Communication
présentée au Comité technique
de la Société Hydrotechnique de France
le 22 novembre 1968

REPRODUCTION EN SIMILITUDE DE LA DIFFUSION DANS LA COUCHE LIMITE ATMOSPHÉRIQUE

PAR P. MÉRY *

Notations

χ	concentration locale de gaz....	sans dimension
K_m	coefficient de transfert de quantité de mouvement.....	$L^2 T^{-1}$
K_h	coefficient de transfert de chaleur.....	$L^2 T^{-1}$
K	coefficient de transfert de masse.....	$L^2 T^{-1}$
U	vitesse d'écoulement longitudinale.....	LT^{-1}
$\vec{V}$	vecteur vitesse d'écoulement...	LT^{-1}
u_i	fluctuation de vitesse dans la direction i	LT^{-1}
u, v, w	fluctuations de vitesse dans les directions xyz	LT^{-1}
U_s	vitesse de frottement à la paroi..	LT^{-1}
q	flux turbulent vertical de chaleur.....	MT^{-3}
δT	écart de température par rapport à une atmosphère neutre..	t
T	température locale.....	t
T_0	température locale d'une atmosphère neutre.....	t
Θ	température potentielle.....	t
θ	fluctuation de température.....	t
β	coefficient d'expansion thermique.....	t^{-1}
p	pression.....	$ML^{-1} T^{-2}$
p'	fluctuation de pression.....	$ML^{-1} T^{-2}$

δp	écart de pression par rapport à une atmosphère neutre.....	$ML^{-1} T^{-2}$
ε	énergie turbulente dissipée.....	$L^2 T^{-3}$
λ	microéchelle de turbulence.....	L
l	macroéchelle de turbulence. . .	L
L	longueur de Monin-Obukhov ou longueur de référence.....	L
z_0	hauteur de rugosité.....	L
Ox	direction longitudinale	
Oy	direction latérale.	
Oz	direction verticale.	

Indices :

M	caractérise le modèle.
P	caractérise l'atmosphère.

Introduction

La diffusion turbulente dans l'atmosphère est un phénomène complexe dont la connaissance est encore trop limitée pour qu'il soit possible de faire des prévisions quantitatives précises.

Une méthode d'étude des problèmes de diffusion turbulente atmosphérique est de rechercher en soufflerie les possibilités de similitude d'un phénomène de diffusion turbulente sous des conditions se rapprochant de celles d'une atmosphère contrôlée.

L'utilisation du modèle en soufflerie n'est pas nouvelle, mais les problèmes traités jusqu'à maintenant relèvent plutôt de l'aérodynamique classique (détermination de formes de sillages turbulents à l'aval de bâtiments) que de la diffusion turbulente.

* Direction des Etudes et Recherches, Electricité de France, Chatou.

Un examen plus complet du comportement d'un panache d'effluents dans l'atmosphère, fait apparaître l'influence :

- des distributions de vitesse et de température moyennes;
- de la structure turbulente;
- des conditions d'émission de l'effluent.

Il paraît donc important d'étendre le domaine d'utilisation du modèle.

Dans la présente communication, on a cherché à combler cette lacune, en essayant de mettre en évidence les différents paramètres qui conditionnent le comportement d'un panache d'effluents dans l'atmosphère et les critères de similitude qu'il est possible de dégager.

En outre, on a cherché à donner un aperçu sur les techniques de simulation à mettre en œuvre.

Diffusion turbulente - Similitude

Pour examiner la possibilité d'une similitude de la diffusion, il est nécessaire, d'abord, d'essayer de mieux pénétrer le mécanisme des phénomènes mis en cause.

Nous allons donc rappeler brièvement les deux modèles théoriques utilisés dans l'analyse des phénomènes de diffusion turbulente :

- la théorie des transferts turbulents;
- la théorie statistique de la turbulence.

Elles présentent toutes les deux un intérêt certain pour la similitude; elles sont, en effet, couramment utilisées dans l'interprétation des données expérimentales atmosphériques; de plus, elles peuvent nous indiquer des schématisations possibles lors du passage à l'échelle du modèle.

1. Théorie des transferts.

C'est une description eulérienne du phénomène de la diffusion : l'hypothèse de base est que le flux de la quantité qui diffuse à travers une surface est proportionnel au gradient de cette même quantité normalement à la surface.

Dans ces conditions la diffusion turbulente à partir d'une source ponctuelle émettant de façon continue obéit à une équation aux dérivées partielles du type parabolique, analogue à l'équation de la chaleur :

$$\frac{\partial \chi}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\text{grad}} \chi = \text{div} (\vec{K} \cdot \vec{\text{grad}} \chi) \quad (1)$$

Dans le cas du vent atmosphérique moyen de vitesse U ($V = W = 0$) et en considérant que :

$$\frac{\partial}{\partial x} K_y \frac{\partial \chi}{\partial x}$$

est petit vis-à-vis des autres termes de diffusion, l'équation de base se réduit à la forme :

$$U \frac{\partial \chi}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial \chi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial \chi}{\partial z} \right) \quad (2)$$

le mécanisme de la diffusion turbulente dépend alors des paramètres principaux suivants :

- les coefficients d'échange de masse K_y, K_z ;
- la distribution des vitesses moyennes et la structure turbulente qui dépendent à leur tour des échanges de quantité de mouvement à la surface du sol.

Un aspect important de cette théorie est de permettre de fixer une condition de similitude pour la diffusion.

En particulier, supposons qu'entre deux écoulements 1 et 2 ;

- l'échelle des longueurs est..... $\lambda = (L_1/L_2)$
- l'échelle des vitesses est..... $v = (V_1/V_2)$
- l'échelle des coefficients de.....
transfert est..... $c = (K_1/K_2)$

Si on désire que la concentration χ soit la même dans les deux écoulements en des points homologues, il est nécessaire qu'on ait :

$$\frac{\lambda v}{c} = 1 \quad (3)$$

En tout point, il doit donc y avoir similitude entre les coefficients de transfert des deux écoulements, et cela exige que les deux profils de vitesse soient en similitude.

La théorie des transferts, cependant, par la nature même de ses hypothèses de base (analogie formelle avec un processus de diffusion moléculaire, définition de K comme une grandeur locale), nous apporte assez peu d'informations sur l'importance relative des différentes échelles de turbulence dans un phénomène de dispersion. Pour avoir une idée de l'influence de la structure turbulente, il faut recourir à la théorie statistique de la diffusion turbulente.

2. Théorie statistique de la diffusion turbulente.

C'est une description lagrangienne du phénomène de diffusion turbulente : elle serre de beaucoup plus près la physique du phénomène. En considérant la trajectoire d'une particule fluide durant son passage à travers un champ d'écoulement turbulent uniforme (homogène et isotrope), Taylor [1] arrivait au résultat bien connu, souvent appelé théorème de Taylor :

$$\overline{y_i^2}(t) = 2 \overline{u_i^2} \int_0^t dt' \int_0^{t'} R_L(\tau) d\tau \quad (4)$$

où : $\overline{y_i^2}$ est la variance des déplacements de la particule dans la direction i ;

$\overline{u_i^2}$ carré moyen des fluctuations de vitesse dans la direction i ;

$R_L(\tau) = \frac{u_i(t) \cdot u_i(t + \tau)}{\overline{u_i^2}}$, coefficient de corrélation lagrangien;

t, t', τ : temps.

En turbulence homogène et isotrope les quantités ci-dessus ne sont pas fonctions de la position de la particule : dans l'atmosphère réelle, par contre, elles le seront.

Deux conditions aux limites très intéressantes apparaissent :

Au début, pour des durées de parcours très petites, on peut admettre que $R_L(\tau) \approx 1$ et on a alors :

$$\overline{y_i^2}(t) = \overline{u_i^2} t^2 \quad (5)$$

Pour des durées de parcours plus grandes, $R(\tau)$ tend vers zéro, et si :

$$\int_0^\infty R_L(\tau) d\tau$$

converge, on peut alors définir une échelle de temps :

$$J_L = \int_0^\infty R_L(\tau) \cdot d\tau \quad (6)$$

et :

$$\overline{y_i^2} = 2 \overline{u_i^2} t J_L$$

On peut déjà noter que la quantité correspondante à J_L dans une description eulérienne de l'écoulement est :

$$J_E = \int_0^\infty R_E(\tau) d\tau \quad (7)$$

où $R_E(\tau)$ est le coefficient de corrélation entre la fluctuation de vitesse en un point donné à l'instant t_0 et la fluctuation de vitesse au même point à l'instant $t_0 + \tau$.

Il n'y a pas de relation universelle entre J_L et J_E , mais beaucoup de chercheurs (Mickelsen en soufflerie [2], Hay et Pasquill dans l'atmosphère [3]) ont supposé qu'il y avait une relation simple du type :

$$J_L = \beta J_E \quad \text{où} \quad 1 < \beta < 10$$

L'échelle des temps J_E correspond à la période moyenne des gros tourbillons dont on peut définir l'échelle des dimensions moyennes l à partir du coefficient de corrélation $R(x)$:

$$l = \int_0^\infty R(x) dx \quad (8)$$

Si on admet l'hypothèse de Taylor vérifiée, on peut alors poser :

$$l = U J_E$$

où U est la vitesse moyenne de l'écoulement.

On voit ainsi apparaître une échelle de temps ou de longueur caractéristique du phénomène de diffusion; pour avoir une idée plus précise de la contribution à la dispersion de toutes les échelles de turbulence, considérons la transformée de Fourier du coefficient de corrélation lagrangien $R_L(\tau)$ [4]. On a alors :

$$\overline{y_i^2} = \overline{u_i^2} T^2 \int_0^\infty F_L(n) \cdot \frac{\sin^2 \pi n T}{(\pi n T)^2} dn \quad (9)$$

où $F_L(n)$ est le spectre d'énergie lagrangien, et T la durée de parcours de la particule fluide considérée.

Pour des durées de parcours T très courtes, on voit que :

$$\overline{y_i^2} = \overline{u_i^2} T^2$$

Tout le spectre contribue également à la dispersion et cette dernière dépend seulement de l'intensité turbulente $\overline{u_i^2}$.

Pour des durées de parcours T plus grandes, seules les fréquences $n < (1/T)$ contribuent à la dispersion.

A la limite, seulement $F_L(0)$ contribue à $\overline{y_i^2}$ et $F_L(0)$ est l'équivalent de J_L dans cette formule. On a, en effet :

$$J_L = \frac{F_L(0)}{4} \quad (10)$$

le spectre lagrangien est évidemment impossible à mesurer, mais il est raisonnable de supposer que si les spectres eulériens de deux écoulements sont semblables, il en sera de même pour les spectres lagrangiens. Cette condition sera en partie réalisée, s'il est possible de montrer que les échelles de longueurs moyennes des gros tourbillons les plus significatives pour la diffusion à distance éloignée de la source, sont à peu près en similitude géométrique dans les deux écoulements.

On voit donc, en conclusion, que les deux théories nous apportent des indications complémentaires très utiles sur l'importance relative des paramètres turbulents dont dépend la diffusion.

La théorie des transferts nous a permis de montrer qu'il était possible de définir, pour deux écoulements, une échelle des coefficients de transfert.

