

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À MONTRÉAL

DÉVELOPPEMENT D'UN MODÈLE DE  
FLUCTUATIONS DE CONCENTRATION POUR LA DISPERSION  
ATMOSPHÉRIQUE DE CONTAMINANTS

MÉMOIRE  
PRÉSENTÉ  
COMME EXIGENCE PARTIELLE  
DE LA MAÎTRISE EN SCIENCES DE L'ATMOSPHÈRE

PAR

PHILIPPE BARNÉOUD

AVRIL 2010

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À MONTRÉAL  
Service des bibliothèques

Avertissement

La diffusion de ce mémoire se fait dans le respect des droits de son auteur, qui a signé le formulaire *Autorisation de reproduire et de diffuser un travail de recherche de cycles supérieurs* (SDU-522 – Rév.01-2006). Cette autorisation stipule que «conformément à l'article 11 du Règlement no 8 des études de cycles supérieurs, [l'auteur] concède à l'Université du Québec à Montréal une licence non exclusive d'utilisation et de publication de la totalité ou d'une partie importante de [son] travail de recherche pour des fins pédagogiques et non commerciales. Plus précisément, [l'auteur] autorise l'Université du Québec à Montréal à reproduire, diffuser, prêter, distribuer ou vendre des copies de [son] travail de recherche à des fins non commerciales sur quelque support que ce soit, y compris l'Internet. Cette licence et cette autorisation n'entraînent pas une renonciation de [la] part [de l'auteur] à [ses] droits moraux ni à [ses] droits de propriété intellectuelle. Sauf entente contraire, [l'auteur] conserve la liberté de diffuser et de commercialiser ou non ce travail dont [il] possède un exemplaire.»

## REMERCIEMENTS

Je tiens premièrement à remercier mon directeur de recherche Dr. Enrico Torlaschi pour ses précieux conseils, son discernement, sa disponibilité ainsi que la confiance qu'il m'a témoignée tout au long de la réalisation du projet. Je remercie également mon codirecteur de recherche, Dr. Richard Leduc de l'Université Laval, pour sa patience, ses conseils, sa rigueur scientifique ainsi que pour les discussions toujours passionnantes que nous avons eues, notamment celles concernant l'aspect philosophique des particules lagrangiennes. Mes remerciements tout particuliers au Dr. Pasquale Franzese de l'Université George Mason (Virginie, É.-U.) qui m'a éclairé sur plusieurs aspects de son modèle de fluctuations de concentration, ce qui m'a permis d'avancer dans la compréhension de la turbulence atmosphérique. Merci également au Dr. Mark Hibberd du CSIRO (Australie) pour m'avoir fourni ses mesures de dispersion réalisées dans un réservoir d'eau saline dans des conditions convectives ainsi que pour la documentation et les explications données. Finalement et non les moindres, je n'oublie pas mes parents, Marie-Eve et mes amis pour leurs encouragements répétés qui m'ont insufflé courage et motivation afin de mener à terme ce projet.

## ACKNOWLEDGMENTS

At first, I would like to thank my research director Dr. Enrico Torlaschi for his valuable advices, discernment, availability and for the trust he showed me throughout the project. I also thank my research co-director Dr. Richard Leduc of Laval University for his patience, advices, his scientific rigor and for the exciting discussions we had, precisely concerning the philosophical aspect of Lagrangian particles. Special thanks to Dr. Pasquale Franzese of George Mason University (Virginia, USA) who has enlightened me on several aspects of his fluctuation concentration dispersion model, which allowed me to advance in the understanding of atmospheric turbulence. Thanks to Dr. Mark Hibberd of CSIRO (Australia) for providing me his dataset of dispersion measures that were carried in a water tank in convective conditions and also for his explanations and documentation. Finally, my parents, Marie-Eve and my friends were deeply appreciated for their constant and inspiring encouragement.

## TABLE DES MATIÈRES

<b>LISTE DES FIGURES</b> .....	vii
<b>LISTE DES TABLEAUX</b> .....	xiii
<b>LISTE DES ABRÉVIATIONS, SIGLES ET ACRONYMES</b> .....	xv
<b>LISTE DES SYMBOLES</b> .....	xvii
<b>RÉSUMÉ</b> .....	xxi
<b>ABSTRACT</b> .....	xxiii
<b>INTRODUCTION</b> .....	1
<b>CHAPITRE I</b>	
<b>TURBULENCE DANS LA COUCHE LIMITE PLANÉTAIRE</b> .....	9
1.1 Définitions préliminaires .....	9
1.2 Théorie de la similarité.....	11
1.2.1 Profils verticaux de vent et de température .....	14
1.2.2 Énergie cinétique turbulente et taux de dissipation .....	16
1.3 Effets du régime de stabilité sur la dispersion atmosphérique.....	17
<b>CHAPITRE II</b>	
<b>APPROCHES DE MODÉLISATION DES FLUCTUATIONS DE CONCENTRATION</b> .....	23
2.1 Paramètres influençant les FC .....	23
2.1.1 Période de moyennage.....	23
2.1.2 Distance ou temps de transport.....	25
2.1.3 Caractéristiques des sources émettrices.....	27
2.2 Revue des approches de modélisation des FC.....	28
2.3 Choix d'orientation dans la modélisation des FC.....	31
<b>CHAPITRE III</b>	
<b>DÉVELOPPEMENT DU MODÈLE DE FLUCTUATIONS DE CONCENTRATION</b> .....	41
3.1 Formulation mathématique générale et organigramme du modèle.....	41
3.2 Dispersion verticale en conditions neutres et stables.....	42
3.3 Dispersion verticale en conditions convectives .....	44

3.3.1	FDP des positions verticales des centroïdes .....	48
3.4	Paramétrages du modèle .....	50
3.4.1	Fluctuations turbulentes du vent .....	50
3.4.2	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente .....	52
3.4.3	Intensité relative des fluctuations de concentration .....	54
3.4.3.1	Conditions neutres et stables .....	55
3.4.3.2	Conditions convectives.....	57
3.4.4	Coefficients de dispersion.....	58
3.4.4.1	Conditions neutres et stables .....	58
3.4.4.2	Conditions convectives.....	59
<b>CHAPITRE IV</b>		
<b>SIMULATIONS RÉALISÉES AVEC LE MODÈLE DE FLUCTUATIONS DE</b>		
<b>CONCENTRATION .....</b>		<b>67</b>
4.1	Programmation numérique du modèle.....	67
4.2	Conditions neutres et stables.....	67
4.3	Conditions convectives .....	71
<b>CONCLUSION.....</b>		<b>85</b>
<b>APPENDICE A.....</b>		<b>93</b>
<b>RÉFÉRENCES.....</b>		<b>101</b>

## LISTE DES FIGURES

1	Spectre d'énergie du vent horizontal mesuré à une hauteur de 100 m provenant du laboratoire national de Brookhaven. La représentativité statistique est montrée par les intervalles de confiance à 95%. (Adaptée de Van der Hoven, 1957.) .....	8
2	Série temporelle de concentration avec identification des concentrations moyenne et seuil.....	8
3	Fonctions de similarité des gradients verticaux (a) $\phi_m$ de vent et (b) $\phi_h$ de température. Les profils verticaux adimensionnels (c) du vent et (d) de la température potentielle sont tracés dans la couche de surface ( $h = 0,1 z_i$ ) pour des conditions représentatives de la couche limite convective (CLC), neutre (CLN) et stable (CLS). .....	19
4	Spectre d'énergie cinétique turbulente de Kolmogorov où l'énergie $E(k)$ du mode de Fourier $k$ est tracée en fonction de ce dernier. (Tirée de Dubrulle et Laval, 2005). .....	19
5	Profils schématisés de panaches provenant de sources ponctuelles élevées selon la stabilité atmosphérique (profil vertical, latéral et série temporelle de mesure de concentration au sol). Les profils sont schématisés pour (a) des conditions neutres (b) stables et (c) convectives. (D'après Schulze et Turner, 1993.) .....	20
6	Dispersion de contaminants en conditions convectives : (a) panache instantané sous l'action des poussées successives vers le haut et le bas et moyenne d'ensemble (USEPA, 1994a) ; (b) moyennes d'ensembles de panaches relâchés à trois différentes hauteurs ( $z/z_i = 0,2, 0,5$ et $0,85$ ) et exemple d'une trajectoire individuelle de panache relâché à $z/z_i = 0,5$ ; l'axe des $x$ est représenté par le temps adimensionnel $t_* = t z_i/w_*$ (Dosio, 2005). .....	21
7	Séries temporelles de concentration enregistrées à une fréquence de 10 Hz à partir d'un capteur situé sous le vent d'une source d'émission continue. La série (a) provient de mesures réalisées à 80 m et (b) à 620 m de la source. Les séries (c) et (d) correspondent respectivement à des moyennes mobiles sur 1 et 10s de la série (a). La concentration moyenne $\langle c \rangle$ et les intervalles par rapport à l'écart type $\sigma_c$ sont indiqués. (Adaptée de Mylne et Mason, 1991.) .....	35
8	Relation entre les temps de moyennage et les pointes de concentration à partir des données extraites de la Figure 7. ....	36

9	Variation de l'intensité des concentrations ( $I = \sigma_c / \langle c \rangle$ ) en fonction du temps de moyennage. (D'après Mylne et Mason, 1991.).....	36
10	Analyse d'images vidéo pour des essais fumigènes réalisés dans une soufflerie. La source est située sur des maquettes de bâtiments. Deux types de bâtiments ont été testés : avec un rapport de hauteur/largeur de 3 (images (a), (b), (c)) et un rapport largeur/hauteur de 3 (images (d), (e), (f)). Les images (a), (b), (d) et (e) représentent des instantanés des concentrations (1/30 s) tandis que les images (c) et (f) représentent une moyenne des concentrations sur 1 minute. (D'après Lee et Call, 1988.).....	37
11	Schématisation conceptuelle de la dispersion d'un panache dans l'atmosphère. (Tirée de Davidson et al., 1995.).....	37
12	Variation de l'intensité des fluctuations en fonction de la distance de la source normalisée par $T/t_L = \varepsilon x / U \sigma^2$ . $\Delta$ - Sirhowy Valley (neutre); $\nabla$ -Sirhowy Valley (convectif); $\sqcup$ - Fens (neutre); $\diamond$ -Fens (neutre, émission de surface) $\square$ -Fackrell et Robins (soufflerie). (D'après Mylne et Mason, 1991.).....	38
13	Séries temporelles de concentration provenant de mesures en soufflerie pour (a) une source surfacique au sol et (b) une source ponctuelle élevée, à une distance de 1000 m de la source dans une atmosphère de stabilité neutre. (D'après Best, Lunney et Killip, 2001).....	38
14	Profils longitudinaux des fluctuations de concentration en fonction de la distance normalisée pour trois diamètres de source. Résultats provenant des essais en soufflerie de Fackrell et Robins (1982) et rapportés dans Wilson (1995).....	39
15	Vues schématisées de modèles de panaches en régime permanent et fluctuants : (a) modèle à bouffées sphériques superposées, (b) modèle de dispersion de disques, (c) panache réel, considéré comme une superposition de bouffées élémentaires et (d) modèle de panache fluctuant avec dispersion des disques. (Tirée de Gifford, 1959).....	39
16	Organigramme simplifié du modèle de fluctuations de concentration avec les principaux éléments et paramètres retenus selon le régime de stabilité atmosphérique.....	40
17	Comparaison de l'intégration numérique des trois formulations (Tableau 2) du terme vertical pour le calcul des concentrations moyennes avec la solution analytique : (a) hauteur de la source $h_e = 0,5H$ et (b) $h_e = 0,001H$ . .....	62

18	Mesures expérimentales des fluctuations turbulentes du vent : (a) mesures au niveau du sol (2 m) provenant de Flesch et al. (2004) et (b) profils verticaux des fluctuations du vent en conditions convectives (Dosio, Vila-Guerau de Arellano et Holtslag 2003). .....	62
19	Comparaison des formulations de Rodean (1996) et Flesch et al. (2004) pour le paramétrage des fluctuations turbulentes du vent : (a) conditions neutres (L= 1000 m), (b) conditions stables (L=10 m) et (c) conditions convectives (L= -10 m). .....	63
20	Comparaison des profils verticaux du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente $\varepsilon$ selon différents paramétrages : (a) conditions neutres (L=1000 m, $u_* = 0,4\text{ms}^{-1}$ , H= 800 m), (b) conditions stables (L= 50m, $u_* = 0,2\text{ms}^{-1}$ , H= 126 m), (c) conditions convectives (L= -50m, $u_* = 0,2\text{m s}^{-1}$ , H= 1000 m). .....	64
21	Profils longitudinaux des fluctuations de concentration selon le modèle de Wilson (1995) présentés à la Figure 14 et reproduits dans le cadre du présent projet à l'échelle atmosphérique ( $u_* = 0,9 \text{ ms}^{-1}$ , L = 1000 m, H = 1200 m et $h_e = 230 \text{ m}$ ). .....	64
22	Variation de $i_{cr}$ en fonction de la distance : (a) profil longitudinal déterminé pour les trois cas de la Figure 21 à partir de l'éq. (2.89) et (b) profil de $i_{cr}$ déduit en conditions convectives, où $T = t w_*/H$ (Luhar et al., 2000). .....	65
23	Modélisation de l'intensité relative maximale des fluctuations de concentration en fonction de la stabilité atmosphérique (H = 1200 m, $h_e = 230 \text{ m}$ , $d_0 = 3\text{m}$ ). .....	65
24	Coefficient de dispersion relative adimensionnel $\sigma_z/H$ en fonction du temps adimensionnel ( $t_* = H/w_*$ ) provenant des mesures expérimentales en réservoir d'eau de Hibberd (2000) pour des hauteurs de source $h_e = 0,10H, 0,25H$ et $0,42H$ . .....	66
25	Résultats en conditions neutres (L= 1000 m, $u_* = 0,5 \text{ ms}^{-1}$ ) pour une source (diamètre de 1 m ou $0,001H$ ) et des récepteurs situés à $z = 0,4H$ : (a) coefficients de dispersion latérale et verticale, (b) isoplèthes du log des concentrations moyennes adimensionnelles $\Lambda = (\langle c \rangle uH^2/Q)$ , (c) profil de $\Lambda$ dans le centre du panache, (d) isoplèthes des intensités de fluctuations $i_c$ , profils (e) central et (f) latéraux de $i_c$ . .....	74
26	Résultats en conditions neutres (L= 1000 m, $u_* = 0,5 \text{ ms}^{-1}$ ) pour une source (diamètre de 1 m ou $0,001H$ ) située à $h_e = 0,2H$ et des récepteurs à $z_r = 0,08H$ : (a) coefficients de dispersion latérale et verticale, (b) isoplèthes du log des concentrations moyennes adimensionnelles $\Lambda =$	

	( $\langle c \rangle uH^2/Q$ ), (c) profil de $\Lambda$ dans le centre du panache, (d) isoplèthes des intensités de fluctuations $i_c$ , profils (e) central et (f) latéraux de $i_c$ . .... 75
27	Résultats en conditions stables ( $L= 50$ m, $u_* = 0,15$ ms <sup>-1</sup> ) pour une source (diamètre de 1 m ou 0,009H) et des récepteurs situés à $z = 0,4H$ : (a) coefficients de dispersion latérale et verticale, (b) isoplèthes du log des concentrations moyennes adimensionnelles $\Lambda = (\langle c \rangle uH^2/Q)$ , (c) profil de $\Lambda$ dans le centre du panache, (d) isoplèthes des intensités de fluctuations $i_c$ , profils (e) central et (f) latéraux de $i_c$ . .... 76
28	Résultats en conditions stables ( $L= 50$ m, $u_* = 0,15$ ms <sup>-1</sup> ) pour une source (diamètre de 1 m ou 0,009H) située à $h_e = 0,2H$ et des récepteurs à $z_r = 0,08H$ : (a) coefficients de dispersion latérale et verticale, (b) isoplèthes du log des concentrations moyennes adimensionnelles $\Lambda = (\langle c \rangle uH^2/Q)$ , (c) profil de $\Lambda$ dans le centre du panache, (d) isoplèthes des intensités de fluctuations $i_c$ , profils (e) central et (f) latéraux de $i_c$ . .... 77
29	Influence de la taille de la source sur les intensités des fluctuations en conditions neutres ( $L = 1000$ m) à la hauteur de la source ( $h_e = z_r = 0.4H$ ) : (a) profils longitudinaux à $y = 0$ et (b) latéraux à une distance $x/H = 5$ . .... 78
30	Profils latéraux des intensités de fluctuations de concentration provenant d'expériences réalisées en canal hydrodynamique (Yee et Wilson, 2000). .... 78
31	Simulations de trajectoires de centroïdes $z_m$ (200 particules) en conditions convectives ( $w_* = 1,4$ ms <sup>-1</sup> ) pour trois hauteurs de source : (a) $h_e = 0,1H$ , (b) $h_e = 0,5H$ et (c) $h_e = 0,9H$ . Les lignes rouges représentent les moyennes d'ensembles des trajectoires. .... 79
32	Distributions verticales correspondantes aux simulations présentées à la Figure 31 à différentes valeurs de $x/H$ . Les lignes rouges représentent les FDP $p_{z_m}$ estimées à l'aide de la méthode de Parzen. .... 81
33	Résultats en conditions convectives ( $w_* = 1,1$ ms <sup>-1</sup> ) pour une source (diamètre de 3 m ou 0,003H) et des récepteurs situés à $z = 0,4H$ : (a) trajectoires des centroïdes $z_m$ (200 premières particules), (b) isoplèthes du log des concentrations moyennes adimensionnelles $\Lambda = (\langle c \rangle uH^2/Q)$ , (c) profil de $\Lambda$ dans le centre du panache, (d) isoplèthes des intensités de fluctuations $i_c$ , profils (e) central et (f) latéraux de $i_c$ . .... 82
34	Résultats en conditions convectives ( $w_* = 1,1$ ms <sup>-1</sup> ) pour une source (diamètre de 1 m ou 0,009H) située à $h_e = 0,22H$ et des récepteurs à $z_r = 0,08H$ : (a) trajectoires des centroïdes $z_m$ (200 premières particules), (b) isoplèthes du log des concentrations moyennes adimensionnelles $\Lambda =$

- ( $\langle c \rangle u H^2 / Q$ ), (c) profil de  $\Lambda$  dans le centre du panache, (d) isoplèthes des intensités de fluctuations  $i_c$ , profils (e) central et (f) latéraux de  $i_c$ . ..... 83
- 35 Exemples de résultats de modélisation en conditions convectives : (a) trajectoires des centroïdes de 100 particules libérées à une hauteur de source  $h_e = 0,24H$  (Luhar et al., 2000), (b) isoplèthes de concentration moyenne adimensionnelle  $\langle c \rangle u H^2 / Q$ , (c) isoplèthes d'intensité de fluctuations de concentration  $i_c$  et (d) profil longitudinal de  $i_c$  à des récepteurs situés à  $z_r = 0,08H$  pour une source de diamètre  $\sigma_0 = 0,003H$  et de hauteur  $h_e = 0,22H$  (Franzese, 2003). ..... 84

## LISTE DES TABLEAUX

1	Tableau comparatif des approches de modélisation des fluctuations de concentration et des effets et facteurs pris en compte.....	32
2	Formulation des FDP du terme vertical en conditions neutres et stables.....	43
3	Paramétrages des moments de la vitesse verticale totale et du centroïde d'après Franzese (2003).....	48
4	Revue des paramétrages du profil vertical du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente selon les régimes de turbulence atmosphérique.....	54

## LISTE DES ABRÉVIATIONS, SIGLES ET ACRONYMES

ADMS	Atmospheric Dispersion Modelling System
AERMOD	American Meteorological Society/Environmental Protection Agency Regulatory Model
BLP	Buoyant Line and Point Source Model
CERC	Cambridge Environmental Research Consultants
CFD	Computational Fluid Dynamics
CHRONOS	Canadian Hemispheric and Regional Ozone and NO <sub>x</sub> System
CLC	Couche limite convective
DEGADIS	Dense Gas Dispersion Model
ECT	Énergie cinétique turbulente
FC	Fluctuations de concentration
FDP	Fonction de densité de probabilité
IEMC	Interaction par échange avec la moyenne conditionnelle
MFN	Modèle de mécanique des fluides numériques
MLS	Modèle lagrangien stochastique
NASA	National Aeronautics and Space Administration
OCD	Offshore and Coastal Dispersion Model
TSMO	Théorie de la similarité de Monin-Obukhov
USEPA	United States Environmental Protection Agency

## LISTE DES SYMBOLES

$a_m$	Accélération verticale déterministe du centroïde ( $\text{m s}^{-2}$ )
$b_u, b_v, b_w$	Coefficients des fluctuations turbulentes du vent (-)
$c$	Concentration d'un contaminant atmosphérique ( $\text{g m}^{-3}$ )
$c^n$	$n^{\text{ième}}$ moment de la concentration d'un contaminant atmosphérique ( $\text{g}^n \text{m}^{-3n}$ )
$c_r^n$	$n^{\text{ième}}$ moment de la concentration relative au centroïde ( $\text{g}^n \text{m}^{-3n}$ )
$c_p$	Chaleur spécifique de l'air ( $1004 \text{ J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$ )
$C_m, C_p$	Concentration moyenne et pointe de concentration ( $\text{g m}^{-3}$ )
$C_0$	Constante de Kolmogorov (-)
$C_r, C_{yr}, C_{zr}$	Constante de Richardson-Obukhov et ses composantes latérale et verticale (-)
$d$	Dimension du panache (m)
$d_p, d_a$	Dimensions caractéristiques du panache et de la turbulence (m)
$ECT$	Énergie cinétique turbulente ( $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ )
$E(X^n)$	Moments statistiques de la loi de distribution log-normale (-)
$\hat{f}_n$	Estimateur non-paramétrique de la méthode de Parzen
$g$	Constante gravitationnelle ( $9,81 \text{ m s}^{-2}$ )
$h_e$	Hauteur effective d'une source émettrice (m)
$H$	Flux de chaleur sensible ( $\text{W m}^{-2}$ )
$H$	Hauteur de mélange (m)
$i_c$	Intensité des fluctuations de concentration (-)
$i_{cr}$	Intensité des fluctuations relatives de concentration (-)
$k$	Constante de von Karman (0,4)

$k$	Nombre d'onde (-)
$K\{x\}$	Fonction noyau de la méthode de Parzen
$L$	Longueur de Monin-Obukhov (m)
$L_e$	Longueur d'échelle de la turbulente dans un référentiel eulérien (m)
$L_v$	Longueur d'échelle eulérienne de la vitesse du vent transversal (m)
$p(c; x, y, z)$	FDP de la concentration $c$ au point $x, y, z$ (-)
$p_{cr}$	FDP de la concentration $c$ au point $x, y, z$ , relative par rapport à la position du centroïde (-)
$p_m$	FDP de la position du centroïde d'un nuage instantané (-)
$p_{ym}, p_{zm}$	FDP de la position latérale et verticale du centroïde (-)
$p_{yr}, p_{zr}$	FDP de la position latérale et verticale des positions moyennes par rapport au centroïde d'un nuage instantané (-)
$P_m$	Fonction eulérienne de densité dans l'espace $z-w$ de la localisation du centroïde
$P_z$	Terme de dispersion verticale (-)
$Q$	Débit de contaminant émis dans l'atmosphère par une source ( $\text{g s}^{-1}$ )
$\overline{r^2}$	Vecteur de séparation ( $\text{m}^2$ )
$t$	Temps (s)
$t_m, t_p$	Période de moyennage et d'évaluation de la pointe de concentration (s)
$t_s$	Temps initial de dispersion (s)
$t_*$	Temps adimensionnel (-)
$T$	Température (K)
$T_L$	Échelle intégrale lagrangienne de temps (s)
$T_{L,v}, T_{L,w}$	Composantes latérale et verticale de l'échelle intégrale lagrangienne de temps (s)
$T_{zm}$	Échelle verticale intégrale lagrangienne de temps du centroïde (s)
$u, v, w$	Composantes longitudinale, latérale et verticale de la vitesse du vent ( $\text{m s}^{-1}$ )

$u_{\Delta}, u_z$	Vitesse de séparation et du barycentre dans un système lagrangien à deux particules (m)
$u_*$	Vitesse de friction ( $\text{m s}^{-1}$ )
$x_m, y_m, z_m$	Positions dans un référentiel cartésien du centroïde d'un nuage instantané (m)
$X$	Variable adimensionnelle de distance en conditions convectives (-)
$w_m$	Vitesse verticale du centroïde par serpentement ( $\text{m s}^{-1}$ )
$w_*$	Échelle de vitesse convective ( $\text{m s}^{-1}$ )
$z_i$	Hauteur de la couche limite convective (m)
$z_0$	Longueur de rugosité (m)
$\gamma$	Facteur d'intermittence (-)
$\Gamma$	Gradient vertical de température ( $\text{K m}^{-1}$ )
$\Gamma()$	Fonction de probabilité Gamma
$\varepsilon$	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ( $\text{m}^2 \text{s}^{-3}$ )
$\zeta$	Hauteur normalisée par la longueur de Monin-Obukhov (-)
$\theta_v$	Température virtuelle potentielle (K)
$\Lambda$	Concentration moyenne adimensionnelle (-)
$\nu_c$	Coefficient de diffusion moléculaire ( $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ )
$\rho$	Masse volumique ( $\text{kg m}^{-3}$ )
$\sigma_0$	Diamètre de la source (m)
$\sigma, \sigma_m, \sigma_r$	Coefficients de dispersion totale, de serpentement et de dispersion relative (m)
$\sigma_c$	Écart-type des fluctuations de concentration ( $\text{g m}^{-3}$ )
$\sigma_{cr}$	Écart-type des fluctuations relatives de concentration ( $\text{g m}^{-3}$ )
$\sigma_e$	Dimension effective du panache (m)
$\sigma_u, \sigma_v, \sigma_w$	Composantes longitudinale, latérale et verticale des fluctuations turbulentes du vent ( $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ )

$\sigma_y, \sigma_z$	Coefficients totaux de dispersion latérale et verticale (m)
$\sigma_{ym}, \sigma_{zm}$	Coefficients latéral et vertical de serpentelement du panache (m)
$\sigma_{yr}, \sigma_{zr}$	Coefficients latéral et vertical de dispersion relative (m)
$\tau_{ij}$	Contrainte de Reynolds dans la direction $i$ agissant sur une surface perpendiculaire à $j$ ( $\text{kg m}^{-1}\text{s}^{-2}$ )
$\phi_h$	Gradient vertical adimensionnel de température potentielle (-)
$\phi_m$	Fonction du cisaillement adimensionnel du vent (-)
$\phi_w$	Fonction des fluctuations turbulentes verticales du vent (-)
$\psi_0$	Rapport pointe sur moyenne des concentrations (-)
$\psi_h$	Fonction de similarité de $\phi_h$ (-)
$\psi_m$	Fonction de similarité de $\phi_m$ (-)

## RÉSUMÉ

L'évaluation des conséquences environnementales des rejets de polluants atmosphériques est notamment possible grâce à l'utilisation de modèles numériques. Des modèles de dispersion spécifiques simulent les processus atmosphériques caractéristiques des échelles étudiées. Afin de représenter la dispersion de contaminants sur de très courtes périodes, soit de l'ordre de quelques secondes, des modèles de fluctuations de concentration (FC) sont nécessaires. La caractérisation des FC est essentielle pour des applications telles que l'évaluation en air ambiant de la toxicité, inflammabilité et explosibilité de gaz ainsi que l'identification de nuisances olfactives.

Ce projet traite du développement d'un modèle de FC. Les facteurs influençant les FC sont discutés, soit la période de moyennage, la stabilité atmosphérique, le temps de transport ainsi que les caractéristiques des sources émettrices. Une revue de la littérature des approches de modélisation des FC a permis de comparer les avantages et inconvénients de chacune en vue de sélectionner la plus adéquate. L'approche consistant à séparer la dispersion du panache en une composante de serpentement et de dispersion relative a été retenue. Le modèle a été développé pour qu'il s'applique à l'ensemble des régimes de turbulence atmosphérique. Une méthode basée sur une approche gaussienne a été développée afin de représenter les FC en conditions neutres et stables. Dans le cas de conditions convectives où les fluctuations verticales du vent sont asymétriques et le profil vertical de dispersion est non-gaussien, l'emploi d'un modèle lagrangien stochastique permet de simuler les trajectoires des centroïdes du panache mus par serpentement. On a également identifié des paramétrages représentant les profils verticaux des fluctuations turbulentes tridimensionnelles du vent, du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente et des coefficients de dispersion. Un paramétrage a été développé afin de simuler les intensités relatives des FC en conditions neutres et stables.

Les simulations réalisées avec le modèle développé montrent des comportements similaires aux résultats expérimentaux et aux autres modèles de FC. En effet, les intensités des FC, définies comme l'écart-type des FC sur la concentration moyenne, sont maximales près de la source et diminuent selon la distance dû à l'homogénéisation du panache. Latéralement par rapport à la direction du vent, les intensités simulées sont minimales dans l'axe central du panache et augmentent en s'approchant des bords, ce qui concorde avec les mesures et est dû à l'effet d'entraînement par mélange du panache avec de l'air ambiant non-contaminé. Une évaluation quantitative avec des bases de données expérimentales de FC permettrait d'évaluer les performances du modèle et d'améliorer la qualité des paramétrages.

Mots clés : fluctuations de concentration, dispersion atmosphérique, turbulence, modèle lagrangien stochastique.

## ABSTRACT

Assessment of environmental impacts of air pollutants emissions is possible through the use of numerical models. Specific dispersion models simulate the atmospheric processes relevant of the studied scales. To represent dispersion of contaminants over very short periods, namely order of seconds, concentration fluctuations (CF) models are required. Characterization of CF is essential for applications such as assessment of ambient air toxicity, flammability and explosive gas as well as odor impact studies.

The main objective of this project is to develop a CF model. Factors influencing the CF, such as averaging period, atmospheric stability, transport time and emitting sources characteristics are detailed. A literature review of CF modeling approaches has been realized to compare advantages and disadvantages of each approach in order to select the most appropriate. The approach that consists in separating the dispersing plume into two components (i.e. a meandering and relative one) was chosen. The model was developed to be applicable to all atmospheric turbulence regimes. A Gaussian method has been developed to represent the CF in stable and neutral conditions. In the case of convective conditions where the vertical wind fluctuations are asymmetric and the vertical dispersion profile is non-Gaussian, we used a Lagrangian stochastic model to simulate the trajectories of the plume centroid moved by meandering. Work has been done to choose good parameterizations of vertical profiles of three-dimensional wind turbulent fluctuations, turbulent kinetic energy dissipation rate and dispersion coefficients. Moreover, a parameterization was developed to simulate the intensity of relative CF in stable and neutral conditions.

Simulations results with the proposed model showed similar behaviour compared to experimental data and other CF model results. Indeed, CF intensity peak near the source and decrease with the distance due to in-plume homogenization. In the crosswind direction, simulated intensities are minimal in the plume centreline and increase towards the plume's edges; this is consistent with measurements and is due to the mixing of the plume with uncontaminated ambient air. A quantitative evaluation with CF measurements databases would be needed for model evaluation performance and to improve parameterizations.

Keywords: Concentration fluctuations; Atmospheric dispersion modeling; Turbulence; Lagrangian stochastic model.

## INTRODUCTION

La pollution de l'air peut être définie comme une introduction dans l'atmosphère de particules, gouttelettes, gaz, composés chimiques ou matériel biologique pouvant entraîner des dommages à l'environnement naturel ou bien provoquer des nuisances à des organismes vivants. Les débuts de la pollution anthropique sont habituellement associés avec l'ère industrielle. Pourtant, la pollution de l'air provenant des activités humaines trouve ses origines bien avant les vagues d'industrialisation. Jacobson (2002) relate en effet quelques cas historiques de pollution atmosphérique datant de l'Antiquité. Par exemple, le poète romain Horace (65 av. J.-C à 8 av. J.-C) avait déjà noté l'impact dans l'atmosphère de plusieurs milliers de feux de bois ainsi que leur effet de noircissement des bâtiments. D'autres cas historiques de pollution atmosphérique ont été référencés, notamment en 1272 lorsque le roi d'Angleterre Edouard I<sup>er</sup> a banni l'usage du charbon pour contrer le ciel enfumé qui persistait à Londres (Wark, Warner et Davis, 1998). Bien qu'il y ait eu une certaine conscience à ces différentes époques quant à l'importance des émissions anthropogéniques de contaminants, la quantification de leur impact sur l'environnement demeurait chose impossible. Ce n'est qu'au cours des dernières décennies que d'énormes progrès ont été réalisés quant à la compréhension des processus atmosphériques. Des modèles mathématiques de dispersion atmosphérique ont été développés dans le but de doter les sociétés d'outils permettant de prévoir et de quantifier les impacts sur l'environnement d'émissions de polluants.

Les modèles de dispersion reproduisent les processus atmosphériques et sont pour la plupart basés sur la résolution de l'équation d'advection-diffusion. Cette dernière représente un bilan de matière effectué dans l'atmosphère sur un champ scalaire par les processus d'advection par le vent et de diffusion turbulente et moléculaire. En utilisant la décomposition de Reynolds, l'équation d'advection-diffusion est représentée sous sa notation einsteinienne par (Stull, 1988) :

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \underbrace{u_j}_{II} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} = \nu_c \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial x_j^2} + \underbrace{\dot{S}_c}_{IV} - \underbrace{\frac{\partial (\overline{u_j c'})}}_{V} \quad (0.1)$$

où le terme I représente la tendance de la concentration, le terme II décrit l'advection du traceur par le vent moyen, le terme III représente la diffusion moléculaire moyenne du traceur, le terme IV est la production du traceur dans le système étudié et le terme V représente la divergence du flux turbulent. Il est important de souligner que la contribution du terme de diffusion moléculaire peut être négligée dans la plupart des cas. En effet, la diffusion turbulente est beaucoup plus efficace que la viscosité dans les processus de mélanges atmosphériques. Les coefficients de diffusion turbulente sont de l'ordre de 0,1 à 2000 m<sup>2</sup>s<sup>-1</sup> avec des valeurs typiques de 1 à 10 m<sup>2</sup>s<sup>-1</sup> tandis que les coefficients de diffusion par viscosité sont de l'ordre de 1,5 x 10<sup>-5</sup> m<sup>2</sup>s<sup>-1</sup> (Stull, 1988). L'ordre de grandeur n'est pas la seule différence entre les deux types de diffusion : si la diffusion par viscosité est une propriété intrinsèque du fluide (dépendante de la composition chimique du fluide et de son état), la diffusion turbulente est dynamique car elle dépend de caractéristiques de l'atmosphère, principalement la stabilité atmosphérique.

Les principaux types de modèles de dispersion atmosphérique sont les modèles boîtes, eulériens, lagrangiens, gaussiens, à bouffées ainsi que les modèles de mécanique des fluides numériques. Ils sont brièvement décrits ci-après.

Modèle boîte : le modèle boîte est parmi les plus simples des modèles de dispersion atmosphérique. Il considère que le domaine de modélisation est un large volume, sous forme de boîte ou de colonne, homogène et que les émissions entrant dans ce volume se mélangent de manière instantanée et uniforme. La boîte peut être soit stationnaire afin d'étudier l'évolution des concentrations de polluants dans une ville, soit elle peut être déplacée dans le sens du vent afin de simuler l'effet de vieillissement de masses d'air. La hauteur de la boîte peut varier afin de simuler les cycles diurnes d'évolution de la hauteur de mélange. Basé sur l'équation de continuité, ce type de modèle est habituellement utilisé afin d'étudier la pollution photochimique ainsi que les réactions chimiques. Toutefois, étant donné les simplifications employées dans leur développement, les modèles de type boîte ne peuvent

servir à prévoir la qualité de l'air pour les régions présentant des émissions spatiales significativement inhomogènes.

