quelques résultats de dépôt cumulé, qui, confrontés aux mesures de concentrations dans l'air lors du passage du panache, permet de déduire de façon approximative les vitesses de dépôt associées.

Dans ce panache, les radionucléides sont préférentiellement liés à des aérosols sub-microniques (Ogorodnikov *et al.*, 1994). Lors de la destruction du réacteur, le diamètre médian aérodynamique (par rapport à l'activité) de la plupart des radionucléides était compris entre 0,6 et 0,7  $\mu m$ , hormis pour les composés volatiles (I, Ru et Te), pour lesquels le diamètre médian aérodynamique était compris entre 0,3 et 0,5  $\mu m$  (Ogorodnikov *et al.*, 1994). L'iode est préférentiellement sous forme gazeuse. A longue distance, des mesures granulométriques similaires ont été réalisées et semblent confirmer que les radionucléides émis se sont adsorbés sur l'aérosol atmosphérique et ont été transportés à longue distance par des particules sub-microniques (par exemple Devell *et al.*, 1986; Jost *et al.*, 1986).

En l'absence de pluie, Cambray *et al.* (1987) ont mesuré sur prairie des vitesses de dépôt de 0,04  $cm.s^{-1}$  pour le Cs-137, de 0,05  $cm.s^{-1}$  pour le Cs-134, et de 0,04  $cm.s^{-1}$  pour le Te-132.

Bunzl et Schimmack (1989) mesurent le dépôt total d'isotopes du césium et du Ru-106 dans une forêt d'épicéas et sur une prairie après le passage de Chernobyl. Le dépôt de césium, comme de Ruthenium était de 20 à 25 % plus élevé en forêt que sur l'herbe à proximité. La vitesse de dépôt a été estimée à 0,55  $cm.s^{-1}$  sur épicéas pour le césium, soit dix fois plus élevée que sur la prairie. Des valeurs analogues ont été trouvées pour le Ruthenium.

Roed (1987) a effectué des mesures analogues au Danemark et a trouvé des vitesses de dépôt sur forêt d'épicéas (h=7 m) de 0,07  $cm.s^{-1}$  pour le Cs-134, 0,28  $cm.s^{-1}$  pour le Ru-103 et 0,53  $cm.s^{-1}$  pour le Ru-106. Sur herbes, la vitesse de dépôt du césium-134 ou 137 est assez similaire à celle obtenue sur forêt, soit de 0,04 à 0,07  $cm.s^{-1}$ . L'ensemble de ces mesures figure dans le tableau 2.1.

**Mesures d'aérosols radio-actifs naturels** Les radionucléides, présents à l'état naturel, peuvent aussi être utilisés comme marqueur de l'aérosol atmosphérique. Les isotopes 210 et 214 du plomb sont préférentiellement associés à la gamme sub-micronique (Knuth *et al.*, 1983; Graustein et Turekian, 1983). Wyers et Veltkamp (1997) ont utilisé la méthode développée par Bondietti *et al.* (1984) pour estimer le dépôt de la fraction sub-micronique sur des branches de pin Douglas, situées au sommet du couvert. Ils ont mesuré une vitesse locale de dépôt (associée à un mètre carré d'aiguilles) de  $0,23 \pm 0,05$   $cm.s^{-1}$  en conditions neutres à stables et de  $0,34 \pm 0,05$   $cm.s^{-1}$  en conditions instables. Grâce à un facteur d'échelle, ils déduisent une vitesse de dépôt à l'échelle du couvert de  $0,73 \pm 0,1$   $cm.s^{-1}$ . Fowler *et al.* (2002) évoque des inventaires de Pb-210 sur herbes en ville et forêt adjacente réalisés à Birmingham et Rothamsted, en Angleterre. Sur prairie, la vitesse de dépôt est de l'ordre de 0,2 à 0,4  $cm.s^{-1}$  et sur forêts de 0,7 à 1,1  $cm.s^{-1}$ . Nous ne savons pas si ces mesures intègrent le dépôt humide. Le tableau 2.1 contient des résultats expérimentaux obtenus par des méthodes dites d'accumulation.

**Discussion** Concernant les mesures de dépôt de radionucléides consécutif à l'accident de Chernobyl, les résultats sont assez cohérents. Les radionucléides étant liés vraisemblablement à la même gamme sub-micronique de l'aérosol atmosphérique (Jost *et al.*, 1986), nous nous attendrions à des mesures de dépôt sec assez similaires pour le césium (134 ou 137), le ruthenium (103 ou 106) ou le technetium (132).



Surface h(m)	$z_0$ (cm)	$d_p$ (en $\mu m$ ) ou RN	$V_d$ (en $cm.s^{-1}$ )	Référence
Herbes		bi-modale	0,3	Little et Wiffen (1977)
Herbes		Cs-137	0,04	Cambray <i>et al.</i> (1987)
"		Cs-134	0,05	"
"		Te-132	0,04	"
Pâturage		Pb-210	0,3-0,45	Fowler <i>et al.</i> (2002)
Epicéas (7)	56 (*)	Cs-134	0,07	Roed (1987)
"	"	Ru-103	0,28	"
"	"	Cs-106	0,53	"
Epicéas		Cs-134,Cs-137	0,55	Bunzl et Schimmack (1989)
"		Ru-106	>0,66	"
Epicéas (30)	250	0,5-1	$1,5 \pm 0,4$	Waraghai et Gravenhorst (1989)
"	"	1-2	$1,1 \pm 0,4$	"
"	"	2-5	$0,9 \pm 0,52$	"
"	"	5-8	$1,1 \pm 0,4$	"
"	"	8-10	$0,95 \pm 0,7$	"
"	"	>10	$1,6 \pm 0,6$	"
Pins Douglas (17)	136 (*)	Pb-214	0,73	Wyers et Veltkamp (1997)
Forêts		Pb-210	0,7-1,1	Fowler <i>et al.</i> (2002)

TAB. 2.1 – Mesures de dépôt par accumulation. L’astérisque entre parenthèses indique une valeur supposée d’après la publication originale

Sur herbes, cela est le cas et les mesures semblent s’accorder sur une vitesse de dépôt sec de l’ordre de quelques centièmes de  $cm.s^{-1}$ .

Sur forêt, les mesures sont plus élevées et sont de l’ordre de quelques  $0,1 cm.s^{-1}$ . Certains auteurs mesurent des dépôts très différents selon les radionucléides (Roed, 1987) tandis que d’autres trouvent des valeurs similaires (Bunzl et Schimmack, 1989).

Lorsque les mesures concernent des radionucléides naturels, comme les isotopes du plomb, censés être préférentiellement liés à la même gamme sub-micronique (par exemple Graustein et Turekian, 1983), les valeurs sont sensiblement plus élevées que celles obtenues avec des radionucléides anthropiques sur pâturage (Fowler *et al.*, 2002) et à peu près les mêmes que sur forêts (Wyers et Veltkamp, 1997).

Enfin, les mesures d’aérosol atmosphérique sur épicéas de Waraghai et Gravenhorst (1989) semblent à première vue beaucoup plus élevées, du moins pour la fraction sub-micronique. Si nous nous intéressons à la vitesse locale mesurée, c’est-à-dire associée à un  $m^2$  d’aiguilles, la vitesse de dépôt de la gamme sub-micronique est d’environ  $0,15 cm.s^{-1}$ , soit une valeur assez similaire à celle obtenue par Wyers et Veltkamp (1997) en conditions neutres, soit  $0,23 cm.s^{-1}$ . La relation liant une telle vitesse locale à la vitesse de dépôt à l’échelle du couvert n’est pas immédiate.

Ces méthodes de mesure du dépôt cumulé semblent donner des résultats cohérents sur des couverts peu rugueux tels les prairies et les pâturages, de l’ordre de quelques centièmes de  $cm.s^{-1}$  pour des aérosols de la gamme d’accumulation. Les mesures sur forêt sont plus incertaines bien que les résultats des études post-accidentelles semblent indiquer des mesures de l’ordre de quelques dixièmes de  $cm.s^{-1}$  pour la même gamme.

Quoi qu’il en soit, de telles méthodes ne peuvent fournir d’informations sur les mécanismes qui régissent le dépôt des aérosols. Elles intègrent en effet la variation des conditions

météorologiques, notamment de vent et de stabilité, sur la durée de l'expérience, ce qui peut grandement influencer les dépôts.

D'autres méthodes, utilisant des traceurs chimiques ou radioactifs permettent de contourner cette difficulté.

### Mesures par traceur

Un marqueur, chimique ou radioactif, permet la mesure du dépôt de l'aérosol sur lequel il est adsorbé. Ces méthodes de mesure ont une limite de détection beaucoup plus basse. La quantité d'aérosols introduits dans le milieu est alors beaucoup plus faible, et permet d'éviter les effets parasites liés à la formation de plusieurs couches de particules déposées à la surface des végétaux, pouvant facilement être remises en suspension (Rosinski et Nagamoto, 1965).

Ces études de dépôt peuvent être effectuées en soufflerie (par exemple Chamberlain, 1967) ou sur site (par exemple Ibrahim *et al.*, 1983). La granulométrie de l'aérosol, souvent uni-modale, est caractérisée avant les expériences.

Les premières mesures de ce type ont été effectuées sur site dans les années cinquante sur une prairie (Chamberlain, 1953) puis précisées ultérieurement (Gregory *et al.*, 1961; Chamberlain, 1967). Gregory *et al.* (1961) ont libéré un panache de spores (*Lycopodium clavatum* ou *Ganoderma applanatum*) à un mètre du sol et ont suivi le dépôt sur de l'herbe artificielle et des plaques de verre collantes. Leurs résultats semblent indiquer une diminution de la vitesse de dépôt lorsque la distance au point de rejet augmente. Par la suite Chamberlain (1967) mesura le dépôt de spores de *Lycopodium* marqués par iode-131 sur une prairie. Il ne constata pas de dépendance de la vitesse de dépôt avec la distance au point de rejet.

Parallèlement, des études plus systématiques ont été menées en soufflerie sur des couverts d'herbes naturelles ou artificielles (Chamberlain, 1967). Ces mesures concernent des spores de *Lycopodium* dont le diamètre de Stokes est mesuré égal à  $23,6 \mu\text{m}$  et d'autres aérosols dont la taille varie entre  $0,1$  et  $20 \mu\text{m}$ .

Par la suite, d'autres études ont été menées sur des couverts de mousse (Clough, 1975) et sur des couverts plus rugueux constitués de jeunes pousses de céréales ou de têtes de céréales matures (Chamberlain et Chadwick, 1972). Ces derniers ont étudié l'influence de l'humidité de surface sur le dépôt de spores de *Lycopodium*. Lorsque le couvert est mouillé, le dépôt semble plus marqué (Chamberlain et Chadwick, 1972).

Des mesures sur des couverts plus rugueux sont difficilement réalisables en soufflerie, la taille limitée de la soufflerie et le confinement de l'écoulement qui en résulte ne permettant pas d'obtenir une situation aérodynamique représentative de la réalité. Récemment, l'expérience a été tentée sur un couvert d'arbustes d'épicéas placé dans une soufflerie (Ould-Dada, 2002). L'écoulement arrive sur le sommet du couvert et des promoteurs de turbulence sont placés en amont afin que la couche limite turbulente puisse se mettre à l'équilibre. Si les caractéristiques aérodynamiques au sein de ce couvert, telles que le vent moyen ou l'intensité de turbulence, sont similaires à celles trouvées sur site, elles sont par contre très différentes au-dessus du couvert. Se pose alors la question de la représentativité des mesures.

Pour contourner cette difficulté, certains n'ont placé en soufflerie que des rameaux, ceux-ci étant choisis comme éléments représentatifs et surfaces de dépôt privilégiées d'un

couvert forestier. A charge alors pour les modèles de transport de déduire le dépôt à l'échelle du couvert entier.

L'évolution de la captation des aérosols par des rameaux de feuillus ou de conifères a été étudiée en fonction de l'intensité du vent et de la taille des particules (Belot et Gauthier, 1975; Belot *et al.*, 1976; Belot, 1977; Belot *et al.*, 1994). Nous citons aussi des expériences analogues menées en Angleterre (Little et Wiffen, 1977; Little, 1977; Chamberlain et Little, 1980), qui aboutissent qualitativement aux mêmes résultats, bien que les incertitudes associées à la mesure soient plus grandes. La description de ces mesures de captation sur rameaux est présentée ailleurs (voir p. 53). Les principales mesures effectuées à l'aide de traceurs sur des couverts végétaux sont reportées dans le tableau 2.2.

Surface h(m)	$z_0$ (cm)	$d_p$ (en $\mu m$ )	$u^*$ ( $cm.s^{-1}$ )	$V_d$ (en $cm.s^{-1}$ )	$z_R$ (m)	Commentaires	Référence
<b>EN SOUFFLERIE</b>							
Mousse sèche	0,37	23,6	37	$3,4 \pm 0,3$	0,1		Clough (1975)
"	"	"	87	$7,3 \pm 2$	"		"
"	"	3	37	$0,75 \pm 0,2$	"		"
Mousse humide	"	23,6	87	$11,1 \pm 2$	"		"
Herbes naturelles (0,06)	0,63	23,6	20-180	$\sim W_S + 0,04u^*$	0,115	$d=4$ cm	Chamberlain (1967)
"	"	5	70	0,8	"	"	"
"	"	1	70	0,034	"	"	"
"	"	$\sim 0,08$	70	0,04	"	"	"
Herbes courtes (0,08)	1 (*)	0,03	70 (*)	0,142	0,1	$u = 250cm.s^{-1}$	Little et Wiffen (1977)
"	"	0,2	"	0,025	"		"
Herbes artificielles (0,075)	1	23,6	30-150	$\sim 0,2u^*$	0,125	rigides collantes $d = 5$ cm	Chamberlain (1967)
"	"	5	70	0,35	"	"	"
"	"	1	70	0,012	"	"	"
"	"	$\sim 0,08$	70	0,034	"	"	"
Céréales (0,13)	1,2	23,6	20-130	$\sim 0,06u^*$	0,2	jeunes pousses $d = 9cm$	Chamberlain et Chadwick (1972)
Céréales humides (0,13)	1	"	30-170	$\sim 0,2u^*$	"	têtes mures	"
Arbustes épicéas (0,45)	"	0,8	45	$V_{th} = 1$	0,45	écoulement confiné	Ould-Dada (2002)
<b>SUR SITE</b>							
Herbes		16		2,1		$u=9,2 m.s^{-1}$	Chamberlain (1953)
"		"		1,1		$u=3,2 m.s^{-1}$	"
"		"		0,5		$u=1,1 m.s^{-1}$	"
Herbes naturelles	1,6-7,5	23,6	10-100	$\sim 0,08u^*$	0,6		Chamberlain (1967)
Neige	0,01-0,03	0,7	17	0,039	0,1	stable	Ibrahim <i>et al.</i> (1983)
"	"	"	15-16	0,096	"	instable	"
"	"	7	15	0,128	"	instable	"

TAB. 2.2 – Mesures de dépôt utilisant des traceurs. L'astérisque entre parenthèses indique une valeur supposée d'après la publication originale.

Ces mesures concernent pour une grande majorité des spores, dont le diamètre est de l'ordre de  $20 \mu m$ . Leur dépôt a été étudié sur site et en soufflerie sur surfaces peu rugueuses.

Les surfaces réceptrices sont de longueur de rugosité différente, de 0,37 cm pour la mousse (*Hypnum cupressiforme*) à 5 cm (prairie in situ). L'ensemble des vitesses de dépôt sont re-calculées pour une altitude de référence de 60 cm par rapport à la hauteur de déplacement  $d$  du couvert (Eq. 1.6 p .18).

L'influence de l'adhérence des surfaces a été étudiée. Sur la figure 2.1 sont regroupées l'ensemble des campagnes de mesures réalisées avec des spores de *Lycopodium* in situ ou en soufflerie.

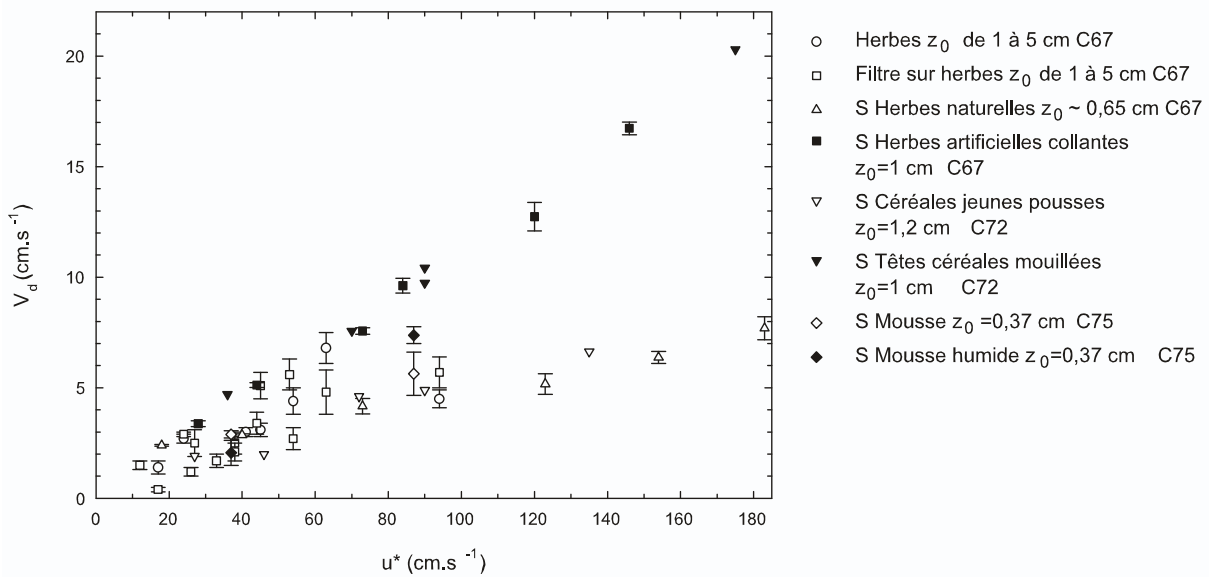


FIG. 2.1 – Dépôt de spores de *Lycopodium* sur différentes surfaces. Aux surfaces mouillées ou collantes correspondent des symboles pleins et aux surfaces sèches des symboles creux. Les mesures en soufflerie sont repérées par S. Les résultats représentés sont ceux de Chamberlain (1967) repérés par "C67", ceux de Chamberlain et Chadwick (1972) repérés par "C72" et ceux de Clough (1975) repérés par "C75".

Par vitesse de friction faible, les vitesses de dépôt des spores sur les couverts peu rugueux sont assez proches, et ce indépendamment de l'adhérence des surfaces. La longueur de rugosité a une influence faible.

Par contre, par vitesse de friction forte, deux régimes de dépôt semblent se mettre en place, selon que la surface est adhérente ou non. Le dépôt sur surfaces adhérentes (herbes artificielles collantes, têtes de céréales mouillées) est alors plus important (jusqu'à 3 ou 4 fois) que le dépôt sur surfaces non adhérentes (voir Fig. 2.1). La transition entre ces deux régimes interviendrait à des vitesses de friction de l'ordre de  $70 cm \cdot s^{-1}$ . Le phénomène de rebond est invoqué pour expliquer ces écarts (Chamberlain, 1967; Chamberlain et Chadwick, 1972), auquel le phénomène de remise en suspension pourrait être ajouté.

Les mesures qui concernent des aérosols plus fins mettent en lumière l'importance jouée par la surface réceptrice (Chamberlain, 1967; Clough, 1975). En effet, pour les aérosols dont le diamètre est inférieur à quelques microns, le dépôt sur herbes naturelles est supérieur au dépôt sur herbes artificielles, d'environ un facteur quatre (voir Tab. 2.2).

Chamberlain (1967) évoque l'influence des micro-structures de surface.

Concernant le dépôt dans la gamme d'accumulation, représentée ici par des particules de  $1 \mu m$ , les mesures de vitesse de dépôt par vitesse de friction de 35 et  $70 \text{ cm.s}^{-1}$  (soit 0,02 et  $0,03 \text{ cm.s}^{-1}$ ) sont assez proches des résultats expérimentaux obtenues sur prairie en situation post-accidentelle.

Les limitations imposées par les expériences en soufflerie, principalement sur la hauteur du couvert, ont conduit à développer d'autres techniques de mesures in situ, dites indirectes.

## 2.1.2 Méthodes indirectes de mesure

Parmi les méthodes indirectes, nous nous intéressons plus particulièrement aux méthodes micro-météorologiques.

L'autre méthode, dite des pluviollessivats ("throughfall" en anglais), estime le dépôt sec d'une substance par temps sec entre deux épisodes de pluie à partir des échantillons d'eau de pluie collectés au moment du second épisode. Ces mesures, en cuvette, se font d'une part sous le couvert, et d'autre part au sommet du couvert.

Ces mesures sont soumises à certaines incertitudes, d'abord parce que les plantes peuvent contribuer au bilan de masse en rejetant des composés comme les nitrates (Höfken *et al.*, 1983), ensuite à cause des conditions de forte humidité précédant la pluie. Ces conditions peuvent induire une croissance hygroscopique des particules fines et une mesure exagérée du dépôt sec (Garland, 2001). Nous ne détaillons donc pas les mesures associées.

D'autres techniques de mesures indirectes du flux de dépôt existent. Elles consistent à estimer le flux turbulent de concentration au-dessus du couvert. En situation stationnaire et si l'homogénéité horizontale est supposée, le flux de dépôt  $F$  s'écrit  $F = \overline{w c} = \overline{w} C + \overline{w' c'}$ , où  $C$  et  $c'$  représentent respectivement la concentration moyenne et la fluctuation. En l'absence de mouvements ascendants moyens, le flux s'identifie avec  $\overline{w' c'}$ .

Ce flux turbulent peut être relié au gradient de concentration moyenne, en faisant une hypothèse de fermeture diffusive. La terminologie de mesures par gradient est employée. Ou alors ce flux turbulent est mesuré de façon plus directe à l'aide d'un système couplé de mesures anémométriques et de concentration. La plus populaire de ces méthodes est la méthode des corrélations turbulentes <sup>1</sup>.

### Méthodes des profils de concentration (ou méthode des gradients)

Le flux turbulent associé à la concentration en aérosols s'exprime en fonction du gradient de concentration moyenne, soit

$$F = -D_T \frac{dC}{dz} \quad (2.2)$$

---

<sup>1</sup> Une difficulté commune à ces deux méthodes est qu'elles supposent les mouvements ascendants négligeables. Or il a été démontré que les flux verticaux de chaleur latente ou de vapeur d'eau, induisent une vitesse moyenne ascendante non nulle (Webb *et al.*, 1980) :

$$\overline{w} = 1,61 \overline{w' \rho'_v} / \rho_a + (1 + 1,61 \overline{q}) \overline{w' \theta'} / \overline{\theta} \quad (2.1)$$

où  $\rho_v$  est la masse volumique de la vapeur d'eau,  $\rho_a$  est la masse volumique de l'air sec,  $\theta$  la température potentielle et  $q$  l'humidité spécifique, assimilée au premier ordre au rapport de mélange. Cette vitesse ascendante doit être prise en compte dans le calcul du flux de dépôt.

Où  $D_T$  est la diffusivité turbulente. Il est supposé qu'elle est reliée à la viscosité turbulente de l'écoulement. La relation entre ces deux grandeurs est bien décrite loin des rugosités de la surfaces, dans la couche inertielle (voir Chap. 4). Au minimum, une altitude de mesure de  $100 z_0$  est requise (Businger, 1986).

Ce critère rend difficile les mesures sur forêts, pour lesquelles la longueur de rugosité est de l'ordre de 1 m. Certains ont cependant appliqué la méthode sur un couvert de pins, en appliquant un facteur correctif, censé tenir compte de la proximité des arbres (Lorenz et Murphy, 1989; Wyers et Duyzer, 1997).

Par ailleurs, si l'aérosol à mesurer a une taille inférieure à quelques microns, les différences de concentration attendues sont de l'ordre de quelques pourcents (Garland et Cox, 1982). Cela suppose une précision importante des capteurs, les uns par rapport aux autres.

**Mesures sur surfaces peu rugueuses** Les premières mesures de ce type ont été réalisées sur prairie (Everett *et al.*, 1979). Ils ont mesuré une vitesse moyenne de dépôt de sulfure sur herbes de  $1,4 \text{ cm.s}^{-1}$ . Cette forte valeur peut être expliquée selon les auteurs par des conditions instationnaires (Everett *et al.*, 1979) ou par une erreur systématique à la mesure, vu que seuls deux capteurs ont été utilisés, sans intercomparaison de leur réponse (Wesely *et al.*, 1988). Un biais systématique à la mesure est donc possible.

Sievering (1982b) mesure sur céréales pour des aérosols sub-microniques (de  $0,15$  à  $0,3 \mu\text{m}$ ) des vitesses de dépôt comprises entre  $0,1$  et  $1,2 \text{ cm.s}^{-1}$  avec une moyenne de  $0,38 \pm 0,29 \text{ cm.s}^{-1}$ , en conditions instables. Des flux positifs, correspondant à des vitesses de dépôt négatives sont souvent observés. Dans une note ultérieure, Sievering (1982a) reprend ses conclusions en invoquant l'existence possible d'un flux de particules émis par la végétation.

Garland et Cox (1982) estiment sur prairie des vitesses de dépôt de l'ordre de  $0,06 \text{ cm.s}^{-1}$ . Ces mesures sont assorties d'incertitudes importantes. Sur le même type de couverts, Nicholson et Davies (1987) mesurent une vitesse moyenne du même ordre ( $0,07 \text{ cm.s}^{-1}$ ) mais assortie d'un écart type de  $0,2 \text{ cm.s}^{-1}$ , tenant compte à la fois des épisodes stables et instables.

Sievering (1986) mesure sur céréales un dépôt de soufre total correspondant à une vitesse moyenne de l'ordre de  $1 \text{ cm.s}^{-1}$  de nuit et supérieur à  $2 \text{ cm.s}^{-1}$  de jour. Cette mesure intègre la contribution de la phase gazeuse.

**Mesures sur forêts** Quelques campagnes de mesures sur forêt ont été réalisées, bien que la condition sur l'altitude d'échantillonnage ne puisse être remplie (Lorenz et Murphy, 1989; Wyers et Duyzer, 1997). En tenant compte d'un facteur correctif dans le calcul de la vitesse de dépôt, Lorenz et Murphy (1989) mesurent le dépôt aérosol sur une plantation de pins en distinguant dans l'aérosol atmosphérique trois gammes granulométriques.

De la même façon, Wyers et Duyzer (1997) mesurent des flux de sulfate et nitrate vers un couvert de pins Douglas. En conditions stables, les vitesses de dépôt associées au sulfate d'ammonium sont proches de zéro tandis qu'en conditions instables, elles peuvent s'élever jusqu'à  $4 \text{ cm.s}^{-1}$ .

Nous citons enfin une étude dans laquelle cette méthode de mesures a été appliquée au dépôt d'un brouillard de gouttelettes sur prairie (Gallagher *et al.*, 1988). L'inertie de ces particules n'est pas négligeable, vu que la granulométrie s'étale de  $3$  à  $30 \mu\text{m}$ . Pour tenir compte de la sédimentation, les auteurs ont mesuré par la méthode des profils la vitesse de dépôt associée au flux turbulent, et ont à posteriori ajouté la vitesse de sédimentation

au résultat, calculée pour chaque classe granulométrique.

Le tableau 2.3 rassemble les principales mesures déduites par la technique des gradients.

Surface h(m)	$z_0$ (cm)	$d_p$ (en $\mu m$ )	$V_d$ (en $cm.s^{-1}$ )	Commentaires	Référence
Herbes hautes		S part.	1,4		Everett <i>et al.</i> (1979)
Herbes (0,1-0,2)	1,5	0,05-0,2	$0,06 \pm 0,03$	moyenne sur 6.j $z_R = 0,45, u^* = 25$ (*)	Garland et Cox (1982)
Herbes		S part.	<0,3-0,4		Doran et Droppo (1983)
Pâturages	<1,5	S part.	$0,07 \pm 0,2$	$u^* < 40$	Nicholson et Davies (1987)
Herbes	1,1	Brume 3-30	0,6 - 9	$u^* = 57, z_R = 1$	Gallagher <i>et al.</i> (1988)
Céréales	1-20	0,15-0,3	$0,38 \pm 0,29$	$u^* < 30, z_R = 10$ instable	Sievering (1982b)
Céréales (1)		0,8	1 de nuit > 2 de jour	$u^* \sim 50$	Sievering (1986)
Céréales (0,05)	<1	0,06-0,15	0,16		Pilegraad <i>et al.</i> (1997)
"	"	0,15-0,4	0,2		"
"	"	0,4-0,9	0,28		"
Pins (9)	28	0,5-1	$0,34 \pm 0,35$	$u^* \sim 50$ (*)	Lorenz et Murphy (1989)
"	"	1-2	$0,78 \pm 0,64$	$z_R = 10$	"
"	"	2-5	$0,92 \pm 0,76$		"
Douglas (22)	180*	$(NH_4)_2SO_4$	0,7	$z_R \sim 30$ (*)	Wyers et Duyzer (1997)
"		bimodale	jusqu'à 4	si instable	

TAB. 2.3 – Mesures de dépôt par la méthode des gradients. "S part." signifie que les mesures concernent le soufre sous sa forme particulaire. Au sein de la rubrique "commentaires", la vitesse de friction,  $u^*$ , est exprimée en  $cm.s^{-1}$  et l'altitude de référence  $z_R$  en m. L'astérisque entre parenthèses indique une valeur supposée d'après la publication originale.

**Discussion** Cette méthode est surtout utilisée sur couverts peu rugueux, surtout sur prairie, et concerne en majorité des aérosols de la gamme fine.

Nous remarquons que la grande majorité des mesures effectuées concerne des aérosols sub-microniques. Il semble aussi que les résultats soient très différents selon les conditions de stratification thermique. En conditions stables ou neutres, les mesures réalisées seraient en accord avec les résultats obtenus en soufflerie ou par des méthodes d'accumulation (par exemple Nicholson, 1988; Garland, 2001). Cette affirmation se fait au conditionnel car les écarts types associés aux résultats sont de l'ordre ou supérieurs à la valeur moyenne. En conditions instables, les valeurs mesurées sont beaucoup plus importantes.

Sur forêts, les résultats sont très incertains, puisque, lorsqu'il est estimé, l'écart type de la vitesse de dépôt est de l'ordre de la moyenne. Par ailleurs, la mesure se fait à proximité des rugosités.

Les résultats expérimentaux qui se rapportent aux aérosols d'accumulation sont donc très dispersés et la comparaison avec les mesures en soufflerie n'est pas probante.

Nous allons à présent détailler les mesures de dépôt obtenues par corrélations turbulentes. A la différence de la méthode des gradients, cette méthode ne s'appuie pas sur des hypothèses de fermeture diffusives mais estime directement la covariance entre les fluctuations turbulentes de vitesse verticale et de concentration.



## Mesures par corrélations turbulentes

Cette méthode est utilisée depuis une vingtaine d'années. Elle requiert un échantillonnage rapide de l'aérosol (Businger, 1986). Différents détecteurs sont utilisés, qui sont associés à des procédés électriques (Wesely *et al.*, 1977; Lamaud *et al.*, 1994a), optiques (Sievering, 1983; Neumann et Den Hartog, 1985; Gallagher *et al.*, 1997a) ou photométrique (Hicks *et al.*, 1982), ce dernier étant utilisé pour la mesure du soufre atmosphérique.

Les procédés optiques sont à priori capables de distinguer différentes classes granulométriques de particules. Il arrive cependant couramment que les signaux liés aux classes les plus grosses soient rejetés à cause d'une incertitude statistique trop grande (par exemple Gallagher *et al.*, 1997a; Bleyl, 2001).

Par ailleurs la plupart des procédés optiques sont basés sur le principe de la réfraction. Or de tels instruments sont calibrés sur des particules sphériques d'indice de réfraction connu. Les erreurs induites lors de la mesure peuvent parfois être importantes (Stier et Quinten, 1998, pour du sulfate d'ammonium). Les compteurs optiques de particules sont limités en résolution basse à des diamètres de l'ordre de  $0,1\mu m$ . Buzorius *et al.* (1998) ont développé un détecteur d'aérosol à noyaux de condensation, capable de détecter des aérosols issus de la nucléation. Les tailles accessibles s'échelonnent théoriquement de  $0,01\mu m$  à  $2\mu m$ .

De très nombreuses campagnes de mesures ont été menées sur prairies, surfaces agricoles, ou forêts. Une partie de ces campagnes sont présentées de façon synthétique dans le tableau 2.4. Parfois la vitesse de dépôt est mesurée au sommet du couvert. Elle se note  $V_{dh}$ . Les résultats de mesures sont parfois exprimés à partir de la vitesse de dépôt associée au flux turbulent, soit  $V_t = -\overline{w'c'}/C$  et de l'analogie aérodynamique, soit  $V_m = u^{*2}/U$ .

Surface h(m)	$z_0$ (cm)	$d_p$ (en $\mu m$ )	$u^*$ ( $cm.s^{-1}$ )	$V_d$ (en $cm.s^{-1}$ )	$z/L$	$z_R$ (m)	Commentaires	Référence
Herbes ( $\sim 0,3$ ) (*)	3	0,05-0,1	$\sim 14$	$\sim 1$	$<0$	5	$T = 3^\circ C$	Wesely <i>et al.</i> (1977)
"	"	"	$\sim 9$	$\sim 0,2$	$>0$	"	"	"
Herbes		S part.		0,0-0,72	prob. $<0$		de jour	Hicks <i>et al.</i> (1983)
Agricole		S part. 0,01 à 2		moy 0,18			pas de var. diurne	Wesely <i>et al.</i> (1983b)
"		0,09-2,5		$\sim 0,05$		5,5		Sievering (1983)
"		0,1-0,5		$<0,05$	$f(z/L)$			Neumann et Den Hartog (1985)
"		S total		0,21-0,33			"	"
Lush grass (0,4)	2,4-3,6	S part.	25	$0,20 \pm 0,15$	$>0$	5,7		Wesely <i>et al.</i> (1985)
Pâturage	2,5	"	26	$0,17 \pm 0,03$	$>0$	5-10		"
wheat, rye (1)	4	0,2	49	$0,37 \pm 0,04$	$>0$	5,5		Sievering (1987)
"	"	"	59	$1,19 \pm 0,18$	$<0$	"		"
Landes (0,06)	1	0,1-3			0,03-1	3,6	supposé neutre	Nemitz <i>et al.</i> (2002)
Herbes basses (0,14)	2,2	0,1-0,2	18	$V_{dh} = 0,087$	0	2,86		Gallagher <i>et al.</i> (2002)
Herbes hautes (0,6-0,75)	6,3	0,1-0,2	24	$V_{dh} = 0,113$	0	"		et Sutton <i>et al.</i> (2001)
Orge (1,2)	12	0,1-0,2	68	$V_{dh} = 0,138$	$<0$			Joutsenoja (1992) cité par Gallagher <i>et al.</i> (2002)
Pins (17)	136(*)	S part.	10-80	0,7		23	de jour	Hicks <i>et al.</i> (1982)
Sans feuilles (28)	$\sim 200$ (*)	S part. 0,01-2	26	0,27	$>0$	42		Wesely <i>et al.</i> (1983a)
"	"	0,05-0,1	26	0,02	$>0$	"		"
"	"	0,05-0,1	50	0,3-0,4	$<0$	"	T=16°C	"
Chênes (22)	$\sim 170$ (*)	S part. 0,5-1,2		$V_d/u^* \sim 0,02$	$<0$	37	$V_d \sim 0,6$	Hicks <i>et al.</i> (1989)
"	"	"		$V_d/u^* \sim 0,001$	$>0$	"	$V_d < 0$ de jour	"
Epicéas (4,2)	30	brume (3-27)	$37 \pm 5$	$V_t/V_m = 0,22 \pm 0,09$	$>0$	9,5	Colline	Beswick <i>et al.</i> (1991)
"	"	"	$70 \pm 20$	$V_t/V_m = 0,24 \pm 0,18$	$>0$	9,5	$V_m = 5,2 \pm 1,2$	"
Epicéas neige (4,2)	15,7	brume 5-31	70	$V_t$ 2-50		9,5	$V_m = 6,9 \pm 2,8$	Gallagher <i>et al.</i> (1992)
Pins (15)		0,05-1		0,8	$<0>$	25	Filtrage	Lamaud <i>et al.</i> (1994c)
Douglas (17)	140	0,1-0,5		$>1$		18	séchage	Gallagher <i>et al.</i> (1997a)
Epicéas (30)	250	0,1-0,5		1 à 1,47		39		Bleyl (2001)

TAB. 2.4 – Mesures par corrélations turbulentes. "S part." signifie que les mesures concernent le soufre sous sa forme particulaire. La longueur de Monin-Obukhov, notée  $L$ , décrit la stabilité atmosphérique (voir Annexe D). L'astérisque entre parenthèses indique une valeur supposée d'après la publication originale.

Tout d'abord il faut remarquer que ces mesures concernent surtout des aérosols sub-microniques. Pour ces derniers, il semble que les résultats soient plus élevés, jusqu'à un ordre de grandeur, que ceux obtenus par d'autres méthodes de mesures. Sur couverts faiblement rugueux, en situation neutre à stable, la vitesse de dépôt est de l'ordre de  $0,2 \text{ cm.s}^{-1}$  à  $0,4 \text{ cm.s}^{-1}$  (par exemple Wesely *et al.*, 1977, 1985; Sievering, 1987), voire moins, soit  $0,05$  sur étendue semi-aride (Lamaud *et al.*, 1994b). Sur couverts forestiers, les résultats sont plus dispersés. La vitesse de dépôt évolue avec la vitesse de friction et s'échelonnent de  $0,3 \text{ cm.s}^{-1}$  en moyenne sur pins (Lamaud *et al.*, 1994a) jusqu'à  $1 \text{ cm.s}^{-1}$  et plus sur épicéas (Gallagher *et al.*, 1997a; Bleyl, 2001).

Cette méthode de mesure a permis de mettre en exergue l'influence prépondérante de la stabilité atmosphérique sur le dépôt des aérosols sub-microniques (voir Wesely *et al.*, 1985). En situation instable, une augmentation marquée de la vitesse de dépôt a été observée sur prairie (Wesely *et al.*, 1985) et sur forêts (Lamaud *et al.*, 1994a). Sur la figure 2.2 sont présentés les résultats obtenus par Lamaud *et al.* (1994a) sur forêt de pins maritimes. Y est représentée l'évolution de la vitesse de dépôt, adimensionnée par la vitesse de friction, en fonction de l'inverse de la longueur de Monin-Obukhov. Celle-ci quantifie la stabilité de l'atmosphère (voir Annexe D).

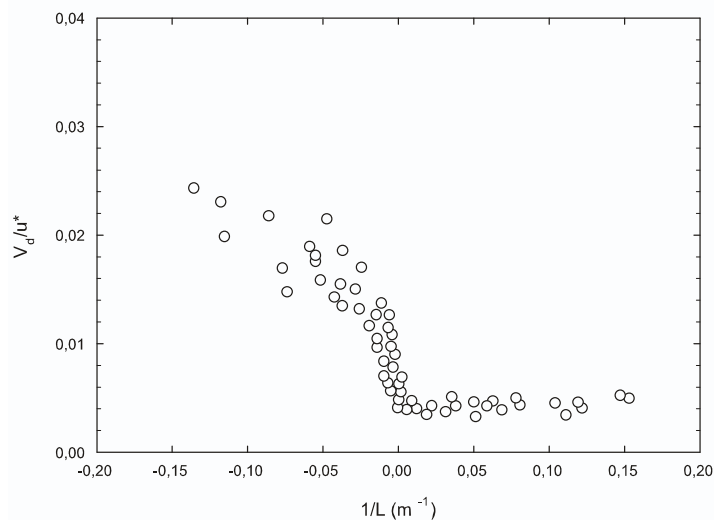


FIG. 2.2 – Influence de la stabilité atmosphérique sur le dépôt d'aérosols fins. Les mesures ont été effectuées par Lamaud *et al.* (1994a) sur un couvert de pins maritimes.

Cette méthode conduit parfois à mesurer des flux ascendants, associés à des vitesses de dépôt négatives. La question est de savoir si ces flux ascendants sont reliés à un phénomène physique, par exemple la formation de nouvelles particules, ou s'ils sont dus à un problème de mesure.

Ces épisodes sont parfois repérés en fin d'après midi et pendant la nuit (Hicks *et al.*, 1982, sur forêt de pins en conditions stables), ou bien dans la journée (Hicks *et al.*, 1989, sur forêt sans feuilles en hiver et en conditions instables).

Wesely *et al.* (1983a) ont observé sur une forêt hivernale recouverte de neige des flux apparents ascendants associés à une gamme de particules fines, de taille inférieure à  $0,2 \mu\text{m}$ .

D'autres auteurs ont évoqué la possibilité que ces flux ascendants soient liés à la formation de nouvelles particules au sein du couvert. Cependant Hicks *et al.* (1989) ont

mesuré sur une forêt de chêne le dépôt de soufre particulaire et de fines particules de taille inférieure à  $0,2 \mu m$ . Le flux d'émission apparent est associé aux aérosols de soufre dans la gamme autour de  $0,5 \mu m$ . Si cette émission correspondait à une formation réelle de particules, par nucléation par exemple, alors cette formation devrait affecter en premier lieu les plus fines particules. Pourtant celles-ci n'exhibent pas de flux apparents (Hicks *et al.*, 1989). Ceux-ci ne seraient donc pas dus de façon systématique à l'émission de particules dans le couvert.

Enfin ce phénomène peut être expliqué par des erreurs à la mesure, soit dues à un échantillonnage qui n'est pas iso-cinétique (Fairall, 1984), soit à un temps de réponse trop important de l'appareil de détection des aérosols (Neumann et Den Hartog, 1985) ou encore à un bruitage du signal par des basses fréquences (Lamaud *et al.*, 1994a). Cette dernière explication est détaillée.

Il semble que la composante à basse fréquence du signal de concentration affecte de façon significative la mesure du flux turbulent vertical. Selon les situations, ce dernier serait sur-estimé ou sous-estimé et parfois même négatif (Lamaud *et al.*, 1994a). Ces signaux seraient liés à l'existence de structures d'advection à grande échelle. La dynamique de ces structures peut être corrélée avec la vitesse fluctuante verticale, induisant une contribution au signal du flux de dépôt, alors qu'elles ne participent pas au phénomène.

Lamaud *et al.* (1994c) ont montré qu'il est possible de filtrer au cas par cas ces signaux, en se basant sur l'étude des cospectres des corrélations. Ils ont appliqué cette méthode de filtrage sur des surfaces semi-arides (Lamaud *et al.*, 1994b) et forestières (Lamaud *et al.*, 1994a). L'appareil mesurant les particules est supposé être sensible aux fines particules (Fontan *et al.*, 1997). Les résultats obtenus semblent cohérents et confirmeraient entre autre la dépendance du dépôt aux conditions de stabilité atmosphérique constatée par Wesely *et al.* (1985) sur prairie (voir Fig. 2.2). En particulier il semble que le dépôt de ces aérosols n'est pas conditionné de façon directe par la stratification thermique lorsque les conditions sont stables ( $L > 0$ ). Une partie des résultats de la campagne de mesures sur forêt sera exploitée par la suite.

Pour finir, nous citons deux études du dépôt "nuageux" sur forêts (Beswick *et al.*, 1991; Gallagher *et al.*, 1992) qui sont basées sur cette méthode. Les gouttelettes de brouillard ont une taille supérieure au micron. L'utilisation de la méthode des corrélations turbulentes requiert dans ce cas d'ajouter à posteriori la vitesse de sédimentation à la vitesse liée au flux turbulent pour avoir une estimation de la vitesse de dépôt (Beswick *et al.*, 1991). Cela supposerait que les contributions du transport par la turbulence et par la sédimentation peuvent être traitées de façon découplée pour les aérosols suffisamment gros, du moins loin au-dessus du couvert. L'une de ces campagnes sera examinée plus en détails.

Nous avons effectué une revue d'une partie des mesures de dépôt sec de la littérature. Nous avons ignoré celles obtenues par la méthode des pluvio-lessivats. Nous souhaitons maintenant comparer les résultats de ces campagnes.

### 2.1.3 Discussion

Les conditions expérimentales dans lesquelles les mesures ont été obtenues sont variées. Ces différences s'expriment au niveau de la surface de dépôt, de l'aérosol considéré et des conditions aérodynamiques de l'écoulement porteur.

La comparaison entreprise requiert une caractérisation suffisante de l'aérodynamique

et des particules. Elle concerne donc les mesures en soufflerie et les mesures micro-météorologiques in-situ.

La mesure sur site du dépôt sec de fines particules est liée à la stabilité de l’atmosphère. Il semble que ce dépôt ne soit pas influencé de façon directe par la stratification de l’atmosphère en conditions stables (Wesely *et al.*, 1985; Lamaud *et al.*, 1994a). De façon indirecte, la stabilité peut bien sûr intervenir au travers de la modification des grandeurs aérodynamiques. Les mesures obtenues en conditions neutres et stables sont donc retenues.

Dans quelques campagnes de mesures, les conditions de stabilité ne sont pas décrites dans le détail, bien qu’il semble qu’elles aient été estimées (par exemple Beswick *et al.*, 1991; Nemitz *et al.*, 2002). Ces mesures sont données pour avoir été obtenues en conditions de proche neutralité. Elles sont intégrées dans cette comparaison.

La caractérisation de l’écoulement atmosphérique se réduit ici à la vitesse de friction  $u^*$ .

En ce qui concerne l’aérosol, des incertitudes importantes entourent sa répartition granulométrique, en particulier sur site. Bien que cela ne soit pas pleinement satisfaisant, nous conservons l’ensemble des mesures dans lesquelles une estimation du diamètre ”représentatif” de l’aérosol est donnée. Pour les expériences de Lamaud *et al.* (1994a), nous avons retenu le diamètre proposé de  $0,15 \mu m$ .

Par ailleurs la masse volumique des aérosols n’est que rarement accessible. Lorsqu’elle n’est pas connue, elle est supposée égale à  $1 g.cm^{-3}$ .

Cette comparaison se fait sur la base de nombres sans dimension introduits dans les études de dépôt turbulent sur parois aérodynamiquement lisses et adhérentes (par exemple Liu et Agarwal, 1974; Saldo, 1996).

L’inertie des particules est décrite par le temps  $\tau_p$  de relaxation (Eq. 1.23 p. 22). Le comportement des particules soumises à leur inertie dans l’écoulement turbulent est piloté par le temps  $\tau_p^+$  de relaxation adimensionné, soit :

$$\tau_p^+ = \frac{\tau_p u^{*2}}{\nu_a} \quad (2.3)$$

Nous reviendrons sur la justification de cet adimensionnement sur parois lisses plus loin dans cette étude (Chap. 6 p. 117).

La vitesse de dépôt est adimensionnée par la vitesse de friction. Cet adimensionnement décrit le dépôt lié à la turbulence. La sédimentation ne doit donc pas intervenir. Pour ce faire, la vitesse de sédimentation est retranchée de la vitesse de dépôt total (par exemple Papavergos et Hedley, 1984). Cette opération n’a d’effets que pour les particules massives (ici supérieures à quelques microns).

Le mode de représentation des résultats est décrit par :

$$V_d^+ = \frac{V_d - W_S}{u^*} = f(\tau_p^+) \quad (2.4)$$

Avant de pouvoir comparer ces mesures, il faut recalculer les vitesses de dépôt à une même altitude (Eq. 1.6 p. 18). De façon arbitraire, nous choisissons une altitude commune  $z_R$  telle que  $z_R - d = 14 m$ . Elle correspond à l’altitude de mesure de la campagne réalisée sur forêt des Landes (Lamaud *et al.*, 1994a). Ce choix est arbitraire dans la mesure où la hauteur de déplacement  $d$  dépend du couvert.

Plusieurs remarques doivent être faites à propos de ce mode de représentation et les différences attendues par rapport à la situation d'une paroi aérodynamiquement lisse et adhérente.

### Remarques préliminaires

D'abord ce mode de représentation correspond au dépôt turbulent de particules soumise en partie à leur inertie. Les mesures associées à des temps de relaxation adimensionnés "suffisamment grands" devraient donc être assez proches. C'est du moins de ce qui ressort des études de dépôt turbulent sur parois lisses. L'influence de la rugosité des surfaces végétales dans ce régime pourra être estimée.

Sur parois lisses, le régime dominé par l'inertie est constitué de deux phases. Dans la première, la vitesse de dépôt adimensionnée croît fortement avec le temps de relaxation adimensionné. La seconde phase rend compte d'un régime "modéré", dans laquelle la vitesse adimensionnée est approximativement constante. Une description de mesures de dépôt turbulent sur surfaces lisses est donnée ailleurs (voir p. 118).

Dans le cas des surfaces végétales, un autre effet peut intervenir dans le régime inertiel. Il s'agit de l'adhérence des surfaces et son lien avec le rebond (et éventuellement la remise en suspension). Il semble en effet que l'adhérence des surfaces joue un rôle dans le dépôt des particules massives (voir Fig. 2.1).

En dehors de ce régime inertiel, c'est-à-dire lorsque le temps de relaxation adimensionné est "faible", les études sur parois aérodynamiquement lisses semblent indiquer que le dépôt est piloté à la fois par la diffusion brownienne des particules et par l'effet des rugosités, même de taille faible (par exemple Wood, 1981).

L'adimensionnement utilisé n'est plus pertinent lorsque l'influence de l'inertie des particules devient négligeable. Sur parois complètement lisses et pour des temps de relaxation "très faibles" (inférieur à  $10^{-2}$  ou  $10^{-3}$ ), la vitesse de dépôt turbulent adimensionnée varie comme une puissance inverse du nombre de Schmidt, soit  $V_d^+ \propto Sc^{-1/3}$  (par exemple Davies, 1966). Dans le mode de représentation choisi et en échelles logarithmiques, cela correspond à un réseau de droites de pente  $-1/3$ .

### Comparaison de mesures de dépôt sec sur couverts rugueux

Les résultats de mesures sont comparés sur la figure 2.3. Les écarts-types associés aux mesures ne sont pas représentés. Ils sont parfois très importants, notamment dans les mesures de dépôt de brouillard sur forêt basse (Beswick *et al.*, 1991; Gallagher *et al.*, 1992). Ont été adjointes quelques mesures de dépôt turbulent sur paroi lisse d'une conduite rectangulaire (Sehmel, 1973).

Sur cette figure, les surfaces de rugosité différente sont distinguées par des couleurs différentes. Ainsi les quelques points de mesure sur paroi lisse sont de couleur grise, les points de mesure sur couvert faiblement rugueux comme les prairies ou les surfaces agricoles sont de couleur verte ( $z_0$  entre 0,1 et 5 cm), les points de mesures sur couverts forestiers très rugueux sont de couleur rouge ( $z_0$  entre 15 et 100 cm environ).

- S Lisse  $z_0 = 4 \cdot 10^{-3}$  cm (Sehmel 73)
- Herbes  $z_0 \sim 1$  cm (Chamberlain 67)
- ◆ Filtres sur herbes " "
- S Herbes  $z_0 = 0,6$  cm " "
- S Herbes artificielles  $z_0 = 1$  cm " "
- ▲ S Céréales sèches  $z_0 = 1,2$  cm (Chamberlain 72)
- △ S Céréales humides  $z_0 = 1$  cm " "
- ▼ Lande  $z_0 \sim 1$  cm (Nemitz 02)
- ▽ S Mousse  $z_0 = 0,37$  cm (Clough 75)
- S Herbes  $z_0 = 1$  cm " "
- Lande  $z_0 = 1,1$  cm (Gallagher 88)
- ▲ Céréales  $z_0 = 4$  cm (Sievering 87)
- ⊕ Herbes  $z_0 = 1$  cm (Garland 82)
- Prairie  $z_0 = 3$  cm (Wesely 77)
- ▼ Forêt sans feuilles  $z_0 \sim 200$  cm (Wesely 83)
- Epicéas bas  $z_0 = 35$  cm (Beswick 91)
- ⊙ Epicéas bas enneigés  $z_0 = 16$  cm (Gallagher 92)
- Pins  $z_0 = 140$  cm (Lamaud 94a)
- ◆ Semi-aride  $z_0 \sim 2,5$  cm (Lamaud 94b)

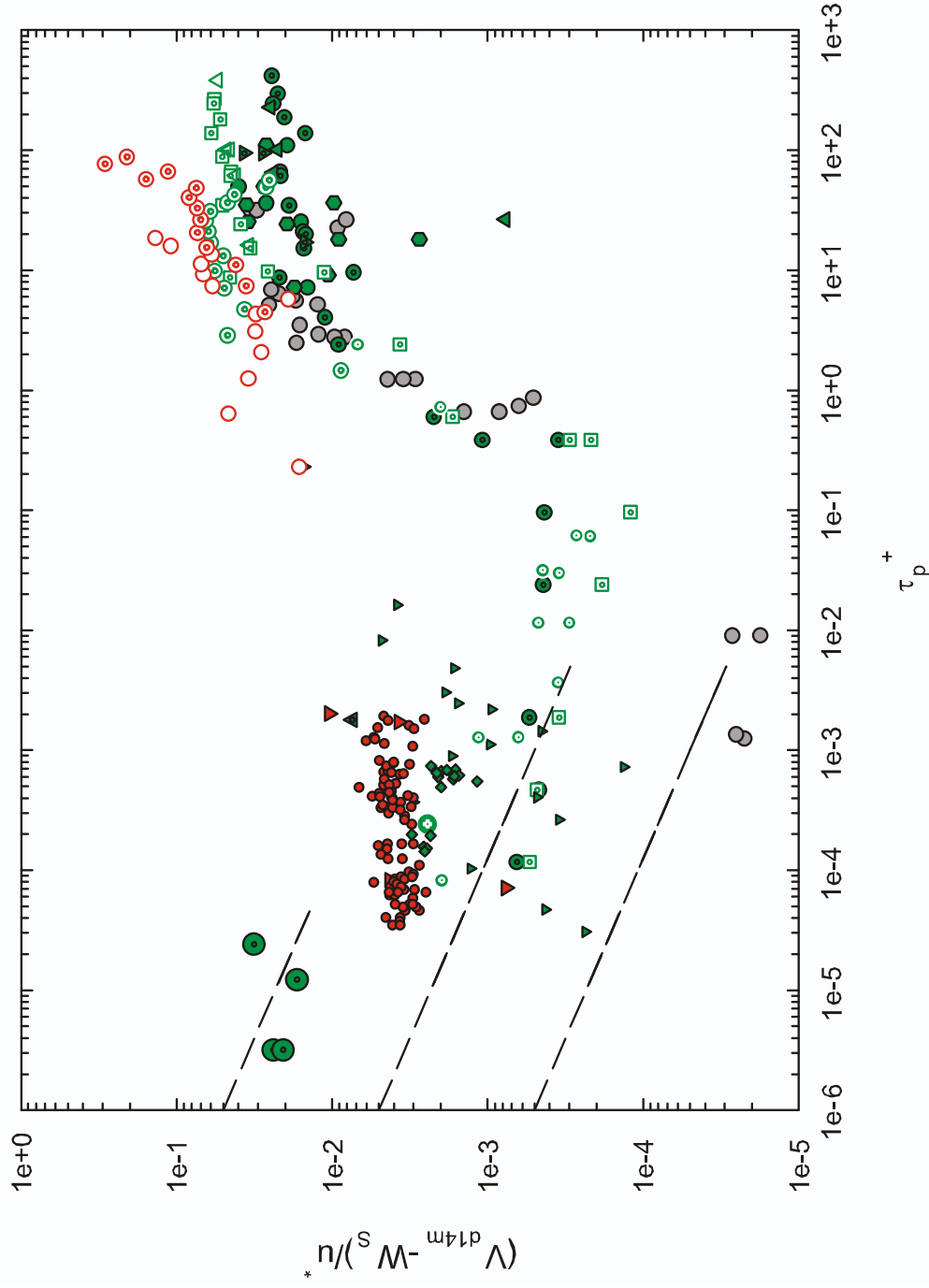


FIG. 2.3 – Dépôt turbulent d'aérosols sur surfaces végétales. Le "S" signifie que les mesures ont été effectuées en soufflerie. Les symboles creux correspondent à des mesures obtenues en conditions d'adhérence parfaite, soit parce que la surface est collante ou humide, soit parce que l'aérosol est constitué de gouttelettes d'eau. Les traits pointillés correspondent au régime de dépôt par diffusion brownienne.

Considérons tout d'abord les mesures correspondantes au régime inertiel. Deux phases sont retrouvées ici, l'une correspondant à une croissance très marquée de la vitesse de dépôt adimensionnée, l'autre à une relative constance de cette dernière.

La seconde phase, dite de "modération", intervient pour des temps de relaxation supérieur à 10 environ. Deux comportements semblent se distinguer selon l'adhérence des surfaces. Ainsi, les vitesses adimensionnées associées aux surfaces adhérentes sont plus importantes que celles liées aux surfaces non-adhérentes.

L'influence de la rugosité des surfaces dans la phase de modération est assez limitée et les vitesses de dépôt adimensionnées sur forêt, herbes et surfaces lisses sont du même ordre de grandeur.

Nous notons tout de même que la campagne de mesures de dépôt de brouillard sur forêt enneigée exhibe des résultats assez peu cohérents par rapport aux autres. Cela est probablement dû à l'importance de l'incertitude statistique associée à la mesure des gouttelettes les plus grosses (Gallagher *et al.*, 1992).

Dans la phase de croissance marquée de la vitesse de dépôt, la distinction entre surfaces adhérentes et non adhérentes ne semble pas se faire.

Par ailleurs, les résultats sur surfaces lisses et peu rugueuses sont assez proches, du moins tant que  $\tau_p^+$  est supérieur à 1 environ. Le rôle de la rugosité de la surface semble assez limité dans la gamme de temps de relaxation allant typiquement de 1 à 10. Sur forêt, la faible influence de la rugosité dans cette gamme de temps de relaxation reste à démontrer.

Considérons maintenant les mesures associées aux temps de relaxation adimensionnés plus faibles que 1.

Dans le cas des surfaces peu rugueuses, nous notons d'emblée que certaines campagnes sur site présentent une dispersion importante des résultats.

La campagne de mesures de Nemitz *et al.* (2002) est un exemple de résultats fortement dispersés, les écarts entre les vitesses adimensionnées pouvant atteindre plus d'un ordre de grandeur. Cette campagne de mesures a été effectuée dans des conditions dites de proche neutralité. Il est possible que l'influence des épisodes d'instabilité atmosphérique explique pour part ces écarts (voir Fig. 2.2). Compte tenu du fait que les mesures ont été réalisées par corrélations turbulentes, une contamination éventuelle du signal de concentration par les basses fréquences est par ailleurs envisageable.

Les résultats obtenus en soufflerie montrent une évolution assez cohérente. L'utilisation de surfaces différentes (nature, rigidité) se traduit par des écarts dans la vitesse de dépôt adimensionnée lorsque le temps de relaxation est inférieur à 1.

Plus le temps de relaxation est faible et plus la diffusion brownienne domine le dépôt. Dans le mode de représentation choisi, cela se traduit par un réseau d'asymptotes.

A très faible temps de relaxation, les résultats des mesures en soufflerie, ainsi que ceux sur site obtenus sur prairie (Wesely *et al.*, 1977) et sur étendue semi-aride (Lamaud *et al.*, 1994b) semblent s'approcher de ces asymptotes.

Sur couvert forestiers, seules deux campagnes décrivent le dépôt lorsque le temps de relaxation est faible. La première contient peu de points expérimentaux (Wesely *et al.*, 1983a).

Dans la seconde (Lamaud *et al.*, 1994a), la dispersion des résultats est très faible et la vitesse de dépôt adimensionnée varie peu dans cette campagne. Ce comportement semble



assez différent de ce qui est observé sur couvert peu rugueux à des temps de relaxation équivalents, c'est-à-dire une évolution proche de l'asymptote de diffusion brownienne. Il est possible que la forte rugosité du couvert soit responsable de cet écart.

## Conclusions

Dans cette partie, un grand nombre de mesures de dépôt sec obtenues avec différents moyens expérimentaux a été passé en revue. Nous avons comparé celles qui étaient suffisamment renseignées en termes de caractérisation de l'aérodynamique et de l'aérosol. Nous nous sommes limités aux conditions atmosphériques neutres et stables.

De cette comparaison, il ressort que l'évolution de la vitesse de dépôt en fonction de l'inertie des particules et de la vitesse de friction est cohérente.

Lorsque le temps de relaxation adimensionné est typiquement supérieur à 10, l'influence de la rugosité des couverts semble assez limitée. Par contre leur adhérence joue un rôle important, probablement en lien avec le rebond et la remise en suspension.

Dans le cas des surfaces peu rugueuses, il semble que l'influence des surfaces et de leurs propriétés fines intervienne lorsque le temps de relaxation adimensionné est typiquement inférieur à 1. En deçà, le dépôt serait donc piloté par les interactions entre l'aérosol et les surfaces captantes.

Pour des temps de relaxation adimensionnés très faibles, il semble que les mesures sur couverts peu rugueux s'approchent des asymptotes de dépôt par diffusion brownienne. Un tel comportement n'est pas observé sur les rares campagnes menées sur forêt.

Dans la mesure où le dépôt en forêt reste assez incertain, en particulier dans la gamme intermédiaire de temps de relaxation adimensionné, nous nous intéressons maintenant aux mesures réalisées sur les organes représentatifs de la forêt que sont les rameaux. Cela doit nous permettre d'améliorer notre compréhension des phénomènes impliqués dans le dépôt des particules microniques et sub-microniques.

## 2.2 Captation d'aérosols par des rameaux isolés

Le dépôt sec sur un couvert végétal est le résultat d'un transfert vers l'intérieur du couvert et d'une filtration par les surfaces réceptrices. Le transfert dépend pour part des caractéristiques des aérosols (via la sédimentation) et pour part des grandeurs aérodynamiques moyennes et fluctuantes. La filtration par les surfaces captantes dépend des caractéristiques aérodynamiques à proximité des surfaces végétales, des processus aérosol générant le dépôt et de l'organisation des surfaces foliaires.

L'intérêt des mesures en soufflerie sur rameaux est de focaliser l'attention sur la filtration des aérosols. Le problème considéré se réduit alors à une collection de surfaces captantes exposées à un aérosol bien caractérisé transporté par un écoulement uniforme.

Depuis le début des années soixante, un certain nombre d'études de dépôt d'aérosols ont été effectuées en soufflerie avec des rameaux d'arbustes ou d'arbres. Différentes gammes granulométriques ont été étudiées, de quelques centièmes de micron (Little et Wiffen, 1977) à quelques microns (Little, 1977; Belot et Gauthier, 1975) en passant par la gamme d'accumulation, soit d'un dixième de micron à un micron (Belot *et al.*, 1994). L'efficacité des processus impliqués dans le dépôt des aérosols dépend en grande partie de leur granulométrie. La revue suivante se fera donc en fonction de la taille caractéristique des particules.

### 2.2.1 Aérosols sub-microniques

Nous nous plaçons en conditions de convection forcée. Les surfaces réceptrices sont supposées être des puits parfaits pour les espèces diffusantes. Leur concentration est donc nulle à la paroi. Il est communément accepté que les aérosols dont la taille est inférieure à quelques dixièmes de micron voient leur dépôt piloté par la diffusion brownienne (par exemple Chamberlain, 1991, p. 195). Leur comportement se rapproche alors de celui des gaz, à ceci près que la diffusivité brownienne des aérosols est beaucoup plus faible que la diffusivité moléculaire des gaz.

Cette présentation s'articulera comme suit : tout d'abord nous rappelons les principaux résultats théoriques du transfert par diffusion vers une plaque plane infinie sous incidence nulle. Certaines des notions présentées ont déjà été abordées dans le chapitre 1. Ensuite nous passons en revue les mesures sur feuilles ou modèles de feuilles isolées obtenues tant avec des gaz que des particules. Enfin nous décrivons les quelques mesures existantes de dépôt d'aérosols sur rameaux avant d'en comparer les résultats avec la théorie.

#### Transfert diffusif sur des obstacles plans

Quelques nombres sans dimension sont tout d'abord introduits. Soient  $F$  et  $C_\infty$  respectivement la norme du flux de dépôt par unité de surface totale et la concentration loin de la paroi. La vitesse de dépôt  $v_B$  est définie par :

$$F = -v_B C_\infty$$

De façon classique, le nombre sans dimension de Sherwood, caractéristique du transfert diffusif en convection forcée, est défini par :

$$\text{Sh} = \frac{v_B L}{D_B} \quad (2.5)$$

Où  $D_B$  est la diffusivité brownienne de l'aérosol et  $L$  la dimension caractéristique de l'obstacle (soit la longueur dans la direction de l'écoulement). La diffusivité brownienne d'un aérosol de diamètre  $d_p$  s'exprime comme :

$$D_B = \frac{C_u k_b T}{3\pi\mu_a d_p} \quad (2.6)$$

Où  $k_b$  est la constante de Boltzmann ( $k_b = 1,38 \cdot 10^{-23}$  U.S.I.) et  $C_u$  est le coefficient correctif de la loi de traînée de Stokes pour les petits aérosols. En effet, lorsque les aérosols deviennent très fins, le gaz porteur ne peut plus être vu comme un continuum et la force de traînée exercée par le gaz sur les particules doit être corrigée. Une formulation empirique de ce terme correctif est

$$C_u = 1 + \frac{2\lambda}{d_p} \left( 1,257 + 0,400e^{-1,1\frac{d_p}{2\lambda}} \right) \quad (2.7)$$

Où  $\lambda$  désigne le libre parcours moyen des molécules de gaz. En conditions standard de température et de pression, ce coefficient s'écarte de 10% par rapport à la valeur 1 lorsque le diamètre de l'aérosol devient inférieur à  $1,5 \mu m$  environ.

Le nombre de Sherwood est relié aux nombres de Schmidt  $Sc$  et de Reynolds  $Re_L$ , définis par :

$$Re_L = \frac{UL}{\nu_a} \quad \text{et} \quad Sc = \frac{\nu_a}{D_B} \quad (2.8)$$

Où  $U$  désigne la vitesse amont et  $\nu_a$  la viscosité cinématique de l'air. Le transfert par diffusion brownienne dépend de l'état de la couche limite se développant sur la surface captante. A faible nombre de Reynolds, la couche limite est laminaire. Précisons les conditions de transition turbulente.

**Transition vers la turbulence** La transition d'un régime laminaire à un régime turbulent est repérée par un nombre de Reynolds critique. Lorsque celui-ci est bâti à partir de la distance au bord d'attaque de la plaque, sa valeur permet de situer l'apparition de la turbulence sur la surface. Pour une plaque plane infinie sous incidence nulle, la valeur de  $3 \cdot 10^5$  est généralement évoquée (Schlichting, 1968, p. 39). Cette valeur n'est bien sûr pas absolue. Dans le cas d'un écoulement particulièrement exempt de perturbations (faible niveau de turbulence amont, gradient de pression favorable), il est possible de retarder l'apparition de l'instabilité jusqu'à environ  $3 \cdot 10^6$  (Schlichting, 1968, p. 133).

Quelques mesures sur des plaques planes carrées de dimensions finies sous incidence nulle semblent indiquer un nombre de Reynolds critique de l'ordre de  $2 \cdot 10^4$  (Chen *et al.*, 1988a). La valeur plus faible que sur une plaque infinie semble être liée aux instabilités naissant sur les bords latéraux. Celles-ci désorganiseront l'écoulement et favoriseront une transition plus rapide vers la turbulence.

Quelques auteurs ont estimé la valeur critique du nombre de Reynolds sur des feuilles isolées. Lorsque la feuille était fixée à un support sous incidence nulle, Grace et Wilson (1976) ont estimé la transition pour des nombres de Reynolds entre  $2 \cdot 10^3$  et  $9 \cdot 10^3$  selon que l'écoulement amont était ou non turbulent. Lorsque la feuille est libre d'osciller autour d'une position à incidence nulle, Grace (1978) a mesuré un nombre de Reynolds critique entre  $6 \cdot 10^3$  et  $2 \cdot 10^4$  selon l'intensité turbulente dans l'écoulement amont.

La turbulence s'installe dans la couche limite pour des nombres de Reynolds supérieurs à la valeur critique. Pour des feuilles sous incidence nulle, celle-ci n'est pas foncièrement éloignée de celle observée sur plaque plane de dimensions finies, soit de l'ordre de  $10^4$

selon les conditions à l'amont. En effectuant quelques calculs de nombres de Reynolds critiques, on peut penser que pour des dimensions de feuilles et des vitesses de vent raisonnables ( $L < 10 \text{ cm}$  et  $U < 5 \text{ m.s}^{-1}$ ), et si les feuilles sont pas ou peu inclinées par rapport à l'écoulement amont, la couche limite foliaire sera laminaire sur une majorité de la surface de la feuille ( $Re_L < 3 \cdot 10^4$ ). Bien sûr on ne préjuge pas ici de l'influence de l'inclinaison foliaire sur le transfert massique. Cette dernière sera estimée par la suite. Détaillons maintenant les quelques résultats théoriques sur plaque plane.

**Résultats théoriques sur plaque plane infinie** Dans le cas d'une couche limite laminaire sur plaque plane lisse infinie, la résolution simplifiée de l'équation de conservation de la masse en écoulement stationnaire conduit, par utilisation des résultats de Blasius, à l'équation dite de Polhausen (1921). Celle-ci relie le nombre de Sherwood aux nombres de Reynolds (bâti sur la longueur de la plaque) et de Schmidt, soit :

$$Sh = 0,664 Sc^{1/3} Re_L^{1/2} \quad (2.9)$$

Lorsque la couche limite est turbulente, une relation communément utilisée est (Schlichting, 1968, p. 285) :

$$Sh = 0,036 Sc^{1/3} Re_L^{0,8} \quad (2.10)$$

Des expressions assez similaires existent pour des obstacles cylindriques, la dimension caractéristique étant alors le diamètre du cylindre. Elles sont très empiriques et ne seront présentées que plus loin dans l'étude (voir section 6.2.1).

La question est à présent de savoir dans quelle mesure de telles relations sont applicables aux feuilles réelles, sachant que celles-ci ne sont ni lisses, ni planes, ni à incidence nulle par rapport à l'écoulement amont.

**Mesures sur feuille ou modèle de feuille isolée** Nous ne prétendons pas faire ici une présentation exhaustive des mesures de transfert de masse au travers d'une couche limite foliaire. Le lecteur plus curieux pourra se référer à la revue de Schuepp (1993). Nous évoquons ici quelques mesures de transfert de masse sur des feuilles modèles à incidence nulle, puis l'influence de certains paramètres, à savoir l'intensité de turbulence de l'écoulement amont et l'inclinaison de la feuille.

Des études ont été menées sur des modèles de feuilles, placées à incidence nulle par rapport à l'écoulement amont. Chen *et al.* (1988a) ont étudié le transfert thermique sur des plaques carrées et ils ont fait varier l'intensité de turbulence dans l'écoulement amont <sup>2</sup>. Lorsque l'intensité turbulente atteint 20 %, l'augmentation du transfert est de l'ordre de 30 %. Chamberlain (1974) a mesuré le transfert de vapeur de Plomb-212 à l'aide des modèles plans de feuilles de haricots, de forme ovale et oscillant dans le vent (pour des vitesses de vent supérieures à  $2 \text{ m.s}^{-1}$ ). L'augmentation du transfert était peu importante (moins de 10 %). Grace et Wilson (1976) ont étudié l'évaporation de l'eau sur un modèle de feuille de peuplier, qui reproduit la courbure foliaire. Ils ont constaté une augmentation d'un facteur 2,5 par rapport à la théorie sur plaque plane infinie. Ces mesures sont représentées sur la figure 2.5.

---

<sup>2</sup> Il existe une analogie entre le transfert massique et le transfert thermique, dont nous nous servons ici. Elle consiste à remplacer le nombre de Nusselt par le nombre de Sherwood, le nombre de Prandtl par le nombre de Schmidt. Pour plus de détails sur cette analogie et sa vérification expérimentale, le lecteur pourra se reporter à (Eckert et Drake, 1959, p. 472).

Lorsque l'inclinaison est nulle, les mesures sont relativement bien corrélées avec la théorie du transfert à travers une couche limite laminaire, et ce, même avec un niveau de turbulence amont important.

Lorsque la feuille est inclinée, ses deux faces ne sont plus symétriques vis à vis de l'écoulement incident. Sur la face avale, la couche limite se détache et des tourbillons se forment dans le sillage de la feuille. Par contre, sur la face amont, la couche limite est compressée et stabilisée. Sur la figure suivante sont représentés quelques résultats de la littérature, obtenus avec des modèles de feuilles planes de forme carrée (Chen *et al.*, 1988b) ou rectangulaire (Powell, 1940; Haseba, 1981). Ces résultats dissocient les deux faces et expriment le facteur d'augmentation en fonction de l'angle d'attaque  $\phi$ . L'augmentation du transfert sur feuille inclinée, rapporté au transfert sur feuille parallèle à l'écoulement, est tracée en fonction de l'angle d'attaque.

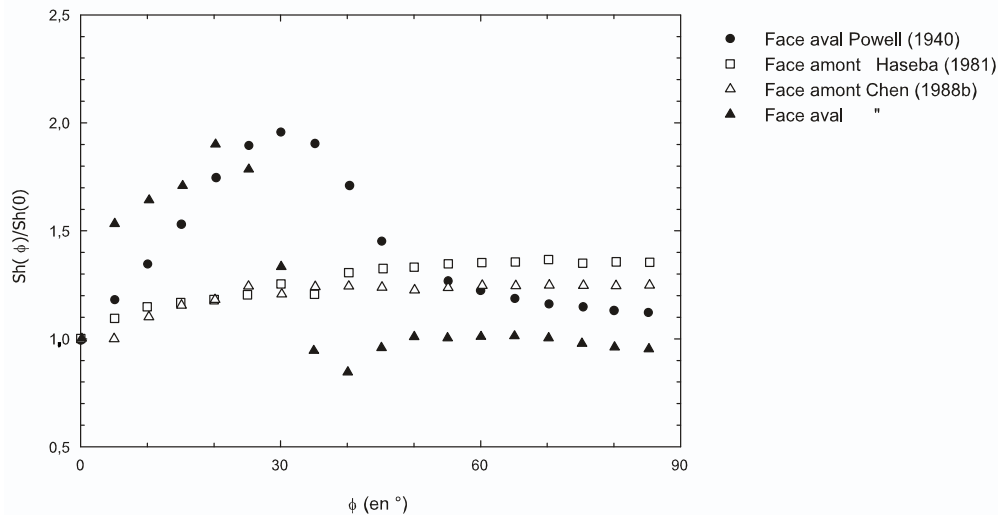


FIG. 2.4 – Influence de l'inclinaison foliaire sur le transfert diffusif.

L'augmentation du transfert sur la face amont semble régulière. Elle est probablement due à une compression de la couche limite, donc à une diminution de son épaisseur, cela ayant pour conséquence d'augmenter le transfert massique. Par contre, sur la face aval, la formation de zones de recirculation semble induire une augmentation du dépôt lorsque l'angle d'attaque est inférieur à 20 ou 30°. Au-dessus, le transfert chute brutalement. La raison en serait le décollement des zones de recirculation (Schuepp, 1993).

Pour conclure nous évoquerons les mesures en conditions naturelles de transfert de plomb vers les feuilles réelles de haricot (Chamberlain, 1974). L'augmentation relevée était de l'ordre de 25 % par rapport à la théorie et les raisons évoquées étaient le niveau de turbulence, l'inclinaison non nulle des feuilles ou leur forme (voir Fig. 2.5).

Nous avons passé en revue quelques mesures en soufflerie représentatives du transfert diffusif vers des feuilles réelles ou modèles. Celles-ci semblent être quelque peu supérieures aux valeurs prédites par la théorie sur plaque plane infinie. Les raisons évoquées sont d'une part liées à l'obstacle, incliné, non profilé, rugueux ou oscillant, et d'autre part aux conditions aérodynamiques de l'écoulement amont. Voyons à présent ce qu'il en est du dépôt sur des rameaux d'arbres ou d'arbustes.

## Dépôt par diffusion brownienne sur rameaux

L'amélioration des méthodes de production d'aérosols sub-microniques a permis d'effectuer les premières mesures en soufflerie sur rameaux végétaux dans les années soixante-dix. Belot (1977) utilise des rameaux de pin (*Pinus sylvestris*) et de chêne (*Quercus sessiliflora*) sur lesquels il fait déposer un aérosol sub-micronique obtenu à partir d'une solution d'uranine. Le diamètre médian en nombre de l'aérosol est de  $0,1 \mu\text{m}$  (diamètre médian en masse de  $0,15 \mu\text{m}$ ) tandis que l'écart-type géométrique est de 1,5. Little et Wiffen (1977), pour leur part, exposent des rameaux d'ortie (*Urtica dioica*), de hêtre (*Fagus Sylvatica*) et de peuplier blanc (*Populus alba*) à un aérosol de plomb marqué. Selon que les mesures étaient effectuées avec ou sans recirculation, l'aérosol présentait une granulométrie centrée autour d'un diamètre médian en masse de  $0,03 \mu\text{m}$  (sans recirculation) ou de  $0,2 \mu\text{m}$  (avec recirculation). L'écart observé au niveau de la granulométrie est dû selon les auteurs d'une part à l'aggrégation des particules et d'autre part à l'influence de l'humidité (en citant Gillette, 1972).

L'importance des dépôts mesurés sur le rameau et sur les éléments foliaires a été quantifiée. Dans le cas des rameaux de pin et de chêne, il a été estimé que le dépôt sur les branchages n'excédait pas 10% du dépôt total (Belot, 1977, p. 31). Pour leur part, Little et Wiffen (1977) ont estimé que le dépôt sur la branche principale et les pétioles des feuilles n'excédait pas chacun 15 % pour l'aérosol "non agrégé" et 12 % pour l'aérosol agrégé. Ces valeurs sont plus élevées que celles relevées par Belot (1977).

Ces résultats sont représentés de façon adimensionnée sur la figure 2.5, ainsi que les résultats théoriques de transfert diffusif sur plaque plane lisse infinie.