La théorie statistique montre que lorsqu'on s'intéresse à la diffusion à grande distance, il est nécessaire et nous admettons suffisant de simuler correctement les intensités turbulentes verticale et latérale et le spectre de chaque composante, notamment dans sa zone basse fréquence.

Dans la suite de l'exposé, nous adopterons une description eulérienne de la turbulence, et nous serons amenés, ainsi, à utiliser les coefficients de transfert.

L'utilisation de ces coefficients pour la description de la diffusion dans deux écoulements d'échelle différente peut être justifiée si nous admettons que les structures turbulentes de ces deux écoulements sont à peu près en similitude.

Position du problème

Etudions, à présent, le comportement d'un panache d'effluents chauds issus d'une cheminée et diffusés dans les cinq cents premiers mètres de l'atmosphère; nous ferons les hypothèses suivantes :

- les effluents sont constitués par de l'air émis à une vitesse et à une température déterminées;
- le sol est uniformément plat et rugueux.

Considérons l'évolution de ce panache; il se produit une diffusion due à deux causes :

- la turbulence créée par le panache lui-même à la sortie de la cheminée;
- la turbulence de l'atmosphère extérieure.

Comme Priestley et Scorer [5, 6], on peut distinguer trois phases dans cette évolution du panache.

— *Première phase :*

Le panache est presque vertical et la composante verticale de sa vitesse propre est supérieure à la vitesse horizontale du vent atmosphérique.

Cette phase prend fin lorsque cette composante verticale de la vitesse du panache est de l'ordre de la vitesse du vent.

— *Deuxième phase ou phase de transition :*

Le panache se courbe et devient approximativement horizontal. Cette phase prend fin lorsque la composante verticale de la vitesse du panache est de l'ordre des fluctuations de vitesse du vent atmosphérique.

— *Troisième phase :*

Les gaz du panache ont une densité égale à celle de l'air atmosphérique et ont une quantité de mouvement sensiblement nulle; ils n'ont plus de mouvement propre : leur diffusion ne dépend que des propriétés de l'atmosphère environnante.

Les deux premières phases sont généralement confondues en une seule; une schématisation du panache, très intéressante du point de vue similitude, apparaît :

— dans la première phase, il faudra réaliser la similitude de l'écoulement de jet en sortie de cheminée et la similitude de l'atmosphère environnante;

— dans la dernière phase, il faut seulement réaliser la similitude de l'atmosphère.

Nous commencerons donc, dans les chapitres suivants, par étudier la dernière phase, qui est la plus simple.

Similitude de la couche limite atmosphérique

Nous allons successivement donner quelques précisions sur les propriétés essentielles de la couche limite atmosphérique, puis examiner les possibilités d'une similitude d'abord rigoureuse, puis approchée.

1. Propriétés de la couche limite atmosphérique.

L'épaisseur de la couche atmosphérique qui présente un intérêt dans le problème de pollution envisagé est de l'ordre de 500 à 1 000 m.

Cette zone de l'atmosphère est souvent appelée couche limite atmosphérique : la structure de l'écoulement du vent et du champ des températures dans cette couche, dépend à un degré plus ou moins grand, selon la hauteur considérée, des effets de frottement et des échanges de chaleur atmosphère-sol.

Au-delà de cette couche, on peut négliger, pour la plupart des problèmes, l'action de la viscosité de l'air et les effets de frottement au sol; le vent mesuré se raccorde alors sensiblement avec le vent géostrophique.

Les météorologistes divisent la couche limite atmosphérique en deux zones [7, 8] :

— une couche de surface où on suppose qu'à la fois tension de frottement et flux de chaleur sont approximativement constants en fonction de la hauteur. L'épaisseur de cette couche est de l'ordre de quelques dixièmes de l'épaisseur de la couche limite atmosphérique;

— une couche dite de transition allant jusqu'à la limite supérieure de la couche limite atmosphérique : la structure de l'écoulement du vent et du champ des températures est encore sous l'influence des tensions de frottement et du flux de chaleur à la surface du sol, mais de plus intervient la force de Coriolis.

Examinons de plus près ces deux zones de la couche limite atmosphérique.

a) *Couche de surface.*

Ses propriétés commencent à être bien connues et c'est la zone de l'atmosphère pour laquelle il est le plus simple d'établir une analogie.

Nous rappelons brièvement les quelques propriétés qui lui sont attachées.

— *Distribution verticale des vitesses.* — Dans le cas d'une atmosphère neutre, la distribution verticale des vitesses obéit à la loi logarithmique classique utilisée dans la théorie de la couche limite turbulente sur plaque plane :

$$\frac{U}{U_*} = \frac{1}{k} \log_e \frac{U_* z}{\nu} + \text{Cte (sol lisse)} \quad (11)$$

$$\frac{U}{U_*} = \frac{1}{k} \log_e \frac{z}{z_0} \quad (\text{sol rugueux})$$

avec :

k : constante de Karman ($k = 0,4$);

U_* : vitesse de frottement;

z_0 : longueur caractérisant la rugosité de surface.

Dans le cas où le gradient de température diffère du gradient de température adiabatique, on utilise très couramment les formules fondées sur la théorie de la similitude de Monin et Obukhov [9] qui fait l'hypothèse que dans la couche limite de surface, la seule échelle des vitesses est U_* , et la seule échelle des longueurs est :

$$L = - \frac{U_*^3 \rho C_p T}{g k q} \quad (12)$$

où :

T : température moyenne absolue dans la couche limite de surface;

q : flux moyen de chaleur dans la direction verticale;

C_p : chaleur spécifique de l'air à pression constante;

g : accélération due à la pesanteur;

ρ : masse volumique de l'air.

L est infini dans le cas d'un gradient de température adiabatique ($q = 0$), positif pour un flux de chaleur négatif (atmosphère stable), négatif pour un flux de chaleur positif (atmosphère instable).

La signification géométrique de L est la suivante : à des hauteurs très petites devant L , la tur-

bulence mécanique prédomine, alors qu'à des hauteurs de l'ordre de L ou plus grandes, la turbulence convective prédomine. Ainsi, le rapport z/L indique l'importance relative de la turbulence mécanique et de la turbulence convective à la hauteur z .

Les lois de distribution de vitesse peuvent être alors présentées sous la forme, [9, 10] :

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{U_*}{kz} \varphi \left(\frac{z}{L} \right) \quad (13)$$

où on retrouve la longueur de mélange kz divisée par la fonction $\varphi(z/L)$ incorporant l'effet de stabilité thermique.

Le coefficient de transfert de quantité de mouvement, avec ces hypothèses, peut être défini sous la forme :

$$K_m = kz \frac{U_*}{\varphi(z/L)} \quad (14)$$

Diverses formules ont été proposées pour $\varphi(z/L)$:

- dans une atmosphère neutre, $\varphi(z/L) = 1$, et on retrouve pour la distribution verticale des vitesses, la loi logarithmique classique;
- lorsque $(z/L) > -0,03$ en atmosphère instable, et $(z/L) < 0,3$ en atmosphère stable, on montre [9] que :

$$\varphi \left(\frac{z}{L} \right) = 1 + \alpha \frac{z}{L}$$

où α est trouvé constant, de l'ordre de 4 en atmosphère instable [9, 11, 12, 13], et de l'ordre de 6 en atmosphère stable [14];

- lorsque $-0,03 > (z/L) > -0,3$, on trouve dans l'atmosphère un régime dit de convection mixte; Taylor [11], en supposant qu'il y avait une analogie entre les distributions verticales de température et de vitesse, préconisait :

$$\varphi \left(\frac{z}{L} \right) = C_1 \left(\frac{z}{L} \right)^{-(4/3)}$$

où C_1 était une constante;

- lorsque $(z/L) < -0,3$, on trouve le régime dit de convection libre, et Webb [15] préconisait :

$$\varphi \left(\frac{z}{L} \right) = C_2 \left(\frac{z}{L} \right)^{-2}$$

Certains chercheurs [16, 17, 18, 19] se sont efforcés de décrire les champs de vitesse et de température sous la forme d'une équation empirique unique qui couvre le domaine équilibre neutre-convection libre (fig. 1).

Les deux équations les plus connues sont celles de :

- Keyps :

$$\varphi^4 - \gamma \frac{z}{L} \varphi^3 = 1$$

où γ est une constante numérique;

- Swinbank :

$$\varphi = \frac{z}{L} (1 - e^{-(z/L)})^{-1}$$

— *Distribution verticale des températures.* — Pour les distributions verticales de température, on

1/ Relations théoriques et observées entre φ et z/L [22].

Theoretical and observed relationship between φ and z/L [22].

retrouve les divers régimes mis en évidence pour les distributions de vitesses.

On montre [11], en effet, que le gradient de température potentielle (voir définition en annexe I) dans la couche de surface, peut se mettre sous la forme :

$$\frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{T_*}{kz} \psi \left(\frac{z}{L} \right) \quad (15)$$

où :

$$T_* = \frac{q}{\rho C_p U_*}$$

et :

$$\psi \left(\frac{z}{L} \right) = \frac{K_m}{K_h} \varphi \left(\frac{z}{L} \right)$$

K_m et K_h étant définis à partir des formules suivantes :

$$q = \rho C_p K_h \frac{\partial \Theta}{\partial z} \quad (16)$$

$$U_*^2 = K_m \frac{\partial U}{\partial z} \quad (17)$$

K_m et K_h sont respectivement les coefficients de transfert de quantité de mouvement et de chaleur.

La position actuelle [20] est de supposer qu'ils diffèrent très peu l'un de l'autre avec, toutefois, les tendances suivantes :

$\frac{K_h}{K_m} = 1$ en atmosphère neutre;

$\frac{K_h}{K_m} > 1$ en atmosphère instable;

$\frac{K_h}{K_m} < 1$ en atmosphère stable.

b) *Couche de transition.*

Dans cette couche, la structure de l'écoulement est plus complexe, et on ne dispose que de théories plus ou moins vérifiées expérimentalement.

Il semble d'ailleurs que la plupart de ces théories sont fondées sur une analogie plus ou moins directe

avec la zone externe d'une couche limite turbulente sur plaque plane.

On admet ainsi les résultats suivants :

- la tension de frottement n'est plus constante et décroît pour s'annuler ou se stabiliser à une valeur constante à la frontière supérieure de la couche limite atmosphérique;
- le coefficient de transfert de quantité de mouvement décroît également pour s'annuler ou se stabiliser à une valeur faible et constante;
- la turbulence tend vers l'isotropie.

On voit donc que le coefficient de transfert de quantité de mouvement croît dans la couche limite de surface et décroît dans la couche de transition : il existe donc une altitude de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la couche limite de surface, où il passe par un maximum.

Toutefois une différence fondamentale apparaît par rapport à la couche limite turbulente sur plaque plane. C'est l'introduction de la force de Coriolis.

Expérimentalement, on trouve que la vitesse du vent croît en fonction de la hauteur comme dans une couche limite turbulente, mais on observe également une rotation du vecteur vent qui croît en fonction de la hauteur jusqu'à la limite supérieure de la couche limite atmosphérique.