Modèle eulérien : Dans l'approche eulérienne, un système référentiel fixe est adopté, ce qui facilite la représentation de la production/destruction de polluants ainsi que les processus de transformation. Le domaine de modélisation de la majorité des modèles eulériens est constitué de grilles définies dans un ensemble de coordonnées orthogonales pour décrire la dynamique de l'atmosphère (advection et diffusion), les émissions des sources et la production et destruction des composés chimiques étudiés. Les modèles eulériens génèrent comme résultats des champs de concentration en quatre dimensions (trois dimensions de l'espace plus le temps) pour chaque polluant étudié. Comme dans le cas des modèles de type boîte, les modèles eulériens ne peuvent résoudre les concentrations à des échelles inférieures à celle du maillage utilisé car il est considéré que les émissions sont instantanément mélangées et donc homogènes à l'intérieur des grilles. L'emploi de maillages plus fins se fait au détriment des coûts computationnels, ces derniers variant de la puissance 3 à 4 du facteur de résolution. La modélisation par grilles eulériennes est utilisée pour le transport à l'échelle régionale et continentale des espèces chimiques secondaires comme l'ozone, les dépositions acides et les particules fines. Le modèle canadien CHRONOS est un exemple de modèle eulérien.

Modèle lagrangien : un modèle lagrangien divise les émissions de contaminants en un grand nombre de petites masses ou de particules virtuelles qui sont suivies individuellement au fur et à mesure de leur déplacement dans l'atmosphère. Chaque particule est ainsi déplacée dans l'atmosphère tout en considérant les trois composantes de base du transport et de la diffusion: (1) l'advection par le vent moyen, (2) l'effet de la diffusion turbulente causée par les fluctuations aléatoires du vent (composantes tridimensionnelles) et (3) la diffusion moléculaire dans le cas où elle est significative. Contrairement au modèle eulérien, un modèle lagrangien utilise un référentiel mobile centré sur la particule. Un modèle lagrangien est peut être utilisé en mode avant (*forward*) pour évaluer l'impact de polluants dans l'environnement à des récepteurs spécifiques ou bien en mode arrière (*backward*) pour évaluer les émissions de sources à partir de mesures à des récepteurs. Il n'y a pas de distance minimale requise pour l'application du modèle et la dispersion peut être calculée

sur des distances allant de quelques mètres jusqu'à plusieurs milliers de kilomètres. Ce type de modèle peut être de plus couplé à des modèles météorologiques de champs de vent permettant ainsi la modélisation en trois dimensions de situations complexes, comme par exemple la dispersion dans les zones urbaines (effets de canyon de rue, zones de cavité et de recirculation autour de bâtiments) ainsi que dans les zones montagneuses (effets orographiques, brises de pente, de vallée, etc.). Son principal désavantage est qu'il requière beaucoup de calculs étant donné qu'il faut suivre les trajectoires de plusieurs milliers de particules afin d'obtenir des résultats statistiquement représentatifs. Les temps de simulation, qui dépendent notamment du nombre de particules simulées ainsi que de la distance de suivi des particules, sont généralement longs. Toutefois, l'augmentation constante des capacités de calculs des ordinateurs permet de diminuer la durée des simulations.

Modèle gaussien : les modèles gaussiens sont utilisés depuis une quarantaine d'années comme modèles règlementaires pour des applications en qualité de l'air. Dans ces modèles, les hypothèses simplificatrices d'homogénéité horizontale et d'invariance (régime permanent) des émissions et des conditions météorologiques sont posées, de sorte qu'une solution analytique à l'équation d'advection-diffusion est obtenue. Les calculs étant simplifiés, les temps de simulation des modèles gaussiens sont plus courts, ce qui explique leur popularité. Des distributions normales sont utilisées pour représenter la distribution des champs de concentration dans l'espace. Ces modèles performant particulièrement bien dans les conditions prescrites par les hypothèses simplificatrices mais leur application à d'autres situations ne génèrent pas de résultats fiables. Ainsi, différents types de modèles gaussiens ont été développés pour des applications spécifiques. Aux États-Unis par exemple, la USEPA a développé des paramétrages spéciaux pour les effets de bâtiments. Des modèles ont également été développés entre autres pour les sources situées en zones côtières (modèle OCD), de sources émettant des gaz lourds (modèle DEGADIS). Des modèles gaussiens de nouvelle génération ont été développés en intégrant les connaissances plus avancées sur les processus physiques atmosphériques, comme AERMOD aux États-Unis (USEPA, 2004b) ou ADMS en Europe (CERC, 2004) qui sont basés sur la théorie de la similarité pour représenter la turbulence atmosphérique.

Modèle à bouffées : Le modèle à bouffées peut être considéré comme une fusion des concepts des modèles lagrangien et gaussien. Pour les cas impliquant un haut degré de variabilité spatiale de l'écoulement, comme par exemple dans les régions montagneuses, l'hypothèse de régime permanent des conditions météorologiques (vent constant en direction et magnitude le long de la trajectoire du panache) du modèle gaussien n'est plus valide. Une solution consiste à considérer les émissions comme une suite successive de bouffées gaussiennes et les suivre dans le domaine étudié selon une approche lagrangienne. Cela permet à la bouffée d'être advectée selon les effets locaux. Les modèles à bouffées sont utilisés pour étudier le transport et la diffusion à la mésoéchelle de composés dont les transformations chimiques ou radioactives peuvent être représentées par des formules de décroissance de concentration en fonction du temps. Le modèle CALPUFF (Scire et al., 1990) représente un exemple de modèle à bouffées.

Modèle de mécanique des fluides numériques (MFN) : aussi appelés modèles CFD (*Computational Fluid Dynamics*), ils sont basés sur les trois principes fondamentaux gouvernant les aspects physiques de tout fluide : (1) la conservation de la masse, (2) la conservation de l'énergie et (3) la seconde loi de Newton. Ces principes forment les équations de Navier-Stokes qui sont des équations aux dérivées partielles non-linéaires. La résolution de ces équations fait toujours l'objet de recherches intensives. Ces modèles sont très sensibles aux conditions initiales et pour avoir des résultats justes, ils requièrent un grand nombre d'intrants qui doivent être définis de manière détaillée. Ces modèles étant très complexes, la configuration des options des modèles et des grilles de calculs nécessite une expertise particulière. De par la lourdeur des calculs, les temps de simulation sont généralement longs. De plus, une analyse critique des résultats doit être effectuée après chaque simulation afin de s'assurer de la représentativité physique des résultats. Ces modèles sont généralement employés pour étudier la dispersion lors de conditions météorologiques spécifiques. A l'instar des modèles lagrangiens, leur usage a tendance à se généraliser grâce à l'avancement des performances computationnelles des ordinateurs. On peut notamment citer le modèle FLUENT (Fluent Inc., 2001) faisant partie des modèles de MFN.

Van der Hoven (1957) a analysé le spectre d'énergie cinétique en fonction de la période des processus atmosphériques. Trois pics dominants d'énergie cinétique sont observés à différentes échelles (Figure 1). Le principal pic d'énergie est associé aux phénomènes ayant une période d'environ 100h, représenté par les systèmes transitoires à l'échelle synoptique (tempêtes, dépressions, anticyclones et fronts). Le plus faible des pics est observé pour les processus ayant une période d'environ 12h, soit ceux associés au cycle diurne. Finalement, un pic intermédiaire d'énergie cinétique est observé pour les phénomènes ayant une période représentative de quelques dizaines de secondes. Ce sont les «*eddies*» ou tourbillons générés par la turbulence atmosphérique qui sont responsables de ces fluctuations d'énergie. Il en ressort donc que l'énergie associée aux fluctuations turbulentes de l'atmosphère est significative, ce qui entraîne des variations temporelles et spatiales des champs de concentrations de polluants en air ambiant.

Les types de modèles présentés précédemment sont habituellement utilisés afin d'estimer des concentrations en air ambiant moyennées sur des périodes définies, généralement sur une base horaire, et ce sans tenir compte des fluctuations de concentration sur de courtes périodes de temps. Pour certaines applications spécifiques, l'interprétation des concentrations simulées moyennées sur base horaire doit se faire avec un regard critique comme le démontre le cas de la Figure 2. On y voit une série temporelle typique de mesures de concentration en air ambiant enregistrées sur une période d'une heure à un récepteur donné et dont les fluctuations sont le résultat de la turbulence atmosphérique. Si on considère une concentration seuil théorique à ne pas dépasser, la comparaison avec la concentration moyenne horaire simulée par le modèle n'est pas suffisante. En effet, bien que la concentration moyenne calculée soit inférieure au seuil, des pointes instantanées dépassant la concentration seuil sont néanmoins constatées à plusieurs moments durant l'heure. Cet exemple simple démontre l'importance de quantifier les fluctuations de concentrations (FC), qui est essentielle pour caractériser notamment :

- 1) l'évaluation de la toxicité environnementale: plusieurs composés chimiques (ex : monoxyde de carbone, sulfure d'hydrogène, dichlore) représentent un danger pour la santé humaine, animale ou végétale à partir de seuils spécifiques de concentration en air ambiant. Les résultats des modèles de dispersion atmosphérique étant généralement

moyennés sur une base horaire, ils sont inadéquats pour représenter les fluctuations de concentration de composés toxiques sur des périodes de quelques secondes ;

- 2) l'impact de nuisances olfactives : la fréquence de respiration est de l'ordre de 3 à 5s, de sorte que le nez peut percevoir des pointes de concentration de composés odorants se produisant à l'intérieur de très courts intervalles. Les impacts réels d'émissions olfactives par des modèles classiques de dispersion atmosphérique sont donc sous-estimés sans la considération des fluctuations de concentration ;
- 3) l'inflammabilité et explosibilité de gaz : à l'instar des composés toxiques, certains gaz deviennent inflammables ou explosifs (ex : propane, acétylène, butane, hydrogène) à partir d'une concentration critique en air ambiant. Il est donc primordial de pouvoir estimer adéquatement les concentrations maximales potentielles afin d'identifier les situations pouvant compromettre la sécurité sur des sites sensibles (ex : raffineries de pétrole, centrales nucléaires) ;
- 4) la chimie atmosphérique : les cinétiques des réactions chimiques dépendent directement des concentrations des différents composés participant aux réactions; la considération des fluctuations turbulentes de concentration en air ambiant permet donc d'obtenir une meilleure représentation des processus chimiques de l'atmosphère.

L'objectif principal de ce projet de recherche est ainsi de développer un modèle de dispersion atmosphérique permettant de simuler les fluctuations de concentration sur de courtes périodes engendrées par la turbulence atmosphérique.

Dans le premier chapitre, la notion de turbulence atmosphérique est présentée : les paramètres d'échelle de l'atmosphère turbulente ainsi que les différents régimes de stabilité atmosphérique sont introduits. Le chapitre II présente les facteurs influençant les FC de même qu'une revue comparative des différentes approches de modélisation des FC. Le chapitre III traite du développement d'un modèle de FC applicable à l'ensemble des régimes de turbulence atmosphérique ainsi que des différents paramétrages du modèle. Dans le chapitre IV, la comparaison qualitative des résultats du modèle implémenté avec des mesures expérimentales et des résultats provenant d'autres modèles de FC complète cette étude.

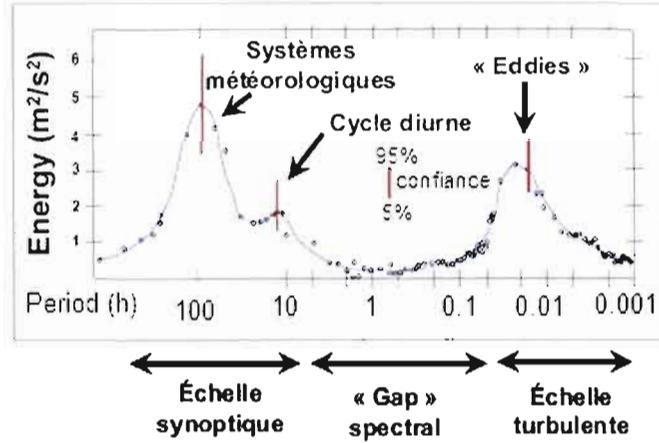


Figure 1 Spectre d'énergie du vent horizontal mesuré à une hauteur de 100 m provenant du laboratoire national de Brookhaven. La représentativité statistique est montrée par les intervalles de confiance à 95%. (Adaptée de Van der Hoven, 1957.)

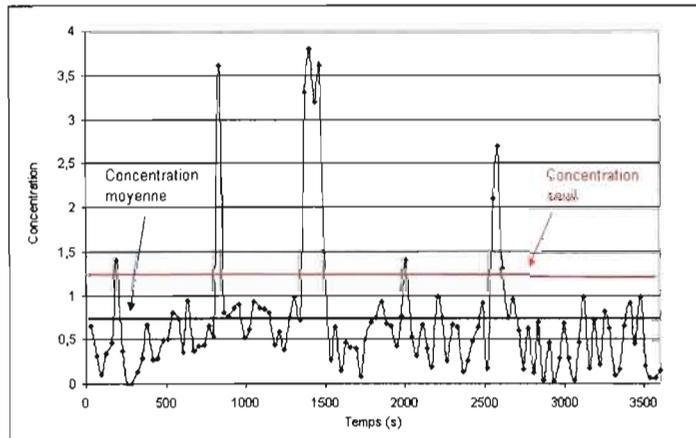


Figure 2 Série temporelle de concentration avec identification des concentrations moyenne et seuil.

## CHAPITRE I

### TURBULENCE DANS LA COUCHE LIMITE PLANÉTAIRE

#### 1.1 Définitions préliminaires

Il est nécessaire dans un premier temps d'introduire et de définir certains concepts fondamentaux appliqués à la turbulence atmosphérique et aux fluctuations de concentration.

Homogénéité : invariance des propriétés dans l'espace. Les statistiques d'un écoulement turbulent homogène sont identiques peu importe l'emplacement. Cela s'applique difficilement en pratique car, dû au forçage thermique au sol (provenant de l'énergie solaire) et du stress de surface, les statistiques d'un écoulement varient en fonction de la hauteur, rendant peu probable l'hypothèse d'homogénéité dans l'axe vertical. L'hypothèse d'homogénéité pour un écoulement turbulent s'applique davantage dans le plan horizontal à condition d'être en présence de terrain homogène (plat, même utilisation du terrain et peu d'obstacles comme par exemple les champs agricoles). Le cas contraire, la présence d'obstacles tels des bâtiments, forêts, relief vallonné, etc. peut modifier l'écoulement, rendant difficile l'application de l'hypothèse d'homogénéité sur le plan horizontal.

Isotropie : propriété pour laquelle une rotation des coordonnées spatiales d'un référentiel ne changera pas les caractéristiques d'un fluide. Appliquée à la turbulence atmosphérique, un écoulement turbulent isotrope présentera des fluctuations de vitesses  $\sigma_u$ ,  $\sigma_v$  et  $\sigma_w$  identiques. La turbulence atmosphérique dans la couche limite planétaire n'est pas strictement isotrope car les variances du vent dans le plan horizontal ne sont pas identiques -la variance longitudinale, soit dans la direction du vent, est légèrement supérieure à celle du vent latéral (Flesch et al., 2004) - et les fluctuations du vent vertical dépendent de la hauteur par rapport au sol en conditions convectives. Toutefois, les plus petites fluctuations inscrites dans des

mouvements de grande échelle peuvent être isotropes, introduisant la notion d'isotropie locale (Zannetti, 2003).

Stationnarité : propriété pour laquelle la variation d'une variable est indépendante du temps ou d'une différence de temps fixe.

Hypothèse de Taylor : aussi appelé *frozen turbulence hypothesis*, elle considère que lorsque l'ordre de grandeur de la vitesse moyenne d'un écoulement est beaucoup plus grand que celui des fluctuations turbulentes présentes dans cet écoulement, on peut poser que les changements observés en un point fixe (i.e. référentiel eulérien) dans les schémas de turbulences sont uniquement dus au transport par le vent de schémas invariants à ce point. Autrement dit, la turbulence est simplement translatée d'un point à l'autre par le vent moyen tout en considérant qu'elle n'est pas modifiée lors de son advection. Les schémas spatiaux de turbulence peuvent être caractérisés par les changements temporels de la turbulence par la simple transformation  $x = U t$  où  $x$  est la distance le long de la direction du vent,  $U$  est la vitesse moyenne du vent et  $t$  est le temps de transport. Les implications de cette hypothèse sont significatives car cela permet de caractériser la turbulence atmosphérique en des points fixes de l'espace (ex : réseaux de capteurs météorologiques). Cependant, pour être valide, son application requiert implicitement que la turbulence soit stationnaire et homogène le long du parcours du vent moyen.

Ergodicité : hypothèse fondamentale de la physique statistique, branche développée à l'origine relativement à l'étude de la cinétique des gaz, pour laquelle le comportement des systèmes macroscopiques peut être expliqué à partir des composantes microscopiques le constituant. L'hypothèse d'ergodicité stipule que la valeur moyenne d'une grandeur physique calculée de manière statistique est égale à la moyenne d'un très grand nombre de mesures prises dans le temps. Dans le cas de turbulence à la fois homogène et stationnaire, les moyennes sur le temps, l'espace, et les moyennes d'ensemble devraient donc être égales.

Moyenne d'ensemble : moyenne arithmétique d'une succession d'essais statistiquement non-corrélés.

Intensité des fluctuations ( $i_c$ ) : rapport adimensionnel de l'écart-type des fluctuations sur la concentration moyenne, soit  $\sigma_c / \langle c \rangle$ .

Intermittence ( $\gamma$ ): rapport, dans une série temporelle, entre la fréquence de concentrations non-nulles enregistrées sur le nombre total d'observations. La proportion de concentrations nulles est ainsi égale à  $(1-\gamma)$ .

## 1.2 Théorie de la similarité

Une analyse dimensionnelle par la méthode de Buckingham Pi (Stull, 1988) a permis à Monin et Obukhov (1954) de développer des paramètres d'échelle représentant les processus d'échange dans la couche de surface de la couche limite planétaire. La théorie de similarité de Monin-Obukhov (TSMO) a été le point de départ de la micrométéorologie moderne.

La turbulence atmosphérique est de deux types : mécanique i.e. provenant du stress créé par le cisaillement du vent et celle issue des forçages thermiques. Dans les cas où la turbulence est d'origine mécanique et essentiellement produite par le cisaillement du vent proche du sol, le stress de Reynold de surface ( $\tau$ ) est un paramètre d'échelle important utilisé dans la modélisation des processus atmosphériques. Le flux de vertical de quantité de mouvement horizontale près de la surface est donné par (Stull, 1988) :

$$\tau_{xz} = -\overline{\rho u' w'_s} \quad \text{et} \quad \tau_{yz} = -\overline{\rho v' w'_s} \quad (1.1)$$

où  $\tau_{xz}$  représente la contrainte de Reynolds dans la direction du vent agissant sur une face perpendiculaire à la hauteur,  $\overline{\rho}$  est la masse volumique moyenne de l'air,  $w'_s$  est le terme des fluctuations verticales de vitesse turbulente à la surface,  $\overline{u' w'_s}$  et  $\overline{v' w'_s}$  représentent les quantités de mouvements turbulentes du vent à la surface. Le stress de Reynolds total est ainsi défini par :

$$|\tau_{Reynolds}| = (\tau_{xz}^2 + \tau_{yz}^2)^{1/2} \quad (1.2)$$

Le stress peut être normalisé par la masse volumique afin d'obtenir une variable ayant les unités d'une vitesse. Ce paramètre d'échelle nommé vitesse de friction est défini selon :

$$u_* = \left( |\tau_{Reynolds}| / \overline{\rho} \right)^{1/2} \quad (1.3)$$

Près de la surface, la vitesse de friction n'est pas fonction de la hauteur et représente un avantage sur l'utilisation de mesures du vent car ces dernières requièrent un ajustement en fonction de la stabilité atmosphérique. La vitesse de friction représente les contraintes mécaniques au niveau du sol et est indépendante de la stratification thermique de l'atmosphère.

Afin de caractériser l'état de stabilité atmosphérique, la longueur de Monin-Obukhov ( $L$ , exprimée en mètres) a été introduite. L'expression originale de  $L$  développée par Obukhov en 1946 pour des conditions d'air sec est (Foken, 2006):

$$L = -\frac{u_*^3}{k \left(\frac{g}{T}\right) \left(\frac{H}{\rho c_p}\right)} \quad (1.4)$$

où  $H$  est le flux de chaleur sensible exprimé en  $\text{Wm}^{-2}$ ,  $\rho$  est la masse volumique de l'air ( $\text{kg m}^{-3}$ ),  $T$  est la température (K),  $c_p$  est la chaleur spécifique de l'air ( $1004 \text{ J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$ ),  $k$  est la constante de von Karman (0,4) et  $g$  est la constante gravitationnelle ( $9,81 \text{ ms}^{-2}$ ).  $L$  est le rapport entre un terme mécanique et un terme d'accélération verticale et représente une échelle de hauteur à laquelle la turbulence est davantage générée par la flottabilité thermique que par le cisaillement du vent.

En utilisant la définition du flux de chaleur sensible (Kondo et Ishida, 1997) :

$$H = \rho c_p \overline{w'T'} \quad (1.5)$$

et en considérant l'effet de l'altitude et d'humidité (utilisation de la température potentielle virtuelle), l'équation (1.4) se réécrit sous la forme (Stull, 1988) :

$$L = -\frac{\bar{\theta}_v u_*^3}{k g \left(\overline{w'\theta'_v}\right)_s} \quad (1.6)$$

où  $\bar{\theta}_v$  est la température virtuelle potentielle moyenne et  $\left(\overline{w'\theta'_v}\right)_s$  représente le flux turbulent vertical de chaleur au niveau du sol.

Il y a trois grands types de régimes de turbulence atmosphérique : neutre, instable et stable. Dans le cas de régimes neutres, représentées par des conditions avec de fortes vitesses de vent et/ou une absence de forçage thermique au niveau du sol,  $H \rightarrow 0$  et donc  $|L| \rightarrow \infty$ . Dans les conditions diurnes avec de faibles vitesses de vent et où le forçage radiatif au sol est positif et significatif, de l'énergie sera transférée du sol vers les couches d'air supérieures, déstabilisant ces dernières et engendrant des mouvements convectifs (turbulence thermique) de grande échelle. Dans ces conditions dites convectives ou instables,  $L$  est négatif. Inversement, lors de conditions nocturnes, en l'absence d'énergie solaire, le sol se refroidit plus rapidement que les couches supérieures d'air ce qui entraîne un refroidissement graduel des couches selon l'altitude et une stabilisation de ces dernières. Le flux de chaleur sensible étant négatif, la longueur de Monin-Obkhov sera positive et le régime sera stable. Comparativement à la méthode empirique de classification de la stabilité atmosphérique en classes discrètes (Pasquill, 1961), l'utilisation de la TSMO permet de modéliser les processus physiques atmosphériques en plus de les définir sur une échelle continue.

Le cas de conditions convectives nécessite un traitement particulier étant donné les forts mouvements de brassage vertical rencontrés (voir section 1.3). Une échelle de vitesse caractéristique de mélange, nommée vitesse convective, a été définie par Deardoff (1970) :

$$w_* = \left( \frac{g z_i \overline{w'T'_s}}{T} \right)^{1/3} \quad (1.7)$$

où  $z_i$  représente la hauteur de mélange de la couche convective (habituellement de l'ordre de 200 m à 2 000 m). En remplaçant le flux turbulent vertical de chaleur au sol par (1.5), puis en exprimant la vitesse convective en fonction des paramètres de stabilité de la TSMO ( $L$ ,  $u_*$ ), nous obtenons que :

$$w_* = \left( -\frac{z_i}{L} \frac{u_*^3}{k} \right)^{1/3} \quad (1.8)$$

### 1.2.1 Profils verticaux de vent et de température

Étant donné la présence des forçages thermique et mécanique au sol, il y a une variation des caractéristiques de l'atmosphère en fonction de l'altitude. La combinaison de la théorie de la similarité et d'un paramètre adimensionnel d'altitude ( $\zeta = z/L$ ) permet de modéliser notamment les profils verticaux de vitesse du vent et de la température. La forme générale du cisaillement du vent est définie par (Panofsky et Dutton, 1984) :

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{u_*}{k} \phi_m \{ \zeta \} \quad (1.9)$$

où  $\phi_m$  est le cisaillement adimensionnel du vent tandis que pour la température potentielle :

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\theta_*}{k} \phi_h \{ \zeta \} \quad (1.10)$$

où  $\phi_h$  est le gradient vertical adimensionnel de température potentielle. Les fonctions  $\phi_m$  et  $\phi_h$  ont été évaluées à l'aide de données expérimentales et leur formulation empirique usuelle est (Businger et al., 1971):

$$\phi_m = \begin{cases} (1-15\zeta)^{-1/4} & \text{pour } \zeta < 0 \\ 1+4,7\zeta & \text{pour } \zeta \geq 0 \end{cases} \quad (1.11)$$

$$\phi_h = \begin{cases} 0,74(1-9\zeta)^{-1/2} & \text{pour } \zeta < 0 \\ 0,74+4,7\zeta & \text{pour } \zeta \geq 0 \end{cases} \quad (1.12)$$

L'intégration des expressions (1.11) et (1.12) en fonction de l'altitude permet d'obtenir les profils verticaux sous la forme :

$$\frac{U}{u_*} = \frac{1}{k} \left[ \ln \left( \frac{z}{z_0} \right) - \psi_m \{ \zeta \} \right] \quad (1.13)$$

$$\frac{\theta - \theta_0}{\theta_*} = \frac{1}{k} \left[ \ln \left( \frac{z}{z_0} \right) - \psi_h \{ \zeta \} \right] \quad (1.14)$$

où  $z_0$  est la longueur de rugosité (m), fonction de la nature des obstacles du terrain et qui correspond à la hauteur au-dessus du sol à laquelle on peut considérer une vitesse de vent

non-nulle,  $\theta_0$  correspond à la température extrapolée à  $z = z_0$  et  $\psi_m$  et  $\psi_h$  sont les fonctions de similarité reliées à  $\phi_m$  et  $\phi_h$  par :

$$\psi_{m,h} \{ \zeta \} = \int_{z_0/L}^{z/L} 1 - \phi_{m,h} \{ \zeta \} \frac{d\zeta}{\zeta} \quad (1.15)$$

La borne inférieure ( $z_0/L$ ) des dernières intégrales peut être remplacée par zéro dans le cas de surfaces lisses ou modérément rugueuses étant donné le rapport des ordres de grandeur de  $z_0$  (de l'ordre du millimètre ou centimètre) versus  $L$  (ordre de dizaines de mètres). En considérant cette approximation les fonctions  $\psi_m$  et  $\psi_h$  intégrées sont égales à :

$$\psi_m = \begin{cases} -5 \zeta & \text{pour } \zeta \geq 0 \\ \ln \left[ \left( \frac{1+x^2}{2} \right) \left( \frac{1+x}{2} \right)^2 \right] - 2 \tan^{-1} x + \frac{\pi}{2} & \text{pour } \zeta < 0 \end{cases} \quad (1.16)$$

avec  $x = (1 - 15\zeta)^{1/4}$  pour représenter le profil vertical du vent tandis que la fonction de similarité pour la température potentielle est définie par :

$$\psi_h = \begin{cases} -5 \zeta & \text{pour } \zeta \geq 0 \\ 2 \ln \left( \frac{1+x^2}{2} \right) & \text{pour } \zeta < 0 \end{cases} \quad (1.17)$$

Dans le cas de conditions neutres, soit lorsque  $|L| \rightarrow \infty$ , l'expression (1.13) se simplifie en :

$$U(z) = \frac{u_*}{k} \left[ \ln \left( \frac{z}{z_0} \right) \right] \quad (1.18)$$

ce qui correspond au profil logarithmique du vent. La Figure 3 montre les profils des fonctions de similarité  $\phi_m$  et  $\phi_h$  ainsi que des exemples de profils verticaux de vent et de température pour des conditions typiques d'atmosphères de stabilité neutre, stable et convective. On remarque que dans le cas des conditions convectives, les profils verticaux tendent vers l'homogénéité en s'éloignant du sol, soit au fur et à mesure que l'on s'affranchit de l'influence du stress de surface. De plus, l'augmentation de la stabilité

entraîne un accroissement du cisaillement vertical du vent horizontal et du gradient vertical de température potentielle.

### 1.2.2 Énergie cinétique turbulente et taux de dissipation

Un écoulement turbulent est composé de structures de toutes tailles qui s'étendent sur une gamme d'échelles allant du forçage, celle où le fluide est mis en mouvement, jusqu'à la dissipation où les mécanismes de viscosité moléculaire transforment l'énergie en chaleur par frottement. Un transfert d'énergie des grandes échelles vers les plus petites est effectué par cascade à l'aide d'un continuum de processus. Dans l'atmosphère, le rapport entre les échelles de forçage et de dissipation est de  $10^7$  (Dubrulle et Laval, 2005).

Une variable caractérisant la nature d'écoulements turbulents est l'énergie cinétique turbulente (ECT). Elle représente l'énergie cinétique moyenne associée aux tourbillons présents dans un écoulement turbulent. Dans l'atmosphère, elle est générée par les fluctuations de vitesse du vent tridimensionnel selon :

$$ECT = \frac{1}{2} (\sigma_u^2 + \sigma_v^2 + \sigma_w^2) \quad (1.19)$$

où  $\sigma_u$ ,  $\sigma_v$ , et  $\sigma_w$ , représentent respectivement les fluctuations des composantes longitudinale, latérale et verticale du vent.

L'échelle du sous-domaine inertiel est importante dans le domaine de la turbulence. Elle est définie comme l'intervalle de fréquence du spectre de la turbulence du vent où les tourbillons, après avoir atteint l'isotropie, sont fragmentés avec une dissipation négligeable d'énergie. Autrement dit, à cette échelle, les mécanismes de transfert sont prépondérants en comparaison à la dissipation. Il a été démontré par Kolmogorov (1941) que dans les écoulements turbulents suffisamment homogènes et isotropes, le spectre d'énergie cinétique turbulente dans le sous-domaine inertiel varie comme la puissance  $-5/3$  du nombre d'onde  $k$  selon la relation (Figure 4):

$$ECT(k) \approx C_0 \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (1.20)$$

où  $C_0$  est la constante de Kolmogorov et  $\varepsilon$  est le taux de dissipation de l'ECT. Ce dernier est un des paramètres fondamentaux utilisé pour caractériser la turbulence. Il représente ainsi le taux de transfert de l'énergie par cascade vers de plus petits tourbillons jusqu'à ce que l'énergie soit convertie en chaleur par la présence des forces visqueuses.

### 1.3 Effets du régime de stabilité sur la dispersion atmosphérique

Il a été vu précédemment qu'il existait trois grands régimes de turbulence atmosphérique : neutre, stable et convectif. La Figure 5 présente schématiquement la dispersion instantanée de panaches provenant d'une source ponctuelle élevée selon le régime de turbulence atmosphérique. Le panache en conditions neutres a une forme conique moyenne dans les plans vertical et horizontal. L'effet de serpentelement (vertical et horizontal) est modéré et le profil sous le vent des concentrations instantanées schématise des fluctuations de concentration significatives une fois que les retombées du panache touchent le sol. Le panache type des conditions stables présente une dispersion très limitée sur le plan vertical étant donné les forces de flottabilité négatives qui s'opposent au mouvement vertical initial. Toutefois, sur le plan horizontal, le panache peut être rectiligne dans le cas de conditions de vent invariantes, mais peut présenter un serpentelement latéral important et s'échelonnant sur de grandes distances dans le cas de fluctuations latérales du vent non-nulles. Si la source est élevée, il n'y aura pas de retombées de matière au niveau du sol car le panache est confiné dans une zone verticale restreinte. En conditions convectives, étant donné les fortes turbulences atmosphériques qui cisailent le panache, ce dernier présente des discontinuités importantes car des poches de matière peuvent se détacher du corps du panache et les disperser de manière indépendante. Latéralement, le serpentelement peut être de grande amplitude, mais étant donné la diffusion turbulente importante, la taille du panache augmente rapidement jusqu'à l'atteinte de la phase d'entraînement. Étant donné les brassages vigoureux dans l'atmosphère, les fluctuations en conditions convectives sont de grande amplitude mais avec des périodes intermittentes de concentration nulle.

Le cas de conditions convectives représente un cas particulier. En effet, contrairement aux cas des atmosphères stables et neutres où la distribution des vitesses verticales turbulentes peut être considérée comme gaussienne et donc symétrique, dans la couche limite

convective (CLC), la turbulence consiste en des mouvements de grande échelle représentés par des vigoureux mouvements d'air chaud qui s'élèvent de la surface jusqu'au haut de la couche de mélange et de l'air froid en subsidence. Ces mouvements sont typiquement non-homogènes et non-isotropes. La surface occupée par les fortes poussées dirigées vers le haut (30-40%) est plus faible que celle occupée les poussées vers le bas (60-70%), de sorte que par continuité de matière la vitesse des mouvements verticaux vers le haut est plus élevée en moyenne, de l'ordre de  $2 \text{ ms}^{-1}$ , que celle des mouvements subsidents qui est de l'ordre de  $1 \text{ ms}^{-1}$  (Dosio, 2005). La présence de ces structures turbulentes asymétriques entraîne donc un comportement différent de la dispersion gaussienne observée dans les régimes de turbulence neutre et stable. Les cas des conditions convectives seront traités de manière particulière dans ce projet.

La Figure 6a illustre de manière schématique les effets des poussées successives vers le haut et le bas sur un panache instantané ainsi que la moyenne d'ensemble résultante. La Figure 6b présente quant à elle l'influence de la hauteur d'émission sur les trajectoires de panaches calculées. On peut remarquer que, pour des émissions libérées près du sol ( $z = 0,2 z_i$ , où  $z_i$  représente la hauteur de la CLC), la moyenne d'ensemble des panaches subira un rehaussement initial vers le haut puis redescendra jusqu'à  $z = 0,5 z_i$ . Pour des émissions émises dans la partie supérieure de la couche de mélange ( $z = 0,85 z_i$ ), l'effet inverse est constaté et les panaches subiront en moyenne une poussée initiale vers le bas avant de remonter jusqu'à  $z = 0,5 z_i$ . Le suivi de la trajectoire d'un seul panache (émis à  $0,5 z_i$ ) montre les effets des mouvements de grande envergure sur l'ensemble de la couche de mélange qui font osciller le panache de part et d'autre de la CLC. Notons que les moyennes d'ensemble convergent toutes vers  $z = 0,5 z_i$  qui correspond à la hauteur d'équilibre des panaches (équidistance des limites de dispersion constituées du sol et de la hauteur de mélange  $z_i$ ). L'effet de cette asymétrie est également reflétée dans les coupes verticales de concentrations moyennes (Willis et Deardoff, 1981 ; USEPA, 1981).

