

Première partie

Généralités

La pollution atmosphérique est un problème pluridisciplinaire par excellence. Depuis l'émission des polluants – mettant en jeu la chimie, la physique des matériaux, le génie des procédés, mais aussi l'économie, la politique, le droit – jusqu'à leur inhalation par l'homme – qui implique la santé, l'épidémiologie, l'étude des modes de vie – en passant par le transport et la dispersion – liés à la météorologie et à la chimie atmosphérique – de nombreux champs disciplinaires sont, de près ou de loin, associés à l'étude de la pollution de l'air.

Au cours de cette première partie, nous allons resituer le sujet abordé dans le cadre de la problématique générale de la pollution atmosphérique. Nous effectuerons ensuite quelques rappels des notions de base concernant la couche limite atmosphérique, la dispersion turbulente et les outils de modélisation utilisés. Enfin, nous rappellerons les objectifs de ce travail et nous présenterons la démarche adoptée.

I.1 La pollution atmosphérique

Ce chapitre présente un bref aperçu de la problématique complexe de la pollution atmosphérique, à travers un inventaire des causes, des conséquences et des solutions. Après avoir défini la notion de pollution de l'air, les différents types d'émissions et de polluants sont décrits. Nous abordons ensuite les effets de cette pollution, sur l'environnement et sur la santé. Enfin, la synthèse des principales solutions de lutte contre la pollution permet d'introduire le rôle de la modélisation.

I.1.1 Qu'est-ce que la pollution atmosphérique?

I.1.1.1 Définition

La pollution atmosphérique est un phénomène complexe, qui a fait l'objet de multiples définitions. Au fur et à mesure de l'avancée des connaissances, le terme *pollution* a recouvert des réalités de plus en plus diverses. De manière générale, la pollution de l'air se définit par les conséquences qu'elle entraîne, allant de la simple gêne olfactive à la nocivité mortelle. Selon certaines instances, la notion de pollution correspond uniquement aux conséquences de l'activité humaine, alors que d'autres incluent la pollution d'origine naturelle (volcanisme, feux de forêts, ...).

La définition du Conseil de l'Europe (mars 1968) résume ces différentes nuances :

Il y a pollution atmosphérique lorsque la présence d'une substance étrangère ou une variation importante dans la proportion de ses composants est susceptible de provoquer un effet nocif, compte tenu des connaissances scientifiques du moment, ou de créer une nuisance ou une gêne.

I.1.1.2 Historique

Si les émissions d'origine naturelle remontent à la création de la Terre, la pollution proprement dite apparaît avec la naissance de l'homme qui ressent cette pollution. La maîtrise du feu par les premiers hommes constitue le début de la pollution de l'air d'origine anthropique. Sous l'Antiquité, plusieurs auteurs comme HIPPOCRATE ou SÉNÈQUE font mention des nuisances atmosphériques. Au Moyen-Âge, les premières mesures sont prises en Angleterre pour limiter la pollution de l'air due au charbon (BRIMBLECOMBE, 1987). La révolution industrielle du XIX^{ème} siècle et l'exode rural ont contribué à rassembler de plus en plus d'habitants dans des agglomérations urbaines de plus en plus polluées. Cette évolution a conduit à des situations extrêmes, comme la catastrophe due aux fumées de charbon qui est survenue à Londres en 1952 et qui causa le décès de plus de 4000 personnes.

Cette dégradation de la situation s'est accompagnée d'une prise de conscience par la population de l'importance de l'écologie et de l'environnement. Selon une enquête du CREDOC (1995-96), plus d'un Français sur deux (54 %) considèrent que la lutte contre la pollution de l'air est l'action que l'État doit mener en priorité dans le domaine de l'environnement. Les mouvements écologistes, apparus dès 1968, et leur engagement politique, ont conduit à la mise en place de mesures législatives de plus en plus sévères. La constitution des réseaux de mesure, l'établissement de seuils de pollution à ne pas dépasser ou les normes sur les carburants sont autant de conséquences de cette prise de conscience. Le sommet de la Terre de Rio en 1992 et, en France, la loi sur l'air du 30 décembre 1996 (loi n° 96-1236, Journal Officiel du 1^{er} Janvier 1997), illustrent les avancées récentes dans ce domaine.

I.1.2 Les sources

I.1.2.1 Les différents types d'émissions

Les sources de polluants atmosphériques sont très variées, par leur nature (accidentelle, chronique) ou par leur origine (naturelle, anthropique). De nombreux mécanismes naturels émettent des composés nuisibles pour l'homme et perturbent certains équilibres fragiles. La contribution des émissions humaines vient fortement aggraver les conséquences de cette pollution, en particulier en milieu urbain où la densité de population est élevée. En fonction de leur nature, les émissions anthropiques ont des effets très différents. Les rejets accidentels de produits toxiques peuvent être dramatiques et très souvent mortels (Seveso, Bhopal, Tchernobyl, ...). La pollution chronique a des conséquences immédiates moins spectaculaires mais son coût pour la société est certainement très important, bien qu'il soit encore difficile à évaluer.

Les principales sources de pollution atmosphérique sont les suivantes :

- **Les émissions naturelles** : La principale source d'origine naturelle est le volcanisme. Plusieurs millions de tonnes de gaz toxiques et de particules sont rejetés chaque année dans l'atmosphère. La violence des éruptions peut projeter ces polluants jusque dans la stratosphère. Dans certains cas (Indonésie, 1815 ; Mt St Helens, 1980), ces polluants forment un nuage qui recouvre l'ensemble de la Terre pendant plusieurs mois, réfléchissant le rayonnement solaire et provoquant une baisse de la température moyenne. Les feux de forêt ou de brousse, fréquents dans certaines régions (en Afrique notamment), peuvent également avoir des conséquences sur le climat de ces régions. Le cycle de vie des végétaux produit de nombreux composés toxiques (H_2S , CH_4 , COV) ou allergisants (pollen) qui contribuent au bilan total d'émissions. Enfin, on peut également citer d'autres mécanismes naturels comme la foudre et l'érosion éolienne des sols ou des embruns maritimes.
- **Les émissions d'origine agricole** : Le développement de l'agriculture intensive et l'utilisation massive d'engrais et de pesticides provoquent une pollution non seulement de l'eau et des sols mais également de l'atmosphère, sous forme de gaz ou d'aérosols. À cela s'ajoute le méthane rejeté par les animaux d'élevage, qui constitue une part non négligeable de l'ensemble du méthane rejeté dans l'atmosphère.
- **Les émissions industrielles** : L'industrie produit des polluants aussi nombreux que variés (SO_2 , fluor, métaux lourds, ...). Les secteurs qui rejettent les quantités les plus importantes sont la production d'énergie (centrales thermiques), les industries chimique, pétrolière et métallurgique, les incinérateurs d'ordures ménagères. L'industrie est également à l'origine de la majeure partie des rejets accidentels.

- **Les émissions domestiques** : En milieu urbain, la contribution du chauffage domestique est importante, en particulier pendant la période hivernale. Les polluants émis par le chauffage (CO_2 , CO , SO_2) contribuent non seulement à la pollution extérieure mais également à la pollution de l'air à l'intérieur des locaux.
- **Les émissions dues aux transports** : Les émissions d'origine automobile constituent la source principale de la pollution atmosphérique urbaine. L'amélioration des performances des moteurs et des carburants compense difficilement l'augmentation continue du trafic automobile. Les principaux polluants rejetés par les véhicules sont : CO_2 , CO , NO_x , COV , particules. De plus, les NO_x sont des précurseurs d'un polluant secondaire, l'ozone (O_3). Les autres modes de transport (aérien, ferroviaire, maritime, fluviale) restent globalement minoritaires mais peuvent provoquer des effets locaux, au voisinage des aéroports par exemple.

I.1.2.2 Les principaux polluants

Les principaux polluants de l'atmosphère sont les oxydes de carbone (CO et CO_2), les oxydes d'azote (NO , NO_2 et N_2O), les oxydes de soufre (SO_2), l'ozone (O_3), les Composés Organiques Volatils (COV), les particules, les métaux lourds (mercure, plomb), les Hydrocarbures Aromatiques Polycycliques (HAP) et les composés radioactifs.

L'évolution actuelle des émissions d'origine anthropique est illustrée par le tableau I.1.1. Après une longue période de croissance, ces émissions ont eu tendance à diminuer au cours des dernières années, en raison notamment des améliorations technologiques, des contraintes législatives ou des mutations socio-économiques (déclin de l'industrie lourde au profit du secteur tertiaire).

	1990	1995	Variation
SO_2	1 308	990	-24,3 %
NO_x	1 838	1 692	-7,9 %
CO	11 422	9 380	-17,9 %
CO_2	343 200	334 600	-2,5 %
COV	3 044	2 630	-13,6 %

Tableau I.1.1 – Évolution des émissions annuelles en France, exprimées en kilotonnes (CITEPA, 1997).

I.1.3 Les conséquences

La pollution atmosphérique est également caractérisée par ses conséquences. Nous distinguons les effets sur l'environnement et les effets sur la santé humaine.

I.1.3.1 Les effets sur l'environnement

- **Les déséquilibres climatiques** : La pollution atmosphérique agit directement sur la composition de l'atmosphère, localement ou globalement. De faibles variations de cette composition entraînent un déséquilibre du système climatique, dont les exemples les plus connus sont *l'effet de serre* ou la destruction de la *couche d'ozone*. Il est cependant souvent

difficile, à notre échelle de temps, de distinguer les fluctuations climatiques naturelles de celles provoquées par l'homme.

- **Les effets sur la faune et la flore :** La présence dans l'air de substances toxiques perturbe la faune et la flore. Le lessivage des composés acides par les précipitations permet un transfert de la pollution atmosphérique vers une pollution des eaux ou des sols. Ainsi, de nombreuses forêts et lacs du nord de l'Europe ont été gravement touchés par ces *pluies acides*. De plus, ces polluants sont susceptibles de se retrouver dans l'eau de boisson et dans les chaînes alimentaires (ex. de la dioxine). L'effet de la pollution sur certaines plantes, comme le tabac, est d'ailleurs utilisé comme un bio-indicateur de la pollution de l'air.
- **Les effets sur les bâtiments :** Les retombées acides dégradent de nombreux matériaux, en particulier les roches calcaires utilisées dans la construction des bâtiments ou des monuments, qui sont dissoutes par les pluies acides. À cette érosion irrémédiable viennent s'ajouter les salissures provoquées par le dépôt des particules en suspension dans l'air, qui génèrent des coûts de ravalement et de restauration très importants.

I.1.3.2 Les effets sur la santé

Si l'homme est affecté psychologiquement par les effets de la pollution atmosphérique sur son environnement, son organisme est également directement sensible à cette pollution, sachant déjà qu'un adulte inhale en moyenne 11 m³ d'air par jour.

Les polluants présents dans l'air affectent la santé à court et à long terme. À court terme, ils agissent souvent comme des facteurs déclenchants ou aggravants pour des personnes fragiles. En provoquant une irritation des poumons et une diminution de la fonction respiratoire, la pollution à court terme touche surtout des personnes à risques comme les enfants, les personnes âgées, les asthmatiques, ...

Les effets à long terme de la pollution sont beaucoup plus difficiles à évaluer. Il semblerait que les particules aggravent le risque de cancer des poumons. Le monoxyde de carbone provoque des maladies psychiques et aggrave les maladies cardio-vasculaires. La pollution atmosphérique aurait également tendance à diminuer l'espérance de vie (DOCKERY *et al.*, 1993). L'impact de la pollution sur la santé dépend donc de la nature des polluants, du type de personnes impliquées mais également de la dose reçue par l'organisme. Les facteurs agissant sur cette dose sont la concentration en polluant, la durée d'exposition et l'activité physique.

Les effets de la pollution sur la santé représentent un coût important pour la société. Les consultations médicales pour asthme augmentent de 30 % lors des pics de pollution. En France, on évalue à 8000 le nombre de décès prématurés causés par la pollution atmosphérique. À Lyon, la part de la mortalité cardio-vasculaire attribuable à la pollution par le dioxyde de soufre a été estimée à 6,6 % au cours de la période 1985-90, contre 2,2 % en région parisienne (QUÉNEL *et al.*, 1995).

I.1.4 Les solutions

On a trop souvent tendance à oublier que la seule solution pour diminuer la pollution de l'air est de réduire les émissions de polluants. Malheureusement, pour des raisons socio-économiques, culturelles ou politiques, cette réduction est difficile à mettre en œuvre et elle nécessite du temps pour trouver des solutions alternatives. C'est pourquoi il est également indispensable de déterminer les conséquences de la pollution et de lutter contre ces conséquences en mettant en place des politiques adaptées. Nous allons donc aborder ces deux aspects de la lutte contre la

pollution atmosphérique. En conclusion, nous exposerons la place de la modélisation au sein de ce système de solutions.

I.1.4.1 La réduction des émissions

I.1.4.1.1 L'aspect technologique

La réduction des émissions de polluants d'origine anthropique passe généralement par la mise en œuvre de solutions technologiques alternatives. Les améliorations d'un procédé peuvent porter sur :

- **Les produits utilisés** : On remplace un produit polluant par un produit moins polluant. Par exemple, les CFC, utilisés comme gaz propulseurs dans les bombes aérosols, ont été remplacés par des produits à base d'hydrocarbures. Le plomb présent dans l'essence a été remplacé par des composés (MTBD) qui remplissent la même fonction. On peut également considérer que le charbon a été remplacé par l'uranium dans la production d'électricité.
- **La consommation d'énergie** : En optimisant le rendement d'un procédé, on diminue sa consommation d'énergie et, par la même occasion, la pollution générée par la production de cette énergie.
- **Le traitement des effluents** : Lorsque l'on ne peut éliminer complètement les rejets, il est parfois possible de les retraiter en utilisant des techniques de filtrage ou de dépoussiérage pour les fumées, de pots catalytiques pour les véhicules, ...

Les efforts technologiques doivent s'accompagner d'une limitation du volume d'utilisation des technologies polluantes. De nombreuses campagnes d'information incitent la population à limiter la consommation d'énergie. En matière de trafic automobile, les pouvoirs publics s'efforcent de mieux organiser les transports urbains (Plans de Déplacements Urbains) et de promouvoir des modes de transport alternatifs (transports en commun, véhicules électriques, ...).

I.1.4.1.2 L'aspect législatif

Pour inciter à la réduction des émissions, des mesures législatives de plus en plus sévères ont été adoptées, qui définissent les seuils à ne pas dépasser en matière de pollution, imposent un suivi et un contrôle des systèmes polluants et limitent ou interdisent l'utilisation de certaines substances toxiques.

Les polluants étant transportés au gré des vents sur toute la planète, l'efficacité des mesures législatives passe nécessairement par une politique mondiale uniforme. Malheureusement, on constate que ce n'est pas le cas aujourd'hui et que les lois en vigueur dans les pays développés ne sont pas une priorité pour les pays en voie de développement.

I.1.4.1.3 L'aspect économique

D'un point de vue économique, la réduction des émissions est difficile à mettre en œuvre. En effet, les technologies existantes sont généralement le fruit d'une évolution visant à obtenir, à moindre coût, un rendement optimal à court terme. Les solutions alternatives sont donc souvent plus coûteuses et moins bien adaptées. De la même manière, l'organisation de notre société s'est mise en place sans prendre en compte la contrainte environnementale et un certain nombre d'équilibres socio-économiques se sont établis. On peut noter, par exemple, que des pans entiers de notre économie reposent sur les industries automobile et pétrolière. La Taxe Intérieure sur les Produits Pétroliers constitue pour l'État une manne financière difficile à remplacer¹.

1. La TIPP représente 8 % du budget de la France, soit environ 160 milliards de francs (Projet de loi de finances 1999). À titre de comparaison, le budget du Ministère de l'Environnement est de 2,18 milliards de francs.

Dans certains cas, le surcoût engendré par les mesures en faveur de l'environnement peut être répercuté sur le prix payé par les consommateurs, mais lorsqu'il s'agit de l'interdiction d'utiliser un produit spécifique, la perte pour l'entreprise productrice est inéluctable (ex. de l'amiante ou des CFC). Dans ce cas, les intérêts économiques entrent directement en concurrence avec les intérêts environnementaux. Ce dilemme constitue un véritable problème de société, dont la solution dépasse largement le cadre technologique ou législatif.

Pour toutes ces raisons, il n'est pas réaliste d'imaginer une disparition de la pollution atmosphérique d'origine anthropique avant de nombreuses années. C'est pourquoi il est nécessaire, parallèlement à la réduction des rejets, de "gérer" les émissions et leurs conséquences sur la pollution atmosphérique.

I.1.4.2 La gestion de la pollution

Pour tenter de limiter les effets de la pollution atmosphérique, une gestion de la pollution a été mise en place, basée sur la prévention des risques pour les populations. Cette gestion comprend la surveillance, l'information du public et les mesures d'urgence :

- **La surveillance** : La surveillance de la qualité de l'air est à la base de la gestion de la pollution. Des réseaux de mesure se sont développés dans toutes les grandes agglomérations depuis plus de vingt ans et la loi sur l'air prévoit leur extension pour obtenir une couverture nationale à l'horizon 2000.
- **L'information** : Pour répondre aux interrogations de la population concernant la qualité de l'air, les informations recueillies dans les réseaux de surveillance sont diffusées par les médias (indice ATMO). Cela permet en particulier aux personnes à risques d'adapter leur activité au niveau de pollution.
- **Les mesures d'urgence** : Pour les cas de forte pollution, une série de seuils d'alerte permet de déclencher des mesures d'urgence proportionnées. Ces mesures portent sur la réduction des émissions (consignes aux industriels, circulation alternée, ...) et sur la protection des populations (suppression des cours de gymnastique, évacuation de la population, ...).

La gestion de la pollution a pour objectif d'éviter que les épisodes de forte pollution n'aient des conséquences trop dramatiques. Elle a également pour but d'identifier les zones les plus polluées, sur lesquelles un effort de réduction des émissions pourra être entrepris. Pour satisfaire ces objectifs, les réseaux de mesure peuvent s'appuyer sur les outils de modélisation.

I.1.4.3 La place de la modélisation

Bien que son rôle paraisse souvent secondaire par rapport aux mesures de réduction des émissions, la modélisation est une composante importante de la gestion de la pollution atmosphérique. Elle permet de mieux comprendre les phénomènes physiques mis en jeu et constitue un outil d'appoint indispensable pour concevoir et évaluer les moyens de lutte contre la pollution atmosphérique.

I.1.4.3.1 Les enjeux de la modélisation

La modélisation est un outil utile à plusieurs niveaux dans la gestion de la pollution atmosphérique.

Analyse et exploitation des mesures

La modélisation intervient tout d'abord dans la *qualification des réseaux de mesure*. Compte tenu de la variabilité spatiale de la pollution, il est nécessaire d'évaluer la représentativité des mesures effectuées par les capteurs fixes existants et de choisir l'emplacement optimal des futurs capteurs. En cas de dépassement d'un seuil par un capteur, il serait en effet intéressant de pouvoir fournir le pourcentage de la population effectivement atteinte par le niveau de pollution mesuré.

Les outils de modélisation jouent ensuite un rôle essentiel dans l'*exploitation des données*. Ils permettent en particulier d'étudier des épisodes passés de forte pollution, d'interpoler et d'extrapoler les concentrations mesurées, de fournir une cartographie des zones polluées, d'évaluer l'exposition réelle de la population (RYAN *et al.*, 1986), de déterminer la pollution à l'intérieur des bâtiments ou encore de constituer des bases de données pour les enquêtes épidémiologiques.

Aide à la décision – Étude de scénarios

L'un des principaux intérêts de la modélisation, en particulier la modélisation déterministe, est de pouvoir étudier les modifications engendrées par un changement des conditions d'un problème. Il est alors possible de simuler des scénarios divers et de prévoir les *conséquences des politiques à long terme* en matière de lutte contre la pollution (pastille verte, éco-taxe), d'aménagement du territoire, d'urbanisme (pollution dans les villes de demain, effet de la végétation urbaine sur la dispersion des polluants) ou de transport (amélioration des carburants, évolution du parc automobile).

Sur des aménagements particuliers (implantation d'une usine, réorganisation du trafic dans un quartier), des *études d'impact* sont fréquemment réalisées afin d'évaluer les conséquences attendues sur l'environnement et la qualité de l'air.

La modélisation constitue également un outil de *diagnostic de la pollution actuelle*. Cela concerne l'estimation du coût réel de la pollution, l'évaluation de la contribution relative des différentes sources de polluants, des différents carburants, l'évaluation de l'efficacité des différentes politiques mises en œuvre.

Prévision

La prévision de la pollution atmosphérique est un enjeu à long terme. Quelques modèles de prévision sont progressivement mis en place au niveau des agglomérations. Ils fournissent des informations essentiellement qualitatives sur la présence ou non d'un pic de pollution dans les heures qui suivent. Le développement généralisé de la prévision de la pollution est malheureusement limité par les capacités de la prévision météorologique, dont la résolution opérationnelle est encore trop grossière (~ 25 km sur la France pour le modèle Arpège de Météo-France) pour pouvoir simuler correctement la pollution urbaine.