Les hypothèses faites sur la distribution verticale du coefficient de transfert de quantité de mouvement et l'introduction des forces de Coriolis dans les équations de conservation de la quantité de mouvement, permettent alors de calculer la distribution verticale du vecteur vent dans la couche de transition.

Les théories de Rossby-Montgomery [21], Blackadar [22], Kazinski et Monin [23] sur la distribution verticale du coefficient de transfert de quantité de mouvement donnent des résultats en accord avec les observations expérimentales citées ci-dessus.

Il faut noter également que l'introduction de la force de Coriolis a pour effet de faire apparaître un paramètre externe, la rotation de la terre, dont dépend la turbulence à grande échelle.

c) Turbulence.

De façon générale, le spectre d'énergie turbulente de l'atmosphère est très étendu, et on distingue généralement :

- la turbulence à grande échelle (période des tourbillons de l'ordre de l'heure);
- la turbulence à petite échelle (période des tourbillons de l'ordre de quelques secondes à quelques minutes).

Dans le cas où la stratification thermique de la couche limite atmosphérique ne diffère pas considérablement d'une stratification adiabatique, les caractéristiques essentielles de la turbulence à petite échelle sont les suivantes :

- elle dépend très peu de la turbulence à grande échelle (habituellement incluse dans les mouvements atmosphériques à l'échelle synoptique); ses propriétés sont, en ce sens, universelles;
- le spectre d'énergie turbulente est de façon satisfaisante décrit par les hypothèses de Kolmogoroff [24] sur l'existence d'un domaine d'équilibre (fig. 2).

C'est ainsi qu'on admet dans la zone de dissipation visqueuse de ce domaine :

$$F(k) = \varepsilon^{1/4} \nu^{5/4} F\left(\frac{k'}{k_s}\right) \quad (18)$$

où :

$$k_s = (\varepsilon \nu^{-3})^{1/4};$$

ν : viscosité cinématique de l'air;

ε : énergie turbulente dissipée (par unité de masse et unité de temps);

k : nombre d'onde;

$F(k)$: spectre d'énergie turbulente.

Dans la zone de transfert d'énergie sans dissipation visqueuse, $F(k)$ est indépendant de ν , et on démontre par l'analyse dimensionnelle que $F(k)$ obéit à une loi du type :

$$F(k) = A \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (19)$$

où A est une constante numérique.

Dans la zone de transfert d'énergie sans dissipation visqueuse, l'hypothèse de Taylor est assez bien vérifiée.

Dans le cas où la stratification thermique de la couche limite atmosphérique diffère notablement d'une stratification adiabatique, la structure turbulente dépendra d'un paramètre supplémentaire z/L .

L'apparition d'une turbulence convective modifiera le spectre d'énergie turbulente dans la zone des petits nombres d'onde.

Le domaine des nombres d'onde pour lequel le concept d'isotropie locale pourra s'appliquer sera plus ou moins grand selon le degré de stabilité de l'atmosphère.

C'est ainsi que dans la couche de surface, la limite inférieure des fréquences du spectre d'énergie turbulente pour lesquelles l'équation (18) s'applique est de la forme [25] :

$$n = \varphi\left(\frac{z}{L}\right) \frac{U}{z} \quad (20)$$

où U est la vitesse du vent atmosphérique à la hauteur z .

2/ Représentation schématique du spectre d'énergie turbulente [4].

Diagrammatic turbulent energy spectrum [4].

$\varphi\left(\frac{z}{L}\right) = 0,08$ pour une atmosphère très instable;

$\varphi\left(\frac{z}{L}\right) = 0,2$ pour une atmosphère neutre;

$\varphi\left(\frac{z}{L}\right) = 1$ pour une atmosphère très stable.

D'une façon générale, on trouve expérimentalement [20] que les intensités turbulentes croissent pour une atmosphère instable et décroissent pour une atmosphère stable; les spectres d'énergie turbulente s'étendent vers les petits nombres d'onde lorsque l'atmosphère devient de plus en plus instable. Il est généralement admis, par contre, que la zone des très grands nombres d'onde reste pratiquement inchangée, son origine étant purement mécanique.

Contrairement à la structure turbulente à petite échelle, la structure turbulente à grande échelle est loin d'être universelle et dépend beaucoup des conditions météorologiques à l'échelle synoptique.

Le développement d'une théorie se heurte à de grandes difficultés ayant pour causes principales :

- la non-stationnarité des propriétés de la couche limite atmosphérique due aux variations journalières du bilan radiatif sol-atmosphère;
- les variations de la stratification thermique qui en résultent.

2. Similitude rigoureuse.

a) Les équations.

On montre (voir annexe I), que moyennant certaines hypothèses simplificatrices, l'écoulement du vent dans la couche limite atmosphérique peut être décrit par les équations suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{V}}{dt} + 2(\vec{\Omega} \wedge \vec{V}) &= -\frac{1}{\rho_0} \overrightarrow{\text{grad}} \delta p \\ &\quad + g\beta\delta T \overrightarrow{\text{grad}} z + \nu\Delta\vec{V} \\ \text{div } \vec{V} &= 0 \\ \frac{\partial\delta T}{\partial t} + \vec{V} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \delta T &= k\Delta(\delta T) \end{aligned} \quad (21)$$

où δT est l'écart de température par rapport à une atmosphère neutre dont les propriétés sont décrites par les équations suivantes :

$$\begin{aligned} \overrightarrow{\text{grad}} T_0 + \frac{g}{Cp} \overrightarrow{\text{grad}} z &= 0 \\ \overrightarrow{\text{grad}} p_0 + \rho_0 g \overrightarrow{\text{grad}} z &= 0 \end{aligned} \quad (22)$$

b) Forme réduite des équations.

Adoptons des grandeurs de référence qui soient liées au problème.

Prenons une vitesse de référence V_r .

Prenons une dimension linéaire de référence L .

Prenons une masse volumique de référence ρ_{0r} .

Prenons un écart de température de référence δT_r .

Le système d'unités choisi devant être cohérent, les autres unités sont implicitement déterminées. Ainsi le temps aura pour unité :

$$t_r = \frac{L}{V_r}$$

la pression aura pour unité :

$$\delta p_r = \rho_{0r} V_r^2$$

Faisons un changement de variables défini par :

$$\begin{aligned} x' &= \frac{x}{L} & V' &= \frac{V}{V_r} & t' &= t \frac{V_r}{L} \\ y' &= \frac{y}{L} & \rho' &= \frac{\rho_0}{\rho_{0r}} & \delta p' &= \frac{\delta p}{\rho_{0r} V_r^2} \\ z' &= \frac{z}{L} & \delta T' &= \frac{\delta T}{\delta T_r} \end{aligned} \quad (23)$$

Après transformation des équations (21), on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{dV'}{dt'} + 2(\vec{\Omega}' \wedge \vec{V}') \frac{1}{R_0} &= -\frac{1}{\rho_0'} \overrightarrow{\text{grad}} \delta p' \\ &\quad + \frac{1}{F_r^2} \delta T' \overrightarrow{\text{grad}} z' + \frac{1}{R_e} \Delta V' \end{aligned}$$

où $\vec{\Omega}'$ vecteur unitaire le long de la ligne des pôles.

$$\frac{\partial\delta T'}{\partial t'} + \vec{V}' \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \delta T' = \frac{1}{R_e P_r} \Delta(\delta T') \quad (24)$$

on voit apparaître les paramètres adimensionnels :

$$R_0 = \frac{V_r}{L\Omega} \quad R_e = \frac{V_r L}{\nu} \quad F_r^2 = \frac{V_r^2}{g L \beta \delta T_r} \quad P_r = \frac{\nu}{k}$$

Avec le choix des unités fondamentales fait, les équations écrites en variables réduites sont identiques sur le modèle et le prototype (nous utiliserons dans la suite cette dénomination pour l'atmosphère), si on a l'égalité des paramètres adimensionnels ci-dessus.

Examinons-les de plus près :

• Le nombre de Rossby R_0 est le rapport des forces de Coriolis et des forces d'inertie créées par la non-permanence et la non-uniformité du champ des vitesses. Lorsque la valeur de ce rapport est grande, les effets de la rotation de la terre sont petits devant les effets d'inertie, et on peut négliger la force de Coriolis.

C'est ce qui se produit si la longueur caractéristique du site auquel on s'intéresse est inférieure à 15 km. En effet, dans ce cas, le nombre de Rossby pour une vitesse de vent de 10 m/s est de l'ordre de 10. En prenant comme longueur caractéristique la hauteur au-dessus du sol H et comme vitesse caractéristique la vitesse de déplacement vertical W_r d'une particule fluide, on aboutirait à la même valeur du nombre de Rossby pour :

$$H = 150 \text{ m} \quad \text{et} \quad W_r = \frac{V_r}{100}$$

valeur couramment admise dans l'atmosphère.

On peut donc conclure que l'approximation introduite par un nombre de Rossby 10^3 à 10^4 fois plus grand sur le modèle, ne produit pas des différences importantes dans les écoulements du modèle et du prototype.

Cette conclusion est également valable pour la structure turbulente de l'écoulement.

La turbulence à grande échelle liée aux caractéristiques synoptiques de l'atmosphère aura peu d'effet sur la structure turbulente générale de l'écoulement.

- Le nombre de Reynolds R_e peut être interprété comme le rapport des forces d'inertie aux forces visqueuses.

Il constitue le principal obstacle aux études sur modèle; les échelles géométriques couramment utilisées (de l'ordre du $1/500^e$) conduisent, en effet, à des nombres de Reynolds sur le modèle 10^3 à 10^4 fois plus faibles que sur le prototype.

Toutefois, dans la plupart des cas, l'écoulement du vent s'effectue sur des terrains rugueux ou accidentés avec des obstacles à arêtes vives; on peut alors admettre que l'utilisation de nombres de Reynolds aussi faibles ne conduit pas à des différences importantes dans les champs d'écoulement du modèle et du prototype.

- Le nombre de Froude F_r est interprété comme le rapport des forces d'inertie aux forces de poussée d'Archimède; ces dernières sont créées par les différences de température entre l'atmosphère réelle et l'atmosphère neutre.

Le nombre de Froude ainsi défini peut se ramener au nombre de Richardson lorsque ce dernier est écrit pour une couche d'épaisseur finie (annexe II).

L'égalité des nombres de Froude du modèle et du prototype est facile à réaliser: elle conduit, en soufflerie, à la réalisation d'une stratification thermique (soit par chauffage, soit par refroidissement du plancher), et à des vitesses d'écoulement très faibles.

- La similitude thermique exige l'identité des nombres de Reynolds et de Prandtl.

Le nombre de Prandtl est facile à respecter, si le fluide utilisé sur le modèle est de l'air.

c) Conditions aux limites.

Pour une similitude complète, il est nécessaire que les conditions aux limites mises sous forme adimensionnelle aient les mêmes valeurs sur le modèle et le prototype.

Ces conditions aux limites sont les conditions de vitesse, température, pression à la paroi, à l'amont du modèle et à la partie supérieure du modèle.

On constate qu'une similitude dynamique et thermique rigoureuse ne peut pas être réalisée.

Il est donc nécessaire d'envisager une similitude approchée: quelques approximations sont possibles, elles dépendent essentiellement de la nature du problème étudié.