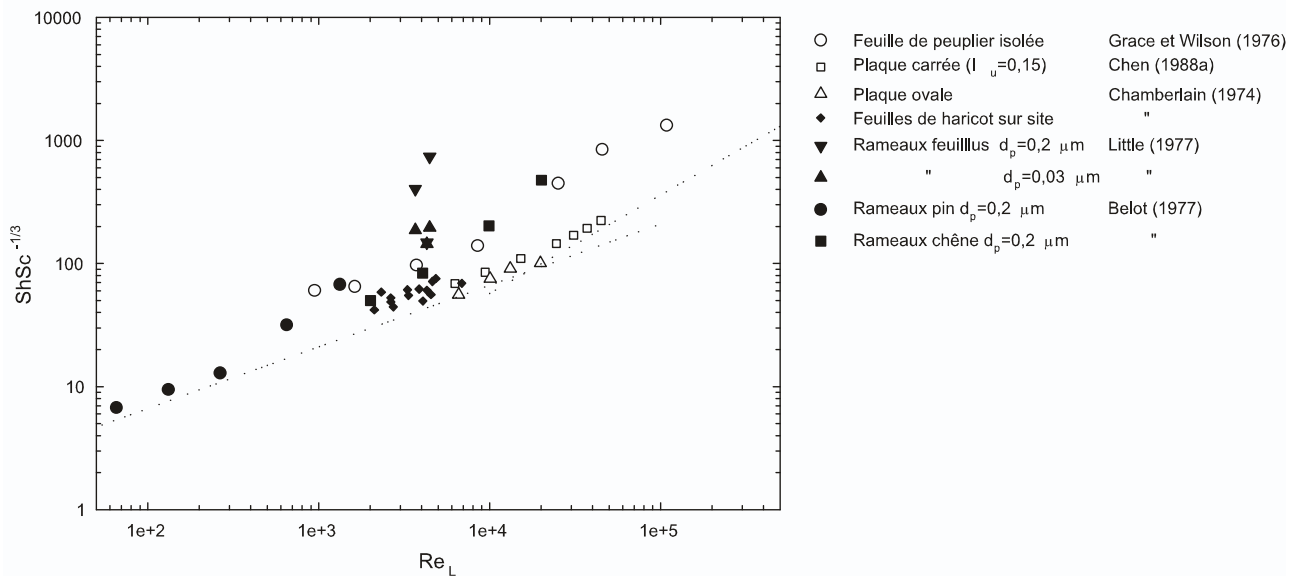


FIG. 2.5 – Dépôt diffusif sur des feuilles et des rameaux. Les courbes théoriques en régime laminaire et turbulent sur plaque plane infinie (Eq. 2.9 et 2.10) sont représentées en pointillés.

Compte tenu des différences de conditions expérimentales dans lesquelles ont été obtenus ces résultats, c'est-à-dire avec des espèces gazeuses ou particulaires, sur feuilles isolées réelles ou modèles, ou sur rameaux dont l'inclinaison des feuilles est variable, nous constatons un accord qualitatif relativement satisfaisant par rapport à la théorie.

Concernant les espèces gazeuses, l'accord entre la théorie et ces expériences est bon,

hormis sur modèle de feuille de courbure réaliste (Grace et Wilson, 1976). Les mesures sur feuilles de haricots sur site sont légèrement supérieures à la théorie sur plaque plane (Chamberlain, 1974).

Concernant les espèces particulières, il semble que la théorie sous-estime les mesures, en particulier celles réalisées par Little et Wiffen (1977) avec des aérosols de  $0,2 \mu m$ . Si nous comparons ces résultats, obtenus sur rameaux de hêtre ou de peuplier avec ceux de Belot (1977), obtenus avec des aérosols de taille similaire ( $0,17 \mu m$ ) sur rameaux de chêne, nous constatons un écart marqué entre les résultats. Cet écart peut être attribué à une mauvaise caractérisation de l'aérosol de Little et Wiffen (1977), celui-ci ayant été obtenu par agrégation d'un aérosol beaucoup plus fin. Rien dans l'article n'indique que l'aérosol soit mono-dispersé ni que l'écart géométrique ait été quantifié. Les expériences menées par Belot (1977) ont été au contraire effectuées en prenant soin de contrôler la granulométrie de l'aérosol en cours d'expérience (Gauthier, 1971) et le grossissement des particules en opérant sous atmosphère presque sèche d'azote afin d'éviter la croissance hygroscopique (Belot, 1977). La confiance dans les résultats de Little et Wiffen (1977) est donc limitée.

Si nous comparons les expériences réalisées sur rameaux de chêne et de pin par Belot (1977), un comportement similaire est observable. A faible nombre de Reynolds, c'est-à-dire une vitesse de vent inférieure à  $2 m.s^{-1}$ , l'accord avec la théorie est très acceptable. Par contre, lorsque le nombre de Reynolds augmente, tel que la vitesse devient supérieure à  $5 m.s^{-1}$ , l'écart se creuse de façon significative. D'autres processus sont peut-être à l'oeuvre. La gamme sub-micronique est en effet assez difficile à caractériser du point de vue du dépôt. Le dépôt brownien semble être le seul processus efficace, du moins à vent faible.

Dans une campagne de mesures plus récente, Belot *et al.* (1994) a déposé sur des rameaux de chêne, de pin ou d'épicéa des aérosols d'uranine de la gamme d'accumulation, dont le diamètre aérodynamique  $d_a$ <sup>3</sup> varie entre quelques dixièmes de micron et un micron environ. La figure 2.6 reprend une partie des résultats obtenus sur rameau d'épicéa pour différentes vitesses de vent amont, soit  $0,5$ ,  $1$  et  $5 m.s^{-1}$ . Lorsque la taille de l'aérosol augmente, sa diffusivité brownienne diminue. La vitesse de dépôt devrait donc diminuer avec l'augmentation de la taille des particules. Cette diminution devrait continuer jusqu'à ce que la taille de l'aérosol soit suffisante pour que d'autres processus, comme l'impaction inertielle, deviennent efficaces. Or, il n'en est rien et il semble que la vitesse de dépôt reste à peu près constante dans la gamme d'accumulation. Ce résultat ne peut être expliqué par le seul processus de diffusion brownienne.

Nous allons à présent passer en revue les mesures obtenues avec des aérosols microniques.

## 2.2.2 Aérosols microniques

Les aérosols, dont la taille caractéristique est de l'ordre de quelques microns, possèdent une inertie non négligeable. Lorsqu'ils sont transportés par un écoulement amont laminaire, la proximité d'un obstacle va fortement perturber cet écoulement et générer de fortes

---

<sup>3</sup> Si  $d_p$  et  $\rho_p$  désignent le diamètre de Stokes et la masse volumique de l'aérosol, la relation entre le diamètre aérodynamique et le diamètre de Stokes est :

$$d_a = \sqrt{\rho_p} d_p$$

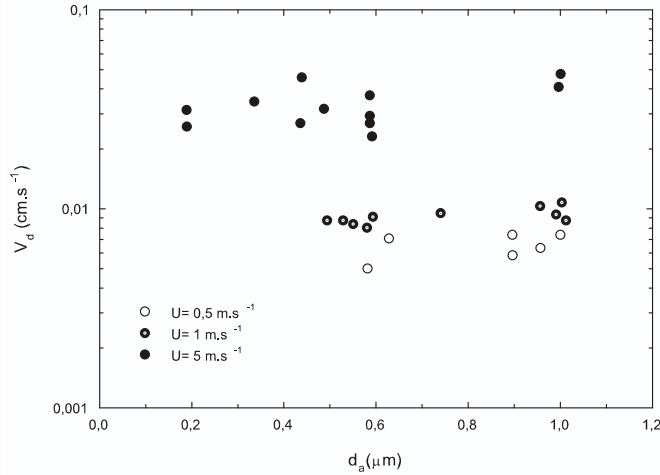


FIG. 2.6 – Dépôt d'aérosols d'accumulation sur rameaux d'épicéa (Belot *et al.*, 1994). Le diamètre aérodynamique est désigné par  $d_a$ .

accélérations. Les particules suffisamment inertes ne peuvent suivre ces accélérations. Elles vont alors impacter la surface de l'obstacle. La quantité de particules captées par l'obstacle dépend à la fois des caractéristiques de l'écoulement, de l'obstacle et de l'aérosol. Nous présentons tout d'abord quelques éléments théoriques et expérimentaux du dépôt par impaction inertielle sur des obstacles isolés, avant de détailler les mesures de dépôt sur rameaux.

### Dépôt inertielle sur un obstacle isolé

Soit un obstacle, de dimension caractéristique  $L$ , placé perpendiculairement dans un écoulement laminaire de vitesse horizontale  $U$ . La concentration aérosol loin de l'obstacle est uniforme et notée  $C_\infty$ . La connaissance de la trajectoire des particules à proximité de l'obstacle requiert la connaissance du champ de vitesse de l'écoulement, tel qu'il est décrit par les équations de Navier-Stokes. Ces équations peuvent être linéarisées pour des nombres de Reynolds nuls (écoulement visqueux) ou infinis (écoulement potentiel) et permettre de décrire de façon analytique l'efficacité de dépôt par impaction. Dans le cas où le nombre de Reynolds de l'écoulement est fini, des données expérimentales conduisent à des formulations plus empiriques (par exemple Landahl et Hermann, 1949, sur cylindre infini et avec un nombre de Reynolds de 10).

L'efficacité de captation s'exprime comme le produit de l'efficacité d'impaction, notée  $E_I$  et de l'efficacité de rétention. Cette dernière prend en compte le rebond des particules. Nous supposons ici que la rétention se fait de façon parfaite, soit une efficacité de rétention unitaire. L'efficacité d'impaction  $E_I$  se définit comme le ratio du nombre d'impacts et du nombre de particules qui passeraient au travers de l'obstacle si les trajectoires n'étaient pas perturbées par sa présence (Fuchs, 1964, p. 139). Soit  $F$  le flux de dépôt de particules, défini par rapport à la surface projetée de l'obstacle dans le plan perpendiculaire à l'écoulement. Il est lié à la concentration loin de l'obstacle par la vitesse de dépôt  $v_{Iproj}$ , pour rappeler le fait que le flux est calculé par rapport à la surface projetée. L'efficacité d'impaction s'exprime alors comme :

$$E_I = \frac{v_{Iproj}}{U} \quad (2.11)$$



Le paramètre inertiel est le nombre de Stokes. Lorsque le nombre de Reynolds de la particule (basé sur son diamètre et sa vitesse relativement à l'écoulement moyen) est très inférieur à l'unité, les particules sont dites en régime de Stokes. En pratique, la valeur seuil de 1/2 est souvent évoquée (May et Clifford, 1967). Ce paramètre inertiel se formule alors simplement comme le rapport d'un temps caractéristique des particules, dit de relaxation et noté  $\tau_p$ <sup>4</sup>, et d'un temps caractéristique de la convection, soit  $L/U$ . Le temps de relaxation s'écrit :

$$\tau_p = \frac{\rho_p C_u}{18\mu_a} d_p^2 \quad (2.13)$$

Où  $C_u$  est le coefficient correctif de la loi de traînée. Nous noterons que pour les aérosols soumis à l'impaction (de l'ordre du micron ou plus), le coefficient correctif est très proche de 1. Le nombre de Stokes s'exprime donc comme :

$$\text{St} = \frac{U\tau_p}{L} = \frac{\rho_p C_u U}{18\mu_a L} d_p^2 \quad (2.14)$$

Où  $\rho_p$  et  $d_p$  sont la masse volumique et le diamètre de l'aérosol et  $\mu_a$  est la viscosité dynamique de l'écoulement. L'efficacité d'impaction est donc fonction du nombre de Stokes et dans un moindre mesure du nombre de Reynolds de l'écoulement. Les premiers calculs réalistes sur des rubans ou cylindres ont été menés par Langmuir (1948) sur des particules dans et hors du régime de Stokes<sup>5</sup>.

Nous détaillons à présent les mesures de dépôt inertiel réalisées sur obstacles isolés. Les obstacles sont des cylindres (Ranz et Wong, 1952; Starr, 1967; May et Clifford, 1967), des disques ou des rubans (Gregory et Stedman, 1953; May et Clifford, 1967; Starr, 1967). Les aérosols utilisés sont des particules sèches de  $1 \mu m$  (Ranz et Wong, 1952), des spores de 5 et  $12,8 \mu m$  (Starr, 1967), des gouttelettes de 20 à  $40 \mu m$  (May et Clifford, 1967) et des spores de  $23 \mu m$  (Gregory et Stedman, 1953). L'écoulement est laminaire et l'obstacle

---

<sup>4</sup>Soit une particule sphérique en mouvement rectiligne. L'influence du champ de pesanteur est négligée. Soit  $\text{Re}_p$  le nombre de Reynolds bâti sur le diamètre  $d_p$  de la particule et la vitesse relative  $u_e$  de la particule par rapport au fluide porteur.

$$\text{Re}_p = \frac{|u_e| d_p}{\nu_a}$$

Lorsque ce nombre est très inférieur à l'unité, la particule est dite en régime de Stokes et la force de traînée s'écrit assez simplement comme

$$F = -\frac{1}{C_u} 3\pi\mu_a d_p u_e \quad (2.12)$$

où  $C_u$  est le coefficient correctif pour les aérosols très fins et  $\mu_a$  la viscosité dynamique de l'écoulement. Si  $x$  désigne le déplacement relatif de la particule, le principe fondamental de la dynamique appliqué à la particule se traduit par

$$\frac{du_e}{dt} + \frac{1}{\tau_p} u_e = 0$$

Où le temps de relaxation  $\tau_p$  de la particule s'exprime par  $\tau_p = \frac{\rho_p C_u}{18\mu_a} d_p^2$ .

<sup>5</sup> Lorsque le nombre de Reynolds de la particule n'est plus inférieur à l'unité, la loi de traînée est modifiée par rapport à l'équation 2.12. Celle-ci fait intervenir le nombre de Reynolds de la particule, soit :

$$F = -\frac{3\pi\mu_a}{C_u} d_p u_e \left( 1 + 0,158 \text{Re}_p^{2/3} \right)$$

Cette expression de la force de traînée est valable pour des nombres de Reynolds inférieurs à 1000 (par exemple Friedlander, 2000).

est placé perpendiculairement à l'écoulement amont. La surface des obstacles est traitée de façon à ce que les particules ne puissent pas rebondir. Ces résultats sont représentés sur la figure 2.7.

Les courbes théoriques obtenues par Langmuir (1948) pour un écoulement potentiel autour d'un cylindre et d'un ruban sont tracées en pointillés sur la figure 2.7. Dans le cadre de la théorie potentielle, un nombre de Stokes minimum, dit critique, est requis pour que le dépôt par impaction inertielle intervienne. Langmuir et Blodgett (1946) donne pour un cylindre infiniment long une valeur critique de  $1/8$ . Pour un ruban de longueur infinie sans décollement d'écoulement, la valeur critique du nombre de Stokes est  $1/4$  tandis qu'avec décollement, cette valeur critique est de  $1/(4+\pi)$  (par exemple Fuchs, 1964, p. 164). Pour un disque circulaire, cette valeur est de  $\pi/16$ . Sur la figure 2.7, des nombres de Stokes critiques de  $1/8$  et  $1/4$  sont respectivement retenus pour les cylindres et les rubans. Les écoulements autour d'obstacles réels ne sont bien sûr pas potentiels. Des expériences numériques, tenant compte des couches limites des obstacles, ont été menées et montrent que l'efficacité d'impaction est non nulle tant que le nombre de Stokes est différent de zéro (Ingham *et al.*, 1990).

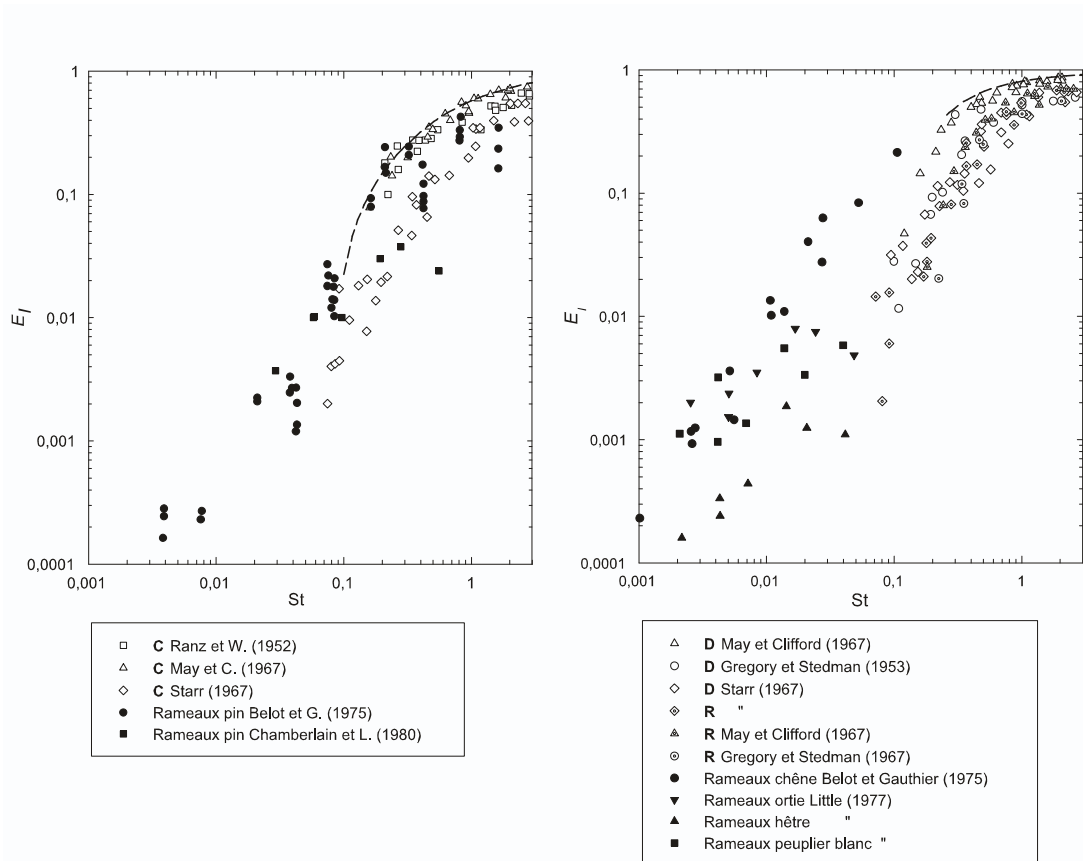


FIG. 2.7 – Dépôt inertiel sur obstacles isolés et rameaux végétaux. A gauche sur cylindres isolés (C) et rameaux de pin. A droite sur obstacles plans isolés, disques (D) et rubans (R) et sur rameaux de feuillus. Les courbes théoriques obtenues par Langmuir (1948) sont tracées en pointillés.

Les mesures sur obstacles isolés présentent une dispersion notable, bien qu'une tendance globale soit observable. Il est possible que les écarts soient dus à des conditions différentes d'écoulement, c'est-à-dire de nombres de Reynolds d'écoulement et de particule différents. Néanmoins, la comparaison des mesures sur cylindres et obstacles plans

indique que l'impaction n'est pas aussi efficace sur des obstacles cylindriques que sur des obstacles plans. Cela peut être interprété par le fait que les lignes de courant sont moins brutalement déviées sur un cylindre que sur un obstacle plan. Quant aux courbes théoriques en écoulement potentiel, elles semblent majorer l'ensemble des mesures sur obstacles isolés.

### Dépôt inertiel sur rameaux

Les mesures existantes ont été effectuées sur rameaux de pin et de chêne (Belot et Gauthier, 1975) ; sur rameaux de hêtre, d'ortie et de peuplier blanc (Little, 1977) ; sur rameaux de pin (Little, non publiés mais reportés dans Chamberlain et Little, 1980). Les aérosols utilisés par Belot et Gauthier (1975) sont des particules sphériques, presque mono-dispersées ( $\sigma_g = 1,1$  à  $1,15$ ), obtenues par un générateur à "Spinning Top" (May, 1966), et caractérisées par des diamètres de 2, 4,7 et 9,3  $\mu m$ . Little (1977) a utilisé le même système de génération d'aérosols pour obtenir des diamètres caractéristiques de 2,75, 5 et 8,5  $\mu m$ . L'écart type géométrique n'est pas donné. Little, pour ses expériences sur rameaux de pin, a utilisé des particules de polystyrène dont les diamètres sont 2,75, 5 et 8,5  $\mu m$ .

La répartition des dépôts sur les organes végétaux est quantifiée. Belot et Gauthier (1975) estiment que le dépôt sur les organes autres que foliaires n'excède pas 10 %. Little (1977) estime pour sa part une proportion plus élevée du dépôt intervenant sur les branches et les pétioles, cette proportion allant parfois jusqu'à 50 % dans le cas du peuplier blanc. Une telle différence n'est pas expliquée. La vitesse de dépôt total est mesurée et une efficacité de captation à l'échelle du rameau est calculée par rapport à la surface projetée *apparente* du rameau dans le plan perpendiculaire à l'écoulement incident. Pour les rameaux de pin et de chêne, cette surface projetée apparente est respectivement égale à  $1/5$  et  $1/6$  de la surface totale (Belot, 1977, p. 33), cette dernière mesure étant obtenue lorsque les feuilles sont inclinées sous l'effet du vent (vitesse supérieure à  $1,5 m.s^{-1}$ ). Little (1977) évoque une surface projetée maximale.

Ces résultats sont reportés sur la figure 2.7, le nombre de Stokes étant calculé par rapport à la dimension caractéristique des éléments foliaires, soit le diamètre des aiguilles et la largeur maximale des feuilles plates.

Lorsqu'il s'agit d'obstacles cylindriques, les résultats sur rameaux, obtenus par Belot et Gauthier (1975) ou Little (Chamberlain et Little, 1980) sont en accord qualitatif avec les résultats sur cylindres isolés placés perpendiculairement à l'écoulement amont. Les gammes de nombre de Stokes couvertes par les deux types d'expériences se recouvrent partiellement. Dans la zone de recouvrement, les résultats sont corrélés, à la dispersion des mesures près. L'accord relatif entre les mesures sur rameaux est acceptable tant que le nombre de Stokes reste inférieur à 0,2 environ. Au-dessus, les mesures d'efficacité d'impaction effectuées par Little, et réalisées avec des particules de polystyrène, sont inférieures à celles de Belot et Gauthier (1975). Le phénomène de rebond est évoqué pour expliquer cet écart, les particules de polystyrène sont sèches tandis que les particules employées par Belot et Gauthier (1975) sont pour Chamberlain et Little (1980) plus humides. L'explication n'est pas complètement convaincante dans la mesure où l'aérosol de Belot et Gauthier (1975) est donné pour sec.

Au-delà de cet accord apparent entre mesures sur cylindres isolés et rameaux de pin, se pose la question de la prise en compte de l'agencement des surfaces et de leur orientation. Cela a-t-il un sens de définir un nombre de Stokes par rapport au diamètre moyen

des aiguilles lorsque l'efficacité d'impaction est définie par rapport à la surface projetée du rameau pris dans son ensemble, c'est-à-dire en incluant les recouvrements des surfaces ?

En ce qui concerne les mesures sur obstacles plans, la situation est différente. Les gammes de variations du nombre de Stokes couvertes par les expériences sur obstacles isolés et par celles sur rameaux sont plus distinctes.

La dispersion des mesures sur rameaux est beaucoup plus importante et couvre jusqu'à deux décades d'efficacité d'impaction. Cette dispersion est liée en partie au fait que différentes espèces végétales sont utilisées. Ainsi le dépôt inertiel sur rameaux de hêtre semblent plus faible que sur rameaux d'autres espèces (voir Fig. 2.7). Les résultats sur rameaux d'ortie et de peuplier blanc sont qualitativement en accord avec ceux sur rameaux de chêne, du moins lorsque le nombre de Stokes est inférieur à 0,02. Au delà, l'écart se creuse de façon similaire à ce qui a été observé sur rameaux de pin. Dans le cas des rameaux de feuilles plates, une difficulté supplémentaire se présente, induite par la flexibilité des feuilles et leur alignement dans l'écoulement, lorsque celui-ci devient suffisamment fort. Par exemple, au delà de  $1,5 \text{ m.s}^{-1}$  pour le chêne, les feuilles n'offrent plus la même surface apparente à l'écoulement. Dès lors est-il encore pertinent de définir le nombre de Stokes par rapport à la longueur maximale à plat des feuilles ? Comment prendre en compte l'orientation des feuilles dans l'étude du dépôt ?

Plus généralement, il est difficile d'estimer si le rebond peut être tenu pour responsable de l'écart entre les différentes campagnes de mesures sur rameaux. En effet, les mesures sur obstacles cylindriques isolés, pour lesquelles l'absence de rebond est attestée par l'adhérence parfaite des surfaces, souffrent d'une dispersion supérieure à l'écart entre les mesures sur rameaux de pin. Concernant les rameaux à feuilles plates, les mesures ne sont pas obtenues avec les mêmes espèces végétales. L'influence du rebond est dans ces conditions difficile à isoler.

Néanmoins il semble que l'écart entre des campagnes de mesures similaires, c'est-à-dire sur rameaux de pin d'une part, et sur rameaux d'ortie, de peuplier et de chêne d'autre part reste limité à faible nombre de Stokes. Il se creuse lorsque le nombre de Stokes atteint un certain seuil, estimé à 0,2 pour les rameaux de pin et à 0,02 pour les rameaux de feuilles plates.

## Conclusions

A l'échelle du rameau, les éléments foliaires semblent déterminer le dépôt des aérosols via leur dimension caractéristique et leur orientation dans l'espace. A cette échelle, les résultats de dépôt d'aérosols fins, dont le diamètre est de l'ordre de quelques dixièmes de micron, et ceux d'aérosols microniques, sont qualitativement en accord avec les théories du dépôt par diffusion brownienne d'une part, et du dépôt par impaction inertielle d'autre part.

La question de la prise en compte de la variabilité des caractéristiques géométriques foliaires, en particulier leur dimension et leur orientation, dans l'estimation du dépôt reste ouverte.

Par ailleurs les quelques résultats expérimentaux sur rameaux avec des aérosols d'accumulation semblent indiquer une relative indépendance de la vitesse de dépôt avec la taille des particules, ce qui ne semble pas compatible avec la mécanique du dépôt par diffusion brownienne.



# Chapitre 3

## Le couvert végétal

Ce chapitre a pour but une présentation du couvert végétal tel qu'il interviendra dans notre étude, et cela aux deux échelles spatiales pertinentes, soit l'échelle locale d'un élément végétal et l'échelle macroscopique d'une portion de couvert. Dans une première partie, nous détaillerons le modèle d'élément végétal utilisé. Cela englobe la description de sa surface et de son orientation. Dans une seconde partie, nous envisagerons le couvert comme un ensemble d'éléments végétaux suffisamment nombreux pour qu'une approche statistique soit valide. A l'aide de celle-ci, nous définirons les grandeurs macroscopiques liées à la surface foliaire.

### 3.1 Modèle d'élément végétal

Un couvert végétal est constitué de différents organes, dont la forme et la répartition dans l'espace varient grandement. Le système foliaire présente la plus grande surface d'échange <sup>1</sup>. Par exemple, dans le cas d'un couvert de pins sylvestres (*pinus sylvestris*), les aiguilles représentent 85 % de la surface totale (Halldin, 1985). De plus, la revue des mesures de dépôt sur rameaux semble indiquer que le dépôt sub-micronique et micronique se fait préférentiellement sur les aiguilles ou les feuilles plates (Belot et Gauthier, 1975; Belot, 1977). Dans cette approche, le couvert sera donc assimilé à son système foliaire.

Les éléments foliaires se présentent sous deux formes, plane ou cylindrique. L'obstacle plan, d'épaisseur infiniment fine, a une géométrie, qui est supposée correctement décrite par le biais d'une dimension caractéristique notée  $L$ . Différents choix de définition existent dans la littérature. Elle peut être choisie comme la longueur maximale ou la longueur moyenne dans la direction de sens de l'écoulement (Parkhurst *et al.*, 1968), ou bien la racine carrée de l'aire d'une face (Thorpe et Butler, 1977). Nous la choisissons comme la longueur moyenne dans la direction de l'écoulement. L'aire de sa surface, notée  $s$ , sera estimée en tenant compte des deux faces. Elle est supposée reliée à la dimension caractéristique au moyen d'une constante  $k_s$ , celle-ci ne dépendant que de l'espèce considérée, soit :

$$s = k_s L^2 \quad (3.1)$$

L'obstacle cylindrique sera caractérisé par son diamètre  $D$  et sa hauteur  $h_a$ . La mesure de la surface  $s$  de l'obstacle sera estimée en négligeant les bases du cylindre, soit :

$$s = \pi D h_a \quad (3.2)$$

---

<sup>1</sup> Bien sûr, si le couvert étudié est un couvert à feuilles caduques et que celles-ci sont tombées, les éléments foliaires d'intérêt sont les brindilles, les branches ou les troncs. L'approche doit alors être adaptée.

L'orientation des tissus foliaires est repérée par deux angles  $\theta$  et  $\phi$ , respectivement nommés inclinaison et azimut (voir figure 3.1). Dans un repère orthonormé  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$  dont l'origine est placée sur le centre d'inertie de l'obstacle et où  $\vec{x}$  désigne la direction de la composante horizontale du vent moyen, l'inclinaison  $\theta$  correspond pour des surfaces planes à l'angle formé par la normale sortante à la surface avec la verticale tandis que, pour les surfaces cylindriques, il s'agit de l'angle formé par la génératrice du cylindre avec son projeté dans le plan horizontal. L'azimut  $\phi$ , quant à lui, correspond pour les surfaces planes à l'angle formé par le vecteur  $\vec{x}$  et le projeté horizontal du vecteur normal tandis que pour les surfaces cylindriques, il s'agit de l'angle formé par le vecteur  $\vec{x}$  avec le projeté horizontal de la génératrice du cylindre. Lorsque l'inclinaison d'une aiguille est maximale, soit  $\theta = \pi/2$ , l'azimut n'a plus vraiment de sens étant donnée la symétrie du cylindre.

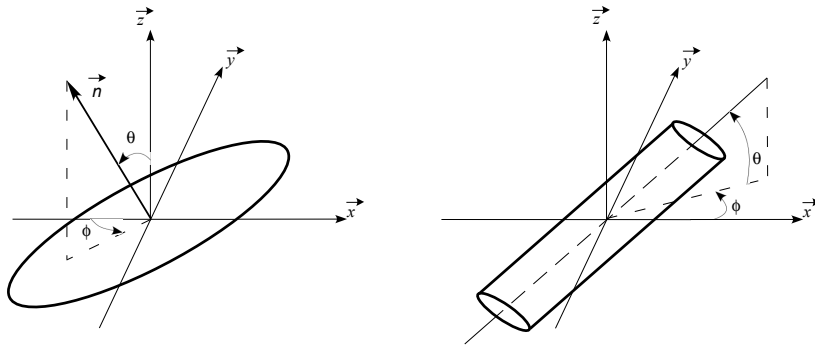


FIG. 3.1 – Orientation des tissus foliaires

Chaque élément foliaire est donc caractérisé par une ou deux dimensions caractéristiques, et une orientation. Nous nous plaçons maintenant à une échelle macroscopique et considérons une portion de couvert, appelée par la suite volume élémentaire représentatif, qui contient suffisamment d'éléments foliaires pour qu'une statistique puisse être bâtie.

## 3.2 Statistique foliaire

Etant donné le caractère aléatoire des grandeurs caractéristiques des feuilles, nous proposons de développer une description statistique du couvert, soit par rapport à la surface soit par rapport à l'orientation des tissus.

### 3.2.1 Statistique par rapport à la géométrie

Nous bâtissons ici la statistique en nombre des tissus foliaires par rapport à leur surface totale  $s$ . Soient  $N(x)$  et  $C_N$  respectivement le nombre d'éléments foliaires par unité de volume dont la mesure de surface est inférieure à  $x$  et le nombre total de feuilles par unité de volume. La relation entre  $N$  et  $C_N$  est :

$$N(\infty) = C_N$$

A partir de ces deux grandeurs est définie la fonction de répartition  $F$  des feuilles par rapport à leur surface, soit :

$$F(x) = \frac{N(x)}{C_N}$$

La fonction de répartition a pour dérivée la fonction de distribution en nombre des feuilles par rapport à leur surface, notée  $f_s$ . Elle est définie par :

$$f_s(x) = \frac{dF}{dx} \quad (3.3)$$

Cette fonction de distribution nous permettra par la suite de déduire les grandeurs macroscopiques liées à la surface foliaire.

La surface moyenne des feuilles  $\bar{s}$  peut se définir par :

$$\bar{s} = \int_{x=0}^{\infty} x f_s(x) dx \quad (3.4)$$

### 3.2.2 Statistique par rapport à l'orientation

Les deux angles décrivant l'orientation des tissus (voir Fig. 3.1) sont utilisés pour bâtir une statistique foliaire. Soit  $f_{\theta,\phi}$  la fonction de distribution conjointe des tissus foliaires par rapport aux deux angles. Il est classiquement supposé que ces deux paramètres peuvent être considérés comme des variables indépendantes (Strebel *et al.*, 1985). Cette hypothèse, bien que parfois mise en défaut, comme dans le cas des plantes héliotropes, se vérifie pour la plupart des couverts. La fonction de distribution conjointe se décrit alors comme le produit des deux fonctions de distributions par rapport à chacun des deux angles :

$$f_{\theta,\phi} = f_{\theta} f_{\phi}$$

Pour ce qui concerne l'angle d'azimut, la statistique foliaire associée sera supposée uniforme, soit :

$$\begin{aligned} f_{\phi}(x) &= \frac{2}{\pi} \quad \text{si } x \in \left[0, \frac{\pi}{2}\right] \\ f_{\phi}(x) &= 0 \quad \text{sinon} \end{aligned} \quad (3.5)$$

Cette hypothèse est parfois critiquée dans le cas de couverts végétaux dont la variabilité azimutale est intrinsèque, comme cela est le cas des sapins baumiers (*Abies balsamea*), ou lorsque celle-ci est liée à leur environnement, par exemple la variation diurne de l'azimut des feuilles de coton ou de soja (Strebel *et al.*, 1985). Cependant la dissymétrie azimutale reste rare dans la nature (Ross, 1981) et cette hypothèse est valide pour la majorité des couverts.

La connaissance de la statistique d'orientation foliaire d'un couvert se réduit donc à la connaissance de la distribution des tissus par rapport à leur inclinaison. De Wit (1965) a proposé un classement des couverts selon l'inclinaison moyenne des éléments foliaires. Ce classement est reproduit ci-dessous :

- Planophile. Les tissus foliaires sont préférentiellement horizontaux.
- Erectophile. Les tissus foliaires sont préférentiellement verticaux.
- Plagiophile. Les tissus foliaires sont préférentiellement à 45° par rapport à la verticale.
- Extremophile. Les tissus foliaires sont préférentiellement orientés selon la verticale ou l'horizontale.
- Uniforme. Il n'y a pas d'orientation foliaire privilégiée.



Bien sûr, ces distributions sont idéalisées et la distribution d'inclinaison des couverts réels correspond souvent à une situation intermédiaire. De plus, la distribution de l'inclinaison varie avec l'altitude (Stenberg, 1996, pour des conifères). Kull *et al.* (1999) ont observé le même effet dans une forêt de chênes (*Quercus robur*). A la base du couvert, les feuilles sont préférentiellement horizontales, c'est-à-dire avec une distribution planophile, tandis qu'en haut du couvert, les feuilles ont des inclinaisons moyennes plus élevées. Les feuilles les plus basses sont en faible quantité. En moyenne sur le couvert, la distribution est donc plutôt plagiophile (Kull *et al.*, 1999). Ces résultats sont cohérents avec d'autres espèces de chênes, qui exhibent une distribution plutôt érectophile au sommet et plagiophile à planophile vers la base du couvert (par exemple Baldocchi et Collineau, 1994). Dans le cas des couverts agricoles, les feuilles de soja sont proches d'un comportement plagiophile avec un angle moyen d'inclinaison de  $55^\circ$  (par exemple Blad et Baker, 1972; Kimes et Kirchner, 1983). L'influence de l'altitude sur la distribution de l'inclinaison ne sera pas prise en compte dans notre étude. Nous supposons donc une distribution d'inclinaison indépendante de l'altitude. Par ailleurs, le vent lui-même, lorsqu'il est intense, a une influence sur l'inclinaison foliaire, en particulier pour les feuilles planes. Les espèces dont le pétiole est grand et flexible, ont des feuilles qui s'inclinent facilement dans le vent, et oscillent autour d'une position d'équilibre. Nous ne tiendrons pas compte de cet effet.

Dans la littérature dédiée à l'étude du rayonnement terrestre, et plus particulièrement de l'influence de la végétation sur le bilan radiatif, deux modèles de distribution d'inclinaison sont couramment utilisés, soit le modèle ellipsoïdal proposé par Campbell (1986), et le modèle de Beta-distribution proposé par Goel et Strebel (1984).

Le modèle ellipsoïdal postule que la distribution de l'inclinaison foliaire égale la distribution de l'inclinaison de la normale associée à chaque élément de surface d'une ellipsoïde (Campbell, 1986, 1990). En ajustant le ratio du demi-grand axe au demi petit axe, la plupart des distributions peuvent être obtenues, hormis les distributions extrémophile et plagiophile, plutôt rares dans la nature d'après Norman et Campbell (1989). Ce modèle souffre cependant de nombreux ajustements empiriques et est assez lourd à utiliser. Nous lui préférons le modèle de Beta-distribution.

Ce modèle postule que la distribution de l'inclinaison foliaire suit une loi de Beta-distribution (Goel et Strebel, 1984). Celle-ci dépend de deux paramètres,  $\mu$  et  $\nu$ , et fait intervenir la fonction Gamma d'Euler, notée  $\Gamma$ . Lorsque l'angle est exprimé en radians, la fonction de distribution s'écrit :

$$f_{\theta}(x) = \frac{2}{\pi} \frac{\Gamma(\mu + \nu)}{\Gamma(\mu)\Gamma(\nu)} \left(1 - \frac{2x}{\pi}\right)^{\mu-1} \left(\frac{2x}{\pi}\right)^{\nu-1} \quad (3.6)$$

Nous rappelons la formule de la fonction Gamma d'Euler :

$$\Gamma(x) = \int_0^{\infty} t^{x-1} e^{-t} dt$$

Son évaluation est tabulée dans les outils de calculs informatiques. Néanmoins, le cas échéant, elle peut être approchée par une formule de Stirling, ici au troisième ordre, soit

$$\Gamma(x) \simeq \sqrt{\frac{2\pi}{x}} x^x e^{(-x + \frac{1}{12x} - \frac{1}{360x^3})}$$

Le tableau 3.1 regroupe les valeurs des paramètres  $\mu$  et  $\nu$  correspondant aux distributions d'inclinaison typique, de l'inclinaison moyenne  $\bar{\theta}$ , de deux paramètres sans dimension  $K_{\theta 1}$

et  $K_{\theta_2}$  intervenant dans la suite (Eq. 3.13 et 3.17) ainsi que du rapport de la densité de surface frontale sur la densité de surface totale (Eq. 3.11 et 3.12) et du rapport de la densité de surface projetée sur la densité de surface totale (Eq. 3.15 et 3.16).

Distributions	$\mu$	$\nu$	$\bar{\theta}$ (en rad.)	$K_{\theta_1}$	$K_{\theta_2}$	Feuillus		Conifères	
						$a_f/a$	$a_p/a$	$a_f/a$	$a_p/a$
Planophile	2,770	1,172	0,47	0,424	0,849	0,135	0,425	0,086	0,270
Erectophile	1,172	2,770	1,10	0,849	0,424	0,270	0,212	0,172	0,135
Plagiophile	3,326	3,326	$\pi/4$	0,679	0,679	0,216	0,340	0,138	0,216
Extremophile	0,433	0,433	$\pi/4$	0,595	0,595	0,189	0,297	0,121	0,189
Uniforme	1	1	$\pi/4$	$2/\pi$	$2/\pi$	$2/\pi^2$	$1/\pi$	$4/\pi^3$	$2/\pi^2$

TAB. 3.1 – Paramètres caractéristiques de la distribution de l’inclinaison foliaire.

Sur la figure 3.2 sont représentées les cinq distributions typiques de l’inclinaison foliaire.

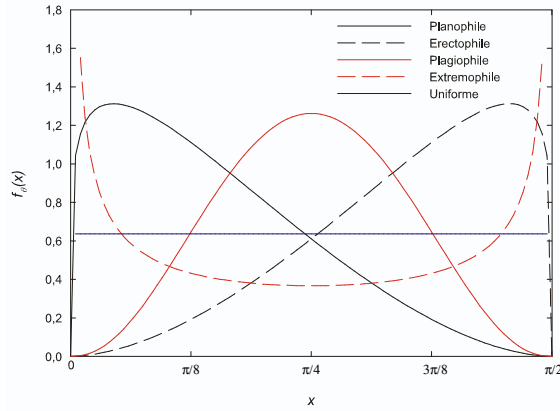


FIG. 3.2 – Distributions classiques de l’inclinaison foliaire.

Une statistique foliaire par rapport à la géométrie d’une part, et à l’orientation des tissus d’autre part, a été présentée. Elle permet de définir les grandeurs macroscopiques de densité végétale.

### 3.3 Description macroscopique

A l’aide de ces outils statistiques, nous définissons les grandeurs macroscopiques liées à la surface foliaire. Soit  $a$  la densité volumique de surface foliaire totale, c’est-à-dire la surface cumulée de feuillage par unité de volume. Elle est liée à la fonction de distribution des feuilles par rapport à la mesure de leur surface,  $f_s$  (Eq. 3.3), soit :

$$a = C_N \int_{x=0}^{\infty} x f_s(x) dx \quad (3.7)$$

Puisque la surface foliaire a été précédemment exprimée en fonction des dimensions caractéristiques de l’élément foliaire (Eqs. 3.1 et 3.2), la densité de surface foliaire sera liée aux fonctions de distribution des feuilles par rapport à ces dimensions. Si les feuilles

sont planes, la densité foliaire du couvert s'écrit :

$$a = k_s C_N \int_{x=0}^{\infty} x^2 f_L(x) dx \quad (3.8)$$

Où  $f_L$  est la fonction de distribution des feuilles plates par rapport à la dimension caractéristique. Lorsque les tissus foliaires sont des aiguilles, la densité foliaire s'exprimera par :

$$a = \pi C_N \int_{x=0}^{\infty} \int_{y=0}^{\infty} xy f_{D,h_a}(x,y) dx dy \quad (3.9)$$

Où  $f_{D,h_a}$  est la fonction de distribution conjointe par rapport au diamètre et à la hauteur des aiguilles.

Il peut être utile de définir une densité de surface par rapport à une direction privilégiée. Dans les études aérodynamiques au sein du couvert, la traînée aérodynamique est reliée à la densité de surface frontale, notée  $a_f$ . Celle-ci est définie comme la surface projetée de l'ensemble des éléments foliaires dans le plan perpendiculaire à la direction de l'écoulement (par exemple Raupach et Thom, 1981, p. 107). La surface projetée  $s_f$  dans le plan vertical d'une feuille plane s'écrit en fonction de sa surface totale  $s$  comme  $s_f = s/2 \sin \theta \cos \phi$  et celle d'une aiguille s'écrit  $s_f = s/\pi \sin \theta \cos \phi$ . En termes de statistique foliaire, elle s'écrit :

$$a_f = C_N \int_{s,\theta,\phi} s_f(s,\theta,\phi) f_{s,\theta,\phi} ds d\theta d\phi \quad (3.10)$$

où  $f_{s,\theta,\phi}$  est la fonction de distribution conjointe des feuilles par rapport à leur surface, inclinaison et azimuth. Si ces variables aléatoires sont supposées indépendantes et si la distribution de l'azimut est choisie uniforme (Eq. 3.5), alors la densité de surface frontale est liée à la densité de surface totale par :

$$a_f = \frac{K_{\theta 1}}{\pi} a \quad (3.11)$$

pour un couvert feuillu et

$$a_f = \frac{2K_{\theta 1}}{\pi^2} a \quad (3.12)$$

pour un couvert de conifères. Le coefficient  $K_{\theta 1}$  dépend de la distribution de l'inclinaison, soit :

$$K_{\theta 1} = \overline{\sin \theta} = \int_{\theta=0}^{\pi/2} \sin \theta f_{\theta}(x) dx \quad (3.13)$$

La constante  $K_{\theta 1}$  ainsi que le rapport de  $a_f/a$  sont calculés pour les distributions typiques dans le cas de feuillus et de conifères (voir Tab. 3.1).

Ailleurs, une densité de surface foliaire projetée, sous-entendu sur le plan horizontal, est utilisée. La surface projetée  $s_p$  d'une feuille dans le plan horizontal s'exprime en fonction de sa surface totale comme  $s/2 \cos \theta$  et celle d'une aiguille s'écrit  $s/\pi \cos \theta$ . Si  $a_p$  désigne la densité de surface foliaire projetée, elle a pour expression :

$$a_p = C_N \int_{s,\theta} s_p(s,\theta) f_{s,\theta} ds d\theta \quad (3.14)$$

Sous l'hypothèse d'indépendance de la surface et de l'inclinaison foliaire, la densité de surface projetée est liée à la densité de surface foliaire totale par :

$$a_p = \frac{K_{\theta 2}}{2} a \quad (3.15)$$

pour les feuillus et

$$a_p = \frac{K_{\theta 2}}{\pi} a \quad (3.16)$$

pour les conifères. Le coefficient  $K_{\theta 2}$  dépend de la distribution de l'inclinaison foliaire, soit :

$$K_{\theta 2} = \overline{\cos \theta} = \int_{\theta=0}^{\pi/2} \cos x f_{\theta}(x) dx \quad (3.17)$$

La constante  $K_{\theta 2}$  ainsi que le rapport  $a_p/a$  sont calculés pour les distributions typiques de couverts de feuillus et de conifères. (voir Tab. 3.1).

Nous supposons maintenant que les caractéristiques du couvert sont horizontalement uniformes. La densité foliaire n'est alors plus fonction que de l'altitude  $z$ . Est défini l'indice de surface foliaire du couvert,  $ISF$ , comme l'intégrale de la densité foliaire sur toute la hauteur de la couronne foliaire. Si  $h$  et  $h_c$  représentent respectivement la hauteur moyenne du sommet du couvert et l'altitude de la base de la couronne foliaire, l'indice de surface foliaire s'exprime par :

$$ISF = \int_{z=h_c}^h a(z) dz \quad (3.18)$$

Il est important de noter que cette définition prend en compte la totalité de l'aire des surfaces foliaires. Dans le tableau 3.2 sont indiqués les ordres de grandeurs de l'indice de surface foliaire pour les principaux types de couverts végétaux sous des latitudes tempérées. Ce ne sont que des estimations, l'indice de surface foliaire évoluant bien sûr en fonction de la croissance des plantes, du peuplement au sein du couvert et des conditions météorologiques spécifiques de chaque site.

Types de couverts	Indice de surface foliaire
Prairies	0,5-4
Céréales	1-6
Forêts de feuillus caduques	4-6
Forêts de feuillus pérennes	7-12
Forêts de conifères caduques	5-7
Forêts de conifères pérennes	15-20
Forêts de pins	7-12

TAB. 3.2 – Indice de surface foliaire typique de couverts végétaux. Les données sont reprises et adaptées de (Parker, 1995; Tadaki, 1977; Scurlock *et al.*, 2001)

Dans la littérature plusieurs autres définitions de l'indice de surface foliaire sont utilisées. Parfois il s'agit de la moitié de la surface foliaire totale (par exemple Monteith et Unsworth, 1990). Ailleurs est introduit un indice de surface foliaire projetée, noté  $ISF_p$ , principalement à cause des méthodes optiques développées pour le mesurer sur site (par exemple Scurlock *et al.*, 2001). Celui-ci est l'intégrale de la densité de surface foliaire projetée introduite précédemment. Cette dernière définition prend en compte l'orientation des

tissus foliaires. Deux couverts d'indice de surface foliaire totale identique n'auront donc pas le même indice de surface projetée s'ils n'ont pas la même distribution d'orientation foliaire. La relation entre l'indice de surface foliaire totale et l'indice de surface foliaire projetée est similaire à celle existant entre les densités de surface foliaire et dépend de la forme des obstacles (Eq. 3.15 pour les feuillus et 3.16 pour les conifères). Bien sûr, cette relation est établie sans tenir compte du recouvrement des surfaces projetées.

Des modèles analytiques liant la densité de surface foliaire totale à l'indice de surface foliaire totale existent dans la littérature. Le plus populaire est le profil gaussien, soit :

$$a(z) = \frac{ISF}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(z-h_m)^2}{2\sigma^2}} \quad (3.19)$$

Où  $h_m$  est l'altitude médiane du couvert, soit  $h_m = \frac{h+h_c}{2}$ , et  $\sigma$  l'écart-type. Ce modèle relativement simple approche de façon satisfaisante la distribution verticale de la densité foliaire, du moins de façon aussi satisfaisante que d'autres modèles plus complexes, telle la distribution  $\chi^2$  ou la beta-distribution (Massman, 1982, pour différentes variétés de conifères).

Pour un couvert de maïs ( $h=140$  cm,  $h_c=50$  cm et  $ISF=8$ ), Uchijima et Wright (1964) donnent  $\sigma = 0,25(h - h_c)$  (cités par Belot, 1977). Pour un couvert de pins sylvestres ( $h=20$  m,  $h_c=4$  m,  $LAI=6,6$ ), Halldin (1985) a mesuré  $\sigma = 0,19(h - h_c)$ . En l'absence d'informations spécifiques du site de mesures, l'écart-type sera choisi égal à :

$$\sigma = 0,2(h - h_c) \quad (3.20)$$

Dans cette partie nous avons décrit le modèle de couvert végétal, concernant à la fois la forme des éléments foliaires et leur orientation dans l'espace. Nous avons construit une statistique foliaire en nombre par rapport aux paramètres de taille et d'orientation. Nous avons relié cette statistique aux grandeurs de surface foliaire couramment mesurées dans un couvert.

# Chapitre 4

## Aérodynamique en présence d'un couvert végétal

La couche limite atmosphérique (CLA) est la portion de l'atmosphère au voisinage de la surface de la terre, dans laquelle la présence de cette dernière affecte directement les paramètres météorologiques. Cette influence est perçue au travers de contraintes mécaniques (frottement à la surface) et thermiques (cycle de réchauffement et de refroidissement de l'air par la base). Sa structure observe une variation diurne et au maximum, sa hauteur peut atteindre un à deux kilomètres (par exemple Panofsky et Dutton, 1984, p. 107).

La couche limite atmosphérique peut être décomposée en deux sous-couches. La première, proche du sol, est la couche de surface. Sa hauteur est de l'ordre de 10 % de celle de la CLA (Panofsky et Dutton, 1984, p. 113), soit une centaine de mètres environ, et se caractérise par une direction de vent constante avec l'altitude. La seconde est la couche dite d'Ekman, dans laquelle la structure du vent est influencée à la fois par le frottement mécanique à la surface et par les forces de Coriolis. Dans la couche d'Ekman, la direction du vent évolue avec l'altitude jusqu'à atteindre des déviations de l'ordre de 30 à 40° par rapport à sa direction au sol. Au sommet de la couche d'Ekman, le vent est dit géostrophique. De jour, la couche limite atmosphérique est coiffée par une couche d'inversion thermique, qui limite les transferts turbulents. De nuit, la surface du sol est plus froide que l'air. Une stratification stable s'installe dans la couche limite, du moins en altitude. Les échanges de chaleur ou de masse restent donc confinés dans la couche limite atmosphérique (par exemple Stull, 1999).

Nous focalisons notre attention sur la couche la plus basse. Au sein de la couche de surface, l'écoulement d'air sur le couvert végétal est dynamiquement rugueux. Deux sous-couches sont distinguées. La première, la couche de rugosité, est dynamiquement influencée par des échelles de longueurs liées aux rugosités (Raupach *et al.*, 1991). Elle s'étend du sol à une altitude de 2 à 5 fois la hauteur des rugosités (par exemple Cellier et Brunet, 1992). La seconde couche est la couche inertielle, dans laquelle les flux thermique, de quantité de mouvement ou de masse sont approximativement constants.

Nous détaillons ici succinctement les caractéristiques aérodynamiques au-dessus du couvert végétal, avant de nous intéresser à la description de l'écoulement au sein du couvert végétal. Nous restreignons notre étude aux conditions atmosphériques neutres (c'est-à-dire adiabatiques), dans lesquelles le flux de chaleur vers la surface terrestre est nul <sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup> Quelques notions associées liées à la stabilité atmosphérique sont exposées dans l'annexe D (p. 195), en particulier l'échelle de longueur sur laquelle sont bâties les lois de similitudes de Monin et

## 4.1 Écoulement au-dessus du couvert

Dans la couche de surface, l'écoulement est homogène horizontalement, stationnaire et les forces de pression sont négligeables (par exemple De Moor, 1978, p. 93). La turbulence atmosphérique est prise en compte de façon classique en décomposant chaque grandeur en une moyenne (éventuellement lentement fluctuante) et une fluctuation, soit

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad \text{avec} \quad \overline{\phi'} = 0$$

La direction de l'écoulement reste constante avec l'altitude et les flux à la paroi sont approximativement constants, au-dessus des rugosités. La vitesse moyenne du vent ne dépend alors que de l'altitude  $z$ , soit  $\vec{u} = \bar{u}(z) \vec{e}_x$ , où  $\vec{e}_x$  désigne le vecteur horizontal, choisi aligné avec la vitesse moyenne. La vitesse de friction,  $u^*$ , est définie à partir du frottement dynamique à la paroi,  $\tau_0$ , soit :

$$\tau_0 = -\rho_a \overline{u'w'} + \mu_a \frac{d\bar{u}}{dz} = \rho_a u^{*2} \quad (4.1)$$

Où  $\rho_a$  et  $\nu_a$  représentent respectivement la masse volumique de l'air et sa viscosité dynamique. La contribution de la viscosité est largement négligeable hormis à proximité des parois.

### 4.1.1 Couche inertielle

La corrélation turbulente inconnue,  $\overline{u'w'}$ , est modélisée de façon classique à l'aide de la viscosité turbulente,  $\nu_T$ , qui relie le flux turbulent au gradient vertical de vitesse moyenne, soit :

$$\overline{u'w'} = -\nu_T \frac{d\bar{u}}{dz} \quad (4.2)$$

La fermeture la plus classique de la viscosité turbulente consiste à la définir à partir d'une échelle de longueur de mélange,  $l_m$  (Prandtl, 1925). Cette longueur de mélange est l' "équivalent" du libre parcours moyen en théorie cinétique des gaz et est interprétée comme la dimension des tourbillons les plus efficaces à effectuer le brassage (De Moor, 1978). La viscosité turbulente se formule par :

$$\nu_T = l_m^2 \left| \frac{d\bar{u}}{dz} \right| \quad (4.3)$$

La longueur de mélange est choisie proportionnelle à l'échelle de longueur du problème, c'est-à-dire la distance à la surface, soit  $l_m = \kappa z$ . La constante de proportionnalité,  $\kappa$ , ou constante de Kärman, vaut environ 0,4 (selon les auteurs de 0,35 à 0,43 d'après Panofsky et Dutton, 1984, p. 122). L'intégration du bilan de quantité de mouvement (Eq. 4.1) avec la fermeture par longueur de mélange conduit au profil logarithmique classique pour la vitesse moyenne du vent, soit :

$$\bar{u}(z) = \frac{u^*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \quad (4.4)$$

Où  $z_0$  est la longueur de rugosité. Ce profil est valable "suffisamment loin" des rugosités de parois. Si les rugosités sont approchées depuis l'atmosphère, le profil de vent va s'atténuer plus vite que prévu par la loi logarithmique. Il est d'usage d'introduire une hauteur de

---

Obukhov (1954), et la modification induite par la stabilité sur les profils de vitesse moyenne et de viscosité turbulente.

déplacement  $d$  (sous entendu de l'origine du profil de vitesse) afin d'étendre la validité de la loi logarithmique à proximité des rugosités (par exemple Panofsky et Dutton, 1984, p. 125). L'origine fictive du profil de vitesse moyenne se trouve alors à l'intérieur des rugosités, à l'altitude  $d + z_0$ . La vitesse moyenne devient :

$$\bar{u}(z) = \frac{u^*}{\kappa} \ln \frac{z - d}{z_0} \quad (4.5)$$

Loin des rugosités, le profil classique (Eq. 4.4) est bien sûr retrouvé. La hauteur de déplacement affecte aussi la viscosité turbulente, qui se réécrit comme :

$$\nu_T(z) = \kappa(z - d) \quad (4.6)$$

Les paramètres de rugosités  $z_0$  et  $d$ , caractérisant dynamiquement la surface terrestre, dépendent de la taille des rugosités mais aussi de leur arrangement géométrique. Les expériences numériques de Shaw et Pereira (1982) ont montré que les rapports  $z_0/h$  et  $d/h$  dépendent de l'indice de surface foliaire (frontale) et la répartition verticale des surfaces végétales. En général, la valeur de la longueur de rugosité  $z_0$  varie entre  $0,06 h$  (par exemple Jarvis *et al.*, 1976, sur forêts) et  $0,1 h$  (par exemple Stanhill, 1969, sur prairies et couverts agricoles). La hauteur de déplacement est couramment estimée entre  $0,6$  et  $0,8 h$  (par exemple Raupach *et al.*, 1991). En l'absence d'informations les concernant, nous choisirons de façon arbitraire  $z_0/h = 0,08$  et  $d/h = 3/4$ .

## 4.1.2 Couche de rugosité

La couche de rugosité est la portion de la couche de surface dans laquelle les propriétés de l'écoulement turbulent sont directement influencées par la présence des rugosités (par exemple Kaimal et Finnigan, 1994, p. 71). Partant de la couche inertielle,  $z_w$  est définie comme l'altitude à laquelle la vitesse moyenne de l'écoulement s'écarte de façon significative de la loi logarithmique (Eq. 4.5)<sup>2</sup>.

Cette altitude  $z_w$  dépend de la géométrie des éléments rugueux. Raupach *et al.* (1991) dresse la revue des expériences en laboratoire avec des rugosités tri-dimensionnelles, dont les résultats montrent que l'altitude  $z_w$  se trouve entre  $2$  et  $5h$ . Les expériences sur couverts végétaux conduisent aux mêmes conclusions, bien que les résultats soient plus dispersés (par exemple Thom *et al.*, 1975; Cellier, 1986; Cellier et Brunet, 1992). Pour des couverts denses, dont l'espacement moyen entre les éléments rugueux est très faible devant leur hauteur (comme un champ de blé),  $z_w$  peut être très proche de  $h$  (Thom, 1971). Il est suggéré que  $z_w$  augmente avec l'espacement moyen (Garratt, 1980) ou avec la dimension latérale des rugosités (Raupach *et al.*, 1980). Dans la couche de rugosité le cisaillement de vent  $d\bar{u}/dz$  est plus faible que dans la couche inertielle (par exemple Raupach *et al.*, 1996). Comme le frottement turbulent est constant à partir du sommet du couvert (voir Fig. 4.1), la viscosité turbulente (Eq. 4.2) est plus importante dans la couche rugueuse que dans la couche inertielle. Cette augmentation est estimée entre  $1,1$  et  $1,5$  (par exemple Cellier et Brunet, 1992; Raupach *et al.*, 1996).

Les diffusivités turbulentes liées aux grandeurs scalaires, telle la température, sont elles aussi modifiées à l'intérieur de la couche de rugosité. Soit  $D_\theta$  la diffusivité turbulente associée à la température. Si, dans la couche inertielle, il est reconnu qu'elles sont égales

---

<sup>2</sup> Des profils analytiques sont parfois proposés dans la littérature (par exemple Van De Griend et Van Boxel, 1989) pour raccorder les profils logarithmiques de la couche inertielle et les profils au sein du couvert



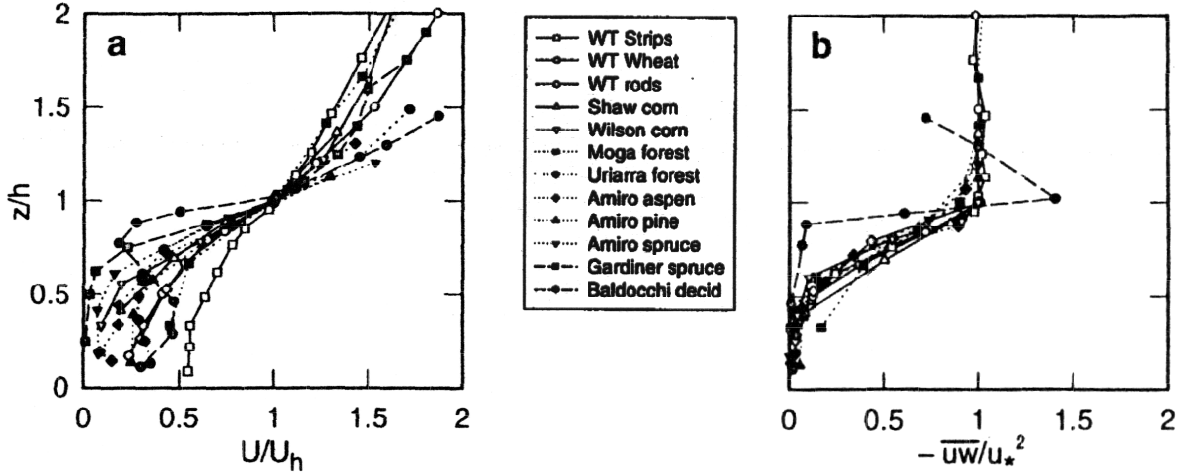


FIG. 4.1 – Profils verticaux de vitesse moyenne et de frottement turbulent dans et au-dessus du couvert (reproduits de Raupach *et al.*, 1996). Les campagnes sont réalisées soit en soufflerie (trois premières), soit sur site sur surfaces agricoles ou forêts. Les caractéristiques de certaines de ces campagnes sont présentées dans le tableau 4.1.

à la viscosité turbulente (par exemple Businger, 1986), ces diffusivités semblent s'éloigner de la viscosité turbulente dans la couche rugueuse. Les valeurs généralement retenues (par exemple Thom, 1975; Garratt, 1980; Shuttleworth, 1989) sont :

$$D_\theta = 2 \text{ à } 4 \nu_T \quad (4.7)$$

Cela correspond à des nombres de Prandtl turbulent ( $Pr_T = \nu_T/D_\theta$ ) entre 0,5 et 0,25.

Pour expliquer cet écart entre le transport turbulent de quantité de mouvement et de scalaire, l'analogie de comportement dynamique entre l'écoulement au sommet du couvert végétal et une couche de mélange, dans laquelle  $Pr_T \sim 0,5$ , est régulièrement évoquée (Brunet *et al.*, 1994; Raupach *et al.*, 1996; Finnigan, 2000). En effet, ces deux écoulements se caractérisent par un point d'inflexion marqué de la vitesse moyenne au sommet du couvert (voir Fig. 4.1). A ce point d'inflexion est associée une instabilité du type de celle de Rayleigh (Raupach *et al.*, 1991), qui semble être à l'origine de la turbulence dans le couvert végétal. Un autre indice de cette analogie est à trouver dans le bilan d'énergie cinétique turbulente. En effet, dans les couverts végétaux, les termes de production et de dissipation ne s'équilibrent pas comme dans une couche limite de surface, et la contribution du transport turbulent (depuis le sommet du couvert) reste significatif loin à l'intérieur du couvert (Raupach *et al.*, 1996). Nous ne détaillons pas plus avant les caractéristiques de la turbulence dans les couverts végétaux. Des informations plus complètes peuvent être trouvées dans (Kaimal et Finnigan, 1994; Raupach *et al.*, 1996; Finnigan, 2000).

Au-dessus du couvert, la couche rugueuse se caractérise donc par une influence des éléments rugueux du couvert sur les caractéristiques aérodynamiques. Dans le cadre de cette étude, nous ne tenons pas compte de cette influence. Nous supposons donc que la couche rugueuse se limite au couvert végétal, comme cela est parfois le cas sur des couverts très compacts (Garratt, 1980). La vitesse moyenne du vent et la viscosité turbulente au sommet du couvert sont donc décrites par leur loi d'évolution dans la couche inertielle (Eq. 4.5 et 4.6). Lorsque cela est possible, nous estimerons la validité de cette hypothèse.

## 4.2 Ecoulement à l'intérieur du couvert

A l'intérieur du couvert, la présence d'obstacles solides modifie l'évolution des grandeurs aérodynamiques. En particulier, les éléments végétaux agissent sur le bilan de quantité de mouvement par des termes de traînée. Ils interviennent aussi dans le bilan de l'énergie cinétique turbulente par l'intermédiaire des sillages (par exemple Raupach et Shaw, 1982).

La prise en compte des éléments végétaux dans les équations-bilan des grandeurs aérodynamiques se fait par l'introduction d'une moyenne spatiale, d'abord sur des surfaces (Wilson et Shaw, 1977; Raupach et Shaw, 1982) puis sur des volumes (Finnigan, 1985; Raupach *et al.*, 1986).

La moyenne en espace utilisée fait appel à un volume élémentaire représentatif de couvert. La frontière de ce volume est définie d'une part par trois plans fixes perpendiculaires et d'autre part par les surfaces végétales dont la réunion est notée  $S_{veg}$ . D'un point de vue topologique, ce volume est multiplement connexe (par exemple Kaimal et Finnigan, 1994). Les dimensions relatives de ce volume sont liées à la nature du problème considéré. Le couvert végétal est étudié suffisamment loin de ses bords pour que la couche limite atmosphérique ait le temps de se mettre en équilibre avec celui-ci. Son extension horizontale est grande devant son extension verticale. Vis-à-vis des grandeurs aérodynamiques et aérosols, cela a pour conséquence que l'échelle de variation horizontale est très grande devant l'échelle de variation verticale. Les dimensions horizontales du volume représentatif sont donc très grandes devant sa dimension verticale (par exemple Finnigan, 2000). Par ailleurs nous le supposons de dimensions horizontales suffisamment grandes pour que le nombre d'éléments foliaires qu'il contient permette un traitement statistique (voir Chap. 5). Ce volume est représenté de façon schématique sur la figure 4.2, en limitant la représentation de la végétation au système foliaire.

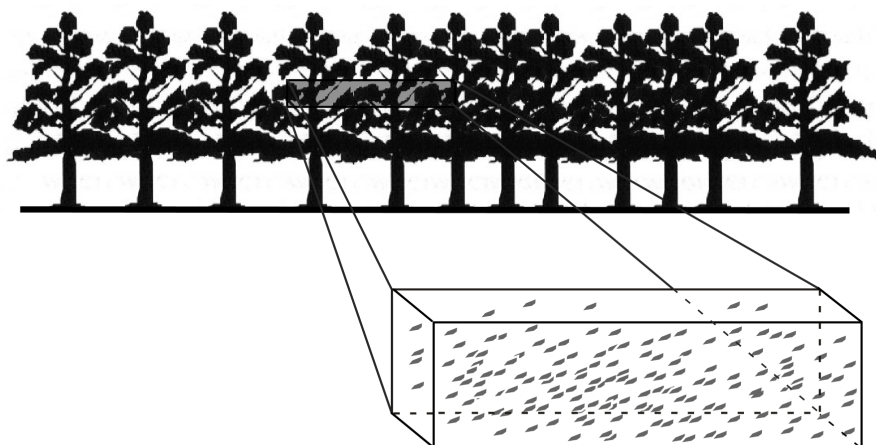


FIG. 4.2 – Volume élémentaire représentatif du couvert végétal.

Nous rappelons maintenant la définition de cette moyenne et les propriétés particulières de l'opérateur associé (Finnigan, 1985).

### 4.2.1 Opérateur de moyenne en espace

Soient  $\vec{x}$  un point de l'espace et  $V$  le volume élémentaire de fluide centré sur  $\vec{x}$ . L'opérateur de moyenne spatiale appliqué à une grandeur  $\phi$  (scalaire ou vectorielle) s'écrit

$$\langle \phi(\vec{x}) \rangle = \frac{1}{V} \iiint_{\vec{M} \in V} \phi(\vec{x} + \vec{M}) d^3\omega \quad (4.8)$$

et la fluctuation de  $\phi$  par rapport à sa moyenne spatiale, notée  $\phi''$ , est telle que

$$\phi = \langle \phi \rangle + \phi'' \text{ avec } \langle \phi'' \rangle = 0 \quad (4.9)$$

Comme le volume élémentaire n'est pas continu, l'opérateur de moyenne spatiale n'est pas linéaire. Cela implique entre autres qu'il ne commute pas avec les opérateurs de dérivation en espace ou en temps (Finnigan, 1985). Les propriétés de commutation de cet opérateur sont les suivantes. Le détail de l'obtention des relations de commutation est donné en annexe B (voir p. 187).

**Relation avec la dérivée temporelle** La relation de commutation entre dérivée temporelle et moyenne d'espace est la suivante.

$$\left\langle \frac{\partial \phi}{\partial t} \right\rangle = \frac{\partial \langle \phi \rangle}{\partial t} + \frac{1}{V} \iint_{S_{veg}} \phi \vec{n} \cdot \vec{v} ds \quad (4.10)$$

Où  $\phi$  est une grandeur scalaire ou vectorielle,  $\vec{n}$  est la normale unitaire aux surfaces végétales dirigée vers le fluide,  $S_{veg}$  est la réunion de toutes les surfaces végétales contenues dans le volume élémentaire et  $\vec{v}$  le champ de vitesse moyenne des surfaces végétales<sup>3</sup>. Il faut noter que si ce champ de vitesse est uniformément nul, les deux opérateurs commutent.

**Relation avec la divergence** Soit  $\vec{\phi}$  un champ vectoriel. La relation de commutation entre la divergence et la moyenne d'espace est la suivante.

$$\langle \vec{\nabla} \cdot \vec{\phi} \rangle = \vec{\nabla} \cdot \langle \vec{\phi} \rangle - \frac{1}{V} \iint_{S_{veg}} \vec{\phi} \cdot \vec{n} ds \quad (4.11)$$

**Relation avec le gradient** Soit  $\phi$  un champ scalaire. La relation de commutation entre gradient et moyenne d'espace est la suivante.

$$\langle \vec{\nabla} \phi \rangle = \vec{\nabla} \langle \phi \rangle - \frac{1}{V} \iint_{S_{veg}} \phi \vec{n} ds \quad (4.12)$$

### 4.2.2 Bilan de quantité de mouvement

Nous rappelons ici le bilan de quantité de mouvement résultant de l'application de cet opérateur aux équations de Navier-Stokes classiques. Les bilans des autres grandeurs, comme l'énergie cinétique turbulente, ne sont pas détaillés ici. Le lecteur peut se reporter à (Finnigan, 1985, 2000).

<sup>3</sup>Les feuilles sont mises en mouvement par l'écoulement d'air dans la canopée. Comme celui-ci est turbulent, les caractéristiques temporelles des feuilles, ici leur vitesse, devraient en toute rigueur être fluctuantes par effet de couplage. Néanmoins il n'est pas tenu compte de la fluctuation turbulente de la vitesse des feuilles (Finnigan, 1985).

## Formulation générale

Nous utilisons ici les notations indicielles en application de la convention de sommation d'Einstein. Soit  $\bar{u}_i, i \in [1, 3]$  les composantes de la vitesse moyenne du vent. La première composante correspond à la direction horizontale de la vitesse moyenne au-dessus du couvert. La troisième composante correspond à la direction verticale. En tout point de la canopée, en l'absence de forces de flottabilité, les équations de Navier-Stokes s'écrivent en tout point de l'espace occupé par l'air <sup>4</sup> :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu_a \nabla^2 \bar{u}_i \quad (4.13)$$

Où  $\bar{p}$  représente la pression. Elle est assortie de l'équation de conservation de la masse de fluide :

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (4.14)$$

Lorsque la moyenne d'espace est appliquée au bilan local, on obtient le bilan de quantité de mouvement à l'échelle du volume représentatif. Le détail de l'obtention de cette équation est reporté en annexe C (voir p. 191). Ce bilan s'écrit :

$$\frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial t} + \langle \bar{u}_j \rangle \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial \langle \bar{p} \rangle}{\partial x_i} + F \quad (4.15)$$

Où  $\tau_{ij}$ , le tenseur des contraintes, intègre l'influence de la viscosité, de la turbulence et des fluctuations d'espace (par exemple Finnigan, 2000), soit :

$$\tau_{ij} = \mu_a \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_j} - \rho_a \langle \overline{u'_i u'_j} \rangle - \rho_a \langle \overline{u''_i u''_j} \rangle \quad (4.16)$$

Hormis à proximité du sol, la contrainte visqueuse, soit le premier terme à droite, est négligeable devant la contrainte turbulente. Le dernier terme de droite, qui représente la corrélation spatiale entre les fluctuations spatiales de la vitesse, reste assez mal connu. Son importance n'a été estimée que dans très peu d'études aérodynamiques. L'une d'entre elles, réalisée sur un modèle de couvert végétal en soufflerie (Raupach *et al.*, 1986), semble indiquer que ce terme est négligeable d'au moins un ordre de grandeur devant le flux turbulent, soit le second terme à droite de l'équation (4.16). Ces mesures ont été réalisées dans la partie haute du couvert. Sur cette base, cette corrélation est négligée dans tout le couvert.

La force de traînée, notée  $F$ , intègre l'action des forces de viscosité et de pression sur les surfaces végétales contenues dans le volume représentatif. Elle s'écrit :

$$F = \frac{1}{V} \iint_{S_{veg}} \frac{\bar{p}}{\rho_a} n_i ds - \frac{\nu_a}{V} \iint_{S_{veg}} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} n_j ds \quad (4.17)$$

<sup>4</sup>Une précision est nécessaire quant à la définition de cette moyenne à l'intérieur du couvert végétal. Elle n'est pas a priori définie en tout point de l'espace de la canopée. Des éléments végétaux, en particulier les feuilles, oscillent sous l'effet du vent. Par conséquent un point de l'espace à proximité d'une feuille peut alternativement être occupé par la phase fluide (air) puis par la phase solide (végétal). En toute rigueur, il faudrait donc définir cette moyenne sur l'ensemble des intervalles de temps (dépendant du point d'espace considéré) durant lesquels ce point est occupé par la phase fluide du milieu, ce qui rendrait vite le problème insoluble. La difficulté est contournée en supposant que l'espace occupé par l'ensemble du système foliaire (supposée être la seule partie végétale mobile) est de mesure négligeable devant le volume occupé par le gaz. Dès lors la moyenne est définie en tout point de l'espace du couvert.

L'application de l'opérateur de moyenne spatiale du bilan de quantité de mouvement en situation neutre fait apparaître naturellement les termes de traînée sur l'ensemble de la surface végétale, ainsi qu'un terme supplémentaire se présentant comme une corrélation entre les fluctuations spatiales de vitesse. Ce terme est négligé devant la tension turbulente (Coppin *et al.*, 1986). Ce bilan est maintenant simplifié.

## Modèle de transport

Nous revenons à la situation d'un écoulement atmosphérique en équilibre avec le couvert végétal (homogène horizontalement). Le régime stationnaire est atteint et les gradients longitudinaux de pression sont négligés. L'écoulement moyen à l'intérieur du couvert, est, comme au-dessus, supposé horizontal (par exemple Kaimal et Finnigan, 1994, p. 84). Le bilan de quantité de mouvement (Eq. 4.15) se réécrit comme :

$$0 = -\frac{d}{dz} \langle \overline{u'w'} \rangle + F \quad (4.18)$$

Examinons les paramétrisations de la force de traînée et du flux turbulent.

**Paramétrisation de la force de traînée** Dans le couvert végétal, l'absorption de quantité de mouvement se fait principalement dans la couronne foliaire (Thom, 1975). La force de traînée  $F$  exercée par les éléments foliaires contenus dans le volume représentatif sur le fluide a une composante visqueuse et une composante de forme liée à la pression (Eq. 4.17). Elle est classiquement reliée à la densité de surface foliaire (par exemple Raupach et Thom, 1981) par :

$$F = -c_d a_f \langle \bar{u} \rangle^2 \quad (4.19)$$

Où  $c_d$  est le coefficient de traînée effective et  $a_f$  la densité de surface foliaire frontale. Celle-ci est différente de la densité de surface foliaire totale,  $a$ . Une relation existe entre ces deux grandeurs, qui dépend de la forme et de l'orientation des tissus (Eq. 3.11 et 3.12 p. 70).

La quantification du coefficient de traînée effectif a fait l'objet de nombreuses études, qui visaient d'abord à le relier au coefficient de traînée d'un obstacle élémentaire (Thom, 1971; Landsberg et Thom, 1971), puis, quand les moyens de mesures l'ont permis, à l'estimer en soufflerie (Brunet *et al.*, 1994) et sur site (Amiro, 1990b) à partir de mesures de vitesse moyenne et de tension turbulente.

Les expériences de Thom (1968) sur feuille modèle isolée permettent de préciser l'importance de la traînée. Lorsque la feuille est parallèle à l'écoulement, la traînée est pilotée par la viscosité et le coefficient de traînée  $c_{de}$  (défini pour la feuille) est relativement faible, de l'ordre de 0,1 dans un écoulement amont laminaire. Il décroît comme  $u^{-1/2}$ . Au contraire, lorsque la feuille est perpendiculaire à l'écoulement, la traînée de forme domine et le coefficient de traînée est plus important, de l'ordre de 0,5. Dans la réalité, l'orientation des feuilles est intermédiaire et la traînée intègre la contribution de la pression et de la viscosité. Des expériences conduites avec une feuille d'inclinaison moyenne permettent d'estimer l'importance relative des contributions de pression et de viscosité à un rapport 3 pour 1 ce rapport évoluant peu avec la vitesse amont (Thom, 1968).

Compte tenu des interactions aérodynamiques au sein d'un couvert, le coefficient de traînée effectif, défini à l'échelle du volume représentatif, n'est pas égal au coefficient de traînée associé à un obstacle isolé. Le rapport des deux, noté  $p$  et appelé facteur d'abri,

rend compte des interférences mutuelles entre les sillages des obstacles végétaux (par exemple Raupach et Thom, 1981), soit :

$$c_d = \frac{c_{de}}{p} \quad (4.20)$$

Ce paramètre est lié à la densité végétale et à l'arrangement géométrique des tissus végétaux (étudié par Landsberg et Thom, 1971; Landsberg et Powell, 1973, à l'échelle d'un rameau). D'autres auteurs ont déduit des valeurs de ce paramètre dans des couverts modèles (constitués de tiges cylindriques) ou réels (forêt de pins). Leurs résultats indiquent que le facteur d'abri semble compris entre 3 et 3,5 (Thom, 1971; Seginer *et al.*, 1976; Stewart et Thom, 1973).