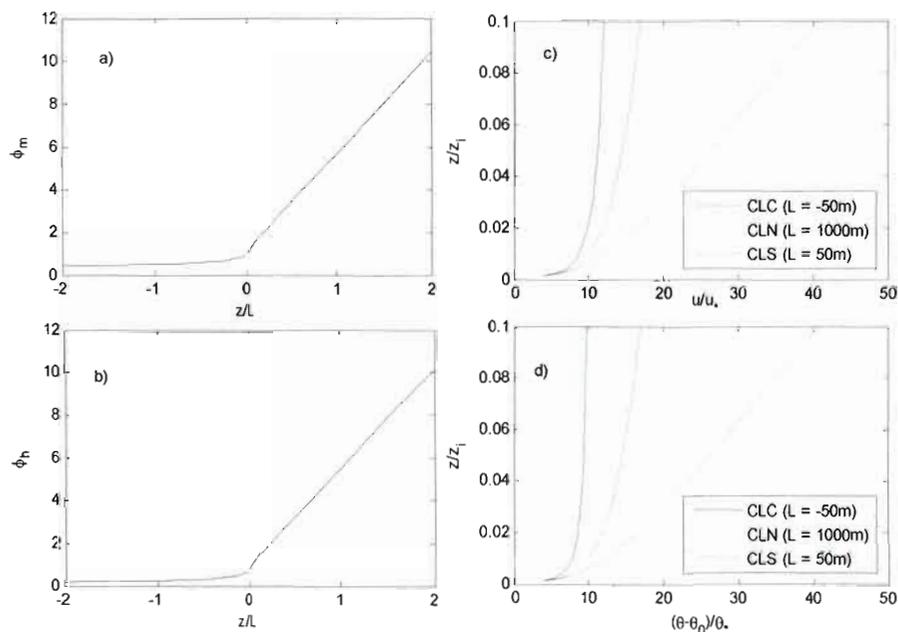


Figure 3 Fonctions de similarité des gradients verticaux (a)  $\phi_m$  de vent et (b)  $\phi_h$  de température. Les profils verticaux adimensionnels (c) du vent et (d) de la température potentielle sont tracés dans la couche de surface ( $h = 0,1 z_i$ ) pour des conditions représentatives de la couche limite convective (CLC), neutre (CLN) et stable (CLS).

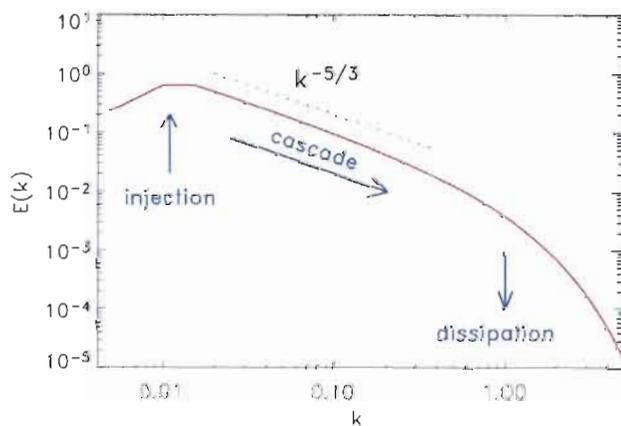


Figure 4 Spectre d'énergie cinétique turbulente de Kolmogorov où l'énergie  $E(k)$  du mode de Fourier  $k$  est tracée en fonction de ce dernier. (Tirée de Dubrulle et Laval, 2005).

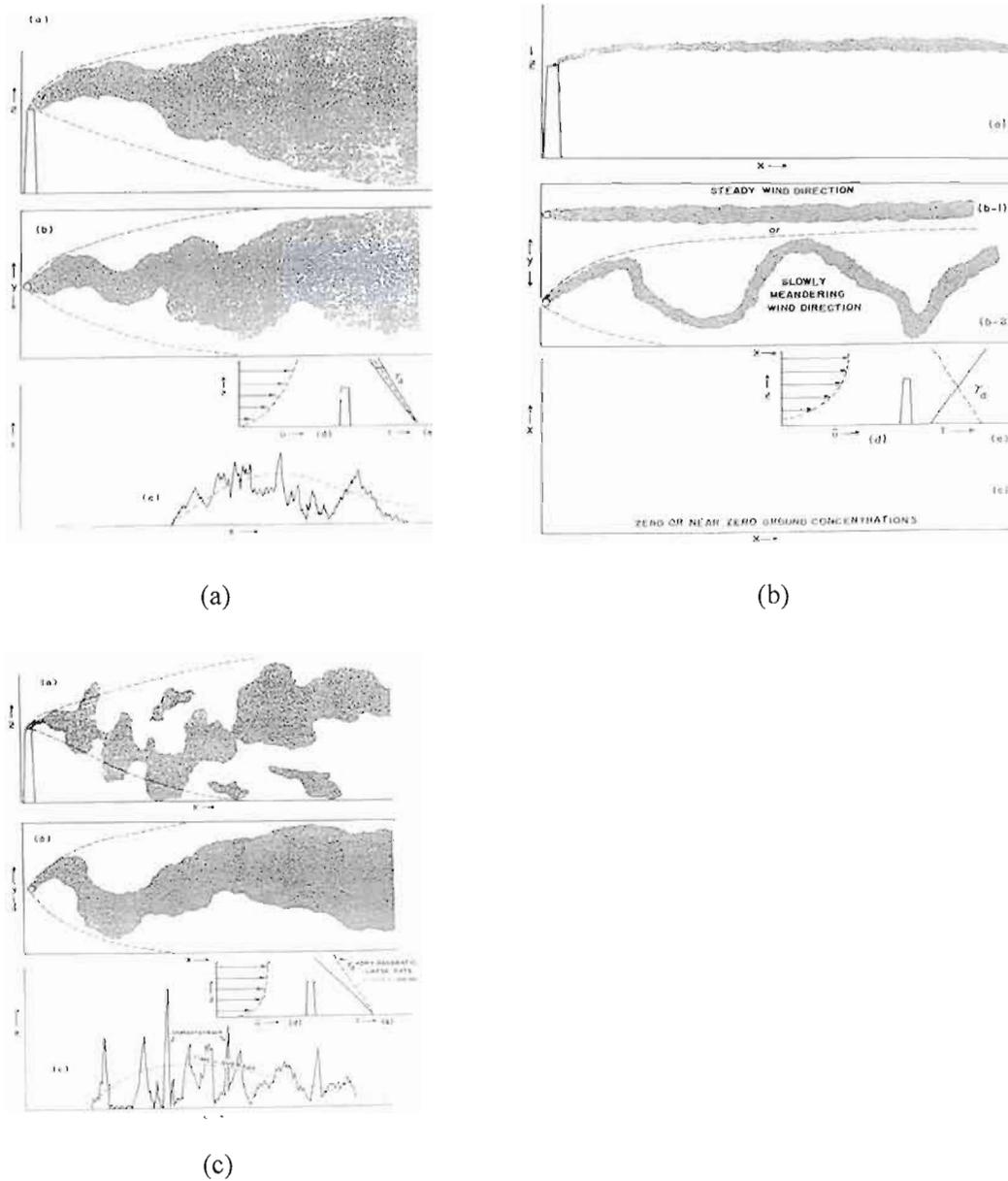
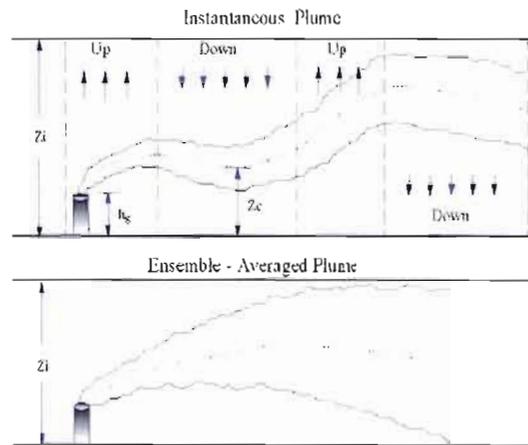
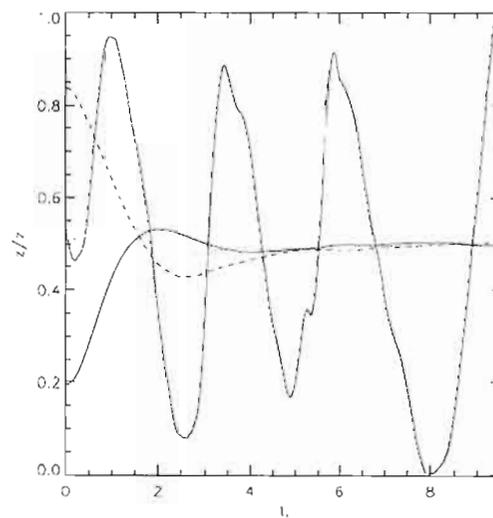


Figure 5 Profils schématisés de panaches provenant de sources ponctuelles élevées selon la stabilité atmosphérique (profil vertical, latéral et série temporelle de mesure de concentration au sol). Les profils sont schématisés pour (a) des conditions neutres (b) stables et (c) convectives. (D'après Schulze et Turner, 1993.)



(a)



(b)

Figure 6 Dispersion de contaminants en conditions convectives : (a) panache instantané sous l'action des poussées successives vers le haut et le bas et moyenne d'ensemble (USEPA, 1994a) ; (b) moyennes d'ensembles de panaches relâchés à trois différentes hauteurs ( $z/z_i = 0,2, 0,5$  et  $0,85$ ) et exemple d'une trajectoire individuelle de panache relâché à  $z/z_i = 0,5$  ; l'axe des x est représenté par le temps adimensionnel  $t_* = t z_i/w_*$  (Dosio, 2005).

## **CHAPITRE II**

### **APPROCHES DE MODÉLISATION DES FLUCTUATIONS DE CONCENTRATION**

Ce chapitre présente les résultats de la revue de la littérature des facteurs à considérer dans la modélisation des FC ainsi qu'une description et analyse comparative des différentes approches de modélisation des FC.

#### **2.1 Paramètres influençant les FC**

Lorsque l'on considère des mesures de fluctuations de concentration, il est important de souligner qu'elles peuvent être le résultat d'un ou de plusieurs effets concomitants. Il y a en effet (1) la turbulence atmosphérique dans des conditions de stationnarité et d'homogénéité, (2) la variabilité des conditions météorologiques (ex : direction du vent) et (3) la variabilité d'émission du terme source. Chacun de ces effets engendre des fluctuations à des récepteurs situés en air ambiant et il est important, lorsque l'on veut étudier uniquement la composante turbulente de l'atmosphère, que les autres effets n'interviennent pas afin de ne pas biaiser les résultats.

##### **2.1.1 Période de moyennage**

La période de moyennage correspond à la durée sur laquelle est calculée la moyenne arithmétique de séries temporelles de variables données. Logiquement, plus la période de moyennage est longue, plus le profil d'une distribution de mesures instantanées sera lissé et les informations quant aux pointes instantanées de la distribution seront perdues. La Figure 7 présente des séries temporelles de concentration enregistrées à haute fréquence et l'effet du moyennage des données sur la perte d'information relative aux fluctuations. Les séries

(a) et (b) représentent les mesures enregistrées à 80 m et à 620 m de la source (l'effet de la distance est analysé à la section suivante) à une fréquence de 10 Hz tandis que les séries (c) et (d) représentent les mêmes données qu'en (a) mais pour lesquelles ont été appliquées respectivement des moyennes mobiles sur 1 et 10s. Il est clairement observé que le moyennage des données diminue l'amplitude des fluctuations : les mesures à hautes fréquences montrent une pointe à 2630 (les unités n'ont pas d'importance, c'est la variation relative des pointes qui l'est) à un temps d'environ 300s tandis qu'après être passé par un moyennage sur 1s, la pointe maximale est à environ 1580 ( $t = 180s$ ) et à 600 ( $t = 300s$ ) pour une période de 10s. Si l'on veut estimer les pointes de concentration pour une autre période de moyennage, une forme souvent utilisée est (Nonhebel, 1960 ; Hino, 1968) :

$$\frac{C_p}{C_m} = \left( \frac{t_m}{t_p} \right)^\alpha \quad (2.1)$$

où  $t_m$  est la période de moyennage de base (10s),  $t_p$  représente la période sur laquelle la concentration maximale est évaluée,  $C_p$  est la concentration maximale sur la période  $t_p$ ,  $C_m$  est la concentration moyenne (dans ce cas, la concentration moyennée sur la plus longue période, soit 10s, sera la base de calcul) et  $\alpha$  est un coefficient empirique à déterminer. On peut reformuler l'éq.(2.1) en :

$$\ln C_p = \alpha \ln \left( \frac{t_m}{t_p} \right) + \ln C_m \quad (2.2)$$

La relation liant les temps de moyennage et les pointes de concentration est présentée à la Figure 8. Le facteur  $\alpha$  calculé à partir des pointes de concentration est de 0,32. Si on désire évaluer la pointe de concentration estimée sur une période de 5s, alors l'application de (2.2) donnerait une valeur de 809.

La Figure 9 présente la variation de l'intensité des fluctuations en fonction du temps de moyennage. Comme observé sur les séries temporelles, l'écart-type des fluctuations diminue rapidement avec le temps de moyennage, et ce de manière plus importante que la concentration moyenne, de sorte que l'intensité décroît avec la période de moyennage.

Les cas précédents concernaient le moyennage de séries temporelles à un point fixe de l'espace, mais l'extrapolation à un champ spatial permet de représenter l'impact au niveau

de la dispersion de panaches. Lee et Call (1988) illustrent un exemple de l'impact du moyennage des mesures (Figure 10) sur la dispersion de contaminants. Des zones et poches discontinues de concentration élevées sont observées dans les panaches instantanés (1/30 s) alors que ceux moyennés (1 minute) présentent des formes lissées et continues. L'impact du serpentement latéral du panache sous l'effet de la turbulence est clairement visible. Le comportement des panaches instantanés semble *a priori* entièrement chaotique, imprévisible et donc en théorie non-modélisable. Pourtant, les résultats des panaches moyennés indiquent néanmoins la présence d'une structure organisée. En effet, la turbulence atmosphérique présente un caractère imprévisible et stochastique si l'on considère une réalisation unique; toutefois, un ensemble de réalisations permet d'observer une structure dans le comportement des variations des concentrations. De là provient le principal intérêt de la modélisation des fluctuations de concentration et représente l'objectif du présent projet : même s'il est *a priori* impossible de prévoir à un temps donné et un point fixe de l'espace des valeurs de concentrations instantanées, il n'en demeure pas moins que l'obtention de statistiques générales (ex : écart-type) des FC est possible.

### 2.1.2 Distance ou temps de transport

La turbulence atmosphérique a pour effet de mélanger les panaches avec de l'air ambiant et donc de diluer la matière. Puisque la distance est associée au temps de transport, il est logique que plus un panache est loin de la source, plus l'effet de la turbulence sur sa dilution est cumulé, lissant ainsi les pointes de concentration jusqu'à ce qu'elles atteignent le profil moyenné.

La Figure 11 présente une illustration du modèle conceptuel de dispersion d'un panache dans l'atmosphère. Il y a trois phases distinctes de dispersion basées sur la taille relative du panache,  $d_p$ , par rapport aux dimensions caractéristiques de la turbulence atmosphérique,  $d_a$  (Davidson et al., 1995). Dans la première phase de dispersion, que l'on pourrait appeler phase de serpentement, le panache est beaucoup plus petit que les tourbillons turbulents de l'atmosphère ( $d_p \ll d_a$ ). A ce niveau la turbulence ne peut cisailer le panache étant donné sa petite taille et c'est une advection entière du panache qui va le transporter selon les trois axes de l'espace en fonction des fluctuations turbulentes du vent. Étant donné le faible

volume du panache dans l'espace, les concentrations sont élevées. Lorsque le panache est advecté, les conditions de faible intermittence peuvent être fréquentes et les FC sont alors de grande amplitude. Un profil moyenné des concentrations à ce niveau est significativement plus large et moins concentré que celui du panache instantané.

Dans la deuxième phase, nommée phase d'entraînement, le panache a la même dimension que les tourbillons turbulents ( $d_p \approx d_a$ ). Le panache est alors cisailé par l'effet de la turbulence ce qui entraîne un mélange du panache avec des poches d'air ambiant. L'effet de serpentement est toujours présent bien que moins important que dans la première phase. Les fluctuations générées à ce niveau sont d'ordre moyen.

Finalement, dans la troisième phase, que l'on qualifierait de phase de dissipation, le panache à une dimension caractéristique beaucoup plus importante que celle de la turbulence atmosphérique locale ( $d_p \gg d_a$ ). Les effets de cisaillement du panache sont importants, la turbulence mélangeant la matière à l'intérieur du panache, ce qui a pour effet d'homogénéiser le profil des concentrations. Bien qu'il puisse y avoir des fluctuations significatives sur les bords du panache, le panache dans son ensemble ne présente que de faibles fluctuations de concentration et le profil instantané des concentrations se rapproche du profil moyen.

La Figure 12 présente des mesures d'intensité de fluctuations en fonction de la distance des sources réalisées lors d'essais en air ambiant et en soufflerie sous différents régimes de stabilité atmosphérique. La distance  $x$  est normalisée par  $T/t_L = \varepsilon x / U\sigma^2$  où  $\varepsilon$  est le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente,  $U$  est la vitesse moyenne du vent et  $\sigma^2 = (1/3)(\sigma_u^2 + \sigma_v^2 + \sigma_w^2)$ . On observe une baisse importante de l'intensité des fluctuations en fonction de la distance (diminution plus rapide de l'écart-type des fluctuations en fonction de la distance que la concentration moyenne) jusqu'à l'atteinte d'une valeur non-nulle approximativement constante à des distances plus grandes ( $T/t_L > 8$ ). Une légère augmentation de l'intensité des fluctuations est constatée aux distances  $T/t_L > 15$  ; selon Mylne et Mason (1991) cette augmentation est consistante avec les effets du cisaillement vertical du vent, de l'inhomogénéité de la turbulence et de l'augmentation de l'énergie dans les mouvements latéraux de basse fréquence qui sont représentatifs de l'atmosphère.

### 2.1.3 Caractéristiques des sources émettrices

Les caractéristiques des sources émettrices peuvent exercer une influence significative sur la fréquence et l'amplitude des fluctuations de concentration atmosphériques. Deux facteurs ont été considérés : la hauteur relative des émissions par rapport au sol ainsi que la taille relative des sources émettrices.

Les essais en soufflerie fournissent généralement le meilleur cadre de réalisation d'étude de la turbulence car les paramètres météorologiques (vitesse du vent, direction, température, etc.) ainsi que les débits d'émission de sources peuvent être contrôlés. C'est le cas de l'étude de Best, Lunney et Killip (2001) où des mesures au sol non-biaisées de séries temporelles de concentration mesurées ont été produites avec des sources de hauteurs différentes : une source au sol et une source élevée. La Figure 13 présente les fluctuations de concentrations mesurées dans la direction du vent à un point fixe pendant une durée de 4,5 h. Les patrons des fluctuations sont nettement distincts. En effet, dans le cas d'émissions situées au niveau du sol, la fréquence des fluctuations et l'intermittence sont élevées et l'amplitude des fluctuations par rapport à la moyenne est relativement faible. Puisque l'émetteur et le récepteur sont au même niveau et que le sol agit comme une condition frontière (réflexion des polluants à l'interface), il y a une uniformisation rapide du profil vertical de concentration. Dans le cas de la source élevée, la fréquence des fluctuations est faible, l'intermittence est élevée et l'amplitude des fluctuations est grande. Le panache étant à l'origine émis en altitude, des bouffées turbulentes et éphémères dirigées vers le bas (*downdrafts*) sont responsables des pointes de concentration observées. Notons que la hauteur des rejets dans l'atmosphère dépend de l'un ou de la combinaison des deux facteurs suivants : 1) une hauteur de la source plus élevée que le sol, comme par exemple la cheminée d'un incinérateur, et 2) une surélévation des rejets à l'émission causée par les effets dynamiques de flottabilité thermique (température des gaz plus chaude que l'environnement) et/ou de momentum (vitesse verticale non-nulle causée par effet mécanique comme par exemple un ventilateur).

La dimension physique des sources influence le profil des fluctuations comme l'a démontré Wilson (1995) lors d'essais en soufflerie. La Figure 14 représente les profils d'intensité des fluctuations ( $\sigma_c / \langle c \rangle$ ) en fonction de la distance pour trois sources ponctuelles (représentées

par des cheminées) de même hauteur et de diamètres différents selon les mesures de Fackrell et Robins (1982). On peut observer à proximité des sources ( $x/H < 3$ ) que plus le diamètre est faible, plus l'intensité des fluctuations sera élevée. Cela rejoint les explications fournies précédemment concernant l'effet de la distance de la source. En effet, plus le panache est de faible envergure, plus les effets de serpentement, soit l'advection entière du panache dans les axes latéral et vertical, seront importants et plus les fluctuations seront élevées étant donné le faible volume du panache dans l'espace et plus la grande densité de matière. Toutefois, cet effet s'estompe au fur et à mesure de la dilution dans l'atmosphère et à partir d'une certaine distance ( $x/H > 5$ ), les panaches des trois sources ont atteint la taille minimale de la phase de dissipation où il y a une homogénéisation des concentrations à l'intérieur du panache et donc de faibles fluctuations, semblables pour l'ensemble des panaches.

## 2.2 Revue des approches de modélisation des FC

Cette section présente une revue, bien que non-exhaustive, des approches de modélisation des fluctuations de concentration.

Un des modèles les plus simples (voir section 2.1.1) consiste à déterminer un rapport de proportionnalité afin d'estimer une valeur de concentration représentative d'une autre période de moyennage. Nonhebel (1960) a suggéré une loi de puissance et que le rapport entre des concentrations  $C_1$  et  $C_2$  mesurées sur des périodes d'échantillonnages  $t_1$  et  $t_2$  soit lié par :

$$\frac{C_1}{C_2} = \left( \frac{t_1}{t_2} \right)^\alpha \quad (2.3)$$

où  $\alpha = -0.2$ . Hino (1968) a confirmé à l'aide de données expérimentales le modèle précédent tout en spécifiant qu'il était valide pour les périodes d'échantillonnage inférieures à 10 minutes. Pour les temps d'échantillonnages supérieurs, soit allant de 10 minutes à plusieurs heures, Hino a proposé un ajustement de la valeur de l'exposant ( $\alpha = -0,5$ ).

Turner (1970) a proposé d'inclure l'influence de la stabilité atmosphérique dans l'estimation des rapports pointe-moyenne ( $C_p$  est le pic de concentration déterminé sur le temps

d'échantillonnage  $t_p$  tandis que  $C_m$  est la concentration moyennée sur le temps  $t_m$ ) en ajustant l'exposant du rapport des temps d'échantillonnage selon les régimes de turbulence. Le rapport pointe-moyenne devient alors :

$$\psi_0 = \frac{C_p}{C_m} = \left( \frac{t_m}{t_p} \right)^\beta \quad (2.4)$$

où  $\beta$  dans le modèle de Turner vaut 0,59 pour une atmosphère très instable, 0,35 pour un régime neutre et 0,29 pour des conditions stables.

Schauberger, Piringer et Petz (2000) suggèrent une amélioration au modèle de Turner en ajoutant une dépendance du rapport pointe-moyenne à la distance par une fonction exponentielle d'atténuation  $t/T_L$  où  $t = x/U$  est le temps de transport et  $T_L$  est l'échelle intégrale lagrangienne de temps. L'expression du modèle est :

$$C_p = C_m \left[ 1 + (\psi_0 - 1) \exp \left( -0,7317 \frac{t}{T_L} \right) \right] \quad (2.5)$$

où  $\Psi_0$  est le rapport pointe-moyenne dépendant de la stabilité atmosphérique du modèle de Turner (1970). L'échelle intégrale lagrangienne de temps  $T_L$  est calculée par  $\sigma/\varepsilon$  où  $\sigma$  est la variance du vent déterminée par la moyenne des composantes  $u$ ,  $v$  et  $w$  du vent selon  $\sigma^2 = (1/3) (\sigma_u^2 + \sigma_v^2 + \sigma_w^2)$  et  $\varepsilon$  est le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, estimé par  $\varepsilon = (1/kz) * (\sigma_w/1,3)^3$  avec  $k$  étant la constante de von Karman (0,4) et  $z$  est la hauteur du récepteur.

Les travaux de Gifford (1959) sur les propriétés statistiques de panache fluctuant ont représenté une avancée importante dans le domaine de la modélisation de la dispersion atmosphérique car il a jeté les bases des modèles de serpentement. La Figure 15 présente de manière schématique cette approche. Le modèle de Gifford peut être vu comme une série de disques minces dont les centres sont déplacés (latéralement et verticalement) de l'axe central des  $x$  à cause du serpentement du vent. Selon le modèle gaussien classique, la concentration en tout point est constante dans le temps le long du panache (régime permanent) alors que dans un modèle de panache fluctuant, la concentration varie selon les fluctuations du centroïde du panache par rapport à l'axe central. Gifford a défini la base conceptuelle du modèle de serpentement mais l'effet des fluctuations internes, soit les

fluctuations à l'intérieur de chaque disque dans la représentation originale de Gifford, n'a pas été considéré. Dans les modèles de serpentelement plus récents, la dispersion est divisée en deux parties : une partie est le serpentelement à grande échelle de la concentration instantanée du centroïde du panache et l'autre concerne les variations à petite échelle de la structure interne du panache. La dispersion due au serpentelement des centroïdes,  $\sigma_m$ , et la dispersion relative à l'intérieur du panache par rapport au centroïde,  $\sigma_r$ , sont liées à la dispersion totale  $\sigma$  du panache par :

$$\sigma^2 = \sigma_m^2 + \sigma_r^2 \quad (2.6)$$

Cette méthode permet ainsi à travers des coefficients de dispersion de tenir compte de l'effet de stabilité atmosphérique et de la distance sur le serpentelement. La forme originale du modèle de Gifford des moments  $n$  des concentrations est (Gifford, 1959 ; Luhar et al., 2000) :

$$\overline{c^n}(x, y, z) = \left( \frac{Q}{2\pi u} \right)^n \frac{\sigma_r^{2(n-1)}}{n\sigma_m^2 + \sigma_r^2} \exp \left[ -\frac{n(y^2 + z^2)}{2(n\sigma_m^2 + \sigma_r^2)} \right] \quad (2.7)$$

Cette dernière équation néglige les fluctuations internes de concentration et présuppose une atmosphère avec turbulence homogène et non bornée dans les directions latérale et verticale. L'approche originale de Gifford ne comportait pas de paramétrage particulier pour une application pratique du modèle. Le modèle de Gifford avec des paramétrages de serpentelement a notamment été employé par Pagé (1995) et Mussio, Gnyp et Henshaw (2001). Les fluctuations internes du panache ont été intégrées dans les formulations de Yee et al. (1994), Wilson (1995), Yee et Wilson (2000), Luhar et al. (2000) et Franzese (2003). Parmi ceux-ci, Luhar et al. (2000) et Franzese (2003) ont développé une approche originale d'application d'un modèle de FC pour des conditions convectives. Étant donné l'asymétrie verticale des fluctuations turbulentes du vent, un modèle lagrangien stochastique permet de déterminer la FDP verticale des positions des centroïdes engendrée par le serpentelement vertical. Au niveau latéral, la turbulence est supposée homogène et donc une FDP gaussienne représente le serpentelement. L'effet des fluctuations internes a également été pris en compte.

Les modèles lagrangiens de dispersion à deux particules (Thomson, 1990 ; Ferrero et Mortarini, 2005) représentent une autre technique de modélisation des FC. Le principe général est le suivant : la variance des concentrations étant déterminée par la moyenne du carré des écarts entre les concentrations instantanées et la moyenne, le suivi des positions dans l'espace de deux particules lâchées simultanément permet de déterminer le deuxième moment des concentrations. Cela requiert la connaissance de la séparation et du barycentre des systèmes à deux particules ainsi que les vitesses correspondantes. À cause de sa grande complexité, la formulation du modèle de Ferrero et Mortarini (2005) a été développée dans un espace à une dimension seulement, soit dans le sens de l'advection du vent.

Une autre approche développée récemment consiste à combiner un modèle lagrangien stochastique avec un modèle de micromélange (Sawford, 2004 ; Luhar et Sawford, 2005 ; Cassiani, Franzese et Gioatira, 2005). Le modèle lagrangien est utilisé pour calculer les concentrations moyennes tandis que les fluctuations sont calculées par un modèle de micromélange appelé IEMC (interaction par échange avec la moyenne conditionnelle). Un modèle de micromélange définit l'évolution dans le temps des fonctions de densité de probabilité (FDP) des concentrations et représente la fermeture du terme associé à la diffusivité moléculaire des équations de Navier-Stokes. Le modèle IEMC est défini par :

$$\frac{dC}{dt} = -\frac{1}{t_m} \left( C - \langle C | X, U \rangle \right) \quad (2.8)$$

où  $t_m$  est l'échelle de micromélange et  $\langle C | X, U \rangle$  est la moyenne d'ensemble conditionnée sur la position  $X$  de la particule dans l'espace tridimensionnel et le vecteur  $U$  des vitesses de la particule.

### 2.3 Choix d'orientation dans la modélisation des FC

Le Tableau 1 présente les différentes méthodes de modélisation des FC; pour chacune, la considération ou non des effets influençant les FC est spécifiée. Il est à noter qu'il y a différents niveaux de complexité dans la considération des effets. Par exemple, la manière dont le modèle de Turner tient compte de la stabilité atmosphérique ne peut être comparée au même niveau de celle des modèles lagrangiens basés sur le modèle de Gifford, cette dernière permettant de considérer davantage de processus physiques dans sa formulation.

Tableau 1 Tableau comparatif des approches de modélisation des fluctuations de concentration et des effets et facteurs pris en compte

Modèle	Temps de moyennage	Distance	Stabilité atmosphérique	Carac.des sources	Serpentement du panache	Fluctuations internes
Loi de puissance (Hino, 1968)	oui	non	non	non	non	non
Turner (1970)	oui	non	oui	non	non	non
Gifford (1959)	oui	oui	oui	oui	oui	non
Schauberger, Piringer et Petz (2000)	oui	oui	oui	non	non	non
Lagrangien à deux particules (Ferrero et Mortarini, 2005)	oui	oui	non	oui	oui	oui
Luhar et al., (2000) et Franzese (2003)	oui	oui	oui	oui	oui	oui
IEMC (Sawford, 2004)	oui	oui	oui	oui	oui	oui

L'analyse des caractéristiques des différentes approches de modélisation des FC permet de tirer les conclusions suivantes:

- les modèles de loi de puissance, de Turner et de Schauburger permettent d'estimer les concentrations maximales (à partir du rapport pointe-moyenne) mais ne donnent aucune indication sur les propriétés statistiques (écart-type) des fluctuations. Le modèle de loi de puissance ne considère que l'effet de moyennage sans tenir compte des autres effets (distance, stabilité atmosphérique, etc.). Le modèle de Turner tient compte de la stabilité atmosphérique mais d'une manière exagérément simplifiée. Quant au modèle de Schauburger, bien qu'il tienne compte de la stabilité atmosphérique et de l'effet d'éloignement, il ne considère pas les effets du serpentement du panache et de fluctuations internes et ne représente qu'un facteur de correction appliqué sur les concentrations moyennes. Cela représente un inconvénient majeur pour les récepteurs éloignés latéralement du centre du panache car la concentration moyenne tend rapidement vers zéro selon la distance latérale. Si on applique à ces récepteurs un facteur multiplicatif aux concentrations moyennes

pour tenir compte des fluctuations, ces dernières seront également nulles. Les FC sont donc sous-estimées par ce type de méthode.

- l'approche du modèle de FC à deux particules, bien qu'intéressante, est encore à un état préliminaire et semble être limitée pour l'instant à des conditions de turbulence atmosphérique homogène, isotrope et stationnaire. La faisabilité du développement d'un modèle à deux particules en conditions anisotropes est incertaine. Qui plus est, le modèle actuel de Ferrero et Mortarini (2005) a été développé pour une seule dimension et le développement et l'application à un espace tridimensionnel implique une lourdeur mathématique significative.
- l'approche de couplage d'un modèle lagrangien avec un modèle de micromélange est intéressante et prometteuse car elle permet de considérer les principaux facteurs exerçant une influence sur les FC. Toutefois, elle requiert l'implémentation de grilles de calculs dynamiques, ce qui représente une lourde infrastructure de développement logiciel.
- l'approche utilisée par Luhar et al. (2000) et Franzese (2003) et basée sur le modèle conceptuel de Gifford (1959) permet de considérer les effets importants (période de moyennage, effet de la distance, serpentement, fluctuations internes). Cette approche a été à l'origine développée pour l'évaluation des FC dans des conditions convectives, mais une généralisation du modèle à l'ensemble des autres régimes de turbulence atmosphérique (conditions neutres et stables) pourrait être développée. Le développement de l'implémentation numérique d'un modèle de ce type, bien que significatif, demeure raisonnable.

Suite à l'analyse comparative, l'approche utilisée par de Luhar et al. (2000) et Franzese (2003) a été sélectionnée. Tel que précisé auparavant, le développement de cette approche à l'ensemble des conditions atmosphériques reste à être développé, ce qui implique également la formulation de paramétrages spécifiques tenant compte des processus physiques caractéristiques des différents régimes de stabilité atmosphérique.

Dans le cadre de leur approche de modélisation des FC, Franzese (2003) et Luhar et al. (2000) abordent le problème différemment. En effet, Franzese utilise un modèle lagrangien

pour simuler explicitement les trajectoires des centroïdes du panache afin de représenter la dispersion verticale inhomogène par serpentement en conditions convectives. La dispersion relative verticale est quant à elle considérée comme gaussienne et homogène étant donné la petite échelle représentative de cette turbulence.

Luhar quant à lui considère que la composante de serpentement est dérivée du modèle lagrangien stochastique en posant que les composantes relative et de serpentement balancent correctement les deux premiers moments de la dispersion totale. Dans cette méthode, le centroïde du panache est considéré comme une fonction linéaire de la hauteur déterminée à partir du modèle lagrangien stochastique. La dispersion relative est déterminée selon une FDP de type gamma présentant une asymétrie sur le plan vertical. Cela implique une complexité accrue au niveau des paramétrages de la FDP relative ainsi qu'au niveau des coefficients de dispersion.

Dans le cadre du présent projet, la formulation de Franzese a été préférée à celle de Luhar car, en plus d'être significativement moins lourde au niveau mathématique, les résultats sont similaires à ceux obtenus par Luhar.

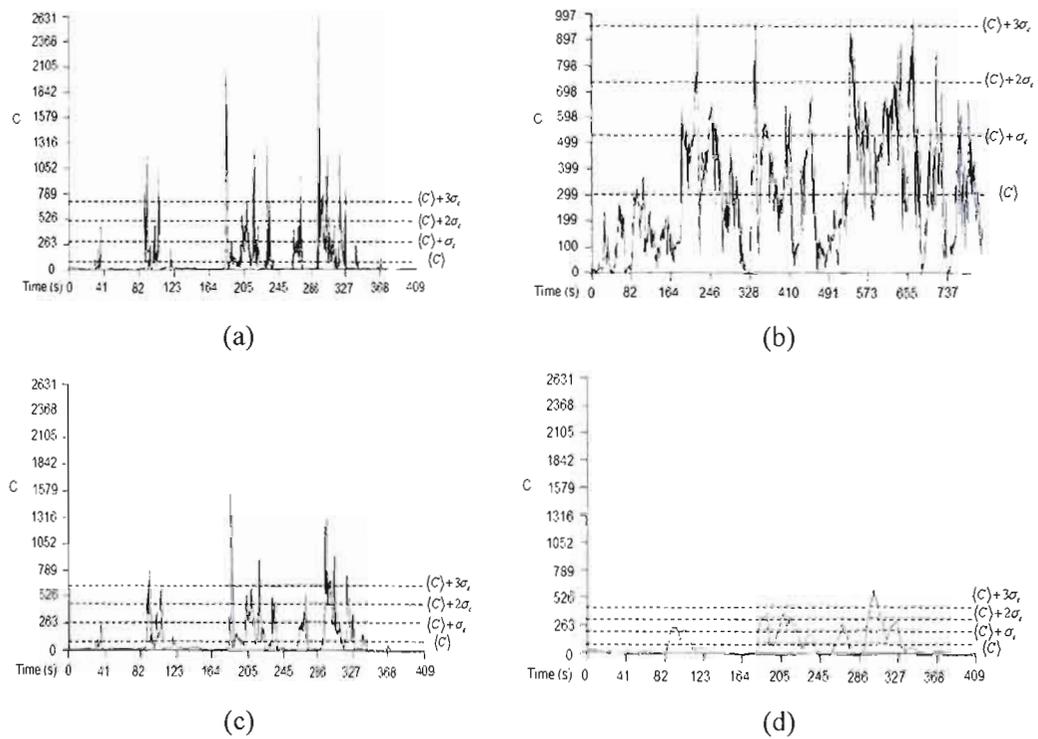


Figure 7 Séries temporelles de concentration enregistrées à une fréquence de 10 Hz à partir d'un capteur situé sous le vent d'une source d'émission continue. La série (a) provient de mesures réalisées à 80 m et (b) à 620 m de la source. Les séries (c) et (d) correspondent respectivement à des moyennes mobiles sur 1 et 10s de la série (a). La concentration moyenne  $\langle c \rangle$  et les intervalles par rapport à l'écart type  $\sigma_c$  sont indiqués. (Adaptée de Mylne et Mason, 1991.)