3. Similitude approchée des caractéristiques de l'écoulement moyen.

a) Cas de l'atmosphère neutre.

On voit apparaître l'analogie entre l'écoulement dans les basses couches atmosphériques et l'écoulement dans la couche limite turbulente sur plaque plane rugueuse.

Dans la zone interne d'une couche limite turbulente, la tension de frottement est sensiblement constante et liée au gradient de vitesse vertical par une formule analogue à celle de la couche limite de surface atmosphérique.

Dans la zone externe de la couche limite turbulente, la vitesse croît et le coefficient d'échange de quantité de mouvement décroît comme dans la couche de transition atmosphérique.

Toutefois, dans ce dernier cas, l'analogie est beaucoup plus qualitative:

- la couche de transition atmosphérique est en effet une zone influencée par les caractéristiques synoptiques de l'atmosphère (force de Coriolis);
- dans la zone externe de la couche limite turbulente, le phénomène d'intermittence introduit une limite supérieure de la couche limite, aléatoire dans le temps.

Dans ce qui suit, nous étudierons donc essentiellement la similitude de la couche limite de surface atmosphérique, pour laquelle on peut admettre que les mécanismes d'échange sont de même nature: on pourra d'ailleurs repérer l'épaisseur de la couche limite de surface par la hauteur au-dessus du sol pour laquelle le coefficient de transfert de quantité de mouvement atteint son maximum.

D'autre part, compte tenu des dimensions longitudinale et verticale de la couche atmosphérique qui nous intéresse, seule la turbulence à petite échelle sera prise en compte.

Nous avons vu que dans la couche limite de surface, le profil des vitesses d'écoulement est décrit par la loi:

$$\frac{U}{U_*} = \frac{1}{k} \log_e \frac{z}{z_0} \quad (25)$$

On pourra prendre comme échelles de longueur et de vitesse caractéristiques de l'écoulement, la longueur de rugosité z_0 et la vitesse de frottement U_* .

Connaissant le rapport $(U_*)_M/(U_*)_P$, l'échelle géométrique du modèle est automatiquement fixée par la loi des états correspondants: elle sera égale au rapport des cotes $(z)_M$ et $(z)_P$ pour lesquelles on a:

$$\left(\frac{U}{U_*}\right)_M = \left(\frac{U}{U_*}\right)_P$$

L'échelle géométrique du modèle ainsi défini est d'ailleurs égale au rapport des longueurs de rugosité z_0 du modèle et du prototype.

L'échelle géométrique obtenue ne sera d'ailleurs qu'une échelle moyenne, U_* et z_0 étant des paramètres locaux qui varient en fonction de la distance à l'origine de la couche limite turbulente.

Une conséquence immédiate de cette similitude sera de définir les paramètres suivants:

- l'échelle des coefficients d'échange de quantité de mouvement et de masse (paragraphe II); on aura en effet:

$$\frac{(K)_M}{(K)_P} = \frac{(z_0)_M}{(z_0)_P} \cdot \frac{(U_*)_M}{(U_*)_P} \quad (26)$$

- l'épaisseur de la couche limite de surface sur le prototype.

b) *Cas de l'atmosphère stratifiée.*

Une technique commode de simulation des effets de stratification thermique consiste à chauffer le sol du modèle pour reproduire une stratification thermique instable et à le refroidir pour reproduire une stratification stable.

Il se forme alors une couche limite thermique présentant certaines analogies avec la couche limite de vitesse; l'écart entre la température de l'écoulement et la température à l'infini amont de la zone de sol chauffée ou refroidie, diminue en fonction de la hauteur et tend asymptotiquement vers zéro.

Dans le cas de l'air, la couche limite thermique aura une épaisseur du même ordre de grandeur que celle de la couche limite de vitesse.

On peut définir dans cette couche limite thermique une zone dans laquelle le flux de chaleur turbulent vertical est constant : ce sera l'analogue de la couche à tension de frottement constante ou zone logarithmique de la couche limite de vitesse.

Nous avons vu au paragraphe IV, 1 qu'on peut définir un paramètre constant qui décrit la stratification thermique dans la couche limite de surface atmosphérique : il s'agit de la longueur de stabilité L introduite par Monin et Obukhov.

Toutefois, ce paramètre n'est pas très commode d'utilisation puisqu'il suppose prédéterminés U_* et q .

Il sera donc préférable d'appliquer la similitude de Froude définie précédemment; l'égalité des nombres de Froude du modèle et du prototype permettra de déterminer les caractéristiques globales des couches limites de vitesse et de température du modèle.

La détermination expérimentale de U_* et de q sur le modèle permettra alors de calculer la longueur de stabilité L .

Il sera alors facile de déduire la longueur de stabilité correspondante du prototype par la relation :

$$\frac{(L)_M}{(L)_P} = \frac{(z)_M}{(z)_P} \quad (27)$$

on vérifiera ensuite si les distributions de température et de vitesses du modèle obéissent aux mêmes lois universelles trouvées dans la couche de surface atmosphérique (voir paragraphe IV, 1).

L'échelle des coefficients d'échange sera toujours donnée par la formule :

$$\frac{(K)_M}{(K)_P} = \frac{(z)_M}{(z)_P} \cdot \frac{(U_*)_M}{(U_*)_P} \quad (28)$$

4. *Similitude approchée des caractéristiques turbulentes à petite échelle.*a) *Cas de l'atmosphère neutre.*

Dans le domaine de turbulence à petite échelle étudié, il convient de distinguer deux classes de tourbillons :

- une classe de tourbillons à grande échelle liée à la rugosité de la surface;
- une classe de tourbillons à très petite échelle liée à la dissipation d'énergie turbulente.

Une estimation de la microéchelle de turbulence sur le modèle peut être obtenue en considérant le bilan d'énergie turbulente (annexe II).

Dans la région voisine du sol, les termes production et dissipation d'énergie turbulente sont presque égaux.

Le terme production d'énergie turbulente peut s'écrire :

$$\overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{U_*^3}{K_z} \quad (29)$$

il représente l'énergie turbulente extraite de l'écoulement moyen; cette énergie est transférée vers des nombres d'onde de plus en plus élevés où elle est finalement dissipée par effets visqueux.

Pour des nombres d'onde élevés, la turbulence tend vers l'isotropie; l'énergie de dissipation est alors donnée par Taylor sous la forme :

$$\varepsilon = \frac{15 \nu \bar{u}^2}{\lambda^2} \quad (30)$$

En égalant les deux expressions (29) et (30), on obtient :

$$\frac{U_*^3 \lambda^2}{z \nu \bar{u}^2} = \text{Cte}$$

Si l'échelle géométrique du modèle est convenablement choisie (paragraphe IV, 3), $\sqrt{u^2}/U$ et U_*/U seront les mêmes sur le modèle et le prototype; l'expression précédente pourra donc s'écrire :

$$\frac{U \lambda^2}{z \nu} = \left(\frac{\lambda}{z} \right)^2 R_e = \text{Cte}$$

et on voit que :

$$\left(\frac{\lambda}{z} \right)_M = \left(\frac{\lambda}{z} \right)_P \sqrt{\frac{(R_e)_P}{(R_e)_M}} \quad (31)$$

Nous avons vu au paragraphe (IV, 2) qu'il était impossible de réaliser une similitude rigoureuse $[(R_e)_P \gg (R_e)_M]$. On aura donc :

$$\left(\frac{\lambda}{z} \right)_M \gg \left(\frac{\lambda}{z} \right)_P \quad (32)$$

Il sera donc impossible de respecter la similitude des microéchelles de turbulence.

Le seul critère à adopter [26] pour la microéchelle de turbulence est qu'elle soit petite par rapport aux détails du modèle, ce qui revient à s'imposer une limite inférieure pour le nombre de Reynolds du modèle ou son échelle géométrique.

En ce qui concerne la classe des gros tourbillons, on peut avoir un ordre de grandeur de leur échelle moyenne par la relation :

$$l = \int_0^\infty R(x) \cdot dx \quad (33)$$

où :

$$R(x) = \frac{\overline{u(0)u(x)}}{\overline{u^2(0)}}$$

En utilisant la correspondance entre le coefficient de corrélation et la fonction spectrale $F(n)$, l peut s'écrire :

$$l = \frac{UF(0)}{4} \quad (34)$$

on trouve généralement qu'en couche limite turbu-

lente, l est de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la zone logarithmique.

Dans l'atmosphère, l'échelle moyenne des tourbillons liée à la rugosité de surface est également de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la couche de surface.

Il en résulte donc qu'une similitude approchée sera automatiquement réalisée pour la classe des gros tourbillons.

Nous avons vu que dans l'atmosphère, les hypothèses de Kolmogoroff sur l'isotropie locale sont à peu près vérifiées.

Ceci exige donc, qu'en soufflerie, la distribution d'énergie turbulente obéisse, dans le domaine des grands nombres d'ondes, à la loi générale :

$$F(k) = \varepsilon^{1/4} \nu^{5/4} F\left(\frac{k}{k_s}\right) \quad (35)$$

Des études expérimentales effectuées à l'Université de Fort-Collins (Colorado) [27] montrent la nature universelle de la fonction F à la fois dans l'atmosphère et en soufflerie (fig. 3).

Ces études montrent notamment que :

- $F(k/k_s)$ est indépendant de la rugosité de surface;
- que la loi générale (35) n'est vérifiée en soufflerie qu'à condition de disposer d'une veine de grande longueur pour le développement de la couche limite turbulente.

b) Cas d'une atmosphère stratifiée.

Pour des écoulements thermiquement stratifiés, la structure turbulente dépendra du nombre de Reynolds et du rapport z/L .

On pourra encore définir une classe de tourbillons liée à la dissipation d'énergie turbulente mécanique.

En effet, au voisinage du sol, on peut toujours admettre que le terme production d'énergie turbulente mécanique est à peu près égal au terme dissipation d'énergie turbulente mécanique.

L'échelle moyenne des gros tourbillons dépendra par contre de la turbulence d'origine convective.

L'ordre de grandeur de cette échelle sera obtenue à partir des spectres d'énergie turbulente mesurés; aucune hypothèse ne peut être établie *a priori* sur l'existence d'une relation entre les échelles des gros tourbillons du modèle et du prototype.

Si les spectres d'énergie turbulente du modèle et du prototype sont semblables, on devra observer l'existence d'une zone d'isotropie locale dont la limite inférieure en fréquence dépendra du degré de stabilité de l'atmosphère (voir paragraphe IV, 1).

Des difficultés importantes se présenteront lors de la simulation des caractéristiques turbulentes [27].

En effet, dans le cas d'une stratification thermique instable, les vitesses d'écoulement du modèle sont faibles, et les températures au sol élevées; les effets visqueux seront donc beaucoup plus importants qu'en écoulement adiabatique et, de ce fait, pourront modifier de façon appréciable la structure turbulente de l'écoulement.

Dans ce type d'écoulements peu exploré, il est nécessaire de connaître avec plus de certitude les caractéristiques turbulentes nécessaires à l'établissement d'une similitude correcte.