Ultérieurement des mesures aérodynamiques ont été effectuées sur site (Amiro, 1990b, sur deux forêts) et en soufflerie (Brunet *et al.*, 1994, sur un couvert modèle flexible). Sur un couvert flexible en soufflerie (Brunet *et al.*, 1994), les mesures semblent indiquer une variation significative du coefficient de traînée. Lorsque la soufflerie fonctionne à plein régime, cette variabilité est beaucoup plus faible et le coefficient de traînée effectif est de l'ordre de 0,25. Le couplage élasto-mécanique du couvert pourrait être responsable de l'écart de comportement. Les mesures sur forêt de trembles et de pins (Amiro, 1990b) ont montré une faible variation du coefficient de traînée effective à l'intérieur du couvert, celui-ci restant entre 0,1 et 0,2. Ces résultats sont proches de ce qui est obtenu en raisonnant sur des obstacles isolés en supposant par exemple  $c_{de} = 0,5$  et  $p = 3$ .

**Modélisation du flux turbulent** La fermeture la plus courante du flux turbulent consiste, comme au-dessus du couvert, à introduire une viscosité turbulente qualifiée d'"apparente" (par exemple Thom, 1975; Bache, 1986; Underwood, 1987). Celle-ci s'exprime en fonction d'une longueur de mélange et du gradient de vitesse moyenne (Eq. 4.3). La corrélation turbulente s'exprime alors par :

$$\langle u'w' \rangle = -\nu_T \frac{d\langle \bar{u} \rangle}{dz} \quad (4.21)$$

Dans cette étude nous nous servons de cette fermeture. Néanmoins nous gardons à l'esprit qu'elle est critiquable. D'abord elle postule un état d'équilibre local dans la turbulence entre la production et la dissipation d'énergie cinétique turbulente (Kaimal et Finnigan, 1994). Or, il a été montré expérimentalement que cet équilibre n'est pas atteint dans les couverts végétaux, le transport turbulent depuis le sommet du couvert étant significatif à l'intérieur (par exemple Brunet *et al.*, 1994).

De plus, cette fermeture suppose d'après (Corssin, 1974, cité par Kaimal et Finnigan (1994)) que les échelles turbulentes assurant le brassage sont petites devant l'échelle de variation des gradients. Or, les échelles caractéristiques longitudinale et verticale du mouvement turbulent (par exemple les échelles intégrales) sont de l'ordre de la taille du couvert (Raupach *et al.*, 1996), donc de taille similaire à l'échelle de variation des gradients.

Enfin, des résultats expérimentaux remettent parfois en cause cette fermeture, en montrant l'existence de maxima secondaires de la vitesse moyenne du vent à l'intérieur des forêts (par exemple Denmead et Bradley, 1987). Compte tenu du fait que le frottement turbulent décroît de façon monotone à l'intérieur du couvert (Fig. 4.1), ces maxima correspondraient à des valeurs négatives de la viscosité turbulente (Kaimal et Finnigan, 1994). Il est à noter que ces maxima sont localisés dans la partie basse du couvert, souvent en dessous de la couronne foliaire.

**Modèle de viscosité turbulente et de vitesse moyenne** Par souci de lisibilité, la vitesse moyenne de l'écoulement est dorénavant notée  $U$  et nous omettons de signaler l'opérateur de moyenne en espace. Le bilan de quantité de mouvement (Eq. 4.18) se réécrit :

$$\frac{d}{dz} \left[ \nu_T \frac{dU}{dz} \right] = c_d a_f U^2 \quad (4.22)$$

Il est possible, moyennant des hypothèses sur la traînée, la densité foliaire et la forme de la longueur de mélange, de déduire une solution analytique pour la vitesse moyenne.

Les modèles existants (par exemple Inoue, 1963; Cionco, 1972; Cowan, 1968; Landsberg et Thom, 1971) supposent que le coefficient de traînée et la densité foliaire sont constants dans le couvert. Le modèle de (Inoue, 1963) fait aussi l'hypothèse d'une longueur de mélange constante et conduit à un profil analytique exponentiel de la vitesse moyenne :

$$U(z) = U(h) e^{\alpha \left( \frac{z}{h} - 1 \right)} \quad (4.23)$$

Où  $\alpha$  est le coefficient d'atténuation. Il intègre l'influence de la turbulence et de la végétation (Inoue, 1963). Son expression est :

$$\alpha = \left( \frac{c_d a_f h^3}{2l_m^2} \right)^{1/3} \quad (4.24)$$

Ce modèle présente le défaut de déduire une vitesse non nulle au sol à l'intérieur du couvert. Il donne néanmoins, comme nous le verrons, des résultats acceptables dans la partie haute du couvert (Kaimal et Finnigan, 1994).

D'autres modélisations de la viscosité turbulente existent. Celle de Cowan (1968) consiste à la supposer proportionnelle à la vitesse moyenne, sans avoir recours à l'hypothèse de longueur de mélange. Celle de Landsberg et Thom (1971) suppose la viscosité turbulente constante au sein du couvert. Les profils analytiques qui découlent de ces hypothèses ne donnent pas des résultats très différents de ceux du profil exponentiel (Rau-pach et Thom, 1981).

La viscosité turbulente supposée par le modèle de Inoue (1963) est, elle aussi, exponentielle à l'intérieur du couvert. Elle s'écrit :

$$\nu_T(z) = \nu_T(h) e^{\alpha \left( \frac{z}{h} - 1 \right)} \quad (4.25)$$

Où  $\nu_T(h)$  est la viscosité turbulente au sommet du couvert, soit à l'intérieur de la couche inertielle. Pour être cohérent avec la situation dans la couche inertielle, la longueur de mélange, constante à l'intérieur du couvert, est choisie égale à sa valeur en  $h$ , soit :

$$l_m = \kappa(h - d) \quad (4.26)$$

Comme le frottement turbulent évolue à l'intérieur du couvert (tout en restant positif, voir Fig. 4.1), il est pratique de définir une vitesse de friction  $u_f(z)$  (par exemple Peters et Eiden, 1992). C'est un abus de langage que de la nommer vitesse de friction, puisque ce terme est usuellement attaché à la caractérisation du frottement à la paroi. Nous l'utilisons néanmoins et cette échelle de vitesse de la turbulence s'écrit :

$$u_f(z) = \sqrt{-\overline{u'w'}} \quad (4.27)$$

Compte tenu des profils de viscosité turbulente et de vitesse moyenne, la vitesse de friction suit elle aussi un profil exponentiel. Le coefficient d'atténuation  $\alpha$  est le même que pour les

autres grandeurs. Au sommet du couvert, elle est égale à la vitesse de friction constante dans la couche inertielle, soit :

$$u_f(z) = u^* e^{\alpha\left(\frac{z}{h}-1\right)} \quad (4.28)$$

Au sommet du couvert, la vitesse moyenne est une grandeur continue mais pas nécessairement dérivable. Définir une viscosité turbulente et une vitesse de friction continues au sommet revient à supposer la vitesse moyenne dérivable en  $h$  et peut conduire à une inconsistance dans le modèle. L'égalité des dérivées de la vitesse moyenne en  $h$  (obtenues d'un côté par le profil logarithmique et de l'autre par le profil exponentiel) peut s'écrire :

$$\frac{u^*}{U(h)} = \alpha\kappa \left(1 - \frac{d}{h}\right) \quad (4.29)$$

Si la vitesse en  $h$  est exprimée en fonction de la vitesse de friction, la relation précédente devient :

$$\frac{1}{\ln[(h-d)/z_0]} = \alpha \left(1 - \frac{d}{h}\right) \quad (4.30)$$

Cela impliquerait que le coefficient  $\alpha$  est entièrement piloté par les paramètres  $h$ ,  $d$  et  $z_0$ . Cependant nous préférons exprimer le coefficient d'atténuation en fonction de la densité de surface végétale (Eq. 4.24), l'influence de  $z_0$  étant alors masquée. L'expression de ce coefficient dépend du coefficient de traînée. De façon assez rudimentaire, nous supposons un facteur d'abri égal à 3 pour tous les couverts, et un coefficient  $c_{de}$  de traînée élémentaire égal à 0,5, comme évoqué plus haut. Le coefficient de traînée effectif est alors constant, soit  $c_d = 1/6$ . Nous rappelons que la densité de surface foliaire  $a_f$  est supposée constante dans le couvert. Soit  $\lambda = a_f h$  l'indice de surface frontale. Le coefficient de décroissance du profil de vent (Eq. 4.24) devient alors :

$$\alpha = \left(\frac{\lambda}{12\kappa^2 (1 - d/h)^2}\right)^{1/3} \quad (4.31)$$

Lorsque l'indice de surface frontal  $\lambda$  n'est pas accessible, il peut être estimé à partir de l'indice de surface foliaire totale et de l'orientation moyenne des tissus foliaires. Les relations (3.11) et (3.12) (voir p. 70) sur les densités foliaires conduisent, si la distribution de l'azimut est supposée uniforme à  $\lambda = ISF K_{\theta_1}/\pi$  pour un couvert constitué d'obstacles plans et  $\lambda = 2ISF K_{\theta_1}/\pi^2$  pour un couvert constitué d'obstacles cylindriques,  $K_{\theta_1}$  étant un coefficient lié à l'inclinaison des feuilles.

Nous devons maintenant nous assurer que l'estimation du coefficient d'atténuation en fonction des caractéristiques du végétal (Eq. 4.31) est valide et que les profils de vitesse reproduisent bien les mesures. Les résultats expérimentaux sur lesquels nous nous appuyons ont été obtenus en soufflerie sur des modèles de couverts végétaux (Seginer *et al.*, 1976; Brunet *et al.*, 1994; Raupach *et al.*, 1986) et sur site dans des parcelles agricoles (Shaw *et al.*, 1974) et forestières (Raupach *et al.*, 1986; Amiro, 1990a; Gardiner, 1994). La majeure partie des données expérimentales ont été reprises de l'article de synthèse de Raupach *et al.* (1996), exception faite des mesures sur forêt de Amiro (1990a), tirées de la publication originale. Le tableau 4.1 regroupe les principaux paramètres de chaque couvert ainsi que le coefficient de décroissance déduit à partir de l'équation (4.31), en supposant  $d/h = 3/4$  pour tous les couverts. Quelques valeurs sont légèrement modifiées par rapport à l'article initial (Brunet, communication personnelle).

Les valeurs de  $u^*/U(h)$  obtenues si la relation déduite de la continuité des dérivées de la vitesse moyenne au sommet (Eq. 4.29) était appliquée sont plus faibles. Sur la



Couvert	$h$ (m)	$\lambda$	$U(h)$ ( $m.s^{-1}$ )	$u^*/U(h)$	$\alpha$ (Eq. 4.31)	Référence
Lamelles rigides (S)	0,06	0,23	3,40	0,30	1,22	Raupach <i>et al.</i> (1986)
Bâtonnets (S)	0,19	1	9	0,2	1,99	Seginer <i>et al.</i> (1976)
Brins flexibles (S)	0,047	0,47	2,88	0,30	1,55	Brunet <i>et al.</i> (1994)
Céréales	2,6	1,5	3,60	0,28	2,28	Shaw <i>et al.</i> (1974)
Forêt d'eucalyptus	12	0,5	2,87	0,35	1,58	Raupach <i>et al.</i> (1996)
Forêt de trembles	10	3,3	1,72	0,34	2,97	Amiro (1990a)
Forêt de pins	15	1,8	1,64	0,48	2,43	Amiro (1990a)
Forêt d'épicéas	10	4,7	1,60	0,45	3,34	Amiro (1990a)
Forêt d'épicéas	24	2,5	4	0,25	2,7	Gardiner (1994)

TAB. 4.1 – Propriétés de quelques couverts, en soufflerie (S) et sur site (données reprises de Raupach *et al.*, 1996).

figure 4.3 est tracée, pour chaque campagne de mesures, la vitesse moyenne modélisée (adimensionnée par la valeur au sommet du couvert) en fonction de la vitesse mesurée.

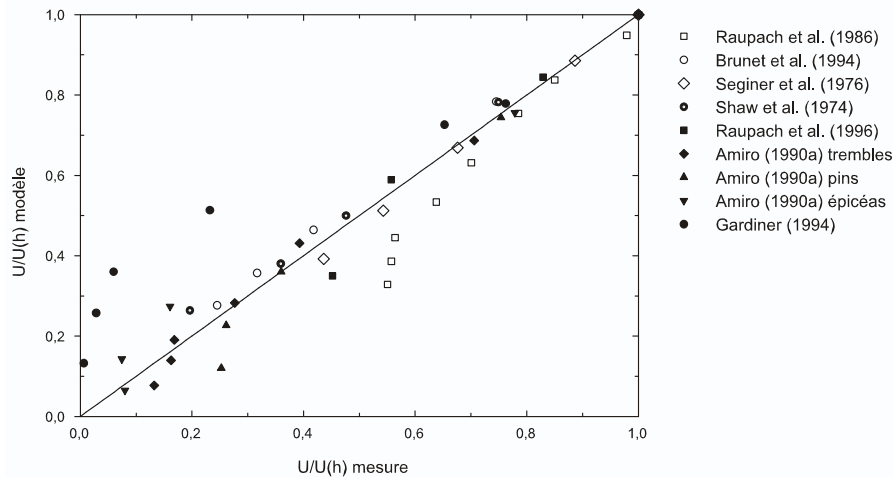


FIG. 4.3 – Pertinence du modèle de vitesse moyenne de Inoue (1963) sur la base de campagnes de mesures en soufflerie (symboles creux) et sur site (symboles pleins). Le profil de vitesse est décrit par l'équation (4.23) et le coefficient d'atténuation par l'équation (4.31).

L'accord global est satisfaisant, et ce bien que l'hypothèse de densité de surface foliaire constante soit fautive (voir Chap. 3 p. 72). Les écarts deviennent significatifs aux vitesses moyennes les plus faibles, obtenues dans la partie basse des couverts. Ce modèle, déduit de celui d'Inoue (1963), tend selon les cas à sous-estimer (par exemple Raupach *et al.*, 1986) ou sur-estimer les mesures, notamment dans une forêt haute (Gardiner, 1994). Ce dernier écart peut être expliqué par la concentration de la couronne foliaire dans la partie haute du couvert. L'atténuation de la vitesse moyenne se fait alors sur une épaisseur beaucoup plus faible que la hauteur du couvert.

## Conclusions

Dans ce chapitre nous avons décrit quelques notions du transport turbulent en situation neutre en présence d'un couvert végétal, tant au-dessus qu'à l'intérieur de celui-ci. Au-dessus du couvert, les caractéristiques aérodynamiques peuvent être perturbées par rapport à la situation dans la couche inertielle. Nous ne tenons pas compte de ces perturbations. Le couvert est donc supposé coiffé de la couche inertielle dans laquelle les profils de vitesse moyenne et de viscosité sont connus.

A l'intérieur du couvert, l'introduction d'un opérateur de moyenne spatiale permet de rendre compte de la présence des surfaces végétales. Nous avons rappelé le bilan obtenu pour la quantité de mouvement.

Diverses simplifications ont permis de proposer des profils analytiques de vitesse moyenne, viscosité turbulente et vitesse de friction locale. Cette proposition est une application directe du modèle de Inoue (1963). Les simplifications effectuées permettent de prédire de façon acceptable l'évolution de la vitesse moyenne dans tout le couvert, si tant est que les paramètres macroscopiques de rugosité (hauteur de déplacement, longueur de rugosité et indice de surface foliaire) sont connus. Les différents profils seront utilisés dans la phase applicative du modèle de transport et de captation (Chap. 7).



# Chapitre 5

## Dynamique des aérosols

Dans ce chapitre, l'équation de transport associée à une population d'aérosols est établie à l'intérieur du couvert végétal considérant, d'une part, la présence des obstacles végétaux et, d'autre part, l'inertie des particules.

La présence des surfaces végétales est prise en compte en appliquant à l'équation de bilan d'aérosol l'opération de moyenne spatiale introduite au chapitre précédent. L'application de cette méthode est classiquement utilisée dans les études du transport de scalaires passifs, tels la température ou la concentration gazeuse (par exemple Raupach *et al.*, 1986).

Le comportement d'un milieu aérosol diffère de celui d'un scalaire passif en ce sens que ses particules ont une masse volumique très supérieure à celle de l'air. Cela se traduit par deux effets. D'abord, les particules suffisamment massives sont soumises à la gravité. Ensuite, de par leur inertie, elles réagissent aux changements de direction de l'écoulement avec un certain retard. Le temps  $\tau_p$  de relaxation des particules est un indicateur de cette inertie. L'application de la méthode à un milieu aérosol, peu répandue dans la littérature, est assortie d'un certain nombre d'hypothèses (Foudhil, 2002). En particulier, il est supposé que la concentration en aérosol est nulle à proximité immédiate de la surface végétale. Si cette hypothèse semble raisonnable pour de très fines particules dont la concentration est contrôlée par le mécanisme de diffusion brownienne (par exemple Chamberlain, 1991, p. 195), elle pourrait s'avérer erronée si d'autres mécanismes affectent la concentration au voisinage des surfaces.

Dans l'analyse qui suit, nous ne tenons pas compte des interactions particules-particules (en particulier la coagulation), des interactions gaz-particules (telle la nucléation ou la condensation). L'aérosol est suffisamment peu dense pour ne pas perturber l'écoulement gazeux. Les effets phorétiques (électrophorèse, diffusiophorèse, thermophorèse) sont également ignorés.

Le bilan d'aérosol est d'abord introduit à une échelle locale en tenant compte de l'inertie des particules. Ensuite, l'influence des obstacles foliaires sur le milieu aérosol est prise en compte à une échelle macroscopique, par l'intermédiaire de l'opérateur de moyenne spatiale.

### 5.1 Bilan local de l'aérosol

Soit un milieu aérosol, homogène, transporté par un écoulement gazeux. Le spectre granulométrique de l'aérosol est décrit par la densité  $\gamma$  de concentration (en nombre,

masse, ou volume) par rapport au diamètre de ses particules.

Les phénomènes générant un flux de transport de particules sont les suivants. L'aérosol est d'abord soumis à l'entraînement par l'écoulement gazeux, de densité de flux associé  $\vec{J}_c$ . Il est aussi exposé à l'agitation moléculaire du gaz porteur, qui se traduit, à plus grande échelle, par la diffusion brownienne. Soit  $\vec{J}_d$  la densité de flux associée. Enfin la gravité, en tant que champ de force externe, influence le mouvement des particules. Soit  $\vec{J}_s$  la densité de flux de migration associé. En l'absence de tout autre phénomène, le bilan s'écrit localement (par exemple Friedlander, 2000, p. 307) :

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{J}_c + \vec{J}_d + \vec{J}_s) = 0 \quad (5.1)$$

Dans ce bilan, il est supposé que les trois mécanismes agissent de façon indépendante <sup>1</sup>.

Donnons les expressions des différents flux. Le flux de diffusion brownienne s'écrit classiquement en supposant l'équilibre thermodynamique avec le gaz porteur :

$$\vec{J}_d = -D_B \vec{\nabla} \gamma \quad (5.2)$$

Où le coefficient de diffusion brownienne,  $D_B$ , dépend des propriétés du gaz (température, viscosité dynamique, libre parcours moyen des molécules de gaz) et du diamètre des aérosols (voir Chap. 2 p. 54).

Pour exprimer le flux lié à la gravité, il est supposé que les particules ont atteint leur vitesse terminale de chute, c'est-à-dire la vitesse des particules lorsque les forces de traînée et de flottabilité s'équilibrent (par exemple Friedlander, 2000, p. 39). Le flux de sédimentation s'exprime alors en fonction de la vitesse terminale de chute,  $W_S$ , soit :

$$\vec{J}_s = -W_S \gamma \vec{e}_z \quad (5.3)$$

Où  $\vec{e}_z$  désigne le vecteur unitaire vertical dirigé vers le haut. Lorsque la masse volumique de l'aérosol est grande devant celle du gaz, la vitesse de sédimentation s'écrit  $W_S = g\tau_p$ .

Le flux d'entraînement de l'aérosol est usuellement exprimé à partir de la vitesse  $\vec{u}$  du gaz porteur, soit  $\gamma \vec{u}$ . Cette écriture suppose que les particules se déplacent à la même vitesse que le fluide, c'est-à-dire que leur inertie est négligée (par exemple Fuchs, 1964, p. 111).

Il nous faut renoncer à cette hypothèse, dans la mesure où l'inertie des particules joue un rôle important à proximité des obstacles végétaux. Nous introduisons donc la vitesse eulérienne du milieu aérosol. Elle nous permet de distinguer l'entraînement de l'aérosol par l'écoulement gazeux et la manifestation des effets inertiels. Le bilan d'aérosol en est modifié.

### 5.1.1 Aérosol et inertie

Chaque particule possède une inertie. Celle-ci induit un certain retard dans la mise à l'équilibre de la particule par rapport aux mouvements du fluide porteur, en particulier

---

<sup>1</sup> Dans la littérature il existe des exemples de couplage entre deux ou plusieurs de ces mécanismes. Par exemple, la prise en compte de l'inertie des particules dans la dynamique brownienne est discutée par (Konstandopoulos, 1990). Néanmoins, dans le cadre de notre étude, une telle approche n'est pas envisageable, du fait de la complexité du problème. L'hypothèse de superposition est donc faite.

lorsque l'écoulement présente localement une accélération associée à une variation spatiale ou temporelle de la vitesse. Ce retard est fonction de son inertie. La particule s'écarte alors du filet de fluide qui la portait jusqu'ici.

Nous souhaitons ici introduire un champ eulérien de vitesse du milieu aérosol, à partir des vitesses lagrangiennes de ses particules.

Nous nous plaçons dans le cadre de la théorie de Tchen (1947), qui suppose qu'une particule portée par un écoulement non uniforme et instationnaire est, dans son mouvement, entourée d'un même voisinage fluide (voir Fig. 5.1). L'évolution de la vitesse lagrangienne

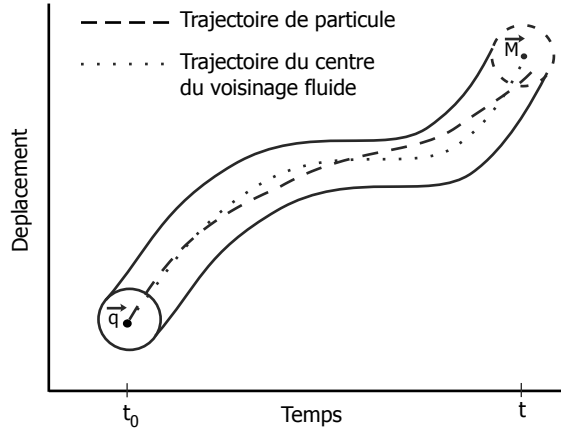


FIG. 5.1 – Trajectoire d'une particule et du fluide à proximité (inspiré de Hinze, 1975, p. 462).

est liée aux fluctuations de vitesse du fluide et aux forces de traînée qui s'exercent sur la particule (Tchen, 1947, dont l'approche a été étendue par Maxey et Riley (1983)).

Le champ eulérien de vitesse du milieu aérosol peut se déduire du champ lagrangien de vitesse des particules. Soit  $\vec{u}_a(t, \vec{M}, d_p)$  la vitesse eulérienne de l'aérosol, définie comme la vitesse de la particule de diamètre  $d_p$  qui, à l'instant  $t$ , est à proximité de  $\vec{M}$ . Si les particules sont, dans leur mouvement, entourées d'un même voisinage de fluide, les vitesses eulériennes du fluide et de l'aérosol sont liées par :

$$|\vec{u} - \vec{u}_a| \ll |\vec{u}| \quad (5.4)$$

Nous introduisons la vitesse relative entre l'aérosol et le fluide, que nous qualifions d'*échappement*. Elle est notée  $\vec{u}_e$  et se définit par :

$$\vec{u}_a(t, \vec{M}, d_p) = \vec{u}(t, \vec{M}) + \vec{u}_e(t, \vec{M}, d_p) \quad (5.5)$$

L'inertie des particules se manifeste à proximité des obstacles. Deux situations sont distinguées :

- L'écoulement est laminaire et permanent. La présence d'un obstacle dévie les lignes de courant. Cette déviation induit localement une accélération du fluide porteur, associée à des variations spatiales de la vitesse. Les particules ayant une inertie non négligeable ne peuvent suivre ces variations. Elles acquièrent une vitesse d'échappement qui les écarte des lignes de courant qui contournent l'obstacle. Elles se déposent alors sur les parois. Ce phénomène est appelé dans la suite *impaction inertielle*.

- L'écoulement est turbulent. Les particules sont sujettes aux fluctuations temporelles du champ de vitesse locale. Si leur inertie est suffisamment petite, elles participent aux mouvements des tourbillons. En revanche, celles qui possèdent une inertie plus grande ne suivent pas parfaitement les lignes de courant, elles acquièrent une vitesse d'échappement et "quittent" un tourbillon fluide pour être éventuellement récupérées par un autre. La vitesse d'échappement, en l'absence d'obstacles au sein du milieu, résulte des fluctuations aléatoires de la vitesse fluide. Les déplacements des particules sont également aléatoires et, bien que ne résultant pas d'un mécanisme proprement diffusif, sont souvent décrits par une loi de diffusion. La question de l'influence de la taille des particules sur le coefficient de diffusivité turbulente est souvent évoquée (par exemple Fuchs, 1964, p. 263). Dans un écoulement en conduite, les particules avec une certaine inertie peuvent être éjectées du coeur turbulent vers des régions où les fluctuations turbulentes sont plus faibles. Elles ne sont pas reprises par d'autres structures et impactent la paroi (par exemple Friedlander et Johnstone, 1957). Le même phénomène peut intervenir dans un milieu végétal. La situation n'est pas tout à fait la même puisque les caractéristiques turbulentes ne sont pas directement influencées par les obstacles végétaux élémentaires mais plutôt par une instabilité localisée au sommet du couvert (voir Chap. 4). Ce phénomène est par la suite appelé *impaction turbulente*.

Dans un écoulement turbulent, les particules transportées subissent à la fois les variations spatiales du champ de vitesse moyenne et des fluctuations turbulentes. Les deux phénomènes de dépôt décrits séparément agissent donc simultanément sur le mouvement des particules. Le flux d'entraînement de l'aérosol par l'écoulement s'écrit donc :

$$\vec{J}_c = \gamma \left( t, \vec{M}, d_p \right) \vec{u}_a \left( t, \vec{M}, d_p \right) \quad (5.6)$$

En reportant les expressions des différents flux, le bilan de l'aérosol (Eq. 5.1) s'écrit :

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left( \gamma \vec{u}_a - D_B \vec{\nabla} \gamma - W_S \gamma \vec{e}_z \right) = 0 \quad (5.7)$$

### 5.1.2 Dynamique de l'aérosol dans un écoulement turbulent

A l'intérieur du couvert végétal, l'écoulement est turbulent. Toute caractéristique  $\phi$  de l'aérosol et de l'écoulement gazeux est décomposée de façon classique en une moyenne lentement variable dans le temps  $\bar{\phi}$  et une fluctuation turbulente  $\phi'$ , soit :

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad \text{avec} \quad \bar{\phi}' = 0 \quad (5.8)$$

Les grandeurs considérées comme fluctuantes sont les vitesses de l'aérosol et de l'écoulement gazeux ainsi que la concentration en aérosol.

L'opérateur de moyenne en temps est appliqué au bilan aérosol instantané (Eq. 5.7) et conduit à :

$$\frac{\partial \bar{\gamma}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left( \bar{\gamma} \vec{u}_a + \overline{\gamma' \vec{u}_a'} - D_B \vec{\nabla} \bar{\gamma} - W_S \bar{\gamma} \vec{e}_z \right) = 0 \quad (5.9)$$

Ce bilan moyenné en temps fait apparaître les corrélations turbulentes entre les fluctuations de concentration et de vitesse de l'aérosol.

L'intérieur du couvert végétal contient de nombreuses surfaces solides. Dans le voisinage de celles-ci, la vitesse d'échappement est significative. La prise en compte de ces surfaces se fait au travers d'une moyenne spatiale ad hoc.

## 5.2 Bilan macroscopique du milieu aérosol

De façon assez similaire à ce qui a été présenté au chapitre précédent, nous appliquons l'opérateur de moyenne en espace (voir p. 78) au bilan aérosol (Eq. 5.9). Chaque grandeur  $\phi$ , scalaire ou vectorielle, se décompose en une moyenne d'espace et une fluctuation, soit :

$$\phi = \langle \phi \rangle + \phi'' \text{ avec } \langle \phi'' \rangle = 0 \quad (5.10)$$

La moyenne d'espace est effectuée sur un volume élémentaire représentatif  $V$  de couvert (Eq. 4.8 p. 78). Nous rappelons que cet opérateur ne commute pas avec les opérateurs de dérivation en temps et en espace. En particulier, lorsqu'il est appliqué à la dérivée temporelle de la concentration, cet opérateur fait apparaître un terme dans lequel la vitesse moyenne  $\vec{v}$  des obstacles végétaux intervient, soit :

$$\left\langle \frac{\partial \bar{\gamma}}{\partial t} \right\rangle = \frac{\partial \langle \bar{\gamma} \rangle}{\partial t} + \frac{1}{V} \iint_{S_{veg}} \bar{\gamma} \vec{v} \cdot \vec{n} ds$$

Où  $S_{veg}$  représente la réunion de toutes les surfaces végétales contenues dans  $V$ . Par ailleurs, lorsqu'il est appliqué à la divergence d'un vecteur  $\vec{\phi}$ , cet opérateur fait apparaître la valeur du vecteur sur les surfaces végétales, soit :

$$\langle \vec{\nabla} \cdot \vec{\phi} \rangle = \vec{\nabla} \cdot \langle \vec{\phi} \rangle - \frac{1}{V} \iint_{S_{veg}} \vec{\phi} \cdot \vec{n} ds$$

En utilisant ces deux résultats, l'application de l'opérateur de moyenne spatiale au bilan aérosol (Eq. 5.9) conduit à :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \langle \bar{\gamma} \rangle}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left( \langle \bar{\gamma} \vec{u}_a \rangle + \langle \bar{\gamma}' \vec{u}_a' \rangle - \langle D_B \vec{\nabla} \bar{\gamma} \rangle - \langle W_S \bar{\gamma} \vec{e}_z \rangle \right) \\ &= \frac{1}{V} \iint_{S_{veg}} \left( \bar{\gamma} [\vec{u}_a - \vec{v}] + \bar{\gamma}' \vec{u}_a' - D_B \vec{\nabla} \bar{\gamma} - W_S \bar{\gamma} \vec{e}_z \right) \cdot \vec{n} ds \end{aligned} \quad (5.11)$$

Cette équation décrit l'évolution de la concentration aérosol au sein d'un milieu contenant des obstacles solides. A gauche apparaissent, outre l'évolution temporelle de la concentration, les flux aérosol dits *macroscopiques*, associés de gauche à droite à l'entraînement par l'écoulement moyen, au flux turbulent, à la diffusion brownienne et à la sédimentation. Les interactions entre l'aérosol et les surfaces végétales sont prises en compte dans l'intégrale du terme de droite qui fait intervenir les valeurs prises par les grandeurs du système à la surface de chaque obstacle végétal.

### 5.2.1 Flux macroscopiques

Examinons chacun des flux macroscopiques apparaissant dans le bilan précédent et la façon dont ils peuvent être réarrangés.

#### Flux d'entraînement

Ce flux fait intervenir la vitesse de l'aérosol. Cette vitesse est proche de celle du fluide porteur, hormis au voisinage des surfaces. Vraisemblablement ce voisinage dépend de la taille des particules. En effet, plus la particule est massive, moins elle peut suivre les



accélérations du fluide porteur. Nous faisons l'hypothèse que la réunion des voisinages de tous les obstacles végétaux est de mesure négligeable devant celle du volume représentatif  $V$ . Dès lors, le flux d'entraînement est approché par le flux d'advection classique, soit :

$$\langle \overline{\gamma \vec{u}_a} \rangle \simeq \langle \overline{\gamma \vec{u}} \rangle$$

En décomposant chaque grandeur en une moyenne et une fluctuation d'espace, ce flux se réécrit comme :

$$\langle \overline{\gamma \vec{u}} \rangle = \langle \overline{\gamma} \rangle \langle \overline{\vec{u}} \rangle + \langle \overline{\gamma'' \vec{u}''} \rangle$$

Les autres termes s'annulent par définition (Eq. 5.10). Le second terme de l'équation ci-dessus correspond à la corrélation spatiale entre les fluctuations de vitesse de l'écoulement et de concentration. Ce terme est assez mal connu et son importance n'a été estimée que dans très peu d'études aérodynamiques (Raupach *et al.*, 1986). Mesuré dans le cas de la température, il semble qu'il soit négligeable d'au moins un ordre de grandeur devant le flux turbulent, d'où :

$$\langle \overline{\gamma \vec{u}} \rangle \simeq \langle \overline{\gamma} \rangle \langle \overline{\vec{u}} \rangle \quad (5.12)$$

## Flux turbulent

Intéressons nous maintenant au troisième terme du bilan (5.11). Il fait intervenir les fluctuations de vitesse aérosol. Nous supposons qu'en moyenne sur le volume représentatif, ce flux est proche du flux turbulent estimé en supposant l'aérosol comme un scalaire passif, soit :

$$\langle \overline{\gamma' \vec{u}'_a} \rangle \simeq \langle \overline{\gamma' \vec{u}'} \rangle \quad (5.13)$$

Une diffusivité turbulente "apparente",  $D_T$ , peut être définie à l'intérieur du couvert (par exemple Denmead, 1964; Underwood, 1987), de façon analogue à la viscosité turbulente "apparente" (voir Chap. 4 p. 81). Le flux turbulent se réécrit comme :

$$\langle \overline{\gamma' \vec{u}'} \rangle = -D_T \vec{\nabla} \langle \overline{\gamma} \rangle \quad (5.14)$$

Le qualificatif d'apparente précise que la moyenne d'espace du flux turbulent est liée au gradient de la concentration moyenne en espace.

Cette fermeture turbulente est souvent critiquée dans la littérature du fait notamment des flux ascendants à contre gradients parfois observés (Denmead et Bradley, 1985). Les limites de la fermeture par gradient du flux turbulent ont déjà été évoquées au chapitre précédent pour la quantité de mouvement (voir 81).

Cette fermeture est conservée et la diffusivité turbulente apparente de l'aérosol est reliée à la viscosité turbulente apparente par l'intermédiaire du nombre de Schmidt turbulent, soit  $Sc_T = \nu_T / D_T$ <sup>2</sup>.

---

<sup>2</sup> Dans le chapitre précédent, nous avons défini le nombre de Prandtl turbulent liant la viscosité turbulente à la diffusivité turbulente pour la température. Ces deux nombres sont égaux lorsque l'aérosol est considéré comme un scalaire passif. Nous conservons la notation de Schmidt turbulent, plus usuelle en mécanique des aérosols.

La valeur du nombre de Schmidt turbulent est incertaine. En l'absence d'obstacles et dans une turbulence homogène, Tchen (1947) démontre que  $Sc_T = 1$ <sup>3</sup>. Dans les couverts végétaux, Aylor et Ferrandino (1989) font varier  $Sc_T$  entre 1/3 et 1 afin d'expliquer les résultats expérimentaux de dispersion et de dépôt de spores dans un champ de céréales par McCartney et Aylor (1987). Dans cette étude, nous supposons que le nombre de Schmidt turbulent est égal à 1, valeur cohérente avec ce qui est supposée dans la couche inertielle au-dessus du couvert.

## Flux brownien

Le coefficient de diffusivité brownienne dépend de la température et de la taille des particules, non fluctuantes dans l'espace. En appliquant la propriété de commutation de l'opérateur de moyenne spatiale avec l'opérateur gradient (Eq. 4.12 p. 78), le flux brownien s'écrit en moyenne dans l'espace :

$$-\langle D_B \vec{\nabla} \bar{\gamma} \rangle = -D_B \langle \vec{\nabla} \bar{\gamma} \rangle = -D_B \left[ \vec{\nabla} \langle \bar{\gamma} \rangle - \frac{1}{V} \iint_{S_{veg}} \bar{\gamma} \cdot \vec{n} ds \right]$$

Les particules soumises de façon significative à ce processus sont très fines et appartiennent à la gamme des noyaux d'Aitken (de taille inférieure à quelques dixièmes de microns). Les particules se déposant par ce processus ont une concentration extrêmement faible à proximité immédiate de l'obstacle (Chamberlain, 1991, p. 195). L'intégrale au terme de droite est donc négligeable. Pour les autres tailles de particules, dont la concentration à la surface peut éventuellement être non négligeable, le flux brownien est lui même complètement négligeable car le coefficient de diffusivité brownienne est très faible.

## Flux de sédimentation

Tel qu'il est défini dans cette étude, le flux de sédimentation est indépendant des coordonnées d'espace. En moyenne dans l'espace, ce flux s'écrit donc :

$$-\langle W_S \bar{\gamma} \vec{e}_z \rangle = -W_S \langle \bar{\gamma} \rangle \vec{e}_z \quad (5.15)$$

L'ensemble des flux macroscopiques du bilan aérosol (Eq. 5.11) a été exprimé en fonction des moyennes spatiales des grandeurs du système. Revenons à présent sur les termes d'interactions avec la végétation.

### 5.2.2 Interactions avec les surfaces

Dans le terme de droite du bilan aérosol (Eq. 5.11), l'intégrale peut se simplifier en rappelant la condition de non-glissement aérodynamique à la surface des obstacles végétaux,

<sup>3</sup> Dans une turbulence homogène et stationnaire, Tchen (1947) démontre que, pour des temps de diffusion suffisamment longs, la diffusivité devient indépendante des propriétés de l'aérosol et est égale à la viscosité turbulente de l'écoulement (Hinze, 1975, p. 466). Ce résultat a été confirmé expérimentalement dans certaines configurations. Soo *et al.* (1959) ont mesuré en soufflerie les coefficients de diffusivité associés à des particules de diamètre égal à 110  $\mu m$  et 230  $\mu m$  et les ont trouvés proches l'un de l'autre (Fuchs, 1964, p. 263). Plus récemment, des expériences numériques en conduite (Uijtewaal et Olie-mans, 1996) ont montré que, dans le coeur turbulent, la diffusivité turbulente associée à des particules de diamètre inférieur à environ 170  $\mu m$  est égale à la viscosité turbulente (le nombre de Reynolds de l'écoulement variant de 5  $10^3$  à 4  $10^4$ ).

soit :

$$\forall M \in S_{veg} \begin{cases} \overline{\vec{u}}(M) - \vec{v}(M) = \vec{0} \\ \overline{\vec{u}'}(M) = \vec{0} \end{cases} \quad (5.16)$$

Où, nous le rappelons, la vitesse des feuilles n'est pas fluctuante (voir à ce propos la note en page 78). Les termes liés à la vitesse aérosol se réduisent alors aux composantes d'échappement et l'intégrale se réécrit :

$$\frac{1}{V} \iint_{S_{veg}} \left( \overline{\gamma \vec{u}_e} + \overline{\gamma' \vec{u}_e'} - D_B \overline{\nabla} \gamma - W_S \overline{\gamma} \vec{e}_z \right) \cdot \vec{n} ds$$

Bien sûr les valeurs des composantes moyenne et fluctuante de cette vitesse d'échappement à la surface des obstacles peuvent être non nulles. Elles sont liées à l'inertie des particules et à la nature de l'écoulement à proximité des obstacles. Nous n'avons pas accès à l'évolution de ces grandeurs <sup>4</sup>.

En rassemblant les résultats précédents, le bilan aérosol (5.11) se réécrit donc en :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \langle \overline{\gamma} \rangle}{\partial t} + \overline{\nabla} \cdot \left( \langle \overline{\gamma} \rangle \langle \overline{\vec{u}} \rangle - \left( \frac{\nu_T}{Sc_T} + D_B \right) \overline{\nabla} \langle \overline{\gamma} \rangle - W_S \langle \overline{\gamma} \rangle \vec{e}_z \right) \\ &= \frac{1}{V} \iint_{S_{veg}} \overline{\gamma \vec{u}_e} \cdot \vec{n} ds + \frac{1}{V} \iint_{S_{veg}} \overline{\gamma' \vec{u}_e'} \cdot \vec{n} ds - \frac{D_B}{V} \iint_{S_{veg}} \overline{\nabla} \gamma \cdot \vec{n} ds - \frac{W_S}{V} \iint_{S_{veg}} \overline{\gamma} \vec{e}_z \cdot \vec{n} ds \end{aligned} \quad (5.17)$$

Si, comme nous le supposons, le rebond et la remise en suspension des aérosols sont négligés, les intégrales intervenant dans le membre de droite de l'équation (5.17) correspondent aux dépôts sur la végétation, respectivement générés par l'impaction inertielle, l'impaction turbulente, la diffusion brownienne et la sédimentation.

Il manque cependant un terme de dépôt. En effet, l'analyse effectuée traite les grandeurs comme des champs eulériens. Les particules aérosols y sont considérées comme des entités ponctuelles et leur géométrie n'est pas prise en compte en ce qui concerne l'approche des obstacles. Certaines particules, suivant les lignes de courant, contournent l'obstacle, ce qui les amène à une distance suffisamment proche de l'obstacle pour entrer en contact avec celui-ci. Elles sont alors retenues. Ce phénomène est appelé interception (Fuchs, 1964, p. 165) et un dépôt sur la végétation  $dD_{IN}$  lui est associé. Nous l'écrivons formellement comme :

$$dD_{IN} = \frac{1}{V} \iint_{S_{veg}} \overline{\vec{J}_{IN}} \cdot \vec{n} ds \quad (5.18)$$

Où  $\overline{\vec{J}_{IN}}$  est la densité de flux moyen d'interception.

En tenant compte des différentes hypothèses et fermetures détaillées ci-dessus, la formulation finale du bilan aérosol (5.17) est :

$$\boxed{\frac{\partial \langle \overline{\gamma} \rangle}{\partial t} + \overline{\nabla} \cdot \left( \langle \overline{\gamma} \rangle \langle \overline{\vec{u}} \rangle - \frac{\nu_T}{Sc_T} \overline{\nabla} \langle \overline{\gamma} \rangle - W_S \langle \overline{\gamma} \rangle \vec{e}_z \right)} = dD \quad (5.19)$$

<sup>4</sup> Dans la littérature, il existe des exemples de résolution numérique couplée de l'écoulement et des trajectoires de particules dans des configurations d'obstacle isolé (par exemple Tu, 2000) mais il ne nous est bien évidemment pas possible d'effectuer ce genre de résolution, étant donné la complexité du problème.

Où le flux de diffusion brownienne a été négligé devant le flux de diffusion turbulente. A droite,  $dD$  désigne le dépôt d'aérosols sur la végétation par unité de volume représentatif. Il correspond à la somme des dépôts selon chaque processus, soit :

$$dD = \frac{1}{V} \iint_{S_{veg}} \overline{\gamma u_e} \cdot \vec{n} ds + \frac{1}{V} \iint_{S_{veg}} \overline{\gamma' u_e'} \cdot \vec{n} ds - \frac{D_B}{V} \iint_{S_{veg}} \vec{\nabla} \overline{\gamma} \cdot \vec{n} ds - \frac{W_S}{V} \iint_{S_{veg}} \overline{\gamma e_z} \cdot \vec{n} ds + \frac{1}{V} \iint_{S_{veg}} \overline{J_{IN}} \cdot \vec{n} ds \quad (5.20)$$

Ce chapitre a permis d'établir l'équation de transport d'un milieu aérosol au sein d'un couvert végétal. Celle-ci permet de prédire l'évolution des concentrations en aérosol à l'échelle macroscopique d'un volume représentatif. Certains termes de ce bilan sont exprimés à partir de quantités moyennes et fluctuantes qui ne sont pas connues. Un problème de fermeture se pose, en ce qui concerne les termes de dépôt. D'une part, les champs des caractéristiques aérosols, notamment la concentration et la vitesse d'échappement, ne sont pas connus à proximité immédiate des obstacles végétaux. D'autre part, les intégrales sont exprimées sur la réunion d'un grand nombre de surfaces végétales distribuées aléatoirement dans l'espace de la canopée. Ces termes font donc l'objet d'une modélisation, détaillée au chapitre suivant.



# Chapitre 6

## Expression des mécanismes de captation

Dans la partie précédente, nous avons appliqué un opérateur de moyenne spatiale à l'équation bilan de l'aérosol en mouvement au sein d'un couvert végétal. Comme le volume représentatif contient des surfaces matérielles, l'opération de moyenne spatiale fait apparaître des termes d'interactions entre le milieu aérosol et ces surfaces végétales. Celles-ci sont supposées ne pas être des sources d'émission de particules et considérées comme des puits parfaits pour le milieu aérosol. Les phénomènes de rebond et de remise en suspension ne sont donc pas pris en compte. Dans ces conditions, les termes d'interactions entre l'aérosol et les surfaces correspondent à des dépôts générés par chacun des processus influençant le mouvement des particules. Un terme supplémentaire lié au dépôt par interception est rajouté au bilan, car il ne peut pas apparaître de façon mathématique dans le cadre de cette modélisation par champs, puisqu'il dépend de la géométrie des particules et celle des surfaces.

Ces dépôts, tels qu'ils sont exprimés, font intervenir les champs de concentration, de gradient de concentration et de vitesse d'échappement instantanée à proximité immédiate des surfaces végétales. Pour calculer ces dépôts, il est nécessaire de connaître la forme et l'orientation de toutes les surfaces contenues dans le volume représentatif. Comme nous n'avons pas accès à ces grandeurs, les dépôts doivent être modélisés grâce à une approche statistique.

### Principe de l'approche

La modélisation des termes d'interactions entre l'aérosol et les surfaces végétales considère que le dépôt cumulé sur l'ensemble des surfaces contenues dans le volume représentatif est égal à la somme des dépôts intervenant sur chaque surface considérée comme *isolée*. Le terme "isolée" renvoie aux aspects aérodynamique et aérosol. De ces deux points de vue, la surface végétale est supposée ne pas être en interaction avec les autres éléments foliaires.

Concernant l'aspect aérodynamique, des phénomènes tels que les interactions de sillages et les effets d'abri aérodynamique entre les éléments végétaux ne sont donc pas pris en compte. Nous rappelons néanmoins que ces effets sont intégrés dans les variations macroscopiques des grandeurs aérodynamiques, notamment la vitesse moyenne de l'écoulement et la vitesse de friction locale (voir Chap. 4 p. 82). Concernant l'aspect aérosol de cette hypothèse, cela revient à supposer que le milieu aérosol, après avoir interagi avec une

surface, se repeuple de façon quasi-instantanée sous l'effet de la diffusion brownienne et turbulente. Chaque surface est donc supposée isolée des autres, et exposée aux conditions aérodynamiques et aérosol définies à l'échelle du volume représentatif.

Le dépôt d'aérosols sur cette surface est fonction d'une suite de paramètres physiques liés à la surface végétale, à l'aérosol, à l'aérodynamique. Vis-à-vis du dépôt, l'état de la surface végétale peut être également décrit par ces paramètres.

Le volume représentatif est choisi de façon à contenir un nombre suffisant de surfaces végétales. Il est donc supposé possible de bâtir une statistique des éléments végétaux par rapport aux paramètres du dépôt. La déduction à l'échelle du volume représentatif du dépôt se fait alors en intégrant le dépôt élémentaire sur tous les états possibles des surfaces.

Décrivons ci-dessous l'approche statistique dont les concepts et les hypothèses viennent d'être présentés. Par la suite, nous appliquons ce formalisme aux processus de dépôt et déduisons des expressions pratiques de la rétention de l'aérosol par le couvert végétal.

## 6.1 Fermeture des termes de dépôt

Dans notre approche, les processus influençant le mouvement de l'aérosol sont supposés agir de façon indépendante. Les interactions entre ces processus et les surfaces végétales sont donc elles aussi indépendantes les unes des autres. Chaque dépôt s'exprime donc comme si l'aérosol n'était soumis qu'au seul processus mécanique considéré. Tout couplage entre les processus est proscrit, comme par exemple entre diffusion brownienne et impaction turbulente (par exemple Wood, 1981) ou entre interception et diffusion brownienne (Fernandez de la Mora et Friedlander, 1982).

A chaque processus correspond un terme de dépôt sur la végétation contenue dans le volume représentatif. Ce dépôt est rapporté à une unité de volume (voir Eq. 5.20 p. 95) et noté  $dD_\alpha$ , l'indice  $\alpha$  repérant le processus. Le dépôt total par unité de volume représentatif,  $dD$ , est la somme de ces dépôts, soit

$$dD = \sum_{\alpha=1}^m dD_\alpha$$

Où  $m$  désigne le nombre de processus générant un dépôt, soit  $m = 5$ . Ce sont l'impaction inertielle, l'impaction turbulente, la diffusion brownienne, la sédimentation et l'interception. Le couvert végétal n'est constitué dans notre étude que d'éléments foliaires <sup>1</sup>. Nous rappelons que le dépôt associé à un processus  $\alpha$  s'écrit :

$$dD_\alpha = \frac{1}{V} \iint_{S_{veg}} \vec{J}_\alpha \cdot \vec{n} ds \quad (6.1)$$

Dans cette somme  $V$  est la mesure du volume représentatif,  $S_{veg}$  est la réunion de toutes les surfaces foliaires du volume représentatif,  $\vec{J}_\alpha$  est le flux d'aérosols moyen généré par le processus  $\alpha$  (par rapport au chapitre précédent, le symbole de moyenne en temps est omis), et  $\vec{n}$  désigne toujours le vecteur unitaire sortant, normal à la surface végétale. Si chaque surface est supposée isolée des autres, le dépôt  $dD_\alpha$  s'exprime en fonction des dépôts élémentaires sur chaque surface supposée être exposée aux conditions aérosol

---

<sup>1</sup> Il est possible d'étendre l'approche à d'autres organes végétaux, tels les brindilles ou les troncs. Cela nécessite de connaître leur distribution statistique par rapport aux paramètres du dépôt.

et aérodynamiques définies à l'échelle du volume. Nous détaillons les deux étapes de l'approche, la première s'intéressant au dépôt élémentaire sur chaque surface, la seconde intégrant le dépôt élémentaire sur l'ensemble des états possibles de surface foliaire pour obtenir le dépôt macroscopique.

### 6.1.1 Dépôt sur un élément végétal

Soit un élément foliaire, de surface  $\Sigma$  et d'aire totale  $s$ , exposé au milieu aérosol. Le dépôt sur l'élément foliaire généré par le processus  $\alpha$  est noté  $d_\alpha$ . Il est lié au flux aérosol induit par le processus  $\alpha$  et s'écrit :

$$d_\alpha = \iint_{\Sigma} \vec{J}_\alpha \cdot \vec{n} ds \quad (6.2)$$

Le flux  $\vec{J}_\alpha$  est dirigé vers la surface et  $\vec{n}$  est la normale sortante à la surface.  $d_\alpha$  est ainsi une quantité négative. Il s'exprime en fonction de caractéristiques aérosol et aérodynamique en proche paroi, qui ne sont pas connues. Nous choisissons donc de formuler ce dépôt en fonction des caractéristiques aérosol et aérodynamique à échelle macroscopique, en particulier de la concentration moyenne  $\langle \bar{\gamma} \rangle$ . Nous définissons donc une vitesse de dépôt élémentaire  $v_\alpha$  telle que :

$$\boxed{d_\alpha = -v_\alpha s \langle \bar{\gamma} \rangle} \quad (6.3)$$

Dans cette formulation, la vitesse de dépôt est exprimée par rapport à la surface totale de l'élément foliaire. Elle dépend d'un ensemble de paramètres définissant l'élément foliaire considéré soumis au dépôt considéré. Cela peut être les caractéristiques liées à la feuille (forme, orientation), à l'aérosol (taille, inertie, diffusivité brownienne) et à l'aérodynamique. Mathématiquement, nous notons  $\Psi_\alpha$  la suite des paramètres physiques dont dépend le dépôt élémentaire, soit :

$$\Psi_\alpha = \{\psi_{\alpha,1}, \dots, \psi_{\alpha,q}\}$$

Où  $q$  désigne le nombre de paramètres de la suite. Nous rappelons qu'ils sont propres au processus de dépôt considéré et caractérisent un état de l'élément foliaire.

Le volume représentatif est bâti de façon à contenir un nombre suffisant d'éléments foliaires. Nous pouvons donc définir une statistique des quantités de  $\Psi_\alpha$  qui caractérisent les éléments foliaires. Cela permet d'intégrer la variabilité des conditions foliaires dans l'expression du dépôt à l'échelle macroscopique.

### 6.1.2 Captation à l'échelle macroscopique

Soit  $C_N$  le nombre d'éléments foliaires par unité de volume. Chacun d'entre eux est caractérisé par un état particulier et donc une suite de valeurs prises par les éléments de  $\Psi_\alpha$ . Soit  $D(\Psi_\alpha)$  le domaine de variations des paramètres de  $\Psi_\alpha$ . Supposons connue leur fonction de distribution  $f_\alpha$ . Soit  $d\Psi_\alpha$  un élément différentiel dans  $D(\Psi_\alpha)$ , soit :

$$d\Psi_\alpha = \prod_{j=1}^q d\psi_{\alpha,j}$$

Alors  $f_\alpha(\Psi_\alpha) d\Psi_\alpha$  donne la fraction du nombre total de feuilles du volume représentatif dans un état voisin. Par "état voisin", il faut comprendre que chacun des paramètres



qui décrit cet état prend une valeur entre  $\psi_{\alpha,j}$  et  $\psi_{\alpha,j} + d\psi_{\alpha,j}$ . Le nombre de feuilles correspondant est donc :

$$C_N V f_\alpha(\Psi_\alpha) d\Psi_\alpha$$

Chacune d'entre elles reçoit le même dépôt élémentaire  $d_\alpha(\Psi_\alpha)$ . La contribution au dépôt total de l'ensemble de ces feuilles est donc :

$$C_N V d_\alpha f_\alpha d\Psi_\alpha$$

Par souci de lisibilité, ne figure pas dans cette expression la dépendance du dépôt élémentaire et de la fonction de distribution à la suite de paramètres  $\Psi_\alpha$ .

L'intégration de cette contribution sur tous les états possibles des éléments foliaires permet d'exprimer le dépôt par unité de volume de la couronne foliaire, soit :

$$dD_\alpha = \int_{D(\Psi_\alpha)} C_N d_\alpha f_\alpha d\Psi_\alpha = -\langle \bar{\gamma} \rangle C_N \int_{D(\Psi_\alpha)} s v_\alpha f_\alpha d\Psi_\alpha \quad (6.4)$$

Ce dépôt macroscopique est donc relié à la concentration moyenne par l'intermédiaire d'une grandeur parfois appelée taux de dépôt (Aylor et Flesch, 2001), et notée  $r_\alpha$  [ $s^{-1}$ ], qui agrège l'influence de la mécanique des aérosols et celles des propriétés statistiques du couvert, soit :

$$r_\alpha = C_N \int_{D(\Psi_\alpha)} s v_\alpha f_\alpha d\Psi_\alpha$$

Dans la mesure où la surface totale est un paramètre commun à l'ensemble des processus de dépôt, nous exprimons ce taux de dépôt en fonction de la densité de surface foliaire totale  $a$ , c'est-à-dire la surface cumulée des feuilles par unité de volume (Eq. 3.7 p. 69). Cela permet de faire apparaître un terme, dont la dimension est celle d'une vitesse. Le taux de dépôt se formule donc par  $r_\alpha = a V_\alpha$  où  $V_\alpha$  est appelée vitesse macroscopique de dépôt. Sa définition est :

$$V_\alpha = \int_{D(\Psi_\alpha)} \frac{s}{\bar{s}} v_\alpha f_\alpha d\Psi_\alpha \quad (6.5)$$

La quantité  $\bar{s}$  est la surface moyenne des éléments foliaires dans le volume représentatif. Elle se définit à partir de la statistique de l'aire des feuilles (voir Chap. 3 p. 67).

Pour récapituler, le dépôt généré par le processus  $\alpha$  sur les éléments foliaires contenus dans le volume représentatif s'exprime en fonction de la densité de surface foliaire, de la concentration moyenne et d'une vitesse de dépôt dite macroscopique, soit :

$$dD_\alpha = -a \langle \bar{\gamma} \rangle V_\alpha \quad (6.6)$$

Les modèles existants, décrivant notamment le transport de spores (Legg et Powell, 1979; Aylor et Flesch, 2001), postulent les vitesses macroscopiques de dépôt associées à l'impaction inertielle et à la sédimentation de la forme  $V_\alpha = f_\alpha v_\alpha$  où  $f_\alpha$  est la fraction de surface exposée au processus  $\alpha$  et  $v_\alpha$  est la vitesse de dépôt sur un élément foliaire typique. L'interaction entre le processus et les surfaces foliaires se réduit alors à la surface disponible pour le dépôt. Ce type de paramétrisation peut s'avérer incertaine si l'influence de la surface foliaire (ou des dimensions caractéristiques) s'exerce sur la vitesse de dépôt

élémentaire par une relation non linéaire.

Nous montrons que l'interaction entre le processus et ces surfaces est, à priori, complexe et ne peut être exprimée en général de façon simple. Néanmoins, nous envisageons un cas particulier dans lequel la vitesse macroscopique s'exprimerait de façon plus immédiate.

**Cas particulier** Nous supposons que les hypothèses suivantes sont vérifiées. D'abord la vitesse élémentaire de dépôt peut se décomposer en séparant les variables, c'est-à-dire qu'il existe  $n$  fonctions  $v_1, \dots, v_n$  telles que :

$$v_\alpha(\psi_1, \dots, \psi_n) = \prod_{i=1}^n v_i(\psi_i)$$

où  $n$  est le nombre de variables dont dépend le dépôt. Ensuite il est supposé que chacune de ces fonctions satisfait à la propriété d'homogénéité suivante :

$$\forall t \text{ réel non nul}, \forall i \in [1..n] \quad v_i(tx) = t^{\lambda_i} v_i(x)$$

Où  $\lambda_i$  est le degré de la fonction. La distribution statistique des éléments foliaires  $f_{\psi_i}$  par rapport à chaque paramètre  $\psi_i$  est introduite. La moyenne  $\overline{\psi_i}$  de chacun est :

$$\overline{\psi_i} = \int_{D(\psi_i)} x f_{\psi_i}(x) d(x)$$

La vitesse élémentaire se réécrit alors comme :

$$v_\alpha(\psi_1, \dots, \psi_n) = v_\alpha(\overline{\psi_1}, \dots, \overline{\psi_n}) \prod_{i=1}^n \left( \frac{\psi_i}{\overline{\psi_i}} \right)^{\lambda_i} \quad (6.7)$$

soit comme le produit d'une fonction des paramètres moyens et d'un facteur qui dépend de la statistique foliaire par rapport aux paramètres du dépôt. La vitesse macroscopique, telle qu'elle est définie par l'équation (6.5), présente une propriété analogue, soit :

$$V_\alpha = A v_\alpha(\overline{\psi_1}, \dots, \overline{\psi_n}) \quad (6.8)$$

Où  $A$  est un paramètre qui dépend exclusivement des statistiques foliaires par rapport à chaque paramètre du dépôt et de la statistique conjointe, soit :

$$A = \int_{D(\Psi_\alpha)} \frac{s}{\overline{s}} \prod_{i=1}^n \left( \frac{\psi_i}{\overline{\psi_i}} \right)^{\lambda_i} f_\alpha d\Psi_\alpha \quad (6.9)$$

Cette propriété offre des perspectives intéressantes. Elle permet en effet d'exprimer de façon distincte l'influence du processus de dépôt aérosol, exprimée sur un élément typique du couvert, et l'influence de la variabilité des surfaces foliaires vis-à-vis des paramètres du dépôt. La seconde de ces influences requiert de connaître les statistiques de feuilles par rapport à des paramètres foliaires (forme, orientation) ou aérodynamiques. Celles-ci peuvent être mesurées indépendamment du dépôt, perspective intéressante lorsque l'on connaît le coût et la difficulté des mesures de dépôt aérosol, en particulier sur site. Par ailleurs, si ces statistiques ne sont pas connues, la propriété précédente laisse à penser qu'il est possible de majorer la constante  $A$  et fournir une estimation majorante de la vitesse

de dépôt macroscopique. Nous verrons par la suite que le dépôt par diffusion brownienne remplit les conditions décrites.

Dans cette partie nous avons proposé une approche originale pour décrire la captation du couvert selon les différents processus de dépôt. Partant d'une description mécaniste des dépôts sur chaque élément végétal, elle a recours à la statistique des feuilles ou des aiguilles par rapport aux paramètres du dépôt et permet de déduire un dépôt macroscopique à l'échelle du volume représentatif. Cette approche va à présent être appliquée aux processus de dépôt pris en compte dans cette étude.

## 6.2 Application aux processus de dépôt

Dans cette partie nous appliquons le modèle développé précédemment aux principaux processus de dépôt intervenant dans le bilan macroscopique (Eq. 5.19 et 5.20 p. 94). Il s'agit de la diffusion brownienne, de l'impaction inertielle, de la sédimentation, de l'impaction turbulente et de l'interception. Des expressions pratiques de captation de l'aérosol par le couvert sont ainsi établies.

L'écoulement aérodynamique est caractérisé par deux échelles caractéristiques de vitesse, soit la vitesse moyenne horizontale (dont l'axe est aligné vers le vecteur  $\vec{e}_x$ ) et la vitesse de friction locale  $u_f$  liée au frottement turbulent (voir Chap. 4 p. 82).

Par souci de lisibilité, les notations sont allégées par rapport aux chapitres précédents. En particulier les symboles de moyennes en temps et en espace sont omis, sauf cas ambigu. La concentration moyenne en aérosol à l'échelle du volume représentatif est notée  $\gamma_\infty$ , pour signifier qu'elle correspond à la concentration supposée uniforme loin de l'obstacle. La concentration dans l'air au voisinage immédiat de la surface foliaire est notée  $\gamma_0$ . Selon les gammes granulométriques et le processus de dépôt considéré, l'importance relative de  $\gamma_0$  par rapport à  $\gamma_\infty$  n'est pas la même.

### 6.2.1 Diffusion brownienne

A l'échelle d'un élément foliaire nous exprimons le dépôt par diffusion brownienne à partir de la théorie sur plaque plane infinie lisse et sur cylindre infini lisse, en tenant compte de la nature de la couche limite se développant à leur surface. Nous déduisons ensuite la captation macroscopique en appliquant la méthode statistique proposée.

#### Dépôt sur un élément foliaire

Soit  $\vec{J}_B$  la densité de flux diffusif, pilotée par le gradient de concentration, dont l'expression est  $\vec{J}_B = -D_B \vec{\nabla} \gamma$ . Pour les particules fines soumises à ce type de dépôt, dont le diamètre est inférieur à quelques dixièmes de micron environ (gamme d'Aitken), la concentration à la surface,  $\gamma_0$ , est très faible devant celle loin de l'obstacle (Chamberlain, 1991, p. 195). Le flux est donc dirigé selon la normale à la surface, et ce indépendamment de l'orientation ou de la forme de l'obstacle. Sur l'élément foliaire, le dépôt diffusif s'écrit :

$$d_B = \iint_{\Sigma} \vec{J}_B \cdot \vec{n} \, ds = -D_B \iint_{\Sigma} \vec{\nabla} \gamma \cdot \vec{n} \, ds$$

Le champ de concentration et de son gradient ne sont pas connus au voisinage de la paroi. Le gradient peut raisonnablement être estimé de l'ordre de  $\gamma_\infty/L$ , où  $L$  est la dimension caractéristique de l'obstacle (soit la longueur de la feuille dans le sens de l'écoulement et le diamètre de l'aiguille). Le dépôt élémentaire est donc tel que :

$$d_B \propto -\frac{D_B}{L} s \gamma_\infty$$

où le coefficient de proportionnalité est le nombre de Sherwood, Sh. En écrivant le dépôt élémentaire à l'aide d'une vitesse de dépôt, soit  $d_B = -v_B s \gamma_\infty$ , celle-ci s'exprime comme :

$$v_B = \frac{\text{Sh} D_B}{L} \tag{6.10}$$

La forme de l'élément foliaire et le régime aérodynamique à sa proximité vont influencer le dépôt. Cette dépendance est prise en compte dans le nombre de Sherwood. Dans la suite nous rappelons pour chaque type d'obstacles foliaires d'abord les conditions de transition vers la turbulence, puis les expressions du transfert élémentaire par diffusion brownienne.

**Feuilles planes** Il a été vu précédemment (p. 55 et suivantes) que la transition turbulente sur des feuilles planes à incidence nulle intervient pour des valeurs critiques du nombre de Reynolds de l'ordre de  $10^4$ . Cette valeur critique varie selon la forme des feuilles (ou des modèles de feuille) et selon le degré de turbulence amont. Suivant la valeur relevée par Chen *et al.* (1988a) sur plaque à incidence nulle, le nombre de Reynolds critique est fixé à  $Re_L = 2 \cdot 10^4$ . Avec cette valeur critique, dans des conditions raisonnables de vent et de taille de feuille ( $U < 5 \text{ m.s}^{-1}$  et  $L < 10 \text{ cm}$ ), la couche limite d'une feuille reste essentiellement laminaire.

Le transfert diffusif en convection libre est caractérisé par le nombre de Sherwood, classiquement exprimé en fonction des nombres de Schmidt ( $Sc = \nu_T/D_B$ ) et du nombre de Reynolds. Les expressions du nombre de Sherwood sur plaque plane, lisse et infinie, déjà présentées (voir Chap. 2 p. 55) sont rappelées ici. Dans une couche limite laminaire, le nombre de Sherwood s'exprime comme :

$$Sh = 0,664 Sc^{1/3} Re_L^{1/2} \quad (6.11)$$

Dans une couche limite turbulente cette relation est :

$$Sh = 0,036 Sc^{1/3} Re_L^{4/5} \quad (6.12)$$

L'inclinaison des feuilles joue un rôle dans le transfert massique (voir Chap. 2). En effet, les écoulements sur les faces amont et aval d'une feuille inclinée sont dissymétriques. Sur la face amont, la couche limite est stabilisée par le gradient de pression tandis que sur la face aval, un décollement et une zone de recirculation apparaissent assez vite (Schuepp, 1993). Les conséquences sur le transfert massique ont été étudiées sur des modèles carrés de feuille (Chen *et al.*, 1988b, voir Fig. 2.4 p. 56). En intégrant les contributions au dépôt des deux faces, l'augmentation du transfert induite par l'inclinaison est maximale pour des angles de l'ordre de  $20^\circ$  et peut atteindre de 40 à 60%, selon la taille des plaques. L'inclinaison foliaire a donc un effet sur le transfert diffusif, via la modification des couches limites.

Dans ce qui suit, nous ne tenons pas compte de cette influence trop complexe à modéliser. Par ailleurs, l'erreur induite reste raisonnable, vis-à-vis des objectifs de notre étude.

Le dépôt élémentaire sur une feuille plane est donc décrit par une vitesse élémentaire  $v_B$ . Cette vitesse élémentaire, reliée au nombre de Sherwood (Eq. 6.10), a une expression différente selon que la couche limite est laminaire ou turbulente.

Lorsque la couche limite foliaire est laminaire ( $Re_L < 2 \cdot 10^4$ ), elle s'écrit :

$$v_B = 0,664 D_B^{2/3} \nu_a^{-1/6} L^{-1/2} U^{1/2} \quad (6.13)$$

Dans le cas plus rare d'une couche limite foliaire turbulente ( $Re_L > 2 \cdot 10^4$ ), la vitesse de dépôt élémentaire s'écrit :

$$v_B = 0,036 D_B^{2/3} \nu_a^{-7/15} L^{-1/5} U^{4/5} \quad (6.14)$$

Si la littérature offre des exemples d'étude du transfert brownien vers les feuilles planes, la situation n'est pas la même pour les aiguilles.

**Aiguilles** Pour les obstacles cylindriques, la transition vers la turbulence est étudiée en distinguant l'état de la couche limite de l'obstacle et de son sillage.

Considérons un cylindre de longueur infini, de diamètre  $D$ , placé dans un écoulement dont la direction est perpendiculaire à l'axe du cylindre. Le nombre de Reynolds est bâti sur le diamètre  $D$ . L'état aérodynamique à proximité du cylindre dépend fortement du nombre de Reynolds (par exemple Graf et Altinakar, 1995, p. 383).

Lorsque le nombre de Reynolds est très faible, disons inférieur à 0,5 environ, l'écoulement est rampant, c'est à dire que les forces de viscosité sont dominantes et qu'il n'y a pas de séparation de l'écoulement. Lorsque le nombre de Reynolds augmente, jusqu'à  $Re_D < 50$  environ, une couche limite laminaire se développe à la surface du cylindre et se détache à l'aval. Deux tourbillons, attachés au cylindre, stables et symétriques, se développent, suivis d'un sillage laminaire. Avec l'augmentation du Reynolds, les deux tourbillons se détachent et une allée de tourbillons alternés se forme, jusqu'à  $Re_D \sim 4000$  environ. Le sillage est laminaire. Lorsque le nombre de Reynolds augmente encore, la couche limite reste laminaire tandis que le sillage devient rapidement turbulent, jusqu'à  $Re_D \sim 4 \cdot 10^5$  environ. Enfin, pour des nombres de Reynolds supérieurs à cette valeur critique de  $4 \cdot 10^5$ , la couche limite est turbulente sur le cylindre.

Les aiguilles sont des obstacles de longueur finie, éventuellement inclinés par rapport à l'écoulement incident. Nous n'avons pas trouvé de données expérimentales décrivant l'influence de ces facteurs sur la transition turbulente. Nous supposons donc qu'elle apparaît au sein du sillage vers  $Re_D \sim 4000$  et au sein de la couche limite vers  $Re_D \sim 4 \cdot 10^5$ . Pour des aiguilles, dont le diamètre est inférieur au demi-centimètre, placées dans un écoulement dont la vitesse moyenne est inférieure à  $5 \text{ m.s}^{-1}$ , le nombre de Reynolds reste inférieur à  $2 \cdot 10^3$ . L'écoulement au sein de la couche limite et du sillage est donc essentiellement laminaire.

Dans la littérature, le transfert massique par diffusion vers un cylindre isolé est décrit par différentes formulations du nombre de Sherwood, fonction des nombres de Schmidt et de Reynolds. L'analogie entre transfert thermique et transfert massique en convection forcée est utilisée (voir note 2 page 55). Hilpert (1933) propose une corrélation décrivant le transfert thermique dans l'air en fonction du nombre de Reynolds. Des expériences ont été menées depuis dans d'autres milieux afin de préciser la dépendance au nombre de Prandtl, analogue pour le transfert thermique du nombre de Schmidt (par exemple Eckert et Drake, 1959, p. 242). Utilisant cette analogie entre transferts de chaleur et de masse, ces derniers proposent une expression du transfert diffusif vers un cylindre de la forme :

$$Sh = 0,43 + CSc^{0,31} Re_D^n \quad (6.15)$$

Dans cette expression les constantes  $C$  et  $n$  dépendent du régime d'écoulement autour du cylindre. Leurs valeurs sont détaillées dans le tableau 6.1.

Le premier régime correspond au régime dans lequel la couche limite est laminaire et où l'écoulement dans les tourbillons est exempt de turbulence. Le second ne correspond pas à un régime aérodynamique identifié précédemment et est vu comme un régime de transition. Le troisième enfin correspond à un régime dans lequel la couche limite est laminaire et le sillage devient turbulent assez rapidement après le point de décollement (par exemple Comolet, 1982, p. 224).

$Re_D$	$C$	$n$	$A$	$m$
1-4 $10^3$	0,532	1/2	0,467	1/2
4 $10^3$ - 4 $10^4$	0,193	0,618	0,203	3/5
4 $10^4$ - 4 $10^5$	0,027	0,805	0,025	4/5

TAB. 6.1 – Coefficients pour le transfert diffusif vers un cylindre, intervenant dans l’expression originale (Eq. 6.15) de Eckert et Drake (1959) et dans l’expression modifiée introduite ici (Eq. 6.16).

Nous souhaitons, dans le cas des aérosols, introduire une formulation du nombre de Sherwood analogue à celles utilisées pour les obstacles plans (Eq. 6.11 et 6.12). Les aérosols, à la différence des gaz, sont caractérisés par des nombres de Schmidt importants. A 20° et sous une atmosphère, le nombre de Schmidt est au minimum de 300 environ (valeur calculée pour des particules d’un centième de micron). La relation empirique (6.15) fait intervenir une constante égale à 0,43, alors négligeable devant le terme de droite.

Nous proposons donc une formulation très similaire à l’équation (6.15), mais en négligeant cette constante et en donnant par ailleurs aux exposants une forme de fraction rationnelle, soit :

$$Sh = A Sc^{1/3} Re_D^m \quad (6.16)$$

Où les constantes  $A$  et  $m$  sont peu différentes des constantes initiales  $C$  et  $n$  (voir Tab. 6.1). Des formulations de ce type ont déjà été proposées sur des gammes de nombres de Reynolds plus restreintes (Monteith et Unsworth, 1990). Ceux-ci proposent dans le régime aérodynamique intermédiaire une constante  $A = 0,26$  et le même exposant  $m = 3/5$ , en s’appuyant sur des mesures de transfert de vapeur d’eau (Powell, 1940; Rapp, 1970).

La figure 6.1 présente l’évolution du nombre de Sherwood en fonction du nombre de Reynolds selon l’expression initiale de Eckert et Drake (1959) (Eq. 6.15) et la formule légèrement modifiée que nous proposons (Eq. 6.16). Différentes valeurs du nombre de Schmidt sont utilisées, soit  $Sc=300$ ,  $2 \cdot 10^4$  et  $3 \cdot 10^5$  correspondant en conditions standards à des diamètres d’environ  $0,01 \mu m$ ,  $0,1 \mu m$  et  $0,5 \mu m$ .

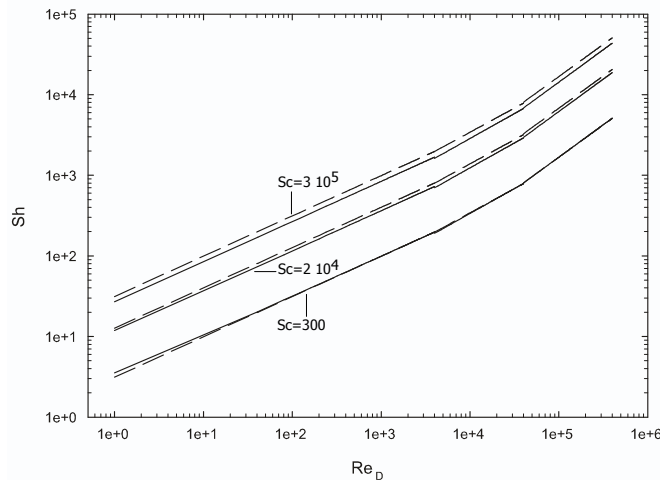


FIG. 6.1 – Transfert diffusif vers un cylindre : Evolution du nombre de Sherwood en fonction du nombre de Reynolds. La formulation originale (Eq. 6.15) est repérée par des traits continus et la formulation modifiée (Eq. 6.16) par des traits pointillés.

L'écart relatif entre les deux formulations est au maximum de 20 %. Par la suite, nous conservons donc la formulation que nous avons proposée.

Le dépôt élémentaire sur une aiguille est décrit par le nombre de Sherwood (Eq. 6.16), dont l'évolution diffère selon les régimes d'écoulement. La vitesse associée à ce dépôt (Eq. 6.10) s'écrit :

$$v_B = A D_B^{2/3} \nu_a^{1/3-m} D^{m-1} U^m \quad (6.17)$$

Dans cette expression les constantes  $A$  et  $m$  sont liées au nombre de Reynolds (voir Tab. 6.1).

Nous avons donc exprimé le dépôt élémentaire vers une aiguille isolée, en l'assimilant à un cylindre lisse, de hauteur grande devant son diamètre. Nous n'avons pas isolé de mesures vérifiant la validité des expressions déduites. Ces expressions sont similaires à celles obtenues sur feuille planes.

**Similitude du dépôt élémentaire brownien sur feuilles planes et aiguilles** Nous rappelons ici sous une même forme les expressions du dépôt élémentaire vers une feuille et une aiguille isolée. Si  $L$  désigne de façon générale la dimension caractéristique de l'obstacle, la vitesse élémentaire de dépôt s'écrit comme :

$$v_B = A D_B^{2/3} \nu_a^{1/3-m} L^{m-1} U^m \quad (6.18)$$

Où les constantes  $A$  et  $m$ , liées au régime aérodynamique autour de l'obstacle, sont détaillées dans le tableau 6.2.

Feuille plane			Aiguille		
$Re_L$	$A$	$m$	$Re_L$	$A$	$m$
$Re_L < 2 \cdot 10^4$	0,664	1/2	$1 < Re_L < 4 \cdot 10^3$	0,467	1/2
			$4 \cdot 10^3 \leq Re_L < 4 \cdot 10^4$	0,203	3/5
$Re_L \geq 2 \cdot 10^4$	0,036	4/5	$4 \cdot 10^4 \leq Re_L \leq 4 \cdot 10^5$	0,025	4/5

TAB. 6.2 – Coefficients pour le calcul du transfert brownien vers une feuille plane ou une aiguille (Eq. 6.18).

A l'aide de la méthode proposée, nous déduisons la captation associée à un ensemble d'éléments foliaires.

### Captation du couvert par diffusion brownienne

Nous supposons que les variables aléatoires dont dépend le dépôt par diffusion brownienne sont la surface et la dimension caractéristique de l'élément foliaire. Comme il existe une relation fonctionnelle entre ces deux variables (Eq. 3.1 et 3.2 p. 65), alors le dépôt ne dépend que d'une variable aléatoire, la dimension caractéristique. La relation fonctionnelle liant la surface à la dimension caractéristique n'est pas la même pour les feuilles planes et pour les aiguilles. Cela nous oblige à distinguer les deux formes dans la dérivation des vitesses macroscopiques.