I.1.4.3.2 Une hiérarchie de modèles

Les différentes approches

Il est possible de différencier deux types d'approches en matière de modélisation de la pollution atmosphérique. L'approche statistique, basée sur une analyse des corrélations entre différentes variables, permet dans certains cas de fournir des informations qualitatives sur l'évolution de la pollution. L'usage de cette méthode est toutefois restreint, compte tenu de la complexité du problème et du nombre de paramètres mis en jeu. De plus, les modèles statistiques ne peuvent être utilisés que dans la configuration pour laquelle ils ont été mis au point.

Il ne permettent donc pas d'étudier des scénarios et leur application est limitée dans le temps.

La modélisation déterministe repose sur une formulation des mécanismes physiques et sur une résolution des équations qui régissent la pollution de l'air. Les possibilités offertes par cette approche sont donc très larges. Le développement de ces modèles nécessite cependant une compréhension détaillée des phénomènes et leur mise en œuvre est généralement plus lourde que pour les modèles statistiques. On peut alors noter l'intérêt des approches déterministes simplifiées, qui associent les possibilités offertes par les modèles déterministes à la rapidité d'utilisation des approches statistiques.

La nécessité d'une hiérarchie

La pollution présente à un endroit donné provient des sources situées à proximité mais aussi de celles situées à des distances beaucoup plus importantes, pouvant atteindre plusieurs milliers de kilomètres (exemple de l'accident de Tchernobyl). Il est alors possible de décomposer la concentration mesurée dans une rue en une somme de contributions des sources correspondant à différentes échelles :

$$C = C_{\text{continent}} + C_{\text{régional}} + C_{\text{agglomération}} + C_{\text{quartier}} + C_{\text{rue}} \quad (\text{I.1.1})$$

La difficulté de modéliser la pollution atmosphérique réside dans le fait que de manière générale, aucun des termes de l'équation précédente n'est vraiment prépondérant devant les autres. En fait, la contribution relative de ces différents termes dépend de l'endroit considéré (situé à proximité ou non des grandes sources d'émissions), du type de polluant (l'ozone peut être transporté sur de très grandes distances alors qu'il a tendance à disparaître au cœur des agglomérations) et des conditions météorologiques. Aucune échelle ne peut donc être négligée et il est nécessaire de modéliser l'ensemble du spectre atmosphérique.

Malheureusement, il n'est pas envisageable de simuler toutes ces échelles avec un seul modèle. En effet, la limitation de la puissance des ordinateurs ne nous permet pas de traiter l'atmosphère avec une telle variété d'échelles. De plus, un tel modèle supposerait que l'on dispose de données très précises pour l'initialiser et fixer des conditions aux limites. Or, autant nous disposons de nombreuses données pour décrire le voisinage du sol et l'activité humaine, autant nous ne disposons que de très peu d'informations sur la structure verticale de l'atmosphère.

Ces contraintes ont conduit au développement de hiérarchies de modèles, fonctionnant à des échelles différentes et échangeant des informations concernant leurs conditions aux limites. Pour chaque modèle, la dimension du domaine d'étude et sa résolution constituent respectivement la borne supérieure et la borne inférieure de la gamme d'échelles résolues. Un modèle ne pourra donc calculer que le terme de l'équation I.1.1 correspondant à l'échelle considérée.

Échelle	Dimension du domaine	Résolution
Continentale	4000 km	40 km
Régionale (més0)	200 km	2 km
Intermédiaire (sub-més0)	10 km	100 m
Locale-quartier	500 m	5 m
Locale-rue	25 m	25 cm

Tableau I.1.2 – *Hiérarchie de modèles à des échelles différentes. Exemple de décomposition et caractéristiques de chaque échelle (dimension et résolution).*

À titre d'exemple, nous avons détaillé dans le tableau I.1.2 une décomposition possible du spectre des échelles atmosphériques. Dans cet exemple, nous avons utilisé un facteur 100 entre la taille d'un domaine et sa résolution. Cela correspond, pour des modèles basés sur un maillage, à un nombre de mailles de l'ordre de 100^3 , ce qui est proche de la capacité actuelle des ordinateurs. Le rapport de 5 entre la dimension d'un domaine et la résolution du domaine supérieur garantit un recouvrement acceptable entre les différents modèles.

Une grande partie des travaux de recherche sur la modélisation de la pollution atmosphérique a porté sur l'étude des échelles continentales et régionales. Les échelles intermédiaires et locales ont souvent suscité moins d'intérêt. Pourtant, pour de nombreuses applications pratiques (cartographie de la pollution, exposition des personnes), il est nécessaire de décrire la pollution avec une résolution suffisamment fine. De plus, la modélisation à l'échelle régionale utilise certaines données qui ne sont disponibles qu'à l'échelle locale (dimensions des bâtiments, trafic et émissions) ; la modélisation à petite échelle permet alors de "moyenner" ces données pour les intégrer dans les modèles à grande échelle. C'est pour ces différentes raisons qu'au cours de notre travail, nous nous sommes intéressés au développement d'outils de modélisation de la pollution à l'échelle locale d'une rue et d'un quartier.

I.1.5 Conclusion

Les éléments présentés au cours de ce chapitre montrent que la pollution atmosphérique est un problème de société particulièrement complexe. Les polluants mis en jeu sont nombreux et sont émis par des mécanismes très divers. Les conséquences de la pollution sont variées et concernent l'environnement et la santé humaine. L'amélioration de la qualité de l'air nécessite la mise en œuvre d'un système de solutions associant la réduction des émissions à la gestion des conséquences de la pollution.

Cette introduction à la problématique de la pollution de l'air a également permis de resituer, dans un contexte général, le rôle et les enjeux de la modélisation. L'objectif de ce travail de recherche est de contribuer au développement de cette modélisation à l'échelle locale d'une rue ou d'un quartier.

I.2 La couche limite atmosphérique

Ce chapitre est consacré à la description du milieu atmosphérique et de ses principales caractéristiques. L'étude de la dispersion des polluants au sein des écoulements atmosphériques suppose que l'on s'intéresse à la dynamique de l'atmosphère. Les caractéristiques du vent à l'échelle locale d'une rue ou d'un quartier dépendent des mouvements dans la couche limite atmosphérique, qui eux-mêmes dépendent de la circulation générale de l'atmosphère. Pour appréhender la complexité de ces phénomènes, nous proposons dans ce chapitre une description non exhaustive de l'atmosphère, de la couche limite atmosphérique et de la canopée urbaine, qui nous permettra de définir et de comprendre les notions utilisées dans la suite de ce travail.

I.2.1 L'atmosphère

I.2.1.1 Généralités

L'atmosphère est la fine enveloppe de gaz qui entoure la Terre. Son épaisseur est faible par rapport aux dimensions de notre planète. S'il est difficile d'en fixer une limite supérieure, en raison de la raréfaction des gaz lorsque l'altitude augmente, on peut estimer que les 9/10^e de la masse totale de l'atmosphère sont situés en dessous de 15 km, dans la troposphère.

L'atmosphère est un milieu fluide, composé d'un mélange de gaz. Les principaux constituants naturels de l'air sec sont l'azote (78,09 %), l'oxygène (20,95 %), l'argon (0,93 %) et le dioxyde de carbone ($\approx 0,03$ %). Les proportions des trois premiers constituants, qui représentent 99,97 % de l'air, sont particulièrement stables. Par contre, la part du dioxyde de carbone a progressé d'environ 30 % depuis le XIX^{ème} siècle. Le reste de l'air contient des gaz rares (néon, krypton, ...) mais également les substances polluantes. À l'air sec vient s'ajouter l'eau qui apparaît dans l'atmosphère sous toutes ses phases. La proportion d'eau dans l'air dépend fortement du climat et de la saison. Elle conditionne une grande partie de l'activité météorologique.

D'un point de vue thermodynamique, l'état d'un volume d'air atmosphérique est défini par sa pression P , sa température T , sa masse volumique ρ et la fraction massique de ses différents constituants. Pour cette dernière variable, on considérera généralement que l'air est un mélange d'air sec (dont la composition est supposée invariante) et de vapeur d'eau. D'un point de vue dynamique, le mouvement de l'air atmosphérique sera défini par son champ de vitesse \mathbf{u} .

En raison du champ de pesanteur, orienté selon la verticale, l'atmosphère a tendance à s'organiser en couches stratifiées horizontalement. Les variations verticales de la température permettent de diviser l'atmosphère en plusieurs zones. Jusqu'à une altitude moyenne de 15 km (tropopause), la température décroît continuellement à raison d'environ 6,5°C par kilomètre. Cette zone appelée *troposphère*, est le siège de la plupart des phénomènes météorologiques et

contient quasiment toute la vapeur d'eau présente dans l'atmosphère. Au-delà de la tropopause, la température augmente puis diminue plusieurs fois, formant plusieurs zones appelées *stratosphère*, *mésosphère*, *thermosphère* et *exosphère*.

Les phénomènes qui se développent dans l'atmosphère sont très variés. Le rayonnement solaire est à l'origine d'un équilibre énergétique mettant en jeu les réflexions au sommet de l'atmosphère, l'absorption par l'air et par les nuages, le rayonnement terrestre, ... Cet apport énergétique induit un mouvement turbulent des masses d'air sur un spectre d'échelle allant de la planète au battement d'une aile de mouche. À cela viennent s'ajouter les phénomènes micro-physiques, liés à la présence de vapeur d'eau, qui génèrent la formation des nuages et des précipitations. Les interactions entre les effets énergétiques, dynamiques et micro-physiques forment un système particulièrement complexe, dont l'étude détaillée relève d'une science à part entière, la *météorologie*. Dans le cadre de cette étude, nous nous limiterons à l'énoncé de quelques éléments de météorologie locale et nous nous intéresserons principalement aux aspects dynamiques et thermiques de l'atmosphère.

I.2.1.2 Mouvement de l'air atmosphérique

La circulation générale de l'air atmosphérique à l'échelle planétaire est provoquée par un déséquilibre du bilan radiatif entre l'équateur et les pôles. En raison de la forme ellipsoïdale de la Terre, les régions équatoriales reçoivent plus de rayonnement solaire que les régions polaires et il en résulte un flux de chaleur entre ces régions. Compte tenu de la faible efficacité des transferts de chaleur à l'intérieur des roches terrestres, les flux thermiques se font essentiellement par convection au sein des océans et de l'atmosphère. Les mouvements atmosphériques ainsi créés sont influencés par deux effets : le frottement des masses d'air sur la surface du sol qui freine le mouvement ; la force de CORIOLIS (liée à la rotation de la Terre) qui dévie les lignes de courant. La contribution relative de ces deux effets permet de distinguer, du point de vue dynamique, deux zones au sein de l'atmosphère :

- **L'atmosphère libre**, où les effets du frottement sur la surface de la Terre sont négligeables ;
- **La couche limite atmosphérique**, située au voisinage du sol et dans laquelle le frottement devient progressivement prépondérant par rapport à la force de CORIOLIS.

Avant d'étudier plus en détail la couche limite atmosphérique, nous allons rappeler l'équation générale du mouvement de l'air afin d'en déduire les principaux équilibres observés dans l'atmosphère libre.

I.2.1.3 Équation du mouvement

L'équation générale du mouvement de l'air atmosphérique est fournie par la relation I.2.1 :

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \mathbf{g} - 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u} + \nu \Delta \mathbf{u} \quad (\text{I.2.1})$$

L'importance relative des différents termes de cette équation dépend de l'échelle à laquelle on observe les phénomènes. La notion d'échelle est un aspect très important de l'étude du mouvement atmosphérique. Posons L_0 une échelle de longueur caractéristique, U_0 une échelle de vitesse, P_0 une échelle de pression et Ω_0 la vitesse angulaire de rotation de la Terre, telle que $\boldsymbol{\Omega} = \Omega_0 \mathbf{i}_\Omega$. En remplaçant dans l'équation I.2.1 chaque variable par son équivalent adimensionnel (indiqué par un $+$), on met en évidence des groupements adimensionnels qui déterminent les phénomènes prépondérants aux différentes échelles.

$$\frac{\partial \mathbf{u}^+}{\partial t^+} + \mathbf{u}^+ \cdot \nabla^+ \mathbf{u}^+ = - \underbrace{\frac{P_0}{\rho_0 U_0^2}}_{Eu^{-2}} \frac{1}{\rho^+} \nabla^+ P^+ - \underbrace{\frac{gL_0}{U_0^2}}_{Fr^{-1}} \mathbf{i}_z - \underbrace{\frac{\Omega_0 L_0}{U_0}}_{Ro^{-1}} 2\mathbf{i}_\Omega \times \mathbf{u}^+ + \underbrace{\frac{\nu}{U_0 L_0}}_{Re^{-1}} \Delta^+ \mathbf{u}^+ \quad (\text{I.2.2})$$

- **Le nombre d'Euler** $Eu^2 = \frac{\rho_0 U_0^2}{P_0}$: rapport entre les effets d'inertie et les effets de pression.
- **Le nombre de Froude** $Fr = \frac{U_0^2}{gL_0}$: rapport entre les effets d'inertie et les effets de gravité, il est souvent exprimé en fonction du gradient de température. Il joue un rôle important dans les mouvements verticaux associés au gradient thermique ou aux effets du relief.
- **Le nombre de Rossby** $Ro = \frac{U_0}{L_0 \Omega_0}$: rapport entre les effets d'inertie et les effets de CORIOLIS. La compétition entre ces deux effets est à l'origine de mouvements d'ondes à grande échelle.
- **Le nombre de Reynolds** $Re = \frac{U_0 L_0}{\nu}$: rapport entre les effets d'inertie et les effets visqueux. Les valeurs élevées du nombre de REYNOLDS dans l'atmosphère ($\sim 10^6$) illustrent son caractère fortement turbulent.

Au sein de l'atmosphère libre, les effets d'inertie et les effets visqueux sont négligeables devant les effets de la force de CORIOLIS, de la gravité et du gradient de pression. Les simplifications correspondantes de l'équation I.2.2 permettent de définir les équilibres verticaux et horizontaux qui en résultent.

I.2.1.4 Équilibre hydrostatique

La prédominance des forces de gravité dans l'équilibre vertical à l'échelle planétaire, mais aussi à des échelles plus locales, permet souvent de négliger les mouvements verticaux devant les mouvements horizontaux. La projection verticale de l'équation I.2.2 définit alors l'*équilibre hydrostatique* de l'atmosphère :

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} - g = 0 \quad (\text{I.2.3})$$

Dans l'hypothèse où les mouvements de l'air sont considérés comme adiabatiques, la décroissance verticale de la pression induit une décroissance de la température, caractérisée par un gradient d'environ 10 °C/km. Il est alors intéressant d'introduire la notion de température potentielle θ , définie par :

$$\theta = T \left(\frac{P}{P_0} \right)^{-R/C_p} \quad (\text{I.2.4})$$

où P_0 représente une pression de référence, fixée à 1000 hPa. Lorsque l'atmosphère est parfaitement adiabatique, θ est constant et on parle alors d'*atmosphère neutre*. Lorsque θ diminue avec l'altitude, l'atmosphère est *instable*, ce qui signifie que tout mouvement vertical d'une particule d'air est amplifié par l'effet de la flottabilité ; dans le cas contraire ($\partial\theta/\partial z > 0$) l'atmosphère est *stable*.

I.2.1.5 Mouvement géostrophique

La projection horizontale de l'équation I.2.2 détermine l'écoulement dans l'atmosphère libre, appelé *vent géostrophique*. Ce vent est caractérisé par une vitesse parallèle aux lignes isobares :

$$2\mathbf{\Omega} \times \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla P \quad (\text{I.2.5})$$

Le vent géostrophique joue le rôle de condition limite pour l'écoulement au sein de la *couche limite atmosphérique*.

I.2.2 La couche limite atmosphérique

I.2.2.1 Caractéristiques

La couche limite atmosphérique (CLA) est la partie inférieure de l'atmosphère dans laquelle l'influence du sol n'est plus négligeable. Cette zone est particulièrement importante lorsque l'on s'intéresse aux interactions entre l'atmosphère et l'activité humaine. Le problème de la dispersion atmosphérique des polluants est typiquement localisé à cette échelle.

À l'intérieur de la CLA, de nombreux phénomènes interagissent. L'écoulement géostrophique est progressivement atténué par le frottement sur la surface du sol. Les effets du relief et des obstacles génèrent l'apparition de mouvements verticaux qui peuvent se propager jusque dans l'atmosphère libre (ondes de relief, déferlement de pente, ...). Les interactions thermiques avec la surface provoquent des écoulements locaux : brise de mer ou de montagne, inversion de rayonnement, Föhn, ... L'évapo-transpiration des végétaux renforce les processus micro-physiques qui peuvent interagir avec les processus dynamiques mais aussi avec les transformations physico-chimiques des polluants.

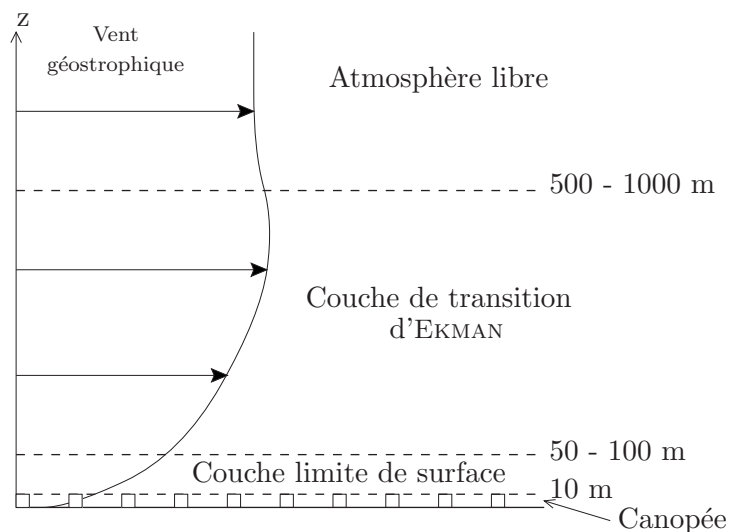


Figure I.2.1 – La structure de la couche limite atmosphérique.

L'épaisseur de la couche limite atmosphérique est comprise entre 500 et 1000 m. Pour étudier la CLA, on considère généralement que sa structure est uniforme horizontalement et qu'elle peut être divisée en trois couches, représentées sur la figure I.2.1 :

- **La couche de transition d'Ekman**, dans la partie supérieure, à l'intérieur de laquelle les effets du frottement sur le sol et de CORIOLIS s'équilibrent.
- **La couche limite de surface**, dans la partie la plus proche du sol, dans laquelle la force de CORIOLIS peut être négligée.
- **La canopée**, zone dans laquelle on peut identifier l'effet individuel des obstacles (micro-relief, bâtiments, arbres) et leurs interactions. La canopée est peu développée en milieu rural dégagé mais devient importante en milieu urbain.

En réalité, la CLA n'est pas homogène dans le temps et dans l'espace. Le cycle diurne modifie la structure thermique de la CLA au cours de la journée (STULL, 1988), alternant la formation de couches stables et instables. Les variations spatiales de la nature du sol, en terme de rugosité ou de flux de chaleur, empêchent la formation de couches limites établies et favorisent le développement de couches limites internes (FOLCHER, 1989 ; COSTES, 1996).

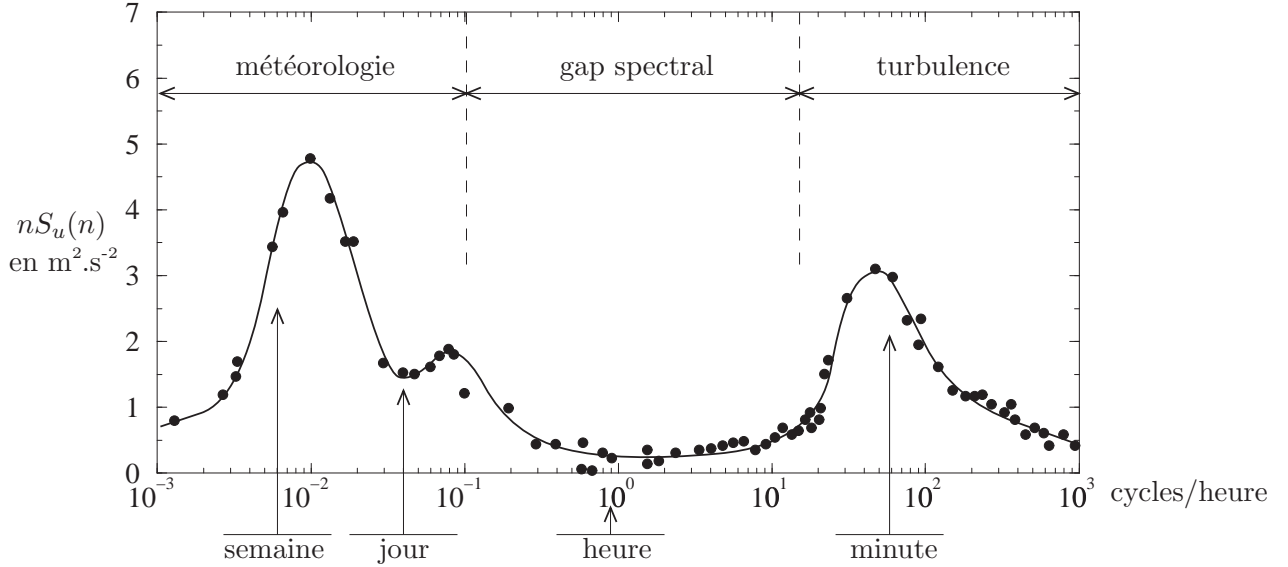


Figure I.2.2 – Spectre de turbulence atmosphérique (d'après VAN DER HOVEN, 1957).