Similitude du panache d'effluents à la sortie de la cheminée [28], [29]

Il s'agit d'étudier la première phase de l'évolution du panache (paragraphe III).

La similitude de cette première phase exige non seulement le respect des conditions de similitude de la dernière phase que nous venons d'étudier, mais également celui d'autres conditions que nous allons expliciter.

L'analyse inspectionnelle ou dimensionnelle appliquée aux variables caractéristiques de la source d'effluents, fait apparaître les paramètres adimensionnels suivants [28] :

$$R_c = \frac{WD}{\nu}, \quad F_r^2 = \frac{W^2}{gD\beta(T_s - T)}, \quad P_r = \frac{\nu}{k}, \quad \frac{W}{U}$$

où :

- T_s : température de l'effluent en sortie de cheminée;
- T : température de l'air ambiant au voisinage de la cheminée;
- β : coefficient d'expansion thermique;
- W : vitesse de l'effluent en sortie de cheminée;
- U : vitesse du vent au voisinage de la cheminée;
- D : diamètre de sortie de la cheminée;
- ν : viscosité cinématique de l'effluent en sortie de cheminée;
- k : diffusivité thermique de l'effluent en sortie de cheminée.

On trouve donc, en partie, les paramètres adimensionnels déjà mis en évidence au paragraphe (IV, 2) :

- Le nombre de Reynolds R_c caractérise l'importance des forces d'inertie par rapport aux forces visqueuses, à la sortie de la cheminée.

Comme dans le cas des basses couches atmosphériques, il est impossible de le respecter sur le modèle; on peut supposer que son influence sur la structure turbulente du jet est faible, si on a pris la précaution de s'assurer qu'il est supérieur à une certaine valeur critique au-dessous de laquelle se produit un changement de régime de l'écoulement.

Dans certains cas (lorsque le nombre de Reynolds est inférieure à 2 000), il sera nécessaire de stimuler la turbulence au moyen de filtres ou diaphragmes.

- Le nombre de Froude F_r caractérise l'importance des forces d'inertie par rapport aux forces de poussée d'Archimède dues aux différences de densité entre l'effluent et l'atmosphère ambiante.

Il permet de déterminer la vitesse de référence du modèle; cette vitesse qui est proportionnelle à la racine carrée de l'échelle géométrique sera en général très faible.

Afin d'obtenir une vitesse de référence plus élevée, il est possible d'utiliser des écarts de température sur le modèle supérieurs à ceux du prototype.

Des expériences en soufflerie montrent que l'utilisation sur le modèle, à nombre de Froude constant, d'un écart relatif de température deux fois plus grand que sur le prototype, introduit une erreur sur la surhauteur totale du panache de l'ordre de 10 %.

On doit noter, d'ailleurs, que l'utilisation, pour

3/ Comparaison de mesures de spectres en soufflerie et dans l'atmosphère (couche de surface) [27].

Observed wind tunnel and atmospheric (surface layer) spectra [27].

4/ Soufflerie d'étude de la diffusion turbulente.

Turbulent diffusion research wind tunnel.

la similitude du panache d'effluents, d'écarts de température supérieurs à ceux du prototype entraîne la nécessité de faire de même pour la similitude des basses couches atmosphériques.

- Le nombre de Prandtl P_r sera à peu près respecté, si on utilise de l'air chaud comme effluent sur le modèle.

- Le paramètre W/U est le rapport entre la vitesse d'éjection de l'effluent en sortie de cheminée et la vitesse du vent atmosphérique au voisinage de la cheminée; c'est un paramètre caractéristique de la similitude de forme du panache au voisinage de la cheminée.

Caractéristiques générales d'une soufflerie d'étude de la diffusion turbulente

1. Choix des dimensions.

Le choix des dimensions à retenir pour la veine d'essais d'une soufflerie d'étude de la diffusion turbulente doit être dicté par les considérations suivantes :

- les critères de similitude envisagés aux chapitres précédents;
- les possibilités de représentation géométrique de sites pouvant atteindre des étendues de l'ordre de 5 km;
- les méthodes de mesure utilisables.

Si le fluide en écoulement est de l'air porté à des

températures n'excédant pas 50 °C pour le vent, et 200 °C pour l'effluent, il paraît opportun de choisir l'échelle géométrique du modèle de l'ordre du 1/500^e.

Par ailleurs, cette échelle paraît en général compatible avec une représentation géométrique convenable, l'obtention d'un nombre de Reynolds suffisant, l'usage de techniques expérimentales courantes.

Dans ces conditions, les dimensions d'un modèle atteignent 10 m environ.

D'autre part, l'établissement de la structure turbulente de l'écoulement nécessite une distance de parcours amont supérieure aux dimensions du site : la soufflerie doit donc avoir une longueur de veine supérieure à sa largeur.

Le projet décrit ci-après comporte une veine d'essais utilisable d'une longueur de 40 m, d'une largeur de 8 m, d'une hauteur de 3 m.

2. Performances.

Le choix des performances, vitesse du vent en soufflerie, gradient thermique, est étroitement lié à celui des dimensions.

Deux cas sont à considérer :

- L'écoulement est neutre.

Dans cette hypothèse, seule doit être respectée la similitude de Reynolds.

Comme il est impossible de respecter l'identité des nombres de Reynolds relatifs au prototype et au modèle, il est intéressant de travailler avec des vitesses de vent sur le modèle et donc des nombres de Reynolds relativement élevés, et de s'assurer qu'en les réduisant, des régimes critiques n'apparaissent.

raissent pas. Pour cette raison, la vitesse maximale retenue atteint 8 m/s.

• L'écoulement est thermiquement stratifié.

Dans ce cas, il convient de respecter la similitude de Froude ou autres critères de similitude du même type (longueur de Monin-Obukhov, nombre de Richardson).

Les vitesses de vent sur le modèle sont alors toujours inférieures à 2 m/s.

3. Conception générale du projet de soufflerie.

a) Disposition générale du circuit aérodynamique (fig. 4).

Le circuit aérodynamique est disposé longitudinalement et horizontalement et comprend de l'amont vers l'aval :

- une chambre de tranquillisation où se trouvent disposés les éléments susceptibles d'assurer une répartition uniforme de la vitesse d'écoulement (écrans de perte de charge) et un filtre dépoussiéreur permettant l'utilisation des anémomètres à fil chaud nécessaires aux mesures de turbulence;
- un convergent dont le rapport de contraction est de l'ordre de 6;
- une veine de section rectangulaire dont l'amont est équipé d'un générateur de couche limite et éventuellement d'un générateur de gradients thermiques. Cette veine d'essais a une longueur de 40 m, une largeur de 8 m et une hauteur de 3 m.
- Le plancher de cette veine sera chauffé ou refroidi sur 30 m environ (température de surface maximale : 80 °C, température de surface minimale : 10 °C);
- un convergent de rapport de contraction 3,2;
- une veine de retour de section circulaire de diamètre 3 m.

La veine de retour comprendra :

- quatre coudes à 90° équipés d'aubages défecteurs;
- un échangeur de température permettant de faire varier la température de l'air ambiant entre 10 et 70 °C;
- le raccordement de la section de retour à la chambre de tranquillisation se fait par l'intermédiaire d'un diffuseur à grand angle, équipé d'écrans de perte de charge dont l'espacement et le coefficient de perte de charge ont été calculés par la formule de Spangenberg.

La soufflerie peut fonctionner éventuellement en circuit ouvert.

Le choix d'une soufflerie, type à retour, a été fondé sur les considérations suivantes :

- influence négligeable du vent extérieur sur la distribution des vitesses à l'intérieur de la soufflerie (si on a pris la précaution de mettre le hall la contenant en légère surpression par rapport à l'extérieur);
- traitement de l'air ambiant de la soufflerie beaucoup plus efficace.

En particulier, on peut envisager de contrôler son humidité.

b) Générateurs de couche limite.

L'obtention par voie naturelle d'une couche limite turbulente de grande épaisseur nécessite une longueur de veine considérable.

C'est pourquoi il est envisagé d'utiliser un organe de génération artificielle d'une telle couche limite.

Deux dispositifs ont été étudiés :

1° Le premier dispositif prévu consiste en une grille de barreaux horizontaux d'écartements variables, dont le principe est le suivant : la grille de barreaux placée dans un écoulement uniforme donne naissance à un profil de vitesses moyennes dont la forme dépend de l'écartement des barreaux.

A ce profil correspondent des gradients de vitesses moyennes engendrant des tensions turbulentes qui à leur tour modifient le profil.

Le choix de l'écartement des barreaux permet d'obtenir un profil moyen évoluant vers l'aval jusqu'à l'aboutissement à un profil de couche limite compatible avec la rugosité de la paroi considérée et le nombre de Reynolds caractérisant l'écoulement.

2° Le deuxième dispositif étudié consiste à introduire un soufflage en paroi localisé sur une petite longueur de veine (0,5 m), à l'aval immédiat du convergent.

Ce dispositif donne des résultats nettement meilleurs que le précédent.

En effet, il est possible d'obtenir par cette méthode, à des distances de l'ordre de 6 m et pour une vitesse d'écoulement libre de 8 m/s, une épaisseur de couche limite triple de celle d'une couche limite se développant naturellement.

De plus, la structure turbulente est très voisine de celle d'une couche limite naturelle, ce qui n'était pas le cas pour le dispositif précédent.

Des essais effectués à basse vitesse (2 m/s) ont montré que la technique était encore utilisable.

Conclusion

L'utilisation de modèles expérimentaux pour l'étude de phénomènes de pollution dans l'atmosphère apparaît comme un moyen précieux d'analyse physique des phénomènes.

L'accent a été mis sur les possibilités de similitude et les hypothèses simplificatrices qu'il est nécessaire de faire.

Nous avons ainsi introduit les simplifications suivantes :

- le modèle ne peut représenter que la couche limite de surface atmosphérique;
- le modèle ne peut simuler que les caractéristiques turbulentes à petite échelle.

Dans le cadre de ces hypothèses, la simulation d'une atmosphère neutre semble assez facile à réaliser.

Par contre, le cas des atmosphères stables ou instables est plus difficile à résoudre, car les critères de similitude utilisés (nombre de Froude, nombre de Richardson, longueur de Monin-Obukhov) conduisent à réaliser des vitesses d'écoulement très

basses (inférieures à 2 m/s), et des effets visqueux importants peuvent alors apparaître sur le modèle.

La reproduction en similitude du panache d'éfluents au voisinage immédiat d'une cheminée pose des problèmes semblables; mais, dans ce cas, si on s'intéresse à la pollution à grande distance, il sera possible de simuler la surhauteur thermique du panache par une surhauteur réelle de la cheminée.

La simulation de la diffusion d'un jet gazeux consiste donc essentiellement à représenter les phénomènes dynamique et thermique au voisinage de l'émission et dans l'atmosphère.

Toutefois, le mécanisme de la diffusion nous montre que ce sont essentiellement les caractéristiques turbulentes plutôt que les caractéristiques moyennes de l'écoulement qui sont importantes; dans le domaine des échelles de turbulence importantes pour la diffusion, on peut *a priori* exclure les échelles de turbulence liées à la dissipation d'énergie turbulente.

La conception d'une soufflerie d'étude de la diffusion turbulente apparaît très différente de celle des souffleries subsoniques classiques.