**Feuilles planes** La surface évolue comme le carré de la dimension caractéristique  $L$  de la feuille. Soit  $D(L)$  son domaine de variation. En appliquant la méthode proposée, la



vitesse macroscopique (Eq. 6.5) s'écrit :

$$V_B = \int_{D(L)} \frac{x^2}{\bar{x}^2} v_B(x) f_L(x) dx \quad (6.19)$$

Par ailleurs, la fonction décrivant la vitesse de dépôt élémentaire (Eq. 6.18) est homogène par rapport à la dimension caractéristique, de degré  $m - 1$  (voir cas particulier p. 101). Nous pouvons en effet écrire :

$$v_B(L) = v_B(\bar{L}) \left( \frac{L}{\bar{L}} \right)^{m-1} \quad (6.20)$$

où  $\bar{L}$  désigne la moyenne de la dimension caractéristique. La vitesse macroscopique devient :

$$V_B = I v_B(\bar{L}) \quad \text{avec} \quad I = \int_{D(L)} \frac{x^2}{\bar{x}^2} \left( \frac{x}{\bar{x}} \right)^{m-1} f_L(x) dx \quad (6.21)$$

L'intérêt de cette formulation est de faire apparaître de façon découplée, d'une part, la mécanique du dépôt d'aérosol, au travers de la vitesse élémentaire associée à un élément de taille moyenne et, d'autre part, la morphologie végétale, au travers de cette intégrale  $I$ . Cette intégrale est reliée aux différents moments de la distribution de la dimension caractéristique, soit :

$$I = \frac{\overline{L^{m+1}}}{\bar{L}^2 \bar{L}^{m-1}} \quad (6.22)$$

Pour une distribution uniforme de la dimension caractéristique, l'intégrale  $I$  vaut :

$$I = 3 \frac{2^{(m-1)}}{(m+2)} \quad (6.23)$$

et la vitesse de dépôt macroscopique est :

$$\boxed{V_B = A I D_B^{2/3} \nu_a^{1/3-m} \bar{L}^{m-1} U^m} \quad (6.24)$$

Où, nous le rappelons,  $m$  et  $A$  dépendent de l'état de la couche limite sur les feuilles (voir Tab. 6.2).

**Aiguilles** La surface totale évolue avec le diamètre et la hauteur de l'aiguille (Eq. 3.2), celles-ci étant deux variables aléatoires. Or la vitesse élémentaire ne dépend que du diamètre. La vitesse de dépôt macroscopique s'écrit donc :

$$V_B = \int_{D(D, h_a)} \frac{xy}{\bar{x}\bar{y}} v_B(x) f_{D, h_a}(x, y) dx dy$$

$D(D, h_a)$  et  $f_{D, h_a}$  correspondent respectivement au domaine de variations du diamètre et de la hauteur des aiguilles et à la fonction de distribution conjointe de ces variables. Nous supposons que ces deux variables sont indépendantes, donc  $f_{D, h_a} = f_D f_{h_a}$ . La surface moyenne s'écrit alors  $\bar{s} = \pi \bar{h}_a \bar{D}$ . Par ailleurs la vitesse de dépôt élémentaire est une

fonction homogène du diamètre. Nous avons donc une relation similaire à l'équation (6.20), en remplaçant  $\overline{L}$  par  $\overline{D}$ . La vitesse macroscopique se formule alors par :

$$V_B = I v_B(\overline{D}) \quad \text{avec} \quad I = \int_{D(D)} \left(\frac{x}{\overline{D}}\right)^m f_D(x) dx = \frac{\overline{D^m}}{\overline{D}^m} \quad (6.25)$$

Pour une distribution uniforme du diamètre des aiguilles, l'intégrale  $I$  vaut :

$$I = \frac{2^m}{m+1} \quad (6.26)$$

La vitesse de dépôt macroscopique est :

$$V_B = A I D_B^{2/3} \nu_a^{1/3-m} \overline{D}^{m-1} U^m \quad (6.27)$$

Si nous récapitulons, nous retenons que la vitesse macroscopique de dépôt s'écrit semblablement pour des feuilles planes et des aiguilles (Eq. 6.24 et 6.27). Dans ces expressions, on distingue deux termes. Le premier,  $I$ , rend compte de la morphologie des éléments foliaires (Eq.6.23 et 6.26). Le second, décrit le dépôt aérosol proprement dit, sur un élément foliaire ayant pour dimension la moyenne des dimensions des éléments foliaires (Eq. 6.18 et Tab. 6.2). En pratique, pour différentes distributions statistiques, le paramètre  $I$  est trouvé proche et inférieur à l'unité. Ses valeurs, dans le cas d'une distribution uniforme, sont présentées dans le tableau 6.3 en fonction de l'exposant  $m$ .

	Feuille plane	Aiguille
$m = 1/2$	0,85	0,94
$m = 3/5$	/	0,95
$m = 4/5$	0,93	0,97

TAB. 6.3 – Valeurs du paramètre  $I$  pour une distribution uniforme de la dimension foliaire (Eq. 6.18).

## 6.2.2 Impaction inertielle

Le dépôt par impaction inertielle sur un ensemble de surfaces foliaires est étudié, en partant du dépôt intervenant sur un élément foliaire et en appliquant la méthode décrite. Nous rappelons que le rebond et la remise en suspension sont négligés.

### Dépôt sur un élément foliaire

Le phénomène d'impaction inertielle a déjà été introduit de façon succincte dans le chapitre dédié à la revue des mesures expérimentales. Nous considérons ici un élément foliaire, de surface  $\Sigma$  et d'aire totale  $s$ . Le dépôt élémentaire intervenant sur sa surface s'écrit :

$$d_I = \iint_{\Sigma} \gamma_0 \vec{u}_e \cdot \vec{n} ds$$

Où  $\vec{u}_e$  et  $\gamma_0$  désignent la vitesse d'échappement moyenne et la concentration aérosol à proximité immédiate de la surface de l'obstacle. Ces deux grandeurs ne sont pas connues à priori et leurs champs dépendent de la forme de l'obstacle, de l'écoulement et des caractéristiques aérosols. Nous pouvons estimer qualitativement l'importance de  $\gamma_0$  par rapport à la concentration  $\gamma_{\infty}$  loin de l'obstacle. Cette importance dépend de l'inertie des particules. Si l'inertie est grande, le processus de dépôt par impaction sera efficace et la concentration  $\gamma_0$  sera très faible devant la concentration  $\gamma_{\infty}$  loin de l'obstacle. A l'inverse, des particules avec une inertie faible ressentiront peu le processus d'impaction inertielle. Leur concentration à la surface  $\gamma_0$  sera alors proche de  $\gamma_{\infty}$ .

La concentration et la vitesse d'échappement ne pouvant être connues avec précision sur la surface foliaire, une efficacité d'impaction est introduite. Cela permet d'exprimer le dépôt sur un élément foliaire en fonction de la vitesse de l'écoulement et de la concentration loin de l'obstacle. L'efficacité d'impaction est définie comme le rapport du nombre d'impacts pendant un temps  $dt$ , soit  $d_I dt$  et du nombre de particules qui passeraient à travers l'obstacle si les trajectoires n'étaient pas déviées par sa présence, soit  $\gamma_{\infty} V$ , où  $V$  est la portion d'espace occupée à  $t$  par l'ensemble des particules qui vont traverser l'obstacle avant  $t + dt$  (voir Fig. 6.2 pour une feuille plate).

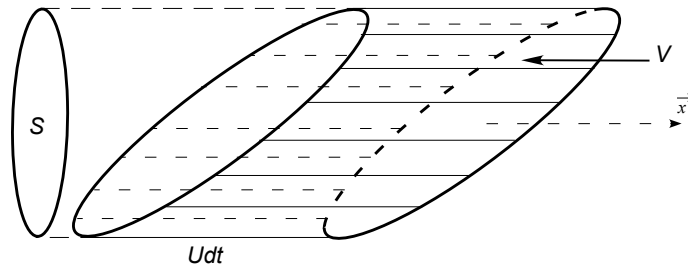


FIG. 6.2 – Impaction inertielle et surface projetée, ici d'un obstacle plan.

Pendant une unité de temps  $dt$ , le dépôt sur l'obstacle est donc :

$$d_I dt = dt \iint_{\Sigma} \gamma_0 \vec{u}_e \cdot \vec{n} ds = -E_I \gamma_{\infty} V = -E_I \gamma_{\infty} S U dt$$

Où  $S$  désigne la surface projetée de l'obstacle dans la direction de l'écoulement amont (voir Fig. 6.2). Cette surface projetée dépend des deux angles décrivant l'orientation des

tissus foliaires (voir Fig. 3.1 p. 66). Elle ne s'exprime pas de façon identique sur feuille plane et sur aiguille, soit :

$$S = \frac{s}{a} \sin \theta \cos \phi \quad (6.28)$$

où  $a = 2$  sur feuille plane et  $a = \pi$  sur aiguille. Compte tenu de la symétrie cylindrique, nous notons que pour une aiguille parfaitement verticale, c'est à dire  $\theta = \pi/2$ , l'azimut n'a aucune influence sur la valeur de la surface projetée, celle-ci étant égale à  $s/\pi$ . Finalement le dépôt par impaction inertielle s'écrit :

$$d_I = -\frac{s}{a} E_I U \gamma_\infty \sin \theta \cos \phi \quad (6.29)$$

En écrivant ce dépôt sous la forme prescrite précédemment, soit  $d_I = -v_I s \gamma_\infty$ , la vitesse de dépôt élémentaire a pour expression :

$$\boxed{v_I = \frac{1}{a} E_I U \sin \theta \cos \phi} \quad (6.30)$$

L'efficacité d'impaction intervenant dans l'expression précédente est en toute rigueur définie pour une orientation d'obstacle. En effet, la quantité des particules qui impactent est liée à la façon dont les lignes de courant sont perturbées par la présence de l'obstacle, donc par son orientation et sa forme. Nous allons cependant supposer que l'efficacité d'impaction est constante pour une forme d'obstacle donnée, et que l'influence de l'orientation de l'obstacle est correctement prise en compte au travers des expressions de surface projetée.

L'efficacité d'impaction varie avec le nombre de Stokes, comme nous l'avons vu durant la revue des mesures (p. 59 et suivantes). Nous rappelons que le nombre de Stokes associé à un obstacle de dimension caractéristique  $L$  s'écrit :

$$\text{St} = \frac{U \tau_p}{L} = \frac{\rho_p C_u U}{18 \mu_a L} d_p^2$$

L'expression précédente est obtenue en supposant la masse volumique du gaz négligeable devant celle de l'aérosol. Nous reprenons ici les mesures effectuées sur des obstacles isolés de forme plane (disque ou ruban infini) et de forme cylindrique, placés perpendiculairement à l'écoulement amont. Celles-ci ont déjà été présentées (voir Fig. 2.7 p. 61). L'objectif est de proposer des expressions simples de l'efficacité d'impaction en fonction du nombre de Stokes. L'influence des couches limites foliaires sur l'efficacité d'impaction n'est pas prise en compte. Le profil que nous ajustons est de la forme :

$$E_I = \left( \frac{\text{St}}{\beta + \text{St}} \right)^2 \quad (6.31)$$

Ce profil est de la forme de celui proposé par Langmuir et Blodgett (1946) pour décrire le dépôt sur une sphère, la constante  $\beta$  étant alors égale à 0,25. Bache (1981), s'appuyant sur les mesures de May et Clifford (1967) sur cylindres et rubans, utilise le profil (6.31) avec une constante égale à 0,4. Peters et Eiden (1992), enfin, proposent une constante égale à 0,8 pour décrire le dépôt global sur des aiguilles d'épicéa. Pour notre part nous distinguons les deux formes d'obstacles, qui, comme nous l'avons vu, n'ont pas le même effet sur le dépôt par impaction inertielle (voir Fig. 2.7 p. 61). Soient  $\beta_p$  et  $\beta_c$  les constantes intervenant dans l'équation (6.31) respectivement pour un obstacle plan isolé et un obstacle cylindrique isolé. La figure 6.3 présente l'ensemble des mesures sur des obstacles isolés, plans ou

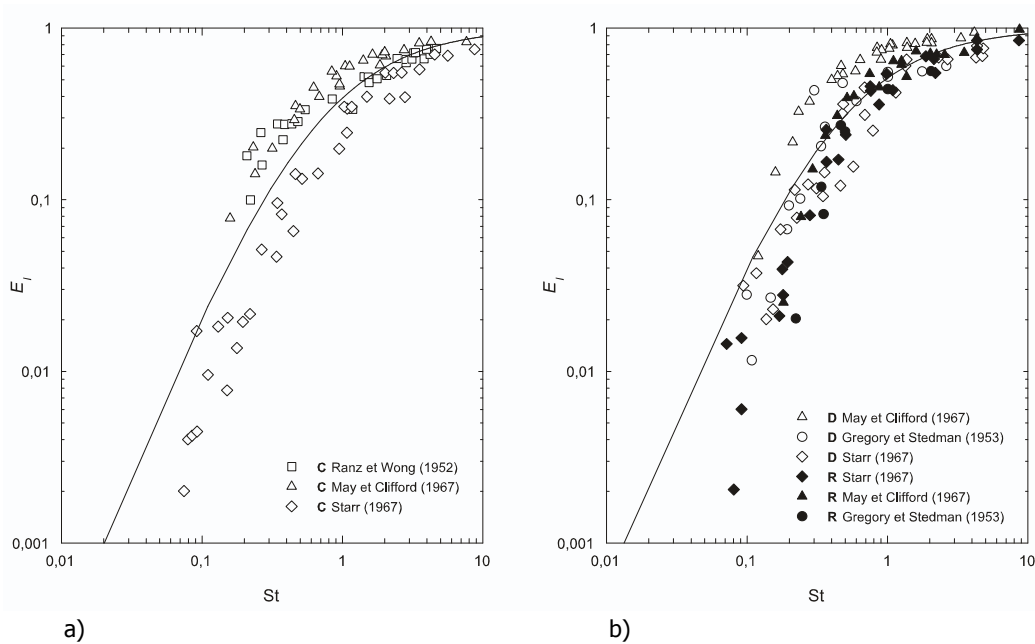


FIG. 6.3 – Dépôt par impaction inertielle en **a)** sur cylindres isolés (**C**) et en **b)** sur obstacles plans isolés, soit des disques (**D**) et des rubans (**R**). Les traits continus correspondent à l'équation (6.31) avec  $\beta_c = 0,6$  pour les cylindres et  $\beta_p = 0,4$  pour les obstacles plans.

cylindriques ainsi que les profils décrits par l'équation (6.31). Les valeurs des constantes sont  $\beta_c = 0,6$  et  $\beta_p = 0,4$ .

Les résultats sur les disques et sur les rubans se distinguent peu et l'écart entre les deux groupes reste inférieur à la dispersion des mesures. Les effets de bord ne semblent donc pas être marqués sur les obstacles plans. A très faibles nombres de Stokes, c'est à dire lorsque la taille des particules ou la vitesse moyenne sont petites, il semble que les profils proposés surestiment les mesures. Il est possible que l'influence des forces de viscosité expliquent ce constat. En effet, lorsque la vitesse de l'écoulement diminue, l'épaisseur de la couche limite augmente, et ces forces de viscosité ne sont plus négligeables. L'écart est surtout marqué pour les obstacles plans.

Concernant les obstacles cylindriques, nous ne pouvons pas conclure à un biais systématique parce que les mesures à très faible nombre de Stokes sont, pour une grande majorité, issues de la même étude (Starr, 1967), étude qui, comme l'ensemble des campagnes de mesures, présente par ailleurs une forte dispersion. Il est donc difficile de conclure. Quoiqu'il en soit, les formulations proposées rendent compte de façon acceptable de l'évolution de l'efficacité d'impaction en fonction du nombre de Stokes. Nous supposons donc que le comportement des aiguilles et des feuilles planes est correctement décrit par ces profils. Cela implique, entre autres, que les effets de bord sont négligeables.

Ces formulations empiriques permettent d'exprimer la vitesse de dépôt associée à un élément foliaire. Nous utilisons ci-dessous la méthode statistique proposée pour déduire le dépôt foliaire au sein du volume représentatif.

## Captation du couvert par impaction inertielle

Supposons que la vitesse élémentaire de dépôt (Eq. 6.30) ne dépend que de trois paramètres aléatoires, la dimension caractéristique, l'inclinaison et l'azimut de l'élément foliaire. La relation entre la surface et la dimension caractéristique n'est pas la même sur aiguille et feuille plane. Nous distinguons donc les deux formes.

**Feuilles planes** Soient  $D(L, \theta, \phi)$  et  $f_{L, \theta, \phi}$  respectivement le domaine de variation de la dimension caractéristique, de l'inclinaison et de l'azimut et la fonction de distribution foliaire conjointe de ces variables aléatoires. La vitesse de dépôt macroscopique s'écrit par application de la méthode :

$$V_I = \int_{D(L, \theta, \phi)} \frac{s(x)}{\bar{s}} v_I(x, y, z) f_{L, \theta, \phi}(x, y, z) dx dy dz \quad (6.32)$$

Si nous supposons que les variables aléatoires sont indépendantes et que nous reportons l'expression de la vitesse élémentaire de dépôt (Eq. 6.30), la vitesse de dépôt macroscopique s'écrit simplement comme :

$$V_I = \frac{1}{2} U K_{\theta 1} K_{\phi} I \quad (6.33)$$

Dans cette expression  $K_{\theta 1}$  est un paramètre lié à la distribution de l'inclinaison, soit  $K_{\theta 1} = \overline{\sin \theta}$ . Il a déjà été introduit (Eq. 3.13 p. 70) et tabulé pour les différentes distributions d'inclinaison (voir Tab. 3.1 p. 69). L'autre constante,  $K_{\phi}$  est définie par :

$$K_{\phi} = \overline{\cos \phi} = \int_{\phi=0}^{\pi/2} \cos x f_{\phi}(x) dx$$

Comme il a été supposé que l'azimut suivait une distribution uniforme (Eq. 3.5 p. 67), cette constante vaut  $K_{\phi} = 2/\pi$ . Enfin  $I$  désigne l'intégrale suivante :

$$I = \int_{D(L)} \frac{x^2}{L^2} E_I(x) f_L(x) dx \quad (6.34)$$

En remplaçant l'efficacité d'impaction par sa formulation (Eq. 6.31), l'intégrale  $I$  s'exprime comme :

$$I = \frac{(\tau_p U)^2}{L^2} \int_{D(L)} \frac{1}{(\beta_p + \tau_p U/x)^2} f_L(x) dx$$

Si nous supposons une distribution uniforme de la dimension caractéristique, nous exprimons l'intégrale  $I$  sous une forme analytique, soit :

$$I = \frac{3 \overline{\text{St}}^2}{4 \beta_p^2} \left[ 2 \frac{1 + \overline{\text{St}}/\beta_p}{2 + \overline{\text{St}}/\beta_p} - \frac{\overline{\text{St}}}{\beta_p} \ln \left( 1 + 2 \frac{\beta_p}{\overline{\text{St}}} \right) \right] \quad (6.35)$$

Où  $\overline{\text{St}}$  est le nombre de Stokes bâti sur la dimension caractéristique moyenne. En reportant les différents résultats dans la formulation de  $V_I$ , celle-ci s'exprime pour les feuilles planes comme :

$$V_I = \frac{3}{4\pi} K_{\theta 1} U \frac{\overline{\text{St}}^2}{\beta_p^2} \left[ 2 \frac{1 + \overline{\text{St}}/\beta_p}{2 + \overline{\text{St}}/\beta_p} - \frac{\overline{\text{St}}}{\beta_p} \ln \left( 1 + 2 \frac{\beta_p}{\overline{\text{St}}} \right) \right] \quad (6.36)$$

Où, nous le rappelons,  $\beta_p = 0,4$  et  $K_{\theta 1}$  est calculé pour les principales distributions statistiques (Tab. 3.1 p. 69).

**Aiguilles** Dans le cas des aiguilles, la surface est fonction à la fois du diamètre et de la hauteur. Or seul le diamètre influe sur le dépôt. La vitesse macroscopique de dépôt s'écrit comme :

$$V_I = \int_{D(D, h_a, \theta, \phi)} \frac{xy}{xy} v_I(x, z, t) f_{D, h_a, \theta, \phi}(x, y, z, t) dx dy dz dt$$

Où  $D(D, h_a, \theta, \phi)$  et  $f_{D, h_a, \theta, \phi}$  désignent respectivement le domaine de variation du diamètre, de la hauteur, de l'inclinaison et de l'azimut des aiguilles et la fonction de distribution conjointe de ces paramètres. Si nous supposons que ces quatre paramètres sont indépendants, la vitesse de dépôt macroscopique adopte une forme similaire à celle sur feuilles planes, soit :

$$\boxed{V_I = \frac{1}{\pi} U K_{\theta_1} K_{\phi} I} \quad (6.37)$$

Où  $K_{\theta_1}$  et  $K_{\phi}$  ont déjà été décrits dans le cas des feuilles planes et  $I$  se formule en fonction de l'efficacité d'impaction, soit :

$$I = \int_{x \in D(D)} \frac{x}{\bar{D}} E_I(x) f_D(x) dx \quad (6.38)$$

En reportant l'expression de l'efficacité d'impaction dans ce qui précède, l'intégrale  $I$  s'écrit :

$$I = \frac{(\tau_p U)^2}{\bar{D}} \int_{x \in D(D)} \frac{1}{x (\beta_c + \tau_p U/x)^2} f_D(x) dx$$

Lorsque le diamètre suit une distribution uniforme, l'intégrale  $I$  trouve une forme analytique, qui s'écrit :

$$I = \frac{\bar{St}^2}{2\beta_c^2} \left[ \frac{1}{1 + 2\frac{\beta_c}{\bar{St}}} + \ln \left( 1 + 2\frac{\beta_c}{\bar{St}} \right) - 1 \right] \quad (6.39)$$

En reportant cette expression et en remplaçant  $K_{\phi}$  par sa valeur  $(2/\pi)$ , la vitesse de dépôt macroscopique (Eq. 6.37) associée à un ensemble d'aiguilles est :

$$\boxed{V_I = \frac{1}{\pi^2} U K_{\theta_1} \frac{\bar{St}^2}{\beta_c^2} \left[ \frac{1}{1 + 2\frac{\beta_c}{\bar{St}}} + \ln \left( 1 + 2\frac{\beta_c}{\bar{St}} \right) - 1 \right]} \quad (6.40)$$

Où, nous le rappelons,  $\beta_c = 0,6$  et  $K_{\theta_1}$  est le sinus moyen et est calculé ailleurs pour les distributions typiques d'inclinaison (Tab. 3.1 p. 69).

### 6.2.3 Sédimentation

Le phénomène de dépôt par sédimentation est, comme nous allons le voir, relativement plus simple à traiter que les précédents.

#### Dépôt sur un élément foliaire

L'aérosol à proximité de l'obstacle n'est soumis qu'à la sédimentation, de densité de flux :

$$\vec{J}_S = -W_S \gamma \vec{e}_z$$

où  $W_S$  est la vitesse de sédimentation. Son expression se déduit de l'équilibre entre la force de gravité, la poussée d'Archimède et de la traînée, supposée s'exprimer par une loi de Stokes, soit :

$$W_S = g\tau_p = \frac{\rho_p g C_u d_p^2}{18\mu_a} \quad (6.41)$$

Dans cette expression  $g$  est l'accélération de la gravité et la masse volumique du gaz est négligée devant celle de l'aérosol,  $C_u$  le coefficient correctif de la loi de traînée de Stokes pour les petits aérosols (Eq. 2.7 p. 54). En pratique, les masses volumiques des aérosols sont de l'ordre du  $g.cm^{-3}$ , soit 1000 fois plus grandes que celle de l'air. Le rapport des masses volumiques est donc très petit devant l'unité et peut être négligée.

L'équation de transport (Eq. 5.1 p. 88) se traduit par une divergence des flux nulle autour de l'obstacle, ce qui, comme la vitesse de sédimentation est constante dans l'espace, entraîne une concentration constante autour de l'élément foliaire et en particulier à sa proximité immédiate, soit  $\gamma_0 = \gamma_\infty$ . Ce dépôt ne concerne que la partie supérieure de l'élément foliaire. Soit  $\Sigma'$  la surface supérieure, d'aire  $s/2$ . Le dépôt élémentaire par sédimentation s'écrit alors :

$$d_S = \iint_{\Sigma'} \vec{J}_S \cdot \vec{n} ds = -W_S \iint_{\Sigma'} \gamma_0 \vec{e}_z \cdot \vec{n} ds = -W_S \gamma_\infty \iint_{\Sigma'} \vec{e}_z \cdot \vec{n} ds$$

Pour une feuille plane, le vecteur unitaire sortant est constant, et le produit scalaire se réduit à  $\vec{e}_z \cdot \vec{n} = \cos \theta$ . Le dépôt élémentaire sur feuille plane vaut :

$$d_S = -W_S \gamma_\infty \frac{s}{2} \cos \theta$$

Pour une aiguille, l'intégration du produit scalaire sur la moitié supérieure de l'aiguille conduit à :

$$d_S = -W_S \gamma_\infty D h_a \cos \theta = W_S \gamma_\infty \frac{s}{\pi} \cos \theta$$

Le dépôt élémentaire est de la forme  $d_S = -v_S s \gamma_\infty$ . Nous identifions donc la vitesse de dépôt élémentaire à :

$$\boxed{v_S = \frac{1}{a} W_S \cos \theta} \quad (6.42)$$

où  $a = 2$  pour une feuille plane et  $a = \pi$  pour une aiguille.

#### Captation du couvert par sédimentation

Les paramètres aléatoires dont dépend le dépôt élémentaire par sédimentation sont la surface et l'inclinaison foliaire. En appliquant la méthode mise en place, la vitesse



macroscopique de dépôt prend la forme :

$$V_S = \int_{D(s,\theta)} \frac{x}{s} v_S(y) f_{s,\theta}(x,y) dx dy \quad (6.43)$$

Si nous supposons que la surface et l'inclinaison sont deux variables aléatoires indépendantes, la surface foliaire disparaît de la formulation de la vitesse macroscopique, qui devient :

$$\boxed{V_S = \frac{1}{a} W_S K_{\theta 2}} \quad (6.44)$$

Dans cette relation,  $a$  prend les valeurs 2 pour un couvert de feuillus et  $\pi$  pour un couvert de conifères ;  $K_{\theta 2}$  est un paramètre dépendant de la distribution de l'inclinaison. Il correspond à la moyenne de la fonction cosinus soit :

$$K_{\theta 2} = \overline{\cos \theta} = \int_{\theta=0}^{\pi/2} \cos y f_{\theta}(y) dy \quad (6.45)$$

Ce paramètre a été calculé pour les distributions typiques de l'inclinaison (Tab. 3.1 p. 69).

## 6.2.4 Impaction turbulente

L'écoulement au sein du couvert est turbulent. Cette turbulence est, comme nous l'avons vu, générée au sommet du couvert, puis est transportée à l'intérieur pour y être dissipée (voir Chap. 4). Les tourbillons, transportant les particules, éjectent celles dont l'inertie est trop grande. Les particules, éjectées dans un voisinage suffisamment proche des surfaces foliaires, ne peuvent être reprises par l'écoulement et s'y déposent, après une phase dite de vol libre, expression couramment utilisée dans les modèles de dépôt turbulent. Le phénomène de dépôt par impaction turbulente a été beaucoup étudié dans les écoulements pleinement turbulents en conduites.

Dans un couvert, chaque élément végétal est entouré d'une couche limite foliaire, dont nous avons vu qu'elle est, dans la majorité des cas, laminaire. Nous pouvons penser que, à la traversée de cette couche limite laminaire, les aérosols peuvent éventuellement, si leur taille est suffisamment fine, un ralentissement dû aux forces de viscosité, ce qui limiterait le dépôt par impaction turbulente. Néanmoins nous n'avons pas pu trouver dans la littérature d'études qui précisent le dépôt par impaction turbulente vers une paroi recouverte d'une couche limite laminaire ou d'une couche limite turbulente non pleinement développée. Nous utilisons donc ici des notions et des résultats obtenus pour un écoulement pleinement turbulent et ne tenons pas compte de l'influence éventuelle des couches limites sur cette forme de dépôt, supposée affecter des particules dont la taille est supérieure à quelques microns.

### Dépôt sur un élément foliaire

Le dépôt élémentaire sur un élément foliaire de surface  $\Sigma$  et d'aire totale  $s$  s'exprime comme :

$$d_{IT} = \iint_{\Sigma} \overline{\gamma' \vec{u}_e' \cdot \vec{n}} \cdot ds$$

La théorie, dite du vol libre, suppose que les particules atteignant la surface ont quitté l'écoulement à une distance  $d_a$  de cette surface. Cette distance est appelée distance d'arrêt. Elle correspond à la distance parcourue par une particule à laquelle a été communiquée une vitesse initiale  $v_p$ . Cette distance dépend de l'inertie de la particule, qui est caractérisée par son temps de relaxation  $\tau_p$  (Eq. 2.13 p. 60). La particule, éjectée d'un tourbillon à une distance de la surface foliaire plus grande que sa distance d'arrêt, ne s'y dépose pas, tandis que celle éjectée d'un tourbillon à une distance inférieure à sa distance d'arrêt s'y dépose.

La vitesse d'éjection,  $v_p$ , communiquée par le fluide à la particule, dépend à priori des caractéristiques de la particule. Elle peut cependant être majorée par une vitesse caractéristique de l'écoulement turbulent, puisque la particule ne peut acquérir une vitesse supérieure à celle de l'écoulement. Elle est donc choisie proportionnelle à la vitesse caractéristique du transfert turbulent, c'est à dire la vitesse de friction locale de l'écoulement,  $u_f$  (voir Chap. 4 p. 82). Soit  $v_p = Au_f$ , avec  $A$  une constante indépendante des caractéristiques des particules. Cette constante diffère selon les auteurs (Wood, 1981; Friedlander, 2000). Suivant Friedlander (2000, p.116), elle est prise égale à l'unité. La distance d'arrêt est donc  $d_a = \tau_p u_f$ .

Soit  $v_{IT}$  la vitesse élémentaire de dépôt par impaction turbulente. Elle est définie par :

$$d_{IT} = -v_{IT} s \gamma_{\infty}$$

La turbulence, au sein du couvert, est par nature tridimensionnelle (par exemple Finnigan, 2000). Nous supposons donc que toute la surface de l'élément foliaire est soumise au dépôt par impaction turbulente. La vitesse d'impaction est supposée dépendre de la viscosité cinématique du fluide, de la vitesse de friction locale et du temps de relaxation, le produit de ces deux dernières variables formant la distance d'arrêt, soit :

$$v_{IT} = f(\nu_a, u_f, \tau_p)$$

Cela suppose que la paroi est lisse. Une analyse dimensionnelle permet de définir à partir de ces quatre variables deux groupements adimensionnés, soit :

$$v_{IT}^+ = \frac{v_{IT}}{u_f} = f\left(\frac{\tau_p u_f^2}{\nu_a}\right)$$

Le groupement  $\tau_p u_f^2 / \nu_a$  se nomme le temps de relaxation adimensionné,  $\tau_p^+$ . Sur la figure 6.4 sont représentés les résultats de quelques campagnes de mesures expérimentales de dépôt turbulent en conduites verticales (Friedlander et Johnstone, 1957; Schwendiman et Postma, 1962; Wells et Chamberlain, 1967; Sehmel, 1968; Liu et Agarwal, 1974). Le trait pointillé vertical indique la séparation entre un régime de dépôt dominé par la diffusion brownienne et le régime de dépôt par impaction turbulente proprement dit (voir aussi la discussion des mesures sur couverts rugueux p. 47). Le dépôt par impaction turbulente se caractérise par deux régimes. Dans le premier, correspondant à  $\tau_p^+$  compris entre environ 0,2 et 20, la vitesse de dépôt adimensionnée  $v_{IT}^+$  croît très fortement, avec le carré de  $\tau_p^+$ , de quatre décades environ. Ensuite un régime de saturation semble se mettre en place, dans lequel la vitesse de dépôt adimensionnée est à peu près constante.

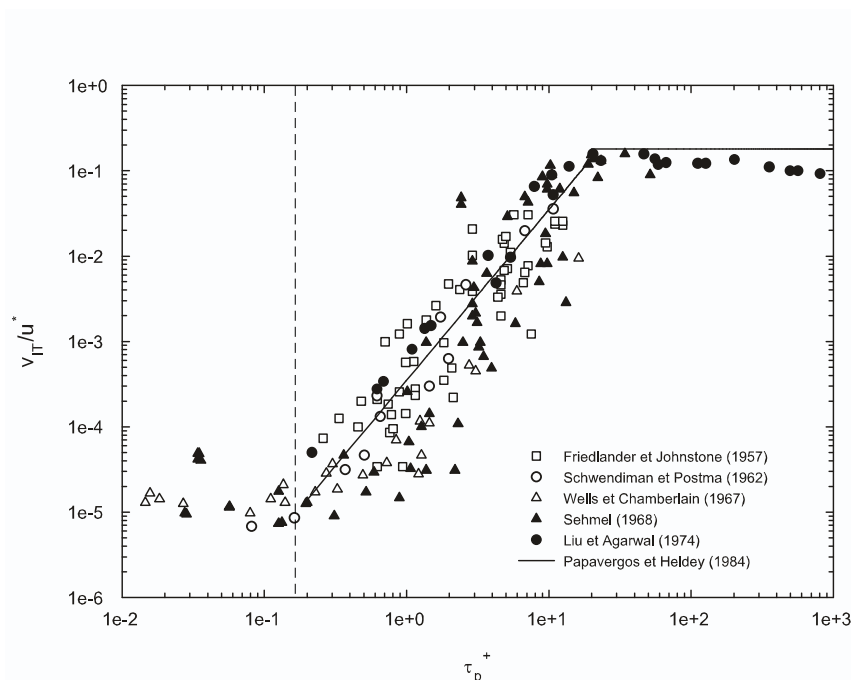


FIG. 6.4 – Résultats expérimentaux de dépôt turbulent sur surfaces lisses.

Les modèles existants s'appuient pour la plupart sur cette notion de vol libre. Une revue de ces modèles est disponible dans (Papavergos et Hedley, 1984; Saldo, 1996). Nous ne souhaitons pas entrer dans le détail de ces modèles, fort complexes et faisant intervenir des lois empiriques de couche limite turbulente. Etant donné la dispersion relativement

importante des mesures (voir Fig. 6.4), nous préférons utiliser la formulation empirique simple proposée par Papavergos et Hedley (1984). Ils distinguent les deux régimes de dépôt par impaction turbulente, soit

$$\begin{aligned} 0, 2 \leq \tau_p^+ < 20, v_{IT}/u_f &= K_{IT} (\tau_p^+)^2 \\ 20 \leq \tau_p^+, v_{IT}/u_f &= 0, 18 \end{aligned} \quad (6.46)$$

où  $K_{IT}$  est une constante prise égale à  $3,5 \cdot 10^{-4}$ . Le même type de formulation est utilisée par Liu et Agarwal (1974) avec une constante égale à  $6 \cdot 10^{-4}$ . Nous gardons la valeur proposée par Papavergos et Hedley (1984). Cette formulation empirique est représentée sur la figure 6.4. La vitesse de dépôt élémentaire  $v_{IT}$  prend donc la forme :

$$\boxed{\begin{aligned} 0, 2 \leq \tau_p^+ < 20, v_{IT} &= K_{IT} \frac{u_f^5 \tau_p^2}{\nu_a^2} \\ 20 \leq \tau_p^+, v_{IT} &= 0, 18 u_f \end{aligned}} \quad (6.47)$$

### Captation du couvert par impaction turbulente

Le dépôt élémentaire dépend de la surface foliaire, de la vitesse de friction et de l'inertie des particules, via le temps de relaxation. Le seul paramètre aléatoire est donc la surface foliaire. En appliquant la méthode statistique, nous obtenons une vitesse de dépôt macroscopique telle que :

$$V_{IT} = \int_{(x) \in D(s)} \frac{s}{S} v_{IT} f_s(x) dx = v_{IT} \quad (6.48)$$

La vitesse macroscopique de dépôt s'identifie donc avec la vitesse élémentaire de dépôt, ce qui n'est pas surprenant puisque cette forme de dépôt a pour seule origine la turbulence à grande échelle et la difficulté qu'ont les particules inertes à suivre cette turbulence. Les deux vitesses de dépôt sont égales car ni le frottement turbulent, et donc la vitesse de friction, ni les caractéristiques de l'aérosol ne sont prises comme variables aléatoires.

## 6.2.5 Interception

Considérons une particule dont l'inertie est suffisamment faible pour suivre les lignes de courant. A proximité d'un obstacle, ces lignes de courant sont déviées. La particule qui passe à moins d'un demi-diamètre de la surface, est captée. C'est ce que nous appelons ici l'interception. Les particules soumises à ce processus de dépôt sont, à la fois trop grosses pour que la diffusion brownienne opère et à la fois trop fines pour que leur inertie intervienne (par de l'impaction inertielle ou turbulente). La gamme allant approximativement de 0,1 à 1  $\mu m$  est souvent citée comme celle des particules sujettes à l'interception.

Dans la littérature anglo-saxonne, le vocable "interception" est utilisé pour faire référence à la prise en compte de la taille de la particule dans les conditions aux limites à la surface. Ainsi, une particule peut ressentir un effet d'interception lorsqu'elle se dépose par impaction inertielle (Fuchs, 1964, p. 164), ou par diffusion brownienne (Fernandez de la Mora et Friedlander, 1982). Comme nous supposons l'indépendance des processus de dépôt, il est plus cohérent que nous nous en tenions à la définition donnée dans cette étude.

Par ailleurs le phénomène d'interception ne sera introduit que pour les aiguilles. Non qu'il ne soit pas potentiellement efficace pour les feuilles planes mais le manque d'études pertinentes sur lesquelles s'appuyer n'a pas permis de considérer cette géométrie.

### Dépôt sur une aiguille

L'estimation de l'interception se fait par l'introduction d'une efficacité d'interception,  $E_{IN}$ , analogue à celle définie pour l'impaction inertielle. Cette efficacité s'exprime comme le rapport du nombre de particules incidentes captées par interception et du nombre de particules qui traverseraient l'espace occupé par l'obstacle, si les lignes de courant n'étaient pas déviées. Suivant le même raisonnement que celui utilisé pour l'impaction inertielle, nous aboutissons à une vitesse de dépôt par interception telle que :

$$v_{IN} = \frac{1}{\pi} E_{IN} U \sin \theta \cos \phi \quad (6.49)$$

Dans la mesure où la répartition des lignes de courant dépend de l'orientation de l'obstacle, l'efficacité d'interception en dépend aussi. Néanmoins, comme dans le cas de l'impaction, nous n'en tenons pas compte dans cette étude. Ainsi l'efficacité d'interception figurant dans l'équation précédente sera celle associée à un cylindre dont l'axe est perpendiculaire à l'écoulement amont (voir Fig. 6.5).

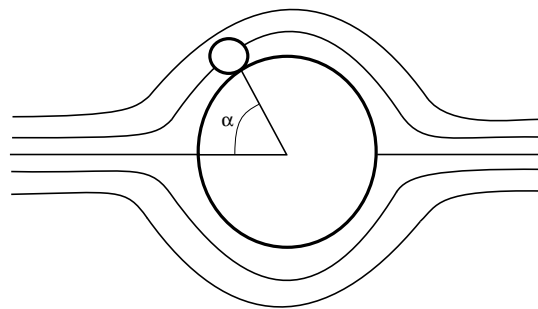


FIG. 6.5 – Interception sur un cylindre.

Si cet écoulement amont est supposé potentiel, c'est à dire que les forces de viscosité sont négligeables, et que par ailleurs le rapport  $d_p/D$  est petit devant 1, l'efficacité

d'interception d'après Fuchs (1964, p. 165) peut s'exprimer comme :

$$E_{IN} \approx 2 \frac{d_p}{D} \quad (6.50)$$

La prise en compte de la couche limite qui se développe autour de l'obstacle n'est pas chose aisée. Parnas et Friedlander (1984) s'y sont essayés, en approchant les trajectoires des lignes de courant dans la couche limite par des développements en séries de Taylor. Leurs calculs conduisent à supposer un point de décollement pour un angle de  $\alpha = 57^\circ$ . Au delà, les particules ne peuvent plus se déposer sur la paroi. Ils en déduisent une efficacité de captation qui dépend à la fois du rapport de taille  $d_p/D$  et du nombre de Reynolds de l'écoulement, soit :

$$E_{IN} = 0,8 \left( \frac{d_p}{D} \right)^2 \text{Re}_D^{1/2} \quad (6.51)$$

Cette formulation, d'après ses auteurs, est valable pour des nombres de Reynolds compris entre  $10^2$  et  $10^4$ . Le problème posé par cette formulation est que la valeur de l'angle de décollement à laquelle ils aboutissent est très inférieure à la valeur communément admise. Blasius, pour un écoulement stationnaire, calcule  $\alpha \sim 109^\circ$  (par exemple Schlichting, 1968, p. 161). Cela signifie que les particules pourraient potentiellement être captées jusqu'à cette position. Dès lors Parnas et Friedlander (1984) tendraient à sous-estimer grandement la surface d'interception disponible, et donc la quantité de particules captées. La formulation proposée est donc sujette à caution.

D'autres expressions d'efficacité d'interception existent dans la littérature, mais elles s'appliquent à une configuration de filtres, pour une porosité et une vitesse faibles au sein du milieu. Le lecteur pourra se reporter à (Friedlander, 2000, p. 71) ou (Hinds, 1999, p. 193).

Nous n'avons pas trouvé de résultats expérimentaux qui mettent en évidence un dépôt généré exclusivement par interception, et qui puissent servir à estimer la validité des formulations d'efficacité d'interception précédentes (Eq. 6.50 et 6.51). La formulation en écoulement non potentiel étant critiquable, nous préférons nous en tenir à l'expression simple déduite pour un écoulement potentiel, étant entendu que les valeurs d'efficacité d'interception qui s'en déduisent sont majorantes.

Nous appliquons à présent la méthode statistique proposée pour déduire le dépôt macroscopique par interception dans un écoulement potentiel.

### Captation du couvert par interception

Les paramètres aléatoires du dépôt élémentaire sont le diamètre, l'inclinaison et l'azimut. La vitesse macroscopique de dépôt s'exprime comme :

$$V_{IN} = \int_{D(D, h_a, \theta, \phi)} \frac{\pi x y}{\bar{s}} v_{IN}(x, z, t) f_{D, h_a, \theta, \phi}(x, y, z, t) dx dy dz dt \quad (6.52)$$

$D(D, h_a, \theta, \phi)$  désigne le domaine de variation des diamètre, hauteur, inclinaison et azimut de l'aiguille. Nous supposons ces quatre variables aléatoires indépendantes. Alors, en reportant l'expression de la vitesse élémentaire de dépôt (Eq. 6.49), la vitesse macroscopique s'écrit :

$$V_{IN} = \frac{U}{\pi} K_{\theta_1} K_{\phi} I \quad (6.53)$$

Dans cette expression  $K_{\theta_1}$  et  $K_{\phi}$  sont des quantités qui dépendent des distributions de l'inclinaison et de l'azimut. Ce sont les mêmes que pour l'impaction inertielle, donc  $K_{\phi} =$

$2/\pi$  et  $K_{\theta 1}$  calculé pour les différentes distributions de l'inclinaison dans le tableau 3.1 p. 69. L'intégrale  $I$  dépend de l'efficacité d'interception et de la distribution du diamètre des aiguilles, soit :

$$I = \int_{D(D)} \frac{x}{D} E_{IN}(x) f_D(x) dx \quad (6.54)$$

Si l'écoulement autour du cylindre est supposé potentiel, l'efficacité d'interception est décrite par l'équation (6.50). L'intégrale  $I$ , s'écrit, quelque soit la distribution statistique du diamètre, comme :

$$I = 2 \frac{d_p}{D} \quad (6.55)$$

La vitesse macroscopique de dépôt sur des aiguilles en situation d'écoulement potentiel est :

$$\boxed{V_{IN} = \frac{4}{\pi^2} K_{\theta 1} \frac{d_p}{D} U} \quad (6.56)$$

# Chapitre 7

## Applications du modèle

Nous avons développé un modèle de captation des aérosols par le système végétal foliaire. Nous souhaitons maintenant en estimer la pertinence. Pour ce faire, nous procédons en deux temps.

D'abord nous considérons la situation simple de rameaux exposés dans une soufflerie à un flux d'aérosols. Les caractéristiques du milieu aérosol et de l'écoulement gazeux sont bien contrôlées. En outre ces essais permettent de tester les expressions de la captation de l'aérosol par le végétale en s'affranchissant de la variabilité des grandeurs aérodynamiques et de la répartition des surfaces au sein d'un couvert.

Par la suite, ce modèle est appliqué à des configurations de couverts végétaux exposés à un dépôt aérien d'aérosols. La captation est alors précédée d'une phase de transfert depuis la couche limite surplombant le couvert.

### 7.1 Application aux mesures sur rameaux

Les expériences considérées sont réalisées en soufflerie. Ces mesures ont déjà été présentées dans la revue des mesures (voir p. 53). Des expériences de ce type ont été menées en Angleterre (Little et Wiffen, 1977; Little, 1977; Chamberlain et Little, 1980) et en France (Belot et Gauthier, 1975; Belot, 1977; Belot *et al.*, 1994). Nous nous concentrons sur ces dernières car la granulométrie de l'aérosol y est mieux contrôlée.

Ces expériences ont été réalisées dans une soufflerie en circuit fermé. La veine expérimentale est horizontale et ses dimensions sont de 0,3 x 0,3 x 1,3 m (Belot, 1977). Les vitesses moyennes peuvent varier de 0,5 à 20  $m.s^{-1}$ . L'écoulement de gaz est laminaire avec une intensité de turbulence entre  $2 \cdot 10^{-3}$  et  $6 \cdot 10^{-3}$  (Gauthier, 1971).

Les aérosols sont générés à partir d'une solution d'uranine. Les gouttelettes produites sont mises en présence d'une source de Krypton 85 ou de sources de Thallium 204, ce qui permet de neutraliser la charge électrostatique (Belot, 1977, p. 26). Ces gouttelettes s'évaporent progressivement et laissent un aérosol sec, neutre électriquement et faiblement dispersé. Les expérimentateurs ont procédé sous atmosphère presque sèche (sous azote), afin de limiter la croissance hygroscopique des particules. L'évolution de la granulométrie est mesurée au cours des expériences et varie peu (Gauthier, 1971, p. 54 et 58). Les tailles d'aérosol utilisés au cours de ces expériences varient entre quelques dixièmes de micron et une dizaine de microns. La masse volumique est de  $1,3 g.cm^{-3}$ .

Dans chaque expérience, un rameau d'environ 25 cm est placé verticalement à l'intérieur de la veine d'essai. L'injection en continu de l'aérosol se fait pendant une période de 10 à



60 minutes. La mesure de la concentration d'uranine dans le gaz se fait par un prélèvement isocinétique sur filtre Millipore en aval du rameau. A la fin de l'expérience, le filtre est lavé dans une solution tampon et la solution est passée au fluorimètre. De même, l'échantillon végétal est dissocié en parties foliaires et non foliaires, chacune étant lavée par une solution, passée par la suite au fluorimètre (Belot, 1977, p. 27). Il a été estimé que le dépôt sur les parties non foliaires n'excède pas 10% du dépôt total (Belot, 1977, p. 31).

Nous nous concentrons sur les expériences menées sur rameaux de conifères, soit de pin sylvestre (*Pinus sylvestris*) et d'épicéa de Norvège (*Picea abies*), sur lesquels les aiguilles sont en nombre suffisant (200 à 300 pour le rameau de pin) pour que notre modèle statistique soit appliqué de façon pertinente.

**Modèle de captation** Nous prenons en compte l'ensemble des processus de dépôt hormis l'impaction turbulente, puisque l'écoulement dans la soufflerie n'est pas turbulent.

La distribution d'inclinaison des aiguilles est supposée plagiophile pour les deux espèces. L'inclinaison moyenne est donc de  $45^\circ$  par rapport à la verticale, comme cela a été estimé sur le rameau de pin (Belot, 1977, p. 27).

Pour ces expériences, le nombre de Reynolds bâti sur le diamètre des aiguilles est inférieur à 4000. La vitesse de dépôt par diffusion brownienne (Eq. 6.27 p. 109) s'écrit :

$$V_B = 0,44 D_B^{2/3} \nu_a^{-1/6} \overline{D}^{-1/2} U^{1/2} \quad (7.1)$$

La vitesse macroscopique associée au dépôt par impaction inertielle (Eq. 6.40 p. 114) s'écrit :

$$V_I = \frac{1}{\pi^2} U K_{\theta 1} \frac{\overline{St}^2}{\beta_c^2} \left[ \frac{1}{1 + 2 \frac{\beta_c}{\overline{St}}} + \ln \left( 1 + 2 \frac{\beta_c}{\overline{St}} \right) - 1 \right] \quad (7.2)$$

Dans cette expression, la constante  $\beta_c$  vaut 0,6. Le nombre de Stokes moyen  $\overline{St}$  est bâti sur le diamètre moyen des aiguilles et  $K_{\theta 1}$ , compte tenu de la distribution de l'inclinaison choisie, vaut 0,679.

La vitesse macroscopique de dépôt par sédimentation (Eq. 6.44 p. 116) s'écrit :

$$V_S = \frac{1}{\pi} W_S K_{\theta 2} \quad (7.3)$$

où  $K_{\theta 2} = 0,679$  compte tenu de la distribution de l'inclinaison foliaire choisie.

Le dépôt par interception sur les aiguilles est décrit par une vitesse macroscopique (Eq. 6.56 p. 122) de la forme :

$$V_{IN} = \frac{4}{\pi^2} K_{\theta 1} \frac{d_p}{\overline{D}} U \quad (7.4)$$

Ce modèle est comparé aux résultats des essais en soufflerie obtenus avec des aérosols de différente taille.

### 7.1.1 Aérosols fins

Cette partie est consacrée à la comparaison avec les premiers résultats expérimentaux obtenus sur rameaux de pin avec des aérosols très fins. Les aiguilles de pin ont un diamètre moyen de 2 mm (Belot, 1977).

Le diamètre médian en masse et le diamètre moyen en masse valent respectivement  $0,15 \mu m$  et  $0,17 \mu m$ . L'aérosol est raisonnablement mono-dispersé, l'écart-type géométrique

étant de 1,5. La diffusivité brownienne est mesurée égale à  $D_B = 3,2 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  (Gauthier, 1971), soit proche de la valeur calculée ( $2,8 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ).

La figure 7.1 représente les vitesses de dépôt mesurées et simulées (en a) ainsi que la répartition des dépôts selon les processus (en b).

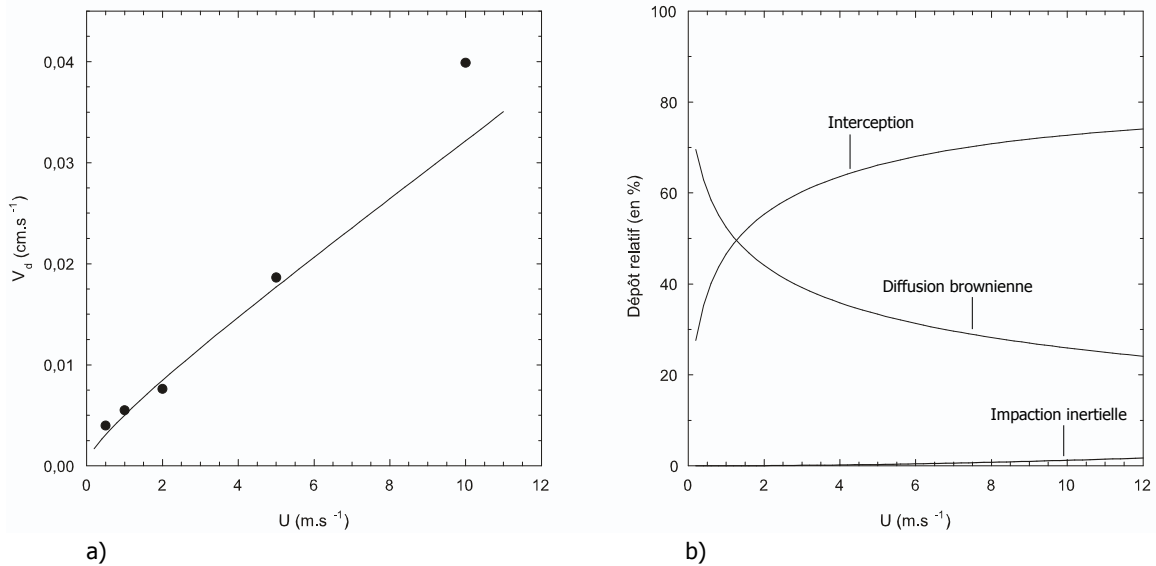


FIG. 7.1 – Dépôt d’aérosols de  $0,2 \mu\text{m}$  sur des rameaux de pin (Belot, 1977) avec en a) les vitesses de dépôt mesurées et simulées et en b) les contributions de chaque processus par rapport au dépôt total.

L’accord entre les mesures de vitesse de dépôt et les résultats du modèle est bon. L’impaction inertielle a dans cette gamme granulométrique une influence assez faible. Même par vitesse incidente forte, sa contribution reste inférieure à 2 %. Deux processus de dépôt sont donc efficaces pour cette gamme granulométrique fine. Il s’agit de la diffusion brownienne et de l’interception (Fig. 7.1 b). A très faible vent, la diffusion brownienne est majoritaire. Avec l’augmentation du vent, la tendance s’inverse et l’interception devient majoritaire. A vent fort les contributions relatives au dépôt total sont de l’ordre de 3/4 pour l’interception et 1/4 pour la diffusion brownienne.

Lors de la revue des mesures, ces résultats avaient été comparés à la théorie de transfert brownien (Fig. 2.5 p. 57). Nous avons constaté que pour des nombres de Reynolds faibles, c’est-à-dire des vitesses d’écoulement faibles, l’accord était satisfaisant mais qu’il se creusait sensiblement avec l’augmentation du nombre de Reynolds. Il semble que l’interception soit responsable de cet écart.

### 7.1.2 Aérosols d’accumulation

Dans cette campagne de mesures, l’influence de la taille des particules sur le dépôt a été explorée dans la gamme granulométrique dite d’accumulation, soit d’environ  $0,1$  à  $1 \mu\text{m}$ . La distribution granulométrique est relativement bien mono-dispersée avec des écarts-type géométriques entre 1,3 et 1,5 (Belot *et al.*, 1994). Les rameaux utilisés sont de pin et d’picéa.

**Rameaux de pin** Les mesures sur pin sont effectuées à une seule vitesse de vent, soit  $U = 5 \text{ m.s}^{-1}$ . Tant que la taille de l'aérosol reste inférieure à  $1 \mu\text{m}$ , la vitesse de dépôt reste approximativement constante (voir Fig. 7.2 a). Au-delà, un autre régime de dépôt semble se mettre en place, dans lequel la vitesse de dépôt croît très brusquement. Les mesures décrivant ce régime sont très dispersées. Ainsi la mesure de la vitesse de dépôt d'un aérosol de  $1,3 \mu\text{m}$  varie entre  $0,08$  et  $0,42 \text{ cm.s}^{-1}$ , soit d'un facteur cinq.

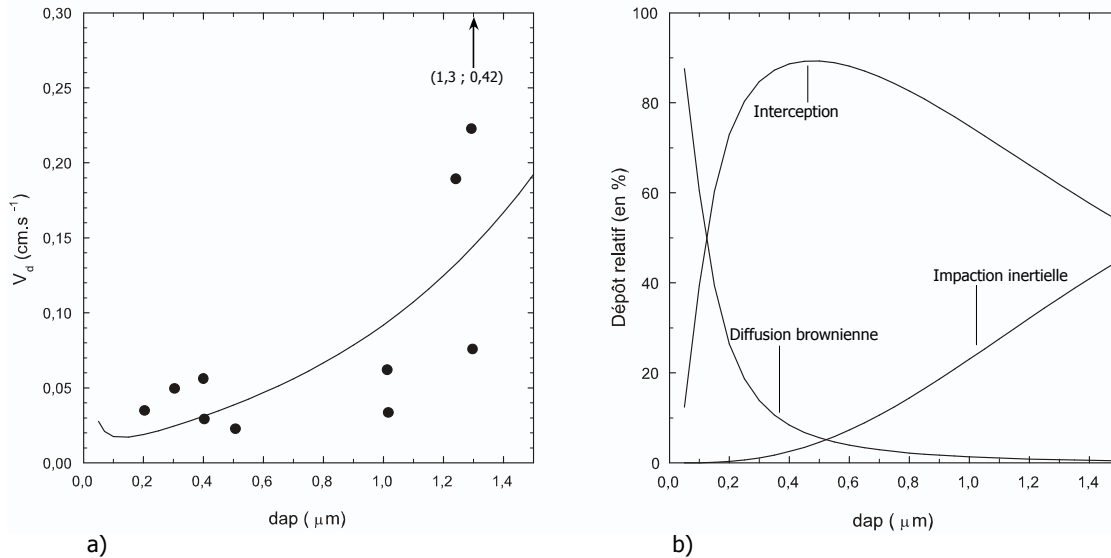


FIG. 7.2 – Dépôt d'aérosols dans la gamme d'accumulation sur rameaux de pin. En a) Evolution de la vitesse de dépôt total mesurée (Belot *et al.*, 1994) et prédite par le modèle en fonction du diamètre aérodynamique. En b) Evolution des contributions de chaque processus par rapport au dépôt total.

Le modèle de dépôt est en bon accord avec les mesures. Il n'y a pas de biais systématique entre les résultats du modèle et des mesures. Au maximum, l'écart entre les vitesses de dépôt mesurée et prédite est d'un facteur deux.

Si nous examinons la répartition des dépôts selon les processus (Fig. 7.2 b), nous constatons d'abord que la sédimentation joue un rôle négligeable et contribue pour moins de 1 % au dépôt total (même lorsque le diamètre est de  $1,5 \mu\text{m}$ ). Pour cette vitesse de vent, trois processus pilotent le dépôt de l'aérosol. A faible diamètre, typiquement inférieur à  $0,2 \mu\text{m}$ , le dépôt résulte de la diffusion brownienne et de l'interception. Lorsque le diamètre augmente, jusqu'à environ  $1 \mu\text{m}$ , l'interception seule conditionne le dépôt. La contribution de la diffusion brownienne et de l'impaction inertielle est alors inférieure à 20 %. Enfin, pour des diamètres supérieurs au micron, le dépôt s'effectue sous l'influence double de l'interception et de l'impaction inertielle. Contrairement à ce que nous pourrions penser, l'influence de l'interception reste significative même à fort diamètre. Bien sûr, l'importance des processus est conditionnée par le régime de vent.

**Rameaux d'épicéa** Les mesures d'épicéa concernent trois régimes aérodynamiques, soit  $U = 0,5, 1$  et  $5 \text{ m.s}^{-1}$ . Par rapport aux aiguilles de pin, les aiguilles d'épicéa sont plus fines et de section presque carrée. Par ailleurs leur densité sur le rameau est plus importante. Nous assimilons néanmoins ces aiguilles à des cylindres et leur appliquons le modèle de dépôt. Le diamètre des aiguilles est supposé égal à  $1 \text{ mm}$  (Godet, 1991, p. 122). Les autres paramètres du modèle sont les mêmes que pour les rameaux de pin.

De façon assez similaire au cas du pin, la vitesse de dépôt mesurée dans les trois régimes de vent est constante sur une large gamme granulométrique, soit de  $0,2$  à  $1 \mu m$  environ (Fig. 7.3). Lorsque la vitesse de vent vaut  $5 m.s^{-1}$ , la vitesse de dépôt croît très fortement au delà de  $1 \mu m$ . Etant données les fortes valeurs atteintes par la vitesse de dépôt, nous avons isolé ce dernier cas des deux autres. Les échelles en ordonnée des deux graphiques ne sont donc pas les mêmes.

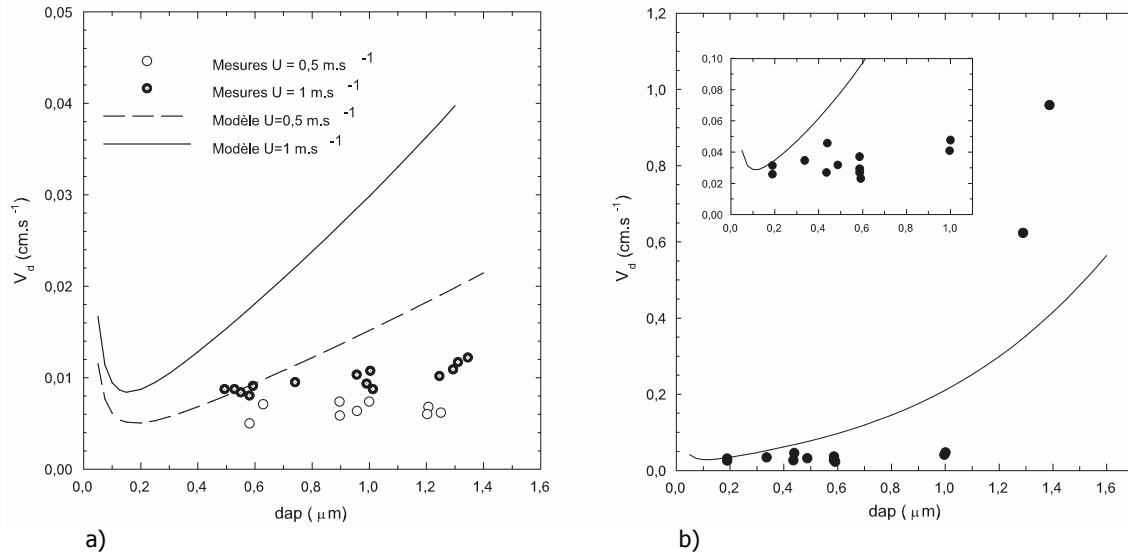


FIG. 7.3 – Vitesse de dépôt d’aérosols dans la gamme d’accumulation sur rameaux d’épicéa (Belot *et al.*, 1994), lorsque la vitesse amont du vent est a) de  $0,5$  et  $1 m.s^{-1}$ ; et b) de  $5 m.s^{-1}$ .

Qualitativement l’accord entre les prédictions du modèle et les mesures est sensiblement moins bon sur rameau d’épicéa que sur rameau de pin. Lorsque la vitesse du vent est faible (Fig. 7.3 a), le modèle tend à sur-estimer les mesures de façon systématique. Cet écart augmente avec le diamètre aérodynamique. Pour les diamètres de l’ordre de  $1,2$  à  $1,3 \mu m$ , le modèle surestime les mesures d’un facteur 3 si  $U = 0,5 m.s^{-1}$  et 3,5 si  $U = 1 m.s^{-1}$ .

Par vent fort, la même tendance de surestimation du modèle par rapport aux mesures se profile, du moins dans la gamme où la vitesse de dépôt mesurée est constante. Cette surestimation du modèle est maximale pour un diamètre de  $1 \mu m$  et atteint un facteur 4. Au-dessus de  $1 \mu m$ , un autre régime de dépôt semble se mettre en place, dans lequel l’augmentation de la vitesse de dépôt est très brusque et ressemble à ce qui a été observé sur pin.

Nous étudions maintenant les contributions des différents processus au dépôt total, pour les deux régimes de vent extrêmes, soit  $U = 0,5$  et  $5 m.s^{-1}$  (Fig. 7.4).

Les deux régimes de vent se distinguent par la répartition des dépôts et les processus impliqués. Par vent faible (Fig. 7.4 a), l’impaction a de façon assez logique une influence négligeable, même lorsque le diamètre de l’aérosol est grand. Les processus participant au dépôt sont la diffusion brownienne, l’interception et dans une moindre mesure la sédimentation, dont la contribution est de l’ordre de 10 % pour les particules les plus grosses. Par vent fort (Fig. 7.4 b), les contributions des processus sont assez similaires à ce qui a déjà été observé sur rameaux de pin. L’impaction inertielle devient efficace pour

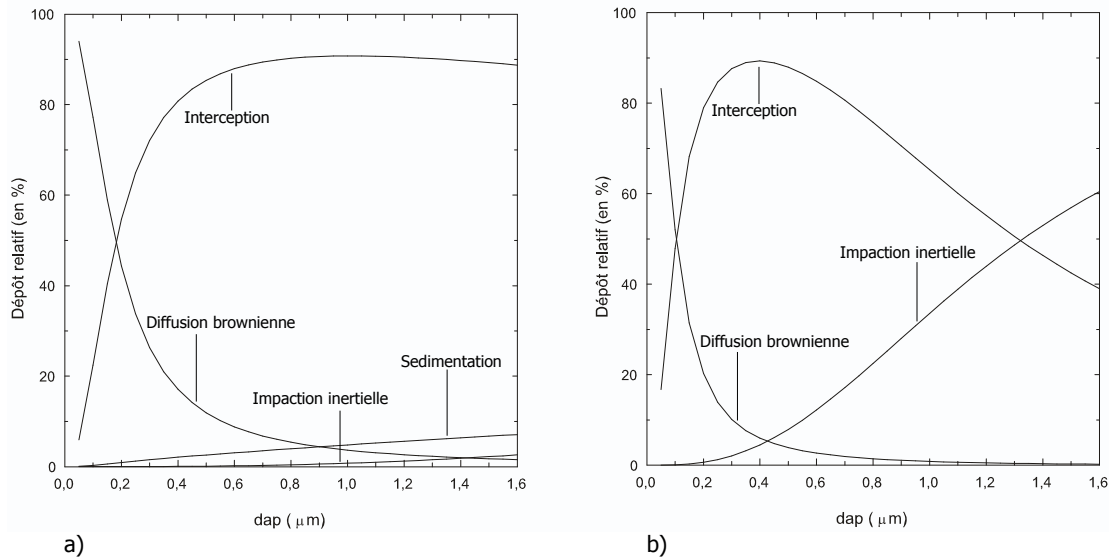


FIG. 7.4 – Répartition des dépôts d’aérosols dans la gamme d’accumulation sur rameaux d’épicéa dans les deux régimes de vent extrêmes, soit en a) à  $0,5 \text{ m.s}^{-1}$  et en b) à  $5 \text{ m.s}^{-1}$ .

des diamètres de l’ordre  $0,8$  à  $1 \mu\text{m}$  et vient contrebalancer l’influence de l’interception.

**Discussion** Il semble que le dépôt sur rameau d’épicéa soit surestimé par le modèle. Cet écart est présent quel que soit le régime de vent (Fig. 7.3). Il se manifeste sur la gamme de taille inférieure à un micron environ. Le dépôt de ces aérosols est généré principalement par l’interception (Fig. 7.4). L’écart pourrait donc provenir d’une mauvaise paramétrisation de ce processus. Pourtant, si nous considérons les mesures sur pin, obtenues dans les mêmes circonstances, nous ne constatons pas un écart aussi marqué (Fig. 7.2).

Quelle hypothèse du modèle pourrait être critiquée dans le cas du rameau d’épicéa ? Si nous raisonnons vis-à-vis du pin, qui semble décrit de façon acceptable par le modèle, des différences de morphologie apparaissent au niveau de l’organisation des aiguilles sur le rameau. Les longues aiguilles de pin sont disposées par deux sur le rameau de façon très aérée. Les aiguilles d’épicéa, moins longues, sont à l’inverse groupées de façon beaucoup plus dense (voir Fig 7.5).

Dans le modèle nous supposons que chaque aiguille, prise de façon isolée, est exposée au même écoulement que le rameau. Compte tenu de la densité et du rapprochement des aiguilles, il est fort possible que la vitesse à proximité d’une aiguille soit foncièrement différente de celle de l’écoulement arrivant sur le rameau. Un effet d’abri interviendrait donc et diminuerait la ventilation des aiguilles placées en retrait par rapport à l’écoulement incident.

Dans le cas du pin, du fait de la géométrie du rameau, cet effet est moins marqué. La répartition du dépôt en fonction de l’emplacement des aiguilles sur le rameau a été quantifiée (Belot, 2004, communication personnelle). Sur les trois quarts des aiguilles la vitesse de dépôt est sensiblement la même, mais elle est 30 % plus basse sur le quart restant des aiguilles, celles précisément situées à l’aval du rameau. Cela semble confirmer une faible influence de l’effet d’abri dans le cas du rameau de pin. Par contraste, l’effet



FIG. 7.5 – Morphologie des rameaux de pin (à gauche) et d'épicéa (à droite). Images tirées de (Godet, 1991).

d'abri pourrait contribuer à l'écart entre modèle et mesures sur épicéa.

### 7.1.3 Aérosols microniques

Des rameaux de pin sont exposés à des aérosols dont les diamètres moyens en masse sont de  $2 \mu\text{m}$ ,  $4,7 \mu\text{m}$  et  $9,3 \mu\text{m}$  (Belot et Gauthier, 1975). Ils sont relativement bien mono-dispersés avec des écarts-type géométriques de 1,10 à 1,15.

Les mesures de vitesse de dépôt s'échelonnent sur cinq décades selon le régime aérodynamique et la taille des particules (Fig. 7.6). Pour une taille et une vitesse de vent données, la dispersion des mesures atteint au maximum un facteur deux environ. Ces mesures sont comparées avec les résultats du modèle.

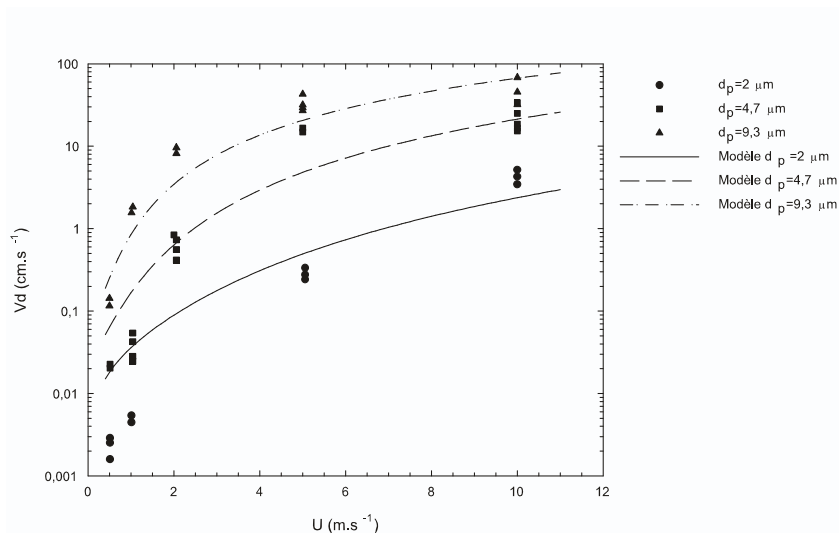


FIG. 7.6 – Vitesse de dépôt d'aérosols microniques sur rameaux de pin (Belot et Gauthier, 1975).

La qualité de l'accord dépend fortement de la vitesse de vent. Pour des vitesses de vent supérieures à  $2 \text{ m.s}^{-1}$ , le modèle reproduit bien les mesures associées aux trois diamètres.

Il n'y a pas entre eux de biais systématique. L'écart est au maximum d'un facteur trois.

Par contre, quand la vitesse amont est faible ( $U < 2 \text{ m.s}^{-1}$ ), nous constatons une forte surestimation du modèle, en particulier pour les deux classes d'aérosols les plus fines. Cette surestimation est d'autant plus forte que le diamètre est faible, et atteint au maximum un facteur 8 pour l'aérosol de  $2 \mu\text{m}$  et pour une vitesse amont de  $0,5 \text{ m.s}^{-1}$ .

Pour comprendre l'origine d'un tel écart, nous estimons les contributions au dépôt de chaque processus (Fig. 7.7). Cela doit permettre d'identifier le (ou les) processus responsable(s) de la dérive observée.

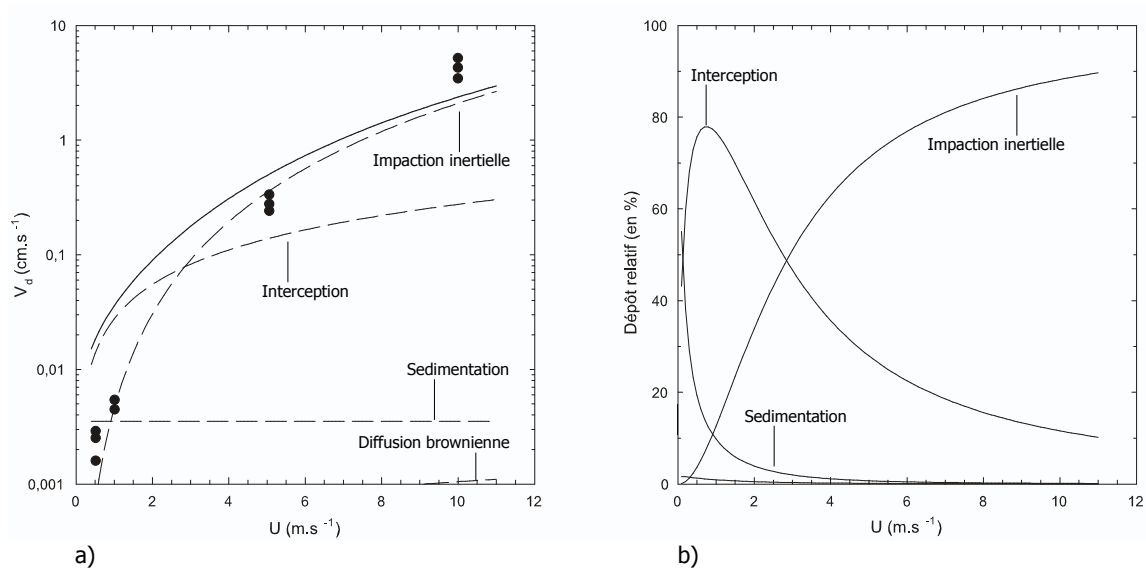


FIG. 7.7 – Contributions des processus au dépôt d'aérosols de  $2 \mu\text{m}$  sur rameaux de pin (Belot et Gauthier, 1975). En a) les vitesses associées à chaque processus -traits pointillés- ainsi que la vitesse de dépôt total -trait plein- et en b) le dépôt généré par chaque processus par rapport au dépôt total.

L'impaction inertielle, dont nous nous attendons à ce qu'elle domine le dépôt des espèces microniques, ne manifeste son influence que lorsque la vitesse du vent est suffisante, soit de l'ordre de  $5 \text{ m.s}^{-1}$  pour l'aérosol de  $2 \mu\text{m}$  (Fig. 7.7 b). A vitesse amont plus faible, le dépôt découle de la combinaison de l'impaction inertielle de l'interception, et dans une moindre mesure de la sédimentation (pour des vitesses de vent très faibles).

La gamme de vitesse de vent dans laquelle cet écart se manifeste, inférieure à  $2 \text{ m.s}^{-1}$ , correspond à un régime de dépôt dominé par l'interception (Fig. 7.7 b). Nous remarquons par ailleurs qu'en l'absence de cette contribution, le dépôt mesuré serait bien reproduit par les seuls processus d'impaction et de sédimentation (Fig. 7.7 a). Cette dérive semble donc due à une formulation inadéquate du processus d'interception. Elle ne se manifeste pas de façon aussi marquée lorsque la taille de l'aérosol augmente, le dépôt résultant alors principalement de l'impaction inertielle. Pour un diamètre de  $10 \mu\text{m}$ , sa contribution est très limitée (Fig. 7.8).

L'efficacité de l'impaction inertielle se manifeste pour des vitesses d'écoulement plus faibles, ce qui limite l'influence de l'interception. Les résultats du modèle et des mesures sont alors bien corrélés (Fig. 7.6).

La dérive observée se manifeste pour des faibles vitesses d'écoulement. En se basant sur une vitesse amont de  $1 \text{ m.s}^{-1}$ , le nombre de Reynolds correspondant est d'environ

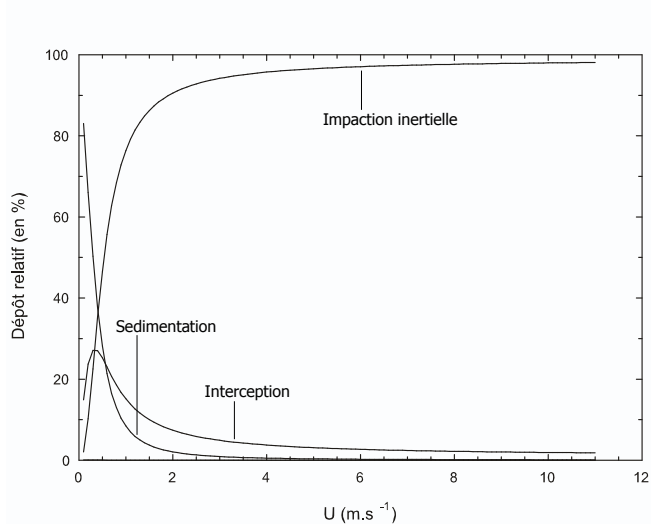


FIG. 7.8 – Répartition des dépôts d’aérosols de  $10 \mu m$  sur rameaux de pin.

120. L’influence de la viscosité est alors marquée et une couche limite de taille importante se développe autour des aiguilles. La formulation utilisée de l’interception s’appuie sur l’hypothèse selon laquelle l’écoulement est potentiel, c’est-à-dire sans effet de viscosité et donc sans couche limite. Cela peut être une hypothèse acceptable à fort Reynolds, lorsque la couche limite est très fine et ne freine pas de façon significative le dépôt de l’aérosol, mais elle devient fortement critiquable quand le nombre de Reynolds est petit.

## Conclusions

Ces campagnes de mesures de dépôt sur rameaux de conifères nous ont permis d’estimer la pertinence du modèle développé. Nous avons observé que le dépôt sur pin des espèces très fines, dont le diamètre est de l’ordre de  $0,2 \mu m$  (Belot, 1977), est piloté par deux mécanismes, qui sont la diffusion brownienne et l’interception. A faible vent, la diffusion brownienne est le processus le plus efficace. La dérive due à l’interception (hypothèse d’écoulement potentiel) ne se manifeste pas, l’influence de la viscosité étant prise en compte par ailleurs dans la formulation du transfert par diffusion brownienne. L’accord du modèle avec les mesures sur pin est satisfaisant.

Le dépôt dans la gamme d’accumulation, de taille supérieure à  $0,2 \mu m$  et inférieure à  $1 \mu m$  environ, se caractérise d’après les mesures par une vitesse de dépôt constante (Belot *et al.*, 1994). Il semble très largement piloté par l’interception. Le modèle semble surestimer les mesures sur épicéa. Ces écarts peuvent atteindre un facteur 4 par vent fort. Par vent faible ( $U = 0,5$  ou  $1 m.s^{-1}$ ), il est possible que la modélisation du phénomène d’interception soit en cause. En effet, cette paramétrisation s’appuie sur l’hypothèse d’écoulement potentiel, celle-ci pouvant être critiquable par vent faible. Néanmoins, cet écart concerne aussi les mesures par vent fort ( $U = 5 m.s^{-1}$ ). Or, dans la même configuration, le dépôt sur rameau de pin est correctement décrit. Il est possible qu’un effet d’abri se manifeste dans le cas de l’épicéa, l’organisation dense des aiguilles sur le rameau limitant la ventilation du rameau.