Par ailleurs, l'écoulement dans la couche limite atmosphérique est fortement turbulent. Une des propriétés de cette turbulence est d'être découplée des grandes variations météorologiques qui se développent à l'échelle de plusieurs jours. En analysant la distribution spectrale de l'énergie cinétique du vent, illustrée sur la figure I.2.2, on observe en effet une zone de séparation entre les variations météorologiques et les fluctuations turbulentes. Grâce à cette séparation, il est possible de modéliser indépendamment les deux gammes d'échelles. Pour un temps de l'ordre de l'heure – qui correspond au temps caractéristique des phénomènes étudiés dans la CLA – on pourra admettre que les variations météorologiques sont suffisamment lentes pour être supposées constantes et que la turbulence est suffisamment rapide pour être paramétrisée par des opérateurs de moyenne.

I.2.2.2 La couche de transition d'EKMAN

Dans la partie supérieure de la couche limite atmosphérique, les effets de la force de CORIOLIS sont encore sensibles et les effets du frottement sur la surface deviennent non négligeables. À cette échelle, l'écoulement moyen reste principalement horizontal. La structure verticale de l'écoulement est assimilable à une couche limite turbulente modifiée par la rotation de la Terre. Les équations de ce mouvement sont :

$$\begin{cases} 0 = f\bar{v} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \tau_x}{\partial z} \\ 0 = -f\bar{u} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{P}}{\partial y} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \tau_y}{\partial z} \end{cases} \quad (\text{I.2.6})$$

$f = 2\Omega_0 \sin \phi$ est le paramètre de CORIOLIS, qui dépend de la latitude ϕ considérée. τ_x et τ_y expriment les contraintes de cisaillement associées aux transferts turbulents de quantité de

mouvement. Le système d'équations I.2.6 a été résolu par EKMAN (1905) et TAYLOR (1915), en faisant une hypothèse de viscosité turbulente K_m constante avec l'altitude et en recherchant la déviation de la vitesse par rapport au vent géostrophique (u_g, v_g) .

$$\begin{cases} \frac{\bar{u} - u_g}{u_*} = f_x(\zeta) \\ \frac{\bar{v} - v_g}{u_*} = f_y(\zeta) \end{cases} \quad (\text{I.2.7})$$

$\zeta = zf/u_*$ représente l'altitude adimensionnée et u_* la vitesse de frottement. Les fonctions f_x et f_y sont définies par la fonction complexe :

$$f(\zeta) = f_x(\zeta) + if_y(\zeta) = f_0 \exp [-(1+i)\beta\zeta] \quad \text{avec} \quad \beta = \sqrt{\frac{u_*^2}{2fK_m}} \quad (\text{I.2.8})$$

La solution ainsi obtenue indique qu'il existe une déviation angulaire du vent entre le sommet de la couche limite et la surface de la Terre (cf. figure I.2.3). La valeur théorique de cette déviation, fournie par l'équation I.2.8, est de 45° , tandis que les valeurs observées dans l'atmosphère varient entre 20° et 40° (SNYDER, 1981).

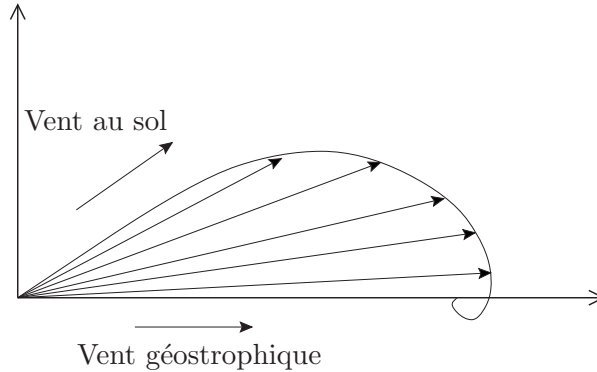


Figure I.2.3 – Hodographe du vent dans la couche de transition : spirale d'EKMAN (représentée ici pour l'hémisphère Nord).

L'hypothèse de viscosité turbulente uniforme est erronée lorsque l'on se rapproche trop de la surface. En effet, le sol constitue alors un filtre pour les gros tourbillons et on s'attend à ce que la viscosité turbulente, qui doit être proportionnelle à l'échelle de longueur caractéristique des plus gros tourbillons, tende vers zéro à la surface. Il est donc nécessaire d'introduire un nouveau formalisme pour décrire cette zone proche du sol, que l'on appellera *couche limite de surface* (CLS).

I.2.2.3 La couche limite de surface

I.2.2.3.1 Théorie de la similitude de MONIN et OBUKHOV

En observant les variations de quantités telles que la vitesse, la température ou le taux d'humidité au sein de la couche limite atmosphérique, on constate que la plus grande partie de ces variations est localisée au voisinage immédiat de la surface, dans une zone d'une dizaine de mètres d'épaisseur. Dans cette couche limite de surface, les flux turbulents de quantité de mouvement et de chaleur peuvent être considérés comme constants avec l'altitude. Les effets de la force de CORIOLIS sont également négligeables devant les effets de ces flux. Si l'on note T_0 la température du sol, τ_0 et H_0 les valeurs constantes des flux de quantité de mouvement et de

chaleur, il est possible de définir des échelles caractéristiques de vitesse, de température et de longueur :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{La vitesse de frottement} & u_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \\ \text{La température de frottement} & \theta_* = \frac{-H_0}{\rho C_p u_*} \\ \text{La longueur de MONIN-OBUKHOV} & L = \frac{u_*^2}{\kappa(g/T_0)\theta_*} \end{array} \right. \quad (\text{I.2.9})$$

La constante de proportionnalité κ , dite de KARMAN, a une valeur expérimentale d'environ 0,4 (HINZE, 1959 ; BUSINGER *et al.*, 1971). La théorie de la similitude de MONIN et OBUKHOV (1954) permet de montrer que toute variable turbulente, adimensionnée par ces différentes échelles, peut s'exprimer sous forme d'une fonction universelle de la variable $\zeta = z/L$. En particulier, les flux turbulents s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\kappa z}{u_*} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \varphi_m(\zeta) \\ \frac{\kappa z}{\theta_*} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \varphi_h(\zeta) \end{array} \right. \quad (\text{I.2.10})$$

Dans une atmosphère thermiquement neutre ($L \rightarrow +\infty$), les fonctions universelles φ_m et φ_h sont constantes et égales à 1. Dans une atmosphère stable ou instable, elles sont définies par des relations empiriques (BUSINGER *et al.*, 1971 ; DYER, 1974) :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \varphi_m(\zeta) = \sqrt{\varphi_h(\zeta)} = (1 - 16\zeta)^{-1/4} & \text{si } L < 0 \text{ (cas instable)} \\ \varphi_m(\zeta) = \varphi_h(\zeta) = 1 + 5\zeta & \text{si } L \geq 0 \text{ (cas stable)} \end{array} \right. \quad (\text{I.2.11})$$

L'intégration de l'équation I.2.10 pour une atmosphère neutre fournit le profil de vitesse logarithmique classique sur un sol rugueux, obtenue pour la première fois par PRANDTL (1932) :

$$\bar{u} = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \quad (\text{I.2.12})$$

où z_0 représente la rugosité aérodynamique (NIKURADSE, 1933), qui ne dépend que des caractéristiques géométriques du sol, à condition que celui-ci soit indéformable.

Des relations équivalentes existent pour d'autres grandeurs telles que les fluctuations de vitesse σ_u et σ_w (PANOFISKY *et al.*, 1977). La théorie de MONIN et OBUKHOV peut également être interprétée comme une modélisation au premier ordre des flux verticaux par un coefficient de diffusion turbulente :

$$K_m = \frac{\kappa u_* z}{\varphi_m(\zeta)} \text{ et } K_h = \frac{\kappa u_* z}{\varphi_h(\zeta)} \quad (\text{I.2.13})$$

Même si l'hypothèse de flux constant n'est valable que sur une épaisseur d'une dizaine de mètres, on constate expérimentalement que la loi logarithmique s'applique bien au-delà, sur plusieurs dizaines de mètres. C'est pourquoi on considère généralement que l'épaisseur de la couche limite de surface est de l'ordre du dixième de l'épaisseur de la CLA (STULL, 1988 ; GARRATT, 1992).

I.2.2.3.2 Climatologie urbaine

Le modèle décrit précédemment suppose que l'écoulement est uniforme horizontalement. Au-dessus d'une agglomération, cette hypothèse n'est plus vérifiée et le comportement de la CLS est modifié. En effet, les caractéristiques du sol urbain sont différentes de celles correspondant à un sol rural. La présence de nombreux bâtiments renforce la rugosité aérodynamique du sol, avec des valeurs de z_0 de l'ordre du mètre contre quelques centimètres pour une prairie (WIERINGA, 1993). En raison de l'activité humaine, les flux thermiques sont renforcés, créant un *îlot de chaleur*, avec un écart de température entre l'intérieur et l'extérieur de la ville allant de 2 °C à 12 °C (LANDSBERG, 1981).

Au-delà des différences par rapport au milieu rural, les propriétés du sol urbain au sein d'une même agglomération sont fortement hétérogènes. Chaque zone ou *quartier* d'une ville a des caractéristiques propres : la rugosité dépend de l'organisation et de la densité des bâtiments, les flux de chaleur dépendent de la nature du sol et de l'activité humaine dans le quartier.

En raison de ces hétérogénéités, la longueur caractéristique des variations horizontales de l'atmosphère est du même ordre de grandeur que l'épaisseur de la couche limite, si bien que l'équilibre de celle-ci ne peut plus être atteint. Il se développe alors des écoulements spécifiques à l'agglomération. La figure I.2.4 illustre les principaux comportements observés. Lorsque l'intensité du vent est supérieure à 3 m/s, la discontinuité des conditions de paroi génère le développement de couches limites internes. La turbulence est principalement d'origine mécanique. En dessous de 3 m/s, des mouvements convectifs apparaissent et forment un *dôme urbain*, dans lequel la turbulence d'origine thermique prédomine. Les phénomènes réels sont en pratique plus complexes et on observe généralement une combinaison de ces deux situations.

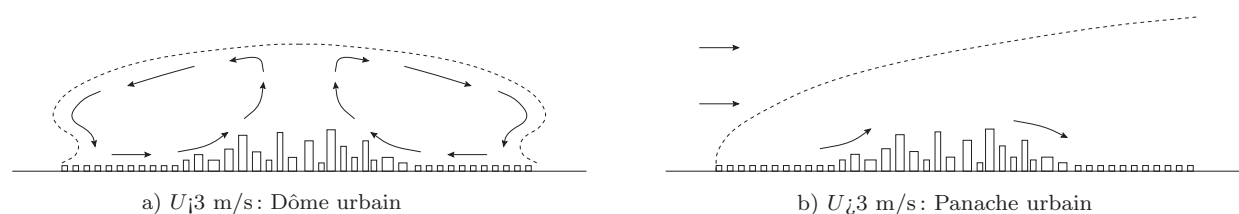


Figure I.2.4 – Écoulement au-dessus d'une agglomération (d'après OKE, 1979).

Les spécificités du milieu urbain perturbent également le bilan énergétique. Les matériaux utilisés en ville (béton, goudron, baies vitrées, ...) ont en moyenne une *albédo* plus faible qu'un sol de campagne (DABBERDT et DAVIS, 1978), ce qui signifie qu'ils absorbent plus de chaleur. De plus, le piégeage du rayonnement par des réflexions multiples entre les bâtiments provoque une diminution de l'albédo effective pouvant atteindre un facteur 2 (OKE, 1988). Ce renforcement du rayonnement infrarouge réémis par le sol, combiné à la présence au-dessus des villes de particules polluantes et de gaz à effet de serre, génère une augmentation de la température moyenne de l'atmosphère urbaine. À cela s'ajoutent le faible taux de végétalisation des agglomérations et le développement des réseaux souterrains d'assainissement qui tendent à diminuer le flux de chaleur latente lié à l'évapo-transpiration.

Ces différents mouvements internes à l'agglomération jouent un rôle essentiel dans l'étude de la dispersion atmosphérique. Ils contribuent au transport des polluants et permettent des échanges entre les différents quartiers d'une ville. Ils constituent également le moteur des écoulements qui se développent au sein de la canopée urbaine.

I.2.3 La canopée urbaine

Jusqu'à présent, nous nous sommes intéressés à des échelles qui nous permettaient de considérer que la frontière entre l'atmosphère et le sol était une surface plane. À l'échelle très locale d'un quartier, la présence des bâtiments empêche de faire cette hypothèse. Il existe en effet une zone, appelée *canopée urbaine*, dans laquelle l'écoulement est fortement inhomogène et où les sillages des différents obstacles interagissent. RAUPACH *et al.* (1980) estiment l'épaisseur de cette zone à $H_m + 1,5 d_m$ (H_m représente la hauteur moyenne des obstacles et d_m leur espacement moyen).

L'étude de la canopée urbaine est très importante car celle-ci est le siège d'une grande partie de l'activité humaine. Elle détermine les conditions météorologiques locales et joue un rôle essentiel dans l'étude de la dispersion des polluants émis à ce niveau. En raison de la complexité des phénomènes mis en jeu, il n'existe malheureusement pas de formalisme unifié pour décrire cette portion de l'atmosphère. Nous proposons donc de résumer les principaux travaux sur le sujet, en particulier ceux concernant les phénomènes énergétiques et la description de l'écoulement.

I.2.3.1 Phénomènes radiatifs et thermiques

Le bilan énergétique de la canopée urbaine est particulièrement important car il est en partie à l'origine du phénomène d'îlot de chaleur. La présence des obstacles modifie ce bilan principalement de trois manières (OKE, 1988). Tout d'abord, l'absorption du rayonnement solaire incident est plus élevée dans la canopée que sur un sol plat, du fait des réflexions multiples sur les parois des bâtiments. Ensuite, la perte de chaleur par convection turbulente est diminuée car la vitesse moyenne de l'écoulement dans la canopée est plus faible en raison du frottement sur les obstacles. Enfin, le rayonnement infrarouge émis par les matériaux des parois est également arrêté par les réflexions multiples, ce qui limite le flux d'énergie vers l'atmosphère.

Plusieurs travaux (OKE, 1981 ; JOHNSON et WATSON, 1984 ; BÄRRING et MATTSSON, 1985 ; TODHUNTER, 1990) ont mis en évidence le rôle du *facteur d'ouverture* des rues (sky view factor) sur le bilan radiatif. Ce facteur détermine la fraction du ciel vue depuis une paroi. Plus ce facteur est faible, plus l'effet de serre local est important.

Les phénomènes radiatifs interagissent avec l'écoulement et la dispersion des polluants (MILLS, 1993). Les échanges de chaleur par convection turbulente au niveau des parois modifient la topologie des écoulements et la dispersion des polluants à l'échelle d'une rue (SINI *et al.*, 1996). Les réactions chimiques de certains polluants dépendent également de l'intensité lumineuse reçue.

I.2.3.2 Écoulement dans la canopée

L'écoulement dans la canopée urbaine peut être décomposé en deux parties. Au-dessus du niveau des toits, jusqu'à $H_m + 1,5 d_m$, l'influence des obstacles est encore importante et on ne peut appliquer directement la relation I.2.12 obtenue pour la CLS. Pour tenir compte de la réduction de vitesse à l'intérieur du bâti, on translate verticalement le plan virtuel sur lequel la vitesse s'annule en introduisant une *épaisseur de déplacement* d , telle que :

$$\bar{u} = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z - d}{z_0} \quad (\text{I.2.14})$$

En dessous du niveau des toits, l'écoulement devient très complexe en raison de la présence de zones de recirculation et de sillages. Par analogie aux écoulements dans les canopées végétales (CIONCO, 1965), il est possible de décrire le profil de vitesse moyenne dans le bâti en supposant que l'influence des obstacles est uniformément distribuée dans l'espace. En utilisant cette approche, LETTAU (1972) propose une loi exponentielle du type :

$$\bar{u} = U_0 \exp(z/Z_0) \quad (\text{I.2.15})$$

où U_0 représente la vitesse moyenne au niveau du sol et Z_0 est homogène à une longueur de rugosité, différente de z_0 .

Pour décrire plus en détail le mouvement entre les bâtiments, il n'existe pas de formalisme unique. Il est alors utile de distinguer différents cas, en fonction de l'espacement moyen entre les obstacles :

- **Les obstacles isolés** : Lorsque les bâtiments sont suffisamment espacés pour ne pas interagir entre eux, chaque obstacle peut être traité individuellement. La structure de l'écoulement autour d'un obstacle isolé a été abondamment étudiée dans la littérature par des approches théoriques, expérimentales et numériques (GANDEMER et GUYOT, 1978 ; CASTRO et ROBINS, 1977 ; HOSKER, 1982 ; PATERSON et APELT, 1989). On s'y reportera pour plus de détails.
- **Les groupes d'obstacles** : Lorsque la densité des obstacles augmente, des interactions apparaissent entre leurs sillages. Cependant, les bâtiments ne sont pas encore suffisamment proches pour créer des zones d'écoulement indépendantes et découplées. Les phénomènes associés à ce type de configuration sont alors particulièrement complexes (JERRAM *et al.*, 1996 ; DAVIDSON *et al.*, 1996 ; ISNARD, 1999).
- **Les rues-canyon** : Lorsque le bâti est très dense, l'écoulement est influencé par la structure élémentaire de la rue qui remplace celle de l'obstacle. Cette situation est marquée par des écoulements caractéristiques d'une seule rue (tourbillon) mais également par des interactions entre plusieurs rues et avec l'écoulement extérieur. C'est à cette configuration bien particulière que nous allons consacrer notre étude. Nous reviendrons plus en détail sur la description des phénomènes correspondants dans les chapitres suivants.

I.2.4 Conclusion

Nous avons présenté au cours de ce chapitre une vue d'ensemble des phénomènes atmosphériques, ce qui nous a permis de situer la canopée urbaine au sein d'une hiérarchie d'échelles. Les principales caractéristiques de l'atmosphère et de son mouvement ont tout d'abord été rappelées. Nous avons ensuite décrit plus en détail le formalisme classique de la couche limite atmosphérique, qui constitue le moteur des écoulements au sein de la canopée urbaine. Les principaux mécanismes qui apparaissent à l'intérieur du milieu bâti ont été résumés, mettant en évidence l'absence d'un formalisme unifié pour traiter cette échelle.

Pour poursuivre notre introduction aux phénomènes physiques, nous allons nous intéresser dans le prochain chapitre à la dispersion dans les écoulements turbulents.

I.3 La dispersion turbulente

Au cours de ce chapitre, nous présentons quelques concepts fondamentaux de la dispersion turbulente, qui seront utilisés dans la suite de ce travail. L'équation d'advection-diffusion de la concentration est tout d'abord introduite à travers une approche eulérienne, puis résolue pour obtenir une solution gaussienne. La théorie statistique de la diffusion permet ensuite de déterminer les caractéristiques de l'évolution temporelle des écarts-types σ_i . Enfin, nous présentons les principales paramétrisations empiriques utilisées pour modéliser la dispersion atmosphérique.

I.3.1 Approche eulérienne

I.3.1.1 Équation d'advection-diffusion

Considérons une espèce scalaire transportée dans un écoulement turbulent incompressible. Nous allons supposer que le comportement dynamique et chimique de cette espèce est passif, c'est-à-dire qu'elle suit exactement le mouvement des particules de fluide et qu'elle ne réagit pas avec d'autres espèces. On définit alors sa répartition dans l'espace à l'aide de la *concentration* $c(\mathbf{x})$.