En effet, alors que la principale fonction d'une soufflerie classique est la mesure des forces exercées sur un objet situé dans l'écoulement, une soufflerie d'étude de la diffusion exige la reproduction de gradients de vitesse, de température et de toute une variété d'échelles de turbulence.

Sa fonction essentielle porte sur l'observation ou la mesure dans le temps et l'espace de l'évolution d'un jet gazeux.

ANNEXE I

Equations générales de la couche limite atmosphérique

Considérons le mouvement d'un fluide visqueux, compressible dans le champ de la pesanteur.

Dans un référentiel lié à la terre (Ox horizontal et dirigé vers l'est, Oy horizontal et orienté vers le nord, Oz vertical), tournant à la vitesse angulaire Ω autour de la ligne des pôles, le mouvement de ce fluide est décrit par les équations suivantes [20] :

— équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{d\vec{V}}{dt} + 2(\vec{\Omega} \wedge \vec{V}) = -g \vec{\text{grad}} z - \frac{1}{\rho} \vec{\text{grad}} p + \text{div } \vec{\sigma} \quad (1)$$

où :

$$\vec{\sigma} = \mu [\vec{\text{grad}} \vec{V} + \vec{\text{grad}}^* \vec{V}] - \frac{2}{3} \text{div } \vec{V} \cdot \vec{\delta}$$

— équation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \rho \vec{V} = 0 \quad (2)$$

— équation de conservation de l'énergie :

$$\rho \frac{dH}{dt} = \frac{dp}{dt} + \varphi + \lambda \Delta T + \vec{\text{grad}} \lambda \cdot \vec{\text{grad}} T \quad (3)$$

— équation d'état (on supposera que l'atmosphère

est constituée par un gaz parfait de composition constante) :

$$\frac{p}{\rho} = RT \quad (4)$$

De plus, nous pouvons faire les hypothèses simplificatrices suivantes :

- les vitesses d'écoulement dans l'atmosphère sont faibles devant la vitesse du son (nombre de Mach $M \ll 1$);
- les accroissements de pression, masse volumique, température sont petits devant ces quantités elles-mêmes;
- les variations de masse volumique dues à des variations de pression sont négligeables;
- les variations de μ et λ en fonction de la température peuvent être négligées;
- dans une atmosphère calme (c'est-à-dire en l'absence de phénomènes de convection libre), on admettra que température, pression, masse volumique satisfont aux relations :

$$\vec{\text{grad}} p_0 + \rho_0 g \vec{\text{grad}} z = 0 \quad (5)$$

$$\frac{p_0}{\rho_0} = RT_0$$

Ecrivons température, pression, masse volumique locales sous la forme :

$$p = p_0 + \delta p \quad T = T_0 + \delta T \quad \rho = \rho_0 + \delta \rho \quad (6)$$

avec :

$$\delta p \ll p_0 \quad \delta T \ll T_0 \quad \delta \rho \ll \rho_0$$

Selon nos hypothèses :

$$\delta \rho = \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \delta T = -\rho_0 \beta \delta T \quad (7)$$

où :

$$\beta = -\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p$$

est le coefficient d'expansion thermique de l'air.

L'équation de conservation de la masse peut être écrite, en se limitant aux termes du 1^{er} ordre :

$$\text{div } \rho_0 \vec{V} = 0$$

où :

$$\vec{V} \vec{\text{grad}} \rho_0 + \rho_0 \text{div } \vec{V} = 0$$

soit :

$$\text{div } \vec{V} = -\frac{\vec{V} \cdot \vec{\text{grad}} \rho_0}{\rho_0}$$

Le dernier terme de l'équation est presque toujours négligeable, et on pourra écrire :

$$\text{div } \vec{V} = 0 \quad (8)$$

L'équation de conservation des quantités de mouvement s'écrit donc :

$$\frac{d\vec{V}}{dt} + 2(\vec{\Omega} \wedge \vec{V}) = -\frac{1}{\rho} \vec{\text{grad}} p - g \vec{\text{grad}} z + \nu \Delta \vec{V} \quad (9)$$

De plus, on aura :

$$\frac{\vec{\text{grad}} p}{\rho} = \frac{\vec{\text{grad}} p_0}{\rho_0} + \frac{\vec{\text{grad}} \delta p}{\rho_0} - \frac{\vec{\text{grad}} p_0}{\rho_0^2} \delta \rho \quad (10)$$

en tenant compte de la formule (5) :

$$\frac{\overrightarrow{\text{grad } p}}{\rho} = -g \overrightarrow{\text{grad } z} + \frac{\overrightarrow{\text{grad } \delta p}}{\rho_0} - g\beta\delta T \overrightarrow{\text{grad } z} \quad (11)$$

et par suite, en substituant dans l'équation générale de conservation des quantités de mouvement :

$$\frac{d\vec{V}}{dt} + 2(\vec{\Omega} \wedge \vec{V}) = -\frac{1}{\rho_0} \overrightarrow{\text{grad } \delta p} + g\beta\delta T \overrightarrow{\text{grad } z} + \nu\Delta\vec{V} \quad (12)$$

Examinons à présent ce que devient l'équation de l'énergie.

Nous avons supposé que les différences de température dans le fluide étaient suffisamment petites pour que ses propriétés physiques puissent être considérées comme indépendantes de la température; nous supposons qu'elles sont suffisamment grandes pour que nous puissions négliger, par rapport à elles, les variations de température dues à la dissipation d'énergie en chaleur par frottements internes ($\varphi = 0$).

En substituant à partir de (6), et ne conservant que les termes du 1^{er} ordre, nous avons

$$\left(\text{si } \Delta T_0 = 0, \quad \frac{\partial T_0}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial p_0}{\partial t} = 0 \right) :$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \delta T}{\partial t} + \vec{V} \overrightarrow{\text{grad } T_0} + \vec{V} \overrightarrow{\text{grad } \delta T} \\ + \frac{g}{C_p} \vec{V} \overrightarrow{\text{grad } z} = k\Delta\delta T \end{aligned} \quad (13)$$

où $k = (\lambda/\rho C_p)$.

Si nous définissons à présent T_0 par l'équation suivante :

$$\overrightarrow{\text{grad } T_0} + \frac{g}{C_p} \overrightarrow{\text{grad } z} = 0 \quad (14)$$

qui n'est autre chose que la loi de variation de la température dans une atmosphère neutre ($p_0/\rho_0^\gamma = \text{Cte}$), on peut alors écrire :

$$\frac{\partial \delta T}{\partial t} + \vec{V} \overrightarrow{\text{grad } \delta T} = k\Delta\delta T \quad (15)$$

on peut rapporter la quantité δT à la température potentielle :

$$\Theta = T \left(\frac{P}{p} \right)^{-\frac{R}{C_p}} \quad (16)$$

où P : pression de référence (prise généralement égale à 1 014 mb).

Pour des accroissements du 1^{er} ordre, on peut écrire :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} &= \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \frac{g}{C_p} \right) \quad (17) \\ \frac{\partial \Theta}{\partial z} &\approx \frac{\partial \delta T}{\partial z} \end{aligned}$$

La variation de T_0 en fonction de la hauteur est liée au fait qu'un volume de fluide se déplaçant verticalement est soumis à un refroidissement adiabatique dû à la variation de pression.

Une atmosphère ayant cette loi des variations des températures est stable, puisqu'un volume de fluide se déplaçant verticalement vers le haut ou le bas a toujours la densité locale. Cette atmosphère stable correspond à :

$$\frac{\partial \Theta}{\partial z} = 0$$

δT est donc l'écart de température à partir des conditions neutres, que nous supposons être une petite quantité, alors que Θ est presque égal à la température vraie. Toutefois, en première approximation, la pente de δT est la pente de la température potentielle.

Pour résumer, on adoptera donc comme équations :

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\vec{V}}{dt} + 2(\vec{\Omega} \wedge \vec{V}) &= -\frac{1}{\rho_0} \overrightarrow{\text{grad } \delta p} \\ &+ g\beta\delta T \overrightarrow{\text{grad } z} + \nu\Delta\vec{V} \\ \frac{\partial \delta T}{\partial t} + \vec{V} \overrightarrow{\text{grad } \delta T} &= k\Delta(\delta T) \\ \text{div } \vec{V} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

ANNEXE II

Bilan d'énergie turbulente Relations entre les nombres de Richardson, Froude, longueur de Monin-Obukhov

Considérons l'équation de conservation des quantités de mouvement dans le cas d'un écoulement présentant les caractéristiques suivantes :

- sol rugueux d'étendue infinie;
- vent moyen parallèle à l'axe des x ;
- écoulement stationnaire et homogène dans un plan horizontal.

Avec ces approximations, on peut démontrer après transformation de l'équation de conservation des quantités de mouvement [20] que l'équation donnant le bilan d'énergie turbulente mécanique est :

$$0 = -\overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z} + \frac{g}{T} \overline{w\theta} - \varepsilon - \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(e + \frac{p'}{\rho} \right) w \right] \quad (1)$$

où :

$\overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z}$: production d'énergie turbulente à partir de l'écoulement moyen;

$\frac{g}{T} \overline{w\theta}$: production d'énergie turbulente due aux forces de poussée d'Archimède;

ε : dissipation d'énergie turbulente en chaleur;

$\frac{\partial}{\partial z} \left[\left(e + \frac{p'}{\rho} \right) w \right]$: énergie turbulente transportée par l'écoulement turbulent.

On admet généralement que l'énergie turbulente est fournie dans la direction Ox par les contraintes de Reynolds et dans la direction Oz par les forces

de poussée d'Archimède (dans ce cas il peut arriver que l'énergie turbulente soit extraite de la direction Oz).

Cette énergie est transférée dans toutes les directions par les forces de pression, et dissipée dans chaque direction par les forces visqueuses.

Le rapport de la production d'énergie turbulente due aux forces de poussée d'Archimède à celle due aux contraintes de Reynolds est appelé le nombre de Richardson de flux :

$$R_f = \frac{g}{T} \frac{\overline{w\theta}}{\overline{uw} (\partial U / \partial z)} \quad (2)$$

On définit de la même façon un nombre de dissipation :

$$D = \frac{\varepsilon}{\overline{uw} (\partial U / \partial z)}$$

L'équation du bilan d'énergie turbulente peut alors s'écrire [20] :

$$0 = -\overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z} (1 - R_f - D) - \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(e + \frac{p'}{\rho} \right) w \right] \quad (3)$$

si $R_f + D = 1$, les forces de poussée d'Archimède et les forces visqueuses dissipent toute l'énergie turbulente extraite de l'écoulement moyen.

Si cette relation est vérifiée en tout point, on a une couche d'équilibre.

Si $R_f + D < 1$, la production d'énergie turbulente par les contraintes de Reynolds est supérieure : l'écoulement reste instable.

Si $R_f + D > 1$, les pertes d'énergie turbulente sont prépondérantes et l'écoulement tend à devenir stable.

On peut écrire le nombre de Richardson de flux sous deux autres formes :

— en posant :

$$\begin{aligned} -\overline{uw} &= K_m \frac{\partial U}{\partial z} \\ -\overline{w\theta} &= K_h \frac{\partial \theta}{\partial z} \end{aligned}$$

où K_m et K_h sont les coefficients de transfert de quantité de mouvement et de chaleur.