Le dépôt des aérosols dont la taille est supérieure à  $2 \mu m$  est piloté par l’impaction inertielle. Le modèle accorde une trop grande importance au phénomène d’interception



par vent faible. Cette tendance est d'autant plus marquée que le diamètre est fin. L'écart peut être d'un facteur 8 pour un diamètre de  $2 \mu\text{m}$  dans un écoulement à  $0,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . En ne tenant compte que de l'impaction inertielle, le modèle reproduit de façon correcte les mesures de dépôt sur rameau de pin. Ceci est illustré sur la figure 7.9, où est représentée de façon adimensionnée l'efficacité d'impaction (basée sur la surface totale), soit  $E_I = V_I/U$ , en fonction du nombre de Stokes moyen, bâti sur le diamètre moyen des aiguilles. La figure inclut les résultats plus ponctuels obtenus par Little (et publiés par Chamberlain et Little, 1980) sur rameaux de pin. Les aérosols sont de polystyrène et les diamètres explorés sont  $2,75$ ,  $5$ , et  $8,75 \mu\text{m}$ . Les mesures originales exprimaient l'efficacité d'impaction par rapport à la surface maximale projetée. Nous avons supposé que la surface totale est égale au double de cette surface maximale projetée.

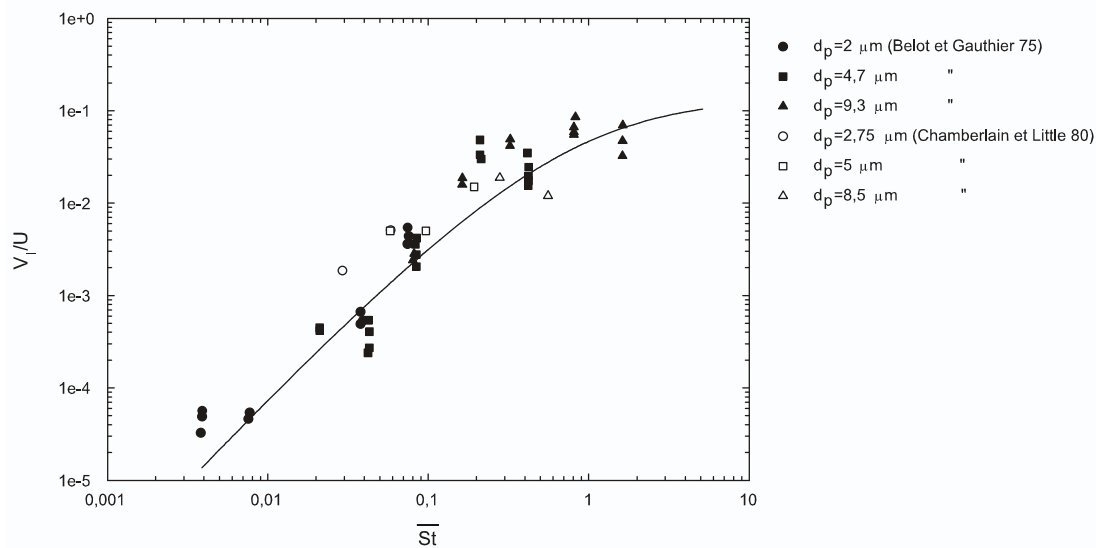


FIG. 7.9 – Comparaison du modèle d'impaction avec les campagnes de mesures réalisées par Belot et Gauthier (1975) et par Little (publiée dans Chamberlain et Little, 1980). Le modèle de dépôt par impaction est représenté par un trait plein.

Nous pouvons donc conclure que le dépôt par impaction inertielle est correctement pris en compte par le modèle, au même titre que la diffusion brownienne. L'interception semble conduire à une surestimation des résultats expérimentaux par vent faible.

## 7.2 Application aux couverts végétaux

Nous appliquons à présent le modèle dans une configuration de couvert végétal entier exposé à un flux de dépôt aérien. Nous exposons d'abord la forme simplifiée des bilans d'aérosol, tant au-dessus qu'à l'intérieur du couvert. Ce modèle est ensuite appliqué à trois campagnes de mesures réalisées sur surfaces dynamiquement rugueuses. La première est réalisée en soufflerie sur herbes naturelles et artificielles avec des aérosols de différente taille (Chamberlain, 1967). La surface est faiblement rugueuse ( $z_0 \sim 1$  cm). Les deux autres campagnes sont réalisées en extérieur dans des couverts forestiers de conifères, fortement rugueux ( $z_0$  de 30 cm et de 1,4 m). L'une concerne de dépôt de gouttelettes microniques de brouillard (Beswick *et al.*, 1991) et l'autre se rapporte au dépôt de la fraction sub-micronique de l'aérosol atmosphérique (Lamaud *et al.*, 1994a).

### 7.2.1 Modèle de transport et de dépôt

Comme dans les modèles classiques de dépôt sec, le régime est ici stationnaire et les transferts sont supposés essentiellement verticaux, au-dessus comme à l'intérieur du couvert. La captation par le système foliaire est prise en compte aux travers des formulations que nous avons déduites au chapitre 6. La concentration moyenne d'une classe granulométrique est notée  $\gamma$  à l'intérieur comme au-dessus du couvert.

#### Au-dessus du couvert

Nous rappelons que la concentration au-dessus du couvert peut être déduite de la concentration au sommet du couvert et du flux vertical  $F$  à partir de la relation déjà présentée au chapitre 1, soit :

$$z \geq h \quad , \quad \gamma(z) = -\frac{F}{W_S} + \left( \gamma(h) + \frac{F}{W_S} \right) e^{-Sc_T W_S R_a(z)} \quad (7.5)$$

Où  $Sc_T$ , le nombre de Schmidt turbulent, est pris égal à 1 ; et  $R_a$  est la résistance aérodynamique. Les conditions sont neutres et la couche inertielle est supposée commencer au sommet du couvert (voir Chap. 4). La résistance aérodynamique s'écrit :

$$R_a(z) = \frac{1}{\kappa u^*} \ln \left[ \frac{z-d}{h-d} \right] \quad (7.6)$$

#### A l'intérieur du couvert

Le bilan aérosol, formulé de façon générale au chapitre 5 (voir p. 94), s'écrit en négligeant l'advection devant les flux verticaux :

$$\frac{d}{dz} \left[ \frac{\nu_T}{Sc_T} \frac{d\gamma}{dz} + W_S \gamma \right] = a \gamma \sum_{\alpha} V_{\alpha} \quad (7.7)$$

Où  $a$  désigne toujours la densité de surface foliaire,  $V_{\alpha}$  désigne les vitesses macroscopiques associées à chaque processus, dépendant entre autres de la vitesse moyenne  $U$  et de la vitesse de friction locale  $u_f$  (voir Chap. 4 p. 82 et p. 83). Le nombre de Schmidt turbulent, comme au-dessus du couvert est choisi par défaut égal à 1.

Un modèle simple de transport de quantité de mouvement à l'intérieur du couvert conduit à supposer les profils verticaux de vitesse moyenne, de viscosité turbulente et

de vitesse de friction de forme exponentielle. Le coefficient de décroissance, commun aux trois grandeurs aérodynamiques, est exprimé en fonction de l'indice de surface foliaire et du rapport  $d/h$  (voir Chap. 4 p. 83).

**Condition au sol** Afin de résoudre numériquement le bilan aérosol (Eq. 7.7), une condition aux limites au sol doit être introduite. Cette condition peut être définie par rapport à la concentration ou par rapport au flux. Dans la mesure où le modèle doit pouvoir s'appliquer à des aérosols d'inertie non négligeable, il ne paraît pas opportun de fixer, comme nombre de modèles, une condition de concentration nulle au sol.

Une condition sur le flux est préférée. Ce flux au sol est décrit à l'aide d'une vitesse, notée  $V_g$ .

Dans la littérature, le flux au sol d'aérosols de taille grossière est souvent assimilé au flux de sédimentation (par exemple Legg et Powell, 1979; Aylor, 1982, pour des spores), soit  $V_g = W_S$ . Un tel modèle risque de sous-estimer le dépôt au sol des espèces les plus fines puisqu'il ignore un processus tel que la diffusion brownienne, susceptible d'affecter les particules de petite taille.

Nous supposons donc que la vitesse de dépôt au sol est la somme de deux contributions, l'une liée à la sédimentation, l'autre à la diffusion brownienne, soit :

$$V_g = V_{gs} + V_{gb} \quad (7.8)$$

Où la vitesse liée au dépôt par sédimentation est prise égale à la vitesse de sédimentation, soit  $V_{gs} = W_S$ .

La formulation de la contribution de la diffusion brownienne au dépôt au sol est tirée du modèle simple proposé par Wood (1981) pour prédire le dépôt purement brownien dans les conduites en fonction du nombre de Schmidt de l'aérosol et de la vitesse de friction  $u_f$ , soit :

$$V_{gb} = \frac{3\sqrt{3}}{29\pi} Sc^{-2/3} u_f \quad (7.9)$$

Cette formulation, quoi qu'imparfaite dans la mesure où le sol est supposé lisse, a le mérite de tenir compte du dépôt au sol des aérosols fins.

L'analyse des résultats de simulation se fait en introduisant deux grandeurs caractérisant l'une l'importance du dépôt au sol et l'autre l'importance relative de chaque processus au dépôt sur le système foliaire.  $F_{sol}$  désigne le flux au sol, soit  $F_{sol} = -V_g \gamma(0^+)$  et  $F_{veg}$  le flux cumulé sur l'ensemble du système foliaire, soit :

$$F_{veg} = - \int_0^h a \gamma \sum_{\alpha} V_{\alpha} dz$$

L'importance du flux au sol est estimée par le rapport  $r_{sol}$ , défini par :

$$r_{sol} = \frac{F_{sol}}{F_{sol} + F_{veg}} \quad (7.10)$$

L'influence de chaque processus sur le dépôt foliaire est quantifiée par les grandeurs  $D_{\alpha}$ , qui exprime le dépôt sur la végétation selon le processus  $\alpha$  en proportion du dépôt sur la végétation, tous processus confondus, soit :

$$D_{\alpha} = \frac{1}{F_{veg}} \int_0^h a \gamma V_{\alpha} dz \quad (7.11)$$

La vitesse de dépôt global  $V_d$  s'exprime naturellement comme :

$$V_d(z) = -\frac{F_{sol} + F_{veg}}{\gamma(z)} \quad (7.12)$$

Ce modèle est implémenté dans l'outil numérique décrit en annexe A. Cet outil a déjà été utilisé pour comparer les modèles existants (voir Chap. 1 p. 26). Nous l'appliquons à présent à des campagnes de mesures existantes.

## 7.2.2 Dépôt d'aérosols sur couverts peu rugueux

Dans cette partie, nous appliquons notre modèle à la campagne de mesures décrite dans (Chamberlain, 1967). Cette application a fait l'objet d'une publication en congrès associée à un poster (Petroff, 2004, reproduit en annexe F).

### Présentation de la campagne

Ces mesures sont effectuées en soufflerie, sur deux couverts herbeux.

**Les couverts** Le premier, artificiel, est composé de lamelles rectangulaires placées verticalement et orientées de façon équi-probable par rapport à l'écoulement incident. Ces lamelles sont rigides et collantes. Le second, naturel, est un couvert de jeunes pousses d'ivraie (*lolium multiflorum*). Les feuilles ne sont pas rendues collantes.

Caractéristique	Herbes artificielles	Ivraie
Hauteur moyenne $h$ (cm)	7,5	6
Hauteur de déplacement $d$ (cm)	5	4
Longueur de rugosité $z_0$ (cm)	1	0,63
Indice de surface foliaire totale $ISF$ (-)	4,16	2 (*)
Dimension transverse des obstacles $\bar{L}$ (mm)	5	3 (*)
$u^*/U$ ( $h$ )	0,45	0,35
Nombre de Reynolds au sommet $Re_{\bar{L}}$	200 – 1100	100 – 1000
Nombre de Reynolds de rugosité $h^+$	1300 – 7000	700 – 7000
Coefficient d'atténuation $\alpha$ (-)	1,81	1,34
$K_{\theta 1}$	1	0,849
$K_{\theta 2}$	0	0,424

TAB. 7.1 – Caractéristiques des deux couverts herbeux en soufflerie (Chamberlain, 1967) et du modèle. L'astérisque entre parenthèses indique une valeur re-calculée ou supposée d'après les données originales ou la littérature (voir texte).

**Les aérosols** Ils sont mono-dispersés et marqués par traceur radio-actif. Il est à noter que la plus grande partie des expériences a été réalisée avec les spores de *Lycopodium*. Leur diamètre optique est égal à  $d_p = 32,4 \mu m \pm 2,8$ . La vitesse de sédimentation a aussi été mesurée. Le diamètre de Stokes en est déduit égal à  $23,6 \mu m$ , soit plus petit que le diamètre optique. Puisque notre étude s'intéresse en priorité à l'influence de l'inertie des particules sur le dépôt sec, nous nous basons dans la suite sur le diamètre de Stokes des spores

de *Lycopodium*<sup>1</sup>. Les autres aérosols utilisés sont des spores d'herbes à poux (*Ambrosia artemisiifolia*), des sphères de polystyrène, des gouttelettes de tricrésylphosphate et des noyaux d'Aitken, naturellement présents dans le laboratoire. Leurs caractéristiques sont rassemblées dans le tableau 7.2.

Aérosol	$d_p$ ( $\mu m$ )	$W_S$ ( $cm.s^{-1}$ )	$\rho_p$ ( $g.cm^{-3}$ )
Spores de <i>Lycopodium</i>	23,6	1,9	1,175
Spores d'herbes à poux	19	1,1	1,05 (*)
Sphères de polystyrène	5	$7,8 \cdot 10^{-2}$	1,05 (*)
Tricrésylphosphate	2	$1,3 \cdot 10^{-2}$	1,05 (*)
Tricrésylphosphate	1	$3,5 \cdot 10^{-3}$	"
Noyaux d'Aitken	$\sim 0,08$	$\sim 5 \cdot 10^{-5}$	$\sim 0,8$ (*)

TAB. 7.2 – Caractéristiques des aérosols utilisés par Chamberlain (1967). L'astérisque entre parenthèses indique que la masse volumique a été re-calculée à partir de la vitesse de sédimentation et du diamètre des particules.

**L'aérodynamique** La section de travail de la soufflerie est de 4 m (pour une hauteur et une profondeur de 0,3 m et 0,4 m). Il a été démontré ailleurs (Chamberlain, 1966) que la couche limite était pleinement développée jusqu'à une hauteur de 8 cm au-dessus de la surface. Ailleurs, Chamberlain (1991) a présenté le profil de vitesse moyenne au-dessus du couvert artificiel (reproduit sur la figure 7.10).

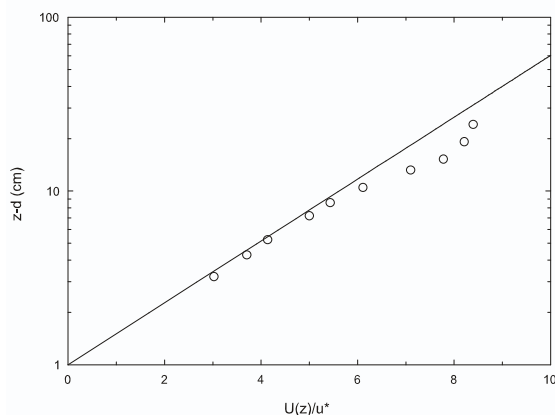


FIG. 7.10 – Profil de vitesse moyenne sur herbe artificielle (reproduit de Chamberlain, 1991).

La vitesse moyenne suit le profil logarithmique juste au-dessus du couvert artificiel ( $h - d > 2,5$  cm). Le confinement de la soufflerie se manifeste à partir de  $z - d \sim 10$  cm. Nous n'avons pas trouvé de données similaires concernant le couvert naturel.

**Mode opératoire** Le couvert végétal est placé dans la veine. Les particules sont ensuite injectées en un point *en aval* de la section de travail. Elles atteignent donc la surface de dépôt après recirculation. L'intérêt est de limiter l'influence des particules agglomérées, celles-ci étant supposées se déposer dans les coudes (Chamberlain, 1967). En amont de

<sup>1</sup>La taille physique des pollens aurait son importance si le processus d'interception était pris en compte. Or cela n'a pas pu être possible pour les obstacles plans. Il est donc justifié de raisonner sur le diamètre de Stokes.

la section d'étude, les particules sont supposées remplir toute la hauteur de la section d'étude.

Les concentrations des spores sont mesurées au-dessus du couvert en comptant les spores déposés sur des rubans collants disposés horizontalement à deux altitudes  $z_1$  et  $z_2$ , telles que  $z_1 - d = 5 \text{ cm}$  et  $z_2 - d = 10 \text{ cm}$ <sup>2</sup>. Pour les particules plus fines, un échantillonnage isocinétique est effectué à une altitude de 7,5 cm au-dessus du niveau de vitesse nulle.

Après une minute environ, l'écoulement est arrêté, les rubans servant à l'échantillonnage des spores ainsi que les surfaces de dépôt sont retirés de la soufflerie et soumis à comptage. Les flux sur le couvert et au sol sont mesurés et la vitesse de dépôt est déduite des concentrations à 7,5 cm. Pour les spores la concentration utilisée est la moyenne des concentrations à 5 et 10 cm.

## Description du modèle

Concernant les couverts, la densité foliaire est supposée uniforme. L'herbe naturelle n'est pas décrite dans la publication. L'indice de surface foliaire est choisi égal à 2. Dans la littérature, il varie entre 1 et 6. Le couvert est constitué de jeunes pousses, ce qui motive la valeur choisie. La littérature indique aussi que les brins d'ivraie sont vingt fois plus long que large. La hauteur étant de 6 cm, la largeur caractéristique est choisie égale à 3 mm. Les brins d'herbes naturels sont supposés peu inclinés par rapport à la verticale. La distribution est donc choisie érectophile. L'incertitude sur ces paramètres est très importante.

Les données aérodynamiques que nous avons trouvées ailleurs ne concernent que le couvert artificiel (voir plus haut). Elles confirment que la vitesse moyenne de l'écoulement est raisonnablement logarithmique au sommet du couvert (voir Fig. 7.10). La vitesse au sommet du couvert est calculée à partir de cette loi et permet d'estimer un nombre de Reynolds maximum bâti sur la dimension caractéristique des obstacles.

A l'intérieur des couverts, l'atténuation des grandeurs aérodynamiques est supposée exponentielle. Le coefficient d'atténuation est calculé à partir de la relation 4.31 (voir p. 83), soit  $\alpha = (ISF K_{\theta 1} / [12\pi\kappa^2 (1 - d/h)^2])^{1/3}$ .

Le modèle de captation est appliquée aux lamelles et aux brins d'ivraie en imaginant qu'elles sont découpées par la pensée en un grand nombre de surfaces planes élémentaires dont la dimension transverse et l'orientation sont celles des obstacles à grande échelle (voir Tab. 7.1).

Compte tenu des valeurs du nombre de Reynolds au sommet du couvert, l'écoulement est supposé laminaire autour des feuilles. La vitesse macroscopique associée au processus de diffusion brownienne (Eq. 6.24 p. 108) se formule comme :

$$V_B = 0,563 D_B^{2/3} \nu_a^{-1/6} \bar{L}^{-1/2} U^{1/2} \quad (7.13)$$

La vitesse de dépôt par impaction inertielle sur obstacles plans (Eq. 6.36 p. 113) dépend du coefficient d'inclinaison  $K_{\theta 1}$ , soit :

$$V_I = \frac{3}{4\pi} K_{\theta 1} U \frac{\bar{St}^2}{\beta_p^2} \left[ 2 \frac{1 + \bar{St}/\beta_p}{2 + \bar{St}/\beta_p} - \frac{\bar{St}}{\beta_p} \ln \left( 1 + 2 \frac{\beta_p}{\bar{St}} \right) \right] \quad (7.14)$$

<sup>2</sup>Le plancher de la soufflerie peut être ajusté en altitude afin que l'écoulement arrive sur le sommet du couvert.

avec  $\beta_c = 0,4$  et  $\overline{St}$  est le nombre de Stokes bâti sur la vitesse moyenne et la dimension caractéristique moyenne soit  $\overline{St} = \tau_p U / \overline{L}$ .

La vitesse de dépôt par sédimentation dépend de l'inclinaison des tissus et s'exprime en fonction de la vitesse de sédimentation (Eq. 6.44 p. 116) :

$$V_S = \frac{1}{2} W_S K_{\theta 2} \quad (7.15)$$

Les lamelles du couvert artificiel sont verticales ( $K_{\theta 2} = 0$ ). La sédimentation n'intervient donc pas dans le dépôt sur les lamelles.

Le dépôt par impaction turbulente dépend du champ turbulent local, caractérisé par la vitesse de friction  $u_f$ . La vitesse de dépôt est (Eq. 6.48 p. 119) par :

$$\begin{aligned} 0,2 \leq \tau_p^+ < 20 \quad , \quad V_{IT} = 3,5 \cdot 10^{-4} \frac{u_f^5 \tau_p^2}{\nu_a^2} \\ 20 \leq \tau_p^+ \quad , \quad V_{IT} = 0,18 u_f \end{aligned} \quad (7.16)$$

Où  $\tau_p^+$  est le temps de relaxation adimensionné, soit  $\tau_p^+ = \tau_p u_f^2 / \nu_a$ .

Nous comparons à présent les résultats du modèle avec les mesures en distinguant celles ayant trait aux spores de *Lycopodium* de celles liées aux aérosols plus fins.

### Résultats associés au dépôt de spores de *Lycopodium*

Trois aspects de l'appauvrissement du panache de spores en présence du couvert sont examinés, d'abord leur concentration dans et au-dessus du couvert, ensuite l'importance du dépôt au sol et sur le végétal, et enfin les vitesses de dépôt global.

**Concentrations dans l'air** Avant de présenter les résultats expérimentaux liés à la concentration en aérosol, nous étudions les profils verticaux simulés de concentration dans et au-dessus du couvert d'*herbes artificielles* pour deux vitesses de friction extrêmes, soit  $u^* = 28$  et  $140 \text{ cm.s}^{-1}$ . Le choix de ces valeurs se justifiera par la suite. Les altitudes sont adimensionnées par la hauteur du couvert, tandis que les concentrations sont adimensionnées par la concentration en haut du domaine de calcul, à une altitude de deux fois la hauteur du couvert, soit  $z^+ = z/h$  et  $\gamma^+ = \gamma/\gamma(2h)$ .

A faible vitesse de friction, l'appauvrissement du panache est limité et se fait en grande partie par sédimentation. A l'intérieur du couvert, le gradient de concentration n'est significatif que dans la partie haute du couvert, dans laquelle la vitesse de l'écoulement est suffisante pour générer des dépôts inertiels. Lorsque la vitesse de friction augmente, le gradient est plus important et l'appauvrissement du panache est le fait des processus inertiels (voir plus loin) et se concentre dans la moitié supérieure du couvert. Dans la moitié basse, le gradient de concentration est faible. Le mouvement des particules est alors dominé par la sédimentation. Un comportement semblable est simulé pour le couvert d'herbes naturelles et n'est pas présenté ici.

Les concentrations ont été mesurées au-dessus du couvert à deux altitudes  $z_1$  et  $z_2$  telles que  $z_1 - d = 5 \text{ cm}$  et  $z_2 - d = 10 \text{ cm}$ . Dans l'article, seul le rapport de ces deux concentrations est reporté. Chamberlain (1967) suppose que les particules sont uniformément réparties dans la soufflerie avant d'atteindre la section d'étude. Si tel est le cas, alors la concentration au-dessus du couvert doit décroître à mesure que le couvert est approché. Cela se traduit par  $\gamma(z_2) \geq \gamma(z_1)$ .

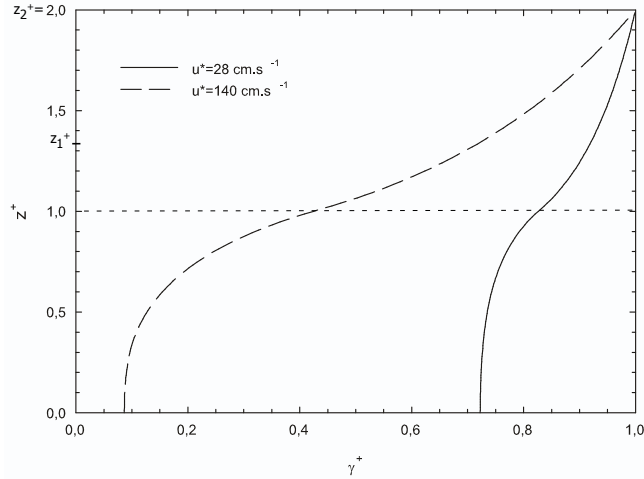


FIG. 7.11 – Concentrations simulées de spores de *Lycopodium* au-dessus et dans le couvert artificiel. Le sommet du couvert est repéré par des pointillés. Les altitudes de mesure de concentration sont indiquées.

Sur la figure 7.12, l'évolution de ce rapport de concentrations est représentée pour le couvert artificiel (à gauche) et pour le couvert naturel (à droite). Lorsque la vitesse de friction est faible, la sédimentation est censée dominer le transport vertical. La concentration au-dessus du couvert doit être à peu près constante, soit  $\gamma(z_1)/\gamma(z_2) \sim 1$ .

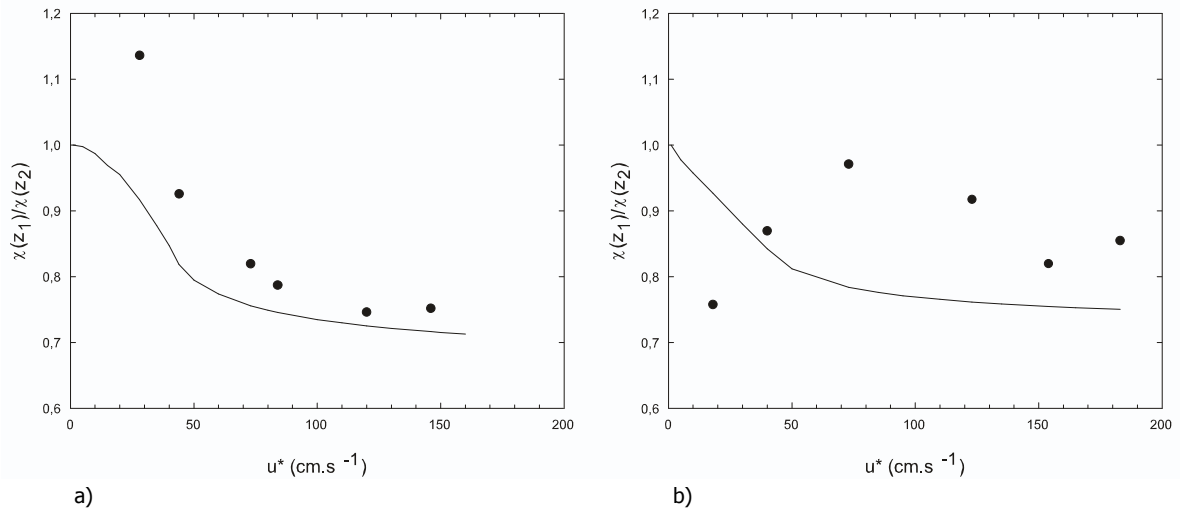


FIG. 7.12 – Concentrations de spores de *Lycopodium* en soufflerie (Chamberlain, 1967) au-dessus des couverts d'herbes artificielles (en a) et naturelles (en b).

Sur couvert artificiel, à très faible vitesse de friction, nous constatons que la concentration mesurée est plus faible loin du couvert qu'à proximité en contradiction avec l'hypothèse d'uniformité de la concentration en amont de la section d'étude. Cela peut s'expliquer par les limites de la méthode utilisée pour mesurer les concentrations de spores dans l'air. Celle-ci s'appuie sur le phénomène d'impaction inertielle et consiste à compter les spores se déposant sur des rubans collants pour en déduire la concentration dans l'air (Chamberlain, 1967). Une telle méthode peut être critiquée dans un écoulement à faible vitesse. Alternativement, nous pourrions envisager que les spores, émises en aval de



la section d'étude et transportées à l'intérieur du circuit de retour par entraînement et diffusion turbulente, ne peuvent remplir la section de la veine de façon uniforme, car la vitesse de friction et le brassage turbulent sont trop faibles.

Sur couvert naturel, nous n'observons rien de tel. L'évolution du rapport de concentrations est cependant dans ce cas elle aussi surprenante, car elle semble commencer par augmenter faiblement avec la vitesse de friction.

Si une concentration uniforme est supposée en amont de la section d'étude, alors le gradient de concentration au-dessus du couvert doit augmenter avec la vitesse de friction, puisque le brassage turbulent devient plus intense et les processus de dépôt autres que la sédimentation deviennent efficaces.

La diminution du rapport de concentrations avec la vitesse de friction est bien reproduite par le modèle sur le couvert artificiel (voir Fig. 7.12 a), du moins lorsque la vitesse de friction n'est pas trop faible. Sur couvert naturel, l'accord entre les mesures et le modèle est très approximatif (voir Fig. 7.12 b).

**Dépôt au sol** Intéressons-nous maintenant au dépôt au sol, caractérisé par la grandeur  $r_{sol}$ , qui quantifie le rapport du dépôt sur le sol et du dépôt total sur le couvert (Eq. 7.10). Ce ratio a été mesuré expérimentalement sur couvert artificiel uniquement et pour deux vitesses de friction extrêmes, soit  $u^* = 28$  et  $140 \text{ cm.s}^{-1}$ . Ces valeurs ont été utilisées précédemment pour simuler les profils de concentration dans et au-dessus du couvert. La comparaison de ces deux mesures avec les résultats du modèle sur herbes naturelles et artificielles est représentée sur la figure 7.13.

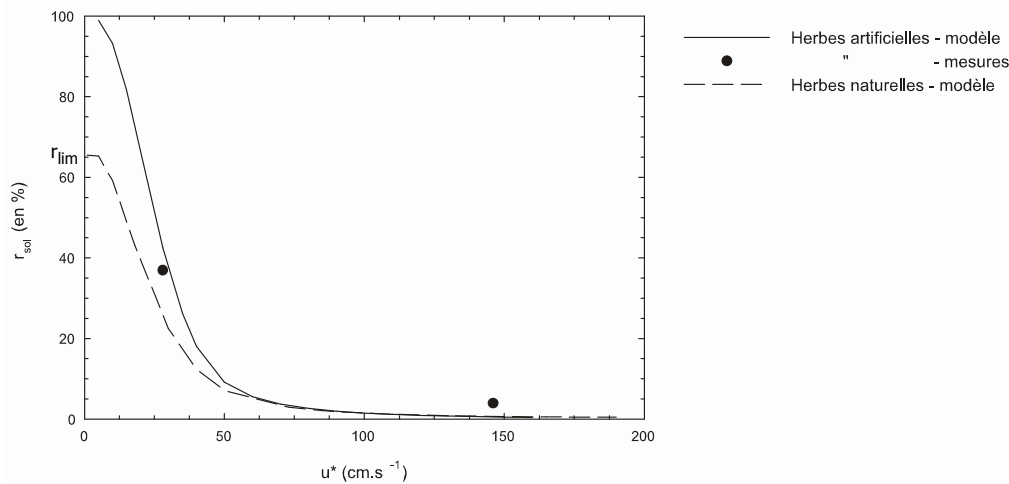


FIG. 7.13 – Fraction de spores de *Lycopodium* déposées sur le sol (Chamberlain, 1967).

Sur herbes artificielles et à faible vitesse de friction, le dépôt au sol domine très largement le dépôt sur le couvert. Cela est dû à l'orientation verticale des lamelles, qui empêche la sédimentation d'agir comme processus de dépôt sur celles-ci. Le modèle reproduit bien cette situation. La vitesse de dépôt au sol est proche de la vitesse de sédimentation.

Lorsque la vitesse de friction augmente, les processus inertiels de dépôt sur les lamelles deviennent significatifs. L'importance du dépôt au sol diminue à mesure que la vitesse de friction augmente. Lorsque  $u^* = 140 \text{ cm.s}^{-1}$ , le modèle semble sous-estimer le dépôt au sol. La raison de cet écart n'est pas claire. Peut-être l'impaction turbulente génère-t-elle un dépôt au sol, et ce malgré la faible intensité de la vitesse de friction locale. Quoi qu'il

en soit, ce dépôt au sol est extrêmement faible comparé au dépôt total. Nous ne pensons donc pas que cela invalide les résultats de la simulation.

Sur surfaces naturelles, la sédimentation peut participer au dépôt sur les feuilles. A faible vitesse de friction, le comportement de l'herbe naturelle semble différent de celui de l'herbe artificielle. En particulier, le dépôt relatif au sol ne tend pas vers 1. Cela s'explique en écrivant le bilan d'aérosol en l'absence de brassage turbulent et de dépôts inertiels sur les brins d'herbe :

$$W_S \frac{d\gamma}{dz} = \frac{1}{2} a W_S K_{\theta 2} \gamma$$

La résolution de cette équation différentielle conduit à exprimer  $r_{lim}$  comme :

$$r_{lim} = e^{-\frac{ISFK_{\theta 2}}{2}} \simeq 0,65$$

L'évolution simulée du dépôt au sol semble compatible avec la physique des phénomènes de dépôt mais ne peut être vérifiée, en l'absence de données expérimentales.

**Dépôt sur les parties aériennes** Les contributions des différents processus au dépôt "foliaire" sont suivies au travers des grandeurs  $D_\alpha$  (Eq. 7.11 p. 134). Leur évolution en fonction de la vitesse de friction est présentée sur la figure 7.14 pour l'herbe artificielle (à gauche) et l'herbe naturelle (à droite).

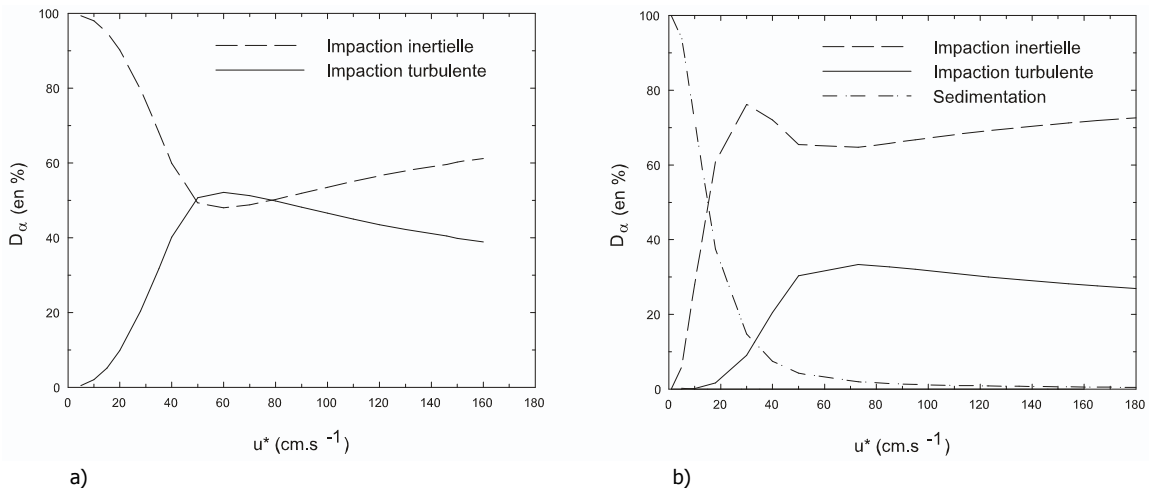


FIG. 7.14 – Répartition des dépôts de spores de *Lycopodium* sur herbes artificielles (à gauche) et naturelles (à droite).

Sur le couvert artificiel, seuls les deux processus inertiels génèrent un dépôt, puisque les lamelles sont verticales. A faible vitesse de friction, le dépôt sur les lamelles est faible par rapport au dépôt sur le sol (voir Fig. 7.13) et est principalement dû à l'impaction inertielle. A mesure que la vitesse de friction augmente, l'impaction turbulente devient significative jusqu'à représenter la moitié du dépôt vers  $u^* = 50 cm.s^{-1}$ . Le temps de relaxation  $\tau_p^+$ , bâti sur la vitesse de friction au sommet du couvert est alors de 30 environ. Ensuite son importance décroît, car le régime de saturation est atteint. La vitesse de dépôt ne croît plus que linéairement avec la vitesse de friction (voir Fig. 6.4 p. 118). Le dépôt par impaction inertielle continue d'augmenter.

Sur herbes naturelles, la sédimentation intervient comme processus de dépôt dominant à faible vitesse de friction. Ensuite l'impaction inertielle pilote le dépôt. L'importance de l'impaction turbulente reste limitée.

**Vitesse de dépôt global** Considérons à présent le dépôt global, intégrant le dépôt au sol et sur les parties aériennes. La vitesse de dépôt associée (Eq. 7.12 p. 135) est calculée à partir de la moyenne des concentrations en  $z_1$  et  $z_2$ . Son évolution en fonction de la vitesse de friction est représentée sur la figure 7.15 pour les deux couverts.

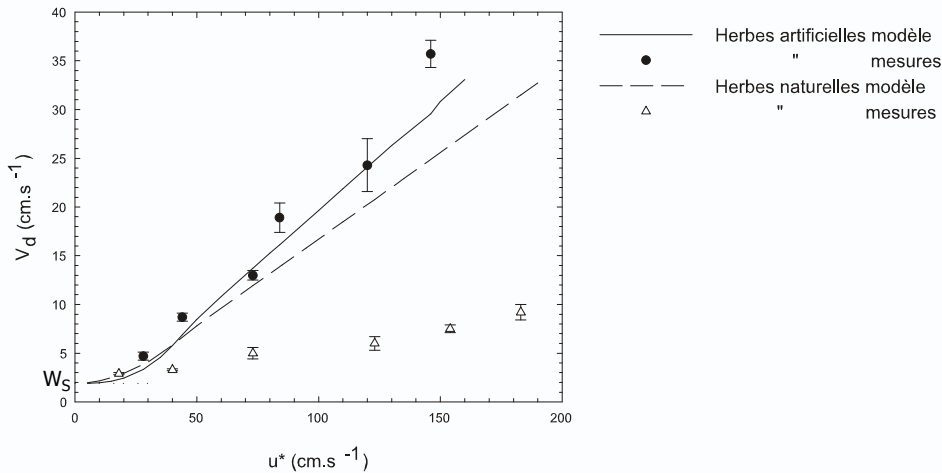


FIG. 7.15 – Vitesse de dépôt de *Lycopodium* sur couverts artificiel et naturel (Chamberlain, 1967).

A très faible vitesse de friction, les deux séries de mesures sont proches de la vitesse de sédimentation. A mesure que la vitesse de friction augmente et que les processus inertiels deviennent efficaces, la vitesse de dépôt augmente, de façon assez différente sur les deux couverts. L'herbe artificielle semble capter sensiblement plus de spores que l'herbe naturelle (jusqu'à un facteur 4 à 5 sur la mesure de la vitesse de dépôt).

Les résultats du modèle sont très proches des mesures sur l'herbe artificielle. Cet accord reste bon sur toute la gamme de variation de la vitesse de friction et semble indiquer que la dynamique du dépôt en fonction des deux processus inertiels (voir Fig. 7.14 a) est bien décrite par le modèle.

Par contre, sur l'herbe naturelle, le modèle s'écarte de façon flagrante des mesures. La surestimation des résultats expérimentaux peut atteindre un facteur 3 à 4 lorsque la vitesse de friction est grande. Plusieurs raisons peuvent être évoquées.

Celle donnée par Chamberlain (1967) est que les brins d'herbe naturelle ne sont pas collants (à la différence des lamelles). Compte tenu de la tailles des spores, le rebond peut, d'après l'auteur, jouer un rôle limitant (voir aussi Chamberlain, 1991, p. 213).

D'autres facteurs peuvent expliquer cet écart, liés d'abord à l'incertitude entourant certains paramètres de simulation, tels la dimension caractéristique des brins, et l'indice de surface foliaire.

Enfin, un autre facteur pourrait contribuer à expliquer cet écart. Il s'agit de la flexibilité des brins d'herbes. Ceux-ci ne sont pas rigides comme les lamelles artificielles et ont vraisemblablement tendance à s'incliner dans le vent, lorsque la vitesse de friction augmente. La hauteur effective du couvert s'en trouverait diminuée tandis que l'inclinaison moyenne des feuilles augmenterait. Pour quantifier cet effet nous proposons de modifier les paramètres de simulation de la façon suivante : la hauteur effective est diminuée d'un tiers (et avec elle la hauteur de déplacement), tandis que les feuilles sont supposées préférentiellement inclinées à  $45^\circ$  (distribution plagiophile). La longueur de rugosité reste inchangée. Nous appelons "brins rigides" les brins dont les caractéristiques sont les mêmes

que précédemment et "brins flexibles" les brins dont les paramètres descriptifs sont modifiés (voir Tab. 7.3).

Caractéristiques	Brins rigides	Brins flexibles
Hauteur moyenne $h$ (cm)	6	4
Hauteur de déplacement $d$ (cm)	4	2,6
Longueur de rugosité $z_0$ (cm)	0,63	0,63
Coefficient d'atténuation $\alpha$ (-)	1,34	1,24
$K_{\theta_1}$	0,849	0,679
$K_{\theta_2}$	0,424	0,679

TAB. 7.3 – Caractéristiques des couverts d'herbes naturelles "rigides" et "flexibles".

Les résultats de simulation de la vitesse de dépôt représentés sur la figure 7.16.

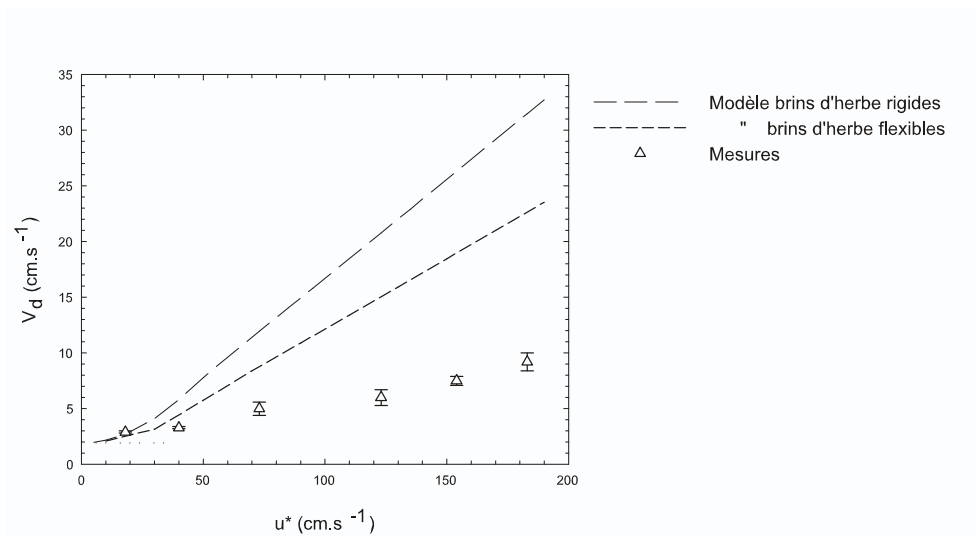


FIG. 7.16 – Influence de la flexibilité des brins d'herbe naturelle sur le dépôt de spores de *Lycopodium*. Le couvert dit "flexible" correspond aux paramètres décrits dans le tableau 7.3.

Il semble donc qu'une diminution d'un tiers de la hauteur effective conduit à une diminution d'un tiers environ de la vitesse de dépôt globale. Ce raisonnement simple semble indiquer qu'il serait souhaitable de connaître les caractéristiques de flexibilité des brins pour prédire au mieux le dépôt, au même titre que des grandeurs plus accessibles, telles l'indice de surface foliaire et la largeur des brins d'herbe.

A l'issue de cette étude du dépôt de spores de *Lycopodium* sur couverts artificiel et naturel, plusieurs conclusions s'imposent.

Dans la configuration du couvert artificiel collant et de caractéristiques géométriques connues, le modèle reproduit bien les mesures, tant au niveau des concentrations au-dessus du couvert (Fig. 7.12), que de l'importance du dépôt au sol (Fig. 7.13), ou encore de la vitesse de dépôt global (Fig. 7.15).

Dans la configuration du couvert naturel, les résultats sont plus contrastés. Le modèle tend à surestimer de façon systématique les mesures de vitesse de dépôt. Ces écarts peuvent pour partie être expliqués par la forte incertitude entourant les caractéristiques géométriques et élastiques du couvert et pour partie par la non-prise en compte du rebond par le modèle. Ce phénomène est efficace lorsque l'écoulement devient suffisamment fort

comme cela a été déduit de la comparaison de mesures de dépôt de spores sur différentes surfaces adhérentes ou non (voir Fig. 2.1 p. 40). Or, dans notre cas, les écarts concernent toutes les vitesses de friction.

### Dépôt d'aérosols fins sur herbes naturelles et artificielles

Chamberlain (1967) a aussi étudié le dépôt d'aérosols plus fins que les spores de *Lycopodium* (voir Tab. 7.2). Les couverts utilisés sont les mêmes. Les mesures disponibles sont des mesures de vitesse de dépôt global dans trois régimes aérodynamiques ( $u^* = 35, 70$  et  $140 \text{ cm.s}^{-1}$ ). Les essais ne sont pas répliqués. L'incertitude expérimentale est donc plus importante que dans l'étude effectuée avec les spores de *Lycopodium*.

Avant de comparer le modèle aux mesures proprement dites, nous étudions l'évolution des concentrations des aérosols au-dessus et à l'intérieur du couvert. Ensuite nous estimons l'importance du dépôt au sol et des contributions des différents processus sur le dépôt sur les parties aériennes. Cette première phase ne concerne que le couvert artificiel, l'étude des spores de *Lycopodium* ayant montré que le couvert naturel n'était pas suffisamment caractérisé (en termes d'indice de surface foliaire, de taille caractéristique des brins et de flexibilité).

**Concentrations dans l'air** Les profils verticaux de concentration dans et au-dessus du couvert artificiel sont tracés sur la figure 7.17 pour les quatre aérosols étudiés de diamètre de 19, 5, 1 et  $0,08 \mu\text{m}$  (voir Tab. 7.2). Comme précédemment, l'altitude est adimensionnée par la hauteur du couvert et la concentration est adimensionnée par la valeur à une altitude de deux fois la hauteur du couvert. Nous nous plaçons dans la situation d'un écoulement dont la vitesse de friction est  $u^* = 70 \text{ cm.s}^{-1}$ .

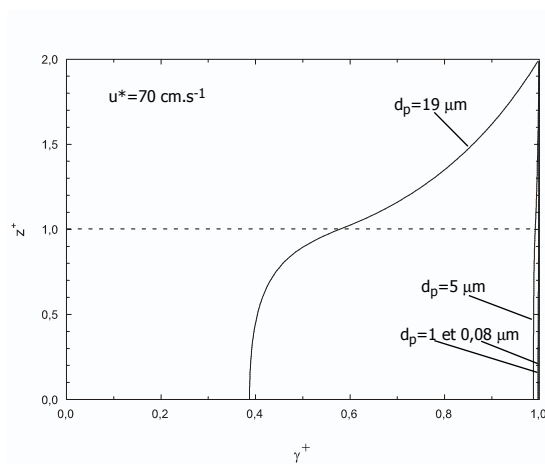


FIG. 7.17 – Concentration d'aérosols de différentes tailles dans et au-dessus du couvert artificiel.

Nous notons l'existence d'un gradient vertical de concentration uniquement pour les aérosols les plus gros, de 19 et  $5 \mu\text{m}$  de diamètre. En deçà, les concentrations restent constantes à 1 % près. Cette situation reste similaire lorsque la vitesse de friction augmente. Pour les aérosols de 19 et  $5 \mu\text{m}$ , les gradients se creusent encore et les concentrations proches du sol sont respectivement égales à 15 % et 90 % de leur valeur au-dessus du couvert. La concentration des deux aérosols les plus fins n'évolue pas et reste égale à la concentration au-dessus du couvert (à 1 % près).

**Dépôt au sol et sur les lamelles** Nous nous intéressons à présent aux termes de dépôt, au sol et sur les lamelles verticales. La vitesse de friction est fixée à  $u^* = 70 \text{ cm.s}^{-1}$ . L'évolution du dépôt au sol (en proportion du dépôt total) et l'évolution des dépôts sur les lamelles (en proportion du dépôt sur les lamelles) est représentée sur la figure 7.18 en fonction du diamètre de l'aérosol.

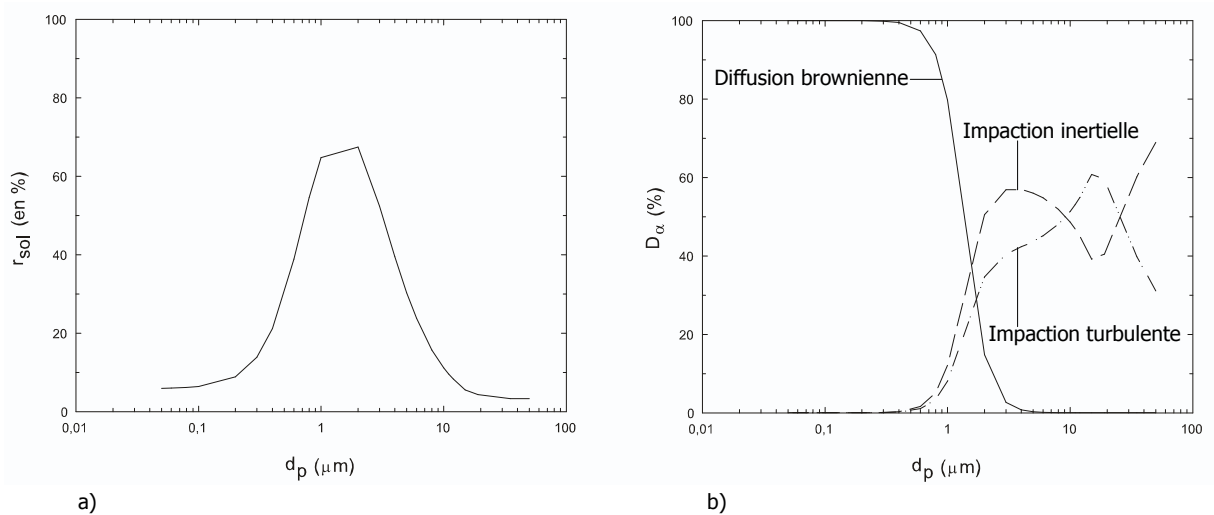


FIG. 7.18 – Répartition des dépôts d'aérosols de différentes tailles sur herbe artificielle, entre le sol (à gauche) et les lamelles (à droite).

Pour les aérosols de la gamme d'Aitken (de diamètre inférieur à quelques dixièmes de micron), la contribution du sol au dépôt total est faible mais pas nulle, puisque la vitesse de dépôt au sol intègre la contribution de la diffusion brownienne (voir Eq. 7.9 p. 134). Cette influence est faible, de l'ordre de 5 à 10 % du dépôt total pour des diamètres inférieurs à  $0,2 \mu\text{m}$  environ. Dans le même temps, le dépôt sur les lamelles est dominé par la diffusion brownienne (Fig. 7.18 b).

Pour les aérosols de la gamme d'accumulation (de diamètre entre quelques dixièmes de micron et quelques microns), la contribution de la diffusion brownienne au dépôt "foliaire" diminue et l'influence des dépôts inertiels commence à se faire sentir pour des diamètres supérieurs à un ou deux microns (Fig. 7.18 b). Le dépôt au sol semble alors dominer temporairement le dépôt total.

Le dépôt des aérosols de la gamme grossière (de diamètre supérieur à quelques microns) se répartit en une fraction au sol, encore significative mais limitée (Fig. 7.18 a) et les dépôts inertiels sur les lamelles (Fig. 7.18 b). Ces derniers augmentent de façon régulière jusqu'à 2 microns environ. Ensuite l'importance du dépôt inertiel diminue au profit de l'impaction turbulente. Cette situation demeure jusqu'à environ  $15 \mu\text{m}$ , puis l'impaction inertielle redevient dominante. Cette évolution curieuse s'explique par les différents régimes de l'impaction turbulente. Les temps de relaxation adimensionnés  $\tau_{p1}^+$  et  $\tau_{p2}^+$ , calculés à partir de la vitesse de friction au-dessus du couvert et les deux diamètres de 2 et  $15 \mu\text{m}$  sont  $\tau_{p1}^+ \sim 0,4$  et  $\tau_{p1}^+ \sim 22$ . Ces deux valeurs correspondent respectivement au début du régime de dépôt par impaction turbulente, dans lequel la vitesse de dépôt croît fortement avec le temps de relaxation ; et la fin de ce régime, lorsque la saturation se met en place (voir Fig. 6.4 p. 118). Au delà de  $\tau_{p2}^+$ , l'impaction inertielle, dont l'augmentation n'est pas limitée, redevient dominante.

**Vitesse de dépôt global** Nous nous intéressons aux vitesses de dépôt global sur les couverts artificiel et naturel. Pour les spores d’herbes à poux, la concentration utilisée est la moyenne des concentrations en  $z_1$  et  $z_2$ . Pour les autres aérosols, la concentration est mesurée de façon directe à une altitude  $(z_1 + z_2)/2$ . Les mesures de vitesse de dépôt sont reportées dans le tableau 7.4.

$u^*$ en $cm.s^{-1}$	$d_p$ en $\mu m$	$V_d$ mesurée ( $cm.s^{-1}$ )		$V_d$ simulée ( $cm.s^{-1}$ )	
		Artificiel	Naturel	Artificiel	Naturel
35	19	7,2	2,7	2,6	3,2
70	19	13	3,2	10,6	9,6
140	19	34	3,9	25,8	21,9
35	5	0,14	0,16	0,09	0,15
70	5	0,35	0,8	0,26	0,42
140	5	1,9	1,2	3,08	3,17
70	2	0,034	0,090	0,020	0,030
35	1	0,010	0,019	0,005	0,006
70	1	0,012	0,034	0,006	0,007
140	1	0,034	0,053	0,013	0,016
35	$\sim 0,08$	0,019	0,023	0,013	0,011
70	$\sim 0,08$	0,034	0,033	0,019	0,015
140	$\sim 0,08$	0,049	0,076	0,027	0,023

TAB. 7.4 – Vitesses de dépôt (en  $cm.s^{-1}$ ) mesurées (Chamberlain, 1967) et simulées en fonction de la taille de l’aérosol et de la vitesse de friction.

Seuls deux des aérosols étudiés ont un comportement significativement différent sur les deux types de couvert. Aux spores d’herbes à poux de  $19 \mu m$  correspondent des vitesses de dépôt sensiblement plus élevées sur couvert artificiel que sur couvert naturel. Cela rejoint le constat dressé pour les spores de *Lycopodium*. Les aérosols d’un micron, à l’inverse, se déposent de façon plus importante sur herbe naturelle que sur herbe artificielle. La même tendance est observée pour les aérosols de  $2 \mu m$  quoi qu’il n’y ait que deux mesures.

Compte tenu du fait que les mesures n’ont pas été dupliquées, nous ne pouvons conclure à une quelconque différence entre les dépôts sur couverts artificiel et naturel en ce qui concerne les autres aérosols.

Examinons à présent les résultats de simulation et comparons-les aux mesures. L’évolution de la vitesse de dépôt global en fonction du diamètre des aérosols est représentée sur la figure 7.19. Pour plus de clarté, nous avons séparé les deux couverts.

Si nous considérons d’abord les résultats sur couverts artificiels, nous constatons un accord global satisfaisant entre le modèle et les mesures et ce pour les trois vitesses de friction. Des écarts se manifestent ponctuellement, comme pour les spores d’herbe à poux par vitesse de friction faible (voir Tab. 7.4). D’autres écarts semblent plus systématiques, en particulier dans la gamme d’accumulation représentée ici par l’aérosol d’un micron. L’écart augmente avec la vitesse de friction mais reste inférieur à un facteur 3 (voir Tab. 7.4). Il est possible que le processus d’interception, non pris en compte pour les obstacles plans, soit responsable de cet écart.

Sur herbe naturelle, l’accord entre le modèle et les mesures est plus approximatif (Fig. 7.19 b). Pour les spores d’herbe à poux, l’écart déjà signalé pour les spores de *Lycopodium* est ici aussi flagrant (voir aussi Tab. 7.4). Dans la mesure où il est très limité lorsque la

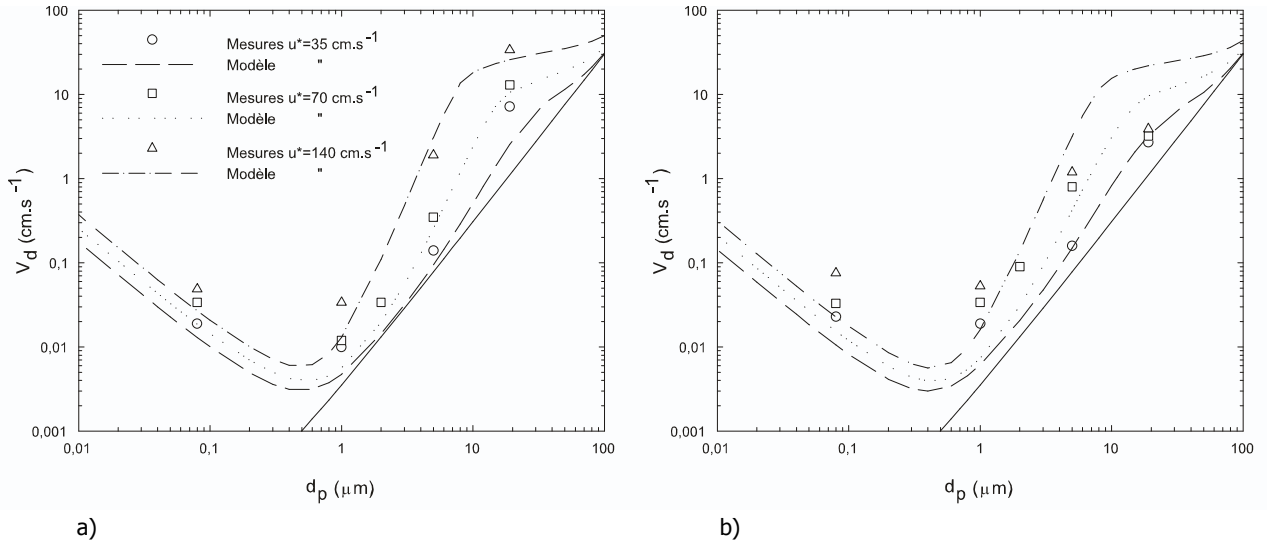


FIG. 7.19 – Evolution de la vitesse de dépôt en fonction de la taille des particules (Chamberlain, 1967) sur couvert artificiel (en a) et couvert naturel (en b). La légende pour le couvert naturel est la même que pour le couvert artificiel.

vitesse de friction est faible et qu'il augmente de façon très marquée (au-delà d'un facteur 5) pour  $u^* = 140 \text{ cm.s}^{-1}$ , il est très possible que le rebond en soit responsable.

Les aérosols de taille inférieure ou égale au micron voient leur dépôt assez largement sous-estimé par le modèle (jusqu'à un facteur 3 pour vitesse de friction forte). Plusieurs raisons peuvent être évoquées, en premier lieu l'incertitude sur les paramètres descriptifs du couvert (indice de surface foliaire, taille des brins d'herbes). Il se pourrait aussi que la non-prise en compte de l'interception soit, comme dans le couvert artificiel, responsable de l'écart observé pour les aérosols sub-microniques.

En conclusion, nous notons que le modèle permet une prévision très satisfaisante du dépôt d'aérosols sur le couvert composé de lamelles verticales et collantes. L'appauvrissement de spores à l'intérieur du couvert est bien reproduit par le modèle en termes de concentration (Fig. 7.12) et en termes de dépôt au sol (Fig. 7.13). Les vitesses de dépôt sont raisonnablement prédites pour des tailles d'aérosols entre quelques centièmes de micron et une vingtaine de microns et pour une large gamme de vitesse de friction. Une exception notable concerne les aérosols d'un micron, dont le dépôt est sensiblement sous-estimé par le modèle (jusqu'à un facteur trois). Il est possible que le phénomène d'interception et sa non-prise en compte dans le modèle (sur les obstacles plans) en soit la cause.

L'étude du dépôt sur couvert d'herbes naturelles conduit à des résultats plus mitigés. L'absence d'une caractérisation du couvert, que ce soit l'indice de surface foliaire, la dimension des brins d'herbes ou dans une moindre mesure la flexibilité des brins, limite d'emblée la portée de la comparaison. Concernant les particules les plus massives, il semble assez probable que le rebond joue un rôle limitant dans le dépôt. Il semble se limiter aux spores. Concernant les particules proches du micron, l'interception déjà évoquée pourrait expliquer les écarts.



### 7.2.3 Dépôt de gouttelettes de brouillard sur une forêt basse

Nous nous intéressons ici à la campagne de mesures réalisée par Beswick *et al.* (1991). Ils ont recours à la méthode des corrélations turbulentes pour estimer la contribution du flux turbulent au dépôt (voir Chap. 1 p. 47).

#### Présentation de la campagne

Cette campagne est réalisée sur une colline de faible pente recouverte d'une forêt basse d'épinettes de Sitka (*Picea sitchensis*). La tour instrumentée est placée au sommet de la colline. Les caractéristiques du couvert et de l'aérodynamique lors des deux séries de mesures sont rassemblées dans le tableau 7.5.

Hauteur moyenne $h$ (m)	4,2	
Base de la couronne $h_c$ (m)	1 (*)	
Hauteur de déplacement $d$ (m)	2,8	
Longueur de rugosité $z_0$ (m)	0,30	
Indice de surface foliaire totale $ISF$ (-)	$\sim 10$	
Diamètre des aiguilles $\bar{D}$ (mm)	1 (*)	
Altitude de mesure $z_R$ (m)	9	
	Cas n°1	Cas n°2
Vitesse de friction $u^*$ ( $m.s^{-1}$ )	$0,37 \pm 0,05$	$0,70 \pm 0,19$
Vitesse moyenne $U(z_R)$ ( $m.s^{-1}$ )	$2,73 \pm 0,36$	$6,12 \pm 0,35$
Nombre de Reynolds de rugosité $h^+$	$\sim 10^5$	$\sim 2 \cdot 10^5$
Nombre de Reynolds $Re_{\bar{D}}$	$< 200$	$< 400$
Coefficient d'atténuation $\alpha$	1,83	
$K_{\theta 1}$	0,679	
$K_{\theta 2}$	0,679	

TAB. 7.5 – Caractéristiques des expériences menées par Beswick *et al.* (1991) et paramètres du modèle. L'astérisque entre parenthèses indique une valeur supposée d'après les données originales ou la littérature (voir texte).

**L'aérosol** Il est constitué de fines gouttelettes de brouillard. Le diamètre moyen en volume s'identifie au diamètre moyen en masse car l'aérosol est supposé homogène, et est égal à  $\bar{d}_p = 12,8 \pm 2 \mu m$  et  $\bar{d}_p = 8,8 \pm 1 \mu m$ , respectivement pour les cas n°1 et n°2. La concentration maximale en eau à l'altitude de mesure pour les deux épisodes est de 0,35 et 0,1  $g.m^{-3}$ .

**Mode opératoire** Le flux vertical turbulent  $F_t = -\overline{w'\gamma'}$  est mesuré à l'altitude de référence  $z_R$  au-dessus du couvert (voir Tab. 7.5) par la méthode des corrélations turbulentes. Les fluctuations verticales de vitesse sont mesurées à l'aide d'un anémomètre à ultra-sons, tandis que les fluctuations de concentration et la répartition granulométrique sont mesurées par comptage optique à l'aide d'une spectromètre fonctionnant sur le principe de diffraction avant de la lumière (Forward Scattering Spectrometer Probe). Beswick *et al.* (1991) estiment le flux vertical global en ajoutant le flux de sédimentation calculé pour chaque classe, soit  $F_s = -W_S \bar{\gamma}$ . Si l'hypothèse de couche à flux constant est respectée, c'est-à-dire si la divergence des flux est proche de zéro au-dessus du couvert, alors ce flux total est égal au flux se déposant sur le couvert végétal. La vitesse de dépôt est

calculée pour chaque classe de taille à partir de la concentration à l'altitude de référence, soit :

$$V_d(d_p, z_R) = - \frac{F_t(d_p) + F_s(d_p)}{\bar{\gamma}(d_p, z_R)} \quad (7.17)$$

**Aérodynamique** La longueur de rugosité apparaissant dans le tableau 7.5 correspond à la valeur mesurée dans le cas n°1. Le fait que les mesures soient effectuées au sommet d'une colline peut remettre en question l'hypothèse d'annulation de la divergence des flux au-dessus du couvert. Beswick *et al.* (1991) mesurent les variances adimensionnées des fluctuations de vitesses horizontales et verticales. Elles sont égales à  $\sigma_u/u^* = 4,23 \pm 1,06$ ,  $\sigma_v/u^* = 2,65 \pm 1,05$  et  $\sigma_w/u^* = 1,22 \pm 0,38$ . Si la mesure de la composante verticale est en accord avec ce qui peut être observé sur forêt en l'absence de transition de rugosité (par exemple Raupach *et al.*, 1996), la variance de la composante longitudinale montre l'influence du changement de rugosité. Beswick *et al.* (1991) ne discutent pas des conséquences éventuelles sur le flux de dépôt. Nous supposons que l'effet de ce changement de pente est faible, même s'il est probable qu'un flux advectif soit présent.

La stabilité atmosphérique est mesurée au travers du paramètre de stabilité, soit  $(z - d)/L$ , avec  $L$  la longueur de Monin-Obukhov. Ce paramètre de stabilité est compris entre 0,005 et 0,018. D'après Beswick *et al.* (1991), la correction des flux verticaux reste inférieure à 13 %. Le détail des relevés de ce paramètre n'est pas donné dans la publication. La stratification thermique est donnée pour proche de la neutralité.

## Description du modèle

Concernant le couvert, nous supposons que la hauteur de la base de la couronne foliaire est à 1 m. Par ailleurs les aiguilles sont supposées de morphologie similaire à celles des aiguilles d'épicéa (*Picea Abies*), déjà étudié à l'état de rameaux ( voir p. 126). Le diamètre moyen choisi est donc  $\bar{D} = 1 \text{ mm}$ . D'après Norman et Jarvis (1974), l'inclinaison des aiguilles varie de 0 à 50° pour les plus jeunes et de 25 à 65° pour les plus vieilles. En nous basant sur cette étude, l'inclinaison des aiguilles est supposée plagiophile, c'est-à-dire d'inclinaison moyenne proche de 45° (voir Tab. 7.5). L'indice de surface foliaire totale n'a pas été directement mesuré par Beswick *et al.* (1991). Citant d'autres mesures sur un couvert semblable (Ford, 1982), ils supposent que cet indice est de 10, valeur que nous reprenons. Le profil de densité foliaire est gaussien et suit la loi proposée au chapitre 3 (Eq. 3.19 p. 72).

Les grandeurs aérodynamiques (vitesse moyenne du vent, diffusivité turbulente de l'aérosol et vitesse de friction locale) suivent le profil exponentiel "classique". Le coefficient d'atténuation  $\alpha$  est calculé à partir de l'indice de surface foliaire (Eq. 4.31 p. 83), par  $\alpha = (ISF K_{\theta 1} / [6\pi^2 \kappa^2 (1 - d/h)^2])^{1/3}$ .

**Modèle de captation** Détaillons les formulations de vitesse macroscopique de dépôt sur les aiguilles. Compte tenu des valeurs attendues du nombre de Reynolds  $Re_{\bar{D}}$  à l'intérieur du couvert (voir Tab. 7.5), le transfert par diffusion brownienne est supposée se faire au travers de couches limites laminaires. La vitesse de dépôt correspondante (Eq. 6.27 p. 109) se réécrit comme :

$$V_B = 0,440 D_B^{2/3} \nu_a^{-1/6} \bar{D}^{-1/2} U^{1/2} \quad (7.18)$$

L'impaction inertielle sur un ensemble d'aiguilles est décrite par la vitesse macroscopique suivante (Eq. 6.40 p. 114) :

$$V_I = \frac{1}{\pi^2} U K_{\theta 1} \frac{\overline{\text{St}}^2}{\beta_c^2} \left[ \frac{1}{1 + 2\frac{\beta_c}{\overline{\text{St}}}} + \ln \left( 1 + 2\frac{\beta_c}{\overline{\text{St}}} \right) - 1 \right] \quad (7.19)$$

Où  $\beta_c$  est égale à 0,6 pour des obstacles de forme cylindrique et  $\overline{\text{St}}$  est le nombre de Stokes bâti sur le diamètre moyen des aiguilles, soit  $\overline{\text{St}} = \tau_p U / \overline{D}$ .

La vitesse macroscopique de dépôt par sédimentation s'écrit simplement (Eq. 6.44 p. 116) sous la forme :

$$V_S = \frac{1}{\pi} W_S K_{\theta 2} \quad (7.20)$$

Le dépôt par impaction turbulente est exprimé de la même façon que lors de l'application précédente (Eq. 7.16 p. 138), sa formulation ne dépendant pas de la forme et l'orientation des obstacles.

Le phénomène de dépôt par interception a pu être pris en compte pour les obstacles de forme cylindrique. La vitesse macroscopique de dépôt associée (Eq. 6.56 p. 122) s'écrit :

$$V_{IN} = \frac{4}{\pi^2} K_{\theta 1} \frac{d_p}{\overline{D}} U \quad (7.21)$$

A l'intérieur de la forêt, le flux au sol est exprimé comme précédemment (Eq. 7.8 p. 134) à l'aide d'une vitesse de dépôt au sol qui intègre les contributions de la sédimentation et de la diffusion brownienne.

## Résultats

Nous disposons de mesures de vitesse de dépôt global. Avant de comparer ces mesures avec les résultats du modèle, nous allons présenter les résultats de simulation concernant les concentrations de gouttelettes au-dessus et à l'intérieur du couvert et la répartition des dépôts. Nous nous plaçons dans les conditions du cas n°1 (Tab. 7.5), en particulier la vitesse de friction est  $u^* = 37 \text{ cm.s}^{-1}$ .

**Concentration** Les profils verticaux de concentration associés à trois gammes granulométriques (de 3 ; 7 et 17  $\mu\text{m}$  de diamètre) sont tracés sur la figure 7.20. Les concentrations sont adimensionnées par leur valeur en l'altitude de référence, tandis que les altitudes sont adimensionnées par la taille du couvert.

Les gouttelettes de brouillard ont des tailles supérieures au micron. De façon assez prévisible, les plus lourdes d'entre elles sont celles dont la concentration s'atténue le plus fortement à l'intérieur du couvert. Les gradients de concentrations sont fortement marqués dans la partie haute du couvert, là où les caractéristiques aérodynamiques qui pilotent les dépôts inertiels sont encore significatives. A mesure que les gouttelettes pénètrent à l'intérieur du couvert, le gradient de concentration diminue jusqu'à tendre vers zéro dans la moitié inférieure du couvert.

Le dépôt au sol est extrêmement faible. Il correspond à moins de 4 % du dépôt total quelle que soit la taille des gouttelettes lorsque la vitesse de friction vaut 37  $\text{cm.s}^{-1}$ . Ces résultats ne sont pas présentés. Le dépôt des gouttelettes se fait donc majoritairement sur le système foliaire.

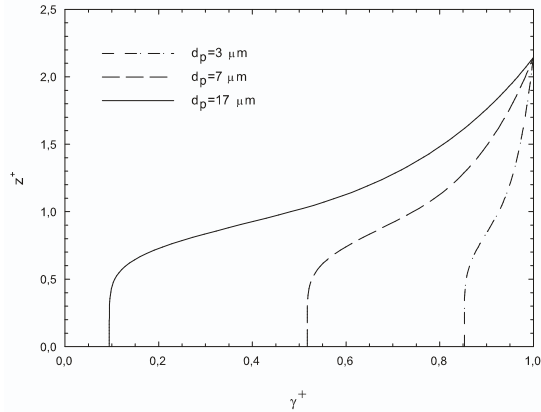


FIG. 7.20 – Concentrations simulées de gouttelettes de brouillard en forêt. La vitesse de friction est  $u^* = 37 \text{ cm.s}^{-1}$ .

**Dépôt sur le système foliaire** Nous considérons ici les contributions de chaque processus au dépôt sur le système foliaire, caractérisées par les rapports  $D_\alpha$  (Eq. 7.11 p. 134). Leur évolution en fonction de la taille des gouttelettes est tracée sur la figure 7.21.

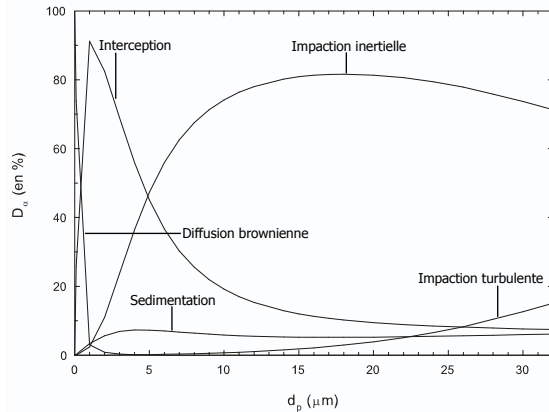


FIG. 7.21 – Répartition des dépôts de gouttelettes en forêt. La vitesse de friction est de  $37 \text{ cm.s}^{-1}$ .

L'interception par les aiguilles domine le dépôt de la fraction la plus fine du brouillard (de diamètre inférieur à  $5 \mu m$ ). Pour les gouttelettes de taille supérieure à 5 microns environ, l'impaction inertielle domine très largement le dépôt. L'impaction turbulente a une importance assez limitée. Le régime de saturation n'est pas encore atteint ( $\tau_p^+ < 20$  lorsque  $d_p < 30 \mu m$ ). Le fait que ce processus soit peu influent est expliqué par la faible vitesse de friction.

**Vitesse de dépôt global** Nous comparons à présent les mesures de vitesse de dépôt global effectuées par Beswick *et al.* (1991) dans les cas n°1 et n°2 ( $u^* = 37$  et  $70 \text{ cm.s}^{-1}$ ). Ces mesures sont présentées sur la figure 7.22. L'incertitude statistique augmente avec la taille des gouttelettes. En effet les gammes les plus grossières sont sous-représentées dans le brouillard (Beswick *et al.*, 1991).

Les estimations de la vitesse de friction sont assorties d'incertitudes (voir Tab. 7.5). Ces dernières sont très significatives dans le cas n°2, où elles représentent 25 % de la valeur

moyenne. Pour en tenir compte dans les simulations, nous calculons les vitesses de dépôt correspondant à la vitesse de friction moyenne, et aux valeurs minimale et maximale. Ces résultats représentés sur la figure 7.22.

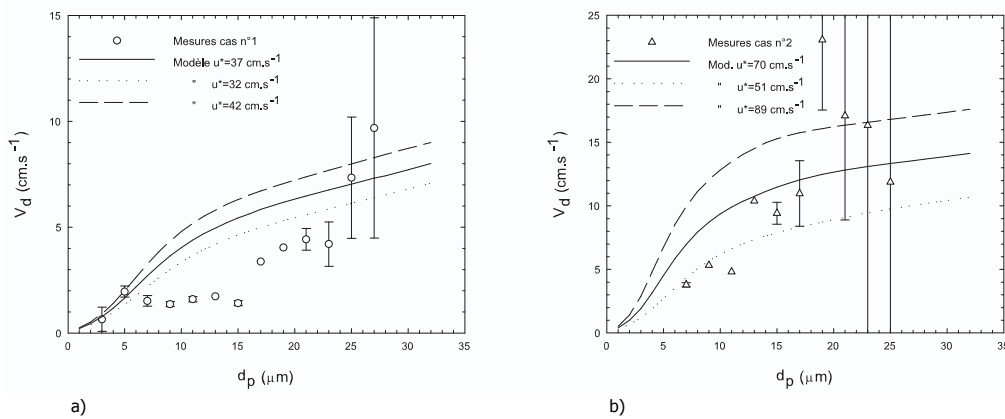


FIG. 7.22 – Vitesse de dépôt de gouttelettes de brouillard sur une forêt d'épicéas en fonction de la granulométrie (Beswick *et al.*, 1991). Les vitesses de friction moyennes sont égales à  $37 \text{ cm.s}^{-1}$  (à gauche) et  $70 \text{ cm.s}^{-1}$  (à droite).

Considérons d'abord le cas n°1, pour lequel l'incertitude sur la vitesse de friction est la plus faible. Le modèle montre un accord satisfaisant sur les deux premières gammes granulométriques (3 et 5  $\mu\text{m}$ ), dont le dépôt est piloté par l'interception et l'impaction inertielle. Lorsque la taille des gouttelettes augmente, la vitesse de dépôt mesurée reste approximativement constante, alors que le modèle prédit une augmentation rapide, due principalement à l'impaction inertielle (Fig. 7.21). Pour les gammes les plus grosses (25 et 27  $\mu\text{m}$ ), les mesures montrent une augmentation de la vitesse de dépôt et l'accord avec le modèle est acceptable. La surestimation du modèle (d'un facteur 3) dans la gamme comprise approximativement entre 7 et 17  $\mu\text{m}$  n'est pas expliquée. Les études précédentes, tant sur herbes artificielles et sur rameaux de pin ont montré que les aérosols microniques se déposent préférentiellement sous l'effet de leur inertie, et que pour cette gamme, la vitesse de dépôt évolue de façon très marquée. Dans ce contexte, la relative constance des mesures est inexplicable.

Dans le cas n°2, les incertitudes sur la vitesse de friction sont plus importantes et se traduisent par une large gamme de variations de la vitesse de dépôt (d'un facteur deux environ). Les mesures montrent une augmentation à peu près régulière jusqu'à des tailles de 18  $\mu\text{m}$ . Le comportement des gouttelettes s'éloigne de ce qui est observé dans le premier cas. Pour les gammes les plus grosses (au delà de 23  $\mu\text{m}$ ), l'incertitude statistique est de l'ordre de la valeur mesurée et les mesures ne sont donc pas exploitables. Le modèle reproduit qualitativement l'augmentation de la vitesse de dépôt. Il est difficile d'affiner cette comparaison compte tenu de l'incertitude sur la vitesse de friction.

Cette campagne de mesures nous a permis d'évaluer le modèle en forêt. Très peu de mesures réalisées en forêt renseignent à la fois la granulométrie de l'aérosol et l'aérodynamique. Cela explique que notre choix se soit porté sur cette campagne, bien que les conditions ne soient pas idéales. En effet ces mesures sont effectuées sur colline et l'hypothèse de couche à flux constants est dans ce contexte critiquable. Néanmoins les résultats de simulation montrent un accord acceptable avec les mesures. La raison qui pourrait expliquer la vitesse de dépôt constante pour des gouttelettes entre 7 et 17  $\mu\text{m}$  ne nous est pas connue.