Le principe de conservation appliqué à la quantité scalaire considérée permet d'écrire l'équation d'*advection-diffusion* de la concentration :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla c = D\Delta c + S \quad (\text{I.3.1})$$

où D représente le coefficient de diffusion moléculaire de l'espèce dans le fluide et S le terme source. Comme le mouvement du fluide porteur est turbulent, il est intéressant d'utiliser une décomposition des variables comme la somme d'un terme moyen (au sens de REYNOLDS) et d'un terme fluctuant :

$$\begin{cases} \mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}' \\ c = \bar{c} + c' \end{cases} \quad (\text{I.3.2})$$

En introduisant cette décomposition dans l'équation I.3.1 et en appliquant l'opérateur de moyenne de REYNOLDS, on obtient :

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \bar{c} = -\nabla \cdot \overline{\mathbf{u}'c'} + D\Delta \bar{c} + \bar{S} \quad (\text{I.3.3})$$

$\overline{\mathbf{u}'c'}$ est le flux turbulent de l'espèce scalaire considérée. Compte tenu du niveau de turbulence de l'atmosphère, on pourra admettre dans la suite de ce travail que ce terme est prépondérant devant le flux de diffusion moléculaire et on négligera donc l'avant-dernier terme de l'équation

précédente.

En supposant que l'on connaisse les conditions aux limites du domaine, l'étude de la concentration moyenne d'un scalaire passif dans un écoulement turbulent se résume donc à la résolution de l'équation I.3.3. Malheureusement, cette équation unique admet quatre inconnues, le scalaire \bar{c} et les trois composantes du vecteur $\overline{\mathbf{u}'c'}$. Pour résoudre l'équation, il faut alors exprimer les composantes du flux $\mathbf{u}'c'$ en fonction de variables connues. Ce *problème de fermeture* de l'équation d'advection-diffusion constitue l'une des principales difficultés de l'étude de la dispersion turbulente.

I.3.1.2 Diffusion de FICK

L'approche la plus simple pour traiter le problème de fermeture consiste à modéliser le flux turbulent par analogie au flux moléculaire et à la diffusion de FICK. On introduit la notion de coefficient de diffusivité turbulente K qui relie le flux turbulent au gradient de concentration moyenne. On peut alors écrire :

$$\overline{\mathbf{u}'c'} = -K \cdot \nabla \bar{c} \quad (\text{I.3.4})$$

Le tenseur de diffusivité turbulente K est dépendant de la position et de l'instant considéré. A priori, on a donc reporté le problème de fermeture sur la détermination de K . En première approximation nous allons faire l'hypothèse que K est constant. Nous allons également supposer, même si ce n'est pas rigoureusement exact (voir MONIN et YAGLOM, 1971, page 666), que ce tenseur est diagonal, c'est-à-dire que le flux turbulent dans une direction est uniquement proportionnel au gradient de concentration moyenne dans cette direction. Les coefficients de diffusion selon chaque axe pourront cependant être différents pour tenir compte de l'anisotropie de la turbulence.

Malgré toutes les hypothèses faites, l'équation d'advection-diffusion reste difficile à résoudre dans un cas général. En supposant, pour simplifier, que le fluide turbulent n'a pas de mouvement moyen et qu'à l'instant $t = 0$, on effectue un rejet ponctuel instantané d'une quantité Q de scalaire au centre du repère, ROBERTS (1923) a montré que l'évolution de la concentration est décrite par la solution :

$$\bar{c}(x,y,z,t) = \frac{Q}{8(\pi t)^{3/2} \sqrt{K_x K_y K_z}} \exp \left(-\frac{1}{4t} \left(\frac{x^2}{K_x} + \frac{y^2}{K_y} + \frac{z^2}{K_z} \right) \right) \quad (\text{I.3.5})$$

À chaque instant, la répartition spatiale de la concentration est définie par une fonction de GAUSS, d'où la dénomination de *solution gaussienne*. En raison de la linéarité de l'équation de FICK, cette solution élémentaire peut être intégrée pour obtenir les solutions à de nombreux problèmes : rejet ponctuel ou linéique, instantané ou continu, dans un écoulement uniforme, ... Un certain nombre de ces solutions sont résumées en annexe A.

À partir de la solution gaussienne de l'équation I.3.5, il est possible d'évaluer les écarts-types σ_i de la distribution de concentration dans les différentes directions :

$$\sigma_i = \sqrt{2K_i t} \quad (\text{I.3.6})$$

où σ_i évolue proportionnellement à \sqrt{t} . À l'instant du rejet, lorsque $t \rightarrow 0$, le taux d'expansion de la *bouffée* gaussienne, défini par $\partial \sigma_i / \partial t$, tend vers l'infini, ce qui suppose que la vitesse de diffusion du polluant soit infinie. Or, il est évident que ceci n'est pas très réaliste. La diffusion de FICK constitue donc une représentation approximative du problème et il est nécessaire de rechercher des améliorations à cette première solution.

I.3.1.3 Généralisation de la solution gaussienne

Pour améliorer la solution décrite par l'équation I.3.5, il est possible soit de fournir une paramétrisation plus fine du tenseur de diffusivité \mathbb{K} , soit d'utiliser une hypothèse de fermeture à un ordre supérieur. Le problème posé par ces approches réside dans le fait qu'elles compliquent rapidement l'équation à résoudre ; il est alors nécessaire d'utiliser des méthodes numériques de résolution.

Une autre approche permet cependant de poursuivre quelques développements analytiques. En effet, il a été constaté expérimentalement que la distribution de concentration pour un rejet ponctuel vérifie relativement bien une loi gaussienne, même si celle-ci n'est pas théoriquement applicable. Par contre, l'écart-type des distributions expérimentales ne suit pas l'évolution temporelle de l'équation I.3.6. Pour décrire la dispersion à partir d'une source ponctuelle, il est donc possible de conserver la distribution gaussienne et de rechercher une paramétrisation des écarts-types σ_i . Cette méthode est intéressante car elle évite une nouvelle résolution de l'équation d'advection-diffusion.

Pour paramétrer les σ_i , nous allons utiliser deux approches. Dans un premier temps, nous nous appuyerons sur la théorie statistique de la diffusion pour relier l'évolution de ces coefficients aux caractéristiques turbulentes de l'écoulement porteur. Dans un deuxième temps, nous rappellerons un certain nombre de paramétrisations empiriques utilisées dans le domaine de la dispersion atmosphérique.

I.3.2 Théorie statistique de la diffusion

Les fondements de la modélisation statistique de la diffusion turbulente ont été énoncés par TAYLOR (1921 ; 1935).

I.3.2.1 Équation de TAYLOR

Considérons le problème du rejet ponctuel d'une espèce scalaire dans un écoulement turbulent homogène sans vitesse moyenne. En supposant que le scalaire suive parfaitement le mouvement des particules fluides, il est alors intéressant d'effectuer une analyse lagrangienne de ce mouvement. On définit le coefficient d'autocorrélation lagrangienne des vitesses dans la direction x par :

$$R(\tau) = \frac{\overline{u'(t)u'(t+\tau)}}{\overline{u'^2}} \quad (\text{I.3.7})$$

Par la suite, les relations seront exprimées pour la direction x mais pourraient aisément être transposées dans les autres directions. Soit x l'abscisse d'une particule fluide issue de la source et $\overline{x^2}$ l'écart-type de la distribution statistique de ces abscisses sur un grand nombre de trajectoires différentes de la particule. L'hypothèse de TAYLOR permet d'assimiler la moyenne d'ensemble à une moyenne temporelle. En dérivant $\overline{x^2}$ par rapport au temps, on obtient alors une relation faisant intervenir le coefficient R :

$$\frac{d\overline{x^2}}{dt} = 2\overline{u'^2} \int_0^t R(\tau) d\tau \quad (\text{I.3.8})$$

L'intégration par rapport au temps de la relation précédente fournit l'équation de TAYLOR :

$$\sigma_x^2(T) = 2\sigma_u^2 \int_0^T \int_0^t R(\tau) d\tau dt \quad (\text{I.3.9})$$

où σ_x est l'écart-type de la distribution des particules fluides issues de la source, au bout d'un temps T . Étant donné que chaque particule fluide transporte la même quantité infinitésimale de

scalaire, σ_x peut également être assimilé à l'écart-type de la distribution de concentration du scalaire, au sens où nous l'avons introduit dans l'équation I.3.6. La relation de TAYLOR permet donc de relier l'évolution de la taille d'une bouffée de polluants aux caractéristiques turbulentes de l'écoulement.

Pour déterminer le comportement asymptotique de σ_x , nous allons utiliser les propriétés du coefficient R :

$$\begin{cases} R(0) = 1 \\ \int_0^\infty R(\tau) d\tau = T_L \end{cases} \quad (\text{I.3.10})$$

où T_L est le temps lagrangien de corrélation. Ces deux relations permettent de montrer que :

$$\begin{cases} T \ll 1 \implies \sigma_x^2 \sim \sigma_u^2 T^2 \\ T \gg 1 \implies \sigma_x^2 \sim 2\sigma_u^2 T_L T \end{cases} \quad (\text{I.3.11})$$

Pour des temps de diffusion courts, la taille de la bouffée est proportionnelle à T . Pour des temps de diffusion plus importants, cette taille tend à être proportionnelle à \sqrt{T} . Cela signifie que la diffusion turbulente converge à l'infini vers une diffusion de FICK. Le coefficient de diffusion κ_x correspondant peut alors s'exprimer sous la forme :

$$\kappa_x = \sigma_u^2 T_L \quad (\text{I.3.12})$$

I.3.2.2 Analyse spectrale

Pour interpréter le comportement asymptotique des paramètres de diffusion, il est intéressant d'effectuer une analyse spectrale. Considérons le spectre d'énergie $F(n)$, transformée de FOURIER du coefficient d'autocorrélation $R(t)$:

$$R(t) = \int_0^\infty F(n) \cos(2\pi nt) dn \quad (\text{I.3.13})$$

Nous allons chercher à introduire l'équation précédente dans l'équation de TAYLOR. Pour cela, utilisons une variante de cette équation, obtenue par KAMPÉ DE FÉRIET (1939) :

$$\sigma_x^2 = 2\sigma_u^2 \int_0^T (T-t) R(t) dt \quad (\text{I.3.14})$$

En remplaçant $R(t)$ par I.3.13 dans l'équation I.3.14 et en simplifiant, on obtient une décomposition spectrale de l'écart-type σ_x :

$$\sigma_x^2 = \sigma_u^2 T^2 \int_0^\infty F(n) \frac{(\sin \pi n T)^2}{(\pi n T)^2} dn \quad (\text{I.3.15})$$

On constate dans cette décomposition que le spectre d'énergie des tourbillons de l'écoulement est pondéré par la fonction représentée sur la figure I.3.1. Cette fonction constitue un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure varie en $1/T$. Cela signifie que si l'on considère la dispersion d'une bouffée instantanée, seuls les tourbillons plus gros que la taille de la bouffée contribuent à sa dispersion¹. Cette propriété permet d'expliquer les comportements asymptotiques de σ_x .

1. Par contre, si l'on considère la dispersion d'un panache moyen, le raisonnement s'inverse. En effet, la dispersion conduisant à un panache d'une certaine dimension s'effectue par l'intermédiaire de structures plus petites que cette dimension, les structures plus grandes contribuant alors à déplacer le panache dans son ensemble.

Lorsque la bouffée est petite, l'ensemble du spectre de la turbulence agit pour disperser le scalaire. Plus la bouffée grossit, moins il existe de tourbillons suffisamment gros pour pouvoir agir sur sa taille. C'est pourquoi l'évolution de σ_x est rapide au moment du rejet ($\propto T$) et tend à se ralentir par la suite ($\propto \sqrt{T}$).

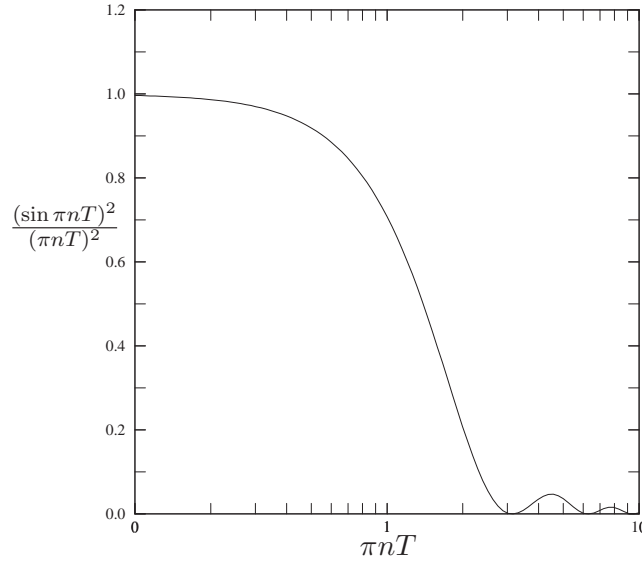


Figure I.3.1 – Fonction de pondération qui détermine la portion du spectre d'énergie qui contribue à la dispersion.

I.3.2.3 Fonctions universelles

L'analyse statistique précédente nous a uniquement permis de déterminer le comportement asymptotique de l'écart-type σ_x . Pour déterminer une forme plus générale, faisons une analyse dimensionnelle du problème posé. Soit σ_u une échelle caractéristique de vitesse et T_L une échelle de temps. Les principes de la similitude nous montrent que l'écart-type σ_x , adimensionné par ces échelles, dépend d'une fonction universelle de la seule variable T/T_L . On choisit d'exprimer ceci sous la forme :

$$\frac{\sigma_x}{\sigma_u T_L} = \frac{T}{T_L} f_u \left(\frac{T}{T_L} \right) \quad (\text{I.3.16})$$

De nombreux auteurs ont tenté de déterminer expérimentalement la forme de la fonction universelle f_u (PASQUILL, 1976 ; DRAXLER, 1976 ; DORAN *et al.*, 1978 ; IRWIN, 1979). Malheureusement, ces différentes études n'ont pas abouti à un consensus acceptable. La fonction f_u peut cependant être déterminée analytiquement à partir de l'équation de TAYLOR I.3.9, à condition de connaître la forme du coefficient de corrélation lagrangienne $R(T/T_L)$. La mesure de cette corrélation est très difficile à effectuer. En pratique, on considère généralement que sa forme est très similaire à celle de l'autocorrélation eulérienne, dont la détermination expérimentale est plus simple. Le temps lagrangien T_L est quant à lui proportionnel au temps eulérien T_E .

Différentes fonctions analytiques, vérifiant les propriétés du système I.3.10, permettent d'approcher la forme de la corrélation $R(T/T_L)$ observée expérimentalement. Une première expres-

sion, dérivée de l'équation de LANGEVIN, permet d'obtenir la fonction universelle suivante :

$$\begin{cases} R(\tau) = \exp\left(-\frac{\tau}{T_L}\right) \\ f_u\left(\frac{T}{T_L}\right) = \sqrt{2} \left[\frac{T_L}{T} - \left(\frac{T_L}{T}\right)^2 \left(1 - \exp\left(-\frac{T}{T_L}\right)\right) \right]^{1/2} \end{cases} \quad (\text{I.3.17})$$

PHILLIPS et PANOFSKY (1982) proposent une expression légèrement différente :

$$\begin{cases} R(\tau) = \left(\frac{1 + \tau}{T_L}\right)^{-2} \\ f_u\left(\frac{T}{T_L}\right) = \sqrt{2} \left[\frac{T_L}{T} - \left(\frac{T_L}{T}\right)^2 \ln\left(1 + \frac{T}{T_L}\right) \right]^{1/2} \end{cases} \quad (\text{I.3.18})$$

Les deux solutions précédentes sont très proches l'une de l'autre. Pour illustrer ceci, nous avons représenté sur la figure I.3.2 l'évolution temporelle de l'écart-type σ_x , dérivée de ces fonctions universelles. Lorsque $T/T_L \ll 1$, l'évolution est proportionnelle à T/T_L tandis que pour $T/T_L \gg 1$, la courbe suit une loi en $\sqrt{T/T_L}$. Ces comportements asymptotiques sont en accord avec ceux décrits par les équations I.3.11.

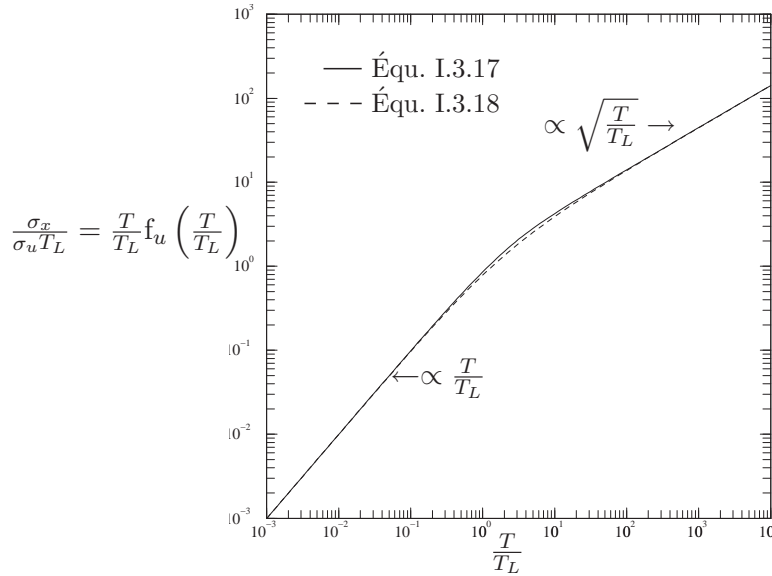


Figure I.3.2 – Évolution temporelle de l'écart-type de la distribution de concentration.

Les relations obtenues précédemment sont généralement difficiles à appliquer dans l'atmosphère. En effet, les hypothèses faites concernant l'homogénéité ou la stationnarité de la turbulence sont souvent mises en défaut. Pour cette raison, plusieurs modèles empiriques ont été développés afin de pouvoir décrire la dispersion atmosphérique.

I.3.3 Paramétrisation empirique de la diffusion atmosphérique

L'atmosphère est un milieu hétérogène très complexe. La turbulence qui s'y développe dépend d'une multitude de paramètres qu'il est impossible de prendre en compte directement dans un modèle gaussien. Pour modéliser simplement la diffusion, il est alors nécessaire de synthétiser, avec quelques critères qualitatifs, la "capacité de l'atmosphère à disperser".

Il existe dans la littérature de nombreuses formulations empiriques des coefficients de dispersion. Dans le cadre de ce travail, nous nous limiterons à une brève présentation des deux modèles les plus utilisés : le modèle de PASQUILL et le modèle de BRIGGS.

I.3.3.1 Modèle de PASQUILL

La turbulence atmosphérique est principalement produite par deux mécanismes : le frottement sur le sol et les effets thermiques.

Pour différencier les états thermiques de l'atmosphère, PASQUILL (1961) et TURNER (1967) proposent une classification qui repose sur 6 classes, notées de A à F (cf. tableau I.3.1). Ces classes quantifient le niveau de stabilité de l'atmosphère. Elles sont définies en fonction de la vitesse du vent, de l'ensoleillement et de la couverture nuageuse.

A : extrêmement instable				D : neutre ^a	
B : modérément instable				E : légèrement stable	
C : instable				F : modérément stable	
vitesse du vent au niveau du sol en m.s ⁻¹	ensoleillement			couverture nuageuse nocturne ^b	
	pendant la journée			4/8 ou totale sur ≤ 3/8	
	fort	modéré	léger	une faible épaisseur	
1-2	A	A-B	B		
2-3	A-B	B	C	E	F
3-4	B	B-C	C	D	E
4-6	C	C-D	D	D	D
16	C	D	D	D	D

Tableau I.3.1 – *Classes de stabilité de PASQUILL.*

^avalable les jours ou nuits fortement couverts

^ble degré de couverture nuageuse est la fraction de ciel couverte de nuages

La dispersion atmosphérique dépend directement de la stabilité thermique. En atmosphère stable, les mouvements verticaux sont fortement atténués et la turbulence est réduite. En atmosphère instable, les mouvements convectifs favorisent le transport et la dispersion des polluants. En se fondant sur la notion de classe de stabilité, PASQUILL (1961) a construit une série de relations empiriques pour évaluer l'évolution des écarts-types σ_i .

Ces relations sont illustrées par les abaques de la figure I.3.3. Les abaques de PASQUILL fournissent une paramétrisation de la dispersion en fonction du niveau de turbulence d'origine thermique mais ils ne permettent pas de distinguer différents niveaux de turbulence d'origine mécanique. Pour prendre en compte ce phénomène, BRIGGS (1973) introduit une paramétrisation légèrement différente.