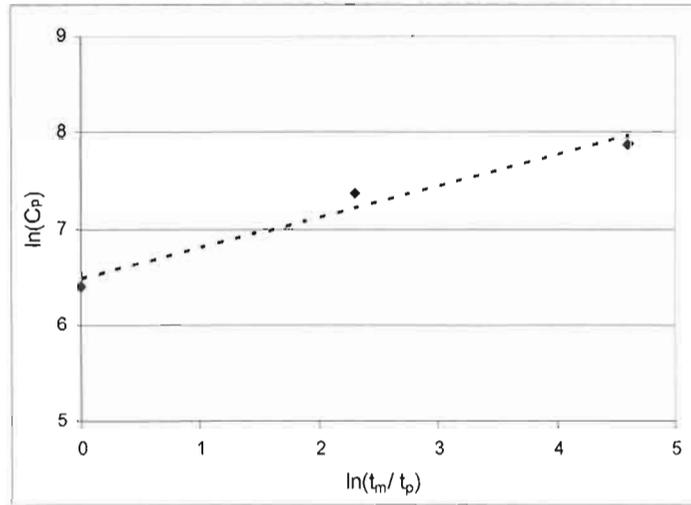


Figure 8 Relation entre les temps de moyennage et les pointes de concentration à partir des données extraites de la Figure 7.

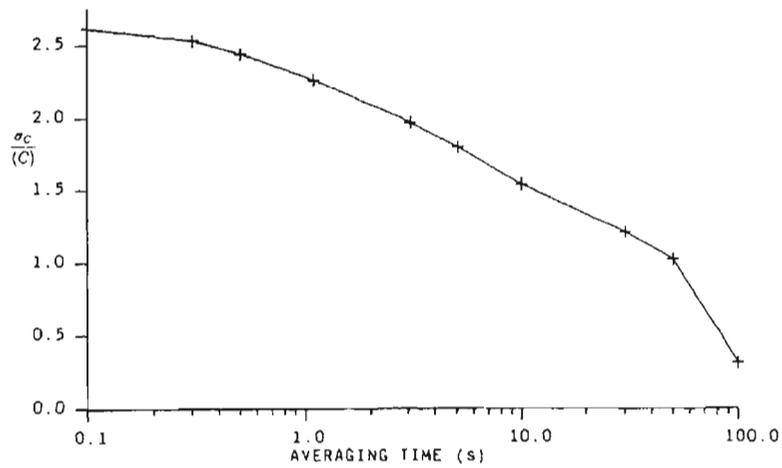


Figure 9 Variation de l'intensité des concentrations ( $I = \sigma_c / \langle c \rangle$ ) en fonction du temps de moyennage. (D'après Mylne et Mason, 1991.)

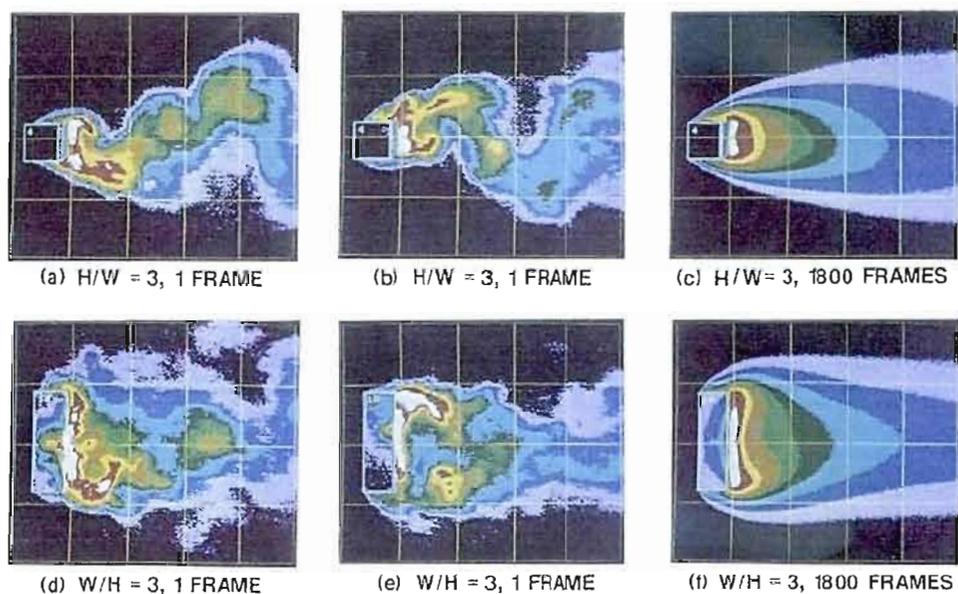


Figure 10 Analyse d'images vidéo pour des essais fumigènes réalisés dans une soufflerie. La source est située sur des maquettes de bâtiments. Deux types de bâtiments ont été testés : avec un rapport de hauteur/largeur de 3 (images (a), (b), (c)) et un rapport largeur/hauteur de 3 (images (d), (e), (f)). Les images (a), (b), (d) et (e) représentent des instantanés des concentrations (1/30 s) tandis que les images (c) et (f) représentent une moyenne des concentrations sur 1 minute. (D'après Lee et Call, 1988.)

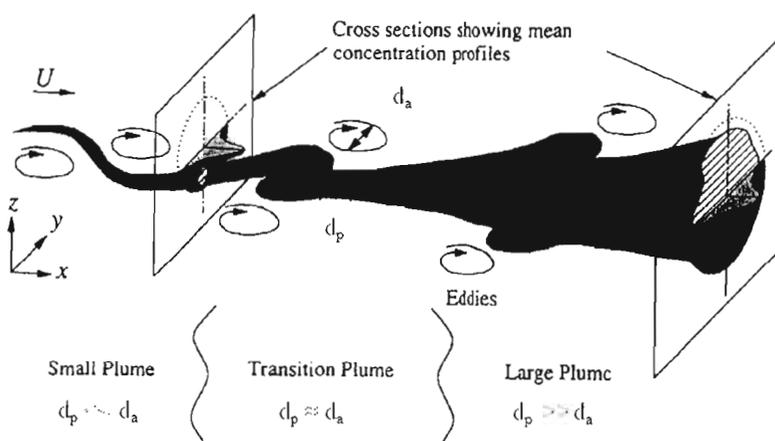


Figure 11 Schématisation conceptuelle de la dispersion d'un panache dans l'atmosphère. (Tirée de Davidson et al., 1995.)

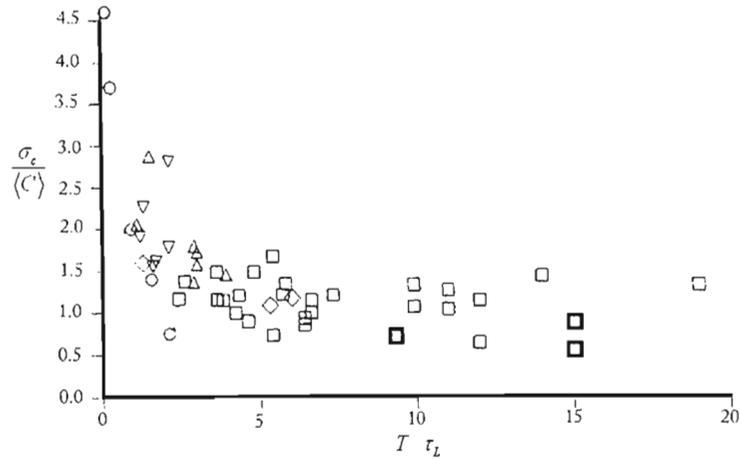


Figure 12 Variation de l'intensité des fluctuations en fonction de la distance de la source normalisée par  $T/t_L = \varepsilon x / U \sigma^2$ .  $\Delta$  - Sirhowy Valley (neutre);  $\nabla$  - Sirhowy Valley (convectif);  $\square$  - Fens (neutre);  $\diamond$  - Fens (neutre, émission de surface)  $\square$  - Fackrell et Robins (soufflerie). (D'après Mylne et Mason, 1991.)

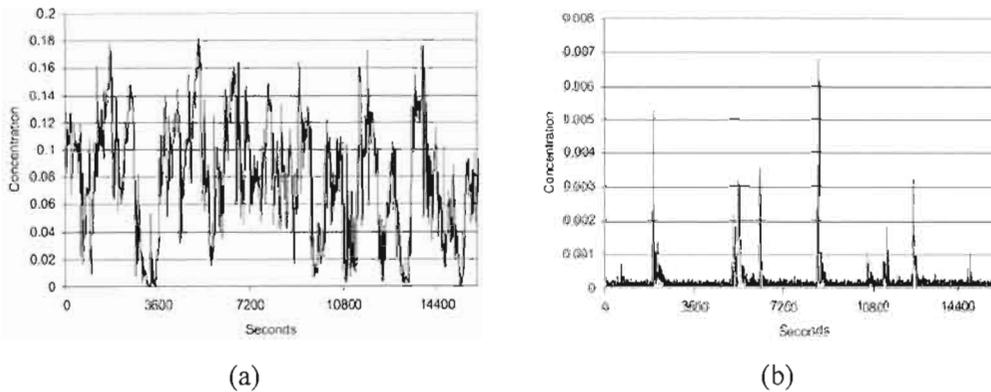


Figure 13 Séries temporelles de concentration provenant de mesures en soufflerie pour (a) une source surfacique au sol et (b) une source ponctuelle élevée, à une distance de 1000 m de la source dans une atmosphère de stabilité neutre. (D'après Best, Lunney et Killip, 2001).

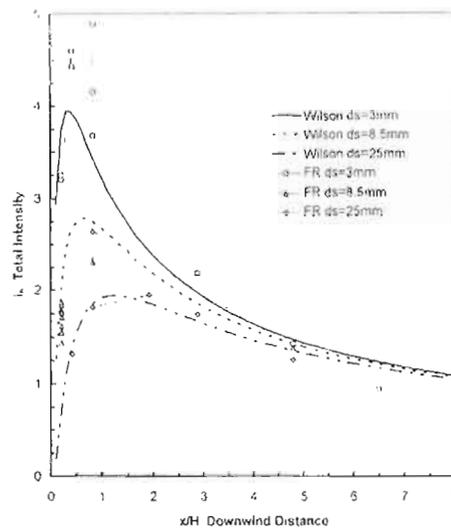


Figure 14 Profils longitudinaux des fluctuations de concentration en fonction de la distance normalisée pour trois diamètres de source. Résultats provenant des essais en soufflerie de Fackrell et Robins (1982) et rapportés dans Wilson (1995).

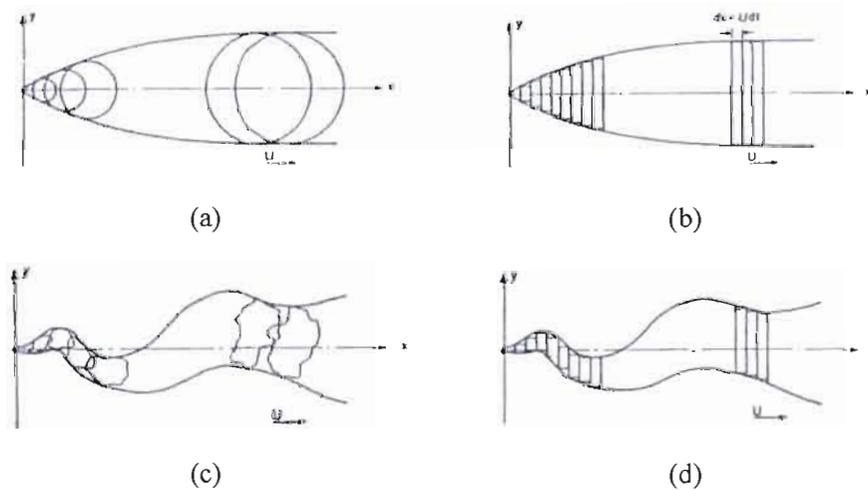


Figure 15 Vues schématisées de modèles de panaches en régime permanent et fluctuants : (a) modèle à bouffées sphériques superposées, (b) modèle de dispersion de disques, (c) panache réel, considéré comme une superposition de bouffées élémentaires et (d) modèle de panache fluctuant avec dispersion des disques. (Tirée de Gifford, 1959).

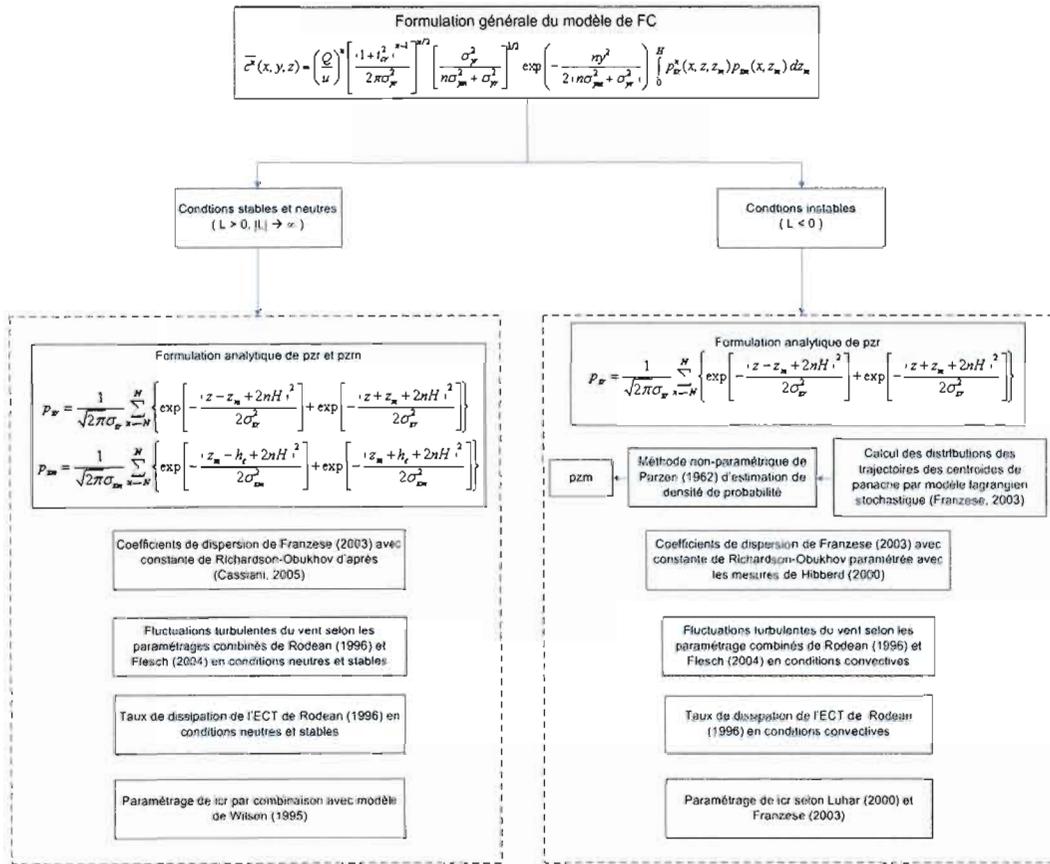


Figure 16 Organigramme simplifié du modèle de fluctuations de concentration avec les principaux éléments et paramétrages retenus selon le régime de stabilité atmosphérique.

## CHAPITRE III

### DÉVELOPPEMENT DU MODÈLE DE FLUCTUATIONS DE CONCENTRATION

Il a été vu au chapitre précédent que l'approche retenue de modélisation des FC de Franzese (2003) en conditions convectives permettait de considérer adéquatement les facteurs essentiels influençant les FC. Ce chapitre présente dans un premier temps la formulation mathématique générale du modèle de FC. L'application du modèle à l'ensemble des régimes de turbulence atmosphérique est effectuée au travers du traitement du terme vertical de dispersion ainsi que des choix des différents paramétrages.

#### 3.1 Formulation mathématique générale et organigramme du modèle

L'appendice A présente le développement mathématique détaillé permettant d'obtenir la formulation du modèle de FC de Franzese (2003). Le modèle de FC dans sa forme générale est donné par :

$$\bar{c}^n(x, y, z) = \left(\frac{Q}{u}\right)^n \left[\frac{(1+i_{cr}^2)^{(n-1)}}{2\pi\sigma_{yr}^2}\right]^{n/2} \left(\frac{\sigma_{yr}^2}{\sigma_{yr}^2 + n\sigma_{ym}^2}\right)^{1/2} \exp\left[-\frac{ny^2}{2(\sigma_{yr}^2 + n\sigma_{ym}^2)}\right] \times \int_0^H p_{zr}^n p_{zm} dz_m \quad (3.1)$$

Si on considère le premier moment des concentrations ( $n=1$ ), soit les concentrations moyennes, alors l'éq. (3.1) devient :

$$\bar{c}(x, y, z) = \frac{Q}{\sqrt{2\pi u} \sigma_y} \exp\left[-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right] \times \int_0^H p_{zr} p_{zm} dz_m \quad (3.2)$$

où  $\sigma_y^2 = \sigma_{yr}^2 + \sigma_{ym}^2$  et qui représente la formulation classique des modèles gaussiens (USEPA, 1995).

Si on considère le second moment des concentrations ( $n = 2$ ), alors l'éq. (3.1) devient :

$$\overline{c^2}(x, y, z) = \left(\frac{Q}{u}\right)^2 \frac{1 + i_{cr}^2}{2\pi\sigma_{yr}\sqrt{\sigma_{yr}^2 + 2\sigma_{ym}^2}} \exp\left[-\frac{y^2}{\sigma_{yr}^2 + 2\sigma_{ym}^2}\right] \times \int_0^H p_{zr}^2 p_{zm} dz_m \quad (3.3)$$

L'écart type des concentrations ( $\sigma_c$ ) est défini selon :

$$\sigma_c = \left(\overline{c^2} - \overline{c}^2\right)^{1/2} \quad (3.4)$$

Afin d'avoir une vue d'ensemble de la structure du modèle de FC, la Figure 16 présente l'organigramme du modèle. On y retrouve, en fonction du régime de stabilité atmosphérique, les principaux éléments et paramètres utilisés. Ces derniers sont détaillés dans les sections suivantes.

### 3.2 Dispersion verticale en conditions neutres et stables

Dans les conditions neutres et stables, soit quand  $L > 0$ , les fluctuations turbulentes verticales sont symétriques et sont considérées homogènes comme dans le cas des fluctuations turbulentes horizontales. Dans ces conditions, la distribution des positions des centroïdes peut être assimilée à une distribution gaussienne (Gifford, 1959 ; Franzese, 2003). Yee et Wilson (2000) proposent la formulation suivante basée sur des FDP gaussiennes de la turbulence pour les moments  $n$  de concentration :

$$\overline{c^n} = \frac{c_{r,0}^n}{k^n} \frac{\Gamma(n+k)}{\Gamma(k)} \frac{1}{\left[1 + n\left(\frac{\sigma_m}{\sigma_r}\right)^2\right]} \exp\left(-\frac{y^2 + z^2}{2\left(\frac{\sigma_r^2}{n}\right)\left[1 + n\left(\frac{\sigma_m}{\sigma_r}\right)^2\right]}\right) \quad (3.5)$$

où  $c_{r,0}$  est la valeur maximale des concentrations relatives dans le centre du panache,  $k = 1/i_{cr}^2$ ,  $\Gamma(k)$  est la fonction de probabilité Gamma,  $\sigma_m$  est l'écart-type du serpentement et  $\sigma_r$  représente une longueur d'échelle de la turbulence associée aux fluctuations internes. Ce modèle a été développé pour des conditions isotropes dans le cadre d'expériences dans un canal hydrodynamique. Dans l'atmosphère, la situation est différente car la présence de

forçages engendre de la turbulence anisotrope. De plus, les effets de réflexion du panache aux frontières de la couche limite doivent être considérés dans un modèle destiné à des applications atmosphériques.

Afin de représenter adéquatement la dispersion verticale en conditions atmosphériques réelles, plusieurs formulations sont proposées au Tableau 2 pour évaluer la contribution du terme vertical, défini par :

$$P_z = \int_0^H p_{zr}^n p_{zm} dz_m \quad (3.6)$$

Tableau 2 Formulation des FDP du terme vertical en conditions neutres et stables

Formulation	$p_{zr}$	$p_{zm}$
A	$\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{zr}} \exp\left(-\frac{(z-z_m)^2}{2\sigma_{zr}^2}\right)$	$\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{zm}} \exp\left(-\frac{z_m-h_c^2}{2\sigma_{zm}^2}\right)$
B	$\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{zr}} \sum_{n=-N}^N \left\{ \exp\left[-\frac{(z-z_m+2nH)^2}{2\sigma_{zr}^2}\right] + \exp\left[-\frac{(z+z_m+2nH)^2}{2\sigma_{zr}^2}\right] \right\}$	$\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{zm}} \exp\left(-\frac{z_m-h_c^2}{2\sigma_{zm}^2}\right)$
C	$\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{zr}} \sum_{n=-N}^N \left\{ \exp\left[-\frac{(z-z_m+2nH)^2}{2\sigma_{zr}^2}\right] + \exp\left[-\frac{(z+z_m+2nH)^2}{2\sigma_{zr}^2}\right] \right\}$	$\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{zm}} \sum_{n=-N}^N \left\{ \exp\left[-\frac{(z_m-h_c+2nH)^2}{2\sigma_{zm}^2}\right] + \exp\left[-\frac{(z_m+h_c+2nH)^2}{2\sigma_{zm}^2}\right] \right\}$

Le terme de sommation présent dans les expressions de  $p_{zr}$  et  $p_{zm}$  (Tableau 2) tient compte des frontières verticales de la couche limite planétaire en considérant des réflexions successives ( $N=10$ ) du panache à la hauteur de la couche limite et au sol (en réalité la réflexion se produit au niveau de la longueur de rugosité mais cette dernière étant généralement faible, elle peut être négligée). La formulation A ne considère pas les effets de réflexion aux frontières pour  $p_{zr}$  et  $p_{zm}$  et consiste en des formulations gaussiennes simples. La formulation B considère les effets de réflexion seulement dans le cas de la FDP des

concentrations relatives, car il est posé que le serpentement vertical n'est pas assez significatif dans les conditions de  $L > 0$  pour rejoindre les limites de l'étendue verticale de la couche limite. La formulation C quant à elle incorpore des effets de réflexion pour les deux FDP. Il est attendu que cette dernière représente évidemment l'expression la plus générale des distributions  $p_{zt}$  et  $p_{ztn}$  et devrait s'appliquer à l'ensemble des cas. Toutefois, afin 1) de valider l'implémentation de l'intégration numérique des distributions et 2) d'éviter d'alourdir inutilement les calculs en déterminant quelle formulation minimale est suffisante, la Figure 17 montre la comparaison des trois formulations proposées avec une solution analytique. Cette dernière existe pour le premier moment des concentrations et est définie par (USEPA, 1995) :

$$P_z = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} \sum_{i=-N}^N \left\{ \exp\left[-\frac{(z-h_e+2iH)^2}{2\sigma_z^2}\right] + \exp\left[-\frac{(z+h_e+2iH)^2}{2\sigma_z^2}\right] \right\} \quad (3.7)$$

Les résultats montrent que pour une source située à la moitié de la couche limite, les trois formulations sont équivalentes et concordent bien avec la solution analytique. La formulation simple A pourrait donc être suffisante dans des conditions similaires. Toutefois, dans le cas de sources basses, soit à  $h_e = 0,001H$  (ou l'équivalent symétrique par rapport à  $H$ , soit une source de hauteur très près de  $H$ , ce qui en général n'est pas rencontré en pratique), des divergences marquées avec la solution analytique sont observées près du sol pour la formulation B ne considérant pas de réflexion pour le centroïde et davantage pour la formulation A ne considérant aucune réflexion. La formulation C quant à elle représente bien la solution analytique peu importe la hauteur du récepteur  $z$  testée.

On a donc retenu la formulation C afin d'obtenir la meilleure représentation possible de la dispersion verticale en conditions neutres et stables.

### 3.3 Dispersion verticale en conditions convectives

Comme il a été vu à la section 1.3, les conditions convectives représentent un cas particulier étant donné l'asymétrie des vitesses verticales turbulentes causée par les mouvements convectifs. L'emploi d'un modèle lagrangien stochastique (MLS) (Luhar et al., 2000 ; Franzese, 2003 ; Mortarini, Franzese et Ferrero, 2008) permet de représenter la dispersion

verticale dans des conditions instables en simulant les trajectoires verticales des centroïdes des panaches mus par l'effet de serpentement.

Les MLS sont principalement basés sur l'équation généralisée de Langevin pour les vitesses de particules. Langevin, voulant expliquer le mouvement Brownien, a proposé une méthode basée sur la dérivation d'une équation assumant que deux forces agissent sur les particules : une force déterministe représentant la force de traînée visqueuse et une force stochastique représentant les impacts aléatoires des autres molécules du fluide. Une revue historique du développement des MLS est présentée dans Zannetti (2005).

Les centroïdes du panache en CLC sont assimilés à des particules lagrangiennes. Le système d'équations permettant de modéliser les trajectoires dans le plan vertical d'un centroïde de position  $(x_m, z_m)$  et de vitesse  $w_m$  est (Franzese, 2003) :

$$\begin{aligned} dx_m(t) &= U(z_m)dt \\ dw_m(t) &= a_m(t, w_m, z_m)dt + b(t, z_m)dW \\ dz_m(t) &= w_m(t)dt \end{aligned} \quad (3.8)$$

où le terme déterministe  $a_m(t, w_m, z_m)$  représente l'accélération verticale du centroïde,  $b$  est le coefficient du terme aléatoire fonction du temps et de la hauteur et  $dW$  représente les incréments d'un processus de Wiener avec un moyenne nulle et un écart-type  $dt$ .

Lors de la sélection de MLS basés sur la généralisation de l'équation de Langevin, Thomson (1987) a démontré qu'il était nécessaire de respecter un critère nommé la condition de bon mélange (*well-mixed condition*). Cette condition se résume ainsi : des particules qui sont initialement uniformément distribuées dans l'espace doivent le demeurer et doivent présenter la même distribution de vitesse que l'écoulement. Autrement dit, peu importe les conditions météorologiques, il ne peut y avoir de zones d'accumulation de matière ni d'accélérations localisées des particules, elles doivent posséder les mêmes caractéristiques de vitesses que le fluide environnant.

L'intégration de la condition de bon mélange de Thomson (1987) à l'équation de Fokker-Planck (représentant la forme eulérienne équivalente de l'équation lagrangienne de Langevin) permet de déterminer la forme de  $a_m$  en conditions de non-stationnarité :

$$\frac{\partial P_m}{\partial t} = -w \frac{\partial P_m}{\partial z} - \frac{\partial [a_m(t, z_m, w_m) P_m]}{\partial w} + \frac{\sigma_m^2}{T_{zm}} \frac{\partial^2 P_m}{\partial w^2} \quad (3.9)$$

où  $P_m$  est la FDP eulérienne dans l'espace  $z$ - $w$  de la localisation du centroïde et  $T_{zm}$  est l'échelle verticale intégrale lagrangienne du centroïde. Dans leur approche, Franzese, Luhar et Borgas (1999) ne proposent pas de forme de la distribution  $P_E$  comme l'ont fait par exemple Luhar et al. (2000) qui ont employé une sommation pondérée de deux distributions gaussiennes, mais utilisent plutôt les quatre premiers moments eulériens de la vitesse verticale afin de caractériser le terme d'accélération. En effet, la relation proposée par Franzese, Luhar et Borgas (1999) et reprise par Franzese (2003) afin de modéliser  $a_m$  est une forme quadratique :

$$a_m(t, w_m, z_m) = \alpha(t, z_m) w_m^2 + \beta(t, z_m) w_m + \gamma(t, z_m) \quad (3.10)$$

où les paramètres  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  sont déterminés à partir de l'équation de Fokker-Planck. Pour ce faire, l'éq. (3.10) est multipliée de manière successive par les puissances de la vitesse, puis une intégration est faite par rapport à la vitesse et au temps pour donner :

$$\frac{\partial \overline{w^n}}{\partial t} + \alpha(z) \overline{w^{n+1}} + \beta(z) \overline{w^n} + \gamma(z) \overline{w^{n-1}} = \frac{1}{n} \frac{\partial \overline{w^{n+1}}}{\partial z} - 2(n-1) \frac{\sigma_m^2}{T_{zm}} \overline{w^{n-2}} \quad n=1, \dots, N \quad (3.11)$$

Les formulations des trois paramètres de la forme quadratique modifiés dans le contexte d'un régime non-permanent d'un modèle à une particule sont (Franzese, 2003) :

$$\alpha(t, z_m) = \frac{(1/3) \left( \partial_t \overline{w^3} + \partial_{zm} \overline{w^4} \right) - \overline{w^3} \left( \partial_t \overline{w^2} + \partial_{zm} \overline{w^3} - 2 \overline{w^2} / T_{zm} \right)}{\overline{w^4} - \overline{w^3}^2 / \overline{w^2} - \overline{w^2}^2} \quad (3.12)$$

$$\beta(t, z_m) = \frac{\partial_t \overline{w^2} + \partial_{zm} \overline{w^3} - 2 \alpha \overline{w^3}}{2 \overline{w^2}} - \frac{1}{T_{zm}} \quad (3.13)$$

$$\gamma(t, z_m) = \partial_{zm} \overline{w^2} - \alpha \overline{w_m^2} \quad (3.14)$$

où l'opérateur  $\partial$  indique la différentiation partielle par rapport à la variable située à l'indice. Quant aux vitesses, la composante verticale de l'énergie cinétique turbulente totale  $\overline{w^2}$  peut être séparée selon :

$$\overline{w^2} = \overline{w_m^2} + \overline{w_r^2} \quad (3.15)$$

où  $\overline{w_m^2}$  représente la fraction de l'énergie cinétique turbulente responsable du serpentement vertical du centroïde et  $\overline{w_r^2}$  est l'énergie associée aux fluctuations turbulentes du vent à l'intérieur du panache. Franzese (2003) propose la relation suivante pour déterminer la composante de l'énergie responsable du serpentement :

$$\overline{w_m^2} = \overline{w^2} \left[ 1 - \left( \frac{d}{H} \right)^{2/3} \right] \quad (3.16)$$

où  $d$  représente la taille du panache (variable en fonction du temps et calculée en fonction du vecteur de séparation  $\overline{r^2}$ , voir section 3.4.4) et dont l'expression retenue provient de Mortarini, Franzese et Ferrero (2008) :

$$d \approx \frac{\overline{r^2}^{1/2}}{3} \quad (3.17)$$

Le terme  $[1-(d/H)^{2/3}]$  de l'équation (3.16) représente un filtre passe-bas des longueurs d'onde du spectre composant l'ECT en fonction du temps et de la taille de la source. En effet, dans le cas d'une source très petite (diamètre  $\sigma_0 \ll H$ ) et pour de faibles temps de dispersion, la composante de serpentement de l'ECT verticale sera prédominante ( $\overline{w_m^2} \rightarrow \overline{w^2}$ ) et le mouvement vertical généré sera majoritairement causé par le serpentement. A l'inverse, au fur et à mesure que le panache prend de l'expansion et que  $d \rightarrow H$ , de moins en moins de longueurs d'onde de l'ECT alimenteront le processus de serpentement. Quant à la composante relative de l'ECT, elle est très faible proche de la source, mais elle est équivalente à l'ECT totale à de grandes distances où les concentrations du panache, étant donné les limites verticales de dispersion, deviennent uniformisées verticalement ce qui correspond à la disparition des processus de serpentement. Le Tableau 3 présente les différents paramétrages des moments de la vitesse verticale totale  $\overline{w^2}$  et du centroïde  $\overline{w_m^2}$  utilisés dans le modèle lagrangien de dispersion verticale.

Tableau 3 Paramétrages des moments de la vitesse verticale totale et du centroïde d'après Franzese (2003)

Moment	Vitesse verticale totale $\overline{w^n}$	Vitesse verticale du centroïde $\overline{w_m^n}$
n=2	$\overline{w^2} = w_*^2 a_1 \left[ \frac{z}{H} \left( 1 - a_2 \frac{z}{H} \right) \left( 1 - \frac{z}{H} \right) \right]^{2/3}$	$\overline{w_m^2} = \overline{w^2} \left[ 1 - \left( \frac{d}{H} \right)^{2/3} \right]$
n = 3	$\overline{w^3} = w_*^3 a_3 \frac{z}{H} \left( 1 - \frac{z}{H} \right)^{3/2}$	$\overline{w_m^3} = \overline{w^3} \left[ 1 - \left( \frac{d}{H} \right)^{2/3} \right]^{3/2}$
n = 4	$\overline{w^4} = a_4 \overline{w^2}^2$	$\overline{w_m^4} = \overline{w^4} \left[ 1 - \left( \frac{d}{H} \right)^{2/3} \right]^2$
a <sub>i</sub>	a <sub>1</sub> = 1,7 ; a <sub>2</sub> = 0,7 ; a <sub>3</sub> = 1,2 ; a <sub>4</sub> = 3,5	-

### 3.3.1 FDP des positions verticales des centroïdes

Une fois les trajectoires des centroïdes déterminées à l'aide du modèle lagrangien, il faut déterminer la fonction de densité de probabilité des positions verticales  $p_{z_m}$ , cette dernière étant définie par :

$$p_{z_m}(x, z_m) = \text{prob} \left( z_{m,e} < z_m < z_{m,e} + dz_m \right) \quad (3.18)$$

où  $z_{m,e}$  représente l'ensemble des positions de particules à la distance  $x$  de la source provenant des réalisations individuelles des trajectoires et  $dz_m$  est la résolution verticale choisie.

Une méthode possible de caractérisation de  $p_{z_m}$  consiste à associer aux distributions calculées des positions verticales des centroïdes des distributions statistiques paramétriques. Cependant, les formes attendues de  $p_{z_m}$  dépendent de multiples facteurs tels que les propriétés turbulentes de la CLC, les caractéristiques du panache, la distance et la hauteur de la source (Dosio, 2005), de sorte que des distributions paramétriques ne peuvent représenter convenablement l'effet de l'ensemble de ces facteurs.

Des histogrammes basés sur une discrétisation verticale des positions instantanées de particules pourraient être employés dans la détermination de  $p_{zm}$ , mais cette méthode présente des inconvénients significatifs : 1) les histogrammes sont discontinus et représentent une approximation grossière d'une fonction continue, 2) tous les points d'une même classe de discrétisation ont la même densité, ce qui n'est pas réaliste et 3) la forme de la distribution associée dépend directement de la grandeur des échelons de discrétisation. Plus ces derniers sont grands, plus l'information est moyennée, ce qui aplanit le profil de la distribution tandis que plus ils sont petits, plus le risque d'occurrence de zones de discontinuité (absence de données comptabilisées dans les différentes plages) augmente, faussant l'allure générale de la distribution.