## 7.2.4 Dépôt d'aérosols fins sur une forêt de pins maritimes

La campagne de mesures à laquelle nous nous intéressons a été effectuée par Lamaud (1994) dans la forêt des Landes. Elle s'appuie sur la méthode des corrélations turbulentes et a déjà été citée lors de la revue des mesures (Chap. 2 p. 44). L'intérêt de cette campagne réside entre autres dans le fait qu'une étude poussée du traitement des signaux de concentration et de vitesse verticale a été réalisée. Le but de ce traitement est de filtrer la contribution des basses fréquences à la fluctuation de concentration. Ces basses fréquences, correspondant à des mouvements advectifs de grande échelle, sont corrélées avec la fluctuation de vitesse verticale. Elles produisent un flux qui n'est pas lié au phénomène de dépôt sec (Lamaud *et al.*, 1994a). Ce filtrage, difficile à réaliser, n'est pas effectué de façon aussi systématique dans les autres campagnes de mesures par corrélations turbulentes (Gallagher *et al.*, 1997a; Bleyl, 2001). Cela conduit à des mesures assez erratiques des flux moyens de dépôt, qui peuvent être selon les cas surestimés ou sous-estimés, et parfois même du mauvais signe, indépendamment de tout phénomène d'émission de particules biotiques par la forêt.

### Présentation de la campagne

Les caractéristiques du couvert et de l'aérodynamique sont rassemblées dans le tableau 7.6.

Hauteur moyenne $h$ (m)	15
Base de la couronne $h_c$ (m)	10 (*)
Hauteur de déplacement $d$ (m)	11
Longueur de rugosité $z_0$ (m)	1,4
Indice de surface foliaire totale $ISF$ (-)	6
Diamètre des aiguilles $\overline{D}$ (mm)	2 (*)
Altitude de mesure $z_R$ (m)	25
Nombre de Reynolds $Re_{\overline{D}}$	< 500 (*)
Nombre de Reynolds de rugosité $h^+$	$10^5 - 7 \cdot 10^5$
Coefficient d'atténuation $\alpha$	1,79
$K_{\theta_1}$	0,679
$K_{\theta_2}$	0,679

TAB. 7.6 – Caractéristiques des expériences menées dans la forêt des Landes (Lamaud, 1994) et du modèle utilisé. L'astérisque entre parenthèses indique une valeur supposée d'après les données originales ou la littérature (voir texte).

**Le couvert** Le couvert forestier est constitué de pins maritimes (*Pinus pinaster*). L'épaisseur de la couronne foliaire est estimée à 5 m (Lamaud, 1994, p. 184). La hauteur basse de la couronne foliaire est donc déduite à  $h_c = 10$  m. L'indice de surface foliaire projeté est de 3 (Lamaud *et al.*, 1994a). L'indice de surface foliaire totale calculé par un modèle de croissance dans le houppier sur le même site de Bray est trouvé entre 6 et 6,17 (Porté *et al.*, 2000).

**L'aérosol** La granulométrie de l'aérosol atmosphérique dont le flux turbulent est mesuré n'est pas connue. L'appareil de mesures des concentrations instantanées d'aérosol fonctionne sur un principe électrique. Il consiste à charger l'aérosol dans une charge unipolaire et à mesurer ensuite le courant induit. Cet appareil, développé par El Bakkali (1991), ne

permet pas de connaître la répartition granulométrique de l'aérosol. Il a été estimé que l'appareil mesure essentiellement des particules dont le diamètre est compris entre 0,1 et 1  $\mu m$  (Lamaud, 1994, p. 24).

**Conditions météorologiques** Le mât utilisé pour les mesures des flux d'aérosol permet d'avoir accès à différentes grandeurs météorologiques au-dessus et à l'intérieur du couvert, en particulier la vitesse moyenne de l'écoulement.

Les conditions météorologiques durant cette campagne sont caractérisées par des passages nuageux très fréquents, des précipitations passagères et une forte humidité qui a limité l'utilisation de certains matériels. Seule la journée du 18 Juin est favorable du point de vue des conditions météorologiques (Lamaud, 1994, p.141).

L'évolution de la stabilité atmosphérique à l'altitude de référence est suivie au travers du paramètre de stabilité  $\xi = (z - d) / L$ , mesuré à l'altitude de référence.

**Sélection des données** Le modèle développé s'applique aux situations dont la stabilité est neutre, soit :

$$\xi = 0 \text{ ou } |L| \rightarrow \infty$$

Cela est rarement le cas dans la réalité. Nous souhaitons ici estimer dans quelle gamme de stabilité ce modèle reste applicable. D'emblée nous éliminons les situations instables, dans lesquels le nombre de Schmidt turbulent dépend du paramètre de stabilité (par exemple Panofsky et Dutton, 1984, p. 144). Nous estimons cette gamme de validité du modèle par rapport aux grandeurs aérodynamiques de vitesse moyenne et de viscosité turbulente.

La loi classique de la vitesse moyenne en profil logarithmique est modifiée en situation stable et peut se réécrire comme :

$$U(z) = \frac{u^*}{\kappa} \left[ \ln \left( \frac{z-d}{z_0} \right) + 5 \frac{z-d}{L} \right] \quad (7.22)$$

Quelques indications sur la stabilité et la théorie de similitude sont données dans l'annexe D (p .195). Dans le modèle, la vitesse moyenne intervient au sommet du couvert. Nous considérons comme acceptable un écart de 30 % sur la vitesse moyenne au sommet du couvert. La valeur correspondante de la longueur de Monin-Obukhov est de l'ordre de 70 m et le paramètre de stabilité, estimé à l'altitude de référence, vaut environ 0,2.

La viscosité turbulente est, elle aussi, influencée par la stabilité. Elle devient :

$$\nu_T = \frac{\kappa u^* (z-d)}{1 + 5 (z-d) / L} \quad (7.23)$$

Au sommet du couvert, la viscosité calculée sans tenir compte de la stabilité surestime au maximum de 30 % la viscosité "réelle", si nous nous restreignons à des longueurs de Monin-Obukhov supérieures à 70 m ( $\xi < 0,2$ ).

La résistance aérodynamique calculée en conditions neutres sous-estime de 60 % la résistance aérodynamique en situations faiblement stables ( $L > 70 m$ ) (voir Eq. D.9 p. 196). Pour la gamme d'aérosols étudiée, cette résistance a une influence faible sur la vitesse de dépôt (Slinn, 1982; Ruijgrok *et al.*, 1995). L'erreur commise sur la résistance n'est pas supposée se propager à la vitesse de dépôt global.

Nous avons de façon assez sommaire vérifié que les caractéristiques aérodynamiques qui interviennent dans notre problème ne sont pas, dans une certaine gamme, prédites de façon "trop erronée" par le modèle basé sur une hypothèse de neutralité thermique. Cette gamme de stabilité est caractérisée par  $L > 70 m$  (ou  $\xi < 0,2$ ).

## Description du modèle

Concernant le couvert végétal, nous supposons que l'orientation des aiguilles est plagiophile, soit une inclinaison moyenne de  $45^\circ$  par rapport à la verticale. Les aiguilles de *Pinus pinaster* sont longues et à section semi-circulaire. Assimilées à des cylindres, leur diamètre moyen est de 2 mm environ (Godet, 1991, p. 126). L'indice de surface foliaire totale, suivant (Porté *et al.*, 2000), est pris égal à 6. Le profil de densité de surface foliaire est choisi gaussien dans le houppier (Eq. 3.19 p. 72).

Concernant l'aérodynamique, le coefficient d'atténuation  $\alpha$  (voir Tab. 7.6) de la vitesse moyenne, de la diffusivité turbulente et de la vitesse locale de friction est calculé à partir de la même formule que dans l'application précédente (voir p. 149).

Concernant l'aérosol atmosphérique, sa caractérisation est incertaine. Nous supposons que sa masse volumique vaut  $1 \text{ g.cm}^{-3}$ . Sa granulométrie est choisie dans la gamme d'accumulation (0,1 à  $1 \mu\text{m}$ ), conformément aux estimations d'El Bakkali (1991).

**Modèle de captation** Les processus sont pris en compte ici de la même façon que dans l'application précédente sur forêt basse. Les vitesses macroscopiques de dépôt par diffusion brownienne, impaction inertielle, sédimentation et interception sont formulées par les équations (7.18), (7.19), (7.20), (7.21) (voir p. 149 et suivante). L'impaction turbulente est décrite de la même façon que sur herbes artificielles (Eq. 7.16 p. 138).

## Résultats

Avant de décrire les résultats du modèle concernant l'aérosol, nous nous intéressons à la situation aérodynamique dans la forêt des Landes.

**Vitesse moyenne de l'écoulement** Nous avons vu dans le chapitre dédié à l'aérodynamique (p. 73 et suivantes), que la zone d'influence du couvert pouvait s'étendre loin au-dessus (de 2 à 5 fois la hauteur du couvert). Nous souhaitons estimer ici si la modification du profil de vitesse moyenne est flagrante ou si l'utilisation du profil logarithmique reste acceptable dans l'optique opérationnelle de notre étude.

Nous nous basons sur 4 séries de mesures aérodynamiques, obtenues lors de la campagne de mesures. Ces mesures nous ont été fournies par E. Lamaud et l'INRA (Bordeaux). Nous les en remercions. Ces séries de mesures correspondent à des signaux moyennés sur 15 minutes. Le paramètre de stabilité  $\xi$  (mesuré en  $z_R$ ) varie de  $5 \cdot 10^{-3}$  à 0,2. La vitesse au sommet du couvert ( $h = 15\text{m}$ ) est déduite des mesures par interpolation linéaire entre les mesures à 13 et 16 m. Ces mesures sont comparées aux vitesses prédites par la loi logarithmique en condition neutre (voir Tab. 7.7).

Episode	Jour		$\xi$	$L$ (m)	$u^*$ ( $\text{m.s}^{-1}$ )	$U(h)$ en $\text{m.s}^{-1}$	
	de Juin	Heure				Mesure	Loi "Log"
1	19	17h15	$5 \cdot 10^{-3}$	2700	0,54	1,65	1,39
2	15	18h15	$4,4 \cdot 10^{-2}$	320	0,28	0,79	0,73
3	19	19h30	0,1	135	0,32	1,11	0,82
4	16	18h	0,2	70	0,28	0,72	0,72

TAB. 7.7 – Vitesses moyennes au dessus de la forêt des Landes.

Le profil logarithmique reproduit de façon acceptable les mesures de vitesse moyenne au sommet du couvert. Les écarts éventuels ne semblent pas liés à la stabilité mais plus



probablement à la non prise en compte de l'extension de la sous couche de rugosité au-dessus du couvert.

Considérons à présent la vitesse moyenne à l'intérieur de la forêt. Sur la figure 7.23 sont représentés les profils de vent mesurés à l'intérieur du couvert lors des quatre épisodes. L'altitude est adimensionnée par la hauteur du couvert et la vitesse moyenne par sa valeur au sommet du couvert (voir Tab. 7.7).

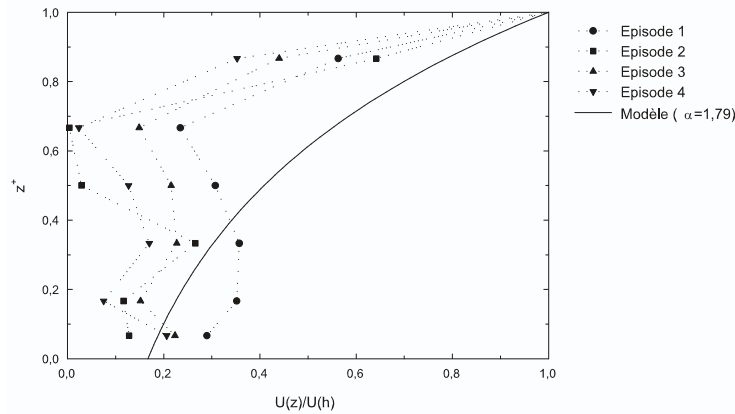


FIG. 7.23 – Profil vertical de vitesse moyenne dans la forêt des Landes (INRA, Bordeaux). Les caractéristiques des épisodes sont détaillées dans le tableau 7.7.

Nous notons d'emblée que la présence de la couronne foliaire (repérée par  $h_c^+$ ) se ressent fortement dans les mesures de la vitesse moyenne. L'atténuation du vent est concentrée sur le tiers supérieur du couvert. En dessous ( $z^+ < h_c^+$ ), le profil de vent est faible et semble montrer une ré-augmentation. Le modèle de vent tend à surestimer assez largement les vitesses moyennes dans la partie supérieure du couvert. Cela est dû au fait que l'estimation du coefficient d'atténuation est faite en supposant une répartition uniforme de la densité foliaire (voir Chap. 4 p. 82). L'atténuation de la vitesse de vent est donc beaucoup plus rapide que ce que prédit le modèle.

**Concentration aérosol** Nous considérons trois gammes d'aérosols, de diamètre 0,1 ; 0,5 et 1  $\mu m$ . Trois régimes aérodynamiques sont explorés, caractérisés par des vitesses de friction de 20, 50 et 80  $cm.s^{-1}$ . Dans l'ensemble des neuf cas, le gradient de concentration est négligeable. Plus précisément, la concentration à proximité du sol ne représente pas moins de 99 % de la concentration à l'altitude de référence.

**Dépôt aérosol au sein du couvert** Nous considérons d'abord le dépôt au sol. Son importance relativement au dépôt total est estimée. Le tableau 7.8 rassemble les valeurs obtenues du rapport  $r_{sol}$  (Eq. 7.10) estimant l'importance du dépôt au sol.

Le dépôt au sol est d'après le modèle négligeable devant le dépôt sur le végétal. Nous rappelons que le sol est supposé lisse, ce qui n'est pas vraiment représentatif d'un sol de sous-bois. L'écoulement aérodynamique à proximité du sol est néanmoins faible (voir Fig. 7.23) et nous supposons peu importante l'erreur commise en négligeant la rugosité au sol. Le dépôt sur la forêt se fait donc, pour la gamme considérée, préférentiellement sur la couronne foliaire.

Examinons les contributions de chaque processus au dépôt foliaire des aérosols d'accumulation, au travers des grandeurs  $D_\alpha$  (Eq. 7.11). Leur évolution en fonction de la vitesse

Diamètre ( $\mu m$ )	$u^*$ ( $cm.s^{-1}$ )	$r_{sol}$ (en %)
0,1	20	1,5
"	50	1,9
"	80	2,1
0,5	20	4,7
"	50	2,3
"	80	1,6
1	20	8,2
"	50	3,8
"	80	2,4

TAB. 7.8 – Dépôt sur le sol d'aérosols fins dans la forêt landaise.

de friction pour des gammes granulométriques de 0,1 et 1  $\mu m$  de diamètre sont présentées sur la figure 7.24.

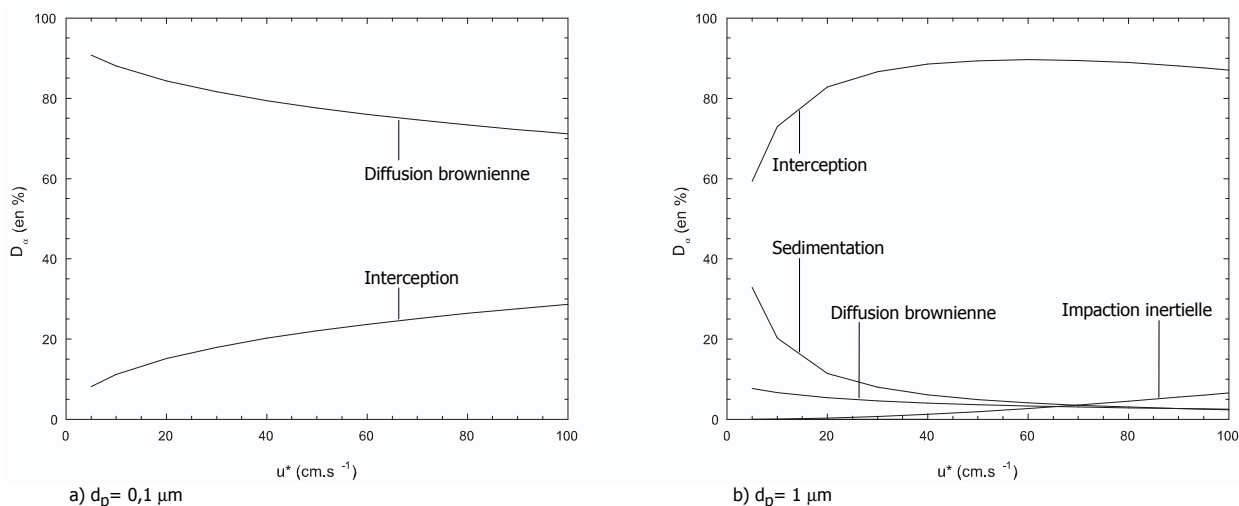


FIG. 7.24 – Evolution des contributions de chaque processus au dépôt sur forêt des Landes pour des aérosols de 0,1  $\mu m$  (à gauche) et 1  $\mu m$  (à droite).

Le dépôt de la gamme la plus fine ( $d_p = 0,1 \mu m$ ) est dominé par la diffusion brownienne même à forte vitesse de friction, l'interception n'ayant qu'une influence limitée, au maximum de 30 %. La gamme de 1  $\mu m$  voit, à l'inverse, son dépôt dominé par l'interception. A faible vitesse de friction, la sédimentation génère environ un tiers des dépôts. Les autres processus (diffusion brownienne et impaction inertielle) sont d'une importance secondaire dans la gamme de vitesse de friction explorée.

**Vitesse de dépôt global** La vitesse de dépôt global a été mesurée durant cinq jours de Juin 2002. Nous rappelons que nous avons restreint la comparaison aux périodes de faible stabilité ( $\xi(z_R) < 0,2$  ou  $L > 70 m$ ). Sur la figure 7.25 sont représentées les mesures obtenues durant les cinq journées de la campagne. Les résultats obtenus le 18 Juin semblent s'éloigner de ceux des quatre autres journées. Cette journée se caractérise par un temps dégagé (Lamaud, 1994).

L'appareil est donné pour détecter en majorité les aérosols d'accumulation (Fontan *et al.*, 1997). Nous simulons donc la vitesse de dépôt pour les diamètres de 0,1 , 0,5 et 1  $\mu m$ . Les résultats sont présentés sur la figure 7.25. D'après le modèle, les dépôts des

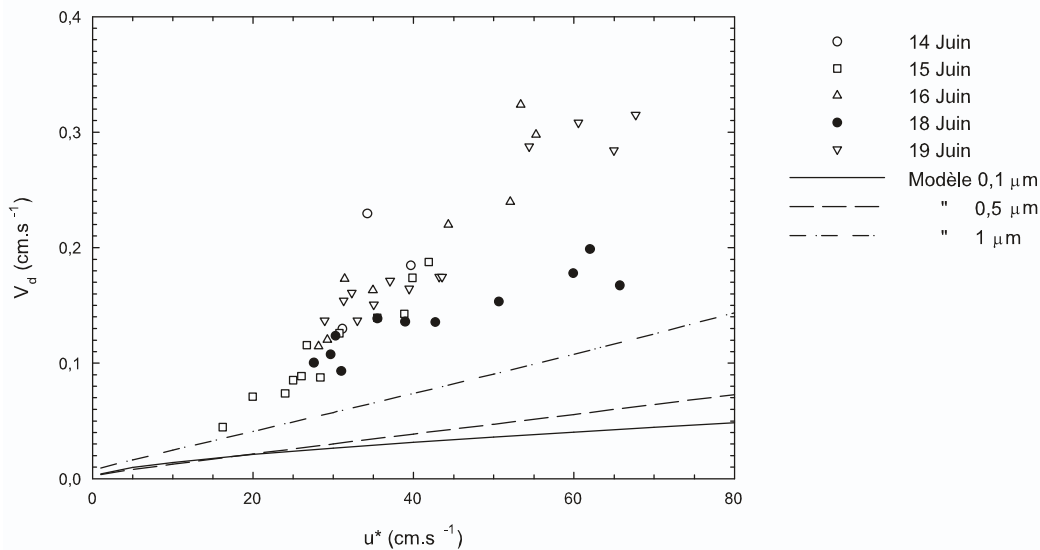


FIG. 7.25 – Vitesse de dépôt d’aérosols fins en forêt (Lamaud, 1994) : Influence de la vitesse de friction.

deux gammes les plus fines sont assez similaires. Cette gamme d’accumulation correspond au minimum de la vitesse de dépôt, pour laquelle ni la diffusion brownienne ni les effets inertiels ne sont efficaces. La prévision correspondante de la vitesse de dépôt s’éloigne sensiblement des mesures de l’aérosol atmosphérique (jusqu’à un facteur six à huit selon la journée d’étude considérée).

La vitesse de dépôt simulée de l’aérosol de  $1 \mu m$  de diamètre est plus proche des mesures. L’interception semble être le processus qui domine le dépôt. L’écart avec les mesures obtenues le 18 Juin est de 50 % environ tandis que l’écart avec les autres mesures peut atteindre un facteur trois.

La paramétrisation du dépôt par interception conduit dans des conditions de vent faible à des résultats qui surestiment le dépôt réel. Cela a été constaté précédemment à l’échelle de rameau de conifères. La vitesse au sommet du couvert correspondant à une vitesse de friction de  $70 \text{ cm.s}^{-1}$  est d’environ  $2 \text{ m.s}^{-1}$ . Cette vitesse correspond à un maximum de la vitesse moyenne de l’écoulement à l’intérieur du couvert durant toute la campagne de mesures. Il n’est donc pas à exclure que le dépôt par interception ait été surestimé par le modèle.

Les résultats de la campagne expérimentale de Lamaud *et al.* (1994a) ne nous permettent pas de conclure quant à la taille caractéristique de l’aérosol déposé. Dans l’hypothèse où l’aérosol détecté est dans la gamme d’accumulation, les simulations du modèle semblent sous-estimer le dépôt (d’un facteur 3 à 8).

Nous pourrions envisager l’éventualité que l’aérosol détecté soit plus fin que ce qui a été supposé. Cette éventualité nous est indiquée par une comparaison de données temporelles produites par l’analyseur utilisé et par un compteur électrique de noyaux d’Aitken (Lamaud *et al.*, 1994a, p. 19). Ces signaux, mesurés en plein air, sont très bien corrélés. Il se pourrait donc que l’aérosol mesuré soit plus fin. Le dépôt d’un tel aérosol résulterait alors de la diffusion brownienne et se traduirait par des vitesses de dépôt simulée plus importantes.

La méthode de filtrage utilisée permet d’obtenir des signaux très cohérents par com-

paraison avec d'autres études (par exemple Gallagher *et al.*, 1997b; Bleyl, 2001). L'incertitude liée au traitement des données est donc faible et les raisons de l'écart observé entre les résultats du modèle et les mesures pourraient être identifiées si la granulométrie de l'aérosol mesuré était connue de façon plus précise.

## Conclusions

Les campagnes de mesures de dépôt sec sur des couverts végétaux sont nombreuses dans la littérature, mais rares sont celles qui, d'une part, sont suffisamment renseignées en termes d'aérodynamique et de granulométrie de l'aérosol et, d'autre part, produisent les données de flux et de vitesse de dépôt cohérentes (voir Chap. 2). Nous en avons isolé trois, représentatives de la diversité de configurations possibles en termes de rugosité de couvert et de taille d'aérosols.

La première, réalisée en soufflerie sur des couverts d'herbes naturelles et artificielles (Chamberlain, 1967), nous a permis de valider le modèle sur un couvert dont les obstacles sont plans. Le processus de dépôt par interception n'est pas pris en compte. L'accord avec les mesures sur couvert artificiel rigide et collant est très satisfaisant pour une large gamme de taille de particule (0,1 à 20  $\mu\text{m}$  environ). Des écarts significatifs apparaissent sur le couvert d'herbes naturelles, en particulier par vent fort et pour des particules très massives. Outre le manque d'informations sur les caractéristiques du couvert (en particulier la taille des brins et l'indice de surface foliaire), il est probable que les écarts soient dus au phénomène de rebond.

Les deux autres campagnes utilisées ont été réalisées dans des forêts de conifères. Les conclusions que nous pouvons en tirer sont plus contrastées.

Les mesures de dépôt de gouttelettes de brouillard (Beswick *et al.*, 1991) sont réalisées au dessus d'un forêt basse plantée sur une colline. Malgré les probables effets de reliefs, les deux séries de mesures sont qualitativement bien reproduites par le modèle, à l'exception des gouttelettes de 10 à 20  $\mu\text{m}$  par vent faible (cas n°1). Leur vitesse de dépôt mesurée est sensiblement constante alors le modèle prédit une augmentation marquée liée au phénomène d'impaction inertielle.

La dernière de ces campagnes de mesures concerne des particules atmosphériques sub-microniques se déposant sur une forêt de pins maritimes (Lamaud *et al.*, 1994a). Le modèle ne permet pas d'expliquer sans doute possible les mesures, car la granulométrie de l'aérosol n'est pas connue avec précision.

Le modèle développé n'est donc pas mis en défaut lorsque les caractéristiques du couvert, de l'aérosol et de l'écoulement sont connues avec précision. Malheureusement il est rare dans les campagnes de mesures que tous les paramètres nécessaires au modèle soient relevés. Se pose alors la question de la sensibilité du modèle aux différents paramètres. Quels sont ceux qui ont un rôle prédominant dans le dépôt et qui doivent être mesurés avec précision ? Pour répondre à cette question, quelques tests de sensibilité ont été menés.

## 7.3 Etude de sensibilité

Les quelques tests de sensibilité présentés ont pour but d'appréhender l'importance des principaux paramètres du modèle. Ceux-ci décrivent l'aérodynamique, le couvert végétal et l'aérosol. La sensibilité du modèle est étudiée à partir de la vitesse de dépôt total sur le couvert (c'est à dire le végétal et le sol), calculée à une altitude de référence égale à deux fois la hauteur du couvert. L'influence de la taille des particules est étudiée de façon systématique. La masse volumique de l'aérosol est choisie par défaut égale à  $1 \text{ g.cm}^{-3}$ .

La configuration retenue est celle de la forêt de pins Douglas, déjà utilisée lors de la comparaison des modèles de dépôt sec existants (voir Chap. 1 p. 26). Les paramètres par défaut du couvert et de l'aérodynamique sont détaillés dans le tableau 7.9.

Caractéristique	Forêt de pins de Douglas
Hauteur moyenne $h$ (m)	17
Base de la couronne $h_c$ (m)	7
Hauteur de déplacement $d$ (m)	12,75
Altitude de mesures $z_R$ (m)	34
Indice de surface foliaire totale $ISF$ (-)	22
Diamètre des obstacles $\bar{D}$ (mm)	1
Longueur de rugosité $z_0$ (m)	1
Vitesse de friction $u^*$ ( $m.s^{-1}$ )	0,5
Vitesse au sommet $U(h)$ ( $m.s^{-1}$ )	1,8
<hr/>	
Coefficient d'atténuation $\alpha$ (-)	2,9
$K_{\theta_1}$ (plagiophile)	0,679
$K_{\theta_2}$ (plagiophile)	0,679

TAB. 7.9 – Situation de référence pour l'étude de sensibilité.

Les résultats de cette étude de sensibilité concernent la vitesse de dépôt. Afin de pouvoir interpréter plus aisément ces résultats, nous présentons sur la figure 7.26 les profils verticaux de concentration associés à cinq gammes granulométriques, de diamètre égal à 0,01 , 0,1 , 1 , 10 et 50  $\mu m$ , obtenus dans la situation de référence. La concentration est adimensionnée par sa valeur à l'altitude de référence, tandis que l'altitude est adimensionnée par la hauteur du couvert.

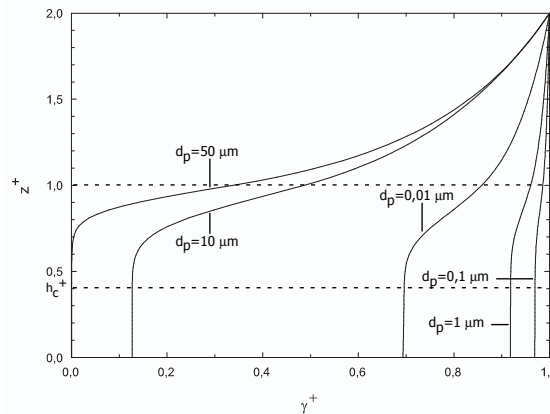


FIG. 7.26 – Concentrations simulées d'aérosols de différente taille en forêt. L'altitude du sommet du couvert ainsi que celle de la base de la couronne foliaire sont repérées par des pointillés.

Quelle que soit la gamme granulométrique, la concentration n'évolue pas dans la partie basse du couvert, en dessous de la couronne. Dans cette zone, l'absence de dépôts conduit à une homogénéisation du milieu sous l'effet de la turbulence et de la gravité (pour les particules les plus grosses).

Il faut noter que l'atténuation des concentrations des aérosols de la gamme d'accumulation est très faible, tant au dessus qu'à l'intérieur du couvert, tandis qu'à l'inverse les profils de concentrations associés aux aérosols d'Aitken et de la gamme grossière montrent une forte décroissance à l'intérieur du couvert. Cette différence de comportement est à rapprocher du fait que la gamme d'accumulation est la moins sujette au dépôt sec, comme l'indique la forme générale en "V" des courbes de vitesse de dépôt en fonction de la taille des particules.

### 7.3.1 Sensibilité aux paramètres aérodynamiques

Les paramètres, dont l'influence sur la vitesse de dépôt est étudiée, sont d'abord la vitesse de friction de l'écoulement, ensuite le coefficient d'atténuation des grandeurs aérodynamiques à l'intérieur du couvert, et enfin le nombre de Schmidt turbulent, reliant le coefficient de diffusivité turbulente d'un scalaire passif à la viscosité turbulente de l'écoulement.

#### Influence de la vitesse de friction

Trois valeurs de vitesse de friction sont utilisées, soient 20, 50 et 120  $cm.s^{-1}$ . Elles correspondent respectivement à des régimes d'écoulement faible, modéré et fort. Les résultats sont représentés sur la figure 7.27.

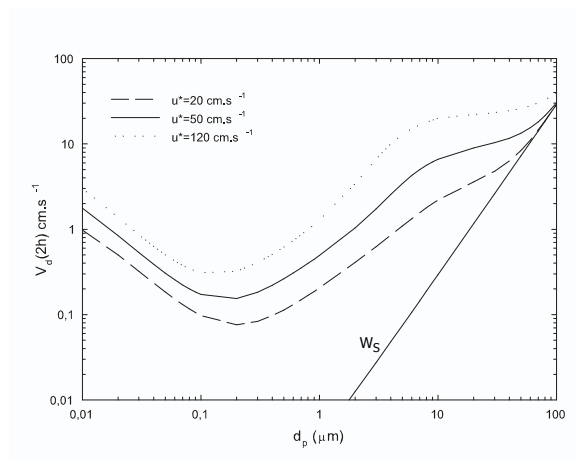


FIG. 7.27 – Sensibilité du modèle à la vitesse de friction.

L'influence de la vitesse de friction sur la vitesse de dépôt est très marquée. Cela n'est guère surprenant dans la mesure où elle affecte toutes les grandeurs aérodynamiques du système, au dessus comme à l'intérieur du couvert. Le transport par la turbulence ainsi que l'ensemble des termes de dépôt, exception faite de l'effet de la gravité, sont donc conditionnés par cette échelle de vitesse. Cette influence est d'autant plus visible dans la gamme granulométrique soumise aux processus de dépôt inertiel (impaction inertielle et turbulente), soit de quelques microns à quelques dizaines de microns.

## Influence du coefficient d'atténuation

Le coefficient d'atténuation intervient à l'intérieur du couvert dans les profils verticaux de la vitesse moyenne de l'écoulement, du coefficient de diffusivité turbulente et de la vitesse de friction "locale".

Dans le modèle développé, ce coefficient est relié entre autres à l'indice de surface foliaire et à l'inclinaison des éléments du couvert. Cette relation découle d'hypothèses fortes, notamment celle d'une densité foliaire constante. Dans l'éventualité où ces hypothèses soient remises en cause, il paraît pertinent de considérer ce coefficient comme un paramètre d'entrée et d'en étudier l'influence sur la vitesse de dépôt.

Les valeurs retenues sont  $\alpha = 1,5$ ,  $2,9$  et  $4,5$ , auxquelles est ajouté le cas  $\alpha = 0$ . Cette dernière valeur correspond à la situation extrême dans laquelle les grandeurs aérodynamiques sont constantes à l'intérieur du couvert. Les résultats sont présentés sur la figure 7.28.

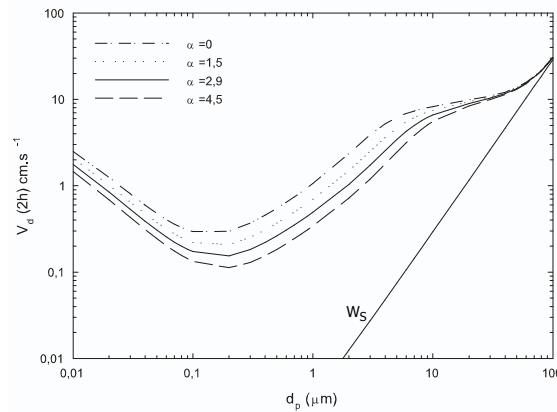


FIG. 7.28 – Sensibilité du modèle au coefficient d'atténuation.

Les résultats indiquent que plus l'atténuation aérodynamique est marquée à l'intérieur du couvert, soit  $\alpha$  croissant, et plus la vitesse de dépôt est faible. Cela s'explique par le fait que les vitesses macroscopiques de dépôt, associées à chaque processus sont, à l'exception de la sédimentation, des fonctions croissantes de la vitesse moyenne du vent ou de la vitesse de friction locale (dans le cas de l'impaction turbulente). Dès lors, un fort coefficient d'atténuation se traduit par des échelles de vitesse aérodynamique rapidement négligeables à l'intérieur du couvert, et donc par un dépôt moindre.

Les gammes de particules les plus grosses, soumises au dépôt par sédimentation, ressentent moins l'influence des autres formes de dépôts, en particulier inertiels. Cela explique la convergence des profils de vitesse de dépôt obtenus pour différentes valeurs de  $\alpha$  lorsque la taille des aérosols est supérieure à la dizaine de microns environ.

Si la situation de référence correspond à  $\alpha = 2,9$  et lorsque le diamètre est supérieur à  $10 \mu m$ , les résultats ne s'écartent pas de plus de 25 % par rapport à la situation de référence. En dessous, les écarts sont plus importants et peuvent être supérieurs au facteur deux dans le cas  $\alpha = 0$ , c'est à dire lorsque les grandeurs aérodynamiques sont constantes à l'intérieur du couvert.

## Influence du nombre de Schmidt turbulent

Dans toute l'étude, il a été supposé que la diffusivité turbulente de l'aérosol était égale à la viscosité turbulente de l'écoulement. Si cela est vérifié expérimentalement dans la

couche inertielle (par exemple Businger, 1986), cela semble remis en cause à l'intérieur de la couche de rugosité (voir la discussion p. 75 et suivante). Il a été mesuré que la diffusivité turbulente de scalaires passifs (température, vapeur d'eau) est supérieure à la viscosité turbulente. Le nombre de Schmidt correspondant est inférieur à un et a parfois été mesuré égal à 1/4. Les valeurs utilisées pour estimer la sensibilité du modèle à ce paramètre sont  $Sc_T = 0,25$ ,  $0,5$  et  $1$ . Les résultats sont représentés sur la figure 7.29.

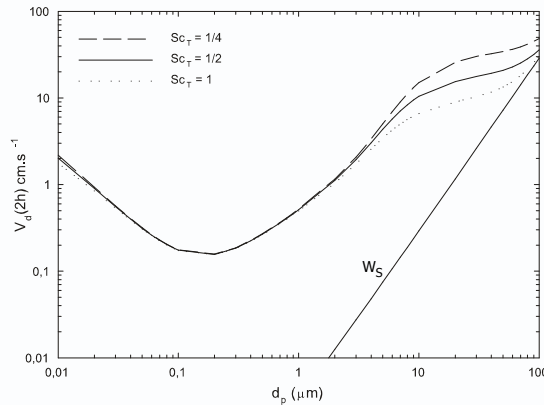


FIG. 7.29 – Sensibilité du modèle au nombre de Schmidt turbulent.

La diminution du nombre de Schmidt turbulent correspond à une augmentation du brassage turbulent, tant au dessus qu'à l'intérieur du couvert. L'influence de ce paramètre est ressentie par les aérosols les plus gros, et une diminution du nombre de Schmidt se traduit pour cette gamme par une augmentation de la vitesse de dépôt et de la densité de flux de dépôt (non présentée).

A l'échelle de la surface captante, cette gamme se dépose très efficacement sous l'effet des processus d'impaction et de sédimentation. La limitation du dépôt est alors imposée par le transport, par sédimentation et par la turbulence. A l'intérieur du couvert, cette diminution du nombre de Schmidt turbulent s'accompagne alors d'une augmentation des flux de dépôt. Pour un aérosol de  $20 \mu m$ , la densité de flux total déposé sur le couvert est environ trois fois plus importante lorsque le nombre de Schmidt vaut 1/4 que lorsqu'il vaut un.

Le fait que les particules plus fines ne ressentent que peu l'influence du nombre de Schmidt s'explique par le fait qu'elles se déposent de façon moins efficace et que le transport de l'extérieur du couvert vers la proximité des surfaces foliaires ne constitue pas l'étape limitante dans le dépôt. A ce sujet, il faut rappeler la relation reliant les vitesses de dépôt au sommet du couvert et au dessus (à l'altitude de référence  $z_R$ ) :

$$\frac{1}{V_d(z_R)} - \frac{1}{W_S} = \left( \frac{1}{V_{dh}} - \frac{1}{W_S} \right) e^{-W_S R_a(z_R)} \quad (7.24)$$

Où  $V_{dh}$  est la vitesse de dépôt estimée au sommet du couvert. Dans cette expression, la résistance aérodynamique  $R_a$ , qui rend compte du transfert turbulent (et donc du nombre de Schmidt turbulent), n'intervient que par son produit avec la vitesse de sédimentation. Ainsi, l'augmentation du brassage turbulent au dessus du couvert n'a d'effets que sur la vitesse de dépôt associée aux particules dont la vitesse de sédimentation est non négligeable.

Le nombre de Schmidt a donc un effet significatif sur le dépôt des aérosols les plus lourds. Sa diminution peut induire une augmentation marquée de la vitesse de dépôt,



notamment lorsque  $Sc_T = 1/4$ . Il faut tout de même noter que cette dernière valeur correspond à une valeur minorante du nombre de Schmidt turbulent. Si l'on en croit par exemple l'analogie de couche de mélange, le nombre de Schmidt serait plutôt proche de  $1/2$  (par exemple Raupach *et al.*, 1996).

### 7.3.2 Sensibilité aux paramètres du couvert

Les paramètres dont nous étudions l'influence sont l'indice de surface foliaire totale, l'inclinaison des tissus foliaires et le diamètre des aiguilles.

#### Influence de l'indice de surface foliaire totale

Dans le modèle développé, l'indice de surface foliaire intervient à la fois dans le profil vertical de densité foliaire et dans les profils verticaux des grandeurs aérodynamiques, via le coefficient d'atténuation. Il est supposé ici que la modification de l'indice de surface foliaire n'affecte pas les autres paramètres du couvert, en particulier sa hauteur. Cela correspond typiquement à une variation de la densité de peuplement du couvert. Les valeurs de l'indice de surface foliaire retenues pour cette étude sont de 6, 14 et 22. Les coefficients d'atténuation correspondants sont  $\alpha = 1,9$ ,  $\alpha = 2,5$  et  $\alpha = 2,9$ . Les résultats sont présentés sur la figure 7.30.

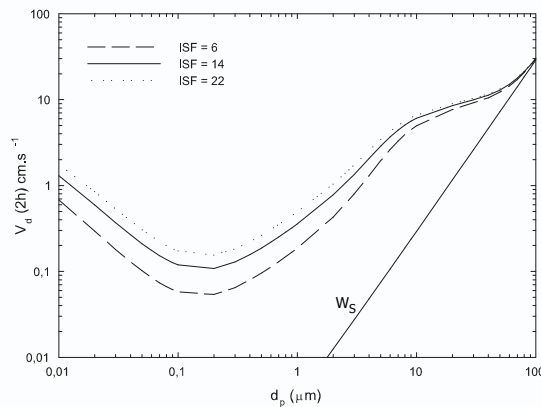


FIG. 7.30 – Sensibilité du modèle à l'indice de surface foliaire totale.

L'indice de surface foliaire rend compte de la surface totale disponible pour le dépôt des aérosols. Son influence sur la vitesse de dépôt (ainsi que sur la densité de flux total) est marquée dans toutes les gammes de taille de particules, à l'exception des plus grosses (de diamètre supérieur à  $10 \mu m$  environ). La raison en est l'importance croissante de la sédimentation dans le dépôt de ces dernières, étant par ailleurs entendu que le processus de sédimentation n'est pas sensible à la quantité de surface disponible.

La sensibilité du modèle à l'indice de surface foliaire est grande, en particulier dans la gamme d'accumulation.

#### Influence de l'inclinaison foliaire

L'inclinaison foliaire conditionne l'importance des dépôts par impaction inertielle, interception et sédimentation. Elle joue par ailleurs un rôle dans l'atténuation des grandeurs aérodynamiques à l'intérieur du couvert.

L'influence de ce paramètre est étudiée à partir des distributions planophile (aiguilles préférentiellement disposées selon l'horizontale), plagiophile (aiguilles préférentiellement disposées à  $45^\circ$  par rapport à la verticale), érectophile (aiguilles préférentiellement disposées selon la verticale), extrémophile (les orientations verticale et horizontale sont préférées) et enfin uniforme (aiguilles sans inclinaison préférentielle). Les coefficients d'atténuation associés à ces distributions sont respectivement  $\alpha = 2,5$ ,  $\alpha = 2,9$ ,  $\alpha = 3,1$ ,  $\alpha = 2,8$  et  $\alpha = 2,8$ . Les résultats sont présentés sur la figure 7.31.

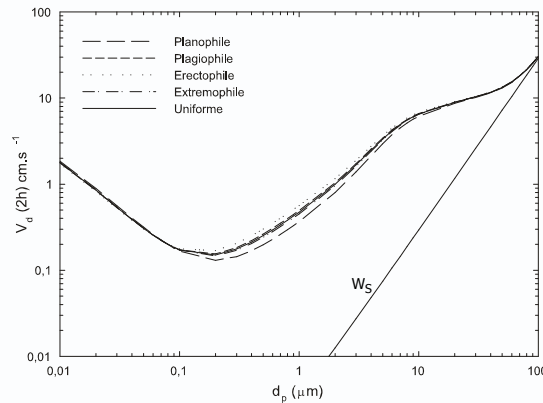


FIG. 7.31 – Sensibilité du modèle à l'inclinaison foliaire.

Il semble que l'inclinaison foliaire ait une influence relativement faible sur le dépôt des aérosols. Ce constat est assez surprenant dans la mesure où l'importance de certains termes de dépôt est conditionnée par l'inclinaison des tissus. Cela vaut pour les processus d'impaction inertielle, interception et sédimentation.

L'influence de l'inclinaison est significative dans la gamme d'accumulation et la gamme grossière. Il faut remarquer que les résultats de vitesse de dépôt les plus faibles sont obtenus pour la distribution planophile. Cela s'explique par le fait que le dépôt est généré dans cette gamme par l'impaction inertielle et l'interception et fait intervenir la projection verticale des tissus. Si la situation planophile est choisie comme référence (les vitesses de dépôt sont alors les plus faibles), les résultats de vitesse de dépôt sont au maximum de 60 % plus importants pour une distribution érectophile.

La faible influence de l'inclinaison sur la vitesse de dépôt ne semble pas due à la faible valeur retenue de la vitesse de friction, des écarts similaires entre les distributions étant obtenus lorsque  $u^* = 120 \text{ cm.s}^{-1}$ . Cette faible influence pourrait en revanche être liée au fait que le coefficient d'atténuation aérodynamique est relié à l'inclinaison. Plus les tissus sont proches de la verticalité, et plus le coefficient d'atténuation est grand. Or, il a été vu précédemment que l'augmentation du coefficient d'atténuation induisait une diminution de la vitesse de dépôt (Fig. 7.28). Cette diminution contre-balancerait donc l'augmentation de la vitesse de dépôt liée à l'évolution de l'inclinaison.

### Influence du diamètre moyen des aiguilles

Cette échelle de longueur conditionne l'ensemble des termes de dépôt sur chaque élément foliaire, à l'exception du dépôt par sédimentation et par impaction turbulente. Il est supposé ici que le diamètre des aiguilles est indépendant d'autres paramètres du couvert, tels que l'indice de surface foliaire. La sensibilité du modèle au diamètre moyen

des aiguilles est étudiée en choisissant des valeurs de 0,5 , 1 et 2 mm. Les résultats sont présentés sur la figure 7.32.

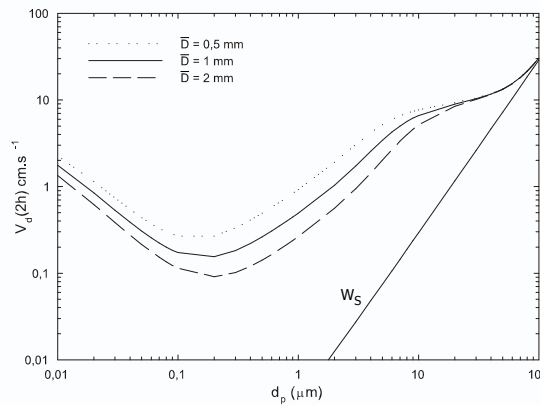


FIG. 7.32 – Sensibilité du modèle au diamètre moyen des aiguilles.

Plus la taille des aiguilles est grande, plus faible est la vitesse de dépôt. Cela s’explique par la dépendance des vitesses macroscopiques de dépôt à ce paramètre. La vitesse de dépôt par diffusion brownienne varie en effet comme une puissance inverse du diamètre moyen (voir Eq. 6.27 p. 109). La vitesse de dépôt par impaction inertielle croît avec le nombre de Stokes, qui est proportionnel à l’inverse du diamètre moyen (voir Eq. 6.40 p. 114). La vitesse macroscopique de dépôt par interception varie comme l’inverse du diamètre moyen (voir Eq. 6.56 p. 122).

L’influence du diamètre des aiguilles s’exerce sur les aérosols de toutes tailles, hormis ceux soumis aux processus d’impaction turbulente et de sédimentation. Elle est particulièrement marquée pour les aérosols de la gamme d’accumulation. Un facteur 2 à 3 sépare les résultats associés à un diamètre de 0,5 mm de ceux associés à un diamètre de 2 mm.

### 7.3.3 Sensibilité aux paramètres de l’aérosol

Outre la taille des particules, l’autre paramètre lié à l’aérosol dont nous étudions l’influence sur le dépôt sec est la masse volumique, qui est un paramètre rarement connu sur site. Il est à noter que la vitesse de sédimentation en dépend. Les valeurs choisies de la masse volumique sont  $\rho_p = 1$  , 2 et  $5 \text{ g.cm}^{-3}$ . Les résultats sont représentés sur la figure 7.33.

La masse volumique de l’aérosol joue un rôle pour les aérosols ”suffisamment” inertes. Cette influence s’exerce dans le transport (par sédimentation) et le dépôt (par impaction inertielle ou turbulente et par sédimentation). Les aérosols de taille supérieure à quelques microns sont sensibles à la variation de ce paramètre. L’augmentation de la vitesse de dépôt liée à l’augmentation de la masse volumique est maximale pour des diamètres de quelques microns, lorsque le dépôt est généré par les processus d’impaction inertielle et turbulente.

### 7.3.4 Sensibilité aux paramètres de calcul

L’influence de l’altitude de référence est estimée ici. Lorsque celle-ci est supérieure au sommet du couvert, le transport par la sédimentation et la turbulence limite le dépôt. Il

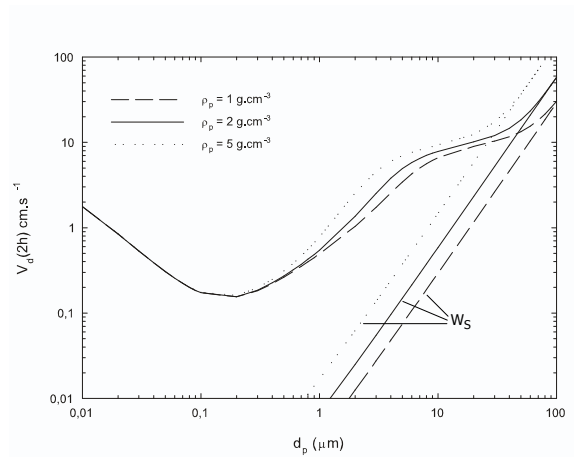


FIG. 7.33 – Sensibilité du modèle à la masse volumique de l'aérosol.

s'agit de préciser l'importance de cette pondération. Les valeurs de l'altitude de référence retenues sont  $z_R = h, 3/2h, 2h, 5/2h, 3h$ . Les résultats sont présentés sur la figure 7.34.

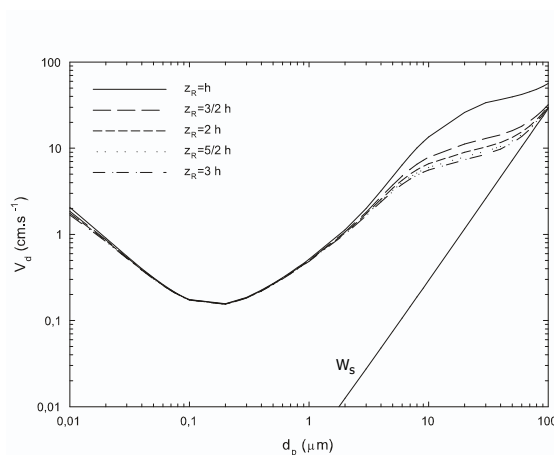


FIG. 7.34 – Sensibilité du modèle à l'altitude de référence.

Il apparaît que cette influence concerne prioritairement les aérosols les plus gros. La relation (7.24) permet d'expliquer ce constat. La résistance aérodynamique intègre en effet l'influence du transport de l'aérosol au dessus du couvert. Elle intervient par l'intermédiaire de son produit avec la vitesse de sédimentation. Celle-ci ne prend des valeurs significatives que lorsque la taille des aérosols est importante.

L'influence de l'altitude de référence est particulièrement marquée lorsque celle-ci est proche du sommet du couvert, auquel cas le transport par sédimentation et par diffusion turbulente ne limite plus le dépôt. Cela induit une augmentation notable de la vitesse de dépôt.

Hormis ce proche voisinage du sommet du couvert, la sensibilité de la vitesse de dépôt à l'altitude de référence est relativement faible. Ainsi l'écart entre les vitesses de dépôt estimées en  $z_R = 3/2h$  et  $z_R = 3h$  est bien inférieur à celui qui sépare les vitesses de dépôt en  $z_R = h$  et  $z_R = 3/2h$ .

## Conclusions

Dans le cadre de cette étude, nous avons estimé l'influence de paramètres liés tout d'abord à l'aérodynamique, soit la vitesse de friction, le coefficient d'atténuation, le nombre de Schmidt turbulent ; puis de ceux liés au couvert, soit l'indice de surface foliaire, l'inclinaison et la taille caractéristique des obstacles ; et enfin de la masse volumique de l'aérosol. L'influence de l'altitude de référence sur la vitesse de dépôt a été en dernier lieu examinée.

Cette étude a mis en avant l'importance de plusieurs paramètres, en particulier la vitesse de friction, l'indice de surface foliaire et le diamètre moyen des aiguilles.

Par ailleurs il a été montré que l'influence de ces paramètres dépendait de la taille des particules. Ainsi le coefficient d'atténuation n'a pas d'influence sur les aérosols les plus gros. Inversement, le nombre de Schmidt turbulent agit en priorité sur les aérosols de taille supérieure à dix microns environ.

Enfin, il a été constaté la faible influence de certains paramètres, notamment celle de l'inclinaison foliaire.

Bien sûr, pour compléter cette étude, d'autres paramètres devraient être testés, comme la hauteur du couvert (couplée avec la longueur de rugosité et la hauteur de déplacement), la densité de surface foliaire (choix d'un profil analytique), la forme des obstacles, la distribution granulométrique de l'aérosol (via un écart type géométrique par exemple) et enfin la vitesse de dépôt au sol, qui constitue une condition aux limites du problème.

Cette étude de sensibilité du modèle développé a permis de préciser l'influence des principaux paramètres du système sur le dépôt des aérosols. Il est maintenant possible de comparer les résultats du modèle développé avec ceux des modèles existants sur la base de mesures réalisées dans des conditions similaires.

## 7.4 Comparaison avec les modèles existants

Cette comparaison doit être effectuée sur des configurations suffisamment variées pour rendre compte, dans la mesure du possible, de la variabilité naturelle des couverts végétaux.

Nous considérons donc tout d'abord les couverts d'herbes naturelles et artificielles de Chamberlain (1967), sur lesquels nous comparons les résultats du modèle développé avec ceux du modèle de Slinn (1982). Nous nous restreignons à cet unique modèle car il est réputé pour la qualité de ses prévisions sur les couverts herbeux.

Par suite, nous comparons les résultats du modèle développé par rapport à ceux des cinq modèles décrits au chapitre 1. Les situations de référence sont celle d'un champ d'avoine de hauteur moyenne et celle d'une forêt haute de pins Douglas. Il est difficile d'isoler des campagnes de mesures sur couvert fortement rugueux qui soient suffisamment bien renseignées. Nous avons néanmoins pu extraire quelques données expérimentales dont les caractéristiques sont similaires à celles de la situation de référence. Elles sont en nombre moins important que sur herbes en soufflerie mais constituent au demeurant une base de comparaison pour les modèles.

### 7.4.1 Comparaison sur herbe avec le modèle de Slinn (1982)

Le modèle de Slinn (1982) est couramment utilisé pour estimer la pertinence des études expérimentales, tant sur prairie (par exemple Nemitz *et al.*, 2002) que sur forêt (par exemple Ruijgrok *et al.*, 1997). Cela justifie de s'intéresser à ce modèle qui, tout en s'appuyant sur une formulation analytique de la vitesse de dépôt, intègre la plupart des processus mécaniques intervenant dans le dépôt sec des aérosols, ainsi que le rebond.

La campagne de mesures a déjà été présentée lors de la phase applicative de notre étude. Deux couverts sont utilisés, constitués respectivement de brins d'herbe naturelle (ivraie) et de rubans artificiels, rigides et collants. La taille des aérosols utilisés varie approximativement d'un dixième de micron à une vingtaine de microns.

Vis à vis du modèle développé, les brins ou rubans sont considérés comme des obstacles plans, pour lesquels le mécanisme de dépôt par interception n'a pu être intégré dans la modélisation.

Slinn (1982) a proposé des valeurs optimales des paramètres de son modèle, afin de reproduire les résultats de cette campagne de mesures. Parfois, ces valeurs sont différentes de celles relevées par l'expérimentateur, en particulier la taille des rubans ou l'altitude de référence, à laquelle la vitesse de dépôt est estimée. Dans le tableau 7.10 sont reportées les valeurs utilisées par Slinn (1982), ainsi que celles relevées par l'expérimentateur.

Sont aussi données les valeurs que nous avons utilisées lorsque les paramètres correspondants n'étaient pas connus (voir aussi p. 135). En particulier le rapport de vitesse  $U(h)/U(z_R)$  est déduit de la loi logarithmique, valide au dessus du couvert artificiel (voir p. 136). Ce rapport joue, avec  $u^*/U(z_R)$ , un rôle important dans le modèle de Slinn (1982), dans la mesure où il intègre l'influence des paramètres de rugosité du couvert (hauteur moyenne  $h$ , longueur de rugosité  $z_0$ , hauteur de déplacement  $d$ ). Le coefficient d'atténuation des grandeurs aérodynamiques, non mesuré, est calculé dans le modèle développé à partir de l'inclinaison des tissus et de l'indice de surface foliaire.

Nous présentons successivement les résultats associés au dépôt de spores de *Lycopodium*, puis ceux liés au dépôt d'aérosols de taille variable.

	Artificiel		Naturel	
	Mesure	Slinn (1982)	Mesure	Slinn (1982)
Altitude de référence $z_R$ (cm)	12,5	10	11,5	10
$u^*/U(z_R)$	0,2	0,2	0,16	0,16
$U(h)/U(z_R)$	? (0,45)	0,46	? (0,46)	0,56
Dimension des obstacles $\bar{L}$ (mm)	5	2	? (3)	1
Dimension des micro-rugosités $A$ ( $\mu m$ )	?	0	?	20
Fraction de dépôt par interception sur les micro-rugosités $f$ (-)	?	0	?	0,01
Coefficient de rebond $b$ (-)	?	0	?	2
$c_v/c_d$	?	1/4	?	1/3
Coefficient d'atténuation $\alpha$ (-)	? (1,81)	1,5	? (1,34)	2,5

TAB. 7.10 – Caractérisation des deux couverts herbeux en soufflerie (Chamberlain, 1967) selon Slinn (1982). Entre parenthèses figurent les valeurs utilisées dans le modèle développé ici.

### Dépôt de Lycopodium sur herbes naturelles et artificielles

Les spores de Lycopodium ont un diamètre optique de  $32,4 \mu m$  et un diamètre de Stokes de  $23,6 \mu m$  (Chamberlain, 1967). Le modèle de Slinn (1982) s'appuie sur la dimension optique des particules tandis que notre modèle, s'intéressant à l'inertie des particules, décrit ces dernières par leur diamètre de Stokes.

Les résultats de ces deux modèles sur les configurations de couverts artificiel et naturel sont présentés sur la figure 7.35.

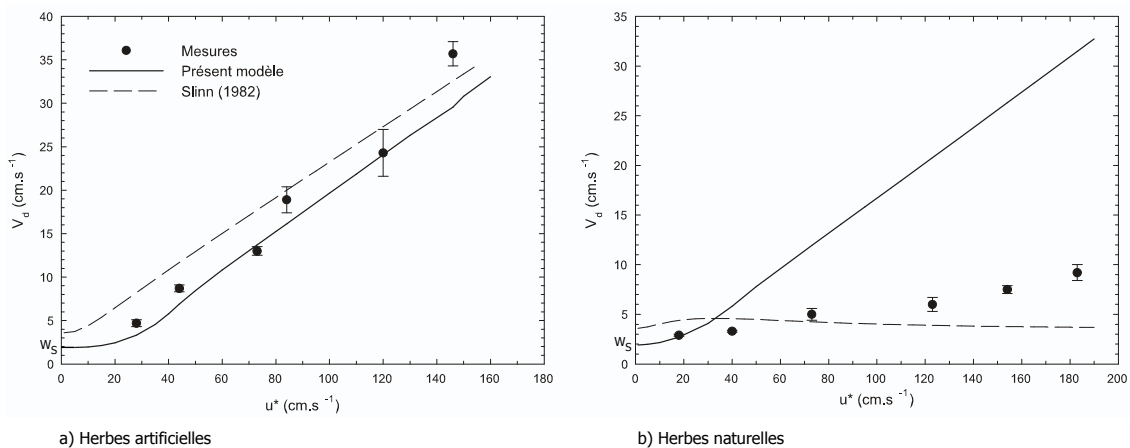


FIG. 7.35 – Comparaison des résultats du modèle développé et du modèle de Slinn (1982) sur la base des mesures de Lycopodium sur couverts artificiel (à gauche) et naturel (à droite).

Lorsque la vitesse de friction est faible, le dépôt se fait préférentiellement sous l'action de la gravité. Le modèle de Slinn (1982), s'appuyant sur le diamètre optique des spores, prédit une vitesse de sédimentation plus importante que celle mesurée par Chamberlain (1967). Cela explique que les résultats de ce modèle sur les deux couverts soient supérieurs aux mesures et aux résultats de notre modèle lorsque  $u^*$  est faible.

Sur couvert artificiel, les deux modèles reproduisent bien l'évolution de la vitesse de dépôt par vitesse de friction plus élevée.

Sur couvert naturel, dont les caractéristiques ne sont pas estimées par Chamberlain (1967), les résultats des deux modèles sont plus éloignés. Les paramètres, tels que la

dimension des feuilles et le coefficient d'atténuation aérodynamique, prennent d'un modèle à l'autre des valeurs différentes. Cela peut expliquer pour part les écarts observés.

Ces écarts sont liés aussi à la prise en compte du phénomène de rebond par le modèle de Slinn (1982). La paramétrisation adoptée pour ce processus induit une décroissance de la vitesse de dépôt lorsque la vitesse de friction augmente. Une telle décroissance n'est observée ni dans les mesures de Lycopodium ni dans celles d'aérosols plus fins, ce qui rend cette paramétrisation critiquable.

Les deux modèles sont à présent appliqués à des gammes d'aérosols plus fins, soumis à d'autres influences que celles de leur inertie et de leur poids.

### Dépôt d'aérosols de différentes tailles sur herbes naturelles et artificielles

La taille des aérosols utilisés varie d'un dixième de micron à une vingtaine de microns. Trois régimes aérodynamiques sont explorés, correspondant à  $u^* = 0,35$ ,  $0,7$  et  $1,4 \text{ m.s}^{-1}$ .

Il faut rappeler que le modèle développé n'intègre pas, à la différence du modèle de Slinn (1982), le processus de dépôt par interception sur les obstacles de forme plane.

Les résultats du modèle développé et de celui de Slinn (1982) sont présentés sur la figure 7.36.

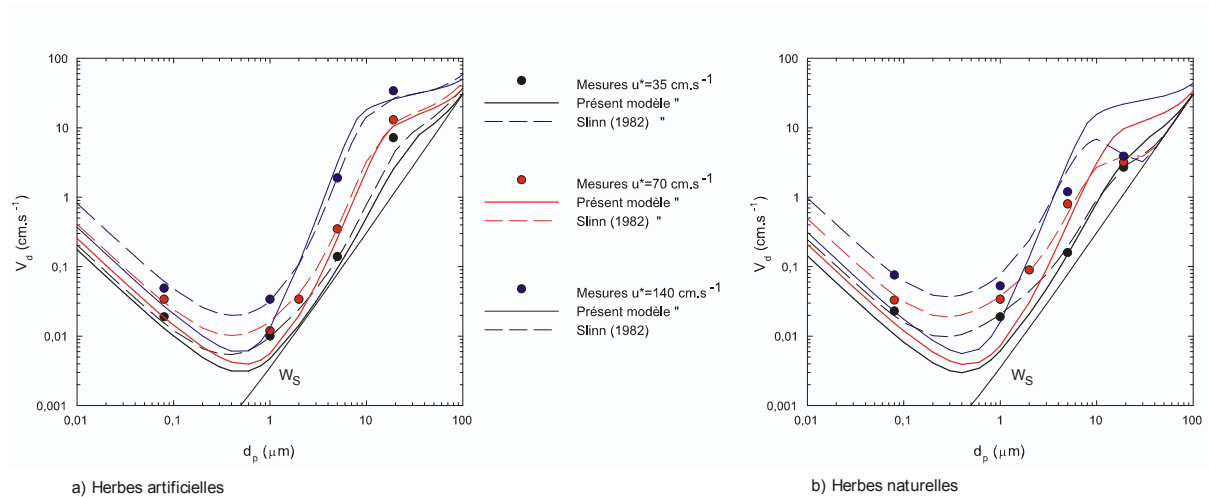


FIG. 7.36 – Comparaison des résultats du modèle développé et du modèle de Slinn (1982) par rapport aux mesures de dépôt d'aérosols de différentes tailles sur herbes artificielles (à gauche) et sur herbes naturelles (à droite). Les résultats du modèle développé sont représentés en traits pleins tandis que ceux du modèle de Slinn (1982) sont représentés en traits pointillés.

Il apparaît ici que les résultats du modèle de Slinn (1982) sont très proches des mesures sur les deux types de couvert. Cela montre l'ajustement optimal des paramètres par rapport aux résultats expérimentaux.

Sur couvert artificiel, une dimension caractéristique de 2 mm a ainsi été choisie par Slinn (1982), alors que la valeur de la largeur des rubans donnée par Chamberlain (1967) et utilisée par le modèle développé est de 5 mm. Cette différence explique le fait que le modèle développé prédise pour les aérosols fins des résultats plus faibles que ceux du modèle de Slinn (1982). La même situation se présente sur couvert naturel, pour lequel Slinn (1982) suppose une largeur de 1 mm tandis que nous supposons une valeur de 3 mm.



Dans la gamme d'accumulation, le fait que le modèle de Slinn (1982) tienne compte, contrairement au modèle développé, du processus d'interception contribue vraisemblablement à accentuer quelque peu les écarts entre les résultats des deux modèles, tant sur couvert artificiel que sur couvert naturel.

Dans la gamme grossière, l'accord entre les deux modèles et les mesures est satisfaisant, à l'exception des aérosols de  $19 \mu m$  sur herbe naturelle, ces derniers étant vraisemblablement sensibles au rebond sur ces surfaces non-adhérentes. Dans ce dernier cas, le modèle de Slinn (1982) prédit des résultats plus proches des mesures que ceux du modèle développé. Néanmoins, cet ajustement sur les mesures impose une décroissance de la vitesse de dépôt avec le diamètre des particules qui n'est pas observée dans les résultats expérimentaux.

La comparaison des résultats du modèle développé et de celui de Slinn (1982) sur couvert peu rugueux a montré la capacité des deux modèles à reproduire les mesures sur prairie basse. La qualité des prévisions de Slinn (1982) est meilleure du fait de l'ajustement optimal des paramètres. Le modèle développé, sans opérer d'ajustements de paramètre, reproduit de façon satisfaisante les mesures, et ce malgré le fait qu'il n'intègre pas le processus de dépôt par interception. Examinons à présent le cas de couverts plus rugueux.

#### 7.4.2 Comparaison sur couverts fortement rugueux

Afin de couvrir la diversité des couverts végétaux, il est proposé de comparer le modèle développé avec ceux de la littérature dans deux configurations de couverts rugueux. Dans la première, le couvert est un champ d'avoine, idéalisé par Davidson et Friedlander (1978) et dont les brins sont assimilés à des cylindres verticaux. Dans la seconde, le couvert est une forêt haute et très dense de pins Douglas, qui a été étudiée dans le cadre d'un projet de recherche néerlandais (Aerosol Project, décrit par Erisman *et al.*, 1997). Ce couvert a déjà été utilisé lors de l'étude de sensibilité. Les caractéristiques de ces couverts de référence sont rappelées dans le tableau 7.11.

Caractéristiques	Champ d'avoine	Pins de Douglas
Hauteur moyenne $h$ (m)	0,5	17
Hauteur de la base de la couronne $h_c$ (m)	-	7
Hauteur de déplacement $d$ (m)	0,25	12,75
Altitude de référence $z_R$ (m)	1	34
Indice de surface foliaire totale $ISF$ (-)	10	22
Diamètre des obstacles $D$ (mm)	2	1
Longueur de rugosité $z_0$ (m)	0,04	1
Coefficient d'atténuation $\alpha$ (-)	1,6	2,9
Vitesse de friction $u^*$ ( $m.s^{-1}$ )	0,21	0,4

TAB. 7.11 – Caractéristiques de deux couverts rugueux.

#### Données expérimentales

Quelques données expérimentales sont associées à ces deux configurations. Quoiqu'elles soient limitées en nombre et en précision, elles offrent tout de même une base de comparaison pour les résultats des modèles.

Sur champ d'avoine, Davidson et Friedlander (1978) ont mesuré pour une vitesse de friction de  $21 \text{ cm.s}^{-1}$  le dépôt d'aérosols d'Aitken à l'aide d'un compteur à noyaux de

condensation. Ce procédé ne permet pas de connaître la granulométrie de l'aérosol. Le diamètre des particules est supposé par l'auteur inférieur à  $0,1 \mu\text{m}$  et la vitesse de dépôt est mesurée égale à  $0,94 \text{ cm.s}^{-1}$  ( $z_R = 4 \text{ m}$ ).

En forêt, les campagnes de mesures utilisées dans cette comparaison ont été obtenues pour différentes espèces de conifère dans des conditions aérodynamiques similaires, caractérisées par une vitesse de friction entre  $35$  et  $50 \text{ cm.s}^{-1}$ . Les caractéristiques des couverts sont parfois différentes, en particulier la hauteur moyenne de la canopée, et l'indice de surface foliaire. Les caractéristiques principales de ces couverts sont données dans le tableau 7.12. La vitesse de dépôt est recalculée à une altitude de référence égale à  $d + 14 \text{ m}$ .

Référence	Espèce	Hauteur (m)	ISF
Beswick <i>et al.</i> (1991)	Epinette de Sitka	4,2	10
Lorenz et Murphy (1989)	Pin (?)	9	?
Lamaud <i>et al.</i> (1994a)	Pin maritime	15	6
Buzorius <i>et al.</i> (2000)	Pin sylvestre	13	8
Gallagher <i>et al.</i> (1997a)	Epicéa de Norvège	17	22
Bleyl (2001)	"	30	30

TAB. 7.12 – Caractéristiques des couverts de conifères.

Les aérosols étudiés sont de différentes tailles. Ils appartiennent soit à la gamme d'Aitken (Buzorius *et al.*, 2000), soit à la gamme d'accumulation (Gallagher *et al.*, 1997a; Bleyl, 2001; Lorenz et Murphy, 1989), soit à la gamme grossière (Beswick *et al.*, 1991). Leur granulométrie est connue avec une incertitude plus ou moins grande.

Les résultats du modèle développé vont être comparés sur la base de ces données à ceux des cinq modèles mécanistes introduits au chapitre 1.

## Les modèles de dépôt

Les deux couverts sont constitués d'obstacles élémentaires de forme cylindrique. Le modèle développé intègre dans ce cas le processus de dépôt par interception.

Les modèles de dépôt de la littérature sont de deux types. Ou bien ils s'appuient sur une formulation analytique de la vitesse de dépôt (Slinn, 1982; Zhang *et al.*, 2001) ou bien ils doivent être résolus numériquement (Davidson et Friedlander, 1978; Legg et Powell, 1979; Wiman et Agren, 1985). Si les modèles analytiques sont applicables à tous les types de couvert, ce n'est pas le cas des modèles numériques, développés pour un type de couvert, comme un champ d'avoine (Davidson et Friedlander, 1978), un champ de céréales (Legg et Powell, 1979) ou une forêt de conifères (Wiman et Agren, 1985). Dans le cadre de cette comparaison, ils sont tous appliqués aux deux couverts.

Il faut aussi rappeler que ces modèles n'ont pas tous été développés afin de prédire le dépôt d'aérosols de n'importe quelle taille. Ainsi le modèle de Legg et Powell (1979) n'est applicable qu'aux aérosols supérieurs à quelques microns. De même, le modèle de Davidson et Friedlander (1978) prédit le dépôt des noyaux d'Aitken (par diffusion brownienne) et le dépôt de la gamme grossière (par impaction inertielle et sédimentation). Il faut d'ailleurs noter que ce dernier modèle présente une singularité pour des diamètres de l'ordre de quelques microns. Cette singularité est liée à une paramétrisation incertaine du processus d'impaction inertielle.

Nous ne revenons pas sur le détail des paramétrisations de ces modèles. Le modèle de Slinn (1982) requiert tout de même la spécification de certains paramètres. Ceux-ci sont

supposés adopter les valeurs données par l’auteur dans toutes les applications sur couvert naturel. La dimension caractéristique des micro-rugosités des éléments captants est  $A = 20 \mu\text{m}$ , la proportion de dépôt par interception sur les micro-rugosités est  $f = 0,01$ , le rapport de la traînée visqueuse et de la traînée de forme est  $c_v/c_d = 1/3$ , la constante intervenant dans l’expression du rebond est  $b = 2$ .

### Comparaison des résultats des modèles de dépôt

Les résultats du modèle développé ainsi que ceux des cinq modèles de la littérature sont présentés sur la figure 7.37.

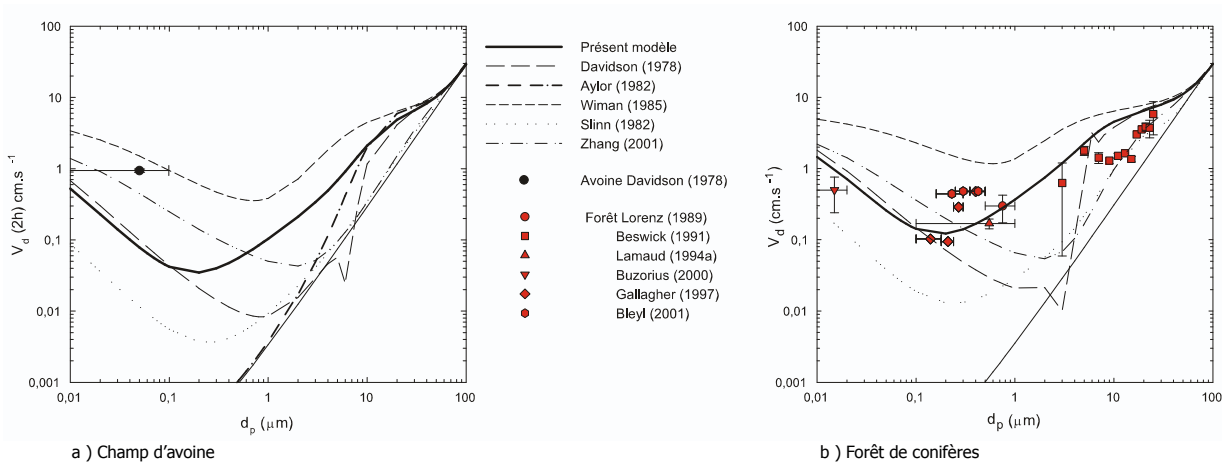


FIG. 7.37 – Comparaison des résultats du modèle développé et des différents modèles existants sur un couvert d’avoine (à gauche) et une forêt de pins Douglas (à droite) sur la base de mesures existantes.

D’emblée il faut rappeler la forte dispersion des résultats des différents modèles, non seulement dans la gamme d’accumulation, considérée comme problématique dans l’estimation des dépôts secs, mais aussi dans la gamme d’Aitken et dans la gamme grossière.

Un modèle, en particulier, produit des résultats systématiquement supérieurs à ceux des autres modèles et aux résultats expérimentaux en forêt. Il s’agit du modèle de Wiman et Agren (1985).

Dans la gamme fine, l’écart entre ce modèle et les autres est dû à la captation par diffusion brownienne (p. 21), qui s’appuie sur une formulation du nombre de Sherwood héritée des études de filtration (Pich, 1966), soit  $Sh = 3 Sc^{1/2} Re_D^{1/2}$ . Cette formulation induit des résultats très supérieurs à ceux des autres modèles. Par ailleurs la dépendance de la vitesse macroscopique de dépôt par diffusion au coefficient de diffusivité brownienne est de la forme  $D_B^{1/2}$  tandis que les autres modèles la prédisent de la forme  $D_B^{2/3}$ . Cela se traduit dans les résultats du modèle de Wiman et Agren (1985) par une décroissance moins marquée de la vitesse de dépôt avec la taille des particules.

Dans la gamme grossière, les écarts entre ce modèle et les autres perdurent. Là, le processus d’impaction et sa paramétrisation sont mis en cause. La forme de l’efficacité d’impaction est assez différente de celles proposées par les autres modèles (voir p. 22) et induit des résultats d’efficacité plus importants. Il faut noter que cette paramétrisation a été ajustée sur des mesures de dépôt sur herbes (cette validation ne figure pas dans l’article).

La sur-estimation systématique de ce modèle, tant par rapport aux mesures sur forêt qu'aux autres modèles de dépôt nous conduit à l'abandonner.

Considérons à présent le modèle de Slinn (1982). Ses résultats, sur les deux couverts rugueux considérés, sont très inférieurs à ceux des autres modèles et sous-estiment les mesures sur avoine et sur forêt.

Pourtant, ce modèle produisait sur couverts herbeux (naturel ou artificiel) des résultats similaires voire supérieurs à ceux du modèle développé. Ici, l'écart entre ces deux modèles est d'au moins un facteur 10, tant sur avoine que sur forêt. La prise en compte du processus d'interception par notre modèle dans les couverts rugueux (alors qu'il n'est pas pris en compte sur l'herbe constituée d'obstacles plans), n'explique pas à lui seul cet écart, dans la mesure où l'influence de l'interception est localisée dans la gamme d'accumulation et que l'écart touche l'ensemble du spectre de taille exploré.

Pour expliquer cet écart, considérons les résultats obtenus sur herbes artificielles par vent faible ( $u^* = 35 \text{ cm.s}^{-1}$ ) et ceux obtenus sur couverts très rugueux. Il faut rappeler que l'avoine présente un indice de surface foliaire plus important que l'herbe artificielle (respectivement de 10 et de 4 environ) tandis que la vitesse de friction est respectivement de  $21 \text{ cm.s}^{-1}$  et de  $35 \text{ cm.s}^{-1}$ . La vitesse de dépôt sur avoine est plus faible que sur l'herbe, ce qui semble indiquer une large influence de la vitesse de friction. L'indice de surface foliaire conditionne donc peu la vitesse de dépôt. Cela semble se confirmer lorsque sont comparés les résultats sur herbe artificielle ( $ISF \sim 4$ ) et forêt ( $ISF = 22$ ). Là, les vitesses de friction sont proches (respectivement de  $35$  et  $40 \text{ cm.s}^{-1}$ ). La vitesse de dépôt est légèrement plus importante sur forêt, probablement à cause de la différence de taille d'obstacle élémentaire, la largeur des rubans étant le double du diamètre des aiguilles de pin. L'influence de la quantité totale de surface disponible sur la vitesse de dépôt semble négligeable d'après le modèle de Slinn (1982), contrairement à ce que l'étude de sensibilité du modèle développé indique (Fig. 7.30).

Nous ajoutons une dernière remarque à la décharge du modèle de Slinn (1982). Lors de l'étude de sensibilité, il a été montré que l'augmentation du coefficient d'atténuation aérodynamique s'accompagnait dans le modèle développé d'une diminution assez logique de la vitesse de dépôt (voir Fig. 7.28), les termes de dépôt étant liés de façon directe à la vitesse moyenne du vent ou à la vitesse de friction locale. Or, le modèle de Slinn (1982) prédit à l'inverse une augmentation de la vitesse de dépôt avec le coefficient d'atténuation, augmentation qui se retrouve dans toutes les gammes.