On a alors :

$$R_f = \frac{K_h}{K_m} \cdot \frac{g}{T} \cdot \frac{\partial \theta / \partial z}{(\partial U / \partial z)^2} \quad (4)$$

et puisque K_h / K_m est difficilement mesurable, on définit souvent un nombre de Richardson R_i .

$$R_i = \frac{g}{T} \cdot \frac{\partial \theta / \partial z}{(\partial U / \partial z)^2} \quad (5)$$

qui peut être identifié, pour une couche d'épaisseur finie, au rapport des forces de poussée d'Archimède aux forces d'inertie, c'est-à-dire à l'inverse du nombre de Froude.

— en posant :

$$-\overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z} = -\frac{U_*^3}{kz} \varphi \left(\frac{z}{L} \right) \quad (\text{voir chapitre IV, 1}) \quad (6)$$

$$\frac{g}{T} \overline{w\theta} = \frac{g}{T} \frac{q}{\rho C_p} \quad (7)$$

on voit que :

$$R_f = \frac{k (g/T) (q/\rho C_p) \cdot z}{U_*^3 \varphi (z/L)} = \frac{z}{L} \frac{1}{\varphi (z/L)} \quad (8)$$

où :

$$L = -\frac{U_*^3}{k (g/T) (q/\rho C_p)}$$

est la longueur de Monin-Obukhov déjà définie au chapitre IV, 1.

En conclusion, on voit donc que le nombre de Richardson et le rapport z/L , ne font qu'indiquer l'importance relative de la turbulence mécanique et de la turbulence convective.

Ce sont des paramètres adimensionnels locaux; de ce fait, des états de stabilité différents peuvent être trouvés à des altitudes différentes.

L'utilisation de L , toutefois, semble préférable à celle de R_f , L pouvant être utilisée comme échelle des longueurs dans un écoulement stratifié.

Le nombre de Froude ou son inverse (qui peut être assimilé à un nombre de Richardson global) indique des effets globaux et non plus locaux.

Paramètres locaux et paramètres globaux joueront un rôle également important dans tous les problèmes de similitude.

On peut concevoir, en effet, que dans une première phase une similitude grossière sera réalisée en respectant l'identité des nombres de Froude relatifs au modèle et au prototype, et que dans une deuxième phase une analyse plus fine de la similitude soit étudiée au moyen des paramètres locaux tels que R_f ou z/L .

ANNEXE III

Application pratique Similitude dans les écoulements stratifiés

Nous nous proposons de définir quelle est la vitesse minimale de vent atmosphérique simulable, lorsqu'on réalise sur le modèle des conditions optimales de stabilité ou d'instabilité thermique (écart de température maximal entre sol et air ambiant, épaisseur de couche limite maximale, vitesse d'écoulement minimale).

Cette vitesse minimale de vent atmosphérique sera définie en fonction du gradient vertical de température potentielle atmosphérique et de l'échelle géométrique utilisée pour le modèle.

Nous commencerons par définir une similitude globale en utilisant le nombre de Froude; une analyse plus fine de la similitude pourra ensuite être faite au moyen de la longueur de Monin-Obukhov.

Le nombre de Froude est de la forme (paragraphe IV, 2) :

$$F_r = \frac{V_r}{\sqrt{gL (\Delta T_r / T_r)}} \quad \left(\text{on a en effet } \beta \approx \frac{1}{T_r} \right) \quad (1)$$

où :

V_r : vitesse d'écoulement de référence;

L : longueur de référence;

g : accélération due à la pesanteur.

$$\frac{\Delta T_r}{T_r} = \frac{H}{T_r} \left(\frac{\partial T_r}{\partial z} + \Gamma \right) \approx \frac{H}{\Theta} \cdot \frac{\partial \Theta}{\partial z} = H\sigma$$

avec :

T_r : température réelle locale;

Θ : température potentielle;

H : hauteur de référence, à laquelle sont déterminés T_r , Θ ;

$\sigma = \frac{1}{\Theta} \cdot \frac{\partial \Theta}{\partial z}$: paramètre caractéristique du degré de stabilité de l'atmosphère.

Si nous utilisons dans la formule (1) la longueur de référence H au lieu de L , on a :

$$F_r = \frac{V_r}{H \sqrt{g\sigma}} \quad (2)$$

L'égalité des nombres de Froude sur le modèle (indice M) et sur le prototype (indice P), donne :

$$\frac{(V)_P}{(H)_P \sqrt{g(\sigma)_P}} = \frac{(V)_M}{(H)_M \sqrt{g(\sigma)_M}}$$

soit :

$$\frac{(V)_P}{(V)_M} = \frac{(H)_P}{(H)_M} \sqrt{\frac{(\sigma)_P}{(\sigma)_M}} \quad (3)$$

Pour le modèle, nous considérerons que la vitesse minimale acceptable est 1 m/s, l'écart de température maximal entre plancher et air ambiant : 80 °C.

Si nous réalisons une couche limite turbulente d'épaisseur 2 m, soit une couche de surface de 0,40 m (en prenant pour cette dernière les 2/10^{es} de l'épaisseur de la couche limite), le gradient de température dans cette couche sera globalement de l'ordre :

$$\left(\frac{\partial \Theta}{\partial z} \right)_M \approx \frac{80}{0,4} = 2 \cdot 10^2 \text{ °K/m}$$

soit en prenant :

$$(\Theta)_M \approx \frac{T_w + T_\infty}{2}$$

T_w est la température de la paroi ($T_w = 363 \text{ °K}$ ou 283 °K);

T_∞ est la température de l'air à l'infini amont ($T_\infty = 283 \text{ °K}$ ou 363 °K).

$$(\Theta)_M = 323 \text{ °K}$$

d'où :

$$(\sigma)_M = \frac{2 \cdot 10^2}{323} = 0,62 \text{ m}^{-1}$$

d'autre part :

$$(\sigma)_P = \frac{1}{(\Theta)_P} \left(\frac{\partial \Theta}{\partial z} \right)_P$$

avec :

$$(\Theta)_P = 300 \text{ °K}$$

on aura donc la formule finale :

$$(V)_P^2 = \frac{(H)_P^2}{(H)_M^2} \cdot \frac{1}{180} \cdot \left(\frac{\partial \Theta}{\partial z} \right)_P \quad (4)$$

d'où le tableau suivant donnant la vitesse minimale $(V)_P$ simulable (en m/s) :

$\frac{(\partial \Theta / \partial z)_P}{10^{-3} \text{ °C/m}}$ $(H)_P / (H)_M$	5	10	15	20
100	0,53	0,75	0,9	1,05
200	1,06	1,5	1,8	2,1
400	2,1	3	3,6	4,2
800	4,2	6	7,2	8,4

Calculons la longueur L de Monin-Obukhov, sur le modèle :

$$L = \frac{U_*^3}{gk(q/\rho C_p)T}$$

On peut faire un calcul très approché de la longueur de Monin-Obukhov, dans le cas où les deux couches limites thermique et dynamique ont même épaisseur en supposant que :

$$\frac{C_f}{2} = St \quad (5)$$

où :

$$\frac{C_f}{2} = \left(\frac{U_*}{U} \right)^2$$

$$St = \frac{q}{\rho C_p U (T_w - T_\infty)}$$

soit :

$$L = \frac{1}{2gk} U^2 \frac{T_w + T_\infty}{T_w - T_\infty} \cdot \left(\frac{C_f}{2} \right)^{1/2} \quad (6)$$

on prendra :

$$\left(\frac{C_f}{2} \right)^{1/2} = \frac{U_*}{U} \approx \frac{1}{20} \quad |T_w - T_\infty| = 80 \text{ °K}$$

et par suite :

$$|L| = \frac{1}{8} \times 1 \times \frac{323}{80} \times \frac{1}{20} = 25 \times 10^{-3} \text{ m}$$

Les longueurs correspondantes sur le prototype seront données par le tableau suivant :

$(H)_P / (H)_M \dots$	100	200	400	800
$ L _{\text{metres}} \dots$	2,5	5	10	20

Il s'agit donc d'écoulements très stables ou très instables.

Dans le cas d'un écoulement instable, on voit que pour $|z/L| > 0,03$, soit $z > 0,75 \text{ mm}$ sur le modèle, l'écoulement est du type convection mixte (voir paragraphe IV, 1).

L'utilisation de la longueur de Monin-Obukhov permettra de déterminer la stabilité ou l'instabilité de l'écoulement en fonction de la hauteur.