Afin de représenter adéquatement  $p_{zm}$ , la méthode de Parzen (Parzen, 1962 ; Saporta, 2006) a été choisie. Cette dernière est une méthode non-paramétrique d'estimation de la densité de probabilité et constitue une généralisation de la méthode des histogrammes. La méthode de Parzen sépare la distribution en une multitude de fenêtres mobiles et construit autour de chaque  $x$  une classe de longueur  $h$  centrée sur  $x$   $[x-h/2, x+h/2]$ . L'estimateur non-paramétrique de la fenêtre mobile s'écrit sous la forme :

$$\hat{f}_n(x) = \frac{1}{nh} \sum_{i=1}^n K\left\{x\right\} \left(\frac{x-x_i}{h}\right) \quad (3.19)$$

où  $K\{x\}$  est une fonction noyau que l'on choisira continue afin que  $\hat{f}_n$  le soit également. Plusieurs types de noyaux peuvent être employés parmi lesquels le noyau triangulaire, d'Epanechnikov ou sinusoidal. Le noyau gaussien d'espérance nulle et de variance unitaire, défini par :

$$K\{x\} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}x^2} \quad (3.20)$$

a été employé car la combinaison de fonctions gaussiennes permet de générer des profils asymétriques caractéristiques des conditions convectives.

### 3.4 Paramétrages du modèle

Cette section contient les différents paramétrages qui sont utilisés dans le modèle de fluctuations de concentration. Certains paramétrages proviennent de recherches effectuées dans la littérature scientifique tandis que d'autres ont été développés spécifiquement pour les besoins du modèle.

#### 3.4.1 Fluctuations turbulentes du vent

Une revue de la littérature des paramétrages des fluctuations turbulentes du vent (dans les trois axes, soit longitudinal, latéral et vertical) applicables aux différents régimes de turbulence atmosphérique a été effectuée et deux approches ont été retenues, celle de Rodean (1996) et Flesch et al. (2004).

Rodean propose une formulation des écarts types horizontaux du vent basée sur le stress au niveau du sol ( $u_*$ ) et variant en fonction de la hauteur :

$$\left(\frac{\sigma_u}{u_*}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_v}{u_*}\right)^2 = c_1 \left(1 - \frac{z}{h}\right)^p + c_2 \left(-\frac{h}{L}\right)^{2/3} \quad (3.21)$$

où  $c_1$  et  $c_2$  sont des constantes valant respectivement 4,5 et 0 en conditions neutres et stables et 4,5 et 0,6 en conditions convectives, le coefficient  $p$  valant 3/2 dans tous les régimes de turbulence. Cette formulation considère que les fluctuations longitudinales et latérales du vent sont équivalentes.

Concernant les fluctuations turbulentes sur le plan vertical, Rodean propose la formulation suivante résultant d'une combinaison de fonctions de deux forces : la force de stress causé par le cisaillement et la force de flottabilité :

$$\left(\frac{\sigma_w}{u_*}\right)^2 = c_3 \left(1 - \frac{z}{h}\right)^{3/2} + c_4 \left(-\frac{z}{L}\right)^{2/3} \left(1 - c_5 \frac{z}{h}\right)^2 \quad (3.22)$$

Les constantes  $c_3$ ,  $c_4$  et  $c_5$  valent 1,4, 2,9 et 0,8. En conditions neutres et stables, la force de flottabilité est négligeable ou nulle (le stress de surface étant l'unique paramètre d'échelle), tandis qu'en conditions fortement convectives la force de stress est négligeable.

Flesch et al. (2004) proposent des formulations plus simples pour leur application de modèle inverse d'émissions surfaciques à l'aide d'un modèle lagrangien stochastique. En conditions neutres et stables, les fluctuations turbulentes horizontales sont constantes en fonction de la hauteur et dépendent donc uniquement du stress de surface :

$$\sigma_u = b_u u_* \quad (3.23)$$

$$\sigma_v = b_v u_* \quad (3.24)$$

Les constantes  $b_u$  et  $b_v$  valent respectivement 2,5 et 2,0. En conditions convectives, une composante supplémentaire est rajoutée aux dernières équations et les paramétrages dépendent de la vitesse convective  $w_*$  :

$$\sigma_u^2 = b_u^2 u_*^2 + 0,35 w_*^2 \quad (3.25)$$

$$\sigma_v^2 = b_v^2 u_*^2 + 0,35 w_*^2 \quad (3.26)$$

En ce qui a trait aux fluctuations turbulentes verticales du vent, le paramétrage proposé est le suivant :

$$\sigma_w = b_w u_* \phi_w \quad (3.27)$$

où  $b_w$  est une constante (1,25) et  $\phi_w$  est une fonction dépendant de la stabilité atmosphérique :

$$\phi_w = \begin{cases} 1 & L > 0 \\ \left(1 - 3 \frac{z}{L}\right)^{1/3} & L < 0 \end{cases} \quad (3.28)$$

La comparaison des paramétrages de Flesch et al. (2004) avec des mesures en air ambiant réalisées près du sol est illustrée à la Figure 18a.

La Figure 19 compare les formulations de Rodean et de Flesch présentées précédemment pour représenter les fluctuations turbulentes du vent dans les trois régimes de stratification thermique de l'atmosphère : stable, neutre et instable. Le modèle de Flesch est en bon accord avec les mesures expérimentales au niveau du sol (2 m) selon les trois axes du vent et la stabilité atmosphérique. Toutefois, son principal inconvénient est qu'il est constant en

fonction de la hauteur alors que les résultats (Figure 18b) rapportés dans Dosio, Vila-Guerau de Arellano et Holtslag (2003) montrent que les fluctuations turbulentes horizontales (en conditions convectives mais cela est valable également pour les autres régimes de turbulence) sont maximales au niveau du sol et décroissent avec la diminution du cisaillement vertical du vent. Le modèle de Rodean quant à lui incorpore une variation verticale des fluctuations. Les fluctuations latérales  $\sigma_v$  sont similaires à celles du modèle de Flesch près du sol mais les fluctuations longitudinales  $\sigma_u$  sont inférieures à celles modélisées par Flesch. Il a été démontré à l'aide de mesures (Hogstrom, 1990 ; Flesch et al., 2004) que  $\sigma_u > \sigma_v$  ; ainsi le modèle de Flesch serait plus représentatif de la réalité près du sol. En conditions instables, le modèle de Rodean, contrairement à Flesch, reproduit bien le comportement des fluctuations verticales du vent avec un maximum situé environ à la moitié de la couche limite convective.

Suite à ces observations, les formulations suivantes sont considérées dans le modèle général de fluctuations de concentration : les paramétrages de  $\sigma_v$  et  $\sigma_w$  de Rodean sont choisis (éq. 3.21 et 3.22) tandis que dans l'axe longitudinal le rapport de proportionnalité de Flesch est employé :

$$\sigma_u = \frac{b_u}{b_v} \sigma_v \quad (3.29)$$

### 3.4.2 Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente

Les écoulements dans la couche de surface sont directement dépendants des flux de surfaces de momentum et de chaleur qui sont les sources de production de l'énergie cinétique turbulente. Le taux de dissipation  $\epsilon$  est lié au taux de production de l'ECT et donc des flux de surfaces à travers un bilan d'énergie de l'ECT. Le taux de dissipation  $\epsilon$  représente le taux de transfert par cascade d'énergie jusqu'à ce que cette dernière soit convertie en chaleur par les forces visqueuses. C'est au niveau du sol que  $\epsilon$  devrait être le plus élevé étant donné le forçage thermique à ce niveau et le cisaillement vertical du vent important ; avec l'altitude et l'éloignement des sources de production de l'ECT,  $\epsilon$  diminue. Cela est observé

notamment dans l'étude de Lundquist, Shinn et Gouveia (2004) où des mesures du taux de dissipation de l'ECT ont été réalisées en milieu urbain à différentes hauteurs.

Afin de choisir un paramétrage adéquat de  $\epsilon$  dans le modèle de fluctuations, une revue de la littérature a été effectuée. On retrouve des formulations distinctes dépendamment des grandes catégories de régime de stabilité atmosphérique, soit pour les régimes stables ( $L > 0$ ) et convectifs ( $L < 0$ ). Les formulations retenues, déterminées à partir de mesures expérimentales, sont celles de Rodean (1996), NASA (2000), Flesch et al. (2004) et Luhar et al. (2000). Les trois premiers ont proposé des formulations applicables à l'ensemble des stabilités atmosphériques tandis que la formulation du dernier concerne uniquement les conditions convectives. Le Tableau 4 présente les différentes expressions de  $\epsilon$  et sont comparées sur la Figure 20. En règle générale, malgré leur formulation mathématique différente, les modèles de  $\epsilon$  présentent des comportements similaires à l'exception du modèle de Luhar. Plus en détail, en conditions neutres, les modèles de Rodean, NASA et Flesch présentent des profils verticaux semblables. En conditions stables, les profils de Rodean, NASA et Flesch présentent les mêmes profils dans la couche de surface (environ  $z/H < 0,1$ ) ; au-delà le modèle de Flesch diverge des autres modèles avec un profil quasi-constant en fonction de la hauteur. En conditions convectives, les modèles de Rodean, NASA et Flesch donnent des profils semblables. Le taux de dissipation par le modèle simplifié de Luhar est constant avec la hauteur et est inférieur d'un facteur 100 aux autres modèles près du sol et d'un facteur 10 et moins au-delà de  $z/H > 0,01$ .

Suite à cette comparaison, les modèles de Rodean et de la NASA présentent les comportements attendus de  $\epsilon$ . Les résultats sont semblables mais, étant donné la discontinuité présente dans le modèle de la NASA au niveau de la transition de la couche de surface, le modèle continu de Rodean est préféré pour représenter le profil vertical de  $\epsilon$  pour tous les régimes de stabilité atmosphérique.

Tableau 4 Revue des paramétrages du profil vertical du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente selon les régimes de turbulence atmosphérique.

Paramétrage	Régime de stabilité atmosphérique	
	Stable / neutre ( $L > 0$ )	Convectif ( $L < 0$ )
Rodean (1996)	$\varepsilon = \frac{u_*^3}{kz} \left( 1 + 3.7 \frac{z}{L} \right) \left( 1 - 0.85 \frac{z}{h} \right)^{3/2}$	$\varepsilon = \frac{u_*^3}{kz} \left[ \left( 1 + 0.75 \frac{z}{-L} \right) \left( 1 - 0.85 \frac{z}{h} \right)^{3/2} + 0.3 \frac{z}{-L} \right]$
NASA (2000)	$z \leq 0.1h:$ $\varepsilon = \frac{u_*}{kz} \left( 1.24 + 4.3 \frac{z}{L} \right)$ $z > 0.1h:$ $\varepsilon = \frac{u_*}{kz} \left( 1.24 + 4.3 \frac{z}{L} \right) \left( 1 - 0.85 \frac{z}{h} \right)^{1.5}$	$z \leq 0.1h:$ $\varepsilon = \frac{u_*}{kz} \left( 1 + 0.5 \left  \frac{z}{L} \right ^{2/3} \right)^{3/2}$ $z > 0.1h:$ $\varepsilon = \frac{w_*^3}{h} \left( 0.8 - 0.3 \frac{z}{h} \right) = \frac{u_*^3}{k L } \left( 0.8 - 0.3 \frac{z}{h} \right)$
Luhar et al., (2000)	-	$\varepsilon = 0.4 \frac{w_*^3}{h} = 0.4 \frac{u_*^3}{k L }$
Flesch et al. (2004)	$\varepsilon = \frac{u_*^3}{kz} \left( 1 + 5 \frac{z}{L} \right)$	$\varepsilon = \frac{u_*^3}{kz} \left[ \frac{2.44 \left( 1 - 3 \frac{z}{L} \right)^{1.33} + 1}{3.44 \left( 1 - 3 \frac{z}{L} \right)^{0.33} \left( 1 - 6 \frac{z}{L} \right)^{0.25}} \right]$

### 3.4.3 Intensité relative des fluctuations de concentration

L'intensité relative des fluctuations de concentration  $i_{cr}$  représente le rapport entre l'écart-type des fluctuations et la concentration moyenne dans un référentiel ayant à l'origine le centroïde du panache qui se déplace par serpenteement. Deux paramétrages sont présentés en fonction de la stabilité atmosphérique.

### 3.4.3.1 Conditions neutres et stables

Une méthode originale, basée sur l'expression empirique des intensités de fluctuations dans le centre du panache (Wilson, 1995), est proposée afin de caractériser  $i_{cr}$  en conditions neutres et stables.

Dans un premier temps la formulation analytique de  $i_{cr}$  doit être développée. La définition de l'intensité  $i_c$  des fluctuations est :

$$i_c = \frac{\sigma_c}{c} = \frac{(\overline{c^2} - \overline{c}^2)^{1/2}}{\overline{c}} = \left( \frac{\overline{c^2}}{\overline{c}^2} - 1 \right)^{1/2} \quad (3.30)$$

En remplaçant dans (3.30) les expressions pour le premier et le deuxième moment de la concentration (éq. 3.2 et 3.3), l'expression de l'intensité devient alors :

$$i_c = \left[ \frac{\left( \frac{Q}{u} \right)^2 \frac{(1+i_{cr}^2)}{2\pi\sigma_{yr}^2} \left( \frac{\sigma_{yr}^2}{\sigma_{yr}^2 + 2\sigma_{ym}^2} \right)^{1/2} \exp \left[ -\frac{y^2}{\sigma_{yr}^2 + 2\sigma_{ym}^2} \right] \times \int_0^H p_{zr}^2 p_{zm} dz_m}{\left[ \left( \frac{Q}{u} \right) \left[ \frac{1}{2\pi\sigma_{yr}^2} \right]^{1/2} \left( \frac{\sigma_{yr}^2}{\sigma_{yr}^2 + \sigma_{ym}^2} \right)^{1/2} \exp \left[ -\frac{y^2}{2(\sigma_{yr}^2 + \sigma_{ym}^2)} \right] \times \int_0^H p_{zr} p_{zm} dz_m \right]^2} - 1 \right]^{1/2} \quad (3.31)$$

En simplifiant la dernière équation et en isolant  $i_{cr}$ , on obtient :

$$i_{cr} = \left[ \left( i_c^2 + 1 \right) \frac{\sigma_{yr} (\sigma_{yr}^2 + 2\sigma_{ym}^2)^{1/2}}{\sigma_{yr}^2 + \sigma_{ym}^2} \exp \left[ -\frac{\sigma_{ym}^2 y^2}{(\sigma_{yr}^2 + 2\sigma_{ym}^2)(\sigma_{yr}^2 + \sigma_{ym}^2)} \right] \frac{\left( \int_0^H p_{zr} p_{zm} dz_m \right)^2}{\int_0^H p_{zr}^2 p_{zm} dz_m} - 1 \right]^{1/2} \quad (3.32)$$

Wilson (1995) a développé un modèle afin de représenter en conditions neutres l'intensité totale des fluctuations dans le centre d'un panache (aucune distance latérale, soit  $y=0$ , et au niveau de la hauteur de la source). L'intensité  $i_{c,y=0,z=h_c}$  dans ces conditions est donnée par :

$$i_{c,y=0,z=h_c} + \left( i_{c,y=0,z=h_c}^2 + 1 \right)^{1/2} = \frac{B_1 \left( \frac{\sigma_e}{L_e} \right)}{\left[ \frac{\sigma_e}{L_e} + B_2 \left( \frac{d_0}{L_e} \right)^{2/3} \right]^{3/2}} \quad (3.33)$$

avec :

$$\sigma_e = (\sigma_y \sigma_z)^{1/2} \left( 1 + \frac{B_3 p x}{h_e + 0,02 \sigma_z} \right)^{1/2} \quad (3.34)$$

$$L_e = L_v + B_4 \sigma_e \quad (3.35)$$

$$L_v = 0,6 (h_e + \sigma_0) \quad (3.36)$$

où  $\sigma_e$  est la dimension effective du panache,  $L_e$  est la longueur d'échelle de la turbulence dans un référentiel eulérien et dépend de  $L_v$ , la longueur d'échelle eulérienne de la vitesse du vent transversal,  $\sigma_y$  et  $\sigma_z$  sont les coefficients totaux de dispersion latérale et verticale,  $\sigma_0$  est le diamètre de la source,  $p$  est le coefficient de la loi de puissance représentant le profil du vent,  $x$  est la distance sous le vent,  $h_e$  est la hauteur effective de la source et  $B_1$ ,  $B_2$ ,  $B_3$  et  $B_4$  sont des constantes valant respectivement 10, 3, 8 et 0,03.

La Figure 14 présente les profils longitudinaux des intensités de fluctuations du modèle de Wilson pour des sources de trois diamètres différents comparés à ceux obtenus expérimentalement en soufflerie par Fackrell et Robins (1982). Les résultats du modèle (éq. 3.33 à 3.36) pour les trois cas de sources mais appliqués à l'échelle atmosphériques sont présentés à la Figure 21.

En employant la formulation empirique de Wilson de l'intensité totale des fluctuations de concentration dans le centre du panache, l'intensité relative des fluctuations de concentration devient :

$$i_{cr} = \left[ \left( i_{c,y=0,z=h_e}^2 + 1 \right) \frac{\sigma_{yr} (\sigma_{yr}^2 + 2\sigma_{ym}^2)^{1/2}}{(\sigma_{yr}^2 + \sigma_{ym}^2)} \frac{\left( \int_0^H p_{zr}(x, z = h_e, z_m) p_{zm}(x, z_m) dz_m \right)^2}{\int_0^H p_{zr}^2(x, z = h_e, z_m) p_{zm}(x, z_m) dz_m} - 1 \right]^{1/2} \quad (3.37)$$

La Figure 22 présente les profils de  $i_{cr}$  calculés à l'aide de l'éq. (3.37) pour les trois sources de la Figure 21. L'intensité relative croît rapidement jusqu'à l'atteinte d'un maximum qui dépend de la taille de la source ; on constate en effet que plus la dimension de la source est grande, plus l'intensité maximale de  $i_{cr}$  est élevée et plus ce maximum se produit près de la source. Par la suite,  $i_{cr}$  diminue lentement et loin de la source  $i_{cr}$  oscille aux alentours de 0,8

peu importe la taille de la source. Le comportement de  $i_{cr}$  est lié à celui de l'intensité totale, ce dernier ne tendant pas vers zéro loin de la source mais plutôt vers une valeur non nulle, tel que confirmé par les mesures expérimentales (Figure 14).

La Figure 23 présente les valeurs simulées des intensités relatives maximales de FC dans le centre du panache en fonction de la stabilité atmosphérique. Les intensités relatives maximales sont faibles pour des conditions neutres et augmentent selon l'accroissement de la stabilité. Cela pourrait être expliqué par l'effet de brassage important caractéristique des conditions neutres, ce qui entraîne une homogénéisation de la matière à l'intérieur du panache et ainsi des fluctuations plus faibles dans le référentiel relatif.

Il est important de mentionner qu'à notre connaissance il n'existe pas à ce jour de mesures spécifiques de l'intensité relative des fluctuations de concentration dû à la complexité de la mise en œuvre expérimentale (mesures dans un référentiel centré sur le centroïde du panache qui est en mouvement). Ainsi, la plupart du temps,  $i_{cr}$  est calculé par itération de manière à ce que les moments d'ordre deux ou supérieur des concentrations coïncident avec les mesures expérimentales (Luhar et al., 2000 ; Franzese, 2003 ; Mortarini, Franzese et Ferrero, 2008). A titre comparatif, le profil de  $i_{cr}$  calculé de manière itérative par Luhar et al. (2000) dans le cas de conditions convectives est montré sur la Figure 22. Bien qu'il ne s'agisse pas des mêmes régimes de turbulence atmosphérique, les valeurs maximales de  $i_{cr}$  sont du même ordre de grandeur et les profils présentent une tendance similaire (maximum près de la source puis lente diminution de l'intensité relative en fonction de la distance). L'approche développée pour les conditions neutres et stables est ainsi jugée satisfaisante.

#### 3.4.3.2 Conditions convectives

Franzese (2003) propose un paramétrage de  $i_{cr}$  en conditions instables basé sur un ajustement, par la méthode des moindres carrés, de la courbe de Luhar et al. (2000) déterminée de manière itérative (Figure 22). Le paramétrage proposé est :

$$i_{cr} = b_1 X^3 \exp\left(\frac{-X^{2/3}}{b_2}\right) \quad (3.38)$$

où  $b_1$  et  $b_2$  sont des constantes valant respectivement 60 et 0,27 et  $X$  est une variable adimensionnelle définie par  $X = x w_*/(u H)$  où  $x$  est la distance (m),  $w_*$  est l'échelle de

vitesse convective,  $u$  est la vitesse moyenne du vent et  $H$  est la hauteur de la couche limite convective.

### 3.4.4 Coefficients de dispersion

Cette section présente les différents paramétrages pour représenter les coefficients de dispersion utilisés dans le modèle de fluctuations, à savoir les coefficients de dispersion totaux, de serpentelement et de dispersion relative.

#### 3.4.4.1 Conditions neutres et stables

Le coefficient de dispersion totale  $\sigma_y$  est donné par une solution aux équations de Taylor (1921) :

$$\sigma_y^2 = 2\sigma_v^2 T_{Lv} \left\{ t - T_{Lv} \left[ 1 - \exp\left(\frac{-t}{T_{Lv}}\right) \right] \right\} \quad (3.39)$$

où  $T_{Lv}$  est l'échelle de temps lagrangienne latérale ( $T_{Lv} = 2\sigma_v^2 / C_0 \varepsilon(z)$ ) avec  $C_0$  étant la constante de Kolmogorov. Flesch et al. (2004) rapportent une gamme de valeurs pour  $C_0$  allant de 2 à 9. La valeur utilisée par Franzese (2003) a été choisie, soit 3,0. Concernant le coefficient de dispersion relative, la formulation de Franzese (2003) a été employée, soit :

$$\sigma_{yr}^2 = \frac{C_{yr} \varepsilon (t_s + t)^3}{\left\{ 1 + \left[ C_{yr} \varepsilon t^2 / 2\sigma_v^2 T_{Lv} \right]^{2/3} \right\}^{3/2}} \quad (3.40)$$

où  $t_s$  est un temps initial de dispersion fonction de la taille de la source  $\sigma_0$  ( $t_s = \left[ \sigma_0^2 / (C_r \varepsilon) \right]^{1/3}$ ) et  $C_{yr} = C_r / 6$  avec  $C_r$  étant la constante de Richardson-Obukhov. Dans des conditions homogènes, le vecteur de séparation relative  $\overline{r^2}$  entre deux particules dans le domaine inertiel est défini par :

$$\overline{r^2} = C_r \varepsilon (t_s + t)^3 \quad (3.41)$$

Il n'existe pas encore aujourd'hui de consensus sur la valeur de  $C_r$  : il s'agit d'un domaine de recherche particulièrement actif et les expériences et résultats théoriques montrent de

larges écarts entre les valeurs proposées (Ott et Mann, 2000 ; Franzese, 2003 ; Cassiani, Franzese et Giostra, 2005 ; Ouellette et al., 2006 ; Franzese et Cassiani, 2007; Mortarini, Franzese et Ferrero, 2008). D'ailleurs les conclusions indiqueraient que  $C_r$  ne soit pas constant mais dépende de la turbulence environnante. Pour les fins du présent modèle de fluctuations en conditions neutres et stables, la valeur de  $C_r = 0,3$ , utilisée par Cassiani, Franzese et Giostra (2005) dans son modèle appliqué en stabilité neutre, est choisie. La formulation de la dispersion relative doit être cohérente par rapport aux limites théoriques attendues. Ainsi, pour des temps très courts, l'éq. (3.40) devient  $\sigma_{yr}^2 = C_{yr}\varepsilon(t_s + t)^3$  et est conforme à la dispersion dans le domaine inertiel (eq. 3.41), tandis que pour des temps plus grands,  $\sigma_{yr}^2 = 2\sigma_v^2 T_{Lv} t$ , ce qui concorde avec les résultats de Taylor (1921). Quant au coefficient de serpentement  $\sigma_{ym}$ , étant donné que la dispersion totale est la résultante de la dispersion par serpentement et par dispersion relative, il est calculé par :

$$\sigma_{ym}^2 = \sigma_y^2 - \sigma_{yr}^2 \quad (3.42)$$

Similairement, sur le plan vertical, puisqu'il s'agit de conditions neutres et stables et donc une représentation gaussienne assumée de la dispersion, les mêmes formulations que sur le plan latéral sont applicables. L'échelle de temps lagrangien verticale est définie par  $T_{Lw} = 2\sigma_w^2 / C_0 \varepsilon(z)$  et la constante  $C_{\pi}$  est, à l'instar de  $C_{yr}$ , égale à  $C_r/6$ .

#### 3.4.4.2 Conditions convectives

En conditions convectives, les coefficients latéraux sont posés de la même forme qu'en conditions neutres et stables car la turbulence peut être considérée homogène sur le plan horizontal. Ainsi, les équations (3.39), (3.40) et (3.41) sont appliquées. Toutefois, une valeur de la constante de Richardson-Obukhov représentative des conditions convectives doit être déterminée. A l'instar de Franzese (2003), les données de laboratoire provenant de l'expérience de Hibberd (2000) ont été utilisées. Cette expérience consistait à utiliser un réservoir d'eau saline pour modéliser la structure turbulente de la couche limite convective (CLC) ainsi que les caractéristiques des zones d'entraînement de la convection. Le réservoir opérait comme un modèle inversé de la CLC avec un flux de surface de flottabilité injecté au sommet de la couche de mélange sous la forme d'une solution saline traversant une

membrane poreuse. Les fortes poussées vers le bas de l'eau salée (plus dense) qui se formaient au sommet du réservoir correspondaient par analogie aux poussées convectives vers le haut d'air chaud de l'atmosphère. La couche de mélange était délimitée par le bas par une inversion et une couche stable dans laquelle la CLC pouvait croître par convection.

Une approche simplifiée de la méthode utilisée par Franzese (2003) pour estimer  $C_r$  a été employée. Ce dernier définit un coefficient de dispersion verticale  $\tilde{\sigma}_{zr}^2$  dans la formulation de  $p_{zr}$  qui tient compte des effets de réflexion aux frontières et qui réduit ainsi le taux de dispersion relative au fur et à mesure que le temps avance (limite bornée de la dispersion verticale). Dû aux réflexions, ce coefficient ne reflète pas la dispersion relative verticale efficace  $\sigma_{zr}^2$  qui peut par la suite être calculé formellement par :

$$\sigma_{zr}^2 = \int_0^H \int_0^H (z - z_m)^2 p_{zr} p_{z_m} dz dz_m \quad (3.43)$$

L'approche utilisée dans le cadre du présent projet a été de poser une forme similaire à (2.92) pour le coefficient de dispersion verticale relative (sans tenir compte des réflexions aux limites de la CLC) et de calculer les zéros de la fonction suivante :

$$f(C_r) = \frac{C_{zr} \varepsilon (t_s + t)^3}{\left\{ 1 + \left[ C_{zr} \varepsilon t^2 / 2\sigma_w^2 T_{Lw} \right]^{2/3} \right\}^{3/2}} - \sigma_{zr \text{ exp}}^2 \quad (3.44)$$

où  $\sigma_{zr \text{ exp}}^2$  correspond aux coefficients mesurés de dispersion relative verticale provenant de Hibberd (2000). La Figure 24 présente les mesures de dispersion relative verticale réalisées à trois hauteurs de sources différentes ( $h_e = 0,1H, 0,24H$  et  $0,42H$ ) reçues de Hibberd (communication personnelle).

Les valeurs de  $C_r$  obtenues varient en fonction du temps de dispersion et sont proportionnelles au taux de changement  $\partial\sigma_{zr}/\partial t$  : elles sont élevées à des temps faibles et diminuent au fur et à mesure du plafonnement de  $\sigma_{zr}$ . Ce comportement semble logique car au début de la dispersion, aucun obstacle n'entrave la dispersion ; le taux de variation de la dispersion est maximal au milieu de la couche limite ( $h_e = 0,42H$ , Figure 24), ce qui correspond à l'endroit où les fluctuations turbulentes du vent vertical sont les plus élevées

(Figure 18). Une fois la limite verticale atteinte, la dispersion relative est entravée et ne peut plus s'étendre. Les valeurs de  $C_r$  calculées dans cette région sont du même ordre que celle utilisée par Mortarini, Franzese et Ferrero (2008) pour le cas de la dispersion dans la canopée, soit  $C_r = 0,06$ . La moyenne des valeurs calculées de  $C_r$  pour les trois expériences de Hibberd est de 0,67 et cette dernière valeur est utilisée dans la formulation convective des coefficients de dispersion. En comparaison, la valeur déterminée par Franzese (2003) avec l'éq. (3.43) et des différents paramétrages du taux de dissipation de l'ECT et des fluctuations turbulentes du vent est de  $C_r = 1,4$ .

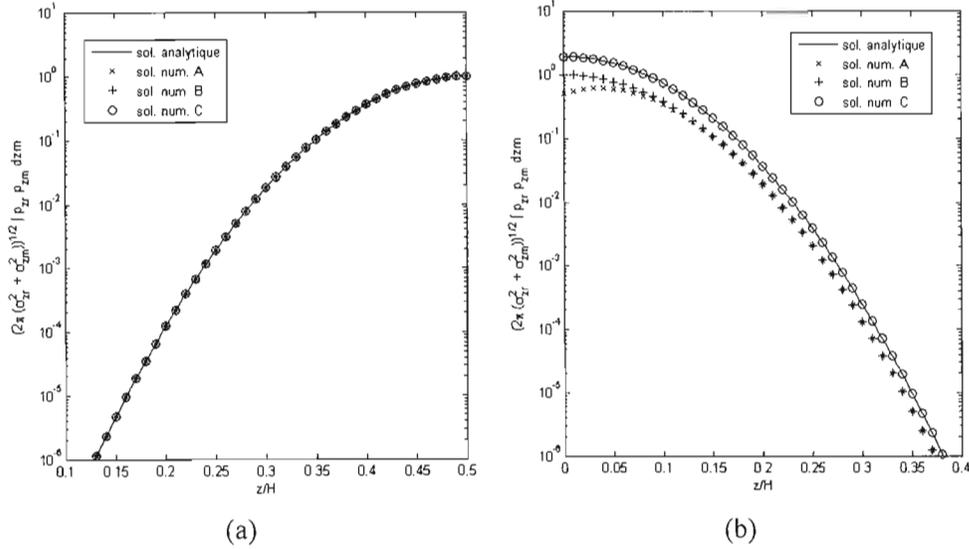


Figure 17 Comparaison de l'intégration numérique des trois formulations (Tableau 2) du terme vertical pour le calcul des concentrations moyennes avec la solution analytique : (a) hauteur de la source  $h_e = 0,5H$  et (b)  $h_e = 0,001H$ .

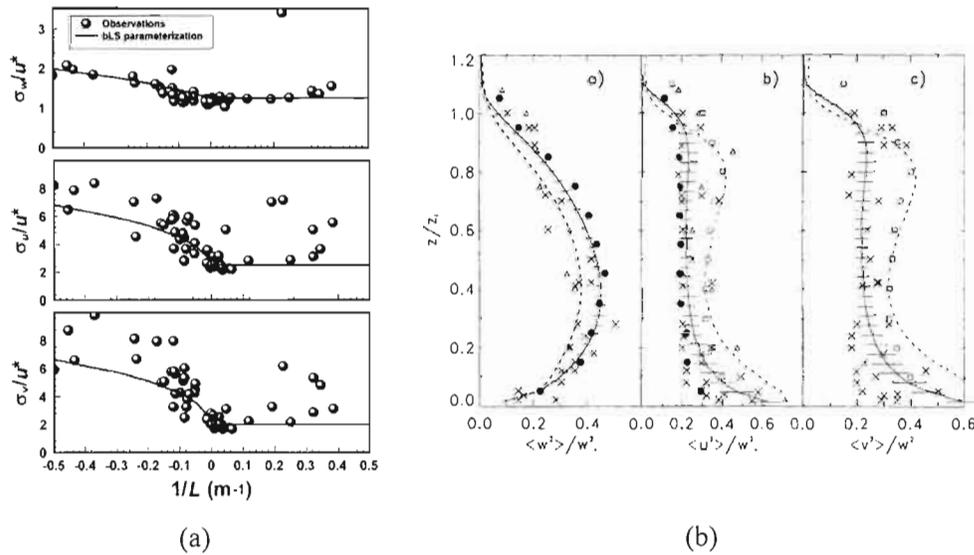


Figure 18 Mesures expérimentales des fluctuations turbulentes du vent : (a) mesures au niveau du sol (2 m) provenant de Flesch et al. (2004) et (b) profils verticaux des fluctuations du vent en conditions convectives (Dosio, Vila-Guerau de Arellano et Holtslag 2003).

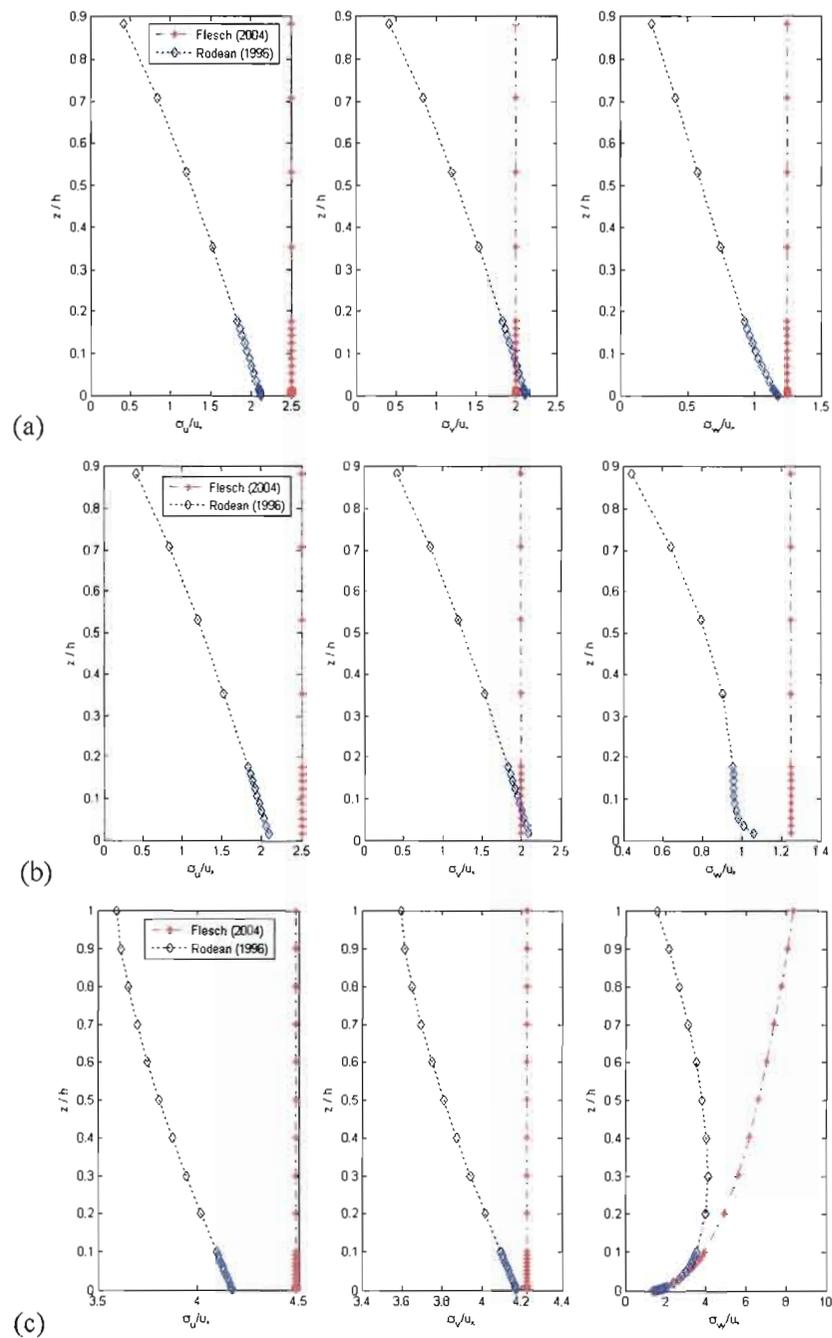


Figure 19 Comparaison des formulations de Rodean (1996) et Flesch et al. (2004) pour le paramétrage des fluctuations turbulentes du vent : (a) conditions neutres ( $L=1000$  m), (b) conditions stables ( $L=10$  m) et (c) conditions convectives ( $L=-10$  m).