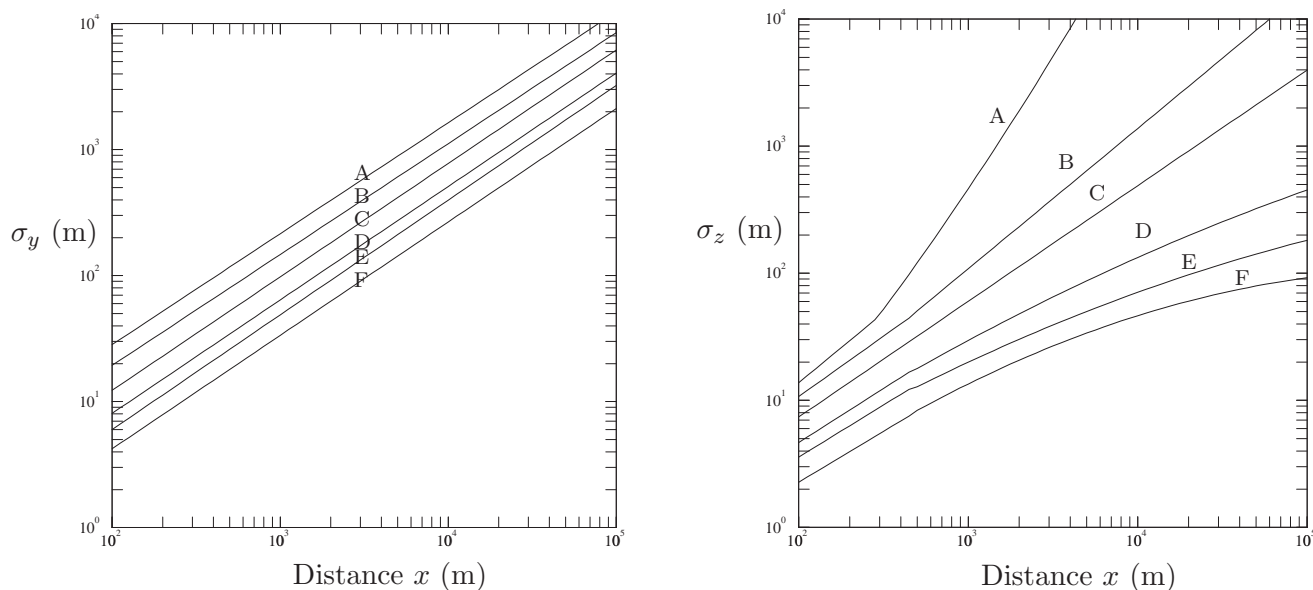
I.3.3.2 Modèle de BRIGGS

À partir d'expériences réalisées à St-Louis (USA), BRIGGS (1973) propose des relations empiriques pour décrire les écarts-types de diffusion sur deux types de sol :

- **Sol rural dégagé**, correspondant à une faible turbulence d'origine mécanique.
- **Sol urbain**, correspondant à une turbulence d'origine mécanique plus importante.

Les valeurs des coefficients σ_i fournis par BRIGGS sont décrites dans le tableau I.3.2.

On peut noter que les comportements asymptotiques de σ_y sont en accord avec la théorie de la diffusion de TAYLOR.

Figure I.3.3 – *Abaques de PASQUILL (d'après TURNER, 1967).*

Classe de stabilité de PASQUILL	σ_y (en m)	σ_z (en m)
dispersion en milieu rural		
A	$0,22 x (1 + 0,0001 x)^{-0,5}$	$0,20 x$
B	$0,16 x (1 + 0,0001 x)^{-0,5}$	$0,12 x$
C	$0,11 x (1 + 0,0001 x)^{-0,5}$	$0,08 x (1 + 0,0002 x)^{-0,5}$
D	$0,08 x (1 + 0,0001 x)^{-0,5}$	$0,06 x (1 + 0,0015 x)^{-0,5}$
E	$0,06 x (1 + 0,0001 x)^{-0,5}$	$0,03 x (1 + 0,0003 x)^{-1}$
F	$0,04 x (1 + 0,0001 x)^{-0,5}$	$0,016 x (1 + 0,0003 x)^{-1}$
dispersion en milieu urbain		
A-B	$0,32 x (1 + 0,0004 x)^{-0,5}$	$0,24 x (1 + 0,001 x)^{0,5}$
C	$0,22 x (1 + 0,0004 x)^{-0,5}$	$0,20 x$
D	$0,16 x (1 + 0,0004 x)^{-0,5}$	$0,14 x (1 + 0,0003 x)^{-0,5}$
E-F	$0,11 x (1 + 0,0004 x)^{-0,5}$	$0,08 x (1 + 0,0015 x)^{-0,5}$

Tableau I.3.2 – *Coefficients de diffusion de BRIGGS (1973) ($100 < x < 10\,000\text{ m}$).*

I.3.4 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons rappelé quelques notions concernant la dispersion turbulente, phénomène qui est à la base de la modélisation de la pollution atmosphérique. Nous avons tout d'abord introduit l'approche eulérienne, qui sera largement utilisée dans la suite de l'étude. Nous nous sommes également intéressés à la théorie statistique de la diffusion. Cela nous a permis de comprendre certains phénomènes et d'introduire la paramétrisation empirique de la diffusion atmosphérique.

Pour étudier les mécanismes de dispersion à l'intérieur de la canopée urbaine, il est possible d'utiliser des outils de modélisation numérique et expérimentale. Dans le chapitre suivant, nous présentons les outils que nous avons mis en œuvre dans le cadre de ce travail.

I.4 Les outils de modélisation

Ce chapitre est consacré à la description des outils de modélisation utilisés au cours de ce travail. Dans un premier temps, nous aborderons la modélisation numérique, avec une présentation de l'approche statistique des équations de NAVIER-STOKES, du modèle $k-\varepsilon$ et des codes de calcul MERCURE et CHENSI. Dans un deuxième temps, nous nous intéresserons à la modélisation de l'atmosphère en soufflerie et nous détaillerons les principes de la similitude, les caractéristiques de la soufflerie de l'École Centrale de Lyon et les techniques de mesure utilisées.

Pour comprendre les processus qui régissent l'écoulement atmosphérique et la dispersion turbulente des polluants, il est nécessaire de pouvoir décrire en détail les caractéristiques des phénomènes observés. La première approche permettant de recueillir des informations est l'expérimentation *in situ*, basée sur des mesures réalisées dans l'atmosphère. De nombreuses techniques ont été développées pour mesurer la vitesse du vent (anémomètres fixes, ballons sondes, radar ST, SODAR, ...) ou les concentrations en polluants (capteurs fixes, DOAS, LIDAR, ...). Ces techniques sont de plus en plus performantes et fournissent des informations qui constituent une base indispensable à l'étude de l'atmosphère et de la pollution. Cependant, la mise en œuvre des expérimentations de terrain est souvent difficile et coûteuse. De plus, les mesures récoltées ne fournissent qu'une représentation discrète de l'atmosphère, à travers quelques points ou profils de mesure. Pour compléter et améliorer la description des phénomènes, il peut alors être intéressant d'utiliser des méthodes de "représentation" ou de modélisation de l'atmosphère. Les deux principales approches sont la modélisation numérique et l'expérimentation en soufflerie.

I.4.1 Modélisation numérique

La modélisation numérique repose sur une résolution approchée des équations du problème par des méthodes d'analyse numérique. Cette approche est aujourd'hui largement répandue dans toutes les disciplines scientifiques et son développement est associé à l'évolution technologique de l'informatique. La simulation numérique de la mécanique des fluides, et en particulier de la turbulence, constitue un problème très complexe, en raison de la non-linéarité des équations de NAVIER-STOKES. Pour traiter le problème de la modélisation des écoulements turbulents, de nombreux modèles ont été développés depuis plusieurs décennies et il convient de distinguer plusieurs catégories.

La Simulation Numérique Directe (DNS) consiste à résoudre les équations de NAVIER-STOKES dans leur forme la plus générale, en considérant toutes les échelles de la turbulence. Cette

méthode est certainement la plus proche d'une résolution exacte mais elle nécessite une résolution spatiale très fine, qui génère des temps de calcul excessivement longs et limite son application à des nombres de REYNOLDS peu élevés. Son usage est donc restreint à des études fondamentales sur les mécanismes de la turbulence.

La simulation des grandes échelles (Large Eddy Simulation ou LES) est basée sur une résolution explicite des grandes structures de la turbulence, couplée à une paramétrisation statistique de l'effet des petites structures. La résolution spatiale du maillage constitue un filtre qui permet de ne modéliser que les tourbillons dont le diamètre est supérieur à la taille de la maille. La contribution des petits tourbillons sur la diffusion de la quantité de mouvement est prise en compte par un modèle de sous-maille (SMAGORINSKY, 1963). Les modèles LES sont particulièrement adaptés à l'étude de la turbulence atmosphérique, pour laquelle ils ont initialement été développés (DEARDORFF, 1970 ; REDELSPERGER et SOMMERIA, 1981). On peut mentionner quelques exemples d'application de la LES à l'étude de la canopée urbaine et de l'écoulement à l'intérieur d'une rue (CA *et al.*, 1995 ; CHABNI *et al.*, 1998). Cependant, la complexité géométrique de ces configurations et la difficulté d'imposer des conditions aux limites réalistes restreignent encore ce type d'application.

L'approche la plus couramment utilisée pour simuler les écoulements turbulents est la modélisation statistique des équations de NAVIER-STOKES (RANS). En effet, dans la plupart des problèmes, il n'est pas nécessaire de calculer l'évolution instationnaire des différentes variables et il suffit de déterminer la valeur moyenne de chacune de ces variables pour un grand nombre de réalisations de l'écoulement. Pour cela, on utilise les équations d'évolution des grandeurs moyennes, obtenues à partir des équations instantanées. En raison de la non-linéarité du problème, des termes de corrélation des fluctuations de vitesse apparaissent dans ces équations. Il est alors nécessaire de paramétrer ces termes à l'aide d'un modèle de turbulence. Plusieurs modèles de turbulence ont été développés pour diverses applications, le plus répandu étant certainement le modèle $k-\varepsilon$. La modélisation statistique est une approche qui ne permet pas de détailler les caractéristiques de la turbulence. Cependant, elle s'avère souvent être un bon outil pour l'étude des champs moyens, en particulier lorsque l'on s'intéresse aux écoulements autour de géométries complexes. De nombreux auteurs ont appliqué ce type de modélisation pour étudier l'écoulement atmosphérique autour d'obstacles (PATERSON et APELT, 1986 ; MURAKAMI et MOCHIDA, 1988 ; ZHANG, 1991 ; HUNTER *et al.*, 1992). C'est pourquoi nous avons retenu cette approche pour étudier la dispersion des polluants dans la canopée urbaine.

I.4.1.1 Modélisation statistique des équations de NAVIER-STOKES

I.4.1.1.1 Équations de conservation

L'étude numérique du mouvement d'un fluide repose sur la résolution des équations classiques de la mécanique des fluides. Ces équations traduisent la conservation des grandeurs qui caractérisent l'écoulement comme la masse volumique ρ , la quantité de mouvement $\rho\mathbf{u}$, l'énergie E ou une quantité scalaire quelconque.

- **Conservation de la masse :**

Le bilan de masse du fluide sur un élément de volume s'écrit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (\text{I.4.1})$$

- **Conservation de la quantité de mouvement :**

L'équation de conservation de la quantité de mouvement est fournie par la relation :

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \nu \left(\Delta \mathbf{u} + \frac{1}{3} \nabla \cdot (\nabla \mathbf{u}) \right) + \mathbf{F} \quad (\text{I.4.2})$$

Le deuxième terme du second membre représente la diffusion de quantité de mouvement par les contraintes visqueuses et \mathbf{F} correspond à la somme des forces volumiques (gravité, force de CORIOLIS, ...).

- **Conservation de l'énergie :**

La conservation de l'énergie totale du fluide E s'écrit :

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho E \mathbf{u}) = -\nabla \cdot (P \mathbf{u}) - \nabla \cdot \mathbf{q} + \nabla \cdot (\boldsymbol{\mathcal{O}} \cdot \mathbf{u}) + \rho \mathbf{F} \cdot \mathbf{u} + \rho \mathcal{H} \quad (\text{I.4.3})$$

Le premier terme du second membre représente la puissance des forces de pression. Le deuxième terme correspond aux transferts de chaleur par conduction, \mathbf{q} représentant le flux de chaleur, relié à la température par la loi de FOURIER $\mathbf{q} = -\lambda \nabla T$. Le troisième terme est la dissipation d'énergie mécanique par frottement visqueux, $\boldsymbol{\mathcal{O}}$ étant le tenseur des contraintes visqueuses. Le quatrième terme correspond à la puissance des forces volumiques. Enfin, \mathcal{H} représente les sources de chaleur dans le fluide. Dans la suite, cette équation sera reformulée pour faire apparaître la température T à la place de l'énergie.

- **Conservation d'un scalaire :**

Si on note c une quantité scalaire (par exemple la concentration d'une espèce transportée par l'écoulement), la conservation de cette espèce au cours du mouvement s'exprime sous la forme :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla c = \nabla \cdot (D \nabla c) + S \quad (\text{I.4.4})$$

où D est le coefficient de diffusion du scalaire et S représente les termes sources.

Les équations précédentes décrivent le comportement instantané des différentes variables. Pour déterminer leur comportement moyen, il est nécessaire de définir un opérateur de moyenne.

I.4.1.1.2 Opérateurs de moyenne

La caractéristique essentielle d'un écoulement turbulent est que chaque observation du même écoulement est différente. Pour pouvoir décrire un tel comportement, il est utile de recourir aux opérateurs statistiques. On définit ainsi la moyenne d'une grandeur G sur l'ensemble des réalisations possibles de l'écoulement par :

$$\overline{G} = \int_{-\infty}^{+\infty} G \cdot P(G) dG \quad (\text{I.4.5})$$

où $P(G)$ est la probabilité que la variable considérée prenne la valeur G . Il est alors possible de décomposer chaque variable comme la somme de sa valeur moyenne et d'une fluctuation par rapport à cette moyenne (décomposition de REYNOLDS) :

$$G = \overline{G} + G' \quad (\text{I.4.6})$$

En appliquant cet opérateur aux équations de conservation, on obtient des relations qui décrivent l'évolution des grandeurs moyennes. Cependant, pour des fluides à masse volumique variable, il est intéressant d'introduire un opérateur de moyenne légèrement différent (moyenne de FAVRE) :

$$\tilde{G} = \frac{\overline{\rho G}}{\bar{\rho}} \quad (\text{I.4.7})$$

Les deux opérateurs deviennent équivalents pour un fluide incompressible. Nous allons appliquer ces opérateurs aux équations I.4.1 à I.4.4. Pour la masse volumique ρ et la pression P , nous emploierons une décomposition de REYNOLDS ; pour les autres variables, nous utiliserons la moyenne de FAVRE.

I.4.1.1.3 Équations moyennées

Les équations de conservation moyennées s'écrivent :

- **Conservation de la masse :**

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}}) = 0 \quad (\text{I.4.8})$$

- **Conservation de la quantité de mouvement :**

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{u}}}{\partial t} + \tilde{\mathbf{u}} \cdot \nabla \tilde{\mathbf{u}} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \nabla \bar{P} + \nu \left(\Delta \tilde{\mathbf{u}} + \frac{1}{3} \nabla \cdot (\nabla \tilde{\mathbf{u}}) \right) - \frac{1}{\bar{\rho}} \nabla \cdot \mathbb{T} + \tilde{\mathbf{F}} \quad (\text{I.4.9})$$

où \mathbb{T} est le tenseur des contraintes de REYNOLDS $\mathbb{T}_{ij} = \widetilde{\bar{\rho} u'_i u'_j}$.

- **Conservation de l'énergie :**

$$\bar{\rho} C_p \left(\frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} + \tilde{\mathbf{u}} \cdot \nabla \tilde{T} \right) = \tilde{\alpha} \tilde{T} \left(\frac{\partial \bar{P}}{\partial t} + \tilde{\mathbf{u}} \cdot \nabla \bar{P} \right) + \nabla \cdot (\lambda \nabla \tilde{T}) - \bar{\rho} \nabla \cdot \widetilde{\mathbf{u}' T'} + \tilde{\rho} \tilde{\mathcal{H}} \quad (\text{I.4.10})$$

où α est le coefficient de dilatation à pression constante.

- **Conservation d'un scalaire :**

$$\frac{\partial \tilde{c}}{\partial t} + \tilde{\mathbf{u}} \cdot \nabla \tilde{c} = D \Delta \tilde{c} - \nabla \cdot \widetilde{\mathbf{u}' c'} + \tilde{S} \quad (\text{I.4.11})$$

Ces équations font intervenir des flux turbulents définis par les corrélations $\widetilde{u'_i u'_j}$, $\widetilde{\mathbf{u}' T'}$ et $\widetilde{\mathbf{u}' c'}$. Pour résoudre le système, il est nécessaire d'exprimer ces quantités en fonction de variables connues à l'aide d'un modèle de fermeture.

I.4.1.1.4 Modèle de fermeture

L'approche la plus simple pour exprimer les flux turbulents est de faire une hypothèse de fermeture au premier ordre, c'est-à-dire de relier chaque corrélation au gradient de la quantité moyenne (BOUSSINESQ, 1897). Ainsi, les composantes du tenseur de REYNOLDS peuvent s'exprimer en fonction des gradients de vitesse moyenne :

$$-\mathbb{T}_{ij} = -\widetilde{\bar{\rho} u'_i u'_j} = \bar{\rho} K_m \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \bar{\rho} \delta_{ij} k \quad (\text{I.4.12})$$

K_m est le coefficient de diffusivité turbulente de la quantité de mouvement, généralement appelé *viscosité turbulente*. k représente l'énergie cinétique turbulente, définie par :

$$k = \frac{1}{2} \widetilde{u_i u_i} \quad (\text{I.4.13})$$

Les corrélations intervenant dans les équations de conservation de la température et des scalaires peuvent être évaluées de manière analogue :

$$\widetilde{\mathbf{u}' T'} = -\frac{K_m}{Pr_t} \nabla \tilde{T} \quad \text{où } Pr_t \text{ est le nombre de PRANDTL turbulent.} \quad (\text{I.4.14})$$

$$\widetilde{\mathbf{u}'c'} = -\frac{K_m}{Sc_t} \nabla \widetilde{c} \quad \text{où } Sc_t \text{ est le nombre de SCHMIDT turbulent.} \quad (\text{I.4.15})$$

On suppose que Pr_t et Sc_t sont constants dans tout l'écoulement.

Les équations I.4.12, I.4.14 et I.4.15 permettent de reporter l'indétermination sur la quantité K_m . Pour évaluer cette variable, nous allons faire appel à un modèle de turbulence de type k - ε (LAUNDER et SPALDING, 1972), très largement appliqué dans de nombreux domaines de la mécanique des fluides. D'autres modèles de turbulence peuvent être utilisés pour des applications particulières, comme par exemple les modèles k - ε bas-REYNOLDS (PATEL *et al.*, 1985) ou les modélisations algébriques des tensions de REYNOLDS (RODI, 1976). Le modèle k - ε est basé sur une relation entre la viscosité turbulente, l'énergie cinétique turbulente et sa dissipation ε :

$$K_m = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{I.4.16})$$

k et ε sont finalement décrits par deux équations de transport :

- **Conservation de l'énergie cinétique turbulente :**

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \widetilde{\mathbf{u}} \cdot \nabla k = \nabla \cdot \left[\left(\nu + \frac{K_m}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] - \mathbb{T} \cdot \nabla \widetilde{\mathbf{u}} + \mathcal{P}_k - \varepsilon \quad (\text{I.4.17})$$

- **Conservation de la dissipation d'énergie turbulente :**

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \widetilde{\mathbf{u}} \cdot \nabla \varepsilon = \nabla \cdot \left[\left(\nu + \frac{K_m}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \mathbb{T} \cdot \nabla \widetilde{\mathbf{u}} + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \mathcal{P}_k - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{I.4.18})$$

où \mathcal{P}_k représente le terme de production d'énergie turbulente, liée par exemple à la flottabilité de l'écoulement. Différentes constantes interviennent dans ces équations. Leurs valeurs ont été ajustées expérimentalement sur plusieurs types d'écoulements et sont fournies dans le tableau I.4.1.

C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε
0,09	1,44	1,92	1,0	1,3

Tableau I.4.1 – Constantes du modèle k - ε standard.

Pour résoudre numériquement le système d'équations précédentes, nous avons essentiellement utilisé le code de calcul *MERCURE*. Nous avons également effectué quelques simulations de comparaison avec le modèle *CHENSI*. Il est donc intéressant de présenter les principales caractéristiques de ces deux modèles.

I.4.1.2 Le modèle *MERCURE*

MERCURE (CARISSIMO *et al.*, 1995) est un outil de simulation des écoulements atmosphériques développé par le Groupe "Environnement et Climat" de la Direction des Études et Recherches d'EDF. Il s'agit d'une version périphérique du code *ESTET* (MATTEI et SIMONIN, 1992 ; MATTEI et RUPP, 1993), mis au point par le Laboratoire National d'Hydraulique.

I.4.1.2.1 Le noyau *ESTET*

ESTET est un code de calcul qui résout les équations moyennées de la mécanique des fluides (équations I.4.8 à I.4.11) pour des écoulements laminaires ou turbulents, en régime transitoire et permanent, dans des domaines bidimensionnels ou tridimensionnels. Le calcul est réalisé à l'aide d'un schéma de type différences finies et volumes finis sur un maillage structuré à grilles décalées, en coordonnées cartésiennes ou curvilignes. Sur les nœuds de la première grille sont localisées les variables de vitesse, de turbulence ainsi que les quantités scalaires transportées en différences finies par la méthode des caractéristiques. Les nœuds de la deuxième grille sont situés au centre des mailles de la grille "vitesse". Sur ces nœuds sont localisées la pression et les différentes variables transportées en volumes finis.