Bibliographie

- [1] TAYLOR (G.I.). — Diffusion by continuous movements. *Proc. London Math. Soc. Ser.*, 2, 20 (1921), 196.
- [2] MICKELSEN (W.R.). — An experimental comparison of the lagrangian and eulerian correlation coefficients in homogeneous isotropic turbulence. NACA. Washington, Tech. Note No. 3 570 (1955).
- [3] HAY (J.S.), PASQUILL (F.). — Diffusion from a continuous source in relation to the spectrum and scale of turbulence. Atmospheric diffusion and Air pollution, edited by F.N. FRENKIEL and P.A. SHEPPARD, *Advances in geophysics*, 6 (1959), 345, Academic Press.
- [4] PASQUILL (F.). — *Atmospheric Diffusion*, D. Van Nostrand Company, London (1962).
- [5] PRIESTLEY (C.H.B.). — A working theory of the bent-over plume of hot gas. *Quart. J.R. Met. Soc.*, 82 (1956), 165.
- [6] SCORER (R.S.). — The rise of bent-over hot plumes, Atmospheric diffusion and Air pollution, edited by F.N. FRENKIEL and P.A. SHEPPARD, *Advances in Geophysics*, 6 (1959), 399, Academic Press.
- [7] SUTTON (O.G.). — *Micrometeorology*, McGraw-Hill, New York (1953).
- [8] LAIKHTMAN (D.L.). — Physics of the boundary layer of the atmosphere, Translated from Russian, Israël Program for scientific Translation, Jerusalem (1964).
- [9] MONIN (A.S.), OBUKHOV (A.M.). — Basic laws of turbulent mixing in the ground layer of the atmosphere, *Geophys. Inst. Acad. Sci. USSR*, 24, No. 151 (1954) (English translation from the Russian, by *Am. Met. Soc.*, T-R-174, AF 19 (604), 1936).
- [10] LETTAU (H.H.). — Isotropic and non isotropic turbulence in the atmospheric surface layer. *Geophys. Res. Pap. U.S.*, AFCRC n° 1 (1949).
- [11] TAYLOR (R.J.). — Similarity theory in the relation between fluxes and gradients in the lower atmosphere. *Quart. J.R. Met. Soc.*, 86 (1960).
- [12] PANOFKY (H.A.), BLACKADAR (A.K.), McVEHIL (G.E.). — The diabatic wind profile. *Quart. J.R. Met. Soc.*, 86 (1960).
- [13] DEACON (E.L.). — Aerodynamic roughness of the sea. *J. Geophys. Res.*, 67 (1962).
- [14] McVEHIL (G.E.). — Wind distribution in the diabatic boundary layer. Ph. D. thesis. Dept of Meteor. Pennsylvania State University (1962).
- [15] WEBB (E.K.). — Vanishing potential temperature gradient in strong convection. *Quart. J.R. Met. Soc.*, 84 (1958).
- [16] YAMAMOTO (G.). — Theory of turbulent transfer in non neutral conditions. *J. Met. Soc. Japan*, 37 (1959).
- [17] PANOFKY (H.A.). — An alternative derivation of the diabatic wind profile. *Quart. J.R. Met. Soc.*, 87 (1961).
- [18] ELLISON (T.H.). — Turbulent transport of heat and momentum from an infinite rough plane. *J. Fl. Mech.*, 2 (1957).
- [19] SWINBANK (W.C.). — The exponential wind profile. *Quart. J.R. Met. Soc.*, 90 (1964).
- [20] LUMLEY (J.L.), PANOFKY (H.A.). — *The structure of Atmospheric Turbulence*, John Wiley, New York (1964).
- [21] ROSSBY (C.G.), MONTGOMERY (R.B.). — The layer of frictional influence in wind and ocean currents. *Paper Phys. Ocean. Meteor. Mass. Inst. Tech. and Woods Hole Oceanog. Institute*, vol. 3, n° 3 (1935).
- [22] BLACKADAR (A.K.). — Flux of heat and momentum in the planetary layer of the atmosphere. Final report AFCRL-65-531, Depart. of Meteorology, Pennsylvania State University (1965).
- [23] KAZINSKI, MONIN (A.S.). — A turbulent regime above the ground atmospheric layer. *Bul. (Izv) Ac. Sc. USSR. Geophys.*, Ser. n° 1 (1960).
- [24] KOLOMOGOROFF (A.N.). — The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers. *Compt. rend. Acad. Sci. URSS*, 30 (1941).
- [25] ZUBKOVSKII. — Frequency spectra pulsations of the horizontal component of wind velocity in the surface air layer. *Bul. Acad. Sc. USSR. Geophys. Ser.*, n° 10 (1962).
- [26] ARMITT (J.), COUNIHAN (J.). — The simulation of the atmospheric boundary layer in a wind tunnel. *Atmosph. Environ.*, 2 (1968).
- [27] CERMAK (J.E.), SANDBORN (V.A.), PLATE (E.J.), BINDER (G.H.). — Simulation of atmospheric motion by wind tunnel flows. Tech. report n° CER 66 JEC-WAS-EJP-CJ.B.-HC-RNM-SI-17, Fluid dynamics and diffusion Laboratory, Colorado State University (1966).
- [28] STROM (E.H.). — *Scale model wind tunnel studies on atmospheric diffusion phenomena*. Proceedings on the seventh hydraulics Conference (1958).
- [29] SUQUET (F.). — *Similitude des phénomènes de pollution atmosphérique*. SOGREAH, Grenoble (1965).

Discussion

Président : M. A. CRAYA

M. le Président remercie M. MÉRY de son exposé qui donne une belle synthèse des propriétés de la turbulence atmosphérique au voisinage du sol et des problèmes que pose la représentation en similitude de cette dernière. Cela suggère de nombreuses questions susceptibles d'alimenter une intéressante discussion.

M. KRICKORIAN demande si des essais ont été faits pour vérifier les conditions de similitude établies dans le mémoire de M. MÉRY; en particulier, a-t-on mesuré le spectre d'énergie d'une soufflerie du type de celle envisagée et vérifié qu'il remplit bien les conditions requises pour obtenir une similitude acceptable.

M. MÉRY répond que dans le cas d'une atmosphère neutre, on peut trouver, dans la littérature technique, de nombreux résultats d'essais sur le comportement d'une couche limite tant en soufflerie que dans l'atmosphère au voisinage du sol; la similitude est bien réalisée pourvu que le nombre de Reynolds afférent aux essais en soufflerie soit suffisant. On pourra consulter, notamment les travaux de Panowsky, et aussi de l'école russe, laquelle dispose d'une tour d'obser-

vation de 300 m de hauteur permettant de mesurer les caractéristiques turbulentes de l'atmosphère depuis le sol jusqu'à cette hauteur.

En conclusion, il semble que si l'on dispose de données suffisantes pour vérifier la validité de la similitude en atmosphère neutre, il est loin d'en être de même dans le cas bien plus complexe d'une atmosphère stratifiée.

Que pensez-vous, demande M. THURNIOT, d'un tunnel hydrodynamique — comme il en a déjà été utilisé — où le modèle est disposé à l'envers et où l'on représente les gradients de masse spécifique par un écoulement chargé de sel ?

On peut très bien concevoir, en effet, un modèle hydraulique de ce genre, répond M. MÉRY; dans ce dernier, la visualisation est peut-être plus facile; avec le modèle aérodynamique, par contre, il est beaucoup plus simple de faire des mesures de turbulence; sur le modèle hydraulique, celles-ci constituent encore un sujet de recherche.

M. le Président se déclare moins pessimiste que M. MÉRY sur ce dernier point car d'importants progrès ont été réalisés dans les mesures de turbulence dans l'eau. Il estime

pourtant, qu'en l'occurrence, l'air est plus facile à manier que l'eau.

M. CASEAU précise qu'au point de vue nombre de Reynolds, le modèle hydraulique ne présente aucun avantage, car si la viscosité cinématique de l'eau est treize fois plus grande que celle de l'air, cet avantage est compensé par la limitation pratique assez stricte des dimensions et de la vitesse moyenne dans la veine d'un tunnel hydrodynamique.

En outre, comme l'ont souligné M. le professeur CRAYA et M. MÉRY, les mesures dans l'eau sont plus difficiles que dans l'air.

D'autre part, à nombre de Froude égal — condition nécessaire lorsqu'on veut simuler des conditions de stratification — on est beaucoup plus près de la « physique réelle » dans l'air que dans l'eau; en particulier, si on veut réaliser des gradients importants, les propriétés du mélange sel-eau varieront beaucoup plus rapidement que ne varient les propriétés de l'air chauffé; on aura donc un effet perturbateur qui risque d'être gênant.

C'est l'ensemble de ces raisons qui font finalement donner la préférence au modèle à l'air.

Je voulais également préciser, dit M. CASEAU, un point concernant la dimension des fluctuations, la fréquence de coupure à partir de laquelle on peut considérer que le modèle tel qu'on l'envisage serait vraiment inopérant. Transposée en nature, cette fréquence est beaucoup plus importante qu'on pourrait le supposer *a priori*; ainsi, avec un modèle au 1/500^e et une largeur de veine de 10 m, on pensait pouvoir simuler des fréquences de l'ordre de 10⁻³ Hz, ce qui correspond à une période d'une dizaine de minutes, ce qui est déjà assez satisfaisant.

Sur une question de M. le Président, M. MÉRY précise que la longueur utile de la soufflerie envisagée serait de 40 m; avec un modèle de 10 m de longueur, il reste à l'amont du modèle une longueur de 20 à 30 m, jugée suffisante pour créer une couche limite turbulente ayant l'épaisseur et les caractéristiques de structure requises.

Dans le cas d'une atmosphère neutre, il semble donc qu'on puisse réaliser une similitude convenable, constate M. le Président, mais quelle est la situation en atmosphère stratifiée ?

M. MÉRY précise que le domaine d'écoulements stratifiés auxquels on s'intéresse est caractérisé par l'importance des effets de densité sur la structure turbulente.

Ce domaine d'écoulements n'a pratiquement pas été étudié, et de ce fait, on dispose de très peu de résultats expérimentaux.

Toutefois, d'après les quelques études effectuées aux États-Unis et en France, on a pu mettre en évidence que des difficultés importantes se présentaient lorsqu'on voulait réaliser une similitude entre l'atmosphère et un écoulement à échelle très réduite.

C'est ainsi que pour reproduire une atmosphère très instable, on est conduit, sur modèle, à réaliser des vitesses d'écoulement faibles et des températures au sol élevées.

Les effets visqueux seront donc beaucoup plus importants qu'en écoulement adiabatique, et de ce fait, pourront modifier de façon appréciable la structure turbulente de l'écoulement.

En conclusion, il semble que dans l'état actuel de nos connaissances, il est nécessaire de connaître avec beaucoup plus de certitude le domaine des écoulements stratifiés à l'échelle du laboratoire, afin de définir les limites possibles de similitude.

M. CASEAU pose, en ces termes, la question de la similitude de la structure de la turbulence dans la zone logarithmique (cas normal pour une atmosphère isotherme).

Au fond, l'exposé de M. MÉRY est basé sur l'idée suivante : deux couches limites turbulentes quelconques, dans leur partie logarithmique, sont en similitude, à condition de choisir judicieusement l'échelle des vitesses de frottement et l'échelle des longueurs Z_0 . Ceci étant admis, il a vérifié et admis que l'échelle des coefficients de diffusion serait donc égale au produit de l'échelle des vitesses par l'échelle des longueurs, ce qui signifie, en gros, qu'on admet et qu'on vérifie — au niveau des vérifications simples (par exemple, vérification du profil des températures) — qu'il y a effectivement similitude des structures turbulentes lorsqu'on s'éloigne de la paroi.

En outre, M. MÉRY ajoute comme condition de similitude, que les maximums de diffusibilité équivalente soient à peu près en correspondance. On trouve que, dans l'atmosphère, le coefficient de diffusion (tel qu'on peut le définir formellement) passe par un maximum à la limite supérieure de la couche que l'on va reproduire; il faut que ces maximums soient correspondants. C'est la seule précaution à prendre, et c'est assez important.

M. le Président trouve fort sage la précaution de correspondance des diffusibilités.

Quelles difficultés rencontrerait-on, si l'on voulait réaliser une similitude à une échelle nettement plus réduite : 1/10 000 ou 1/5 000 par exemple, demande M. RAVUSSIN ?

Dans le cas d'une atmosphère stratifiée, répond M. MÉRY, grosso modo, l'échelle des vitesses doit être égale à la racine carrée de l'échelle géométrique; donc, plus on réduit l'échelle, plus on est conduit à travailler à des nombres de Reynolds faibles. Or, on admet qu'à l'échelle du 1/500^e, des difficultés notables apparaissent du fait de l'importance des effets visqueux par rapport aux effets d'inertie. A la limite, on se trouvera en écoulement laminaire.

M. le Président remercie encore M. MÉRY de son important exposé qui a donné lieu à un intéressant échange de vues.

Abstract

Scale reproduction of atmospheric boundary layer diffusion

by P. Méry *

The use of models as a means of studying plume diffusion is by no means new, but the problems which have been approached so far have come under the heading of classical aerodynamics rather than that of turbulent diffusion.

Closer investigation of plume behaviour reveals the influence of :

- (i) atmospheric conditions;
- (ii) conditions governing emission from the source of pollution.

The subject of this paper is an attempt to extend the scope of the model by showing which are the parameters governing the behaviour of an effluent plume and the similarity criteria to be deduced therefrom.

Suitable simulation techniques are briefly reviewed and the features of a suitable wind tunnel for scale investigations of turbulent atmospheric diffusion described.

* Direction des Etudes et Recherches, Electricité de France, Chatou.