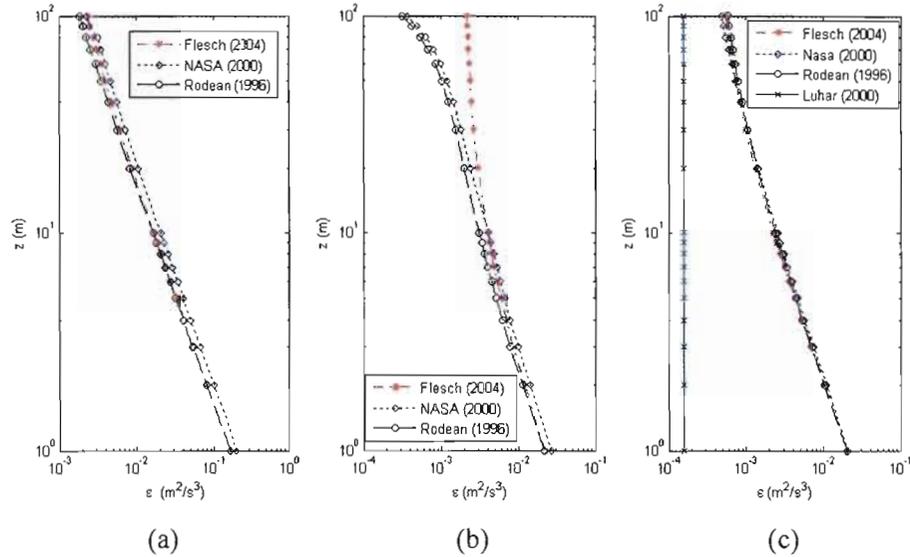


Figure 20 Comparaison des profils verticaux du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente  $\epsilon$  selon différents paramétrages : (a) conditions neutres ( $L=1000$  m,  $u_* = 0,4\text{ms}^{-1}$ ,  $H= 800$  m), (b) conditions stables ( $L= 50\text{m}$ ,  $u_* = 0,2\text{ms}^{-1}$ ,  $H= 126$  m), (c) conditions convectives ( $L= -50\text{m}$ ,  $u_* = 0,2\text{m s}^{-1}$ ,  $H= 1000$  m).

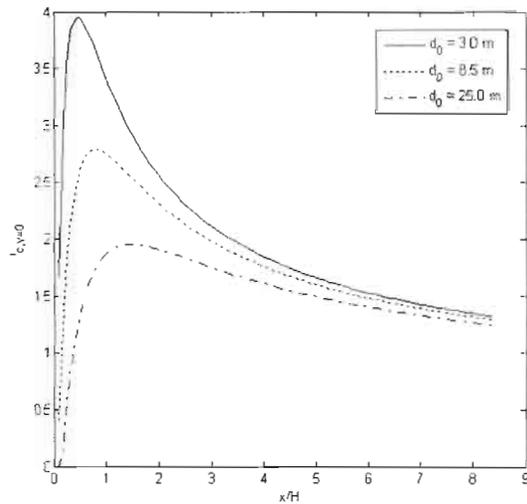


Figure 21 Profils longitudinaux des fluctuations de concentration selon le modèle de Wilson (1995) présentés à la Figure 14 et reproduits dans le cadre du présent projet à l'échelle atmosphérique ( $u_* = 0,9 \text{ ms}^{-1}$ ,  $L = 1000$  m,  $H = 1200$  m et  $h_e = 230$  m).

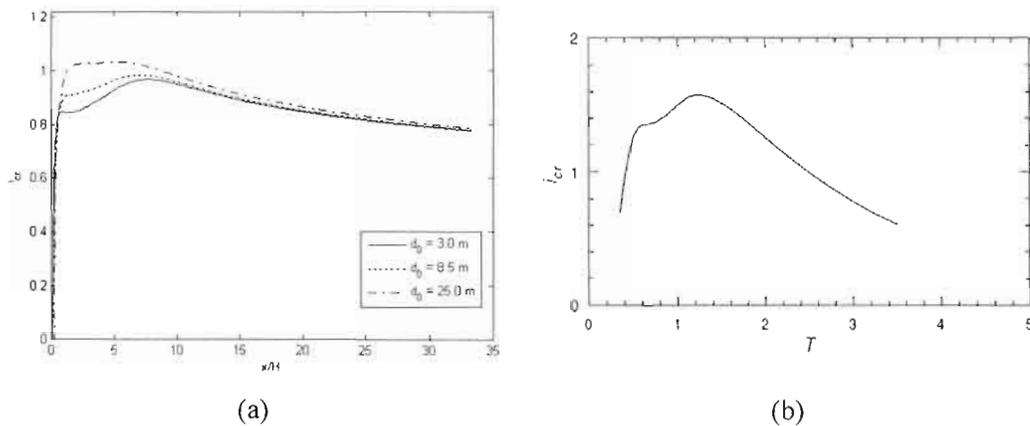


Figure 22 Variation de  $i_{cr}$  en fonction de la distance : (a) profil longitudinal déterminé pour les trois cas de la Figure 21 à partir de l'éq. (2.89) et (b) profil de  $i_{cr}$  déduit en conditions convectives, où  $T = t w^*/H$  (Luhar et al., 2000).

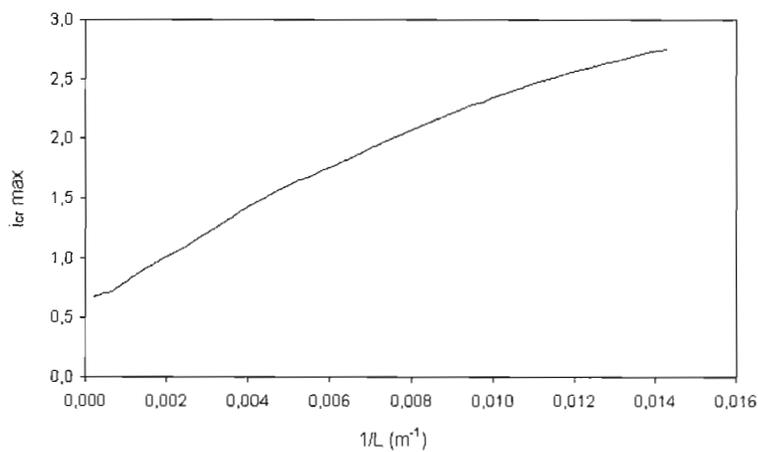


Figure 23 Modélisation de l'intensité relative maximale des fluctuations de concentration en fonction de la stabilité atmosphérique ( $H = 1200$  m,  $h_e = 230$  m,  $d_0 = 3$  m).

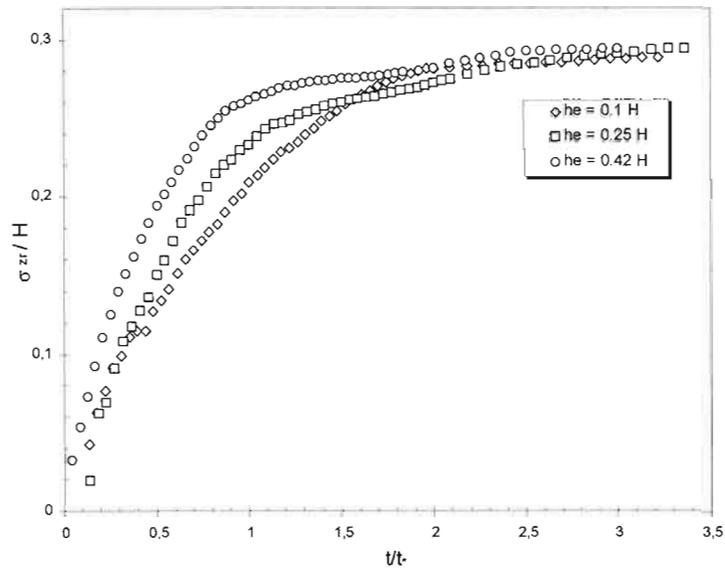


Figure 24 Coefficient de dispersion relative adimensionnel  $\sigma_{zr}/H$  en fonction du temps adimensionnel ( $t_* = H/w_*$ ) provenant des mesures expérimentales en réservoir d'eau de Hibberd (2000) pour des hauteurs de source  $h_e = 0,10H$ ,  $0,25H$  et  $0,42H$ .

## CHAPITRE IV

### SIMULATIONS RÉALISÉES AVEC LE MODÈLE DE FLUCTUATIONS DE CONCENTRATION

#### 4.1 Programmation numérique du modèle

Le modèle de fluctuation de concentration a été implémenté numériquement sous forme de modules. Le langage de programmation MATLAB a été employé pour le module contenant les différents paramétrages du modèle, le module en conditions neutres et stables, la gestion de l'information ainsi que l'affichage graphique. Concernant la dispersion en conditions convectives, un module particulier a été développé en langage C afin de simuler les trajectoires des centroïdes dans le plan vertical. En effet, l'exécution de modèles lagrangiens stochastiques requiert des ressources significatives étant donné le suivi pas à pas dans l'espace de milliers de particules, ce qui nécessite d'effectuer un grand nombre de processus itératifs. Ce type d'opérations est effectué avec davantage de rapidité en C ou FORTRAN.

#### 4.2 Conditions neutres et stables

Plusieurs scénarios de simulations ont été effectués afin d'étudier le comportement du modèle développé dans différentes conditions de stabilité, de hauteur de source émettrice et de récepteur. Les résultats sont présentés sous forme de figures à six panneaux parmi lesquels on retrouve :

1. Coefficients de dispersion (serpentelement, relative et totale) latérale et verticale ;
2. Isoplèthes des concentrations moyennes ;
3. Profil longitudinal dans le centre du panache des concentrations moyennes ;
4. Isoplèthes des intensités de fluctuations de concentration ;

5. Profil longitudinal des concentrations moyennes ;
6. Profils latéraux des intensités de fluctuations de concentration à différentes distances sous le vent.

La Figure 25 présente les résultats du modèle pour des conditions neutres ( $L = 1000$  m,  $u_* = 0,5 \text{ ms}^{-1}$ ) pour une source et des récepteurs situés à une hauteur de  $0,4H$ . On constate que les coefficients latéraux de dispersion sont supérieurs aux verticaux (le double dans le cas de la dispersion totale). Cela est consistant avec les mesures de Flesch et al. (2004) de fluctuations turbulentes du vent selon la classe de stabilité (Figure 18) qui montrent que les fluctuations turbulentes latérales du vent sont supérieures à celles retrouvées sur le plan vertical. A proximité de la source, soit jusqu'à une distance de  $x/H = 25$  pour la dispersion latérale et  $x/H = 12$  pour la dispersion verticale, la dispersion est dominée par le serpentelement du panache, ce qui est conforme avec la théorie. En effet, tel que présenté à la section 2.1.2, lorsque le panache est encore de faible dimension peu après son émission dans l'atmosphère, les tourbillons générés par la turbulence ne peuvent cisailer le panache et ce dernier sera advecté par serpentelement selon les fluctuations turbulentes du vent. Des mesures de coefficients latéraux et verticaux de serpentelement et de dispersion relative en conditions neutres et stables n'ont pu être trouvées dans la littérature. Cependant, les tendances observées sur la Figure 25 quant aux coefficients de dispersion concordent avec les mesures de Nieuwstadt (1992) ainsi que les résultats de Luhar et al. (2000) et Franzese (2003) en conditions convectives.

Les isoplèthes de concentrations moyennes montrent que les concentrations diminuent selon l'éloignement longitudinal de la source, soit la direction de l'advection par le vent moyen, ainsi que les distances latérales et verticales (non montrées) de la source. Ce comportement est cohérent avec la théorie car la dilution du panache dans l'atmosphère entraîne nécessairement une diminution des concentrations par conservation de la masse. Le profil longitudinal des concentrations moyennes dans le centre du panache montre que la concentration maximale est simulée à la source puis décroît exponentiellement avec la distance. Il peut être remarqué que la diminution de la concentration en fonction de la distance n'est pas uniforme : elle est maximale au début de la dispersion et décroît par la suite; ce ralentissement est causé par la limitation d'expansion verticale du panache aux

frontières de la couche limite planétaire, engendrant une uniformisation des concentrations verticales. La dispersion latérale n'étant pas bornée, le panache continue de s'étendre selon l'axe des  $y$ .

Les isoplèthes des intensités des fluctuations de concentration  $i_c$  montrent un patron inverse de celui des concentrations moyennes. Les intensités simulées de FC sont faibles dans le centre du panache étant donné la plus grande probabilité de retrouver les panaches instantanés dans cette région, et augmentent au fur et à mesure que l'on s'approche des bords du panache, simulant ainsi les effets de mélange par entraînement avec l'air ambiant. Le profil longitudinal des intensités simulées de FC dans le centre du panache montre une valeur maximale atteinte à courte distance de l'émission puis diminuant par la suite. Ce comportement est corroboré par les résultats de Wilson (1995) et reproduits à la Figure 21. Les profils latéraux de  $i_c$  simulés à différentes distances du panache illustrent les effets distincts d'éloignement selon l'axe des  $x$  et  $y$  sur les intensités. En effet, une diminution de  $i_c$  dans la direction de l'axe central, de  $x/H=5$  à  $x/H=15$ , est observé tandis que l'éloignement perpendiculaire à l'axe central fait augmenter  $i_c$  pour les raisons citées précédemment. La forme parabolique des profils latéraux de  $i_c$  concorde avec les résultats expérimentaux en conditions neutres de Yee et Wilson (2000) tels que présentés à la Figure 30.

Les simulations de la Figure 26 ont été réalisées dans les mêmes conditions de stabilité que la figure précédente, mais pour une source d'une hauteur de  $0,2H$  et des récepteurs situés à  $0,08H$ . Les coefficients de dispersion totaux aux niveaux latéral et vertical sont légèrement inférieurs à ceux du cas précédent car ils dépendent de la hauteur à travers les fluctuations turbulentes du vent et la magnitude du vent au niveau étudié. La contribution du serpentement est plus faible en comparaison à celui de la source élevée; cela peut être expliqué par le fait que le serpentement est généré par les larges tourbillons dont la taille caractéristique est proportionnelle à la hauteur au-dessus du sol. Ainsi, tout près du sol le serpentement ne devrait pas être significatif. Étant donné que les récepteurs ne sont pas situés au centre du panache, les profils des concentrations moyennes sont différents. En particulier, le profil longitudinal montre que la concentration maximale est atteinte à environ  $x/H = 2$  et non à la source. En effet, une certaine distance est nécessaire afin de parcourir la

différence de hauteur séparant la source du récepteur. Les isoplèthes de  $i_c$  sont plus étendues que dans le cas de la Figure 25 étant donné le plus grand étalement du panache. Les profils latéraux de  $i_c$  reflètent ce comportement. Quant à la forme du profil modélisé de  $i_c$  dans l'axe du vent,  $i_c$  est maximal près de la source et diminue en fonction de la distance, cette tendance étant similaire aux résultats expérimentaux (Figure 12).

Des simulations ont été réalisées en conditions stables ( $L = 50 \text{ m}$ ,  $u_* = 0,15 \text{ ms}^{-1}$ ) : la Figure 27 présente les simulations réalisées à partir d'une source et des récepteurs situés à  $0,4H$  et la Figure 28 pour une source à  $0,4H$  et des récepteurs à  $0,08H$ . Les mêmes tendances ou comportements que dans les cas des conditions neutres sont observés. La principale différence entre les deux régimes de turbulence concerne la dispersion verticale qui diminue avec une augmentation de la stabilité atmosphérique. Cela a toutefois des répercussions sur tous les résultats simulés (concentrations moyennes plus élevées, valeurs de  $i_c$  plus faibles dans l'axe central du panache mais plus élevées en bordure du panache en conditions stables).

Afin d'étudier l'influence de la taille de la source sur les intensités de FC, des simulations ont été réalisées avec des sources de diamètres différents. La Figure 29a présente, pour des conditions neutres, les profils longitudinaux de  $i_c$  avec des sources de diamètre allant de 1 à 20 m ( $0,001H$  à  $0,022H$ ). Le modèle développé reproduit les tendances observées des mesures de Fackrell et Robins (1982) et du modèle de Wilson (1995), soit que plus le diamètre des sources est petit, plus l'intensité maximale près de la source est élevée et se produit près de la source. On peut rappeler que cela est dû à l'effet de serpentelement du panache par les grands tourbillons turbulents, ce phénomène est d'autant plus important pour des panache de petite envergure. A une certaine distance de la source ( $x/H \approx 15$  sur la Figure 29a), l'effet de la taille de la source n'est plus significatif étant donné que la taille caractéristique des panaches croît avec la distance et les intensités de FC sont alors confondues. La Figure 29b présente les profils latéraux de  $i_c$  à une distance  $x/H = 5$ . Les profils varient en fonction de la taille de la source et de la distance (avec maximum de différence dans la région  $x/H < 2$ ) et il peut être observé que les sources de petit diamètre présentent à une même distance latérale du centre du panache des valeurs plus élevées d'intensité. A l'instar des résultats de simulations réalisées en conditions neutres et stables,

la forme des profils latéraux de  $i_c$  est consistante avec les mesures expérimentales (Figure 30).

### 4.3 Conditions convectives

L'utilisation du modèle lagrangien stochastique présenté à la section 2.6.2 permet de simuler les trajectoires des centroïdes du panache afin de représenter l'effet de serpentement vertical dans une atmosphère instable.

La Figure 31 présente des simulations réalisées avec 200 particules en conditions convectives ( $w_* = 1,4 \text{ ms}^{-1}$ ) selon trois hauteurs de source afin d'analyser l'influence de ce paramètre : à la limite de la couche de surface ( $0,1H$ ), à la mi-hauteur de la hauteur convective ( $0,5H$ ) et à une altitude élevée ( $0,9H$ ). Il est important de mentionner que le faible nombre de particules employées servant à établir la Figure 31 était dans le but d'alléger la présentation de ce type de résultats et, que dans le cas des simulations présentées plus tard, davantage de particules, soit 5 000, ont été simulées afin d'obtenir des résultats statistiquement significatifs. Les trajectoires simulées des centroïdes instantanés représentent bien la spécificité des conditions convectives par rapport aux régimes neutres et stables. En effet, les particules parcourent en peu de distance (sous le vent) l'entière étendue de la CLC avant de changer de direction, soit par des réflexions aux limites de la couche convective (inversion thermique) ou bien dû à des changements spontanés dans les signes des vitesses verticales turbulentes. Ces grandes amplitudes de variation des hauteurs de particules sont caractéristiques de l'instabilité atmosphérique. Les réflexions successives de particules aux frontières de la couche limite peuvent être observées dans des conditions neutres et stables mais sur de très grandes distances de transport. La Figure 35a présente les positions de centroïdes de 100 particules telles que simulées par le modèle de Luhar et al. (2000); les résultats sont semblables à ceux obtenus avec le modèle développé dans le cadre de ce projet.

La moyenne d'ensemble des positions instantanées verticales des centroïdes est illustrée par la ligne rouge sur les figures. Étant donné les réflexions successives du panache au sol et à la hauteur convective de mélange, les moyennes d'ensemble tendent vers leur position d'équilibre, soit  $z = 0,5H$ , ce qui est conforme aux résultats de la littérature (Luhar et al.,

2000 ; Franzese, 2003 ; Dosio, 2005). Les parcours des moyennes d'ensemble diffèrent dépendamment de la hauteur. En effet, pour une source basse, une élévation graduelle du panache jusqu'à la position d'équilibre est observée, et ce à une distance précédent le début de l'influence des multiples réflexions aux bornes de la CLC. Pour une source située à la moitié de la couche limite, un abaissement de la trajectoire moyenne est noté jusqu'à  $x/H = 2$  avant de remonter graduellement vers le niveau d'équilibre. Pour une source élevée, une baisse de la trajectoire moyenne est constatée jusqu'à proximité de la position d'équilibre.

La Figure 32 présente les distributions verticales des positions instantanées des particules de la Figure 31 à différentes distances de la source. Les fonctions de distribution de probabilité  $p_{zm}$  déterminées à l'aide de la méthode de Parzen (section 2.6.3) sont également tracées sur les figures. L'échelle des histogrammes ne correspond pas à celle des fonctions  $p_{zm}$  et seules les formes des distributions doivent être comparées. Trois principaux constats ressortent de l'analyse des figures :

1. pour une même hauteur de source, les profils varient en fonction de la distance ;
2. pour une même distance de la source, les profils diffèrent selon la hauteur de la source ;
3. des irrégularités et asymétries significatives dans les histogrammes ainsi que dans les FDP associées peuvent être observées.

Si dans des conditions de turbulence homogène, soit dans les régimes neutres et stables, les fonctions  $p_{zm}$  peuvent être assimilées à des fonctions gaussiennes (Dosio, 2005), le cas des conditions convectives est très différent étant donné les propriétés turbulentes de la CLC. Cela confirme le choix d'employer des formes empiriques plutôt que paramétriques afin de représenter le plus adéquatement  $p_{zm}$ . Les formes de  $p_{zm}$  simulées avec le modèle développé sont similaires à celles de Dosio (2005) (non reproduites ici).

Des simulations en conditions convectives ( $w_* = 1,1 \text{ ms}^{-1}$ ) sont présentées pour une source et des récepteurs élevés (Figure 33) et bas (Figure 34). Tel que dans le cas des simulations réalisées en régimes neutre et stable, les résultats en régime instable consistent en des figures à six panneaux légèrement modifiés. Le premier panneau montre en effet les positions instantanées des centroïdes pour les 200 premières particules ainsi que la moyenne

d'ensemble des trajectoires. Étant donné la turbulence atmosphérique élevée prévalant dans les conditions convectives, le taux de diminution de la concentration moyenne en fonction de la distance près de la source est beaucoup plus élevé que dans le cas des régimes neutres et stables. L'effet de dilution est important dans la direction latérale (étendue des isoplèthes de concentrations moyennes perpendiculairement à la direction du vent) et particulièrement au niveau vertical (trajectoires des centroïdes). Des comportements différents des régimes neutres et stables sont constatés pour les intensités de FC. En effet, dans le cas de la source à une hauteur  $0,2H$  et des récepteurs à  $0,08H$ , une zone de minimum local d'intensité est simulée à proximité de la source (centre à  $x/H = 1,3$ ), suivie plus loin d'un maximum local ( $x/H = 3,1$ ).

D'après Franzese (2003), cela serait dû à l'équilibre de deux effets. Premièrement, l'intensité des fluctuations le long de la trajectoire moyenne décroît avec la distance  $x$  après une phase d'augmentation due à l'expansion verticale limitée par les frontières de la couche limite convective. Deuxièmement, à des distances  $x$  sous le vent fixées, l'intensité  $i_c$  augmente toujours avec la distance du centroïde. Ainsi, l'ascension du panache fait en sorte que les intensités près du sol dans la région d'ascension augmentent à un taux supérieur à celui de la décroissance par simple éloignement dans l'axe du vent, formant ainsi un maximum local. Les résultats expérimentaux de Deardoff et Willis (1984) supportent l'existence de ces extrémums locaux prévus.

La présence de ces régions alternées d'extrémums locaux est reflétée sur le profil de  $i_c$  dans l'axe central du vent. La Figure 35 montre des résultats du modèle de Franzese (2003) avec les isoplèthes de concentrations moyennes et d'intensité de FC ainsi que le profil central de  $i_c$ . Les résultats du modèle sont qualitativement similaires à ceux de Franzese (2003) avec en particulier les zones de minimum et maximum locaux d'intensité des FC près de la source.

Les profils latéraux montrent les mêmes comportements que dans le cas des autres régimes de stabilité, à savoir un minimum d'intensité au centre du panache et une augmentation au fur et à mesure que l'on se rapproche des bords du panache où le mélange par entraînement d'air ambiant crée de fortes FC. On peut remarquer l'effet de la hauteur dans le cas de la Figure 34b où, dû à la présence d'extrémums locaux d'intensité près de la source, une légère translation vers le haut des profils d'intensité est observée pour les distances de  $x/H = 1$  à  $3$ .

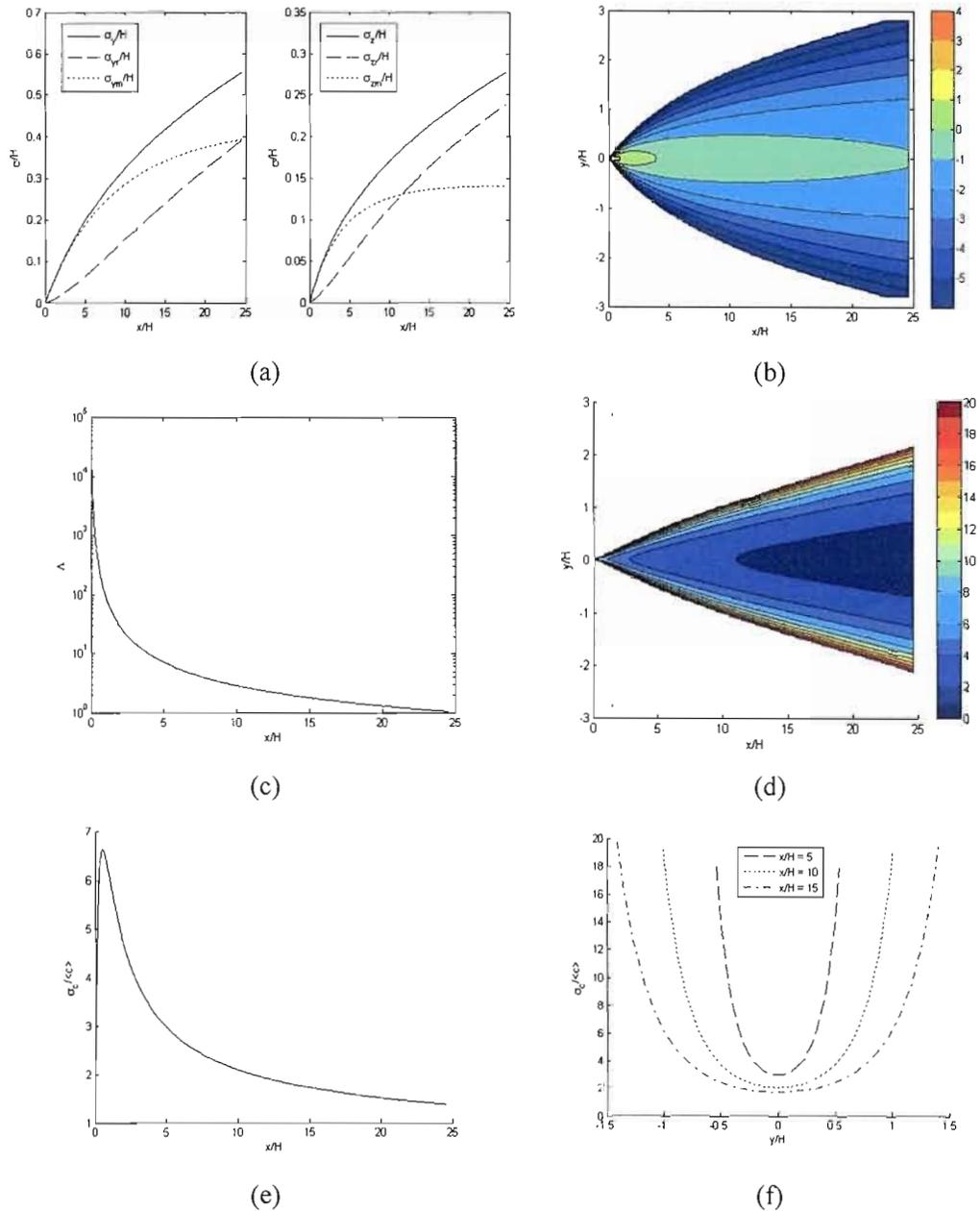


Figure 25 Résultats en conditions neutres ( $L=1000$  m,  $u_* = 0,5 \text{ ms}^{-1}$ ) pour une source (diamètre de 1 m ou  $0,001H$ ) et des récepteurs situés à  $z = 0,4H$  : (a) coefficients de dispersion latérale et verticale, (b) isoplèthes du log des concentrations moyennes adimensionnelles  $\Lambda = (\langle c \rangle uH^2/Q)$ , (c) profil de  $\Lambda$  dans le centre du panache, (d) isoplèthes des intensités de fluctuations  $i_c$ , profils (e) central et (f) latéraux de  $i_c$ .

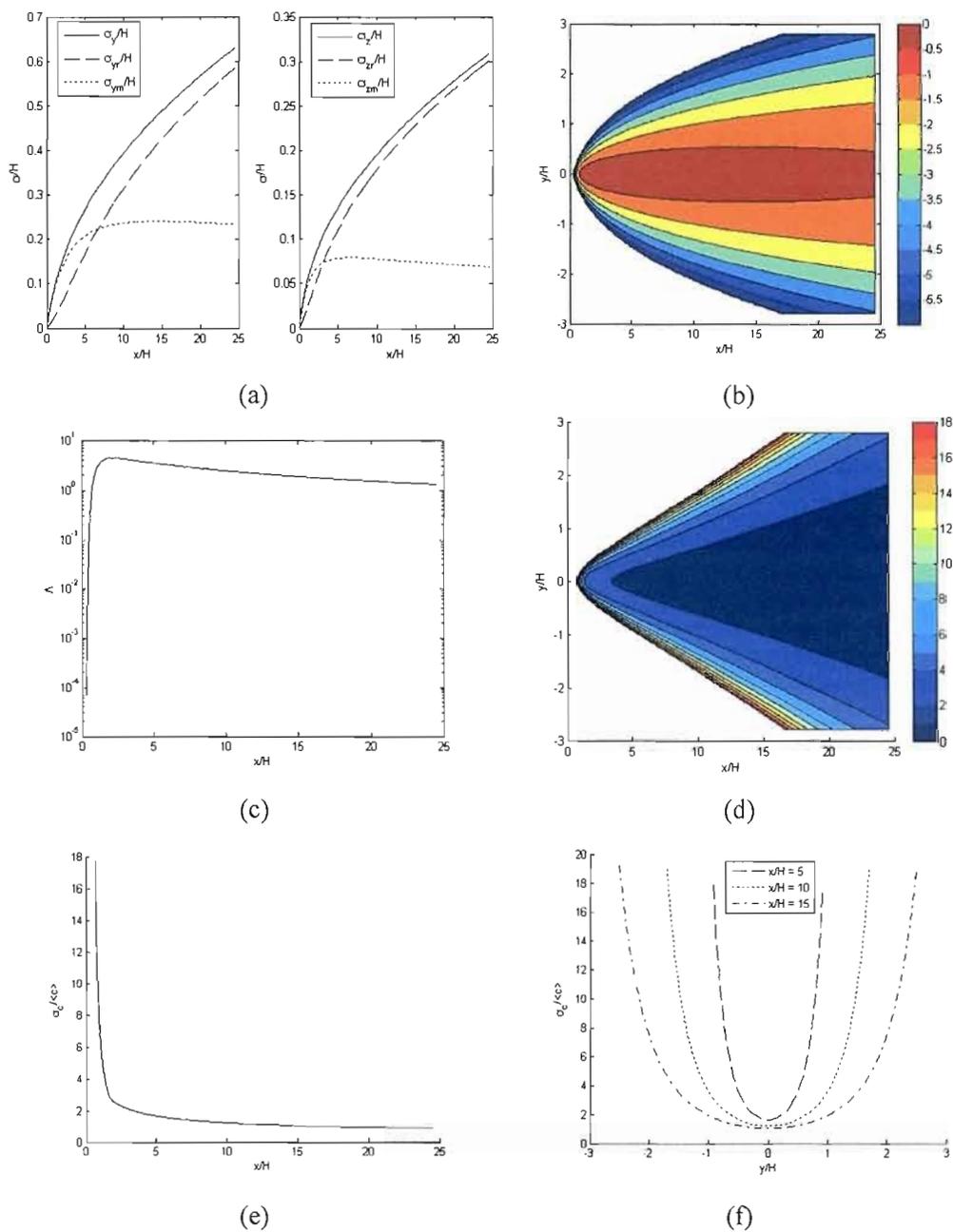


Figure 26 Résultats en conditions neutres ( $L=1000$  m,  $u_* = 0,5$  ms $^{-1}$ ) pour une source (diamètre de 1 m ou  $0,001H$ ) située à  $h_e = 0,2H$  et des récepteurs à  $z_r = 0,08H$  : (a) coefficients de dispersion latérale et verticale, (b) isoplèthes du log des concentrations moyennes adimensionnelles  $\Lambda = \langle c \rangle uH^2/Q$ , (c) profil de  $\Lambda$  dans le centre du panache, (d) isoplèthes des intensités de fluctuations  $i_c$ , profils (e) central et (f) latéraux de  $i_c$ .

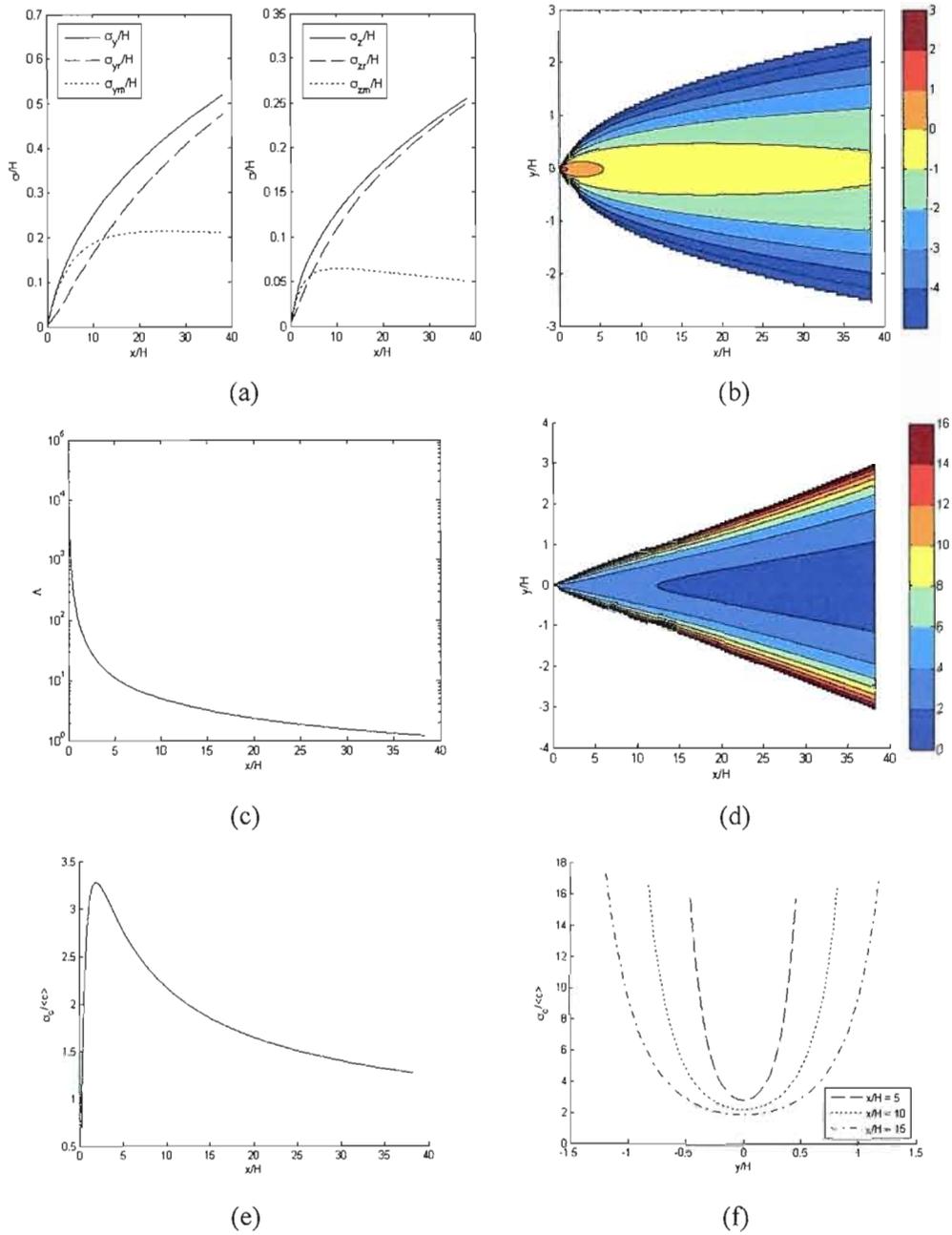


Figure 27 Résultats en conditions stables ( $L = 50 \text{ m}$ ,  $u_* = 0.15 \text{ ms}^{-1}$ ) pour une source (diamètre de  $1 \text{ m}$  ou  $0.009H$ ) et des récepteurs situés à  $z = 0.4H$ : (a) coefficients de dispersion latérale et verticale, (b) isoplèthes du log des concentrations moyennes adimensionnelles  $\Lambda = \langle c \rangle u H^2 / Q$ , (c) profil de  $\Lambda$  dans le centre du panache, (d) isoplèthes des intensités de fluctuations  $i_c$ , profils (e) central et (f) latéraux de  $i_c$ .