Il semble donc que le modèle de Slinn (1982) soit influencé de façon prépondérante par le régime d'écoulement et que les caractéristiques du couvert, comme l'indice de surface foliaire, n'agissent que très peu sur le dépôt simulé des aérosols. L'utilisation de ce modèle sur couvert rugueux semble donc inadéquate.

Le modèle de Davidson et Friedlander (1978) produit des résultats similaires à ceux du modèle développé dans la gamme d'Aitken et la gamme grossière. Dans cette dernière gamme, l'existence d'une singularité dans le profil de vitesse de dépôt limite la portée des prévisions de ce modèle. Dans la gamme d'accumulation, la non-prise en compte du processus d'interception semble induire une sous-estimation de la vitesse de dépôt, jusqu'à un facteur 10 environ.

Le plus récent des modèles étudiés est celui de Zhang *et al.* (2001). Ce modèle analytique a une vocation opérationnelle et la formulation de la vitesse de dépôt fait intervenir des constantes empiriques qui dépendent du type de couvert. Dans la gamme fine et dans

la gamme grossière, ses résultats sont proches de ceux du modèle développé et des résultats expérimentaux.

Ce modèle prend en compte le processus d'interception, influençant largement le dépôt de la gamme d'accumulation et conditionnant de ce fait la position du minimum de la vitesse de dépôt. Ce minimum, simulé par plusieurs modèles prenant en compte l'interception, devrait être similaire. Or, contrairement au modèle développé et à celui Slinn (1982), qui prédisent un minimum de la vitesse de dépôt aux alentours de 0,2 à 0,3 microns, le modèle de Zhang *et al.* (2001) estime un minimum aux alentours de deux à trois microns, taille dont il a été montré qu'elle était déjà sensible à l'impaction inertielle (voir p. 129). Malgré cela, le modèle semble se comporter de façon raisonnable pour les gammes de particules les plus fines et les plus grosses.

## Conclusions

Cette comparaison avec les modèles existants sur la base de mesures en forêt semble donc indiquer que le modèle développé est le plus à même d'expliquer l'évolution de la vitesse de dépôt en fonction de la taille des particules. En s'appuyant sur l'étude de sensibilité, certains des écarts apparaissant entre les expériences et les résultats du modèle peuvent ainsi être expliqués. Il a été vu que la vitesse de dépôt était une fonction croissante de l'indice de surface foliaire (Fig. 7.30). Considérons le couvert étudié par Buzorius *et al.* (2000). L'indice de surface foliaire y est estimé de l'ordre de 10 (Tab. 7.12), soit environ deux fois plus faible que le couvert de référence. La vitesse de dépôt simulée dans ces conditions sera donc plus faible que celle dans la situation de référence et l'écart entre mesure et modèle en sera réduit. De même, l'expérience de Bleyl (2001) a été réalisée sur une forêt plus dense que celle de la situation de référence (ISF respectivement de 30 environ et de 22), ce qui expliquerait la sous estimation du modèle dans la configuration de référence par rapport aux mesures.

Bien sûr d'autres mesures seraient nécessaires afin de raffiner les conclusions de cette comparaison. Nous nous heurtons ici à la difficulté déjà éprouvée pour isoler des campagnes de mesures de dépôt d'aérosols sur couvert très rugueux, couvrant une large gamme granulométrique et suffisamment bien renseignées par rapport à l'aérodynamique.

# Conclusion générale et perspectives

L'objectif de cette étude était de proposer une modélisation du dépôt sec qui prenne en compte les interactions entre l'aérosol et les surfaces captantes d'un couvert végétal.

## Bilan

Pour atteindre cet objectif, notre démarche a consisté d'abord en une revue critique des modèles (Chap. 1) et des mesures de dépôt sec (Chap. 2). Elle a montré l'existence de différences importantes entre les modèles au niveau de la paramétrisation de la captation. Ces différences induisent de fortes disparités dans la prévision de la vitesse de dépôt.

La revue des mesures a montré que la forte dispersion tenait pour partie à l'utilisation de moyens de mesure différents, et pour partie à une caractérisation insuffisante de la granulométrie et de l'aérodynamique. L'influence d'une stratification instable sur le dépôt des aérosols fins est particulièrement marquée. En se restreignant aux mesures en conditions neutres ou stables et en éliminant les campagnes dans lesquelles les caractérisations de l'aérodynamique ou de l'aérosol étaient incomplètes et celles que nous avons jugées "suspectes" du point de vue du filtrage des données, nous avons pu mettre en évidence une évolution cohérente de la vitesse de dépôt sur les couverts végétaux avec l'inertie des particules et la vitesse de friction associée à l'écoulement atmosphérique.

Cette analyse critique de l'existant nous a amené à reconsidérer la modélisation du dépôt sec d'un aérosol en concentrant nos efforts sur la description de la captation de celui-ci à l'intérieur du couvert.

La construction de ce modèle a requis la description, d'une part, du couvert végétal, assimilé à son système foliaire (en termes de forme et d'orientation) (Chap. 3), et, d'autre part, des caractéristiques classiques de l'écoulement turbulent porteur de l'aérosol (Chap. 4).

Par la suite, le modèle de transport et de captation de l'aérosol proprement dit a été développé, en tenant compte de la présence des surfaces végétales et de l'inertie des particules (Chap. 5). Ce modèle, original, permet de prédire le devenir de l'aérosol au sein du couvert et introduit de façon explicite les termes d'interactions entre les surfaces végétales et l'aérosol.

Ces derniers ont requis une fermeture. L'approche que nous avons adoptée s'appuie sur la description mécanique des dépôts sur chaque élément foliaire, la captation à une échelle supérieure d'organisation étant déduite par une moyenne statistique (Chap. 6). Cette méthode est appliquée aux processus de dépôt par diffusion brownienne, impaction inertielle, impaction turbulente, sédimentation et interception. Des paramétrisations pratiques en sont déduites dans une configuration mono-dimensionnelle.

La dernière phase, applicative, a permis d'estimer la qualité des prévisions du modèle

par rapport aux mesures existantes et aux autres modèles et d'en cerner les limites (Chap. 7).

Sur rameau isolé de conifère, il a été montré que l'ensemble des processus étaient correctement pris en compte, à l'exception de l'interception dans les conditions particulières de vitesse amont faible et de granulométrie entre 0,5 et 2 microns.

Dans les conditions plus globales d'un couvert entier, le modèle n'est pas mis en défaut par les mesures lorsque les informations concernant le couvert et la granulométrie de l'aérosol sont accessibles.

En particulier, le modèle reproduit de façon remarquable les mesures sur couvert artificiel, rugueux et collant, et ce pour des tailles d'aérosol s'échelonnant du dixième de micron à la vingtaine de microns. Sur couvert d'herbes naturelles, dont les caractéristiques sont peu décrites, l'accord reste acceptable, même s'il semble que la non prise en compte du rebond par le modèle induise pour les spores une sur-estimation du dépôt calculé.

En forêt, le modèle reproduit de façon qualitativement correcte le dépôt des gouttelettes de brouillard. L'application du modèle au dépôt d'aérosols fins en forêt n'est, quant à elle, pas concluante car la granulométrie de l'aérosol mesuré n'était pas connue de façon assez précise.

La comparaison de ses résultats avec ceux des modèles existants semble néanmoins confirmer son aptitude à prédire l'évolution du dépôt sec des aérosols tant sur couvert herbeux que sur forêt.

## Perspectives

Lors de la phase applicative, nous avons été confrontés à la difficulté de trouver des campagnes de mesures en extérieur suffisamment bien renseignées pour servir à la validation d'un modèle. Les conditions requises sont un bon contrôle des conditions aérodynamiques et la connaissance de la granulométrie de l'aérosol.

Nous avons choisi la campagne de mesures de dépôt d'aérosol fin sur la forêt des Landes, car elle s'appuie sur la méthode des corrélations turbulentes et qu'un filtrage soigné des données est effectué afin d'éliminer la contribution au signal des structures advectives de grande échelle, ce qui permet d'obtenir ainsi des données très cohérentes. Cependant, il s'est avéré que l'aérosol détecté par l'analyseur n'était pas connu de façon suffisamment précise (en particulier sa granulométrie) pour permettre de discuter les résultats du modèle. De telles campagnes gagneraient à être reproduites, afin de valider ce modèle et mettre fin à la controverse entourant le dépôt des particules d'accumulation.

Le modèle de captation pourrait, bien sûr, être amélioré. Concernant les processus de dépôt, l'application du modèle a montré dans certains cas les limites de validité de la paramétrisation de l'interception. Il semble que les effets de viscosité doivent être pris en compte lorsque la vitesse de l'écoulement autour des aiguilles est faible. Cela induirait alors une atténuation de la vitesse de l'écoulement dans les couches limites et une diminution de l'efficacité d'interception. Bien évidemment il serait utile d'appliquer la méthode à ce processus sur des obstacles plans.

Par ailleurs, il semble d'après l'application au cas d'un couvert herbeux naturel (Chamberlain, 1967), que le dépôt des particules massives comme des spores peut être influencé par le rebond. L'importance de ce phénomène complexe est liée à l'énergie cinétique des particules (par exemple Paw U et Braaten, 1992). Son intégration nécessite des développements dans le modèle.

Enfin, la prise en compte d'autres mécanismes de dépôt liés par exemple aux effets

phorétiques ne semble pas nécessaire, au vu des différentes applications.

D'autres améliorations du modèle, liées à la caractérisation de l'aérodynamique et des surfaces végétales, pourraient être envisagées.

Le modèle suppose qu'à une échelle macroscopique, tous les obstacles végétaux sont exposés à un écoulement dont les caractéristiques sont identiques. Si cette hypothèse semble raisonnable sur pin, elle pourrait par contre s'avérer inadéquate pour d'autres espèces végétales dont les rameaux sont très denses tel l'épicéa. La prise en compte des effets d'abri pourrait améliorer les prévisions du modèle.

Par ailleurs, les paramétrisations des caractéristiques macroscopiques de l'écoulement découlent d'une fermeture diffusivité du flux turbulent de quantité de mouvement. Cette hypothèse est critiquable dans les couverts végétaux. Il pourrait être envisagé d'améliorer l'estimation de l'échelle de vitesse  $u_f$  liée au frottement turbulent et intervenant dans la captation par impaction turbulente.

Concernant les surfaces végétales, nous rappelons que le modèle développé n'a pas été appliqué sur un couvert de feuilles planes. Dans l'hypothèse d'une validation du modèle sur un couvert feuillu, nous pensons que d'autres effets devraient alors être pris en compte. A la différence des aiguilles, les feuilles sont mobiles. Selon la flexibilité du pétiole, ces feuilles peuvent être mises en mouvement par l'écoulement. En particulier par vent fort, elles peuvent s'incliner et se mettre à osciller autour d'une position d'équilibre. Ce battement induit, d'une part, une modification de l'aérodynamique, la notion de couche limite étant alors caduque, et, d'autre part, il pourrait influencer le dépôt aérosol par un effet de balayage. Des mesures similaires à celles de Belot (1977) pourraient être envisagées sur des rameaux portant un grand nombre de feuilles.

Par ailleurs, le modèle d'élément végétal, assez simple, ne tient pas compte des propriétés de la surface. L'adhérence pourrait jouer un rôle dans le dépôt, en lien avec le rebond des particules. La présence de micro-rugosités pourrait intervenir dans le dépôt par interception (Slinn, 1982).

Enfin la prise en compte d'autres organes du végétal, tel la ramure, les fruits ou plus généralement les organes rentrant dans la chaîne alimentaire de l'homme, permettrait d'appliquer le modèle dans des configurations plus variées. La difficulté résiderait alors, d'une part, dans la description des dépôts sur les obstacles de forme différente, et, d'autre part, dans la caractérisation statistique de ces tissus.

Cette étude a permis de combler en partie le manque constaté dans la littérature d'une description pertinente de la captation de l'aérosol par la végétation. Le modèle développé a été validé, ou du moins s'est montré pertinent, dans différentes configurations d'écoulement atmosphérique à l'équilibre sur un couvert homogène horizontalement. D'autres essais sont souhaitables afin d'étendre la validation du modèle, notamment en termes de concentrations et de flux dans et au-dessus des couverts.





# Annexe A

## Outil numérique de résolution du bilan aérosol à l'intérieur du couvert

Dans ce chapitre, nous détaillons le code numérique mono-dimensionnel développé pour résoudre le bilan aérosol au sein du couvert et en tirer les profils verticaux de flux de dépôt et de concentration. La structure est inspirée de (Lovett, 1984; Belot *et al.*, 1994).

### Modèle physique

Soit un écoulement en équilibre avec la surface végétale. Nous nous plaçons en régime quasi-stationnaire et au sein du couvert, les gradients horizontaux de concentration sont faibles devant le gradient vertical. A l'échelle d'un volume représentatif de couvert, les flux verticaux de transport de l'aérosol (turbulent et de sédimentation) s'équilibrent en régime permanent à le flux de captation par la végétation.

Soit  $n$  le nombre de classes granulométriques dans l'aérosol et  $C_i$  la concentration volumique en masse dans l'air de la classe  $i$ . Son bilan au sein du couvert (voir p. 17) s'écrit :

$$\frac{d}{dz} [F_i^s + F_i^t] = dDi \quad (\text{A.1})$$

Où  $F_i^s$ ,  $F_i^t$  et  $dDi$  représentent respectivement le flux de sédimentation, le flux turbulent et la densité de flux de dépôt. Ils s'écrivent :

$$\begin{aligned} F_i^s &= -W_{si}C_i \\ F_i^t &= -D_T \frac{dC_i}{dz} \\ dDi &= -riC_i \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Où, nous le rappelons,  $ri$  est la cadence de dépôt. Elle exprime le dépôt sur l'ensemble de la végétation du volume représentatif rapportée à une unité de volume (voir Chap. 5). L'intégration du bilan A.1 conduit à :

$$F_i(h) = F_i^s(h) + F_i^t(h) = F_i^s(0^+) + F_i^t(0^+) + \int_{z=0^+}^{z=h} dDi \quad (\text{A.3})$$

Abordons la question des conditions aux limites. Au sommet du couvert les concentrations  $C_i(h)$  sont données.

Au sol, nous ne résolvons pas l'écoulement en très proche paroi. Nous nous servons donc d'une condition de flux à la paroi. De façon similaire à ce qui est proposé à l'échelle du couvert (Chamberlain et Chadwick, 1953), le flux au sol est relié à la concentration "proche du sol" par une vitesse de dépôt au sol  $V_{i_g}$ . Par "proche du sol", il faut comprendre que l'altitude est celle de la dernière demi-maille résolu par le calcul. Physiquement, cette condition aux limites s'écrit :

$$\lim_{z \rightarrow 0^+} Fi^s + Fi^t = -V_{i_g}Ci(0^+) \quad (\text{A.4})$$

Nous notons que la vitesse de dépôt au sol doit être au moins égale à la vitesse de sédimentation (par exemple Chamberlain, 1975). Cette condition est équivalente à :

$$\lim_{z \rightarrow 0^+} \frac{dCi}{dz} = \frac{V_{i_g} - W_{Si}}{D_T} \lim_{z \rightarrow 0^+} Ci \quad (\text{A.5})$$

## Implémentation numérique

Le principe de la simulation est d'implémenter un schéma numérique en espace et en temps. Comme aucune des grandeurs physiques du problème ne dépend du temps, la solution devrait naturellement converger vers la solution stationnaire. Cette option de résolution n'est pas la plus simple et, dans les conditions actuelles de stationnarité, nous pourrions très bien implémenter un schéma numérique qui fournisse la solution stationnaire sans itération. La complexité du schéma s'explique par le fait qu'initialement nous nous ménagions la possibilité de faire évoluer les conditions aux limites dans le temps, notamment en fonction du temps. Par la suite, nous nous sommes aperçus qu'il était illusoire de chercher à complexifier la structure du code de calcul si la captation de l'aérosol est mal décrite et que la confiance dans sa formulation est faible. Nous en sommes donc rester à une formulation mono-dimensionnelle et stationnaire du problème.

## Discretisation en espace

Le domaine de simulation s'étend du sol au sommet du couvert. Le pas du schéma  $\Delta z$  est constant. Les concentrations et leurs dérivées temporelles sont calculées sur les  $N$  noeuds principaux. Les flux de sédimentation et de diffusion turbulente sont calculés sur les  $N$  noeuds secondaires, décalés d'un demi pas d'espace par rapport aux noeuds principaux (voir Figure A.1). Ces flux interviennent dans le bilan de concentration aux noeuds primaires.

En chaque noeud principal, la dérivée temporelle de la concentration s'écrit comme :

$$\forall k \in [1, N - 1], \left. \frac{\partial Ci}{\partial t} \right|_k = \left. \frac{\partial}{\partial z} W_{Si} Ci \right|_k + \left. \frac{\partial}{\partial z} \left( D_T \frac{\partial Ci}{\partial z} \right) \right|_k - r_{i_k} Ci_k \quad (\text{A.6})$$

Les gradients de flux sont estimés de la façon suivante. Le gradient du flux de sédimentation de la classe  $i$  au noeud  $ks$  s'exprime par une différence finie, soit :

$$\left. \frac{\partial}{\partial z} W_{Si} Ci \right|_k = \frac{1}{\Delta z} W_{Si} [Ci_{k+1/2} - Ci_{k-1/2}] \quad (\text{A.7})$$

Les concentrations aux noeuds secondaires s'expriment simplement à partir des concentrations aux noeuds primaires. Nous avons initialement considéré un schéma pondéré décentré amont du troisième ordre (par exemple Leonard, 1988), soit :

$$Ci_{k+1/2} = \frac{1}{2} [Ci_k + Ci_{k+1}] - CF [Ci_k + Ci_{k+2} - 2Ci_{k+1}] \quad (\text{A.8})$$

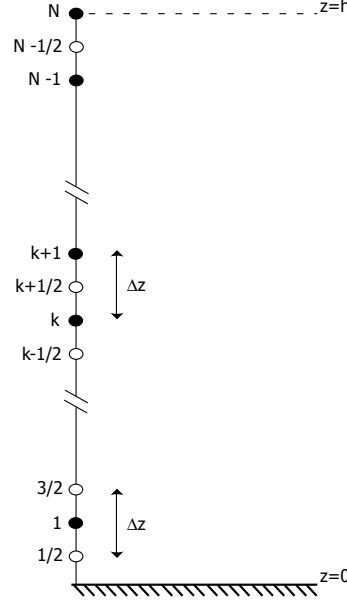


FIG. A.1 – Maillage utilisé dans la résolution numérique.

Finalement il s'avère qu'un simple schéma centré aux différences finies, soit  $CF = 0$ , suffit (Petroff, 2003).

Le gradient du flux de transport turbulent de la classe  $i$  au noeud  $k$  s'exprime à l'aide du schéma numérique conservatif suivant :

$$\forall k \in [1, N - 1] , \quad \frac{\partial}{\partial z} \left( D_T(z) \frac{\partial C_i}{\partial z} \right) \Big|_k = \frac{1}{\Delta z} \left[ D_{T\ k+1/2} \frac{C_{i\ k+1} - C_{i\ k-1}}{\Delta z} - D_{T\ k-1/2} \frac{C_{i\ k} - C_{i\ k-1}}{\Delta z} \right] \quad (\text{A.9})$$

Les valeurs de  $D_T$  aux noeuds secondaires sont des données du problème, déduites d'un profil analytique.

La conditions au sommet du couvert est  $C_{iN} = C_i(h)$ . A proximité du sol, c'est à dire à la première maille du réseau secondaire, la condition (A.5) lie le gradient de concentration à la concentration, soit

$$\frac{dC_i}{dz} \Big|_{1/2} = \frac{V_{ig} - W_{Si}}{D_{T1/2}} C_{i1/2} \quad (\text{A.10})$$

En particulier, l'intégration de cette équation permet d'exprimer la concentration en  $k = 1/2$  en fonction de  $k = 1$ , soit :

$$C_{i1/2} = C_{i1} e^{-\frac{\Delta z}{2h} \frac{V_{ig} - W_{Si}}{D_{T1/2}}} \quad (\text{A.11})$$

Où il est supposé que la diffusivité turbulente reste constante dans la demi-maille ( $k = 1/2 \rightarrow k = 1$ ).

En introduisant le vecteur colonne  $\mathbf{C}_i$  constitué des concentrations aux  $N$  noeuds principaux, la résolution numérique se formule comme :

$$\forall k \in [1, N] , \quad \frac{\partial C_i}{\partial t} \Big|_k = (\mathbf{A}_h \mathbf{C}_i)_k \quad (\text{A.12})$$

Où  $\mathbf{A}_h$  est une matrice  $N \times N$ .

## Discrétisation en temps

Soit  $\Delta t$  le pas de temps pris constant. Un schéma temporel semi-implicite (ou  $\theta$ -schéma) est utilisé. Ce schéma est toujours stable lorsque  $1/2 \leq \theta \leq 1$  (par exemple Richtmyer et Morton, 1967). Par la suite  $\theta$  est pris égal à  $1/2$  (schéma dit de Cranck-Nicholson). Soient  $\mathbf{Ci}^m$  et  $\mathbf{Ci}^{m+1}$  les vecteurs-concentrations aux temps  $t^m$  et  $t^{m+1}$  avec  $t^{m+1} - t^m = \Delta t$ . Le schéma numérique en temps est :

$$\forall k \in [1, N] , \frac{Ci_k^{m+1} - Ci_k^m}{\Delta t} = \theta (\mathbf{A}_h \mathbf{Ci})_k^{m+1} + (1 - \theta) (\mathbf{A}_h \mathbf{Ci})_k^m \quad (\text{A.13})$$

En réarrangeant cette équation, le problème discrétisé en espace et temps s'écrit sous forme matricielle comme :

$$[\mathbf{A}] \mathbf{Ci}^{m+1} = [\mathbf{B}] \mathbf{Ci}^m = \mathbf{Ei}^m \quad (\text{A.14})$$

Où  $[\mathbf{A}]$  et  $[\mathbf{B}]$  sont des matrices  $N \times N$  dont quatre diagonales seulement sont non nulles et  $\mathbf{Ei}^m$  un vecteur colonne dont les composantes s'expriment en fonction des concentrations au temps  $t^m$ . Moyennant quelques transformations,  $[\mathbf{A}]$  devient triangulaire supérieure et les concentrations au temps  $t^{m+1}$  peuvent se calculer à partir de celles au temps  $t^m$ .

La simulation est initialisée à partir de profils linéaires de la concentration et se poursuit tant que le critère de convergence n'est pas vérifié. Celui-ci est formulé par :

$$\text{Max}_{k \in [1, N]} \left| \frac{Ci_k^{m+1} - Ci_k^m}{Ci_k^m} \right| \leq \varepsilon \quad (\text{A.15})$$

Avec  $\varepsilon$  faible.

## Validation sur quelques cas analytiques

Il existe des solutions analytiques au bilan aérosol posé dans le cas où les grandeurs  $D_T$ ,  $W_S$ ,  $r$  et  $V_g$  sont des constantes à l'intérieur du couvert. Ce sont bien sûr des cas d'école, pas vraiment représentatifs de l'observable. Pour simplifier les notations, nous omettons de faire figurer l'indice de classe  $i$  et nous raisonnons sur une seule classe. En introduisant les variables adimensionnée  $z^+ = z/h$  et  $C^+ = C/C(h)$ , le bilan (A.1) s'écrit :

$$\forall z \in [0, 1] , \frac{d^2 C^+}{dz^{+2}} + W_S^+ \frac{dC^+}{dz^+} - V_d^+ C^+ = 0 \quad (\text{A.16})$$

Où  $W_S^+$  et  $V_d^+$  sont respectivement la vitesse de sédimentation et la vitesse de dépôt à l'échelle du couvert de la classe  $i$ , toutes deux adimensionnées par une échelle de vitesse de la turbulence, soient  $W_S^+ = hW_S/D_T$  et  $V_d^+ = h^2 r/D_T$ . La condition au sol s'écrit :

$$\lim_{z^+ \rightarrow 0^+} \left[ \frac{1}{C^+} \frac{dC^+}{dz^+} \right] = V_g^+ - W_S^+ \quad (\text{A.17})$$

Où  $V_g^+$  est la vitesse de dépôt au sol adimensionnée par une vitesse turbulente.

Selon l'importance relative de  $W_S^+$ ,  $V_d^+$  et  $V_g^+$  par rapport à 1, plusieurs régimes d'écoulement et de dépôt sont distingués. Nous étudions la qualité de la simulation numérique sur trois de ces régimes :

- **Cas 1** : Un régime dominé par la diffusion turbulente, soit  $W_S^+ \rightarrow 0$ ,  $V_d^+ \rightarrow 0$  et  $V_g^+ = O(1)$ . Ceci correspond typiquement au cas d'un dépôt d'aérosol fin sur un sol nu. Le dépôt au sol est alors généré essentiellement par la diffusion brownienne. Nous choisissons  $W_S^+ = V_d^+ = 0$  et  $V_g^+ = 1$ .
- **Cas 2** : Un régime où la diffusion turbulente et la sédimentation sont du même ordre de grandeur et sont toutes les deux grandes devant le dépôt foliaire, soit  $W_S^+ = O(1)$ ,  $V_d^+ \rightarrow 0$  et  $V_g^+ = O(1)$ . Cela correspond au cas d'un dépôt d'aérosol mono-dispersé sur sol nu sous l'effet conjugué de la diffusion turbulente et de la sédimentation. Nous choisissons  $W_S^+ = 1/2$ ,  $V_d^+ = 0$ , et  $V_g^+ = 1$ .
- **Cas 3** : Un régime où aucun des trois termes n'est prépondérant devant les autres, soit  $W_S^+ = O(1)$ ,  $V_d^+ = O(1)$  et  $V_g^+ = O(1)$ . Cela correspond au dépôt d'un aérosol mono-dispersé sur un couvert végétal simplifié (cadence de dépôt constant) amené vers le couvert par l'action conjuguée de la diffusion turbulente et de la sédimentation. Nous choisissons  $W_S^+ = 1/2$ ,  $V_d^+ = 1$  et  $V_g^+ = 1$ .

Les paramètres numériques sont  $\Delta t = 2$  s,  $\varepsilon = 10^{-7}$  et  $\Delta z^+ = \Delta z/h = 0,1$ . Les expressions analytiques associées aux différents cas test ne sont pas détaillées. Sur la figure A.2 sont représentés les résultats de simulation et les solutions analytiques au problème.

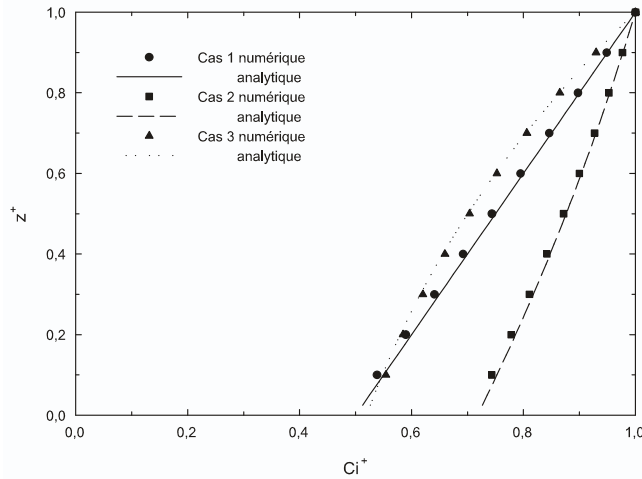


FIG. A.2 – Résultats de simulation dans trois situations simples.

L'accord entre les solutions analytiques et les résultats numériques est bon. Au maximum, l'écart relatif est de 4 % et est atteinte dans le premier cas à proximité du sol. Nous avons montré ici des résultats de simulation sur un maillage assez lâche ( $\Delta z^+ = 0.1$ ). Lorsque le maillage devient plus dense, l'écart entre solution numérique et analytique diminue et tend vers zéro (Petroff, 2003).



## Annexe B

# Relations de commutation entre les opérateurs de moyenne

### Commutation avec l'opérateur de dérivation temporelle

La frontière du domaine de volume  $V$  est constituée de frontières fictives fixes définies par les trois plans perpendiculaires aux directions  $\vec{x}$ ,  $\vec{y}$ ,  $\vec{z}$  et de frontières fictives mobiles situées au voisinage des surfaces végétales. Pour simplifier l'écriture de la démonstration suivante, nous nous intéresserons au cas général d'un domaine matériel  $D$  quelconque mobile dans le temps sur lequel une grandeur (scalaire ou vectorielle)  $\phi$  est définie et intégrable. Ce domaine occupe aux instants  $t$  et  $t + dt$  les positions  $\Omega_t$  et  $\Omega_{t+dt}$  (voir Fig. B.1) Nous supposons le volume  $V$  de ce domaine constant dans le temps <sup>1</sup>. Par souci de lisibilité, nous ne faisons pas apparaître ici d'intégrales doubles ou triples. Soient  $\Omega_1 = \Omega_t \cap \Omega_{t+dt}$ ;  $\Omega_2 = \Omega_t - \Omega_1$ ;  $\Omega_3 = \Omega_{t+dt} - \Omega_1$ .

$$\begin{aligned} \langle \phi \rangle_t &= \frac{1}{V} \int_{\Omega_t} \phi(M, t) dv = \frac{1}{V} \int_{\Omega_1} \phi(M, t) dv + \frac{1}{V} \int_{\Omega_2} \phi(M, t) dv \\ \langle \phi \rangle_{t+dt} &= \frac{1}{V} \int_{\Omega_{t+dt}} \phi(M, t+dt) dv = \frac{1}{V} \int_{\Omega_1} \phi(M, t+dt) dv + \frac{1}{V} \int_{\Omega_3} \phi(M, t+dt) dv \\ \langle \phi \rangle_{t+dt} - \langle \phi \rangle_t &= \frac{1}{V} \int_{\Omega_1} [\phi(M, t+dt) - \phi(M, t)] dv + \frac{1}{V} \int_{\Omega_3} \phi(M, t+dt) dv - \frac{1}{V} \int_{\Omega_2} \phi(M, t) dv \end{aligned}$$

Or dans  $\Omega_3$  nous avons

$$dv = ds \left( \vec{v} \cdot \vec{N} \right) dt$$

et dans  $\Omega_2$  nous avons

$$dv = -ds \left( \vec{v} \cdot \vec{N} \right) dt$$

Ici  $\vec{N}$  désigne le vecteur normal sortant du domaine matériel  $D$  et  $\vec{v}$  le vecteur vitesse de la frontière de  $D$ . Finalement :

$$\begin{aligned} \frac{\langle \phi \rangle_{t+dt} - \langle \phi \rangle_t}{dt} &= \frac{1}{V} \int \frac{\phi(M, t+dt) - \phi(M, t)}{dt} dv \\ &+ \frac{1}{V} \int_{\partial\Omega_3} \phi(M, t+dt) \vec{v} \cdot \vec{N} ds + \frac{1}{V} \int_{\partial\Omega_2} \phi(M, t) \vec{v} \cdot \vec{N} ds \end{aligned}$$

<sup>1</sup>Par souci de clarté, nous distinguons ici le domaine  $D$  de la mesure de son volume  $V$  alors que, hors de cette annexe, les deux ont la même notation.



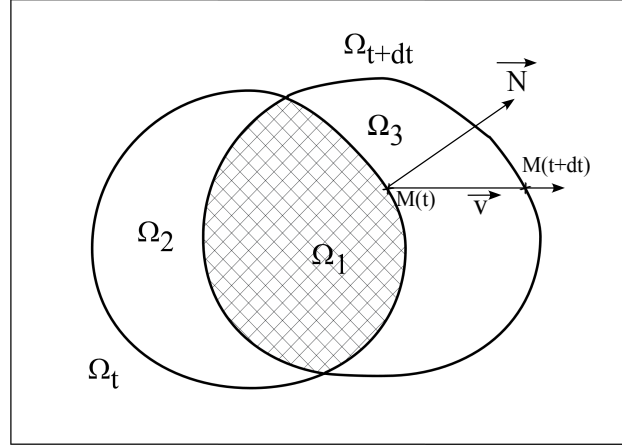


FIG. B.1 – Représentation d'un domaine mobile dans le temps occupant successivement les positions  $\Omega_t$  et  $\Omega_{t+dt}$ , dont  $\Omega_1$  est l'intersection. En tout point  $M$  de la frontière de ce domaine sont définies la vitesse  $\vec{v}$  et la normale sortante  $\vec{N}$

Où  $\partial\Omega_2$  et  $\partial\Omega_3$  les frontières fictives des domaines  $\Omega_2$  et  $\Omega_3$ .  
En faisant tendre  $dt$  vers zéro, on obtient :

$$\frac{\partial \langle \phi \rangle_t}{\partial t} = \frac{1}{V} \int_{\Omega_t} \frac{\partial \phi(M, t)}{\partial t} dv + \frac{1}{V} \int_{\partial\Omega_t} \phi(M, t) \vec{v} \cdot \vec{N} ds$$

Dans le cas qui nous concerne, seules les surfaces fictives associées aux parties végétales sont mobiles. Donc l'intégrale de surface se réduit à une intégrale sur  $Sveg$ , qui regroupe l'ensemble des surfaces fictives définies au voisinage des surfaces végétales et ayant les mêmes caractéristiques de surface, d'orientation et de vitesse moyenne que ces dernières. La démonstration ci-dessus fait intervenir la normale sortante au domaine fluide mobile dans le temps. Ce vecteur  $\vec{N}$  est dirigé vers l'extérieur du fluide, c'est à dire qu'il est l'opposé du vecteur normal sortant aux surfaces végétales  $\vec{n}$ . En remplaçant  $\vec{N}$  par  $-\vec{n}$  et en faisant apparaître les intégrales double et triple, la relation entre la dérivée temporelle de la moyenne spatiale et la moyenne spatiale de la dérivée temporelle est :

$$\left\langle \frac{\partial \phi}{\partial t} \right\rangle = \frac{\partial \langle \phi \rangle}{\partial t} + \frac{1}{V} \iint_{M \in Sveg} \phi(M, t) \vec{v} \cdot \vec{n} ds \quad (\text{B.1})$$

### Commutation avec l'opérateur divergence

Nous cherchons ici à exprimer la moyenne de la divergence d'un champ vectoriel en fonction de la divergence de la moyenne du champ vectoriel. Soit un champ vectoriel  $\vec{\phi}$ . La frontière du domaine d'intégration  $V$  se sépare en frontières fixes fictives regroupées sous le nom de  $\partial\Sigma$  et en frontières mobiles fictives associées aux surfaces végétales regroupées sous le nom de  $Sveg$  (voir Fig. B.1 ). La moyenne de la divergence du champ  $\vec{\phi}$  s'écrit :

$$\langle \nabla \cdot \vec{\phi} \rangle = \frac{1}{V} \iiint_{M \in V} \nabla \cdot \vec{\phi}(M) d\tau_M$$

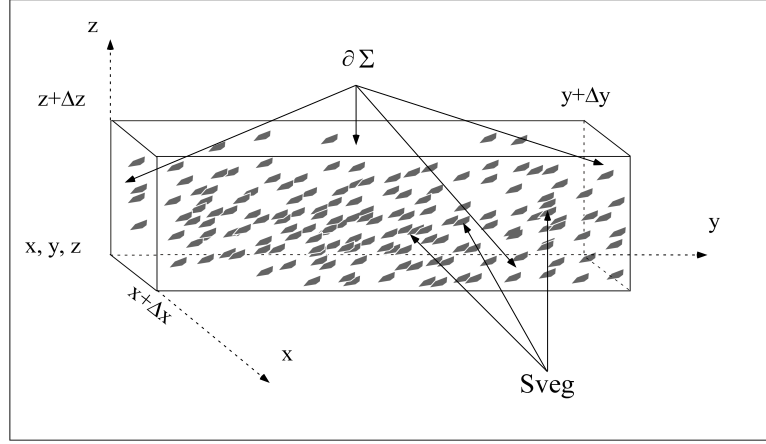


FIG. B.2 – Représentation du volume élémentaire représentatif dont la frontière se décompose en frontières fictives fixes  $\partial\Sigma$  et en frontières fictives mobiles définies au voisinage des surfaces végétales *Sveg*

En utilisant la relation de Stokes-Ostrograski, l'intégrale en volume est remplacée par l'intégrale de la surface fermée associée au volume  $V$ , soit :

$$\langle \nabla \vec{\phi} \rangle = \frac{1}{V} \oint_{M \in \partial V} \vec{\phi}(M) \overrightarrow{dS}_M$$

Avec  $\partial V$  la frontière de  $V$ . Ici  $\overrightarrow{dS}_M$  est la surface élémentaire orientée sortante du fluide. Nous allons adopter la convention des normales entrantes dans le fluide (donc sortantes aux surfaces). Alors  $\overrightarrow{dS}_M = -dS_M \vec{n}$  avec  $\vec{n}$  normale entrante dans le fluide et  $dS_M$  élément de surface. En distinguant dans  $\partial V$  les surfaces fictives mobiles (définies au voisinage des surfaces végétales) de celles qui sont fixes, l'équation précédente se réécrit :

$$\langle \nabla \vec{\phi} \rangle = -\frac{1}{V} \underbrace{\iint_{\partial\Sigma} \vec{\phi}(M) \vec{n} dS_M}_{I_{Trans}} - \frac{1}{V} \iint_{Sveg} \vec{\phi}(M) \vec{n} dS_M \quad (\text{B.2})$$

En ne faisant apparaître que la coordonnée qui varie, le développement de  $I_{Trans}$  sur la base cartésienne est :

$$I_{Trans} = -\frac{1}{V} \begin{pmatrix} \iint_{y,z} \phi_x(x) dydz - \iint_{y,z} \phi_x(x + \Delta x) dydz \\ \iint_{x,z} \phi_y(y) dx dz - \iint_{x,z} \phi_y(y + \Delta y) dx dz \\ \iint_{x,y} \phi_z(z) dx dy - \iint_{x,y} \phi_z(z + \Delta z) dx dy \end{pmatrix} \quad (\text{B.3})$$

La différence d'intégrales faisant intervenir  $\phi_x$  se réécrit comme :

$$\iint_{y,z} \phi_x(x) dydz - \iint_{y,z} \phi_x(x + \Delta x) dydz = -A(x + \Delta x) + A(x) \quad (\text{B.4})$$

avec  $A(x) = \iint_{y,z} \phi_x(x, y, z) dydz$ . L'expression de  $A(x)$  en fonction de sa primitive qui

s'annule en  $x = a$  ( $a$  quelconque) est  $A(x) = \frac{d}{dx} \int_a^x A(x') dx'$  et (B.4) se réécrit alors

comme :

$$\begin{aligned} -\frac{d}{dx} \left[ \int_a^{x+\Delta x} A(x') dx' - \int_a^x A(x') dx' \right] &= -\frac{d}{dx} \left[ \int_a^{x+\Delta x} A(x') dx' \right] \\ &= -\frac{d}{dx} \iiint_{x,y,z} J_x(x, y, z) dy dz dx \end{aligned}$$

En suivant la même démarche pour les intégrales faisant intervenir  $\phi_y$  et  $\phi_z$ , (B.3) s'écrit de façon agrégée comme :

$$I_{Trans} = \nabla \langle \vec{\phi} \rangle \quad (\text{B.5})$$

En reportant ce résultat dans (B.2), nous aboutissons finalement à la relation entre la moyenne d'une divergence et la divergence de la moyenne.

$$\langle \nabla \vec{\phi} \rangle = \nabla \langle \vec{\phi} \rangle - \frac{1}{V} \iint_{Sveg} \vec{\phi}(M) \vec{n} dS_M \quad (\text{B.6})$$

### Commutation avec l'opérateur gradient

L'opérateur gradient appliqué à un scalaire ne commute pas non plus avec l'opérateur de moyenne spatiale. La relation liant le gradient de la moyenne et la moyenne du gradient se déduit de la relation de commutation de l'opérateur divergence (B.6). Soit un champ scalaire  $\phi$  et un vecteur constant quelconque  $\vec{a}$ . Appliquons la relation (B.6) au vecteur  $\phi \vec{a}$ . Sa divergence est :

$$\nabla (\phi \vec{a}) = \phi \nabla (\vec{a}) + \vec{a} \cdot \vec{\nabla} (\phi) = \vec{a} \cdot \vec{\nabla} (\phi) \quad (\text{B.7})$$

car  $\vec{a}$  est constant. La relation (B.6) s'écrit :

$$\vec{a} \cdot \langle \vec{\nabla} \phi \rangle = \nabla (\vec{a} \langle \phi \rangle) - \frac{\vec{a}}{V} \cdot \iint_{Sveg} \phi(M) \vec{n} dS_M$$

ou encore

$$\vec{a} \cdot \langle \vec{\nabla} \phi \rangle = \vec{a} \cdot \vec{\nabla} \langle \phi \rangle - \frac{\vec{a}}{V} \cdot \iint_{Sveg} \phi(M) \vec{n} dS_M$$

en exprimant la divergence du vecteur  $\vec{a} \langle \phi \rangle$ . Ceci est valable quelque soit le vecteur  $\vec{a}$  constant. Donc la relation cherchée est :

$$\langle \vec{\nabla} \phi \rangle = \vec{\nabla} \langle \phi \rangle - \frac{1}{V} \iint_{Sveg} \phi(M) \vec{n} dS_M \quad (\text{B.8})$$

# Annexe C

## Compléments sur l'aérodynamique

### Dérivation du bilan macroscopique de quantité de mouvement

Dans cette partie, nous allons détailler ici les intermédiaires de calcul menant au bilan macroscopique de quantité de mouvement. Dans un premier temps nous nous intéressons à la conservation de la masse, avant de revenir au bilan macroscopique.

L'équation de conservation de la masse s'écrit :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{C.1})$$

Sur les surfaces végétales, la condition de non glissement s'écrit :

$$u_i = \bar{u}_i = u'_i = 0 \quad (\text{C.2})$$

Si la moyenne d'espace est appliquée à la conservation de la masse, on obtient :

$$\left\langle \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} \right\rangle = 0 = \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_i} - \underbrace{\frac{1}{V} \iint_{S_{veg}} \bar{u}_i n_i ds}_{\text{nul d'après (C.2)}}$$

Et se simplifie à cause du non glissement à la paroi. Comme la vitesse moyenne (en temps) peut se décomposer en moyenne d'espace et en fluctuation, soit :

$$\bar{u}_i = \langle \bar{u}_i \rangle + \bar{u}_i''$$

L'équation de conservation de la masse se traduit alors par :

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = \frac{\partial \langle \bar{u}_j \rangle}{\partial x_j} = \frac{\partial \bar{u}_j''}{\partial x_j} = 0 \quad (\text{C.3})$$

A présent, nous nous intéressons à l'équation de Navier-Stokes moyennée en temps, qui s'écrit :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu_a \nabla^2 \bar{u}_i \quad (\text{C.4})$$

Explicitons la moyenne en espace de chacun des termes apparaissant dans l'équation précédente.

**Variation temporelle** . En vertu des relations de commutation entre les opérateurs de dérivation temporelle et de moyenne spatiale, sa moyenne en espace s'écrit :

$$\left\langle \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} \right\rangle = \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial t} + \underbrace{\frac{1}{V} \iint \bar{u}_i n_j v_j ds}_{\text{nul d'après (C.2)}}$$

Dans le cas de la vitesse moyenne, la moyenne d'espace commute donc avec la dérivée en temps, soit :

$$\left\langle \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} \right\rangle = \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial t} \quad (\text{C.5})$$

**Convection par l'écoulement moyen** Pour faciliter la résolution, on réécrit le terme de convection comme

$$\bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} - \bar{u}_i \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j}$$

le second terme du membre de droite s'annulant d'après la conservation de la masse. Si on applique l'opérateur de moyenne spatiale, on obtient :

$$\left\langle \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right\rangle = \frac{\partial \langle \bar{u}_i \bar{u}_j \rangle}{\partial x_j} - \underbrace{\frac{1}{V} \iint \bar{u}_i \bar{u}_j n_j ds}_{\text{nul d'après (C.2)}}$$

la condition de non glissement annulant l'intégrale. En éclatant le premier terme de droite, on aboutit finalement à :

$$\left\langle \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right\rangle = \langle \bar{u}_j \rangle \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle \bar{u}_i'' \bar{u}_j'' \rangle}{\partial x_j} \quad (\text{C.6})$$

**Transport turbulent** . De façon assez directe, la moyenne en espace du gradient des tensions turbulentes s'écrit :

$$\left\langle -\frac{\partial \bar{u}'_i \bar{u}'_j}{\partial x_j} \right\rangle = -\frac{\partial \langle \bar{u}'_i \bar{u}'_j \rangle}{\partial x_j} + \underbrace{\frac{1}{V} \iint \bar{u}'_i \bar{u}'_j n_j ds}_{\text{nul d'après (C.2)}}$$

soit

$$\left\langle -\frac{\partial \bar{u}'_i \bar{u}'_j}{\partial x_j} \right\rangle = -\frac{\partial \langle \bar{u}'_i \bar{u}'_j \rangle}{\partial x_j} \quad (\text{C.7})$$

**Transport par la pression** En utilisant les relations de commutation, la moyenne d'espace du gradient de pression s'écrit :

$$\left\langle -\frac{1}{\rho_a} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} \right\rangle = -\frac{1}{\rho_a} \frac{\partial \langle \bar{p} \rangle}{\partial x_i} + \frac{1}{V} \iint \frac{\bar{p}}{\rho_a} n_i ds \quad (\text{C.8})$$

Où l'intégrale dans le terme de droite correspond à la force de traînée de forme sur les surfaces végétales.

**Diffusion visqueuse** En utilisant les relations de commutation, la moyenne d'espace du terme visqueux s'écrit :

$$\langle \nu_a \nabla^2 \bar{u}_i \rangle = \nu_a \left\langle \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right\rangle = \nu_a \left[ \frac{\partial}{\partial x_j} \left\langle \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right\rangle - \frac{1}{V} \iint_{Sveg} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} n_j ds \right]$$

soit en appliquant de nouveau la relation de commutation :

$$\langle \nu_a \nabla^2 \bar{u}_i \rangle = \nu_a \left[ \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_j} - \frac{1}{V} \iint_{Sveg} \bar{u}_i n_j ds - \frac{1}{V} \iint_{Sveg} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} n_j ds \right]$$

La relation de non glissement annulant le second terme du membre de droite, le terme visqueux s'écrit finalement :

$$\langle \nu_a \nabla^2 \bar{u}_i \rangle = \nu_a \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_j} - \frac{\nu_a}{V} \iint_{Sveg} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} n_j ds \quad (C.9)$$

Le second terme du membre de droite correspond au frottement visqueux sur les surfaces végétales. On parle de traînée visqueuse.

Finalement en reportant les différents termes, le bilan macroscopique de quantité de mouvement s'écrit :

$$\frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial t} + \langle \bar{u}_j \rangle \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_j} = \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial \langle \bar{p} \rangle}{\partial x_i} + F \quad (C.10)$$

Où  $\tau_{ij}$  est le tenseur des contraintes, qui intègre l'influence de la viscosité, de la turbulence et des fluctuations d'espace, soit :

$$\tau_{ij} = \nu_a \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_j} - \langle \bar{u}'_i \bar{u}'_j \rangle - \langle \bar{u}_i'' \bar{u}_j'' \rangle \quad (C.11)$$

et  $F$  est la force de traînée à l'échelle du volume représentatif. Elle intègre l'influence de la viscosité sur les surfaces végétales et celle de la pression (traînée de forme) :

$$F = \frac{1}{V} \iint_{Sveg} \frac{\bar{p}}{\rho_a} n_i ds - \frac{\nu_a}{V} \iint_{Sveg} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} n_j ds \quad (C.12)$$



# Annexe D

## Compléments sur la stabilité atmosphérique

Lorsque le flux thermique vers la surface terrestre n'est pas nul, comme cela est le cas en conditions neutres, l'écoulement atmosphérique peut se déstabiliser, sous l'influence double du frottement mécanique et du forçage thermique. Nous définissons ici très succinctement dans quelle mesure le profil de vitesse moyenne et la viscosité turbulente sont modifiés dans la couche inertielle.

Soit  $Q_0$  le flux cinématique de chaleur constant lui aussi dans la couche inertielle. Il se définit à partir des flux thermiques turbulent et visqueux, soit :

$$Q_0 = \overline{w'\theta'} - \nu_\theta \frac{d\bar{\theta}}{dz} \quad (\text{D.1})$$

Où  $\theta$  est la température potentielle, soit  $\theta = T(p/p_r)^{-R/c_p}$ , avec  $c_p$  la chaleur spécifique de l'air à pression constante. La température potentielle correspond à une température qu'aurait une parcelle d'air amenée de façon adiabatique d'un état initial défini par la température absolue  $T$  et à la pression  $p$  vers un état final caractérisé par une pression de référence  $p_r$  (souvent choisie égale à 1000 mb). Dans un air de stratification neutre,  $d\theta/dz = 0$  tandis que les stratifications stable et instable de l'air correspondent respectivement à  $d\theta/dz > 0$  et  $d\theta/dz < 0$  (par exemple Kaimal et Finnigan, 1994, p. 7).

La théorie de similitude de Monin et Obukhov (1954) déduit l'existence d'une échelle de longueur, dite de Monin-Obukhov et notée  $L$ , construite à partir de la vitesse de friction, du flux cinématique de chaleur et du coefficient de flottabilité  $\beta = g/T_0$ , où  $T_0$  désigne la température moyenne dans la couche limite atmosphérique, soit :

$$L = \frac{-u^{*3}}{\kappa\beta Q_0} \quad (\text{D.2})$$

En conditions stables,  $L > 0$ , en conditions instables  $L < 0$  et en conditions neutres  $|L| \rightarrow \infty$ . Le paramètre de stabilité se définit par

$$\xi = (z - d) / L \quad (\text{D.3})$$

en tenant compte du déplacement du profil de vitesse moyenne.

Par une analyse dimensionnelle, il est montré le cisaillement de vent adimensionné  $S$  est une fonction universelle de  $\xi$  (par exemple Panofsky et Dutton, 1984, p. 132), soit :

$$S = \frac{\kappa}{u^*} (z - d) \frac{dU}{dz} = \phi_m(\xi) \quad (\text{D.4})$$



La formulation de la viscosité turbulente se déduit de cette fonction universelle, soit :

$$\nu_T = \frac{\kappa u^*}{\phi_m} (z - d) \quad (\text{D.5})$$

Le profil de vitesse moyenne est modifiée et s'écrit :

$$U(z) = \frac{u^*}{\kappa} \left[ \ln \left( \frac{z - d}{z_0} \right) - \psi_m(\xi) \right] \quad (\text{D.6})$$

Où  $\psi_m$  est approché (Panofsky et Dutton, 1984, p. 134, en supposant  $z_0/L$  petit) par :

$$\psi_m(\xi) = \int_0^\xi [1 - \phi_m(x)] \frac{dx}{x} \quad (\text{D.7})$$

Nous ne considérons que les situations *neutres ou stables*, pour lesquelles les nombres de Schmidt ou de Prandtl turbulents sont indépendants de la stabilité et égaux à un (Panofsky et Dutton, 1984, p. 146, citant les mesures de Dyers (1965)), soit :

$$K_H = D_T = \nu_T$$

Les formulations de la fonction universelle  $\phi_m$  et de la fonction de correction de la vitesse moyenne  $\psi_m$  sont (Panofsky et Dutton, 1984, p. 136) :

$$\phi_m(\xi) = 1 + 5\xi \quad \text{et} \quad \psi_m(\xi) = -5\xi \quad (\text{D.8})$$

Ces formulations ne sont pas absolues et peuvent varier d'un auteur à l'autre (entre autres Dyers, 1965; Businger *et al.*, 1971; Carl *et al.*, 1973). Bien sûr, en conditions neutres,  $\phi_m = 1$  et  $\psi_m = 0$ .

La résistance aérodynamique, telle que nous la définissons (1.4 p. 17), intègre l'influence du transport turbulent au dessus du couvert. En situation stable, elle devient :

$$R_a(z) = \int_h^z \frac{1}{D_T(v)} dv = \frac{1}{\kappa u^*} \left[ \ln \left( \frac{z - d}{h - d} \right) + 5 \frac{z - h}{L} \right] \quad (\text{D.9})$$

# Annexe E

## Compléments sur l'hygroscopie des aérosols

L'aérosol atmosphérique contient une fraction fine composée en partie de particules ayant la propriété d'hygroscopie (par exemple Seinfeld et Pandis, 1998, p. 443). Après une brève présentation du phénomène, nous estimons l'importance de l'hygroscopie sur la croissance des particules. Les hypothèses suivantes sont faites :

- L'aérosol, initialement solide, possède la propriété d'hygroscopicité. Cela signifie qu'il a la capacité d'absorber les molécules d'eau de l'atmosphère environnante. Pour une certaine humidité relative, appelée humidité relative de déliquescence, les particules sèches absorbent des molécules d'eau en quantité suffisante pour se dissoudre et former des gouttes de solution saline. Cette solution se caractérise par la fraction molaire  $x_s$  du soluté, qui correspond au matériau qui formait la particule sèche. Le terme de déliquescence de la particule solide est souvent utilisé.
- L'équilibre thermique et mécanique entre la goutte et son environnement est atteint. Cela implique d'une part l'égalité des températures de la goutte et de l'atmosphère environnante; et d'autre part l'égalité des humidités relatives à la surface de la goutte et dans l'atmosphère environnante. L'humidité relative sera notée  $\varepsilon$ .

Soit  $P_g$  et  $P_{sat}$  la pression de vapeur à la surface de la goutte et la pression de vapeur saturante (soit la pression à la surface de la goutte si elle n'était constituée que d'eau). L'activité de l'eau en solution  $a_e$  est définie par la loi de Raoult, soit  $P_g = a_e P_{sat}$ .

Si la solution est idéale, l'activité de l'eau est égale à la fraction molaire de l'eau en solution  $x_e$ . Cela signifie que les particules de solvant et de soluté sont indistinguables, autrement dit que les interactions soluté-soluté, soluté-solvant et solvant-solvant sont identiques.

Les solutions réelles s'écartent sensiblement de cette situation idéale. Un coefficient de Van't Hoff, noté  $I$ , est introduit afin de tenir compte de cet écart à l'idéalité. Il permet d'exprimer l'activité de l'eau en fonction de la fraction molaire du soluté  $x_s$ , soit  $a_e = 1 - Ix_s$

Théoriquement le facteur de Van't Hoff dépend de la fraction molaire du soluté. En pratique, il est souvent pris constant pour une gamme de variations de l'activité de l'eau. L'activité de l'eau en solution s'appelle aussi l'humidité relative *à la surface de la goutte*. Comme l'équilibre mécanique est supposé atteint, les humidités à la surface de la goutte et dans l'atmosphère environnant sont égales, soit  $a_e = \varepsilon$ . A l'aide du coefficient de Van't Hoff, la fraction molaire du soluté est déduite de l'humidité relative, soit  $x_s = (1 - \varepsilon)/I$ . Or, la définition de la fraction molaire de soluté nous donne  $x_s = n_s/(n_s + n_e)$ , Où  $n_e$  et  $n_s$  sont les fractions molaires en eau et en soluté dans la goutte.

Le nombre de moles de soluté s'exprime simplement en fonction de la masse volumique des particules sèches  $\rho_p$ , leur masse molaire  $M_p$ , et le volume de la particule sèche  $v_p$  par  $n_s = \rho_p v_p / M_p$ . De là on déduit le nombre de moles d'eau absorbées  $n_e$  et la masse d'eau correspondante  $m_e$  :

$$m_e = \rho_p v_p \frac{M_e}{M_p} \left[ \frac{I}{1 - \varepsilon} - 1 \right] \quad (\text{E.1})$$

en fonction entre autres de la masse molaire de l'eau ( $M_e = 18 \text{ g.mol}^{-1}$ ). Le volume final de la goutte s'identifie raisonnablement au volume d'eau absorbée. En supposant que la goutte et la particule initiale sont sphériques, on peut estimer le grossissement de la particule, défini comme le rapport du diamètre final de la goutte  $d_g$  sur le diamètre sec de la particule sèche  $d_p$  :

$$\frac{d_g}{d_p} = \sqrt[3]{\frac{\rho_p}{\rho_e} \frac{M_e}{M_p} \left[ \frac{I}{1 - \varepsilon} - 1 \right]} \quad (\text{E.2})$$

Une fois l'état de goutte atteint, la situation n'est pas strictement réversible. Lorsque l'humidité relative décroît à partir d'un état saturé en eau, la goutte ne cristallise pas pour une humidité relative égale à l'humidité relative de déliquescence. Au contraire elle reste dans un état de sur-saturation jusqu'à une humidité relative de cristallisation beaucoup plus faible. La croissance hygroscopique est donc un phénomène à hysteresis (par exemple Seinfeld et Pandis, 1998, p. 507).

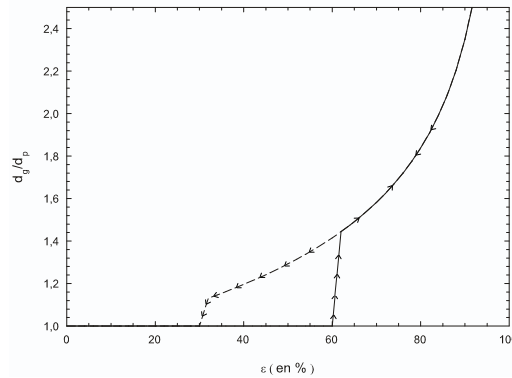


FIG. E.1 – Evolution de la croissance des particules hygroscopiques en fonction de l'humidité relative.

En guise d'exemple, prenons un aérosol de masse volumique  $\rho_p = 1,5 \text{ g.cm}^{-3}$  et de masse molaire  $M_p = 50 \text{ g.mol}^{-1}$ , de facteur de Van't Hoff de 2,5. L'évolution du grossissement des particules en fonction de l'humidité relative est représentée sur la figure E.1. On suppose une humidité relative de déliquescence de 60 % et une humidité relative de cristallisation de 30 %.

Dans la réalité, un composé comme le sulfate d'ammonium,  $(\text{NH}_4)_2 \text{SO}_4$ , a une humidité relative de déliquescence  $\varepsilon_D$  à température de 298 K de 80 % tandis que son humidité relative de cristallisation vaut  $\varepsilon_C \sim 37\%$  (Tang et Munkelwitz, 1994).

Par ailleurs il a été montré récemment que des matières organiques (qui représenteraient 50 % de la masse de l'aérosol atmosphérique Murphy *et al.*, 1998) peuvent modifier ses propriétés hygroscopiques. En effet l'ajout de matière organique dans une solution de sulfate d'ammonium aurait tendance à abaisser la valeur de l'humidité relative de déliquescence (Wexler et Seinfeld, 1991; Brooks *et al.*, 2002), par exemple de 80 % à 60 % pour un mélange de sulfate d'ammonium et d'acide L-malique.

# Annexe F

## Communications

Deux communications ont été effectuées en cours de thèse.

La première est une communication orale effectuée au 19<sup>ième</sup> Congrès Français sur les Aérosols (CFA 2003) qui a eu lieu les 10 et 11 décembre 2003 à Paris (Petroff et Mailliat, 2003).

Le second article a été écrit à l'occasion du congrès ECORAD (2004), où un poster a été présenté (Petroff, 2004). Cet article doit être prochainement publié dans la revue *Journal de Physique IV*.

# ETUDE PHENOMENOLOGIQUE DU DEPOT SEC D'AEROSOLS SUR UN COUVERT VEGETAL

A.Petroff \*, A.Mailliat

IRSN, Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire,  
Centre de Cadarache, 13108 St Paul lez Durance  
[alexandre.petroff@irsn.fr](mailto:alexandre.petroff@irsn.fr)

## TITLE

MECHANISTIC STUDY OF AEROSOLS DRY DEPOSITION ON VEGETATED CANOPIES.

## ABSTRACT

Aerosols dry deposition onto agricultural and forest areas is investigated. A special attention is given to highly rough surfaces and sub-micronic aerosols. A theoretical framework has been developed, based on a mechanistic approach of the deposition occurring on each foliar surface. The collective effect of the foliage is taken into account through statistical distribution of the parameters controlling the local deposition. The applicability of the framework is demonstrated for some deposition mechanisms and for realistic conditions of canopy and aerodynamics.

## RESUME

Les milieux agricoles et forestiers peuvent être exposés à une contamination d'aérosols. L'évaluation des flux de dépôts en conditions sèches reste très incertaine, notamment dans le cas des aérosols fins et des couverts fortement rugueux. Une méthode a été développée en vue de modéliser la captation de l'aérosol par le système foliaire. Elle s'appuie sur une vision mécaniste des dépôts sur chaque élément foliaire. L'effet collectif du feuillage est pris en compte au travers d'une statistique foliaire des paramètres contrôlant les dépôts élémentaires. L'intérêt de cette approche est illustrée, d'une part en déduisant pour quelques mécanismes la captation par un ensemble de feuilles, d'autre part en explicitant dans une configuration réaliste le dépôt à l'échelle du couvert.

## INTRODUCTION

Cette recherche est menée dans le cadre des évaluations du risque radiologique dans les milieux agricoles ou forestiers exposés à une contamination atmosphérique par aérosols. Son objet principal est l'étude des dépôts en l'absence de précipitations (dépôts secs). Une attention particulière est portée aux aérosols compris entre quelques dixièmes de microns et quelques microns, cette échelle de tailles étant celle des particules qui ont contribué au transport à moyenne et longue distance de la majorité des radionucléides émis lors de l'accident de Chernobyl (Ogorodnikov *et al.*, 1994).

En général, les modèles de transport de polluants destinés à l'évaluation du risque radiologique ou à la prévision de la qualité de l'air estiment les dépôts sur une parcelle végétale à l'aide d'une vitesse de dépôt fonction de la granulométrie de l'aérosol, des caractéristiques aérodynamiques de l'atmosphère et de la nature du couvert végétal. Les paramétrisations usuelles de cette vitesse de dépôt, plus ou moins empiriques, ont été mises en défaut par des campagnes de mesures récentes réalisées en forêt ou en soufflerie avec différentes techniques de mesures (entre autres Gallagher *et al.*, 1997; Wyers and Duyzer, 1997; Ould-Dada, 2002). Celles-ci semblent indiquer que la vitesse de dépôt mesurée des aérosols sub-microniques est d'au moins un ordre de grandeur plus importante que les estimations fournies par les formulations actuellement utilisées (par exemple Slinn, 1982).

Ce constat conduit à réexaminer la modélisation de la vitesse de dépôt pour améliorer la prédiction de la rétention des aérosols par le couvert. Après une présentation de la méthode proposée, nous l'appliquerons dans une configuration réaliste de couvert végétal et estimerons la captation associée à quelques mécanismes de dépôt.

## I. MODELE DE DEPOT DANS UN COUVERT VEGETAL

La méthode mise en œuvre consiste en deux étapes. La première, classique, fournit l'équation de transport d'un milieu aérosol traversant un couvert végétal. Dans cette équation, apparaît un terme de dépôt sur les éléments foliaires. L'originalité de l'approche réside dans la seconde étape qui, elle, traite de ce terme de dépôt. Elle consiste à expliciter localement les interactions entre aérosols et surface de captation et ce, à l'aide de paramètres propres à l'échelle d'un élément foliaire. L'effet collectif du couvert est obtenu grâce à l'introduction d'une fonction de distribution de ces paramètres. Elle conduit ainsi à expliciter des cadences de dépôt (homogènes à l'inverse d'un temps) et des vitesses macroscopiques de dépôt dont des expressions pratiques sont obtenues pour les mécanismes de dépôt liés à la diffusion brownienne, l'impaction inertielle et la sédimentation.

### I.A. Transport dans un couvert végétal

L'établissement de l'équation de transport de l'aérosol dans un couvert végétal nécessite de définir trois aspects du problème, à savoir les caractéristiques du végétal qui interagit avec le milieu aérosol et provoque la rétention des particules ; les propriétés de l'aérosol et les phénomènes physiques l'affectant ; et enfin les propriétés dynamiques de l'écoulement du gaz porteur.

Pour ce qui est du couvert végétal, nous ne considérons comme surface de dépôt que les feuilles, les autres éléments (tronc, branches) ne présentant en comparaison qu'une faible surface d'échange. Concernant les mécanismes de transport considérés dans cette approche, seuls seront pris en compte la convection par l'écoulement gazeux, la sédimentation et les processus de diffusion associés au mouvement brownien et à la turbulence. Le milieu aérosol sera défini en tout point  $\vec{x}$  du milieu et à tout instant  $t$  par sa densité de concentration  $\gamma(\vec{x}, t, d)$  qui fournit la distribution des particules dans les différentes classes de tailles caractérisées par leur diamètre particulaire  $d$ . L'écoulement gazeux, quant à lui, est turbulent.

Pour établir l'équation de transport, nous avons recours à l'approche classiquement utilisée pour étudier l'aérodynamique dans les couverts végétaux (par exemple Finnigan, 2000). Elle consiste, pour l'essentiel, en l'application de deux moyennes, sur le temps et l'espace. La première permet de ramener les caractéristiques turbulentes à des grandeurs moyennes. La seconde permet de passer de l'échelle locale (typiquement celle d'un élément foliaire) à l'échelle macroscopique via une intégration des grandeurs sur un volume élémentaire représentatif  $V$  du couvert (voir Figure 1). Les dimensions de ce dernier sont choisies de telle façon qu'il contienne un nombre suffisant d'éléments foliaires pour permettre un effet de moyenne. De plus, elles seront suffisamment petites pour rendre compte des variations spatiales des grandeurs étudiées.

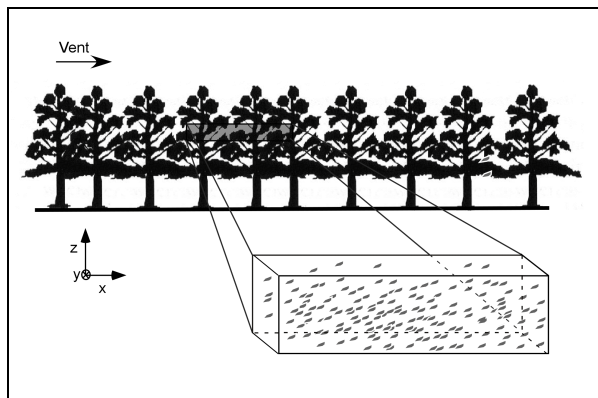


Figure 1 : Représentation d'un volume élémentaire représentatif de couvert végétal

Ces deux moyennes respectivement de temps et d'espace, appliquées à une grandeur  $\phi$  (scalaire ou vectorielle) sont définies à tout instant  $t$  et en tout point  $\vec{x}$  du milieu aérosol par :

$$\bar{\phi}(t) = \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} \phi(\tau) d\tau \quad \text{et} \quad \langle \phi(\bar{x}) \rangle = \frac{1}{V} \iiint_{M \in V} \phi(\bar{x} + \bar{M}) d^3\omega \quad (1)$$

où  $T$  est le temps d'échantillonnage du signal instantané. Leur application successive au bilan local instantané d'une classe de taille de l'aérosol fournit l'équation du bilan à l'échelle macroscopique :

$$\frac{\partial \langle \bar{\gamma} \rangle}{\partial t} + \bar{\nabla} \cdot \left[ \langle \bar{u} \rangle \langle \bar{\gamma} \rangle - W_s \langle \bar{\gamma} \rangle \bar{e}_z + \langle \bar{\gamma}' \bar{u}' \rangle + \langle \bar{\gamma}'' \bar{u}'' \rangle \right] = dD \quad (2)$$

où l'opérateur  $\bar{\nabla}$  est l'opérateur de divergence,  $\bar{u}$  la vitesse instantanée du gaz,  $W_s$  la vitesse terminale de chute de l'aérosol ;  $\bar{\gamma}' \bar{u}'$  le flux turbulent d'aérosols,  $\langle \bar{\gamma}'' \bar{u}'' \rangle$  la corrélation entre les fluctuations spatiales de concentration et de vitesse que nous négligerons ici ; et  $dD$  la densité volumique de flux d'aérosols déposés sur les feuilles contenues dans le volume élémentaire.

L'équation de transport du milieu à l'échelle d'un volume représentatif de couvert végétal étant établie, il s'agit ensuite d'estimer le terme de dépôt.

### I.B. Traitement du terme de dépôt

Nous proposons ici une modélisation de la captation de l'aérosol par le système foliaire à l'échelle macroscopique. L'approche originale que nous utilisons consiste à expliciter de façon déterministe pour chaque mécanisme le dépôt sur un élément foliaire ; puis d'en déduire une estimation sur un ensemble de feuilles en appliquant une méthode statistique basée sur la fonction de distribution construite à partir des paramètres qui contrôlent les dépôts.

En supposant que les  $m$  processus générant le dépôt agissent sur l'aérosol de manière indépendante, la densité volumique de dépôt  $dD$  s'exprime en séparant les contributions des différents mécanismes :

$$dD = \sum_{\alpha=1}^m D^\alpha \quad \text{avec} \quad D^\alpha = \frac{1}{V} \iint_{S_{veg}} \bar{J}^\alpha \cdot \bar{n} dS \quad (3)$$

où  $D^\alpha$  et  $\bar{J}^\alpha$  sont respectivement la densité volumique de dépôt et le flux associés au  $\alpha^{\text{ième}}$  processus,  $\bar{n}$  la normale sortante aux surfaces foliaires et  $S_{veg}$  la réunion de ces dernières. Les processus de dépôt envisagés dans cette étude sont la sédimentation, la diffusion brownienne, la diffusion turbulente, l'impaction inertielle, l'interception et l'impaction turbulente.

#### I.B.1. Approche proposée

Il est supposé que les particules, une fois déposées, adhèrent parfaitement à la surface et ne peuvent pas être remobilisées. Chaque surface foliaire  $\Sigma$  d'aire  $s$  est supposée isolée. Pour chaque processus, le dépôt sur cet élément foliaire s'écrit :

$$d^\alpha = \iint_{\Sigma} \bar{J}^\alpha \cdot \bar{n} dS \quad (4)$$

Il lui est associé une vitesse élémentaire effective de dépôt  $v^\alpha$  définie par :

$$d^\alpha = -v^\alpha s \langle \bar{\gamma} \rangle \quad (5)$$

Ce dépôt élémentaire dépend d'une suite de paramètres  $\psi^\alpha$  susceptibles d'évoluer dans un domaine  $D(\psi^\alpha)$ . Par exemple ceux-ci peuvent être des caractéristiques morphologiques de l'élément foliaire telles sa surface, son orientation ou bien des caractéristiques aérodynamiques à proximité de celui-ci. Le volume  $V$  est supposé contenir suffisamment d'éléments foliaires pour pouvoir y définir une moyenne statistique. Cette statistique nous permet d'exprimer le dépôt sur l'ensemble des surfaces

foliaires contenues dans le volume à partir des dépôts élémentaires sur chaque surface. Soient  $C^N$  et  $f_\psi^{N,\alpha}$  respectivement le nombre total de surfaces foliaires par unité de volume et la fonction de distribution en nombre des éléments foliaires par rapport aux paramètres du dépôt. A l'échelle du volume représentatif, la densité volumique de dépôt associée à chaque processus est alors :

$$dD^\alpha = C^N \int_{D(\psi^\alpha)} d^\alpha f_\psi^{N,\alpha} d\psi^\alpha = -r^\alpha \langle \bar{\gamma} \rangle \quad \text{avec} \quad r^\alpha = C^N \int_{D(\psi^\alpha)} s v^\alpha f_\psi^{N,\alpha} d\psi^\alpha \quad (6)$$

expression dans laquelle est introduite la cadence de dépôt  $r^\alpha$  propre au  $\alpha^{\text{ième}}$  mécanisme. Elle est homogène à l'inverse d'un temps. Il est commode de l'exprimer en fonction d'une vitesse macroscopique de dépôt  $V^\alpha$  (définie pour un ensemble d'éléments foliaires) et de la densité volumique de surfaces foliaires du couvert  $a$ , cette dernière se définissant à partir de la fonction de distribution en nombre des éléments foliaires par rapport à leur surface, notée ici  $f_s^N$ .

$$r^\alpha = a V^\alpha \quad \text{avec} \quad V^\alpha = C^N \int_{D(\psi^\alpha)} \frac{s v^\alpha f_\psi^{N,\alpha}}{a} d\psi^\alpha \quad \text{et} \quad a = C^N \int_{s=0}^{\infty} s f_s^N ds \quad (7)$$

La méthode proposée pour modéliser la captation de l'aérosol par le couvert végétal vient d'être présentée. Elle permet d'exprimer les cadences et les vitesses macroscopiques de dépôt associées à chaque processus. Des exemples d'utilisation de cette méthode vont à présent être développés.

### I.B.2. Exemples de formulations simplifiées de la captation

Moyennant un certain nombre d'hypothèses simplificatrices, des formulations de cadence et de vitesse de dépôt sont proposées. Les mécanismes pris en exemple sont la diffusion brownienne, l'impaction inertielle et la sédimentation. Pour simplifier les écritures, nous omettrons dans la suite les symboles de moyennes en temps et en espace.

Les éléments foliaires se caractérisent par une dimension caractéristique  $l$  (largeur maximale de feuille ou diamètre d'aiguille) et une orientation. Cette dernière est définie par deux angles : l'inclinaison  $\theta$  et l'azimut  $\varphi$  qui repèrent la normale à la surface foliaire en coordonnées sphériques. Nous supposons l'indépendance de ces trois variables aléatoires.

#### a) Dépôt par diffusion brownienne

Il est d'usage dans l'étude du transfert de masse d'un aérosol (de diffusivité brownienne  $D_B$ ) à travers la couche limite autour d'un obstacle de dimension caractéristique  $l$  d'introduire le nombre de Sherwood  $Sh$ .

$$Sh = \frac{v^{Db} l}{D_B} \quad (8)$$

Ce transfert est indépendant de l'orientation de la surface réceptrice et implique la totalité de la surface foliaire. Dans cette première approche, le nombre de Sherwood est choisi constant. En exprimant la vitesse élémentaire efficace  $v^{Db}$  à partir de (8), la formulation de la vitesse macroscopique de dépôt est établie en appliquant (7).

$$v^{Db} = Sh D_B k_{l1} \quad \text{avec} \quad k_{l1} = \frac{\int_{l=0}^{\infty} l \cdot f_l(l) dl}{\int_{l=0}^{\infty} l^2 \cdot f_l(l) dl} \quad (9)$$

Bien sûr, dans la réalité, le nombre de Sherwood dépend à la fois des caractéristiques de l'écoulement amont, de celles de l'obstacle et de celles de l'aérosol. Des formulations semi-empiriques le reliant aux nombres de Schmidt et de Reynolds sont disponibles (par exemple



Schlichting, 1968 ou Schuepp, 1993 dans le cas des couches limites foliaires). Cependant leur utilisation ne ferait que compliquer l'exposé de la méthode et ne sera donc pas présentée ici.

b) *Sédimentation* :

Ce dépôt s'exprime usuellement en fonction de la vitesse terminale de chute de l'aérosol et du projeté horizontal de la face supérieure de l'obstacle. La vitesse élémentaire effective de dépôt s'écrit simplement :

$$v^S = \frac{1}{2} W_s \cos \theta \quad (10)$$

En appliquant (7), la vitesse macroscopique de dépôt s'écrit :

$$V^S = \frac{W_s}{2} k_{\theta 1} \quad \text{avec} \quad k_{\theta 1} = \int_{\theta=0}^{\pi/2} \cos \theta f_{\theta}(\theta) d\theta \quad (11)$$

c) *Impaction inertielle* :

L'étude du dépôt par impaction inertielle se fait usuellement en introduisant un coefficient d'efficacité  $E^{lm}$  qui, pour des obstacles placés perpendiculairement à l'écoulement incident, est défini par :

$$E^{lm} = \frac{v^{lm}}{U} \quad (12)$$

La vitesse amont s'identifie dans notre étude à la vitesse macroscopique de l'écoulement que nous supposons horizontal. Ce flux s'applique seulement à la moitié de la surface foliaire (face amont) et dépend de l'orientation de la surface par rapport à l'écoulement. La vitesse élémentaire efficace s'écrit :

$$v^{lm} = \frac{1}{2} E^{lm} U \sin \theta \cos \varphi \quad (13)$$

Le coefficient d'efficacité est usuellement relié au nombre de Stokes  $St$ , qui s'exprime en fonction du temps de relaxation de la particule  $\tau$  et de la vitesse amont de l'écoulement. La relation proposée par (Peters and Eiden, 1992) est :

$$E^{lm} = \left( \frac{St}{1+St} \right)^2 \quad \text{avec} \quad St = 2 \frac{\tau U}{l} \quad (14)$$

soit au premier ordre :  $E^{lm} \approx St^2$ . La vitesse macroscopique de dépôt s'écrit en utilisant (7) :

$$V^{lm} = 2\tau^2 U^3 k_{l_2} k_{\theta 2} k_{\varphi} \quad \text{avec} \quad k_{l_2} = \frac{1}{\int_{l=0}^{\infty} l^2 \cdot f_l(l) dl}, \quad k_{\theta 2} = \int_{\theta=0}^{\pi/2} \sin \theta f_{\theta}(\theta) d\theta \quad \text{et} \quad k_{\varphi} = \int_{\varphi=0}^{\pi/2} \cos \varphi f_{\varphi}(\varphi) d\varphi \quad (15)$$

Cette première étape de l'étude nous a permis d'établir l'équation de transport de l'aérosol à l'intérieur du couvert. La méthode visant à estimer les dépôts selon chaque mécanisme a été présentée. Des exemples d'utilisation de cette méthode ont été donnés pour les processus de diffusion brownienne, de sédimentation et d'impaction inertielle. Nous allons à présent appliquer ces formulations simplifiées dans une configuration réaliste de couvert végétal et de conditions aérodynamiques.

## II. APPLICATION

Pour appliquer la méthode, nous devons renseigner les différentes fonctions de distributions introduites précédemment ainsi que les caractéristiques macroscopiques du système, c'est à dire du couvert végétal, de l'écoulement gazeux et de l'aérosol.