La résolution temporelle est effectuée par la méthode des pas fractionnaires, dans laquelle chaque pas de temps est décomposé en quatre étapes : advection, diffusion, forçage externe et pression-continuité. Pour plus de détails sur les schémas utilisés à chaque étape, on se reportera à la documentation technique d'*ESTET*.

I.4.1.2.2 Le modèle périphérique *MERCURE*

Le code *MERCURE* est une adaptation du code *ESTET* pour la simulation des écoulements atmosphériques. Les équations sont résolues avec les méthodes et les algorithmes du noyau *ESTET* et un certain nombre de phénomènes spécifiques à l'atmosphère sont pris en compte. En particulier, *MERCURE* permet de traiter :

- **Les effets du relief et des obstacles** : Un maillage en "coordonnées suivant le terrain" permet de modéliser l'écoulement sur un relief quelconque (SOUFFLAND, 1985). Pour traiter des obstacles, des frontières peuvent être définies à l'intérieur du maillage.
- **Les effets du sol** : D'un point de vue aérodynamique, une loi de paroi rugueuse est introduite dans le modèle pour reproduire le comportement de la couche limite atmosphérique. Les flux de chaleur et la vitesse de frottement sont déterminés à partir du modèle de LOUIS (1979).
- **La turbulence atmosphérique** : Les constantes du modèle $k-\varepsilon$ peuvent être modifiées pour tenir compte des particularités de la turbulence atmosphérique (BUTY, 1988). On utilise alors les valeurs préconisées par DUYNKERKE (1988).
- **Les effets thermiques et radiatifs** : Il est possible de remplacer la température par la température potentielle dans l'équation de transport de l'énergie. Un terme de flottabilité est également introduit dans les différentes équations de conservation. De plus, une paramétrisation détaillée du bilan radiatif a été intégrée dans le modèle (MUSSON-GENON, 1993 ; MUSSON-GENON, 1994).
- **Les phénomènes à grande échelle** : Le modèle *MERCURE* permet d'intégrer des conditions de forçage à grande échelle. Pour résoudre les équations du mouvement, on soustrait à ces équations l'équilibre géostrophique, lié à la force de CORIOLIS.

Compte tenu de l'échelle caractéristique des phénomènes étudiés au cours de notre travail, la plupart de ces options n'ont pas été activées. La seule différence entre le code *MERCURE*, tel que nous l'avons utilisé, et le code *ESTET* a été la prise en compte d'une loi de paroi rugueuse. Dans la suite de ce travail, nous emploierons cependant la dénomination *MERCURE* pour définir cet outil.

I.4.1.3 Le modèle CHENSI

Le modèle *CHENSI* a été développé par l'équipe Environnement du Laboratoire de Mécanique des Fluides de l'École Centrale de Nantes (LEVI ALVARES, 1993 ; SINI *et al.*, 1996). Il s'agit d'un code numérique tridimensionnel de résolution des équations de NAVIER-STOKES moyennées, basé sur la méthode M.A.C. (HIRT *et al.*, 1975). Un schéma de type volumes finis est appliqué sur un maillage décalé. Chaque composante de la vitesse est localisée au centre d'une face, tandis que les variables scalaires sont calculées au centre de la maille. La résolution temporelle est explicite en temps.

CHENSI est adapté à l'étude de la canopée urbaine, mais n'intègre pas les phénomènes météorologiques. Une loi de paroi rugueuse est appliquée sur les frontières solides. L'utilisation de la température potentielle permet de prendre en compte les effets thermiques associés aux flux de chaleur sur les parois des bâtiments.

I.4.2 Modélisation expérimentale en soufflerie

La modélisation expérimentale en soufflerie constitue un outil indispensable dans de nombreux domaines de la mécanique des fluides. En s'appuyant sur la notion de *similitude*, elle permet d'étudier les phénomènes physiques réels sur des maquettes à une échelle différente de la réalité. L'intérêt est de pouvoir ramener un problème complexe à l'échelle et dans les conditions d'un laboratoire, et donc de pouvoir disposer de moyens d'investigation et de mesure performants. Elle permet également de prendre en compte des configurations géométriques très détaillées, qu'il est encore difficile de modéliser numériquement.

Pour ces différentes raisons, la simulation en soufflerie présente un intérêt particulier pour l'étude de l'atmosphère. L'écoulement et la dispersion sur des sites complexes de plusieurs kilomètres (sites industriels, zones urbaines, ...) peuvent être reproduits sur des maquettes de quelques mètres représentant les moindres détails. La soufflerie constitue alors un moyen d'analyse des processus turbulents instationnaires et permet d'étudier des phénomènes tels que la dispersion des polluants ou le comportement des contraintes du vent sur les bâtiments ou les ouvrages d'art.

I.4.2.1 Éléments de similitude

La modélisation expérimentale de l'atmosphère en soufflerie repose sur la notion de similitude. La similitude consiste à reproduire le comportement d'un écoulement en modifiant les échelles caractéristiques des paramètres tout en conservant les phénomènes physiques mis en jeu. On modifie en particulier l'échelle de longueur pour pouvoir reproduire des phénomènes atmosphériques sur une maquette de taille réduite.

L'écriture de l'équation de NAVIER-STOKES adimensionnée (équation I.2.2) fait intervenir une série de nombres caractéristiques qui expriment l'importance relative des différents phénomènes physiques. Si l'on modifie les échelles caractéristiques (longueur, vitesse, ...) de façon à ce que ces nombres restent inchangés, on constate que la solution de l'équation est identique. La reproduction à échelle réduite d'un écoulement doit donc garantir que les nombres sans dimension sont conservés par le changement d'échelle.

Malheureusement, dans la plupart des cas, il est impossible de satisfaire cette condition simultanément pour les différents paramètres. On choisit alors de reproduire en priorité les phénomènes prépondérants. Nous avons montré au chapitre I.2 que les effets liés au nombre de ROSSBY pouvaient être négligés à l'échelle locale. Par nature, le nombre d'EULER se conserve lors d'un changement d'échelle, car les variations de pression sont directement liées aux variations

de vitesse. La conservation du nombre de FROUDE sera importante pour l'étude des écoulements sur un relief ou pour la prise en compte des effets thermiques (SNYDER, 1981). Finalement, lorsque l'on s'intéresse à la modélisation de la dispersion atmosphérique de substances passives en atmosphère neutre au sein de la couche limite de surface, le seul paramètre à conserver pour garantir la similitude est le nombre de REYNOLDS Re . Les grandeurs caractéristiques correspondantes sont alors l'échelle de longueur, l'échelle de vitesse et la viscosité cinématique du fluide utilisé¹.

La similitude exacte sur le nombre de REYNOLDS est cependant impossible pour des écoulements atmosphériques. En effet, le rapport des échelles de longueur entre la réalité et la maquette est généralement compris entre 100 et 10 000. Étant donné que le rapport des échelles de vitesse reste de l'ordre de 1 et que le rapport des viscosités cinématiques est limité à 15 si l'on utilise de l'eau à la place de l'air, il est impossible de conserver le nombre de REYNOLDS. Les valeurs de Re obtenues en soufflerie sont généralement inférieures de plusieurs ordres de grandeur à celles observées dans l'atmosphère.

Cette similitude partielle est cependant compatible avec l'étude de la dispersion turbulente. En effet, la variation du nombre de REYNOLDS dans un écoulement turbulent affecte principalement la taille des plus petites structures. On peut ainsi montrer (CORRSIN, 1963) que l'échelle de KOLMOGOROV η est d'autant plus fine que Re est grand :

$$\eta = I Re^{-3/4} \quad \text{où } I \text{ est l'échelle de longueur intégrale.} \quad (\text{I.4.19})$$

La modélisation en soufflerie a donc pour effet de tronquer les nombres d'onde élevés du spectre de la turbulence. Or nous avons montré, au chapitre I.3, que ces nombres d'onde contribuent très peu à la dispersion turbulente d'une bouffée de traceur passif (cf. figure I.3.1). La similitude partielle sur le nombre de REYNOLDS a donc peu d'effet sur l'étude du champ moyen de concentration. Par contre, la troncature du spectre et l'atténuation des petites structures peut altérer sensiblement l'étude des fluctuations de concentration².

La similitude suppose que l'on s'intéresse non seulement à l'écoulement mais également aux conditions limites. En effet, l'étude de la couche limite atmosphérique implique une prise en compte précise des parois en soufflerie. Dans l'atmosphère, nous avons vu que le sol peut être considéré comme une paroi aérodynamiquement rugueuse. Cette propriété entraîne que les caractéristiques de la couche limite sont indépendantes du nombre de REYNOLDS. Par conséquent, pour garantir la similitude en soufflerie, la seule contrainte à vérifier est que la couche limite reste aérodynamiquement rugueuse, ce qui suppose que la dimension ϵ des éléments de rugosité, liée au paramètre z_0 , reste supérieure à l'épaisseur de la sous-couche visqueuse (NIKURADSE, 1933) :

$$\frac{\epsilon u_*}{\nu} > 20 \quad (\text{en fait entre 5 et 70}) \quad (\text{I.4.20})$$

Or, cette condition n'est pas nécessairement vérifiée dans la mesure où la modification de Re affecte l'échelle de KOLMOGOROV et donc l'épaisseur de la sous-couche visqueuse. Pour garantir ce critère, on peut donc être amené en soufflerie à exagérer la rugosité des parois. En présence d'obstacles, il faut seulement s'assurer que la longueur de rugosité est petite devant la hauteur de ces obstacles, soit $H/\epsilon > 30$ (SNYDER, 1981). En admettant que $u_* \sim 0.05 U_\infty$, cela fournit la condition :

$$\frac{H U_\infty}{\nu} > 12\,000 \quad (\text{I.4.21})$$

1. On peut remplacer l'air par de l'eau dans les veines hydrauliques, mais il est alors difficile pour des raisons techniques d'atteindre des vitesses très élevées.

2. Il faut noter que la similitude approchée sur le nombre de REYNOLDS permet de négliger la similitude sur le nombre de SCHMIDT. On considère en effet que l'erreur commise sur la diffusivité moléculaire affecte uniquement la partie supérieure du spectre de concentration.

Ceci n'est qu'un ordre de grandeur mais il semble assez bien confirmé par l'expérience. Une relation similaire, basée sur les résultats de GOLDEN (1961), est souvent utilisée :

$$\frac{HU_H}{\nu} > 11\,000 \quad (\text{I.4.22})$$

où U_H est la vitesse à la hauteur H .

I.4.2.2 Description de la soufflerie

La soufflerie atmosphérique de l'École Centrale de Lyon a été construite en collaboration avec EDF (CHARPENTIER, 1967 ; MERY, 1969 ; CHARPENTIER *et al.*, 1986) pour étudier les écoulements dans la couche limite de surface. Il s'agit d'une soufflerie à retour (figure I.4.1) dont les dimensions extérieures sont 24 m (long.) \times 7,35 m (haut.) \times 7,2 m (larg.). Le circuit aérodynamique est constitué d'un ventilateur axial permettant de faire varier continûment la vitesse entre 0,5 et 10 m/s, d'un divergent, d'une chambre de tranquillisation, d'un convergent qui a pour effet de stabiliser l'écoulement et d'équilibrer les différentes composantes de la turbulence, d'une veine d'essai et d'un système d'échangeurs thermiques "chaud" et "froid" permettant de réguler la température à $\pm 0,5^\circ\text{C}$.

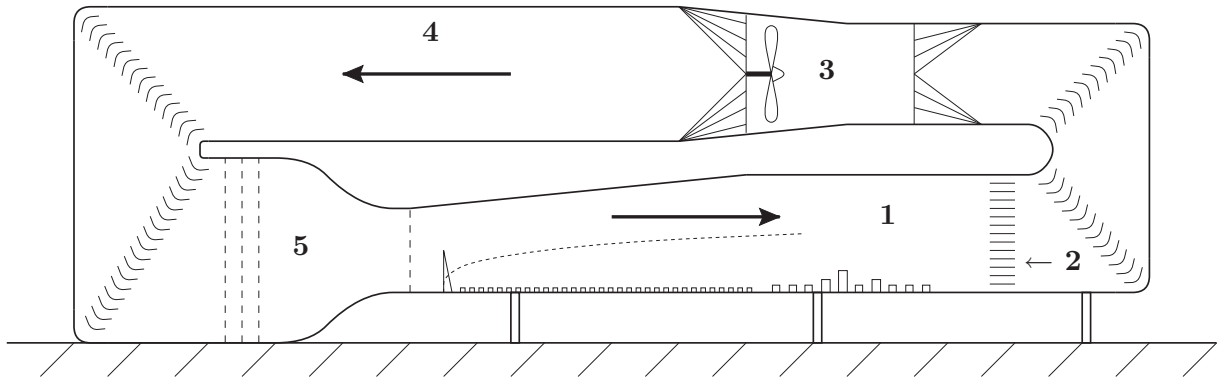


Figure I.4.1 – Soufflerie atmosphérique de l'École Centrale de Lyon, avec : 1 veine d'essai ; 2 échangeur thermique ; 3 ventilateur ; 4 divergent ; 5 chambre de tranquillisation, convergent et grille de turbulence.

Les dimensions de la veine d'essai sont de 14 m (long.) \times 2,5 m (haut.) \times 3,7 m (larg.). À la sortie du convergent et à l'entrée de la veine, une grille permet de créer une turbulence homogène. Les huit premiers mètres de la veine sont consacrés à l'établissement de la couche limite. Le développement naturel d'une couche limite sur un sol rugueux nécessite des distances importantes avant d'obtenir une épaisseur significative. Malheureusement, la longueur, même importante, de la soufflerie ne permet pas d'atteindre l'épaisseur caractéristique d'une couche limite atmosphérique. Il est alors possible d'épaissir artificiellement la couche à l'aide de systèmes de déclenchement (KLEBANOFF et DIEHL, 1952). Ces systèmes sont constitués de générateurs de tourbillons, placés à l'entrée de la veine d'essai, qui reproduisent les grandes échelles de la turbulence. Des éléments de rugosité, répartis en paroi sur une longueur de quelques mètres, définissent la partie basse du profil de vitesse. Pour simuler des couches limites atmosphériques, deux types de générateurs de tourbillons sont principalement utilisés : les ailerons de COUNIHAN (1969) et les "spires" d'IRWIN (1981).

Au cours de cette étude, nous avons été amenés à simuler deux couches limites de caractéristiques différentes. La première est représentative d'un sol peu rugueux tandis que la

seconde correspond à un sol urbain de rugosité importante. Les caractéristiques de ces deux couches sont décrites dans le tableau I.4.2. La description détaillée de ces couches limites est fournie en annexe C.

	Générateur de tourbillons	Éléments de rugosité	Épaisseur de la couche	Rugosité z_0
CL peu rugueuse	COUNIHAN	Écrous M6	500 mm	$7,5 \cdot 10^{-5} \text{m}$
CL fortement rugueuse	IRWIN	Cubes de 5 cm	900 mm	$2,7 \cdot 10^{-3} \text{m}$

Tableau I.4.2 – *Caractéristiques des couches limites utilisées. L'épaisseur de la couche limite est fournie à l'emplacement de la maquette étudiée.*

Pour modéliser des configurations de rues et de quartiers en soufflerie, nous avons utilisé une échelle au $1/200^{\circ}$. La taille des obstacles employés pour modéliser les bâtiments est de 10 cm, ce qui correspond à des bâtiments mesurant dans la réalité 20 mètres. Ce rapport d'échelle satisfait les critères de similitude décrits précédemment.

L'étude de la dispersion à l'intérieur des rues suppose que l'on reproduise l'émission due à la circulation automobile. On considère généralement que cette émission peut être assimilée à une source linéique uniforme placée au niveau du sol. La principale difficulté, pour reproduire expérimentalement ce type de source, est de garantir une homogénéité de l'émission sur toute sa longueur, sans trop perturber l'écoulement. Pour cela, nous avons utilisé une technique proposée par MERONEY *et al.* (1996). Le principe est basé sur une série de tubes capillaires placés côte à côte (cf. figure I.4.2), dont la perte de charge est suffisante pour garantir l'uniformité de l'émission. Les tubes sont distants de 5 mm et mesurent 0,25 mm de diamètre pour 30 mm de longueur. La partie inférieure des tubes pénètre dans une chambre d'uniformisation qui est alimentée en gaz traceur à ses deux extrémités. Une plaque fixée au-dessus des tubes permet de limiter la perturbation de l'écoulement liée à la quantité de mouvement transportée par les micro-jets, et simule également l'obstacle formé par la file de véhicules. Des essais de qualification ont permis de vérifier l'homogénéité de l'émission en mesurant la concentration en aval de la source.

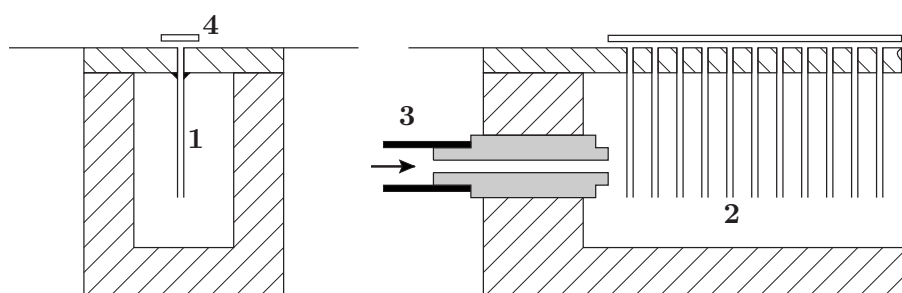


Figure I.4.2 – *Schéma de principe de la source linéique de gaz traceur, avec : 1 Tubes capillaires ; 2 Chambre d'homogénéisation ; 3 Tuyau d'alimentation ; 4 Plaque pour limiter l'impact des jets.*

I.4.2.3 Techniques de mesure

L'étude expérimentale de la dispersion dans les écoulements turbulents nécessite la mesure instantanée de la vitesse et de la concentration du traceur rejeté. Différentes techniques ont été utilisées au cours de ce travail de recherche. Pour mesurer la vitesse, nous avons utilisé un anémomètre à fil chaud à température constante et un anémomètre laser à effet DOPPLER. Pour mesurer la concentration, nous avons eu recours à un détecteur à ionisation de flamme.

Ces appareils permettent des mesures quasi-ponctuelles, au regard de la taille des phénomènes considérés. Pour réaliser des mesures en différents points, la soufflerie est équipée d'un chariot de mesure permettant des déplacements dans les trois directions avec une précision de l'ordre du dixième de millimètre. Ce chariot a été conçu pour supporter les différentes instrumentations ; c'est pourquoi sa structure métallique est importante et provoque un blocage aérodynamique de la veine d'essai qui peut s'avérer non négligeable (ISNARD, 1999).

I.4.2.3.1 Anémométrie à fil chaud

L'anémométrie à fil chaud permet de mesurer les vitesses moyenne et turbulente d'un écoulement. Le principe de cette méthode (COMTE-BELLOT, 1976 ; BRUUN, 1995) repose sur le refroidissement par convection forcée d'un fil très fin (1 à 5 μm) et court (0,3 à 1 mm) chauffé par effet JOULE. La température du fil, et donc sa résistance électrique, dépend de la vitesse locale du fluide. La mesure des caractéristiques électriques du fil fournit alors directement la composante de la vitesse normale au fil (loi de KING, 1914). L'utilisation de plusieurs fils croisés permet de retrouver deux ou trois composantes de la vitesse.

Le fil chaud permet d'obtenir une mesure en continu de la vitesse avec un temps de réponse très court, qui donne accès à des informations sur la turbulence. Par contre, c'est une technique intrusive, relativement fragile et qui ne permet pas de déterminer le sens de la vitesse – à moins d'utiliser des sondes dites "pulsées".

I.4.2.3.2 Anémométrie Laser à effet DOPPLER (LDA)

L'Anémométrie Laser à effet DOPPLER est une méthode optique de mesure de la vitesse de particules d'aérosols transportées par l'écoulement (BUCHHAVE *et al.*, 1979). En focalisant, au niveau du point de mesure, deux faisceaux laser déphasés à l'aide d'une cellule de BRAGG, on obtient une série de franges d'interférence dans le volume défini par l'intersection des deux faisceaux. En modulant le déphasage avec une fonction périodique, les franges défilent dans le volume de mesure. Lorsqu'une particule traverse ce volume, elle réfléchit la lumière selon une fréquence qui dépend de sa vitesse dans la direction perpendiculaire aux franges et de la vitesse de défilement des franges. La mesure de l'intensité lumineuse réfléchie permet, après un traitement du signal par transformée de FOURIER, de calculer la vitesse et le sens de la particule. En associant plusieurs systèmes analogues, orientés selon des directions différentes et utilisant d'autres longueurs d'onde, il est possible de mesurer simultanément les différentes composantes de la vitesse.