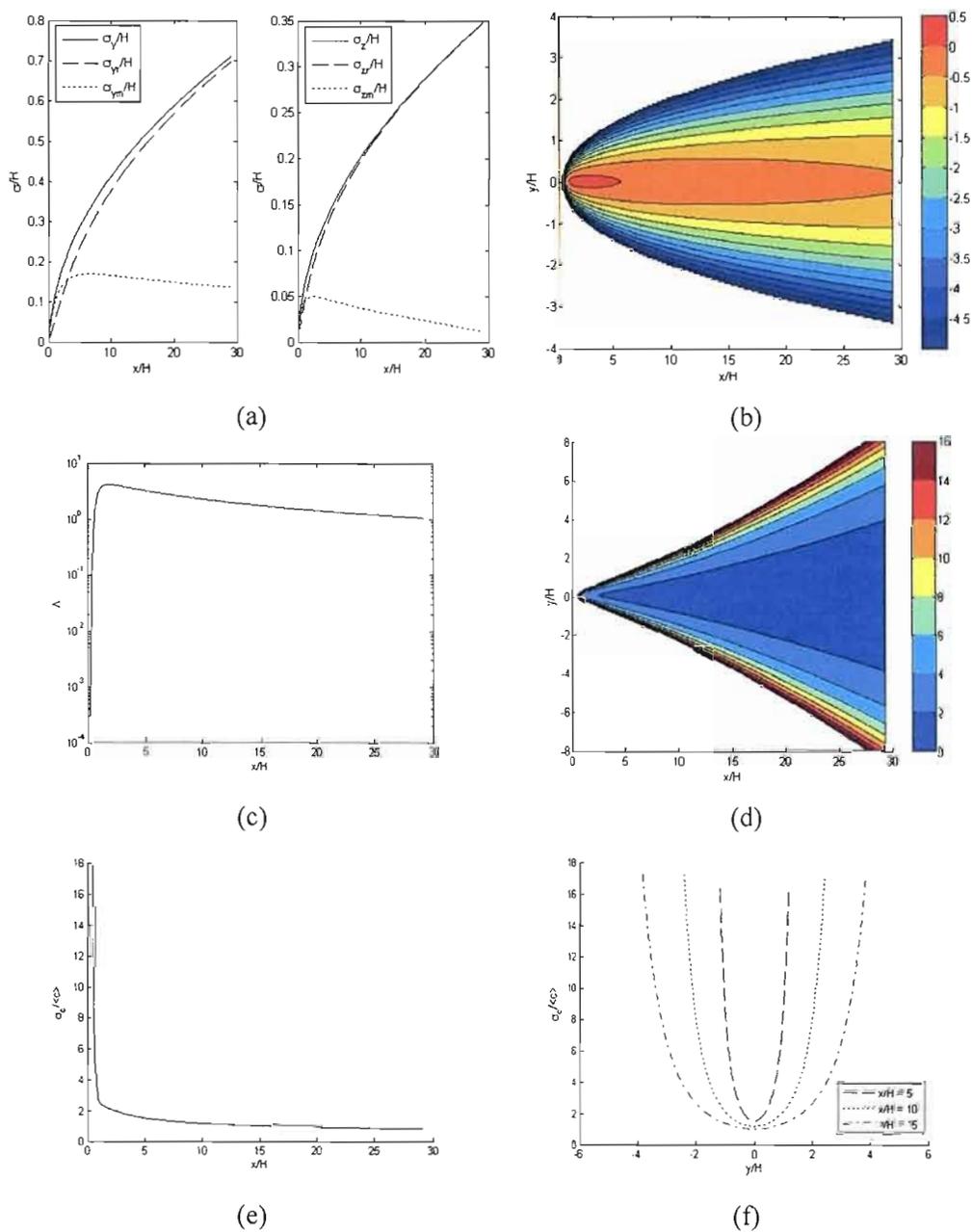


Figure 28 Résultats en conditions stables ( $L = 50 \text{ m}$ ,  $u_* = 0,15 \text{ ms}^{-1}$ ) pour une source (diamètre de  $1 \text{ m}$  ou  $0,009H$ ) située à  $h_e = 0,2H$  et des récepteurs à  $z_r = 0,08H$  : (a) coefficients de dispersion latérale et verticale, (b) isoplèthes du log des concentrations moyennes adimensionnelles  $\Lambda = \langle c \rangle u H^2 / Q$ , (c) profil de  $\Lambda$  dans le centre du panache, (d) isoplèthes des intensités de fluctuations  $i_c$ , profils (e) central et (f) latéraux de  $i_c$ .

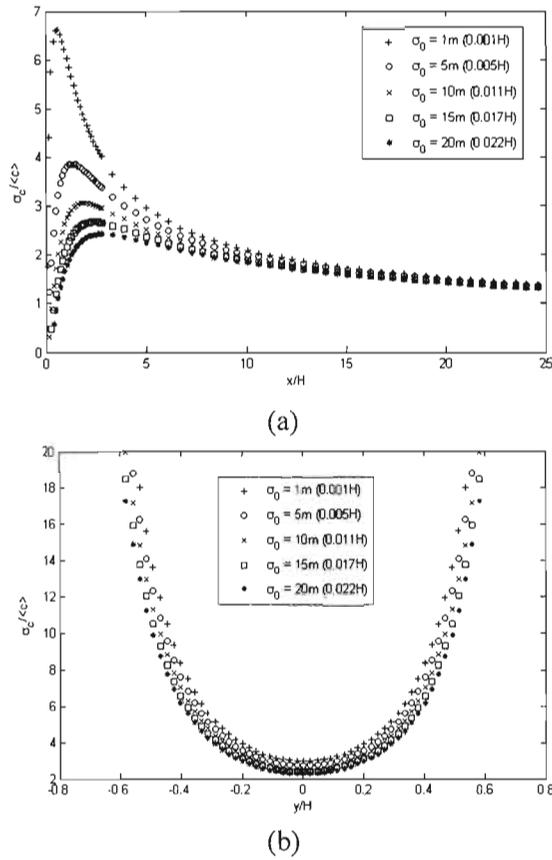


Figure 29 Influence de la taille de la source sur les intensités des fluctuations en conditions neutres ( $L = 1000\text{m}$ ) à la hauteur de la source ( $h_e = z_r = 0.4H$ ) : (a) profils longitudinaux à  $y = 0$  et (b) latéraux à une distance  $x/H = 5$ .

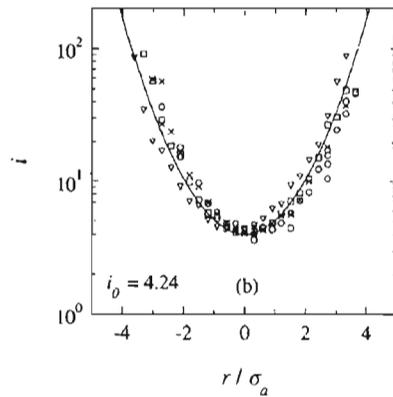


Figure 30 Profils latéraux des intensités de fluctuations de concentration provenant d'expériences réalisées en canal hydrodynamique (Yee et Wilson, 2000).

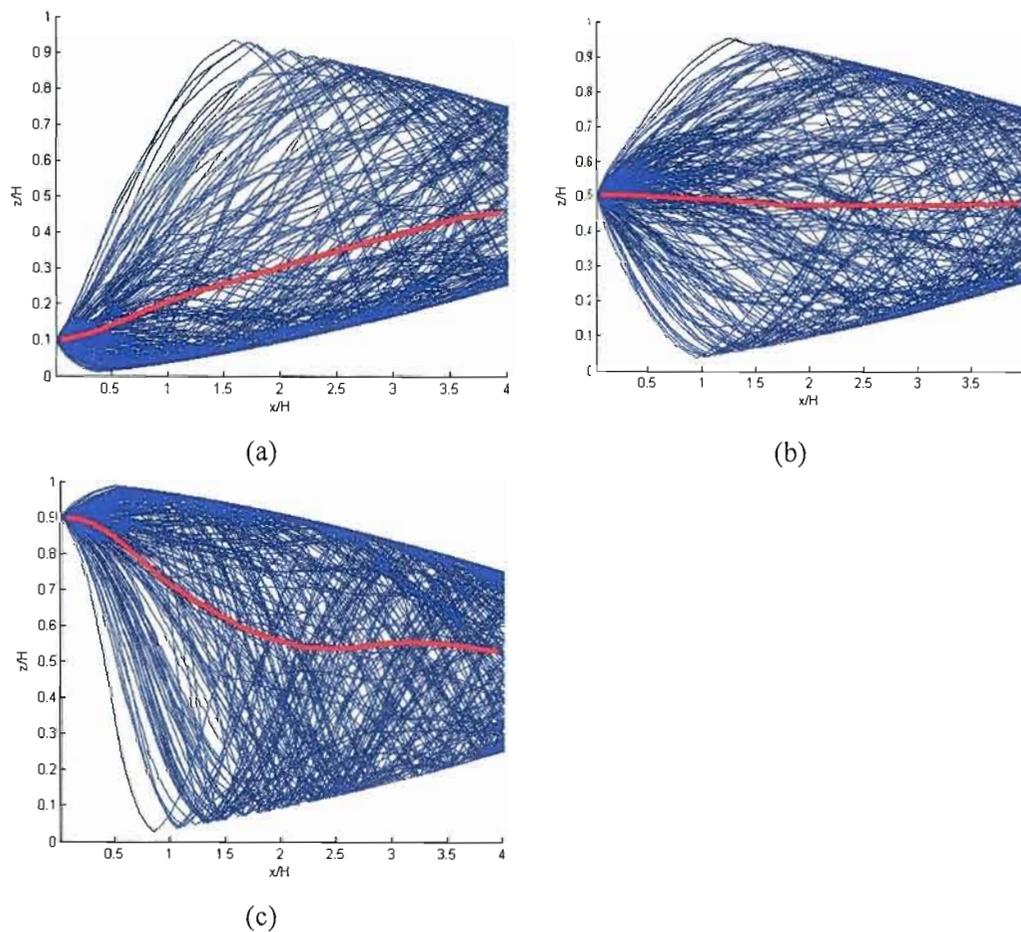
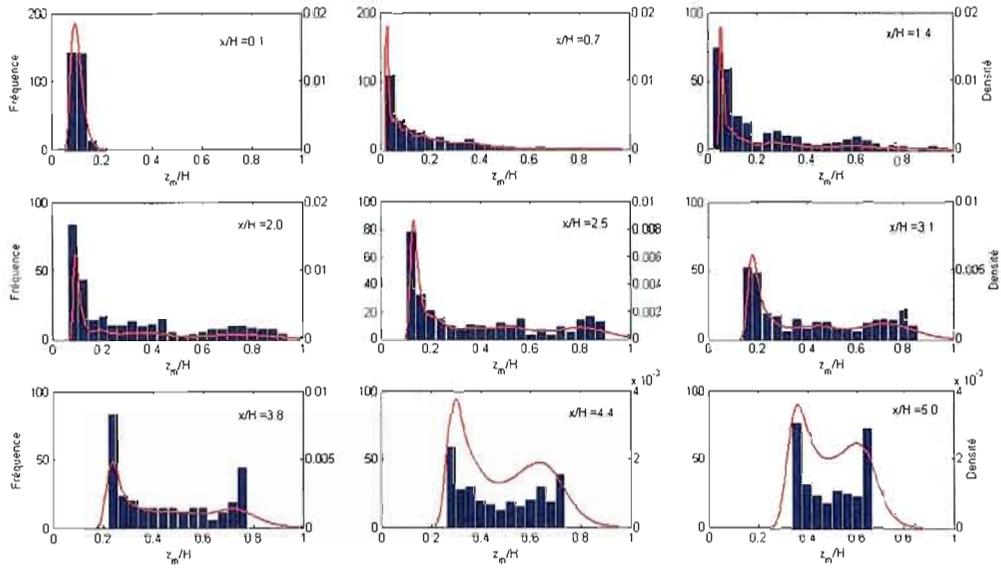
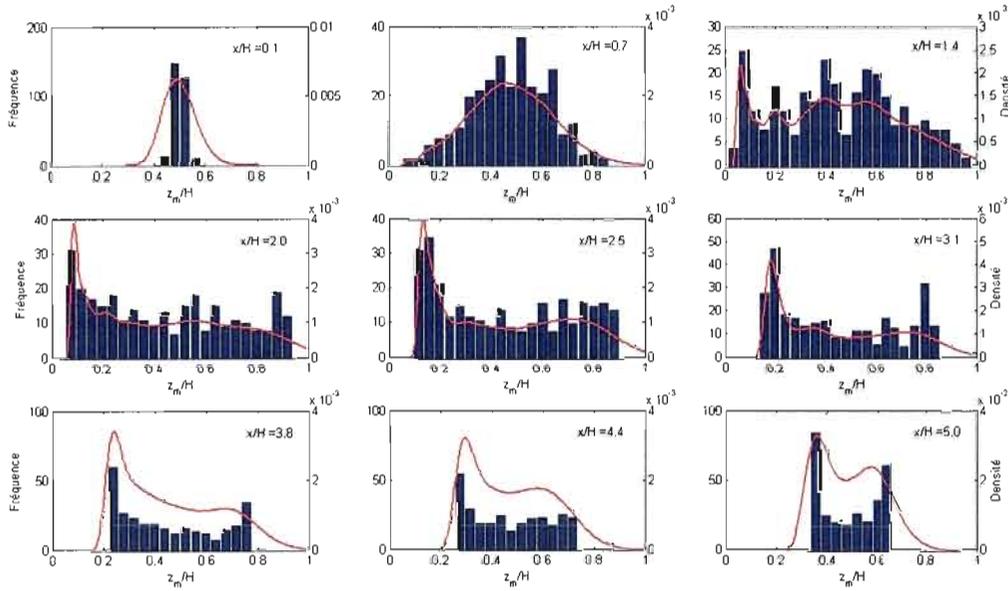


Figure 31 Simulations de trajectoires de centroïdes  $z_m$  (200 particules) en conditions convectives ( $w_* = 1,4 \text{ ms}^{-1}$ ) pour trois hauteurs de source : (a)  $h_e = 0,1H$ , (b)  $h_e = 0,5H$  et (c)  $h_e = 0,9H$ . Les lignes rouges représentent les moyennes d'ensembles des trajectoires.



(a)



(b)

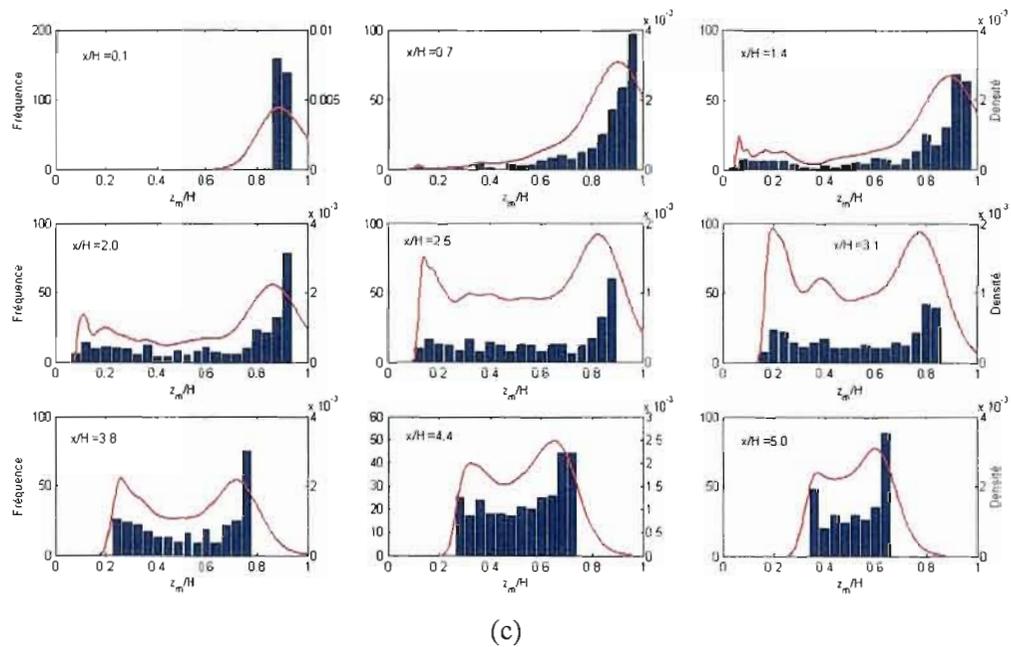


Figure 32 Distributions verticales correspondant aux simulations présentées à la Figure 31 à différentes valeurs de  $x/H$ . Les lignes rouges représentent les FDP  $p_{z_m}$  estimées à l'aide de la méthode de Parzen.

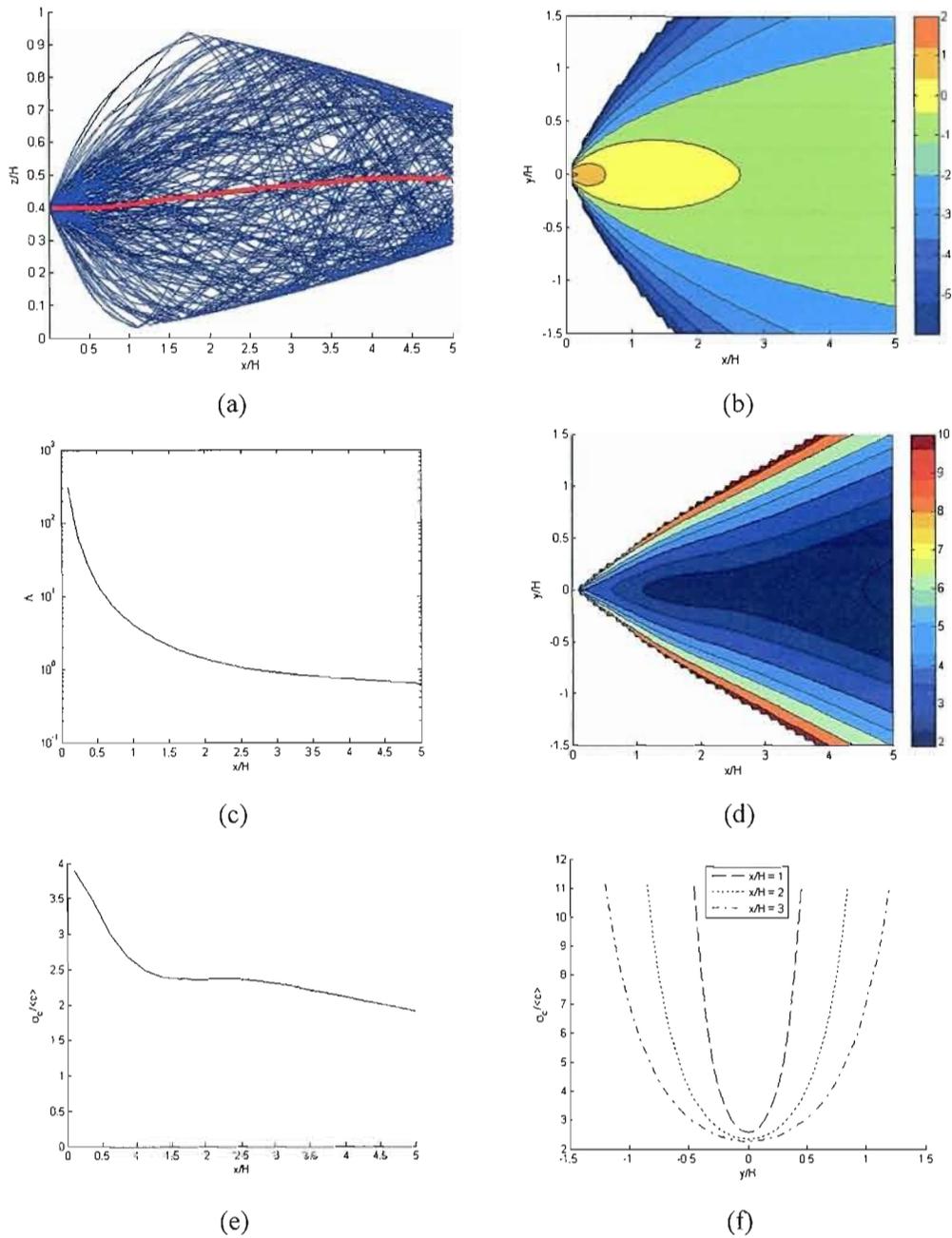


Figure 33 Résultats en conditions convectives ( $w_* = 1,1 \text{ ms}^{-1}$ ) pour une source (diamètre de 3 m ou  $0,003H$ ) et des récepteurs situés à  $z = 0,4H$ : (a) trajectoires des centroïdes  $z_m$  (200 premières particules), (b) isoplèthes du log des concentrations moyennes adimensionnelles  $\Lambda = \langle c \rangle u H^2 / Q$ , (c) profil de  $\Lambda$  dans le centre du panache, (d) isoplèthes des intensités de fluctuations  $i_c$ , profils (e) central et (f) latéraux de  $i_c$ .

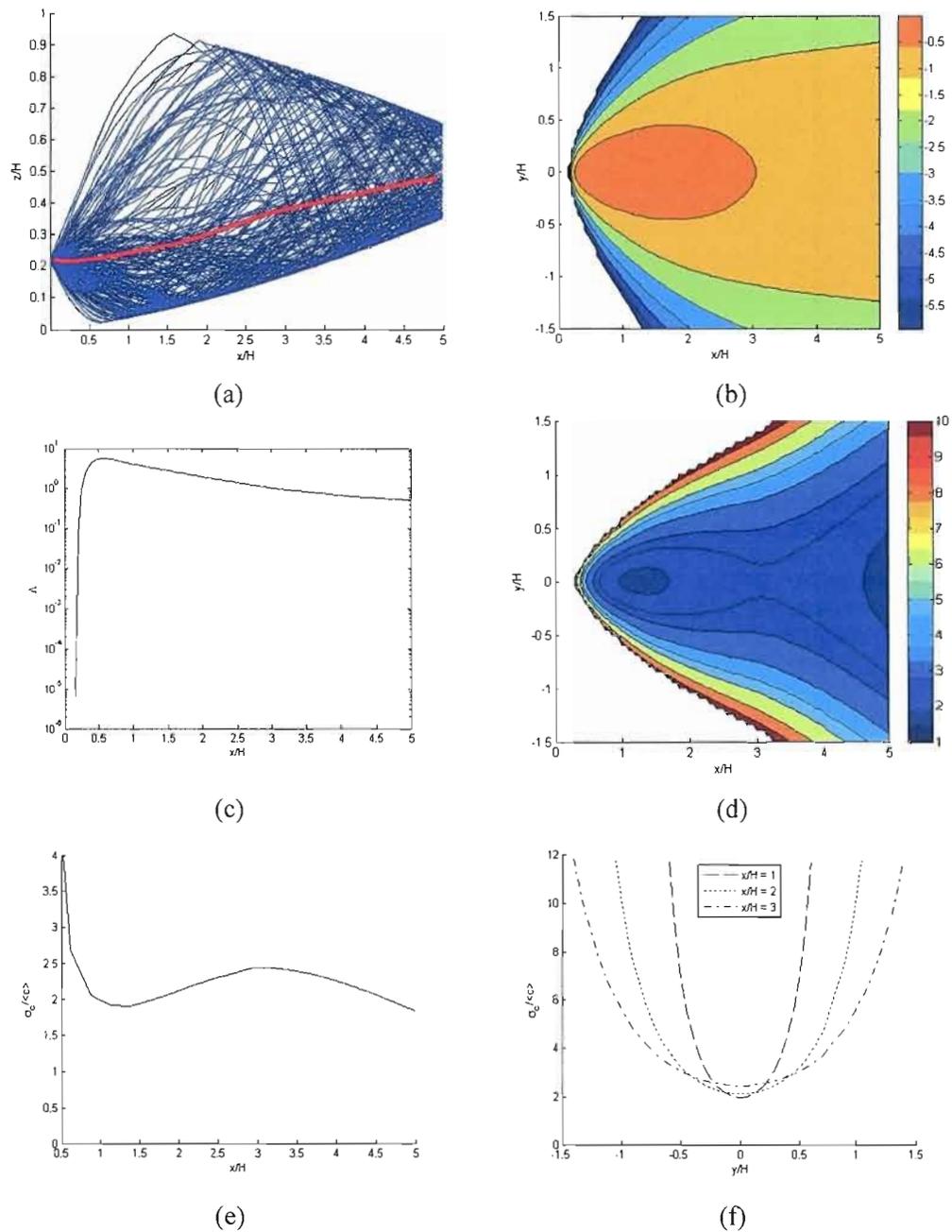


Figure 34 Résultats en conditions convectives ( $w_* = 1,1 \text{ ms}^{-1}$ ) pour une source (diamètre de 1 m ou  $0,009H$ ) située à  $h_e = 0,22H$  et des récepteurs à  $z_r = 0,08H$  : (a) trajectoires des centroïdes  $z_m$  (200 premières particules), (b) isoplèthes du log des concentrations moyennes adimensionnelles  $\Lambda = \langle c \rangle u H^2 / Q$ , (c) profil de  $\Lambda$  dans le centre du panache, (d) isoplèthes des intensités de fluctuations  $i_c$ , profils (e) central et (f) latéraux de  $i_c$ .

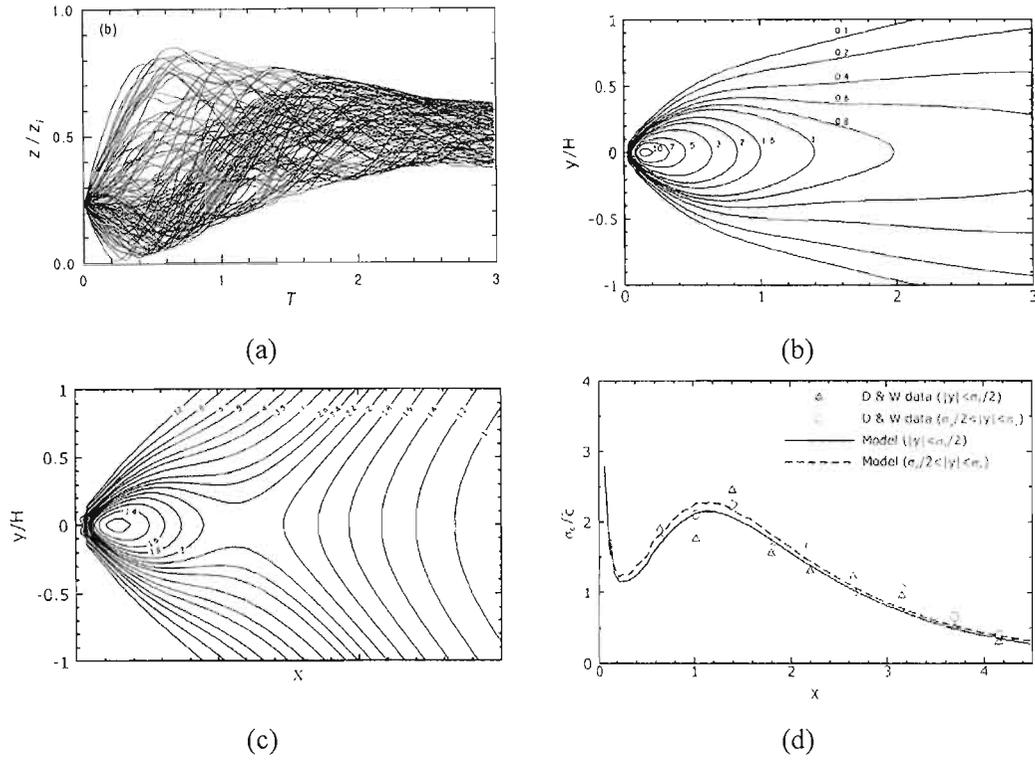


Figure 35 Exemples de résultats de modélisation en conditions convectives : (a) trajectoires des centroïdes de 100 particules libérées à une hauteur de source  $h_e = 0,24H$  (Luhar et al., 2000), (b) isoplèthes de concentration moyenne adimensionnelle  $\langle c \rangle = uH^2/Q$ , (c) isoplèthes d'intensité de fluctuations de concentration  $i_c$  et (d) profil longitudinal de  $i_c$  à des récepteurs situés à  $z_r = 0,08H$  pour une source de diamètre  $\sigma_0 = 0,003H$  et de hauteur  $h_e = 0,22H$  (Franzese, 2003).

## CONCLUSION

Le principal objectif de ce projet de recherche était de développer un modèle de dispersion atmosphérique considérant les fluctuations de concentration engendrées par la turbulence atmosphérique. Les caractéristiques des catégories de modèles de dispersion atmosphérique, soit les modèles eulériens, lagrangiens, gaussiens, à bouffées, de type boîte et de mécanique des fluides numériques, ont sommairement été présentées.

La notion de turbulence atmosphérique a été introduite. En premier lieu, les paramètres d'échelle de l'atmosphère basés sur la théorie de la similarité de Monin-Obukhov ont été présentés. Ces paramètres permettent de caractériser l'état de l'atmosphère en indiquant l'intensité de la turbulence, qui peut être d'origine mécanique (générée par le cisaillement du vent) et thermique (engendrée par les forçages radiatifs au niveau du sol). L'effet de la stabilité atmosphérique a été discuté. Dans le cas de régimes neutres, l'effet de serpente est modéré et des FC significatives sont observées une fois le panache rendu au niveau des récepteurs. Le panache typique de conditions stables présente une dispersion très limitée sur le plan vertical étant donné les forces de flottabilité négative qui s'opposent au mouvement. Horizontalement, un serpente latéral de large amplitude est causé par les fluctuations turbulentes latérales du vent. Dans des conditions atmosphériques convectives, étant donné la turbulence atmosphérique importante qui cisaille le panache, le panache présente des discontinuités car des poches de matière peuvent se disperser de manière indépendante. Les fluctuations de concentration en conditions convectives sont de grande amplitude et présentent des périodes intermittentes de concentration nulle. Contrairement aux régimes neutre et stable où la distribution des vitesses verticales turbulentes peut être considérée comme gaussienne et symétrique, la turbulence dans la CLC consiste en des mouvements asymétriques de large échelle représentés par de vigoureux mouvements d'air chaud qui s'élèvent de la surface jusqu'au haut de la couche limite.

Une revue de la littérature a permis d'identifier les facteurs météorologiques et physiques influençant les FC. Parmi eux, on retrouve la période de moyennage qui correspond à la durée sur laquelle est calculée la moyenne de séries temporelles de concentrations. Le moyennage des données exerce une influence au niveau temporel (atténuation des pointes de concentration dans les séries temporelles) et spatial (panaches lissés et continus).

Le temps de transport ou la distance, en utilisant l'hypothèse de Taylor, est un autre paramètre à considérer dans la modélisation des fluctuations de concentration. La turbulence atmosphérique a pour effet de mélanger les panaches avec de l'air ambiant et donc de diluer la matière. Ainsi, plus un panache est loin de la source, plus l'effet de la turbulence sur sa dilution est cumulé, lissant ainsi les pointes de concentration jusqu'à l'atteinte d'un profil homogène.

La différence de hauteur entre les émissions et les récepteurs ainsi que la taille des sources émettrices exercent une influence sur les FC. Dans le cas de sources et récepteurs situés au niveau du sol, la fréquence des fluctuations et l'intermittence sont élevées tandis que l'amplitude des FC par rapport à la moyenne de la concentration est relativement faible. Dans le cas de sources élevées, la fréquence des fluctuations est faible, l'intermittence est élevée et l'amplitude des fluctuations est grande.

Une revue des différentes approches de modélisation des FC a été effectuée. Parmi celles recensées, on retrouve le modèle de Nonhebel (1960) qui consiste à déterminer un rapport de proportionnalité pointe-moyenne afin d'estimer une valeur de concentration représentative d'une autre période de moyennage. Le modèle de Turner (1970) considère l'influence de la stabilité atmosphérique dans l'estimation de rapports pointe-moyenne. Le modèle de Schaubberger, Piringer et Petz (2000) reprend l'approche de Turner en y ajoutant une fonction d'atténuation selon la distance. Le modèle de Gifford (1959) simule l'effet de serpentement latéral et vertical du panache. Cette approche permet de tenir compte de l'effet de stabilité atmosphérique et de la distance sur les patrons de FC. Luhar et al. (2000) et Franzese (2003) ont repris le concept du modèle de Gifford pour une application à des conditions convectives. Étant donné l'asymétrie verticale des fluctuations turbulentes du vent, un modèle lagrangien stochastique permet de déterminer la FDP verticale des positions des centroïdes engendrée par le serpentement vertical. L'effet des fluctuations internes,

négligé par Gifford, a également été pris en compte dans leur approche. Les modèles lagrangiens de Thomson (1990) et Ferrero et Mortarini (2005) sont basés sur des systèmes à deux particules lâchées simultanément pour déterminer le deuxième moment des concentrations. Finalement, l'approche de Sawford (2004), Luhar (2005) et Cassiani, Franzese et Giostra, (2005) consiste à utiliser un modèle lagrangien pour calculer le champ des concentrations moyennes tandis que les fluctuations sont estimées par un modèle de micromélange, ce dernier représentant la fermeture du terme associé à la diffusivité moléculaire des équations de Navier-Stokes.

Une analyse comparative de ces approches a été effectuée et a permis de déterminer que l'approche de Luhar et al. (2000) et Franzese (2003) était la plus adéquate afin de représenter les FC. Cette approche permet de considérer tous les facteurs influençant les FC. Puisque le modèle a été conçu pour des conditions convectives, une généralisation à l'ensemble des régimes de turbulence reste à développer.

La formulation de l'expression des moments de concentration basée selon le modèle de Franzese (2003) a été établie par un développement mathématique détaillé. Le terme de dispersion verticale requiert des traitements spécifiques selon le régime de stabilité atmosphérique.

Une formulation du terme vertical représentant la dispersion verticale en régimes neutre et stable a été développée. En conditions convectives, un modèle lagrangien stochastique permet de simuler les trajectoires des centroïdes mus par le serpentement du panache. La formulation mathématique du modèle lagrangien basée sur les équations de Langevin et respectant le critère de bon mélange de Thomson (1987) a été présentée. Le modèle considère l'asymétrie verticale des vitesses verticales turbulentes par une forme quadratique de l'accélération verticale (Franzese, Luhar et Borgas, 1999). Les vitesses verticales du centroïde du panache sont déterminées à partir des vitesses de l'environnement instable à l'aide d'un filtre passe-bas isolant la composante de l'énergie cinétique responsable du serpentement. Ainsi, près de la source, la composante de serpentement est prédominante et le mouvement vertical est généré majoritairement par le serpentement. Ce dernier s'estompe au fur et à mesure de l'éloignement de la source.