Le couvert végétal choisi est une forêt d'épicéas de hauteur moyenne  $h$ , supposée homogène horizontalement et qui a fait l'objet d'une campagne de mesures aérodynamiques (Landsberg and Jarvis, 1973). Nous supposons une distribution uniforme du diamètre des aiguilles (assimilées à des

cylindres) sur l'intervalle  $[0, L]$ . Dans le cadre de l'étude du comportement radiatif des couverts végétaux, la distribution de l'azimut  $\varphi$  est couramment prise uniforme (Ross, 1981). Suivant (Goel and Strebel, 1984), nous choisissons d'exprimer la fonction de distribution de l'inclinaison foliaire  $\theta$  par une Beta-distribution, dont les paramètres  $\mu$  et  $\nu$  varient selon le végétal, soit

$$f_{\theta}(\theta, \mu, \nu) = \frac{2}{\pi} \frac{\Gamma(\mu + \nu)}{\Gamma(\mu)\Gamma(\nu)} \left(1 - \frac{2\theta}{\pi}\right)^{\mu-1} \left(\frac{2\theta}{\pi}\right)^{\nu-1} \quad (16)$$

expression dans laquelle apparaît la fonction Gamma d'Euler  $\Gamma(x)$ . Le couvert sera supposé érectophile, ce qui signifie que les aiguilles sont préférentiellement orientées selon la verticale. Les valeurs correspondantes sont :  $\mu = 1,172$  et  $\nu = 2,77$ . Suivant (Bache, 1986), nous supposons que la densité de surface foliaire  $a$  suit une loi gaussienne en fonction de l'altitude. La campagne de mesures nous permet d'en ajuster les différents paramètres. L'écoulement à l'intérieur du couvert végétal est supposé stationnaire et se caractérise par la vitesse horizontale. Suivant (Cionco, 1972), nous supposons un profil vertical de vitesse d'allure exponentielle. Quand à l'aérosol, il est supposé homogène, de forme sphérique. Il contient trois classes granulométriques, correspondant à des diamètres de  $0,1 \mu\text{m}$ ,  $0,5 \mu\text{m}$  et  $2 \mu\text{m}$ .

Les vitesses macroscopiques de dépôt par diffusion brownienne, par sédimentation et par impaction inertielle (9, 11, 15) se réécrivent comme :

$$V^{Db} = \frac{3}{2} \frac{Sh D_B}{L}, \quad V^S = K_1 W_s \quad \text{avec} \quad K_1 \approx 0,212, \quad \text{et} \quad V^{Im} = K_2 \frac{U^3}{(L/\tau)^2} \quad \text{avec} \quad K_2 \approx 3,243 \quad (17)$$

L'évolution verticale de la captation de l'aérosol par le système foliaire est suivie sur la Figure 2 au travers de la cadence de dépôt intégrée sur les trois processus, c'est-à-dire  $r = a (V^{Db} + V^S + V^{Im})$ .

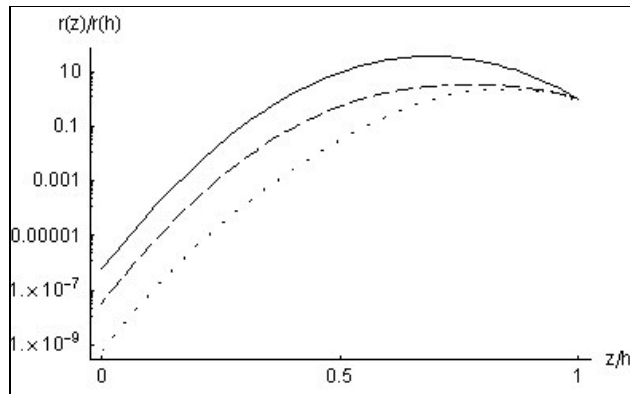


Figure 2 : Profils adimensionnés de cadence de dépôt en fonction de l'altitude pour des diamètres de  $0,1 \mu\text{m}$  (trait continu),  $0,5 \mu\text{m}$  (pointillés longs), et  $2 \mu\text{m}$  (pointillés courts).

Nous supposons que la densité de concentration varie faiblement à l'intérieur du couvert, c'est à dire que le brassage turbulent assure une bonne homogénéisation du milieu. Le dépôt à l'échelle de la parcelle peut alors être estimé en fonction de la taille des particules via la vitesse intégrale de dépôt qui se déduit de la connaissance de  $r$  :

$$V_d(d) = \int_0^h r(z, d) dz \quad (18)$$

Son évolution en fonction du diamètre des particule est représentée sur la Figure 1. Pour la gamme des aérosols fins, la vitesse de dépôt estimée est très faible. Elle est d'au moins un ordre de grandeur inférieure aux résultats des campagnes de mesures évoquées précédemment. Cela s'explique par le fait que seuls les processus de diffusion brownienne, de sédimentation et d'impaction inertielle ont été pris en compte dans le cadre de cette présentation.

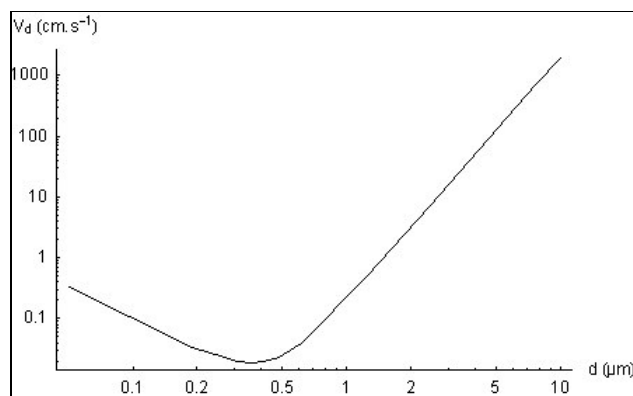


Figure 3 : Profil de vitesse de dépôt global en fonction du diamètre

## CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Une méthode visant à prédire la captation des aérosols par les couverts végétaux a été proposée. Elle a été appliquée dans une configuration simple de couvert végétal et d'écoulement gazeux. En ne tenant compte que de trois processus de dépôt (diffusion brownienne, sédimentation et impaction inertielle), nous avons pu étudier la rétention des aérosols d'abord à l'échelle d'un ensemble de feuilles puis à l'échelle de la parcelle végétale. Nous avons démontré par là l'intérêt de l'approche développée.

Les développements futurs porteront d'une part sur les autres mécanismes impliqués dans le dépôt sec des aérosols, avec une attention particulière pour ceux suspectés d'être responsables du dépôt des particules fines, en particulier l'impaction turbulente, l'interception (par les micro-structures de la surface foliaire) et éventuellement les effets phorétiques. D'autre part il nous faudra préciser l'influence éventuelle des effets d'abri entre les feuilles, qui pour l'instant est négligée.

## REFERENCES

- Bache, D. H. (1986) Momentum transfer to plant canopies : Influence of structure and variable drag. *Atmos. Environ.* **20**, 1369.
- Cionco, R. (1972) A wind profile index for canopy flow. *Bound.-Layer Meteor.* **3**, 255.
- Finnigan, J. J. (2000) Turbulence in plant canopies. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **32**, 519.
- Gallagher, M. W., Beswick, K. M., Duyzer, J. H., Westrate, H., Choularton, T. W. and Hummelshoj, P. (1997) Measurements of aerosol fluxes to Speulder Forest using a micrometeorological technique. *Atmos. Environ.* **31**, 359.
- Goel, N. S. and Strebel, D. E. (1984) Simple beta distribution representation of leaf orientation in vegetation canopies. *Agron. J.* **76**, 800.
- Landsberg, J. J. and Jarvis, P. G. (1973) A numerical investigation of the momentum balance in a spruce canopy. *J. Appl. Ecol.* **10**, 645.
- Ogorodnikov, B. I., Budyka, A. K. and Skitovitch, V. I. (1994) Radioactive aerosols near Chernobyl in 1986-1992. *J. Aerosol Sci.* **25**, 269.
- Ould-Dada, Z. (2002) Dry deposition profile of small particles within a model spruce canopy. *Sci. Total Environ.* **286**, 83.
- Peters, K. and Eiden, R. (1992) Modelling the dry deposition velocity of aerosol particles to a spruce forest. *Atmos. Environ.* **26**, 2555.
- Ross, J. (1981) *The radiation regime and architecture of plant stands*. Junk, W. Publishers, The Hague
- Schlichting, H. (1968). *Boundary layer theory*. McGraw-Hill, New York.
- Schuepp, P. H. (1993) Leaf boundary layers. *New Phytol.* **125**, 477.
- Slinn, W. G. N. (1982) Prediction for particle deposition to vegetative canopies. *Atmos. Environ.* **16**, 1785.
- Wyers, G. P. and Duyzer, J. H. (1997) Micrometeorological measurement of the dry deposition flux of sulfate and nitrate to coniferous forest. *Atmos. Environ.* **31**, 333.

# Mechanistic study of aerosol dry deposition on vegetated canopies

A. Petroff

*I.R.S.N., C.E. Cadarache, Bat 159, 13108 Saint Paul-lez-Durance, France  
alexandre.petroff@irsn.fr*

**Abstract.** Aerosol dry deposition onto agricultural and forest areas is investigated. Its estimation is still uncertain, particularly for rough surfaces and sub-micronic aerosols. In fact models used in radiological risk or air quality assessment studies are highly empirical and fail to reproduce the results of the most recent measurement campaigns. Therefore a theoretical framework, based on a mechanistic description, has been developed. The proposed approach consists in two steps. First, interaction between aerosols and foliar surface is formulated by using a set of parameters, which are defined on the local scale of one foliar element. In the second step, the collective effect of the foliage is taken into account through statistical distribution of these parameters. The model integrates the three main factors governing aerosol dry deposition. These are local aerodynamic characteristics of the flow within the canopy, aerosol mechanisms governing the deposition, and canopy structural and morphological properties. Physical processes considered in the study are inertial impaction, gravitational settling and Brownian diffusion. The canopy characteristics considered are spatial distribution, orientation and micro-structure of foliar surfaces. The applicability of the model is demonstrated on an existing measurement campaign.

## 1. INTRODUCTION

The context of this study is the radiological risk assessment in terrestrial environment exposed to an airborne particulate contamination. Risk assessment quality depends directly on quality of dry deposition forecast. The aim of this study is a better estimate of aerosol dry deposition, particularly for sub-micronic aerosols, since it has been proved that they were responsible for radio-nuclide long range transport after Chernobyl accident [1].

Transport models currently used in risk assesment (or in air quality prediction) estimate deposition flux on a vegetated surface through a bulk parameter called deposition velocity. Theoretically it depends on aerosol size distribution, flow dynamics and canopy characteristics. The existing models, i.e. [2], highly empirical, fail to reflect recent measurements made in forested canopies [3-5].

In order to improve dry deposition forecast, the transport and the deposition are considered together within the canopy. The developed method is presented, then its results are compared with experimental data.

## 2. THEORETICAL CONSIDERATIONS

In a first step, the aerosol transport and deposition equation is derived following the recent averaging method used in canopy turbulence studies, i.e. [6]. In a second step, deposition terms are modelled following a new approach. In this approach, each vegetated obstacle, mainly leaves, is considered as separated from the rest of the canopy. Each aerosol deposition mechanism is evaluated with local parameters. Deposition occurring in a representative volume, containing a large number of leaves, is then deduced using a statistical treatment based on those parameters.

### 2.1 Aerosol transport in canopy

The main model hypotheses are as follows. Concerning the canopy, the only considered organs are leaves, because other organs surface is negligible. Concerning aerosols, convection, sedimentation and diffusion processes are taken into account in the transport equation. Aerosol concentration is named  $\chi$ . Inside the canopy, the flow is turbulent.

The method used to derive the transport equation is the same as in turbulent studies [6]. The canopy is viewed as a weakly porous medium. An Eulerian approach is followed. A vegetation representative volume,  $V$ , is defined for spatial averaging. Two averaging operations, according to time and space, are introduced. For all  $\phi$  (scalar or vector), these are :

$$\bar{\phi}(t) = \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} \phi(\tau) d\tau \quad \text{and} \quad \langle \phi(\bar{x}) \rangle = \frac{1}{V} \iiint_{M \in V} \phi(\bar{x} + \bar{M}) d^3\omega \quad (1)$$

where  $T$  is the sampling period. The aerosol equation is deduced from averaging operations to :

$$\frac{\partial \langle \bar{\chi} \rangle}{\partial t} + \bar{\nabla} \cdot \left[ \langle \bar{u} \rangle \langle \bar{\chi} \rangle - W_s \langle \bar{\chi} \rangle \bar{e}_z + \langle \bar{\chi}' \bar{u}' \rangle + \langle \bar{\chi}' \bar{u}' \rangle \right] = dD \quad (2)$$

where  $\bar{u}$  is the instantaneous flow velocity,  $W_s$  is the aerosol settling velocity,  $\bar{\chi}' \bar{u}'$  is the aerosol turbulent flux, which will be modelled with a first order closure model. The last term on the left-hand side is a flux generated by spatial fluctuations. It will be neglected compared with the turbulent flux, as in aerodynamic studies [7]. On the right-hand side lies the overall deposition density, occurring in the representative volume. It is written as a sum of all deposition mechanism contribution :

$$dD = \sum_{\alpha=1}^m dD^\alpha \quad (3)$$

where  $m$  is the number of mechanisms and  $dD^\alpha$  the deposition flux density associated with the  $\alpha^{\text{th}}$  mechanism. These terms need to be modelled. The method used will now be exposed.

## 2.2 Deposition model

We propose [8] original approach to model the deposition in a representative volume. It consists in two steps. First, single leaf deposition is estimated in a deterministic way. It means that it is expressed through local parameters like foliar area, surface orientation or local flow velocity. Second, this deposition is integrated over entire foliage contained in the representative volume. For that purpose, a leaf statistical distribution is built on these local parameters.

The main hypotheses are as follows. The surface is a perfect sink for particles. No bounce-off or blow-off is allowed after deposition. Each leaf can be considered as isolated from the rest of the foliage. No aerodynamic interaction between leaves is taken into account. The leaves number in the representative volume is supposed to be large enough to define the required distribution functions.

Deposition occurring on a single leaf (total area  $s$ ) is expressed through a volume averaged concentration and an effective deposition velocity,  $v^\alpha$ , which is mechanism specific :

$$d^\alpha = -v^\alpha s \langle \bar{\chi} \rangle \quad (4)$$

The  $q$  physical parameters affecting this deposition are called

$$\boldsymbol{\psi}^\alpha = \{\psi_1^\alpha, \dots, \psi_q^\alpha\} \quad \text{with} \quad d\boldsymbol{\psi}^\alpha = \prod_{j=1}^q d\psi_j^\alpha$$

and the domain of variations of these parameters is called  $D(\boldsymbol{\psi}^\alpha)$ . Leaf statistics based on these parameters are built, with  $f^\alpha(\boldsymbol{\psi}^\alpha)$  the leaf number distribution function. The foliage area density,  $a$ , is defined as  $a = C^N \bar{s}$  where  $C^N$  is the leaf number concentration and  $\bar{s}$  the averaged foliar area. The volume averaged deposition associated with the  $\alpha^{\text{th}}$  mechanism is then expressed thanks to the foliar statistics :

$$dD^\alpha = C^N \int_{D(\boldsymbol{\psi}^\alpha)} d^\alpha f^\alpha d\boldsymbol{\psi}^\alpha = -a V^\alpha \langle \bar{\chi} \rangle \quad (5)$$

Where  $V^\alpha$  is the *macroscopic* deposition velocity which takes into account parameters variability in the representative volume. It is related to the local deposition velocity through the following relation :

$$V^\alpha = \int_{D(\boldsymbol{\psi}^\alpha)} \frac{s}{S} v^\alpha f^\alpha d\boldsymbol{\psi}^\alpha \quad (6)$$

The transport/deposition equation has been derived within the canopy. An original deposition model, based on leaf statistics, has been presented. In order to improve this model, it will be applied to an existing experiments campaign.

### 3. Application

We propose to test our model on a grass canopy configuration. The existing experiments used [9] have been carried out in a wind tunnel with both artificial and natural grasses. The artificial canopy is made of sticky vertical and rigid strips (height  $h_c=7.5$  cm and averaged width  $\bar{L}=0.5$  cm). The strips orientation distribution is uniform. Natural grass (*Lolium multiflorum*) is grown to height  $h_c=6$  cm (averaged width  $\bar{L}=0.3$  cm). Main part of experiments is made with *Lycopodium* spores tagged with radioactive markers (Stokes diameter  $d_p=23.6$   $\mu\text{m}$  and density  $\rho_p = 1.15$   $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ ). Other aerosols have also been employed ( $d_p=19, 5, 1$  and  $\sim 0.08$   $\mu\text{m}$  with the same density  $1.05$   $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ ). We will briefly present the simplified transport/deposition model, before exposing comparison with experimental results.

#### 3.1 Transport model

It is assumed that the flow regime is quasi stationary over experiments duration and that longitudinal gradients are negligible against vertical gradients. Using such circumstances, equation (2) can be simplified and we obtain :

$$\begin{aligned} z_R \geq z > h_c \quad \frac{d}{dz} \left[ D_T \frac{d\chi}{dz} \right] + W_S \frac{d\chi}{dz} &= 0 \\ z \leq h_c \quad \frac{d}{dz} \left[ D_T \frac{d\chi}{dz} \right] + W_S \frac{d\chi}{dz} - \left( a \sum_{\alpha} V_{\alpha} \right) \chi &= 0 \end{aligned} \quad (7)$$

Where  $h_c$  is a canopy height,  $z_R$  is the reference height (usually taken as  $2h_c$ ) and  $D_T$  the turbulent diffusivity of aerosol particles. Averaging symbols are omitted here for simplicity. It is assumed to be equal to the flow turbulent viscosity. Its expressions are :

$$\begin{aligned} z_R \geq z > h_c \quad D_T(z) &= \kappa u^* (z - d) \\ z \leq h_c \quad D_T(z) &= \kappa u^* (h_c - d) e^{-\sigma \left( 1 - \frac{z}{h_c} \right)} \end{aligned} \quad (8)$$

where  $u^*$  is the friction velocity,  $\kappa$  the von Kärman constant ( $\sim 0.41$ ),  $d$  the canopy displacement height,  $\sigma$  is a constant usually taken between 2 and 3 for moderately dense canopies [10]. We choose  $\sigma = 3$ . The underlying hypothesis of this canopy formulation is that the inertial layer bottom corresponds to the canopy top. Equation (7) is implemented and solved numerically. The soil deposition flux is assumed to be driven by sedimentation. With this boundary condition, concentration and flux profiles within and above the canopy are obtained. If  $F$  is the total deposition flux (over vegetation and soil), the canopy deposition velocity  $V_d$  is defined by the relation :

$$V_d = - \frac{F}{\chi(z_R)} \quad (9)$$

#### 3.2 Deposition model

For this application the only considered deposition mechanisms will be inertial impaction, sedimentation and Brownian diffusion. For each of them, the modelling approach described above is applied and leads to practical formulations of the macroscopic deposition velocity. The grass leaves are considered as plane surfaces.

##### 3.2.1 Inertial impaction

The single leaf deposition velocity,  $v^{IM}$ , is linked to the horizontal averaged velocity  $U$  and leaf orientation by the impaction efficiency  $E^{IM}$  :

$$v^{IM} = \frac{1}{2} E^{IM} U \sin \theta \cos \phi \quad \text{with} \quad E^{IM} = \left( \frac{\text{St}}{\beta + \text{St}} \right)^2 \quad (10)$$

where  $\theta$  and  $\phi$  are leaf inclination and azimuth angles, the  $\beta$  constant is taken as 0.3 and  $\text{St}$  is the Stokes number, defined by  $\text{St} = \rho_p U d_p^2 / 18 \mu_a L$  where  $\mu_a$  is dynamic viscosity and  $L$  leaf width. We suppose that leaf

width, inclination and azimuth are the only random parameters. They are supposed to be independent. Width statistical distribution is chosen as uniform. Macroscopic deposition velocity is deduced from Eq. (6) :

$$V^{IM} = \frac{3}{8} K_{\theta_1} K_{\phi} U \frac{\overline{St}^2}{\beta^2} \left[ 2 \frac{\overline{St} + \beta}{\overline{St} + 2\beta} - \frac{\overline{St}}{\beta} \ln \left( 1 + 2 \frac{\beta}{\overline{St}} \right) \right] \quad (11)$$

where  $\overline{St}$  is the Stokes number built on the averaged leaf width,  $K_{\theta_1}$  et  $K_{\phi}$  two constants linked to the angle distribution by  $K_{\theta_1} = \overline{\sin \theta}$  and  $K_{\phi} = \overline{\cos \phi}$ . For both canopies, the azimuth distribution is though to be uniform so  $K_{\phi} = 2/\pi$ . Artificial grass is vertical, so  $K_{\theta_1} = 1$ . Natural leaves are “most of the time” vertical. Following the proposal used in canopy radiative transfer studies, the inclination distribution is assumed to be erectophile [11], so  $K_{\theta_1} = 0.85$ .

### 3.2.2 Sedimentation

The single leaf deposition velocity,  $v^s$ , depends on the settling velocity and the leaf inclination

$$v^s = \frac{1}{2} W_s \cos \theta \quad (12)$$

The inclination angle is the only random parameter, so the macroscopic deposition velocity is deduced from Eq. (6) :

$$V^s = \frac{1}{2} W_s K_{\theta_2} \quad (13)$$

where  $K_{\theta_2}$  is a constant linked to the inclination distribution by  $K_{\theta_2} = \overline{\cos \theta}$ . For artificial grass,  $K_{\theta_2} = 0$  and for erectophile natural grass,  $K_{\theta_2} = 0.42$ .

### 3.2.3 Brownian diffusion

Brownian diffusion transfer and deposition depend on leaf boundary layer characteristics. Simple Reynolds number calculations let us suppose that the latter is laminar. Single leaf deposition velocity is then expressed [12] by

$$v^B = 0.664 D_B^{2/3} \frac{U^{1/2}}{\overline{L}^{1/2} \nu_a^{1/6}} \quad (14)$$

where  $D_B$  is the Brownian diffusivity and  $\nu_a$  the kinematic viscosity. The leaf width is the only random parameter. Its distribution is supposed to be uniform. Applying (6), the macroscopic deposition velocity is :

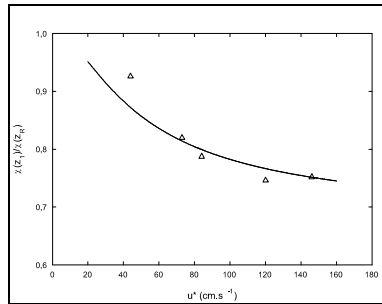
$$V^B = 0.563 D_B^{2/3} \frac{U_e^{1/2}}{\overline{L}^{1/2} \nu_a^{1/6}} \quad (15)$$

The model has been applied to three deposition processes. With the deduced practical formulations of macroscopic deposition velocities, it is possible to compare model and experimental results.

## 3.3 Results

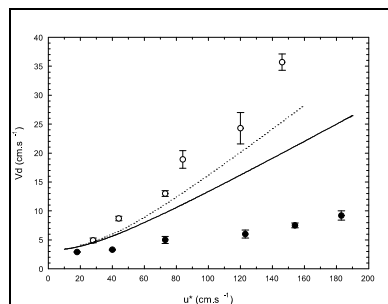
### 3.3.1 Lycopodium spores deposition

Chamberlain [9] has investigated the deposition of Lycopodium spores on grass. The concentration profile has not been measured over the entire domain, but only at two heights, namely  $z_R$  and  $z_I=4/3h_c$ . Their ratio is given for different friction velocity values and can be compared with the model results. Measurements and model results for artificial grass are shown on figure 1.



**Figure 1.** Measured (triangles) and modelled (solid line) concentration ratios on artificial grass as a function of the friction velocity.

The proposed model reproduces well the decreasing tendency of the measured concentration ratios with increasing friction velocity. At low friction velocity, discrepancy grows, but this is probably due to inaccurate concentration measurement methods. Indeed the latter is based on impacting particles counting. Statistical problems may occur at low friction velocity, when this process is not effective. The other measurements set concerns the canopy deposition velocity (9). Model and experimental results are shown on figure 2 for both artificial and natural grasses.



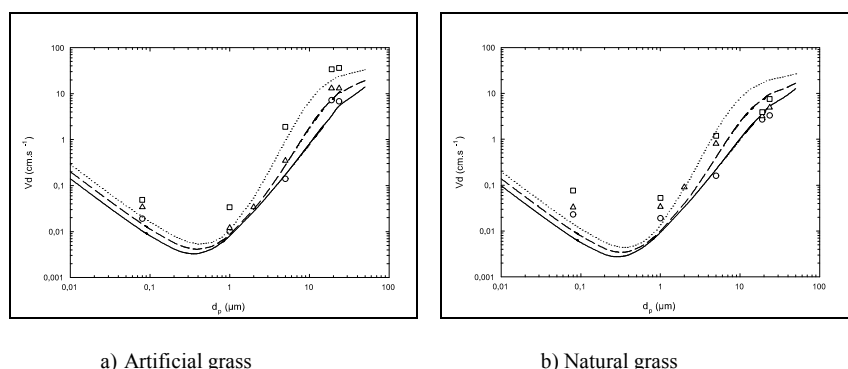
**Figure 2.** Measured and modelled deposition velocities over artificial and natural grasses. Measurement symbols are respectively empty and full circles, while the model results are represented through dotted (artificial) and solid (natural) lines.

For artificial sticky grass, model underestimates measurements, discrepancy increasing with increasing friction velocity. It lies under 40 % over the studied friction velocity range. It is possible that turbulent impaction has some influence on Lycopodium deposition at high friction velocity. However agreement is satisfactory. For natural grass, model overestimates measurements, up to a factor 3 at high friction velocity. In order to explain this discrepancy for natural surfaces, model hypotheses are to be criticized. Vegetated surfaces are considered as perfect sink. But it is known that large aerosols (typically larger than 5 or 10  $\mu\text{m}$ ) under strong wind conditions are susceptible to rebound from non sticky surfaces [13].

### 3.3.1 Aerosol size dependence of deposition velocity

To conclude this comparison with Chamberlain's experiments, the model is applied to smaller aerosols for exploring the aerosol size influence on deposition velocity. Three different flow regimes are investigated,  $u^*=35, 70$  and  $140 \text{ cm.s}^{-1}$ . The measurements and model results are shown on figure 3.





**Figure 3.** Deposition velocity over grass at  $u^* = 35, 70$  and  $140 \text{ cm.s}^{-1}$ . The corresponding measurement symbols are respectively circles, squares and triangles. Model results are plotted as solid, long dash and dotted lines.

The model reproduces fairly well the deposition velocity evolution over four decades of size variation, especially for artificial grass. Micronic and sub-micronic aerosols seem to deposit better on natural grass than on artificial, while model results are quite similar. Following Chamberlain's proposed explanation, they could be more sensitive to surface structure than to surface stickiness, as were 20 micron aerosols. In this context, interception could be an important process for sub-micronic aerosols.

#### 4. CONCLUSIONS

Our modelling approach has been applied to three important deposition mechanisms. Transport equation has been simplified. The resulting model has been implemented and applied to a grass experiments campaign in a wind tunnel [9]. The model reproduces well the behaviour of 20 micron aerosols depositing on artificial grass. A better fit could be achieved if turbulent impaction was addressed. On natural grass an important discrepancy is observed. Bounce-off is suspected to have a strong influence on deposition of large aerosols. The aerosol size influence is reasonably well caught. In order to achieve a better fit, secondary aerosol phenomena should be included, particularly interception, which seems to be an efficient phenomenon for sub-micronic aerosols. The model validation next step will be realized on forest canopy configuration.

#### Acknowledgments

The author is grateful to A. Mailliat (IRSN, Cadarache), F. Anselmet and M. Amielh (IRPHE, Marseille) and M.-A. Gonze (IRSN, Cadarache) for scientific support.

#### References

- [1] Ogorodnikov B. I., Budyka A. K. and Skitovitch V.I., *J. Aerosol Sci.* **25** (1994) 269-270.
- [2] Slinn W. G. N., *Atmos. Environ.* **16** (1982) 1785-1794.
- [3] Gallagher M. W., Beswick K.M., Duyzer J.H., Westrate H., Choularton T.W. and Hummelshoj P., *Atmos. Environ.* **31** (1997) 359-373.
- [4] Wyers G. P. and Duyzer J. H., *Atmos. Environ.* **31** (1997) 333-343.
- [5] Ould-Dada Z., *Sci. Total Environ.* **286** (2002) 83-96.
- [6] Finnigan J. J., *Annu. Rev. Fluid Mech.* **32** (2000) 519-571.
- [7] Raupach M. R., Coppin P.A. and Legg B.J. *Bound.-Layer Meteorol.* **35** (1986) 21-52.
- [8] Petroff A., "Etude phénoménologique du dépôt sec d'aérosols sur un couvert végétal", XIX<sup>th</sup> French Aerosol Congress, Paris 2003, ASFERA.
- [9] Chamberlain A. C., *Proc. R. Soc. Lond., Ser. A* **296** (1967) 45-70.
- [10] Belot Y., Baille A. and Delmas J.-L., *Atmos. Environ.* **10** (1976) 89-98.
- [11] Goel N. S. and Strebel D. E. *Agron. J.* **76** (1984) 800-802.
- [12] Polhausen E., *Z. Angew. Math. Mech.* **1** (1921) 115-121.
- [13] Chamberlain, A. C. in *Vegetation and the Atmosphere*, Monteith, J. L. ed (Academic Press, London, 1975) pp. 155-228.

# Bibliographie

- Amiro, B. (1990a). Comparison of turbulence statistics within three boreal forest canopies. *Boundary-Layer Meteorology*, 51 :99–121. 83, 84
- Amiro, B. (1990b). Drag coefficients and turbulence spectra within three boreal forest canopies. *Boundary-Layer Meteorology*, 52 :227–246. 80, 81
- Aylor, D. (1982). Modeling spore liberated in a barley crop. *Agricultural Meteorology*, 26 :215–219. 16, 17, 19, 23, 24, 26, 28, 29, 134
- Aylor, D. et Ferrandino, F. (1989). Dispersion of spores released from a elevated line source in a wheat canopy. *Boundary-Layer Meteorology*, 46 :251–273. 93
- Aylor, D. et Flesch, T. (2001). Estimating spore release using a lagrangian stochastic simulation model. *Journal of Applied Meteorology*, 40 :1196–1207. 100
- Bache, D. (1979a). Particle transport within plant canopies - i.a framework for analysis. *Atmospheric Environment*, 13 :1257–1262. 19, 23
- Bache, D. (1979b). Particle transport within plant canopies - ii.prediction of deposition velocities. *Atmospheric Environment*, 13 :1681–1687. 31
- Bache, D. (1981). Analysing particulate deposition to plant canopies. *Atmospheric Environment*, 15 :1759–1761. 111
- Bache, D. (1986). Momentum transfer to plant canopies : Influence of structure and variable drag. *Atmospheric Environment*, 20 :1369–1378. 81
- Baldocchi, D. et Collineau, S. (1994). The physical nature of solar radiation in heterogeneous canopies : spatial and temporal attributes. Dans Caldwell, M. et Pearcy, R., éditeurs, *Exploitation of environmental heterogeneity by plants*. Academic Press, London. 68
- Belot, Y. (1977). *Etude de la captation des polluants atmosphériques par les végétaux*. Thèse de doctorat, CEA - Rapport R-4786. 38, 57, 58, 62, 65, 72, 123, 124, 125, 131, 179
- Belot, Y., Baille, A. et Delmas, J.-L. (1976). Modèle numérique de dispersion des polluants atmosphériques en présence de couverts végétaux. application aux couverts forestiers. *Atmospheric Environment*, 10 :89–98. 17, 18, 38
- Belot, Y., Camus, H., Gauthier, D. et Caput, C. (1994). Uptake of small particles by canopies. *The Science of the Total Environment*, 157 :1–6. 18, 38, 53, 58, 59, 123, 125, 126, 127, 131, 181

- Belot, Y. et Gauthier, D. (1975). Transport of micronic particles from atmosphere to foliar surfaces. Dans *Heat and Mass transfer in the biosphere*. Scripta Book, Co., Washington D.C. 24, 31, 38, 53, 62, 65, 123, 129, 130, 132
- Beswick, K., Hargreaves, K., Gallagher, M., Choularton, T. et Fowler, D. (1991). Size-resolved measurements of cloud droplet deposition velocity to a canopy using an eddy correlation technique. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 117 :623–645. 45, 47, 48, 49, 133, 148, 149, 151, 152, 159, 173
- Blad, B. et Baker, D. (1972). Orientation and distribution of leaves within soybean canopies. *Agronomical Journal*, 64 :26–29. 68
- Bleyl, M. (2001). *Experimentelle Bestimmung der Depositionsgeschwindigkeit Luftgetragener Partikel mit Hilfe der Eddy-Kovarianzmethode über einem Fichtenaltbestand im Solling*. Thèse de doctorat, Georg-August-Universität, Göttingen. 44, 45, 46, 153, 159, 173, 176
- Bondiatti, E., Hoffman, F. et Larsson, I. (1984). Air to vegetation transfer rates of natural submicron aerosols. *Journal of Environmental Radioactivity*, 1 :5–27. 35
- Brooks, S., Wise, M., Cushing, M. et Tolbert, M. (2002). Deliquescence behavior of organic / ammonium sulfate aerosol. *Geophysical Research Letters*, 29 :1917. 198
- Brunet, Y., Finnigan, J. et Raupach, M. (1994). A wind tunnel study of air flow in waving wheat : Single point velocity statistics. *Boundary-Layer Meteorology*, 70 :95–132. 76, 80, 81, 83, 84
- Bunzl, K. et Schimmack, W. (1989). Interception and retention of chernobyl-derived <sup>134</sup>cs, <sup>137</sup>cs and <sup>106</sup>ru in a spruce stand. *The Science of the Total Environment*, 78 :77–87. 35, 36
- Businger, J. (1986). Estimation of the accuracy with which dry deposition can be measured with current micrometeorological techniques. *Journal of Climate and Applied Meteorology*, 25 :1100–1124. 42, 44, 76, 163
- Businger, J., Wyngaard, J., Izumi, K. et Bradley, E. (1971). Flux profile relationships in the atmospheric surface layer. *Journal of Atmospheric Sciences*, 28 :181–189. 196
- Buzorius, G., Rannik, ., Mäkelä, J., Vesala, T. et Kulmala, M. (1998). Vertical aerosol particle fluxes measured by eddy covariance technique using condensational particle counter. *Journal of Aerosol Science*, 29 :157–171. 44
- Buzorius, G., Rannik, ., Mäkelä, J., Vesala, T. et Kulmala, M. (2000). Vertical aerosol fluxes measured by eddy covariance methods and deposition of nucleation mode particles above a scots pine forest in southern finland. *Journal of Geophysical Research*, 105 :19905–19916. 173, 176
- Buzorius, G., Rannik, ., Nilsson, E., Vesala, T. et Kulmala, M. (2003). Analysis of measurement techniques to determine dry deposition velocities of aerosol particles with diameters less than 100 nm. *Journal of Aerosol Science*, 34 :747–764. 18
- Calmon, P. (2003). The latest achievements on the astral post-accidental code. Dans *Off-site nuclear emergency management, International Symposium*, Salzburg, Austria. 13

- Cambray, R., Cawse, P., Garland, J., Gibson, J., Johnson, P., Lewis, G., Newton, D., Salmon, L. et Wade, B. (1987). Observations on radioactivity from the chernobyl accident. *Nuclear Energy*, 6 :77–101. 35, 36
- Campbell, G. (1986). Extinction coefficients for radiation in plant canopies calculated using an ellipsoidal inclination angle distribution. *Agricultural and Forest Meteorology*, 36 :317–321. 68
- Campbell, G. (1990). Derivation of an angle density function for canopies with ellipsoidal leaf angle distributions. *Agricultural and Forest Meteorology*, 49 :173–176. 68
- Carl, M., Tarbell, T. et Panofsky, H. (1973). Profiles of wind and temperature from towers over homogeneous terrain. *Journal of Atmospheric Sciences*, 30 :788–794. 196
- Cellier, P. (1986). On the validity of flux-gradient above very rough surfaces. *Boundary-Layer Meteorology*, 36 :417–419. 75
- Cellier, P. et Brunet, Y. (1992). Flux-gradient relationships above tall plant canopies. *Agricultural and Forest Meteorology*, 58 :93–117. 73, 75
- Chamberlain, A. (1953). Aspects of the deposition of aerosol and vapor clouds. Rapport technique, A.E.R.E. HP/R 1261. 37, 39
- Chamberlain, A. (1966). Transport of gases to and from grass and grass-like surfaces. *Proc. R. Soc. Lond.*, A.290 :236–265. 136
- Chamberlain, A. (1967). Transport of lycopodium spores and other small particles to rough surfaces. *Proceedings of the Royal Society London*, 296A :45–70. 12, 21, 25, 31, 37, 39, 40, 41, 133, 135, 136, 138, 139, 140, 142, 144, 146, 147, 159, 169, 170, 171, 178
- Chamberlain, A. (1974). Mass transfer to bean leaves. *Boundary-Layer Meteorology*, 6 :477–486. 55, 56, 58
- Chamberlain, A. (1975). The movement of particles in plant canopies. Dans Monteith, J., éditeur, *Vegetation and the Atmosphere*, volume 1, pages 155–228. Academic Press, London. 182
- Chamberlain, A. (1991). *Radioactive aerosols*. Environmental chemistry series 3. Cambridge. 12, 53, 87, 93, 103, 136, 142
- Chamberlain, A. et Chadwick, R. (1953). Deposition of airborne radio-iodine vapor. *Nucleonics*, 8 :22–25. 17, 182
- Chamberlain, A. et Chadwick, R. (1972). Deposition of spores and other particles on vegetation and soils. *Ann. Appl. Biol.*, 71 :141–158. 37, 39, 40
- Chamberlain, A. et Little, P. (1980). Transport and capture of particles by vegetation. Dans *Plants and their atmospheric environment*. Blackwell, Oxford. 38, 62, 123, 132
- Chen, J.-M., Ibbetson, A. et Mifflord, J. (1988a). Boundary-layer resistance of artificial leaves in turbulent air - 1 : Leaves parallel to mean flow. *Boundary-Layer Meteorology*, 45 :137–156. 54, 55, 104

- Chen, J.-M., Ibbetson, A. et Mifflord, J. (1988b). Boundary-layer resistance of artificial leaves in turbulent air - 2 : Leaves inclined to the mean flow. *Boundary-Layer Meteorology*, 45 :371–390. 56, 104
- Cionco, R. (1972). A wind profile index for canopy flow. *Boundary-Layer Meteorology*, 3 :255–263. 82
- Clough, W. (1975). The deposit of particles on moss and grass surfaces. *Atmospheric Environment*, 9 :1113–1119. 37, 39, 40
- Comolet, R. (1982). *Mécanique Expérimentale des Fluides (3rd Edition)*. Masson, Paris. 105
- Coppin, P., Raupach, M. et Legg, B. (1986). Experiments on scalar dispersion within a model plant canopy - part 2 : An elevated plane source. *Boundary-Layer Meteorology*, 35 :167–191. 80
- Corssin, S. (1974). Limitations of gradient transport models in random walks and turbulence. *Advanced Geophysics*, 18A :25–60. 81
- Cowan, I. (1968). Mass, heat and momentum exchange between stands of plants and their atmospheric environment. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 94 :318–332. 82
- Davidson, C. et Friedlander, S. (1978). A filtration model for aerosol dry deposition : application to trace metal deposition from the atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, 83 :2343–2352. 20, 21, 22, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 172, 173, 175
- Davidson, C., Lindberg, S. E., Schmidt, J., Cartwright, L. et Landis, L. (1985). Dry deposition of sulfate onto surrogate surfaces. *Journal of Geophysical Research*, 90 :2123–2130. 34
- Davidson, C., Miller, J. et Pleskow, M. (1982). The influence of surface structure on predicted particle dry deposition to natural grass canopies. *Water, Air and Soil Pollution*, 18 :25–43. 17, 18
- Davies, C., éditeur (1966). *Aerosol Science*. Academic Press, London. 49
- De Moor, G. (1978). *Les théories de la turbulence dans la couche limite atmosphérique*. Etablissement d'études et de recherches météorologiques. 74
- De Wit, C. (1965). Photosynthesis of leaf canopies. agricultural research report 663. Rapport technique, Centre for Agriculture Publication and Documentation. 67
- Denmead, O. (1964). Evaporation sources and apparent diffusivities in a forest canopy. *Journal of Applied Meteorology*, 3 :383–389. 92
- Denmead, O. et Bradley, E. (1985). Flux-gradient relationships in a forest canopy. Dans Hutchinson, B. et Hicks, B. B., éditeurs, *The Forest-Atmosphere Interaction*, pages 421–442. D. Reidel Publishing Company, Dordrecht. 92
- Denmead, O. et Bradley, E. (1987). On scalar transport in plant canopies. *Irrig. Sci.*, 8 :131–149. 81

- Devell, L., Tovedal, H., Bergström, U., Appelgren, A., Chyssler, J. et Andersson, L. (1986). Initial observations of fallout from the reactor accident at chernobyl. *Nature*, 321 :192–193. 11, 35
- Doran, J. et Droppo, J. (1983). Profiles of elements in the surface boundary layer. Dans Pruppacher, H., Semonin, R. et Slinn, W., éditeurs, *Precipitation scavenging, dry deposition and resuspension*, volume 2, pages 1003–1012. Elsevier, Amsterdam. 43
- Dyers, A. (1965). The flux-gradient relation for turbulent heat transfer in the lower atmosphere. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 91 :151–157. 196
- Eckert, E. et Drake, R. j. (1959). *Heat and Mass Transfer*. McGraw-Hill Book Company, Inc., New York. 55, 105, 106
- El Bakkali, Y. (1991). *Mise au point d'un analyseur pour la mesure rapide des fluctuations de l'aérosol atmosphérique*. Thèse de doctorat, U.P.S., Toulouse. 153, 155
- Erisman, J. (1993). Acid deposition onto nature areas in the nederlands - part 1 : Methods and results. *Water Air Soil Pollution*, 71 :51–80. 12
- Erisman, J., Draaijers, G., Duyzer, J., Hofschreuder, P., van Leeuwen, N., Römer, F., Ruijgrok, W. et Wyers, G. (1997). The aerosol project : Introduction and some background information. *Atmospheric Environment*, 31 :315–319. 27, 172
- Everett, R., Hicks, B. B., Berg, W. et Winchester, J. (1979). An analysis of particulate sulphur and lead gradient data collected at argonne national laboratory. *Atmospheric Environment*, 13 :931–934. 42, 43
- Fairall, C. (1984). Interpretation of eddy correlation measurements of particulate deposition and aerosol flux. *Atmospheric Environment*, 18 :1329–1337. 47
- Fan, F. et Ahmadi, G. (1993). A sublayer model for turbulent deposition of particles in vertical ducts with smooth and rough surfaces. *Journal of Aerosol Science*, 24 :45. 15
- Fernandez de la Mora, F. et Friedlander, S. (1982). Aerosol and gaz deposition of particles to fully rough surfaces. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 26 :1725–1735. 98, 120
- Finnigan, J. (1985). Turbulence transport in flexible plant canopies. Dans Hutchinson, B., éditeur, *The Forest - Atmosphere Interaction*, pages 443–485. D. Reidel Publishing Co, Dordrecht-Boston-Lancaster. 77, 78
- Finnigan, J. (2000). Turbulence in plant canopies. *Annual Review Fluid Mechanics*, 32 :519–571. 76, 77, 78, 79, 118
- Fontan, J., Lopez, A., Lamaud, E. et Druilhet, A. (1997). Vertical flux measurements of the submicronic aerosol particles and parametrisation of the dry deposition velocity. Dans Slanina, S., éditeur, *Biosphere-atmosphere exchange of pollutants and trace substances.*, pages 381–390. Springer-Verlag, Heidelberg. 47, 157
- Ford, E. (1982). Influence of canopy structure on the pattern of rainfall distribution to the floor of a sitka spruce plantation. *Journal of Applied Ecology*, 15 :807–819. 149

- Foudhil, H. (2002). *Développement d'un modèle numérique de dispersion atmosphérique de particules à l'échelle d'un paysage hétérogène*. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux 1, Bordeaux. 12, 87
- Fowler, D., Erisman, J., Duyzer, J., Sutton, M. A., Pilegaard, K. et Tuovinen, J.-P. (2002). Progress in understanding deposition processes. Dans Midgley, P. et Reuther, M., éditeurs, *Eurotrac-2 Symposium 2002*. Margraf Verlag, Weikersheim. 35, 36
- Friedlander, S. (1977). *Smoke, Dust and Haze : Fundamentals of aerosol behavior*. John Wiley, New York. 21
- Friedlander, S. (2000). *Smoke, Dust, and Haze : Fundamentals of Aerosol Dynamics - Second Edition*. Oxford University Press, London. 25, 60, 88, 117, 121
- Friedlander, S. et Johnstone, H. (1957). Deposition of suspended particles from turbulent gas streams. *Ind. Engng. Chem.*, 49 :1151–1156. 90, 118
- Fuchs, N. (1964). *The mechanics of Aerosols*. Pergamon Press, New York. 22, 59, 61, 88, 90, 93, 94, 120, 121
- Gallagher, M., Beswick, K. et Choularton, T. (1992). Measurement and modelling of cloud water to a snow-covered forest canopy. *Atmospheric Environment*, 26A :2893–2903. 45, 47, 49, 51
- Gallagher, M., Beswick, K., Duyzer, J., Westrate, H., Choularton, T. et Hummelshoj, P. (1997a). Measurements of aerosol fluxes to speulder forest using a micrometeorological technique. *Atmospheric Environment*, 31 :359–373. 44, 45, 46, 153, 173
- Gallagher, M., Fontan, J., Wyers, G., Ruijgrok, W., Duyzer, J., Hummelshoj, P., Pilegaard, K. et Fowler, D. (1997b). Atmospheric particles and their interaction with natural surfaces. Dans Slanina, S., éditeur, *Biosphere-atmosphere exchange of pollutants and trace substances. Transport of pollutants in the troposphere*, pages 45–92. Springer-Verlag, Heidelberg. 12, 15, 33, 159
- Gallagher, M., Nemitz, E., Dorsey, J., Fowler, D., Sutton, M., Flynn, M. et Duyzer, J. (2002). Measurements and parametrizations of small aerosol deposition velocities to grassland, arable crops, and forest : Influence of surface roughness lenght on deposition. *Journal of Geophysical Research*, 107(D12). 45
- Gallagher, W., Choularton, T., Morse, A. et Fowler, D. (1988). Measurements of the size dependence of cloud droplet deposition at a hill site. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 114 :1291–1303. 42, 43
- Gardiner, B. (1994). Wind and wind forces in a plantation spruce forest. *Boundary-Layer Meteorology*, 67 :161–186. 83, 84
- Garland, J. (2001). On the size dependence of particle deposition. *Water Air Soil Pollution : Focus*, 1 :323–332. 12, 33, 41, 43
- Garland, J. et Cox, L. (1982). Deposition of small particles to grass. *Atmospheric Environment*, 16 :2699–2702. 42, 43
- Garratt, J. (1980). Surface influence upon vertical profiles in the atmospheric near surface layer. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 106 :803–819. 75, 76

- Gauthier, D. (1971). Captation des particules submicroniques par des collecteurs plans - essais en soufflerie. Rapport technique, CEA - R - 4260. 58, 123, 125
- Gillette, D. (1972). A study of ageing of lead aerosols - 1 and 2. *Atmospheric Environment*, 6 :443–462. 57
- Godet, J.-D. (1991). *Arbres et arbustes aux quatre saisons, 2d edition*. Delachaux et Niestlé, Lonay-Paris. 126, 129, 155
- Goel, N. et Strebel, D. (1984). Simple beta distribution representation of leaf orientation in vegetation canopies. *Agronomy Journal*, 76 :800–802. 68
- Grace, J. (1978). The turbulent boundary layer over a flapping populus leaf. *Plant, Cell and Environment*, 1 :35–38. 54
- Grace, J. et Wilson, J. (1976). The boundary layer of a populus leaf. *Experimental Botany*, 22(97) :231–241. 54, 55, 58
- Graf, W. et Altinakar, M. (1995). *Hydrodynamique : une introduction*. Presses Polytechniques et Universitaires Romandes. 105
- Graustein, W. et Turekian, K. (1983). Pb-210 as a tracer of the deposition of sub-micron aerosols. Dans Pruppacher, H., Semonin, R. et Slinn, W., éditeurs, *Precipitation scavenging, dry deposition and resuspension*, volume 2, pages 825–833. Elsevier, Amsterdam. 35, 36
- Gregory, P., Longhurst, T. et Sreeramulu, T. (1961). Dispersion and deposition of airborne lycopodium and ganoderma spores. *Ann. Appl. Biol.*, 49 :645–658. 37
- Gregory, P. et Stedman, O. (1953). Deposition of air-borne lycopodium spores on plane surfaces. *Ann. Appl. Biol.*, 40 :651. 23, 60
- Halldin, S. (1985). Leaf and bark area distribution in a pine forest. Dans Hutchinson, B. et Hicks, B. B., éditeurs, *The Forest-Atmosphere Interaction*, pages 39–58. D. Reidel Publishing Company. 65, 72
- Haseba, T. (1981). Boundary-layer transfer coefficient for an oscillating plant leaf model in still and laminar flow. *Memoirs of the College of Agricultur, Ehime University*, 26 :51–65. 56
- Höfken, K. et Gravenhorst, G. (1981). Untersuchung über die deposition atmosphärischer aerosols am buchen- und fichten wald. Rapport technique Berichte im Auftrag des Umweltbundesamtes, Forschungsprojekt 104 02 600, Eigenverlag des Universität für Meteorologie und Geophysik, Franckfurt/ Main, 208. 34
- Höfken, K., Meixner, F. et Ehhalt, D. (1983). Deposition of atmospheric trace constituents onto different natural surfaces. Dans Pruppacher, H., Semonin, R. et Slinn, W., éditeurs, *Precipitation scavenging, dry deposition and resuspension*, volume 2, pages 825–833. Elsevier, Amsterdam. 41
- Hicks, B. B., Matt, D., McMillen, R., Womack, J., Wesely, M. L., Hart, R., Cook, D., Lindberg, S. E., de Pena, R. et Thomson, D. (1989). A field investigation of sulfate fluxes to deciduous forest. *Journal of Geophysical Research*, 94 :13003–13011. 45, 46, 47



- Hicks, B. B., Wesely, M. L., Coulter, R., Hart, R., Speer, R. et Stedman, D. (1983). An experimental study of sulphur deposition to grassland. Dans Pruppacher, H., Semonin, R. et Slinn, W., éditeurs, *Precipitation scavenging, dry deposition and resuspension*, volume 2, pages 933–942. Elsevier, Amsterdam. 45
- Hicks, B. B., Wesely, M. L., Durham, J. et Brown, M. (1982). Some direct measurements of atmospheric sulphur fluxes over a pine plantation. *Atmospheric Environment*, 16 :2899–2903. 44, 45, 46
- Hilpert, R. (1933). Wärmeabgabe von geheizten drahten und rohren im luftstrom. *Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens*, 4 :215–224. 105
- Hinds, W. (1999). *Aerosol Technology : Properties, Behavior, and Measurement of Airborne Particles*. John Wiley and Sons. 121
- Hinze, J. (1975). *Turbulence, 2nd Ed.* McGraw-Hill. 89, 93
- Hofschreuder, P., Römer, F., Leeuwen, N. et van Arends, B. (1997). Deposition of aerosols on speulder forest : Accumulation experiments. *Atmospheric Environment*, 31 :351–357. 34
- Ibrahim, M., Barrie, L. et Fanaki, F. (1983). An experimental and theoretical investigation of the dry deposition of particles to snow, pine trees and artificial collectors. *Atmospheric Environment*, 17 :781–788. 37, 39
- Ingham, D., Hildyard, L. et Hildyard, M. (1990). On the critical stokes' number for particle transport in potential and viscous flows near bluff bodies. *Journal of Aerosol Science*, 21 :935–946. 61
- Inoue, E. (1963). On the turbulent structure of airflow within crop canopies. *Journal of Agricultural and Meteorological Society of Japan*, 11 :18–22. 82, 84, 85
- Jarvis, P., James, G. et Landsberg, J. (1976). Coniferous forests. Dans Monteith, J., éditeur, *Vegetation and the Atmosphere*, pages 171–240. Academic Press, London. 28, 75
- Jost, D., Gäggeler, H. et Baltenspenger, U. (1986). Chernobyl fallout in size-fractionated aerosol. *Nature*, 324 :22–23. 11, 35
- Joutsenoja, T. (1992). Measurements of aerosol deposition to a cereal crop. Dans Choulaton, T., éditeur, *Measurements and modelling of gases and aerosols to complex terrain*. Nat. Envir. Res. Counc., UK. 45
- Kaimal, J. et Finnigan, J. (1994). Flow over plant canopies. Dans *Atmospheric Boundary Layer Flows*, pages 66–108. Oxford University Press. 75, 76, 77, 80, 81, 82, 195
- Kimes, D. et Kirchner, J. (1983). Diurnal variations of vegetation canopy structure. *International Journal of Remote Sensing*, 4 :257–271. 68
- Knuth, R., Knutson, E., Feely, H. et Volchok, H. (1983). Size distribution of atmospheric pb and 210-pb in rural new jersey : Implication for wet and dry deposition. Dans Pruppacher, H., Semonin, R. et Slinn, W., éditeurs, *Precipitation scavenging, dry deposition and resuspension*, volume 2, pages 1325–1334. Elsevier, Amsterdam. 35

- Konstandopoulos, A. (1990). Deposition of inhaled aerosol particles in a generation of the tracheobronchial tree. *Journal of Aerosol Science*, 21 :983–986. 88
- Kull, O., Broadmeadow, M., Kruijt, B. et Meir, P. (1999). Light distribution and foliage structure in an oak canopy. *Trees*, 14 :55–64. 68
- Lamaud, E. (1994). *Mesure et paramétrisation des flux verticaux de l'aérosol atmosphérique*. Thèse de doctorat, Laboratoire d'Aérodynamique, U.P.S., Toulouse. 153, 154, 157, 158
- Lamaud, E., Brunet, Y., Labatut, A., Lopez, A., Fontan, J. et Druilhet, A. (1994a). The landes experiment : biosphere-atmosphere exchanges of ozone and aerosol particles above a pine forest. *Journal of Geophysical Research*, 99 :16511–16521. 44, 46, 47, 48, 51, 133, 153, 158, 159, 173
- Lamaud, E., Chapuis, A., Fontan, J. et Serie, E. (1994b). Measurements and parametrization of aerosol dry deposition in a semi-arid area. *Atmospheric Environment*, 28 :2461–2472. 46, 47, 51
- Lamaud, E., Labatut, A., Fontan, J., Lopez, A., Druilhet, A. et Brunet, Y. (1994c). Biosphere atmosphere exchanges : ozone and aerosol dry deposition velocities over a pine forest. *Environmental Monitoring Assessment*, 31 :175–181. 45, 47
- Landahl, H. et Hermann, K. (1949). Sampling of liquid aerosols by wires, cylinders, and slides, and the efficiency of impaction of the droplets. *J. Coll. Sci.*, 4 :103–136. 22, 24, 59
- Landsberg, J. et Powell, D. (1973). Surface exchange characteristics of leaves subject to mutual interference. *Agricultural Meteorology*, 12 :169–184. 81
- Landsberg, J. et Thom, A. (1971). Aerodynamic properties of a plant of complex structure. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 97 :565–570. 80, 81, 82
- Langmuir, I. (1948). The production of rain by a chain reaction in cumulus clouds at temperatures above freezing. *J. Met.*, 5 :175–192. 60, 61
- Langmuir, I. et Blodgett, K. (1946). A mathematical investigation of water droplet trajectories. Rapport technique 5418, U.S. Army Air Force. 61, 111
- Legg, B. et Powell, F. (1979). Spore dispersal in barley crop : a mathematical model. *Agricultural Meteorology*, 20 :47–67. 16, 17, 18, 19, 20, 22, 23, 24, 26, 27, 28, 100, 134, 173
- Leonard, B. (1988). Simple high-accuracy resolution program for convective modelling of discontinuities. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 8 :1291–1318. 182
- Lindberg, S. E. et Lovett, G. (1983). Application of surrogate surface and leaf extraction methods to estimation of dry deposition to plant canopies. Dans Pruppacher, H., Semonin, R. et Slinn, W., éditeurs, *Precipitation scavenging, dry deposition and resuspension*, volume 2, pages 837–848. Elsevier, Amsterdam. 34
- Little, P. (1977). Deposition of 2,75, 5 and 8  $\mu\text{m}$  particles to plant and soil surfaces. *Environmental Pollution*, 12 :293–305. 31, 38, 53, 62, 123

- Little, P. et Wiffen, R. (1977). Emission and deposition of petrol engine exhaust pb - 1. deposition of exhaust pb to plant and soil surfaces. *Atmospheric Environment*, 11 :437–447. 23, 24, 31, 34, 36, 38, 39, 53, 57, 58, 123
- Liu, B. et Agarwal, J. (1974). Experimental observation of aerosol deposition in turbulent flow. *Journal of Aerosol Science*, 5 :145–155. 48, 118, 119
- Lorenz, R. et Murphy, J. (1989). Dry deposition of particles to a pine plantation. *Boundary-Layer Meteorology*, 46 :355–366. 42, 43, 173
- Lovett, G. (1984). Rates and mechanisms of cloud water deposition to a subalpine basalm fir forest. *Atmospheric Environment*, 18 :361–371. 181
- MacMahon, T. et Denisot, P. (1979). Empirical atmospheric deposition - a survey. *Atmospheric Environment*, 13 :571–585. 33
- Massman, W. (1982). Foliar distribution in old-growth coniferous tree canopies. *Canadian journal of Forest Research*, 12 :10–17. 72
- Maxey, M. et Riley, J. (1983). Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow. *Phys. Fluids*, 26 :883. 89
- May, K. (1966). Spinning-top homogenous aerosol generator with shockproof mounting. *J. Sci. Instrum.*, 43 :841–842. 62
- May, K. et Clifford, R. (1967). The impact of aerosol particles on cylinders, spheres, ribbons and discs. *Annals of Occupational Hygiene*, 10 :83–95. 23, 24, 60, 111
- McCartney, H. et Aylor, D. (1987). Relative contribution of sedimentation and impaction to deposition of particles in a crop canopy. *Agricultural and Forest Meteorology*, 40 :343–358. 93
- Müller, H. et Pröhl, G. (1993). Ecosys-87 : A dynamical model assessing radiological consequences of nuclear accidents. *Health Physic*, 64(3) :232–249. 12, 13
- Monin, A. S. et Obukhov, A. (1954). Basic laws of turbulent mixing in the ground layer of the atmosphere. *Trans. Geophys. Inst. Akad., Nauk, URSS*, 151 :163–187. 73, 195
- Monin, A. S. et Yaglom, A. M. (1981). *Statistical Fluid Mechanics : Mechanics of Turbulence*, volume 1. The MIT press, Cambridge, Massachussetts London, England. 17
- Monteith, J. et Unsworth, M. (1990). *Principles of Environmental Physics*, E. Arnold ed. 71, 106
- Mourlon, C. et Calmon, P. (2002). Equations et paramètres du logiciel astral v.2.0. Rapport technique DPRE/SERLAB/02-29, IRSN. 13
- Murphy, D., Thompson, D. et Mahoney, M. (1998). In-situ measurements of organics, meteoric material, mercury and other elements in aerosols at 5 to 19 kilometers. *Science*, 282 :1664–1669. 198
- Nemitz, E., Gallagher, M., Duyzer, J. et Fowler, D. (2002). Micrometeorological measurements of particle deposition velocities to moorland vegetation. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, (128) :2281–2300. 18, 45, 48, 51, 169

- Neumann, H. et Den Hartog, G. (1985). Eddy correlation measurements of atmospheric fluxes of ozone, sulphur and particulates during the champaign intercomparaison study. *Journal of Geophysical Research*, 90 :2097–2110. 44, 45, 47
- Nho-Kim, E.-Y., Michou, M. et Peuch, V.-H. (2004). Parametrization of size-dependent particle dry deposition velocity for global modeling. *Atmospheric Environment*, 38(1933-1942). 19
- Nicholson, K. (1988). The dry deposition of small particles. a review of experimental measurements. *Atmospheric Environment*, 22 :2653–2666. 33, 43
- Nicholson, K. et Davies, T. (1987). Field measurements of the dry deposition of particulate sulphate. *Atmospheric Environment*, 21 :1561–1571. 42, 43
- Nikuradse, J. (1933). Strömungsgesetze in rauhen rohren, forschungshefte 361. Rapport technique 1292, NACA. 15
- Norman, J. et Campbell, G. (1989). Canopy structure. Dans Pearcy, R., Ehleringer, J., Mooney, H. et Rundel, P., éditeurs, *Plant Physiological Ecology : Field Methods and Instrumentation*, pages 301–325. Chapman and Hall, London, UK. 68
- Norman, J. et Jarvis, P. (1974). Photosynthesis in sitka spruce (*picea sitchensis* [bong.] carr.). *Journal of Applied Ecology*, 11 :375–398. 149
- Ogorodnikov, B., Budyka, A. et Skitovitch, V. (1994). Radioactive aerosols near chernobyl in 1986-1992. *Journal of Aerosol Science*, 25(1) :269–270. 11, 35
- Ould-Dada, Z. (2002). Dry deposition profile of small particles within a model spruce canopy. *The Science of the Total Environment*, 286 :83–96. 37, 39
- Panofsky, H. et Dutton, J. (1984). *Atmospheric turbulence*. John Wiley and sons, New York. 73, 74, 75, 154, 195, 196
- Papavergos, P. et Hedley, A. (1984). Particle deposition behaviour from turbulent flows. *Chemical Engineering Research and Design*, 62 :275–293. 48, 118, 119
- Parker, G. (1995). Structure and microclimate of forest canopies. Dans Lowman, M. et N. Nadkarni, e., éditeurs, *Forest canopies : a review of research on a biological frontier*. Academic Press, San Diego, CA. 71
- Parkhurst, D., Duncan, P., Gates, D. et Kreith, F. (1968). Wind tunnel modeling of convection of heat between air and broad leaves of plants. *Agricultural Meteorology*, 5 :33–47. 65
- Parnas, R. et Friedlander, S. (1984). Particle deposition by diffusion and interception from boundary layer flows. *Aerosol Science and Technology*, 3 :3–8. 121
- Paw U, K. (1983). The rebound of particles from natural surfaces. *Journal of colloid Interface Science*, 93 :442–452. 25
- Paw U, K. et Braaten, D. (1992). Experimental evidence of the importance of rebound in net deposition of particles. *Aerosol Science and Technology*, 17 :278–288. 25, 178
- Peters, K. et Eiden, R. (1992). Modelling the dry deposition velocity of aerosol particles to a spruce forest. *Atmospheric Environment*, 26A(14) :2555–2564. 17, 23, 31, 82, 111

- Petroff, A. (2003). Un outil de simulation du dépôt sec d'aérosols sur un couvert végétal : Présentation et premiers tests. Rapport technique DPRE/SERLAB/03-11, IRSN, Cadarache, St Paul lez Durance. 27, 183, 185
- Petroff, A. (2004). Mechanistic study of aerosol dry deposition on vegetated canopies. *Journal de Physique IV (to be published)*. Proceedings of ECORAD 2004, 6-10 Sept. 2004 (Aix en Provence). 27, 135, 199
- Petroff, A. et Mailliat, A. (2003). Etude phénoménologique du dépôt sec d'aérosols sur un couvert végétal. Dans *Les actes du 19 ième congrès français sur les aérosols, 10-11 déc 2003*, Paris, INA. 199
- Pich, J. (1966). Theory of aerosol filtration. Dans Davies, C., éditeur, *Aerosol science*, pages 223–238. Academic Press, London. 20, 21, 174
- Pilegraad, K., Hummelshoj, P., Jensen, N. et Kristensen, L. (1997). Measurements of fluxes of particles, ozone, nitrogen oxides and carbon dioxide to coniferous and deciduous forests. Dans Slanina, S., éditeur, *Biosphere-atmosphere exchange of pollutants and trace substances*. Springer-Verlag, Heidelberg. 43
- Polhausen, E. (1921). Des wärmentausch zwischen festen körper und flüssigkeiten mit reibung und kleiner wärmeleitung. *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik*, 1 :115–121. 55
- Porté, A., Bosc, A., Champion, I. et Loustau, D. (2000). Estimating the foliage area of maritime pine (*pinus pinaster* aït.) branches and crowns with application to modelling the foliage area distribution in the crown. *Ann. For. Sci.*, 57 :73–86. 153, 155
- Powell, R. (1940). Further experiments on evaporation of water from saturation surfaces. *Transactions of the Institute of Chemical Engineers*, 18 :36–55. 56, 106
- Prandtl, L. (1925). Bericht über untersuchungen zur ausgebildeten turbulenz. *Zs. Angew. Math. Mech.*, 22(5) :241–243. 74
- Ranz, W. et Wong, J. (1952). Impaction of dust and smoke particles on surface and body collectors. *Ind. Eng. Chem.*, 44 :1371. 60
- Rapp, G. (1970). Convective mass transfer and the coefficient of evaporative heat loss from human skin. Dans Hardy, J., Gagge, A. et Stolwiyk, J., éditeurs, *Physiological and behavioural temperature regulation*. C.C.Thomas, Illinois. 106
- Raupach, M., Antonia, R. et Rajagopalan, S. (1991). Rough-wall turbulent boundary layers. *Applied Mechanics Reviews*, 44(1) :1–24. 15, 73, 75, 76
- Raupach, M., Coppin, P. et Legg, A. (1986). Experiments on scalar dispersion within a model plant canopy. part i : The turbulence structure. *Boundary-Layer Meteorology*, 35 :21–52. 77, 79, 83, 84, 87, 92
- Raupach, M., Finnigan, J. et Brunet, Y. (1996). Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies : The mixing-layer analogy. *Boundary-Layer Meteorology*, 78 :351–382. 75, 76, 81, 83, 84, 149, 164
- Raupach, M. et Shaw, R. (1982). Averaging procedures for flow within vegetation canopies. *Boundary-Layer Meteorology*, 22 :79–90. 77

- Raupach, M. et Thom, A. (1981). Turbulence in and above plant canopies. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 13 :97–129. 70, 80, 81, 82
- Raupach, M., Thom, A. et Edwards, I. (1980). A wind-tunnel study of turbulent flow close to regularly arrayed rough surfaces. *Boundary-Layer Meteorology*, 18 :373–397. 75
- Renoux, A. et Boulaud, D. (1998). *Les aérosols. Physique et métrologie*. Lavoisier, TEC et DOC. London. 11
- Richtmyer, R. et Morton, K. (1967). *Difference methods for initial-value problems*. Interscience, New York. 184
- Roed, J. (1987). Dry deposition in rural and in urban areas in Denmark. *Radiation Protection Dosimetry*, 21 :33–36. 35, 36
- Rosinski, J. et Nagamoto, C. (1965). Particle deposition on and reentrainment from coniferous trees. part i - experiments with trees. *Kolloid Zeitschrift*, 204 :111–119. 37
- Ross, J. (1981). *The radiation regime and architecture of plant stands*. Junk, W., The Netherlands. 67
- Ruijgrok, W., Davidson, C. et Nicholson, K. (1995). Dry deposition of particles. implications and recommendations for mapping of deposition over Europe. *Tellus*, 47(B) :587–601. 12, 15, 31, 154
- Ruijgrok, W., Tieben, H. et Eisinga, P. (1997). The dry deposition of particles to a forest canopy : a comparison of model and experimental results. *Atmospheric Environment*, 31 :399–415. 15, 18, 169
- Saldo, V. (1996). *Etude du dépôt turbulent dans des conduites en écoulement fortement turbulent*. Thèse de doctorat, Aix-Marseille I. 48, 118
- Schlichting, H. (1968). *Boundary layer theory*. New York. 54, 55, 121
- Schuepp, P. (1993). Leaf boundary layers. *New Phytologist*, 125 :477–507. 55, 56, 104
- Schwendiman, L. et Postma, A. (1962). Turbulent deposition in sampling lines. Rapport technique Tech. Inf. Div. TID-7628, USAEC. 118
- Scurlock, J., Asner, G. et Gower, S. (2001). Worldwide historical estimates of leaf area index, 1932-2000. Rapport technique ORNL/TM-2001/268, Environmental Sciences division, Oak Ridge National Laboratory. 71
- Seginer, I., Mulhearn, P., Bradley, E. et Finnigan, J. (1976). Turbulent flow in a model plant canopy. *Boundary-Layer Meteorology*, 10. 81, 83, 84
- Sehmel, G. (1968). Aerosol deposition from turbulent airstreams in vertical conduits. Rapport technique BNWL-578, Battelle Northwest Lab., Washington, USA. 118
- Sehmel, G. (1973). Particle eddy diffusivity and deposition velocities for isothermal flow and smooth surfaces. *Journal of Aerosol Science*, 4 :125–138. 49
- Sehmel, G. (1980). Particle and gas dry deposition : a review. *Atmospheric Environment*, 14 :983–1011. 33

- Seinfeld, J. et Pandis, S. (1998). *Atmospheric Chemistry and Physics*. Wiley, New York. 197, 198
- Shaw, R. et Pereira, A. (1982). Aerodynamic roughness of plant canopies : A numerical experience. *Agric. Forest. Meteo.*, 26 :51–65. 75
- Shaw, R., Silversides, R. et Thurtell, G. (1974). Some observations of turbulence and turbulent transport within and above plant canopies. *Boundary-Layer Meteorology*, 5 :429–449. 83, 84
- Shuttleworth, W. (1989). Micrometeorology of temperate and tropical forest. *phil. Trans. R. Soc. London B.*, 324 :299–334. 76
- Sievering, H. (1982a). Impact of particle characterization in confounding reported deposition velocities. *Atmospheric Environment*, 16 :1785–1794. 42
- Sievering, H. (1982b). Profile measurement of particle dry deposition velocities at an air-land interface. *Atmospheric Environment*, 16 :301–306. 42, 43
- Sievering, H. (1983). Eddy flux and profile measurements of small particle dry deposition at the boulder atmospheric observatory. Dans Pruppacher, H., Semonin, R. et Slinn, W., éditeurs, *Precipitation scavenging, dry deposition and resuspension*, volume 2, pages 1361–1416. Elsevier, Amsterdam. 44, 45
- Sievering, H. (1986). Gradient measurements of sulfur and soil mass dry deposition velocity at an air-land interface. *Atmospheric Environment*, 20 :341–345. 42, 43
- Sievering, H. (1987). Small particle dry deposition under high wind speed conditions : eddy flux measurements at the boulder atmospheric observatory. *Atmospheric Environment*, 21 :2179–2185. 45, 46
- Slinn, W. (1982). Prediction for particle deposition to vegetative canopies. *Atmospheric Environment*, 16 :1785–1794. 12, 17, 18, 19, 20, 21, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 154, 169, 170, 171, 172, 173, 175, 176, 179
- Soo, S., Tien, C. et Kadambi, V. (1959). Determination of turbulence characteristics of solid particles in a two-phase stream by optical cross-correlation. *Rev. Sci. Instr.*, 30 :821. 93
- Stanhill, G. (1969). A simple instrument for the field measurement of turbulent diffusion flux. *Journal of Applied Meteorology*, 8 :509. 75
- Starr, J. (1967). Inertial impaction of particles upon bodies of simple geometry. *Annals of Occupational Hygiene*, 10 :349–361. 60, 112
- Stenberg, P. (1996). Simulations of the effects of shoot structure and orientation on vertical gradients in intercepted light by conifer canopies. *Tree Physiology*, 16 :99–108. 68
- Stewart, J. et Thom, A. (1973). Energy budgets in pine forest. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 99 :154–170. 81
- Stier, J. et Quinten, M. (1998). Simple refractive index correction for the optical particle counter pcs 2000 by palas. *Journal of Aerosol Science*, 29 :223–225. 44

- Strebel, D., Goel, N. et Ranson, K. (1985). Two-dimensional leaf orientation distributions. *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, GE-23 5 :640–647. 67
- Stull, R. (1999). *An introduction to Boundary-Layer Meteorology*. Atmospheric Science Library. 73
- Sutton, M., Milford, C., Nemitz, E., Theobald, M., Hill, P., Fowler, D., Schjoerring, J., Mattsson, M., Nielsen, K., Husted, S., Erisman, J., Otjes, R., Hensen, A., Mosquera, J., Cellier, P., Loubet, B., David, M., Gernemont, S., Neftel, A., Blatter, A., Herrmann, B., Jones, S., Horvath, L., Führer, E., Mantzanas, K., Koukoura, Z., Gallagher, M., Williams, P., Flynn, M. et Riedo, M. (2001). Biosphere-atmosphere interactions of ammonia with grasslands : Experimental strategy and results from a new european initiative. *Plant and soil*, 228 :131–145. 45
- Tadaki, Y. (1977). Some discussions on the leaf biomass of forest stands and trees. *Tokyo For. Exp. Bull.*, 184 :135–161. 71
- Tang, I. et Munkelwitz, H. (1994). Water activities, densities, and refractives indices of aqueous sulfates and sodium nitrates droplets of atmospheric importance. *Journal of Geophysical Research*, 99 :18801–18808. 198
- Tchen, C. (1947). *Mean value and correlation problems connected with the motion of small particles suspended in a turbulent fluid*. Thèse de doctorat, Delft University, Netherland. 89, 93
- Thom, A. (1968). The exchange of momentum, mass and heat between an artificial leaf and airflow in a wind tunnel. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 94 :44–55. 80
- Thom, A. (1971). Momentum absorption by vegetation. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 97 :414–428. 75, 80, 81
- Thom, A. (1975). Momentum, mass and heat exchange of plant communities. Dans Monteith, J., éditeur, *Vegetation and the Atmosphere*, volume 1, pages 57–109. Academic Press, London. 76, 80, 81
- Thom, A., Stewart, J., Oliver, H. et Gash, J. (1975). Comparison of aerodynamic and energy budget estimates of fluxes over a pine forest. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 101(93-105). 75
- Thorpe, M. et Butler, D. (1977). Heat transfer coefficients for leaves on orchard apple trees. *Boundary-Layer Meteorology*, 12 :61–73. 65
- Tu, J. (2000). Numerical investigation of particulate flow behavior in particle-wall impaction. *Aerosol Science and Technology*, 32 :509–526. 94
- Uchijima, Z. et Wright, J. (1964). An experimental study of air-flow in a corn plant air layer. *Bull. Nat. Inst. Agr. Sci., Serie A.*, 11 :19–66. 72
- Uijtewaal, W. et Oliemans, R. (1996). Particle dispersion and deposition in direct numerical and large eddy simulations of vertical pipe flows. *Phys. Fluids*, 8 :2590–2604. 93
- Underwood, B. (1987). Dry deposition to a uniform canopy evaluation of a first-order-closure mathematical model. *Atmospheric Environment*, 21 :1573–1585. 81, 92



- Van Aalst, R. (1986). Dry deposition of aerosol particles. Dans Lee, D., Schneider, T., Grant, L. et Verkerk, P., éditeurs, *Aerosols*, pages 933–949. Lewis Publ., Chelsea (MI). 15
- Van De Griend, A. et Van Boxel, J. (1989). Water and surface energy balance model with a multi-layer canopy representation for remote sensing purposes. *Water Resources Research*, 25(5) :949–971. 75
- Vandenberg, J. et Knoerr, K. (1985). Comparison of surrogate surface techniques for estimation of sulfate dry deposition. *Atmospheric Environment*, 19 :627–635. 34
- Waraghai, A. et Gravenhorst, G. (1989). Dry deposition of atmospheric particles to an old spruce stand. Dans Georgii, H.-W., éditeur, *Mechanisms and effects of pollutant-transfer into forests*, pages 77–86. Kluwer Academic Publishers. 34, 36
- Webb, S., Pearman, G. et Leunig, R. (1980). Correction of flux measurements for density effects due to heat and vapor transfer. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 106 :85–100. 41
- Wells, A. et Chamberlain, A. (1967). Transport of small particles to vertical surfaces. *Br. J. Appl. Phys.*, 18 :1793–1799. 118
- Wesely, M. L., Cook, D. et Hart, R. (1983a). Fluxes of gases and particles above a deciduous forest in winter time. *Boundary-Layer Meteorology*, 27 :237–255. 45, 46, 51
- Wesely, M. L., Cook, D., Hart, R., Hicks, B. B., Durham, J., Speer, R., Stedman, O. et Tropp, R. (1983b). Eddy correlation measurements of the dry deposition of particulate sulphur and submicron particles. Dans Pruppacher, H., Semonin, R. et Slinn, W., éditeurs, *Precipitation scavenging, dry deposition and resuspension*, volume 2, pages 943–952. Elsevier, Amsterdam. 45
- Wesely, M. L., Cook, D., Hart, R. et Speer, R. (1985). Measurements and parametrization of particulate sulfur dry deposition over grass. *Journal of Geophysical Research*, 90 :2131–2143. 15, 45, 46, 47, 48
- Wesely, M. L., Cook, D., Hart, R., Speer, R., Nicholson, K. et Davies, T. (1988). Field measurements of the dry deposition of particulate sulphur - discussion. *Atmospheric Environment*, 22 :198–199. 42
- Wesely, M. L. et Hicks, B. B. (2000). A review of the current status of knowledge on dry deposition. *Atmospheric Environment*, 34 :2261–2282. 12, 25
- Wesely, M. L., Hicks, B. B., Dunnerick, W., Frissela, S. et Husar, R. (1977). An eddy correlation measurement of particulate deposition in the atmosphere. *Atmospheric Environment*, 11 :561–563. 44, 45, 46, 51
- Wexler, A. et Seinfeld, J. H. (1991). Second-generation inorganic aerosol model. *Atmospheric Environment*, 25A :2731–2748. 198
- Wilson, N. et Shaw, R. (1977). A higher order closure model for canopy flow. *Journal of Applied Meteorology*, 16 :1197–1205. 77
- Wiman, B. et Agren, G. (1985). Aerosol depletion and deposition in forests-a model analysis. *Atmospheric Environment*, 19 :335–347. 17, 18, 20, 21, 23, 24, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 173, 174

- Wood, N. (1981). A simple method for the calculation of turbulent deposition to smooth and rough surfaces. *Journal of aerosol Science*, 12 :275–290. 15, 49, 98, 117, 134
- Wyers, G. et Duyzer, J. (1997). Micrometeorological measurement of the dry deposition flux of sulfate and nitrate to coniferous forest. *Atmospheric Environment*, 31 :333–343. 42, 43
- Wyers, G. et Veltkamp, A. (1997). Dry deposition of pb214 to conifers. *Atmospheric Environment*, 31 :345–350. 35, 36
- Yoshioka, N., Emi, H., Kanaoka, C. et Yasunami, M. (1972). Efficiency of aerosol trapping by an isolated cylinder : gravity and inertia dominant regions. *Kagaku Kògaku*, 36 :313–319. 19
- Zhang, L., Gong, S., Padro, J. et Barrie, L. (2001). A size-segregated particle dry deposition scheme for an atmospheric aerosol module. *Atmospheric Environment*, 35(3) :549–560. 12, 18, 19, 25, 27, 28, 29, 30, 31, 173, 175, 176