Les particules utilisées doivent être suffisamment petites pour avoir un temps de réponse faible par rapport aux mouvements du fluide, mais doivent également être suffisamment grosses pour pouvoir réfléchir convenablement la lumière. Des particules d'huile d'olive de 1 μm semblent constituer un bon compromis.

L'anémomètre LDA est une technique optique non intrusive qui est bien adaptée à la mesure de vitesse dans des écoulements perturbés sans direction privilégiée. Cependant, il ne fournit pas un signal continu, ce qui complique l'analyse du spectre de turbulence. Des techniques numériques ont été développées pour reconstituer un spectre à partir d'un échantillonnage aléatoire mais elles nécessitent des moyens de calcul importants.

I.4.2.3.3 Détecteur à Ionisation de Flamme (FID)

Le Détecteur à Ionisation de Flamme permet de mesurer la concentration en composés carbonés présents dans l'air. Le principe de la mesure est basé sur la formation d'ions lors de la combustion des hydrocarbures. La quantité d'ions produite est proportionnelle à la concentration en atomes de carbone.

Pour réaliser une mesure, on émet comme gaz traceur au niveau de la source un hydrocarbure gazeux. Nous avons choisi l'éthane (C_2H_6) car sa densité par rapport à l'air ($\simeq 1,04$) est proche de 1. L'air contenant l'éthane est aspiré en continu au niveau du point de mesure, à l'aide d'un tube capillaire pour ne pas perturber l'écoulement. Le mélange est alors injecté dans une flamme non carbonée (flamme d'hydrogène) et les ions produits sont collectés au niveau d'une électrode. Le courant induit est directement proportionnel à la concentration en éthane dans l'air.

La longueur du tube capillaire détermine la réponse en fréquence du capteur. Pour un tube d'une trentaine de centimètres, la fréquence de coupure du FID est d'environ 100 Hz.

I.4.3 Conclusion

Les outils de modélisation numérique et expérimentale, présentés au cours de ce chapitre, permettent de simuler en détail l'écoulement et la dispersion des polluants dans la canopée urbaine. L'objectif de notre travail n'est certainement pas de comparer ces deux approches et de déterminer laquelle serait la mieux adaptée pour étudier l'écoulement et la dispersion à l'échelle locale. Il s'agit plutôt d'exploiter leurs caractéristiques complémentaires pour modéliser le plus précisément possible ces différents phénomènes.

Dans le dernier chapitre de cette première partie, nous allons maintenant présenter notre démarche de travail et le cadre d'utilisation de ces outils.

I.5 Présentation générale de l'étude

Le but principal de ce projet de recherche est de développer des outils pratiques de modélisation de la dispersion des polluants atmosphériques en milieu urbain, à l'échelle des quartiers et des rues, en s'appuyant sur le concept de rue-canyon. Au cours de ce chapitre, nous rappelons tout d'abord la problématique de la modélisation de la pollution à l'échelle locale et nous définissons la notion de rue-canyon. Les principaux modèles du type rue-canyon sont ensuite décrits, afin d'identifier leurs caractéristiques et leurs limitations. Enfin, nous présentons les objectifs de notre travail, la démarche que nous avons adoptée et les différentes parties de l'étude.

I.5.1 La problématique

I.5.1.1 La pollution à l'échelle locale

De nombreux problèmes relatifs à la pollution atmosphérique dans les grandes agglomérations dépendent des phénomènes de transport dans la canopée urbaine, à l'intérieur des quartiers et des rues. Les polluants d'origine automobile sont émis par le trafic à l'intérieur des rues, et sont directement inhalés par les piétons ou par les habitants des immeubles voisins. Les capteurs de la pollution sont souvent situés à l'intérieur des rues ou à proximité des intersections et les concentrations qu'ils mesurent dépendent fortement des conditions locales.

Il est donc essentiel de comprendre et de modéliser les mécanismes de transport et de dispersion des polluants dans la canopée urbaine, afin de pouvoir évaluer l'exposition des personnes par des cartographies détaillées de la pollution, évaluer la représentativité des capteurs et déterminer le choix des sites de mesure, ou estimer l'impact d'un aménagement local tel que la modification du trafic dans une rue (position des voies, débit de véhicules, vitesse), la construction d'un bâtiment ou l'implantation d'arbres.

I.5.1.2 Le besoin de modélisations simplifiées

Pour analyser les conséquences de la pollution atmosphérique, il est souvent nécessaire de simuler de nombreux scénarios, en étudiant l'influence de paramètres tels que les conditions météorologiques ou la nature des émissions. Les organismes chargés de ce type d'études ont besoin de solutions rapides et faciles à mettre en œuvre pour des applications courantes ; or ils ont généralement peu de temps pour réaliser ces études et ils disposent rarement de moyens informatiques très puissants. Pour répondre à leur besoin, il est donc nécessaire de développer des outils de modélisation simples, pratiques et peu coûteux en temps de calcul. De tels modèles doivent cependant pouvoir fournir des résultats précis et fiables et doivent être adaptés aux bases de données existantes.

La conception de modèles simples nécessite des hypothèses simplificatrices sur la nature générale des mécanismes physiques. Des approches théoriques ou empiriques sont utilisées pour

paramétrer les phénomènes. Ces modélisations sont donc très spécifiques et leur application est limitée à un problème donné. Cependant, parce qu'elles constituent souvent le moyen d'étude le plus répandu et le plus couramment utilisé, il est important que la recherche contribue à leur développement.

I.5.2 Introduction à l'approche rue-canyon

Pour traiter le problème de la dispersion des polluants au sein de la canopée urbaine, l'approche aujourd'hui la plus répandue s'appuie sur le concept de rue-canyon.

I.5.2.1 Le concept de rue-canyon

La dispersion des polluants en milieu urbain dépend, entre autres, de la géométrie de la canopée urbaine. Cette géométrie est très complexe et chaque détail (arbres, cheminées, balcons, ...) joue un rôle dans la dispersion de la pollution. Cependant, pour comprendre et modéliser les principaux phénomènes qui gouvernent cette dispersion, il est nécessaire de simplifier la géométrie que l'on considère et d'en faire une représentation schématisée.

Pour cela, on introduit le concept de *rue-canyon* qui consiste à utiliser, pour représenter une ville, la forme élémentaire qu'est la rue. Comme il n'est pas possible de tenir compte de tous les détails, chaque rue est schématisée par une cavité rectangulaire ouverte au sommet et délimitée sur les côtés par deux bâtiments (cf. figure I.5.1). La ville apparaît alors comme un réseau de tronçons de rues rectilignes connectés au niveau des intersections.

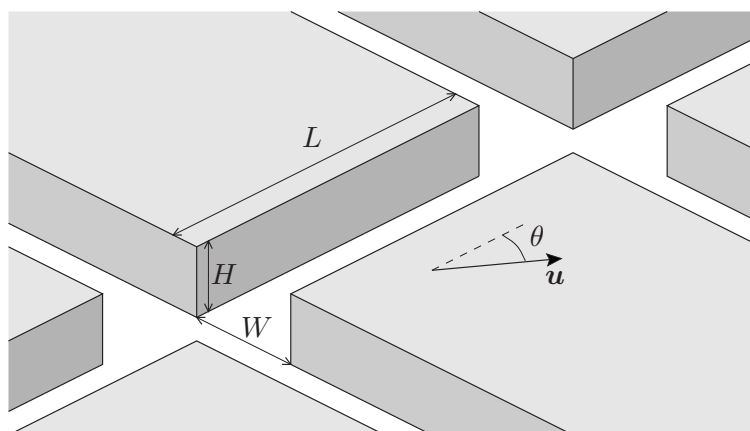


Figure I.5.1 – Définition du concept de rue-canyon.

L'approche rue-canyon est très intéressante lorsque l'on étudie la dispersion des polluants émis par la circulation automobile. En effet, la rue constitue alors à la fois le lieu où les polluants sont émis par les véhicules qui y circulent et le lieu où la pollution est ressentie et respirée par les personnes qui s'y trouvent. La forme géométrique de la rue favorise le développement d'écoulements de recirculation qui retardent la dispersion des polluants vers l'extérieur. La compréhension des phénomènes de transfert des polluants de la rue vers l'atmosphère est donc essentielle pour prévoir les niveaux de concentration aussi bien à l'intérieur qu'à l'extérieur de la rue.

L'utilisation du concept de rue-canyon suppose bien évidemment la présence de rues aux formes bien marquées. Cette approche s'appliquera donc aux quartiers denses de centre-ville ; pour les quartiers périphériques pavillonnaires, d'autres types de modèles devront être utilisés, fondés par exemple sur la notion élémentaire de bâtiment ou d'obstacle.

I.5.2.2 Les principaux modèles utilisés

Diverses méthodes de modélisations ont été utilisées pour étudier l'écoulement et la dispersion à l'intérieur des rues. Des codes de calcul numérique de mécanique des fluides, couplés à une résolution eulérienne ou lagrangienne (modèles stochastiques) de la diffusion, ont été mis en œuvre principalement comme outils de recherche (SIEVERS et ZDUNKOWSKI, 1986 ; MORIGUCHI et UEHARA, 1993 ; LEE et PARK, 1994 ; JOHNSON et HUNTER, 1995 ; KAMENETSKY et VIERU, 1995 ; CHABNI *et al.*, 1998 ; HASSAN et CROWTHER, 1998a). Pour des applications courantes, plusieurs modèles pratiques ont été développés à partir de l'approche rue-canyon.

I.5.2.2.1 Le modèle STREET

Le modèle STREET (JOHNSON *et al.*, 1973) est, avec le modèle de HOTCHKISS et HARLOW, l'un des modèles rue-canyon les plus anciens. Il repose sur une paramétrisation empirique définie à partir d'expériences réalisées dans des rues de San Jose et St-Louis (USA). La concentration dans la rue est calculée comme la somme de la contribution des sources extérieures et de la contribution des sources situées à l'intérieur :

$$\bar{c}_{rue} = \bar{c}_{ext} + \bar{c}_{int} \quad (I.5.1)$$

Pour exprimer la concentration \bar{c}_{int} lorsque le vent est plus ou moins perpendiculaire à la rue ($\theta > 30^\circ$), deux relations différentes sont utilisées, suivant que l'on s'intéresse au côté amont ou aval de la rue :

$$\bar{c}_{int} = \frac{\alpha}{U_H + U_s} \sum_i \frac{q_i}{\sqrt{x_i^2 + z^2 + h_0}} \quad \text{sur la face amont} \quad (I.5.2)$$

$$\bar{c}_{int} = \frac{\alpha}{U_H + U_s} \frac{H - z}{H} \sum_i \frac{q_i}{W} \quad \text{sur la face aval} \quad (I.5.3)$$

où

- q_i est le débit linéique de polluants pour la $i^{\text{ème}}$ voie de circulation ;
- U_H est la vitesse du vent au niveau des toits ;
- $U_s \simeq 0.5$ m/s permet de prendre en compte la vitesse induite par le déplacement des véhicules ;
- H et W sont la hauteur et la largeur de la rue ;
- x_i et z sont les positions relatives du récepteur par rapport à la source i (cf. figure I.5.2-b) ;
- $h_0 \simeq 2$ m permet de prendre en compte le mélange initial dû au mouvement des véhicules ;
- $\alpha \simeq 7$ est une constante empirique, ajustée par comparaison à des expériences de terrain.

L'utilisation des deux expressions précédentes permet à ce modèle de reproduire la différence de concentration entre l'amont et l'aval de la rue. Lorsque l'orientation du vent est inférieure à 30° , la concentration est calculée en faisant la moyenne de ces deux relations. Le modèle STREET a été largement utilisé dans de nombreuses situations réelles en raison de sa simplicité d'application. (HAMILTON et DUNSBY, 1984 ; Koushki, 1991 ; QIN et KOT, 1993 ; STEIN et TOSELLI, 1996). Cependant, dans cette approche, les phénomènes physiques sont pris en compte de façon très grossière, si bien que ce modèle ne peut être utilisé qu'en première approximation.

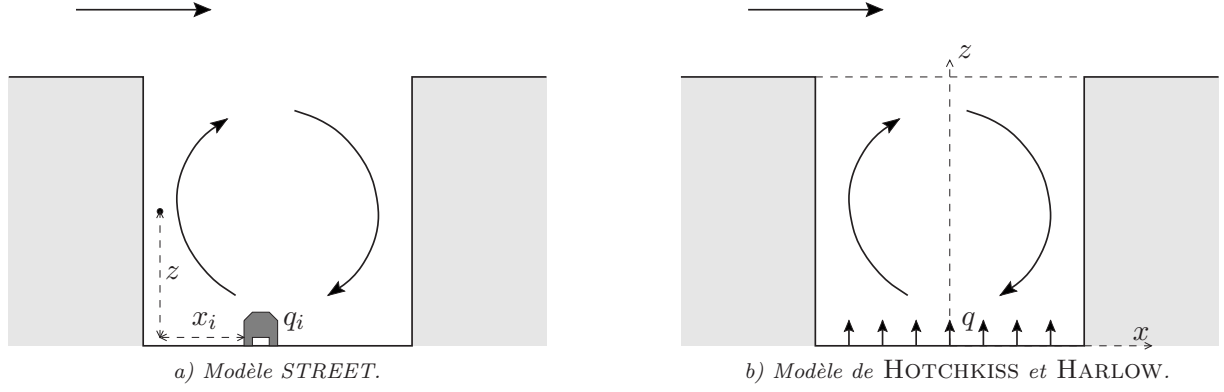


Figure I.5.2 – Définition des géométries utilisées dans les modèles STREET et H-H.

I.5.2.2.2 Le modèle de HOTCHKISS et HARLOW

En effectuant une résolution analytique, dans un cas simplifié, de l'équation de HELMHOLTZ pour la vortécité, HOTCHKISS et HARLOW (1973) proposent un modèle pour décrire le champ de vitesse lorsque le vent est perpendiculaire à la rue (cf. figure I.5.2-b) :

$$\bar{u} = \frac{A}{k} \left[e^{ky}(1 + ky) - \beta e^{-ky}(1 - ky) \right] \sin(kx) \quad (\text{I.5.4})$$

$$\bar{w} = -Ay \left[e^{ky} - \beta e^{-ky} \right] \cos(kx) \quad (\text{I.5.5})$$

où

- $\beta = e^{-2kH}$
- $A = kU_H/(1 - \beta)$
- U_H est la vitesse du vent au niveau des toits ;
- $k = \pi/W$
- $y = z - H$
- H et W représentent la hauteur et la largeur de la rue.

Ce champ correspond physiquement à un écoulement de recirculation à l'intérieur de la rue. L'équation d'advection-diffusion pour la concentration est ensuite résolue par une méthode approchée. La solution obtenue est fournie par la relation :

$$\bar{c} = \bar{c}_{ext} + \left(\frac{q}{W} \right) \sqrt{\frac{W}{K U_H}} - \left(\frac{qy}{WK} \right) \left(1 + \frac{U_H \cos(kx)}{4kK(1 - \beta)} \left[e^{ky}(1 - ky) - \beta e^{-ky}(1 + ky) \right] \right) \quad (\text{I.5.6})$$

où q représente le débit de la source. La diffusivité turbulente K peut être reliée à la vitesse de l'écoulement par la relation :

$$K = l \sqrt{\alpha_1 U_H^2 + \alpha_2 U_s^2} \quad (\text{I.5.7})$$

où l représente une échelle de longueur caractéristique de la turbulence, U_s une vitesse induite par le déplacement des véhicules, α_1 et α_2 des constantes évaluées empiriquement.

Le premier terme de l'équation I.5.6 correspond à la concentration advectée par l'écoulement extérieur. Le deuxième terme définit la concentration moyenne à l'intérieur de la rue. Le troisième terme exprime la variation de concentration dans la rue et en particulier, l'écart entre l'amont et l'aval. Malheureusement, ce dernier terme s'avère assez peu représentatif de la répartition observée expérimentalement. Pour cette raison, le modèle de HOTCHKISS et HARLOW n'a été que partiellement utilisé par la suite. En effet, le modèle d'écoulement a été repris dans plusieurs modèles rue-canyon (YAMARTINO et WIEGAND, 1986 ; LANZANI et TAMPONI, 1995 ; HARGREAVES et BAKER, 1997), alors que le modèle de concentration n'a, à notre connaissance, jamais été utilisé.

I.5.2.2.3 Le modèle CPBM

Le Canyon Plume Box Model (YAMARTINO et WIEGAND, 1986) est basé sur des considérations physiques simples. L'écoulement dans la rue est déterminé à l'aide du modèle de HOTCHKISS et HARLOW (1973). La concentration dans la rue est décomposée en la somme d'une contribution dite "de fond" (ou "de recirculation"), correspondant aux polluants accumulés dans la rue en raison du mouvement tourbillonnaire, et d'une contribution "directe" du panache de polluants issu de la source. La concentration de recirculation est calculée en supposant qu'à chaque tour du panache à l'intérieur de la rue, seule une fraction F recircule :

$$C_{rec} = \frac{q}{U_{sol}(W/2)} \frac{F}{1 - F} \quad (\text{I.5.8})$$

La fraction F est calculée à partir de la relation :

$$F = \exp(-t_s/\tau) \quad (\text{I.5.9})$$

où t_s représente le temps caractéristique de recirculation du tourbillon et τ le temps de rétention des polluants dans la rue. La contribution directe est calculée à l'aide d'une formule gaussienne en supposant que le panache peut être décomposé en trois segments rectilignes (cf. figure I.5.3-a). Le modèle CPBM a été validé par comparaison avec des expériences réalisées à Cologne.

L'avantage de ce modèle est d'introduire, à l'aide de l'approche gaussienne, une représentation physique du panache qui circule dans la rue. Cependant, comme cela apparaît sur la figure I.5.3-a, cette représentation est assez rudimentaire (panaches rectilignes) et elle suppose qu'il existe une unique recirculation.

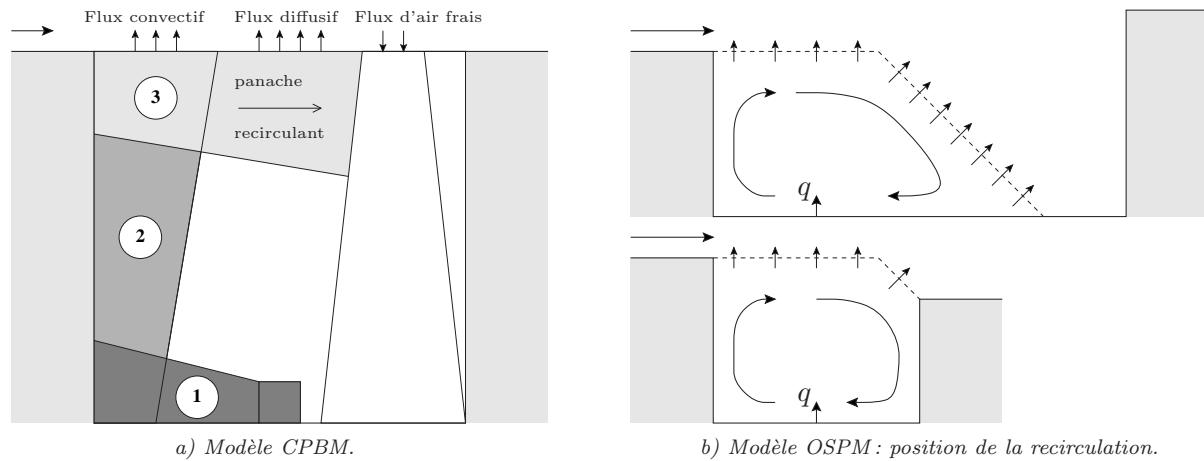


Figure I.5.3 – Définition des géométries utilisées dans les modèles CPBM et OSPM.

I.5.2.2.4 Le modèle CAR

Le modèle CAR (EERENS *et al.*, 1993) est un modèle empirique, construit à partir d'une série d'expériences en soufflerie. Un grand nombre de configurations différentes – en terme de forme de la rue, de vitesse et de direction du vent, de présence d'arbres, ... – ont été étudiées et ont permis d'établir des relations simples en fonction de la distance entre le récepteur et la source.

Cependant, cette approche, bien que facile à mettre en œuvre, est purement empirique et ne permet pas de distinguer les mécanismes physiques sous-jacents. L'amélioration de ce modèle, par la prise en compte de phénomènes spécifiques, est donc très limitée.

I.5.2.2.5 Le modèle OSPM

L'Operational Street Pollution Model (HERTEL et BERKOWICZ, 1989 ; BERKOWICZ *et al.*, 1994 ; BERKOWICZ *et al.*, 1997) a été développé sur le même principe que le modèle CPBM. Des critères géométriques simples sont utilisés pour délimiter les zones de recirculation (cf. figure I.5.3-b). La concentration est décomposée en deux termes : un terme de concentration moyenne et un terme de contribution directe de la source. La concentration moyenne dans chaque zone de recirculation est calculée en effectuant un bilan de la quantité de polluants à l'intérieur. Pour modéliser l'échange à travers l'interface avec l'écoulement extérieur, des vitesses de ventilation sont utilisées, reliées empiriquement à la vitesse de l'écoulement. Dans le cas d'une rue de section carrée, la concentration moyenne est définie par :

$$C_{rec} = \alpha \frac{q}{U_H W} \text{ avec } \alpha \simeq 10 \quad (\text{I.5.10})$$

où α est une constante empirique. Pour déterminer la contribution directe de la source, on suppose que la direction de l'écoulement dans chaque zone dépend de la direction du vent extérieur. La contribution directe est calculée à partir d'une relation gaussienne entre le récepteur et la source.