Afin de déterminer les FDP des positions verticales  $p_{zm}$ , la méthode de Parzen a été choisie. Cette méthode non-paramétrique d'estimation de la densité de probabilité constitue une généralisation de la méthode des histogrammes en séparant la distribution en une multitude de fenêtres mobiles et en définissant des estimateurs pour chacune d'entre elles.

Afin de représenter les fluctuations turbulentes du vent, on a retenu les paramétrages de Rodean (1996) et Flesch et al. (2004). Plusieurs paramétrages de  $\epsilon$  ont été comparés. Le paramétrage de Luhar et al. (2000), utilisé également dans Franzese (2003), n'a pas été retenu car le taux de dissipation modélisé est constant avec la hauteur et est inférieur d'un facteur 100 aux autres modèles près du sol et d'un facteur 10 et moins au-delà de  $z/H > 0,01$ . Les modèles de Rodean (1996) et de la NASA (2000) présentent des comportements similaires. Toutefois, étant donné la discontinuité présente dans le modèle de la NASA au niveau de la transition de la couche de surface, le modèle continu de Rodean est préféré pour représenter le profil vertical de  $\epsilon$  pour tous les régimes de stabilité atmosphérique.

L'intensité relative des fluctuations de concentration  $i_{cr}$  représente le rapport entre l'écart-type des fluctuations et la concentration moyenne dans un référentiel ayant à l'origine le centroïde du panache mû par serpentement. En conditions convectives, le paramétrage de Franzese (2003) basé à partir des résultats de Luhar et al. (2000) a été choisi. Pour des conditions neutres et stables, une méthode originale, basée notamment sur l'expression empirique des intensités de fluctuations dans le centre du panache d'après Wilson (1995), a été développée afin de caractériser  $i_{cr}$ . Le paramétrage développé tient compte de la taille de la source, de sa hauteur, de la stabilité atmosphérique et de la distance de la source. Il n'existe pas à notre connaissance de mesures de  $i_{cr}$  étant donné la complexité de la mise en œuvre expérimentale. Les résultats montrent que l'approche développée pour les conditions neutres et stables est satisfaisante. Toutefois, ces résultats demeurent théoriques et la réalisation d'expériences caractérisant ce paramètre permettrait de valider le paramétrage développé.

Les coefficients de dispersion totale sont déterminés à partir de la solution des équations de Taylor (1921) et dépendent des fluctuations turbulentes du vent et de la distance. Quant à la dispersion relative, elle est basée sur le vecteur de séparation relative entre deux particules

dans le domaine inertiel et dans des conditions homogènes. La constante de Richardson-Obukhov  $C_r$  lie le vecteur séparation au taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente et au temps. Il n'y a pas actuellement de consensus sur la valeur de cette constante. Pour des régimes neutres et stables, la valeur de  $C_r = 0,3$  utilisée par Cassiani, Franzese et Giostra (2005) a été choisie. En régime convectif, les mesures expérimentales des coefficients de dispersion réalisées en réservoir d'eau saline (Hibberd, 2000) ont été utilisées afin d'estimer une valeur de  $C_r$ . Une valeur moyenne de  $C_r = 0,67$  a été évaluée, comparativement à  $C_r = 1,4$  utilisée par Franzese (2003). Un paramétrage de  $C_r$  variable en fonction de la hauteur, du temps et de la stabilité atmosphérique pourrait toutefois mieux représenter la dispersion relative.

Des simulations ont été effectuées afin d'analyser le comportement du modèle développé sous différents régimes de stabilité atmosphérique et de paramètres tels la hauteur de la source émettrice et des récepteurs.

En conditions neutres et stables, les résultats sont cohérents avec la théorie. Les isoplèthes simulées des concentrations moyennes montrent une diminution importante des concentrations en fonction de la distance de la source. Les intensités simulées de FC sont faibles dans le centre du panache étant donné la grande probabilité de localisation de la moyenne d'ensemble des panaches instantanés dans cette zone. De plus, les intensités de FC augmentent au fur et à mesure que l'on s'approche des bords du panache, simulant ainsi les effets de mélange par entraînement avec l'air ambiant. Le profil des intensités simulées de FC dans le centre du panache montre l'atteinte d'un maximum à courte distance de la source, suivi d'une diminution graduelle, ce qui est corroboré par les mesures expérimentales (Wilson, 1995). La forme parabolique des profils latéraux modélisés de  $i_c$  concorde également avec les résultats expérimentaux en conditions neutres de Yee et Wilson (2000).

En conditions convectives, les trajectoires simulées des centroïdes instantanés à l'aide du modèle lagrangien stochastique représentent bien la spécificité des conditions convectives par rapport aux régimes neutres et stables. En effet, les mouvements verticaux simulés sont de très grande amplitude, ce qui est caractéristique de l'instabilité atmosphérique prévalente. Cela explique d'ailleurs le caractère éphémère des conditions fortement convectives : les

brassages vigoureux de l'atmosphère entraînent une homogénéisation verticale des températures, annulant ainsi les conditions propices aux instabilités convectives.

Les moyennes d'ensemble des trajectoires simulées de panache, peu importe la hauteur de la source, tendent vers leur position d'équilibre, soit  $z = 0,5H$ , ce qui est conforme aux résultats de la littérature (Luhar et al., 2000 ; Franzese, 2003 ; Dosio, 2005). L'équilibre est atteint à une distance de la source d'environ  $x/H = 4$ . Concernant les formes des trajectoires, pour une source basse, une élévation graduelle du panache est observée. Pour une source située à la moitié de la couche limite, un abaissement de la trajectoire moyenne est noté avant de remonter graduellement vers le niveau d'équilibre. Enfin, pour une source élevée, un affaissement de la trajectoire moyenne est constaté jusqu'à proximité de la position d'équilibre. Ces comportements diffèrent quelque peu de ceux attendus provenant de la littérature. Il serait nécessaire d'analyser plus en profondeur les différents paramétrages afin d'identifier la ou les sources de ces comportements.

L'analyse des FDP de  $p_{zm}$  calculées par le modèle permet d'observer que pour une même hauteur de source, les profils varient en fonction de la distance, que pour une même distance de la source, les profils diffèrent selon la hauteur de la source, et que des irrégularités et asymétries importantes sont observées dans les distributions. La complexité des profils justifie donc l'utilisation d'un modèle lagrangien pour représenter la dispersion verticale dans des conditions convectives. Étant donné la forte turbulence atmosphérique caractéristique des conditions convectives, le taux de diminution de la concentration moyenne en fonction de la distance près de la source est beaucoup plus élevé que dans le cas des régimes neutres et stables. En ce qui concerne les intensités de fluctuations de concentration, une zone de minimum local d'intensité est simulée à proximité de la source entre  $x/H = 1$  et  $x/H = 2$ , suivie d'un maximum local à environ  $x/H = 3$ . La présence de ces régions alternées d'extrémums locaux est également reflétée sur le profil de  $i_c$  dans l'axe central du vent. Ce comportement est corroboré par les résultats expérimentaux de Deardoff et Willis (1984) montrant l'existence de ces extrémums locaux. En résumé, les résultats du modèle en conditions convectives sont similaires à ceux retrouvés dans la littérature (Luhar et al., 2000 ; Franzese, 2003).

La comparaison des résultats simulés avec des mesures expérimentales et des résultats provenant d'autres modèles de FC est demeurée qualitative dans le cadre de réalisation de cette étude. La suite éventuelle du projet consisterait en une évaluation des performances du modèle avec des données expérimentales et un ajustement des différents paramétrages. Cette évaluation pourrait être réalisée selon les étapes suivantes :

- recherche de bases de données expérimentales de FC, soit comportant des échantillonnages à haute fréquence de mesures de concentration;
- simulation par le modèle des conditions reproduites lors des setups expérimentaux;
- comparaisons des résultats simulés avec les observations;
- ajustement si nécessaire des différents paramétrages du modèle afin de mieux représenter les paramètres modélisés à ceux observés;
- analyses de sensibilité afin d'étudier le comportement du modèle suite à des variations des paramètres.

## **APPENDICE A**

### **FORMULATION MATHÉMATIQUE DU MODÈLE DE FLUCTUATIONS DE CONCENTRATION**

Par définition, le moment  $n$  de concentration dans un système de coordonnées cartésien fixe est déterminé par :

$$\overline{c^n}(x, y, z) = \int_0^{\infty} c^n p(c; x, y, z) dc \quad (\text{A.1})$$

où  $c$  est la concentration instantanée,  $p(c; x, y, z)$  est la fonction de densité de probabilité (FDP) de la concentration  $c$  au point  $(x, y, z)$ ,  $x$  représentant la distance de la source sous le vent,  $y$  la distance latérale par rapport à la direction moyenne du vent et  $z$  la hauteur par rapport au sol. La barre horizontale dans l'équation (A.1) représente la moyenne d'ensemble. Dans le cas d'émissions continues dans un écoulement stationnaire, les moyennes d'ensemble correspondent aux moyennes temporelles à tout point de l'espace dans la limite d'un nombre infini de réalisations et d'un temps de moyennage infini. L'approche considérée pour le modèle de fluctuations est basée sur la définition de Gifford (1959) de la probabilité  $p(c; x, y, z)$  :

$$p(c; x, y, z) = \iint p_{cr}(c|x, y, z, y_m, z_m) p_m(x, y_m, z_m) dy_m dz_m \quad (\text{A.2})$$

où  $p_m(x, y_m, z_m)$  est la FDP de la position du centroïde du nuage instantané, soit  $(y_m, z_m)$  à la distance  $x$  de la source, et  $p_{cr}(c|x, y, z, y_m, z_m)$  est la FDP de la concentration  $c$  dans un référentiel centré sur la position du centroïde  $(y_m, z_m)$ , i.e. dans un système référentiel lagrangien où le centroïde en mouvement du nuage représente l'origine du système. On peut définir par analogie à (A.1) que :

$$\overline{c_r^n}(x, y, z, y_m, z_m) = \int_0^{\infty} c^n p_{cr}(c|x, y, z, y_m, z_m) dc \quad (\text{A.3})$$

comme étant les statistiques (moments) de la concentration à  $x$  relative au centroïde. En combinant (A.1) avec (A.2) et (A.3), on obtient :

$$\overline{c^n}(x, y, z) = \iint \overline{c_r^n} p_m(x, y_m, z_m) dy_m dz_m \quad (\text{A.4})$$

La FDP du centroïde instantané du nuage  $p_m$  peut être décomposée selon ses composantes indépendantes en  $y$  et en  $z$  selon :

$$p_m(x, y_m, z_m) = p_{ym}(x, y_m) p_{zm}(x, z_m) \quad (\text{A.5})$$

En remplaçant (A.5) dans (A.4), les moments des concentrations peuvent être exprimés par :

$$\overline{c^n}(x, y, z) = \iint \overline{c_r^n} p_{ym}(x, y_m) p_{zm}(x, z_m) dy_m dz_m \quad (\text{A.6})$$

Le paramétrage des moments de la concentration relative  $\overline{c_r^n}$  peut être défini en fonction de la forme de  $p_{cr}$ . Franzese (2003) recommande l'usage d'une distribution log-normale afin de représenter la distribution instantanée de matériel autour du centroïde du panache :

$$p_{cr} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma c} \exp\left[-\frac{(\ln c - \mu)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (\text{A.7})$$

où :

$$\sigma = \sqrt{\ln(1 + i_{cr}^2)} \quad (\text{A.8})$$

$$\mu = \ln\left(\frac{\overline{c_r}}{\sqrt{1 + i_{cr}^2}}\right) \quad (\text{A.9})$$

$$\text{avec } i_{cr} = \frac{\sigma_{cr}}{c_r} \quad (\text{A.10})$$

Le dernier terme ( $i_{cr}$ ) représente l'intensité des fluctuations relatives de concentration et  $\sigma_{cr}$  représente l'écart-type des fluctuations relatives de concentration. Pour une loi de distribution log-normale d'une variable aléatoire X, les moments sont définis par :

$$E(X^n) = \exp\left(n\mu + \frac{n^2\sigma^2}{2}\right) \quad (\text{A.11})$$

En remplaçant (A.8) et (A.9) dans (A.11), on obtient que :

$$\begin{aligned}
E(X^n) = \bar{c}_r^n &= \exp \left( n \ln \left( \frac{\bar{c}_r}{\sqrt{1+i_{cr}^2}} \right) + \frac{n^2 \sqrt{\ln(1+i_{cr}^2)^2}}{2} \right) \\
&= \exp \left( \ln \left( \frac{\bar{c}_r}{\sqrt{1+i_{cr}^2}} \right)^n + \ln(1+i_{cr}^2) \frac{n^2}{2} \right) \quad (\text{A.12}) \\
&= \bar{c}_r^n (1+i_{cr}^2)^{\frac{n}{2}(n-1)}
\end{aligned}$$

La moyenne d'ensemble des concentrations instantanées relatives au centre de masse du nuage peut être décomposée selon ses coordonnées latérale et verticale et est définie par (Franzese, 2003) :

$$\bar{c}_r = \frac{Q}{u} p_{yr}(x, y, y_m) p_{zr}(x, z, z_m) \quad (\text{A.13})$$

où  $Q$  est la quantité de matériel émise dans l'atmosphère par unité de temps (débit d'émission),  $\bar{u}$  est la vitesse moyenne du vent et  $p_{yr}$  et  $p_{zr}$  sont les FDP latérale et verticale par rapport au centroïde. En remplaçant (A.13) dans (A.12), on obtient que :

$$\bar{c}_r^n = \left( \frac{Q}{u} \right)^n p_{yr}^n(x, y, y_m) p_{zr}^n(x, z, z_m) (1+i_{cr}^2)^{\frac{n}{2}(n-1)} \quad (\text{A.14})$$

Si on remplace (A.14) dans (A.6), l'expression générale des moments de concentration devient :

$$\bar{c}^n(x, y, z) = \iiint \left( \frac{Q}{u} \right)^n (1+i_{cr}^2)^{n(n-1)/2} p_{yr}^n(x, y, y_m) p_{zr}^n(x, z, z_m) p_{ym}(x, y_m) p_{zm}(x, z_m) dy_m dz_m \quad (\text{A.15})$$

Puisque  $p_{yr}$  et  $p_{ym}$  ne dépendent pas de  $z_m$  et que  $p_{zr}$  et  $p_{zm}$  ne dépendent pas de  $y_m$ , alors cette dernière équation peut se récrire, en tenant compte des bornes d'intégration :

$$\bar{c}^n(x, y, z) = \left( \frac{Q}{u} \right)^n (1+i_{cr}^2)^{n(n-1)/2} \int_{-\infty}^{+\infty} p_{yr}^n(x, y, y_m) p_{ym}(x, y_m) dy_m \times \int_0^H p_{zr}^n(x, z, z_m) p_{zm}(x, z_m) dz_m \quad (\text{A.16})$$

En supposant que les distributions de matériel autour du centre de masse du panache sont gaussiennes dans les directions latérale et verticale. La fonction gaussienne  $p_{yr}$  de distribution de matière autour des centres de masse s'exprime ainsi par (Franzese, 2003) :

$$p_{yr}(x, y, y_m) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{yr}} \exp\left(-\frac{(y-y_m)^2}{2\sigma_{yr}^2}\right) \quad (\text{A.17})$$

où  $\sigma_{yr}$  est le coefficient de dispersion relative latérale et  $y_m$  est la coordonnée latérale du centroïde. A l'instar de  $p_{yr}$ , la fonction de serpenement  $p_{ym}$  est définie par :

$$p_{ym}(x, y_m) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{ym}} \exp\left(-\frac{y_m^2}{2\sigma_{ym}^2}\right) \quad (\text{A.18})$$

où  $\sigma_{ym}$  est le coefficient de dispersion latérale par serpenement du centroïde. Si l'on remplace (A.17) et (A.18) dans (A.16), alors l'expression du moment  $n$  des concentrations se récrit :

$$\bar{c}^n(x, y, z) = \left(\frac{Q}{u}\right)^n (1+i_{cr}^2)^{n(n-1)/2} \frac{1}{(2\pi)^{(n+1)/2} \sigma_{ym} \sigma_{yr}^n} \int \exp\left(-\frac{(y-y_m)^2}{2\sigma_{yr}^2}\right)^n \exp\left(-\frac{y_m^2}{2\sigma_{ym}^2}\right) dy_m \times \int p_{zr} p_{zm} dz_m \quad (\text{A.19})$$

En conditions convectives, le produit des FDP  $p_{zr}$  et  $p_{zm}$  ne peut être résolu analytiquement, ces fonctions sont donc conservées dans l'intégrale en  $z_m$  et devront être résolues numériquement. L'intégrale en  $y_m$  de (A.19) peut quant à elle être résolue analytiquement.

En effet :

$$\exp\left(-\frac{(y-y_m)^2}{2\sigma_{yr}^2}\right)^n \exp\left(-\frac{y_m^2}{2\sigma_{ym}^2}\right) = \exp\left[-\left(y_m^2 \left(\frac{n}{2\sigma_{yr}^2} + \frac{1}{2\sigma_{ym}^2}\right) - \frac{2nyy_m}{2\sigma_{yr}^2} + \frac{ny^2}{2\sigma_{yr}^2}\right)\right] \quad (\text{A.20})$$

Soit :

$$\alpha^2 = \frac{n}{2\sigma_{yr}^2} + \frac{1}{2\sigma_{ym}^2} \quad (\text{A.21})$$

Les termes en  $y_m$  de l'équation (A.20) peuvent être exprimés sous la forme d'un carré d'une différence :

$$(\alpha y_m - \beta)^2 = \alpha^2 y_m^2 - 2\alpha y_m \beta + \beta^2 \quad (\text{A.22})$$

Pour trouver le terme équivalent à  $\beta$  dans l'équation (A.20), on doit poser que :

$$\alpha y_m \beta = \frac{nyy_m}{\sigma_{yr}^2} \quad (\text{A.23})$$

En résolvant, on trouve que

$$\beta = \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{ny \sigma_{ym}}{\sigma_{yr} \sqrt{\sigma_{yr}^2 + n\sigma_{ym}^2}} \quad (\text{A.24})$$

L'équation (A.20) peut ainsi se récrire :

$$\exp \left\{ - \left[ \left( \frac{n}{2\sigma_{yr}^2} + \frac{1}{2\sigma_{ym}^2} \right) y_m^2 - \frac{2nyy_m}{2\sigma_{yr}^2} + \frac{1}{2} \frac{n^2 y^2 \sigma_{ym}^2}{\sigma_{yr}^2 (\sigma_{yr}^2 + n\sigma_{ym}^2)} - \frac{1}{2} \frac{n^2 y^2 \sigma_{ym}^2}{\sigma_{yr}^2 (\sigma_{yr}^2 + n\sigma_{ym}^2)} + \frac{ny^2}{2\sigma_{yr}^2} \right] \right\} \quad (\text{A.25})$$

En remplaçant par  $\alpha$  et  $\beta$  et en regroupant sous la forme (A.22), on obtient :

$$\exp \left[ -(\alpha y_m - \beta)^2 \right] \exp \left[ -\frac{ny^2}{2\sigma_{yr}^2} \left( 1 - \frac{n\sigma_{ym}^2}{\sigma_{yr}^2 + n\sigma_{ym}^2} \right) \right] \quad (\text{A.26})$$

La deuxième exponentielle ne dépend pas de  $y_m$  et peut donc être sortie de l'intégrale à résoudre en  $y_m$ . Cette dernière est reformulée en :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left( -\frac{(y-y_m)^2}{2\sigma_{yr}^2} \right) \exp \left( -\frac{y_m^2}{2\sigma_{ym}^2} \right) dy_m = \exp \left[ -\frac{ny^2}{2\sigma_{yr}^2} \left( 1 - \frac{n\sigma_{ym}^2}{\sigma_{yr}^2 + n\sigma_{ym}^2} \right) \right] \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left[ -(\alpha y_m - \beta)^2 \right] dy_m \quad (\text{A.27})$$

En simplifiant, on obtient que :

$$\exp \left[ -\frac{ny^2}{2\sigma_{yr}^2} \left( 1 - \frac{n\sigma_{ym}^2}{\sigma_{yr}^2 + n\sigma_{ym}^2} \right) \right] = \exp \left( -\frac{ny^2}{2(\sigma_{yr}^2 + n\sigma_{ym}^2)} \right) \quad (\text{A.28})$$

De plus, par changement de variable  $u = \alpha y_m - \beta$   $du = \alpha dy_m$ , l'intégrale de (A.27) se réduit à :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left[ -(\alpha y_m - \beta)^2 \right] dy_m = \frac{1}{\alpha} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-u^2} du = \frac{\sqrt{\pi}}{\alpha} \quad (\text{A.29})$$

En remplaçant  $\alpha$  dans l'équation (A.27), l'intégrale devient :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{(y-y_m)^2}{2\sigma_{yr}^2}\right)^n \exp\left(-\frac{y_m^2}{2\sigma_{ym}^2}\right) dy_m = \frac{\sqrt{2\pi}\sigma_{yr}\sigma_{ym}}{\sqrt{\sigma_{yr}^2 + n\sigma_{ym}^2}} \exp\left[-\frac{ny^2}{2(\sigma_{yr}^2 + n\sigma_{ym}^2)}\right] \quad (\text{A.30})$$

Si on remplace la valeur de l'intégrale en  $y_m$  dans l'équation (A.19), alors cette dernière se réécrit :

$$\overline{c^n}(x, y, z) = \left(\frac{Q}{u}\right)^n (1+i_{cr}^2)^{n(n-1)/2} \frac{1}{(2\pi)^{(n+1)/2} \sigma_{ym} \sigma_{yr}^n} \left(\frac{\sqrt{2\pi}\sigma_{yr}\sigma_{ym}}{\sqrt{\sigma_{yr}^2 + n\sigma_{ym}^2}}\right) \exp\left[-\frac{ny^2}{2(\sigma_{yr}^2 + n\sigma_{ym}^2)}\right] \times \int_0^H p_{zr}^n p_{zm} dz_m \quad (\text{A.31})$$

En réorganisant les termes, on obtient la forme finale de l'expression des moments  $n$  de la concentration en considérant les fluctuations de concentration causées par le serpenement du panache et par les fluctuations internes de turbulence atmosphérique :

$$\overline{c^n}(x, y, z) = \left(\frac{Q}{u}\right)^n \left[\frac{(1+i_{cr}^2)^{(n-1)}}{2\pi\sigma_{yr}^2}\right]^{n/2} \left(\frac{\sigma_{yr}^2}{\sigma_{yr}^2 + n\sigma_{ym}^2}\right)^{1/2} \exp\left[-\frac{ny^2}{2(\sigma_{yr}^2 + n\sigma_{ym}^2)}\right] \times \int_0^H p_{zr}^n p_{zm} dz_m \quad (\text{A.32})$$

Si l'on prend la dernière équation et que l'on néglige les fluctuations internes, que l'on considère une turbulence homogène dans les directions  $y$  et  $z$  en plus de considérer la dispersion verticale non-bornée (par la hauteur de mélange  $H$ ), on obtient l'équation du modèle original de Gifford (1959) :

$$\overline{c^n}(x, y, z) = \left(\frac{Q}{2\pi u}\right)^n \frac{\sigma_r^{2(n-1)}}{n\sigma_m^2 + \sigma_r^2} \exp\left[-\frac{n(y^2 + z^2)}{2(n\sigma_m^2 + \sigma_r^2)}\right] \quad (\text{A.33})$$

## RÉFÉRENCES

- Best P.R., K.E. Lunney et C.A. Killip. 2001. «Statistical elements of predicting the impact of a variety of odour sources». *Water Sci. and Tech.*, vol. 44, no 9, p. 157-164.
- Businger, J.A., J.C. Wyngaard, Y. Izumi, et E.F. Bradley. 1971. «Flux profile relationships in the atmospheric surface layer». *J. Atmos.Sci.*, vol. 28, p. 181-189.
- Cassiani M., P. Franzese et U. Giostra. 2005. «A PDF micromixing model of dispersion for atmospheric flow. Part I: developement of the model, application to homogeneous turbulence and to neutral boundary layer». *Atmos. Env.*, vol. 39, p. 1457-1469.
- CERC, 2004. *ADMS 3 User Guide, version 3.2*. Cambridge Environmental Research Consultants, 359 p.
- Davidson, M.J., K.R. Mylne, C.D. Jones, J.C. Phillips, R.J. Perkins, J.C.H Fung et J.C.R Hunt. 1995. «Plume dispersion through large groups of obstacles - A field investigation». *Atmos. Env.*, vol. 29, no 22, p. 3245 - 3256.
- Deardorff, J.W. 1970. «Convective velocity and temperature scales for the unstable boundary layer for Rayleigh convection». *J. Atmos. Sci.*, vol. 27, p. 1211-1213.
- Deardorff, J.W. et G.E. Willis. 1984. «Ground level concentration fluctuations from a buoyant and a non-buoyant source within a laboratory convectively mixed layer». *Atmos. Env.*, vol. 18, p. 1297-1309.
- Dosio, A., J. Vila-Guerau de Arellano et A. Holtslag. 2003. «Dispersion of a Passive Tracer in Buoyancy- and Shear-Driven Boundary Layers». *J. Appl. Meteo.*, vol. 42, p. 1116-1130.
- Dosio, A. 2005. *Turbulent dispersion in the atmospheric convective boundary layer*. Thèse de doctorat, Pays-Bas, Université van Wageningen, 171 p.
- Dubrulle, B. et J.P. Laval. 2005. «La turbulence selon Langevin-Lagrange». *Images de la physique*, p. 206-217.
- Fackrell, J. E. et A.G. Robins. 1982. «Concentration Fluctuations and Fluxes in Plumes from Point Sources in a Turbulent Boundary Layer». *J. Fluid Mech.*, vol. 117, p. 1-26.
- Ferrero, E. et L. Mortarini. 2005. «Concentration fluctuations and relative dispersion PDF». *Atmos Env.*, vol. 39, p. 2135-2143.
- Flesch, T.K., J.D. Wilson, L.A. Harper, B.P. Crenna et R.R. Sharpe. 2004. «Deducing ground-to-air emissions from observed trace gas concentrations: a field trial». *J. of appl.meteo.*, vol. 43, p. 487-502.

- Fluent inc. 2001. *FLUENT 6.0 User's Guide Vol. I*, Fluent Inc., Centerra Resource Park, Lebanon, NH, 528 p.
- Foken, T., 2006. «50 Years of the Monin-Obukhov Similarity Theory». *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 119, no 3, p. 431-447.
- Franzese, P., A.K. Luhar et M.S. Borgas. 1999. «An efficient Lagrangian stochastic model of vertical dispersion in the convective boundary layer». *Atmos. Env.*, vol. 33, p. 2337-2345.
- Franzese, P. 2003. «Lagrangian stochastic modeling of a fluctuating plume in the convective boundary layer». *Atmos. Env.*, vol. 37, p. 1691-1701.
- Franzese, P. et M. Cassiani. 2007. «A statistical theory of turbulent relative dispersion». *J. Fluid Mech.*, vol. 571, p. 391-417.
- Gifford, F.A. 1959. «Statistical properties of a fluctuating plume dispersion model». *Advances in Geophysics*, vol. 6, p. 117-137.
- Hibberd, M. 2000. Vertical Dispersion of a Passive Scalar in the Convective Boundary Layer: New Laboratory Results. Dans :11<sup>th</sup> Conference on the Applications on Air Pollution Meteorology (Long Beach, Californie, 9-14 janvier 2000).
- Hino, M. 1968. «Maximum Ground-level Concentrations and Sampling Times». *Atmos. Env.*, vol. 2, p. 149-165.
- Hogstrom, U. 1990. «Analysis of turbulent structure in the surface layer with a modified similarity formulation for near neutral conditions». *J. Atmos. Sci.*, vol. 47, 1949-1972.
- Jacobson, M. 2002. *Atmospheric pollution: history, science and regulation*. Cambridge University Press, 399 p.
- Kolmogorov, A.N. 1941. «Energy dissipation in locally isotropic turbulence». *Doklady AN SSSR*, vol. 32, no 1, p. 19-21.
- Kondo, J. et S. Ishida. 1997. «Sensible Heat Flux from the Earth's Surface under Natural Convective Conditions». *J. of Atmos. Sci.*, vol. 34, p. 498-509.
- Lee, J.T. et D.L. Call. 1988. «A Video Image Analysis System for Concentration Measurements and Flow Visualization in Building Wakes». Progress Report LA-UR-88-3853, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM. 67 pp.
- Luhar A., M. Hibberd et M. Borgas. 2000. «A skewed meandering plume model for concentration statistics in the convective boundary layer». *Atmos. Env.*, vol. 34, p. 3599-3616.
- Luhar A. et B.L. Sawford. 2005. «Micromixing modelling of concentration fluctuations in inhomogeneous turbulence in the convective boundary layer». *Atmos. Env.*, vol. 39, p. 6673-6685.
- Lundquist, J., J.H. Shinn et F. Gouveia. 2004. Observations of turbulent kinetic energy dissipation rate in the urban environment. Dans : Symposium on Planning,

- Nowcasting, and Forecasting in the Urban Zone, Seattle, WA, Amer. Meteor. Soc. (14 janvier 2004).
- Monin, A.S. et A.M. Obukhov. 1954. «Basic laws of turbulent mixing in the atmosphere near the ground». *Tr. Akad. Nauk., SSSR Geophys. Inst.*, vol. 24, no 151, p. 1963-1987.
- Mortarini, L., P. Franzese et E. Ferrero. 2008. «A fluctuating plume model for concentration fluctuations in a plant canopy». *Atmos. Env.*, vol. 43, p. 921-927.
- Mussio, P., A.W. Gnyp et P.F. Henshaw. 2001. «A fluctuating plume dispersion model for the prediction of odour-impact frequencies from continuous stationary sources». *Atmos. Env.*, vol. 35, p. 2955-2962.
- Mylne K., et P. Mason. 1991. «Concentration fluctuation measurements in a dispersing plume at a range of up to 1000 m». *Q.J.R. Met. Soc.*, vol. 117, p. 177-206.
- NASA (Han, J., S.P. Arya, S. Shen et Y. Lin). 2000. An Estimation of Turbulent Kinetic Energy and Energy Dissipation Rate Based on Atmospheric Boundary Layer Similarity Theory. NASA/CR-2000-210298.
- Nieuwstadt, F.T.M. 1992. «A large-eddy simulation of a line source in a convective atmospheric boundary layer-I. Dispersion characteristics». *Atmos. Env.*, vol. 26A, 485-495.
- Nonhebel, G. 1960. «Recommandations on Heights for New Industrial Chimneys». *J. Inst. Fuel.*, vol. 33, p. 479-511.
- Ott, S. et J. Mann. 2000. «An experimental investigation of the relative diffusion in three-dimensional turbulent flow». *J. Fluid Mech.*, vol. 422, p. 207-223.
- Ouellette, N., H. Xu, M. Bourgoïn et E. Bodenschatz. 2006. «An experimental study of turbulent relative dispersion models». *New Journal of Physics*, vol. 8, p. 1-23.
- Pagé, T. 1995. «Caractérisation et modélisation de la dispersion atmosphérique des odeurs». Mémoire de maîtrise, Belgique, Université Catholique de Louvain.
- Panofsky, H.A. et J.A. Dutton. 1984. *Atmospheric turbulence. Models and Methods for Engineering Applications*, J. Wiley & Sons, 397 p.
- Parzen, E. 1962. «On estimation of a probability density function and mode». *Annals of Math. Stat.*, vol. 33, p. 1065-1076.
- Pasquill, F. 1961. «The estimation of dispersion of windborne material». *Meteor. Mag.*, vol. 90, p. 33.
- Rodean, H.C. 1996. «Stochastic Lagrangian Models of Turbulent Diffusion». *Meteorological Monographs of AMS*, vol. 36, no 48, 84 p.
- Saporta, G. 2006. *Probabilités, analyse des données et statistique*, 2<sup>e</sup> éd., Editions Technip, 656 p.

- Sawford, B.L. 2004. «Micro-Mixing Modelling of Scalar Fluctuations for Plumes in Homogeneous Turbulence». *Flow, Turbulence and Combustion*, vol. 72, p. 133-160.
- Schauberger, G., M. Piringer et E. Petz. 2000. Modification of a Gauss Dispersion Model for the Assessment of Odour Sensation in the Vicinity of Livestock Buildings. Dans : 2<sup>th</sup> International Conference on Air Pollution from Agricultural Operations (Iowa, Octobre 2000).
- Scire, J.S., D.G. Strimaitis et R.J. Yamartino. 1990. *Model Formulation and User's Guide for the CALPUFF Dispersion Model*. Rapport A025-2 préparé pour le California Air Resources Board.
- Schulze, R.H. et D.B. Turner. 1993. *Practical Guide to Atmospheric Dispersion Modeling*, Dallas, Trinity Consultants Inc., 408 p.
- Stull, R.B. 1988. *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*, Kluwer Academic Publishers, 666 p.
- Taylor, G.I. 1921. «Diffusion by continuous movements». *Proc. London Math. Soc. Ser. 2*, vol. 20, p. 196-211.
- Thomson, D.J. 1987. «Criteria for the selection of stochastic models of particle trajectories in turbulent flows». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 180, p. 529-556.
- Thomson, D.J. 1990. «A stochastic model for the motion of particle pairs in isotropic high-Reynolds-number, and its application to the problem of concentration variance». *J. of Fluid Mech.*, vol. 210, p. 113-153.
- Turner, D. B. 1970. *Workbook of Atmospheric Dispersion Estimates*, Environmental Protection Agency, Research Triangle Park, North Carolina.
- USEPA, 1981. *User's Guide to the Complex Terrain Dispersion Model Plus Algorithms for Unstable Situations (CTDMPLUS): Volume 1. Model Description and User Instructions*, EPA-454/B-95-003b, 128 p.
- USEPA, 1995. *User's Guide for the Industrial Source Complex (ISC3) Dispersion Models, Vol. II - Description of the Model Algorithms*, EPA/600/8-89/041, 210 p.
- USEPA, 2004a. *AERMOD: Description of Model Formulation*, EPA-454/R-03-004, 90 p.
- USEPA, 2004b. *User's guide for the AMS/EPA regulatory model – AERMOD*, EPA-454/B-03-001, 216 p.
- Van der Hoven, I. 1957. «Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0.0007 to 900 cycles per hour». *Journal of Meteorology*, vol. 14, p. 160–164.
- Wark, K., C. Warner, et W. Davis. 1998. *Air Pollution, Its Origin and Control*, 3<sup>e</sup> ed., Addison-Wesley, 573 p.
- Wilson, D. J. 1995. *Concentration Fluctuations and Averaging Time in Vapor Clouds*, Center for Chemical Process Safety, American Institute of Chemical Safety, 181 p.

- Yee, E., R. Chan, P.R. Kosteniuk, G.M. Chandler, C.A. Bilotto et J.F. Bowers. 1994. «Incorporation of internal fluctuations in a meandering plume model of concentration fluctuations». *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 67, p. 11-39.
- Yee, E. et D.J. Wilson. 2000. «A comparison of the detailed structure in dispersing tracer plumes measured in grid generated turbulence with a meandering plume model incorporating internal fluctuations». *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 94, p. 253-296.
- Willis, G.E. et J.W. Deardoff. 1981. «A laboratory study of dispersion in the middle of the convectively mixed layer». *Atmos. Env.*, vol. 15, p. 109-117.
- Zannetti, P. 2003. *Air Quality Modeling: Theories, Methodologies, Computational Techniques, and Available Databases and Software Vol. I – Fundamentals*, Envirocomp Institute and Air & Waste Management Association, 456 p.
- Zannetti, P. 2005. *Air Quality Modeling: Theories, Methodologies, Computational Techniques, and Available Databases and Software Vol. II – Advanced Topics*, Envirocomp Institute and Air & Waste Management Association, 681 p.