Des expériences in situ réalisées au Danemark (BERKOWICZ *et al.*, 1996 ; PALMGREN *et al.*, 1996) ont permis d'ajuster les paramètres empiriques et de valider le modèle. Le modèle OSPM a été appliqué et testé pour différentes études opérationnelles (SACRÉ *et al.*, 1995 ; BUCKLAND, 1998 ; BUCKLAND et MIDDLETON, 1999).

I.5.2.2.6 Les autres modèles

D'autres modèles simples ont été développés pour représenter l'écoulement et la dispersion dans une rue-canyon, mais leur utilisation est moins répandue. Citons en particulier les approches proposées par NICHOLSON (1975), JOUMARD et VIDON (1980), HARGREAVES et BAKER (1997) ou encore HASSAN et CROWTHER (1998b).

I.5.2.3 Les limitations des approches existantes

Les différents modèles précédents présentent beaucoup d'avantages et sont largement utilisés pour l'étude de la pollution en milieu urbain. Cependant, plusieurs réserves peuvent être formulées à leur encontre. Tout d'abord, l'élaboration de ces modèles a permis de définir un certain nombre de relations empiriques pour décrire la dispersion mais ces relations n'ont pas toujours été expliquées par une modélisation physique. Par exemple, la concentration "de recirculation" est calculée dans la plupart des modèles à partir d'une formule du type $C = \alpha Q / UWL$, dans laquelle α est une constante souvent voisine de 10. Il serait intéressant d'interpréter la valeur de α en fonction des caractéristiques de l'écoulement et de la turbulence.

Ensuite, ces modèles sont généralement construits pour le cas d'un vent perpendiculaire à la rue (souvent ressenti comme le cas le plus défavorable). Les autres directions de vent sont traitées comme une variation par rapport à la direction perpendiculaire. En effet, la composante de l'écoulement dans une section perpendiculaire à l'axe de la rue est couramment supposée proportionnelle au sinus de l'angle d'incidence du vent extérieur. Ceci correspond à l'intuition que l'on peut avoir des phénomènes mais, à notre connaissance, cela n'a jamais été vraiment vérifié. Il serait donc intéressant de savoir quelle est la nature exacte de l'écoulement et de la turbulence lorsque la direction du vent extérieur est quelconque.

Enfin, plusieurs études récentes (HOYDYSH et DABBERDT, 1994 ; SCAPERDAS et COLVILE, 1999) tendent à démontrer le rôle essentiel des intersections sur le champ de concentration dans une rue.

Malheureusement, les modèles pratiques n'intègrent pas ces résultats et ne traitent souvent que le cas d'une rue isolée, à l'exception du modèle CPBM qui propose une modélisation schématisée des échanges au niveau des intersections. Il est par conséquent nécessaire de réfléchir à la prise en compte de ces phénomènes dans des modèles opérationnels.

I.5.3 La démarche adoptée

I.5.3.1 Objectifs

Le but principal de ce projet de recherche est de développer des outils pratiques de modélisation de la dispersion des polluants atmosphériques en milieu urbain, à l'échelle des quartiers et des rues. Ces modèles seront basés sur le concept de rue-canyon.

Bien que les modèles rue-canyon aient été beaucoup utilisés, de nombreux aspects du problème n'ont pratiquement pas été étudiés ou n'ont fait l'objet que de paramétrisations empiriques. Le premier objectif de ce travail est donc d'identifier et de modéliser les mécanismes qui régissent l'écoulement et la dispersion à l'intérieur d'une rue isolée. Nous nous intéresserons en particulier aux échanges entre la rue et l'atmosphère extérieure, à l'influence de la géométrie de la rue, de la vitesse, de la turbulence ou de la direction du vent.

Il convient également de constater que, malgré le nombre de travaux sur le sujet, l'approche rue-canyon n'a quasiment pas été poussée plus loin, vers un modèle considérant plusieurs rues interconnectées. Notre deuxième objectif sera donc d'étudier les interactions entre plusieurs rues, en particulier au niveau des intersections, et de proposer un modèle pour l'écoulement et la dispersion dans un *réseau de rues*. Il faudra entre autres déterminer si les résultats obtenus pour une grande rue isolée restent applicables à un tronçon de rue situé à l'intérieur d'un quartier.

Cependant, tous les aspects du problème de la dispersion des polluants à l'échelle de la rue ne seront pas traités au cours de ce travail. En effet, il nous a semblé préférable de nous consacrer pleinement à l'étude de certains mécanismes plutôt que de disperser nos efforts en voulant traiter l'ensemble du problème. En particulier, nous n'avons pas abordé des sujets tels que la *turbulence induite par les véhicules* ou l'*influence des effets thermiques*. Ces phénomènes sont néanmoins importants et peuvent, dans certains cas, modifier sensiblement les mécanismes fondamentaux que nous étudierons dans le cadre de ce travail. Pour plus de détail, on se reportera à la littérature sur le sujet : pour les effets thermiques, citons les travaux de CA *et al.* (1995) et ceux de l'École Centrale de Nantes (LEVI ALVARES, 1993 ; SINI *et al.*, 1996). Concernant l'effet de la turbulence induite par les véhicules, plusieurs études ont été réalisées au cours des années 80, notamment par ESKRIDGE (ESKRIDGE et HUNT, 1979 ; ESKRIDGE *et al.*, 1979 ; ESKRIDGE et THOMPSON, 1982 ; PLATE, 1982 ; ESKRIDGE et RAO, 1983 ; ESKRIDGE et RAO, 1986 ; HERTEL et BERKOWICZ, 1989 ; ESKRIDGE et PETERSEN, 1991). Ce sujet semble bénéficier aujourd'hui d'un regain d'attention (DELAUNAY et HOUSEAUX, 1997 ; KASTNER-KLEIN *et al.*, 1998 ; KASTNER-KLEIN *et al.*, 1999a ; KASTNER-KLEIN *et al.*, 1999b ; KETZEL *et al.*, 1999).

La démarche adoptée au cours de ce travail associe la recherche fondamentale sur les mécanismes de dispersion à cette échelle, basée sur des approches théoriques, expérimentales et numériques, et le développement d'outils opérationnels pour la modélisation appliquée de la pollution, intégrant les résultats de cette recherche fondamentale.

I.5.3.2 Présentation de la démarche

Ce mémoire est composé de quatre parties. Dans la première partie, nous avons fait une introduction générale des principaux aspects de la problématique abordée et nous avons présenté les concepts théoriques et les outils qui seront utilisés au cours de ce travail. La deuxième partie sera consacrée à la modélisation d'une rue isolée. La troisième partie traitera le problème des interactions entre plusieurs rues et de la modélisation d'un réseau de rues. Enfin, dans la quatrième partie nous présenterons des exemples d'applications des outils développés au cas de l'agglomération lyonnaise.

Chacune de ces parties comporte plusieurs chapitres qui abordent différents aspects du problème. Nous nous sommes efforcés, dans la plupart des chapitres, d'inclure un rappel des travaux majeurs sur le sujet, de développer une modélisation théorique du problème posé et de valider cette modélisation par des simulations numériques et des expériences en soufflerie. L'association des approches numériques et expérimentales, loin d'être redondante, présente au contraire beaucoup d'intérêt. En effet, ces approches sont très complémentaires. La modélisation numérique fournit une description spatiale des écoulements qui permet une analyse fine. Les expériences en soufflerie constituent un moyen de comparaison des modèles et permettent d'accéder à une information instantanée sur la turbulence. C'est pourquoi, dans la mesure du possible, nous avons couplé les deux démarches.

I.5.3.2.1 Modélisation à l'échelle d'une rue (Partie II)

Pour modéliser la dispersion de polluants à l'échelle d'une rue, nous allons utiliser une décomposition analogue à celle proposée par YAMARTINO et WIEGAND (1986). La concentration totale en un point situé à l'intérieur de la rue peut être scindée en deux termes, représentés sur la figure I.5.4 :

- **La contribution de recirculation**, qui représente le niveau moyen de concentration dû à l'enroulement du panache sur lui-même à l'intérieur de la rue. Ce terme dépend essentiellement des échanges turbulents à l'interface entre la rue et l'atmosphère extérieure.
- **La contribution directe de la source**, qui exprime la variabilité spatiale de la concentration dans la rue. Ce terme dépend surtout de la topologie de l'écoulement dans la rue – qui contrôle l'advection du panache – et du niveau de turbulence à l'intérieur – qui agit sur la diffusion de ce panache.

En vertu de la linéarité de l'équation d'advection-diffusion, on peut supposer que ces deux termes sont découplés l'un de l'autre. Il est alors possible de décomposer le problème en les déterminant indépendamment.

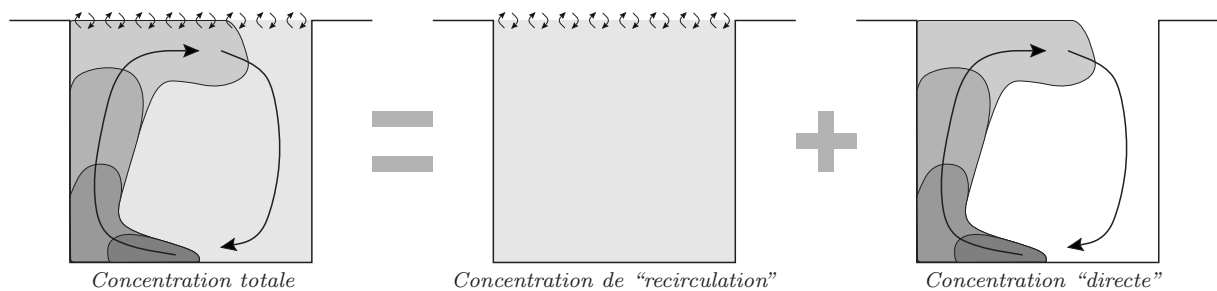


Figure I.5.4 – Décomposition de la concentration à l'intérieur de la rue en deux termes.

Concentration de recirculation

La *concentration de recirculation* est uniforme dans toute la rue et peut être interprétée comme une concentration moyenne, dont la valeur est principalement liée aux échanges de polluants entre la rue et le milieu extérieur. Pour déterminer cette concentration moyenne, il suffit d'effectuer un bilan de la quantité de polluants sur le volume de la rue, cette approche étant couramment appelée *modèle de boîte* (LETTAU, 1970) :

$$\frac{\partial(LHWC)}{\partial t} = Q + P - D + Q_{E1} + Q_{E2} - Q_S - Q_D \quad (\text{I.5.11})$$

où

- $\frac{\partial(LHWC)}{\partial t}$ représente la variation temporelle de la quantité totale $LHWC$ de polluants dans la rue. L , H et W définissent les dimensions de la rue (cf. figure I.5.1) et C la concentration moyenne.
- Q est le terme source correspondant principalement aux émissions dues à la circulation automobile. Il dépend d'un grand nombre de paramètres dont en particulier le trafic, la vitesse des véhicules ou le type de motorisation. Dans la deuxième et la troisième partie de ce travail, nous considérerons que ce terme est connu. Dans la quatrième partie, nous reviendrons sur les méthodes utilisées pour sa détermination.
- P et D sont les termes de production et de destruction de la substance considérée par réaction chimique dans le volume de la rue. Il est important de souligner que seules quelques réactions chimiques sont suffisamment rapides pour pouvoir se développer à l'échelle de la rue (ex. de la transformation $\text{NO} \longleftrightarrow \text{NO}_2$). Dans le cadre de ce travail, nous n'aborderons quasiment pas ce problème et nous supposerons généralement que les polluants considérés sont passifs. Cependant, lors des comparaisons effectuées dans la quatrième partie, nous utiliserons un modèle chimique simple pour décrire la transformation $\text{NO} \longleftrightarrow \text{NO}_2$.
- Q_{E1} et Q_{E2} correspondent aux flux de polluants à travers les extrémités de la rue. Lorsqu'il existe un mouvement d'air le long de la rue à la vitesse moyenne U , ces flux pourront être modélisés par un terme convectif du type $HWUC$. Ces termes seront à l'origine des échanges de polluants entre plusieurs rues au niveau des intersections.
- Q_S est le flux de matière entre la rue et l'atmosphère extérieure, à travers l'interface située au sommet de la rue. En raison de l'absence d'un mouvement vertical moyen à ce niveau, ce flux de polluants sera principalement dû aux échanges par diffusion turbulente.
- Q_D représente le flux de dépôt du polluant sur les parois de la rue. Ce terme intervient essentiellement dans le cas des particules solides. Cet aspect ne sera pas abordé au cours de ce travail.

Les flux P , D et Q_D ne seront donc pas reproduits. Pour simplifier le problème de la modélisation d'une rue, on fait généralement l'hypothèse que celle-ci est isolée et de longueur infinie. Dans ce cas, il n'est pas nécessaire de considérer les flux Q_{E1} et Q_{E2} aux extrémités de la rue. Le seul terme à modéliser reste alors le flux turbulent Q_S entre la rue et l'atmosphère extérieure. Dans le premier chapitre de la deuxième partie, nous proposons un modèle pour décrire ce flux en fonction des caractéristiques turbulentes de l'écoulement. Le modèle est basé sur une représentation, par une *couche de mélange*, de l'interface entre la rue et l'écoulement extérieur. L'équation I.5.11 sera alors résolue afin de déterminer une première expression de la concentration de recirculation.

Contribution directe de la source

La *concentration directe* représente l'hétérogénéité du champ de concentration à l'intérieur de la rue. En fonction de la topologie de l'écoulement, le panache de polluants issu de la source sera advecté dans un sens ou dans l'autre et générera des écarts de concentration entre les différentes parties de la rue. La modélisation de cette concentration directe suppose donc que l'on s'intéresse aux caractéristiques de l'écoulement à l'intérieur de la rue. Cet écoulement dépend de la géométrie de la rue et surtout de la direction du vent extérieur. C'est pourquoi nous avons scindé notre exposé en trois chapitres, traitant séparément les différentes directions du vent :

- **Le vent perpendiculaire à la rue** : Lorsque le vent est perpendiculaire à la rue, l'écoulement moyen est constitué d'une ou plusieurs recirculations bidimensionnelles. Cette propriété nous a permis de développer un modèle d'écoulement potentiel, associé à une résolution analytique de l'équation d'advection-diffusion par une méthode de transformations conformes. Les résultats ont été comparés à des simulations numériques et à des expériences en soufflerie, sur plusieurs configurations de rues de géométries différentes.
- **Le vent parallèle à la rue** : Lorsque le vent extérieur est parallèle à l'axe de la rue, les recirculations disparaissent et il se forme un écoulement canalisé. Nous proposons un modèle analytique pour décrire les profils de vitesse moyenne dans la rue et nous utilisons un modèle gaussien pour décrire le champ de concentration.
- **Le vent d'orientation quelconque** : Lorsque le vent est d'incidence quelconque, nous vérifions par simulation numérique dans quelle mesure l'écoulement dans une rue de longueur infinie est la superposition d'un écoulement de type "perpendiculaire" et d'un écoulement de type "parallèle". Nous mettons également en évidence la complexité des mécanismes de dispersion dans une telle configuration et les limites de l'hypothèse de *rue infinie*.

Les cas décrits dans les chapitres précédents correspondent à une configuration de rue infinie. Cette hypothèse est utile car elle permet de nombreux développements analytiques mais elle ne correspond pas à la réalité. C'est pourquoi nous devons également nous intéresser au cas d'une rue de longueur finie, en modélisant les interactions à l'échelle d'un quartier.

I.5.3.2.2 Modélisation à l'échelle d'un quartier (Partie III)

À partir du moment où l'on admet qu'une rue est de longueur finie, il est nécessaire de prendre en considération les échanges de matière aux extrémités et, par voie de conséquence, de modéliser les jonctions entre plusieurs rues. Cette démarche nous amène à définir la notion de *réseau de rues*, qui sera à la base de notre modélisation à l'échelle d'un quartier.

Un réseau de rues est une représentation schématique d'un quartier urbain, utilisant les concepts associés à la théorie des graphes. Le *graphe* du réseau (cf. figure I.5.5) est un ensemble de *segments* connectés au niveau des *nœuds*. Chaque segment représente un tronçon de rue et chaque nœud une intersection. Au cours de la deuxième partie, nous avons développé un certain nombre de modélisations pour traiter le cas d'un tronçon de rue. Dans la troisième partie, nous allons étudier le problème des intersections et la modélisation de l'ensemble du quartier.

Le premier chapitre est consacré à l'étude du transport des polluants dans les intersections. Nous introduisons un modèle phénoménologique pour décrire les échanges de matière entre les différentes rues. Plusieurs types d'intersections sont ensuite modélisées numériquement et expérimentalement afin de vérifier les mécanismes proposés dans le modèle.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons un nouveau modèle permettant de traiter l'écoulement et la dispersion dans un réseau de rues. Ce modèle opérationnel, appelé *SIRANE*, est basé sur une

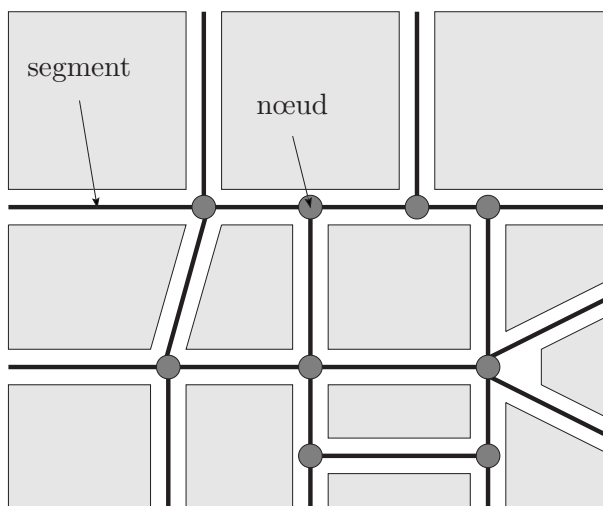


Figure I.5.5 – Définition d'un réseau de rues. Les bâtiments sont illustrés en gris. Le graphe des segments de rues et des nœuds d'intersection est également représenté.

résolution de l'équation bilan I.5.11 pour chaque rue d'un réseau. Les échanges de matière entre les différentes rues au niveau des intersections sont pris en compte. Le transport des polluants par l'écoulement extérieur est modélisé à l'aide d'une approche gaussienne. Le modèle ainsi défini est ensuite comparé au code *MERCURE* dans des configurations idéalisées de quartier.

I.5.3.2.3 Application à l'agglomération lyonnaise (Partie IV)

Pour illustrer l'intérêt de la démarche adoptée, nous avons appliqué les outils de modélisation développés pour étudier la pollution à l'échelle locale d'un quartier de l'agglomération lyonnaise. Cette application a pour premier objectif de mettre en évidence le travail de gestion des bases de données (données géographiques SIG, météorologiques, ...), indispensable en vue de l'utilisation des modèles. Elle permettra ensuite une première validation des outils développés au cours de ce travail par comparaison à des mesures de terrain. Enfin, nous présenterons quelques applications concrètes permettant d'apprécier les potentialités des approches proposées.

Le premier chapitre de la quatrième partie est consacré à la description des bases de données utilisées. Nous aborderons en particulier les problèmes du cadastre et de la topographie urbaine, de la météorologie, des émissions de polluants et des données concernant la pollution.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons une application au quartier du 6^{ème} arrondissement de Lyon. Les résultats d'une étude statistique sur une période d'une année ont été comparés aux mesures de terrain. Plusieurs exemples d'analyse des résultats sont ensuite proposés, afin de fournir des cartographies de la pollution, d'évaluer la représentativité des mesures par capteurs fixes et d'estimer l'exposition de la population.

Conclusion de la première partie

Cette première partie a tout d'abord permis d'introduire la problématique de la modélisation de la dispersion à l'échelle locale, dans le cadre plus général de la pollution atmosphérique. Elle nous a ensuite permis de décrire les concepts et les outils utilisés dans la suite de ce travail. Nous avons tout d'abord présenté les principaux éléments de la théorie de la couche limite atmosphérique. Cela nous a conduits à définir la canopée urbaine et à décrire les phénomènes qui s'y développent. Nous nous sommes ensuite intéressés à la dispersion au sein des écoulements turbulents, en rappelant différents résultats intéressants. Puis nous avons décrit les principes, les avantages et les limitations des techniques de modélisation numérique (codes de calcul) et des techniques expérimentales (soufflerie) que nous avons utilisées. Enfin, nous avons présenté la démarche adoptée, en introduisant les différentes parties de ce mémoire.

Parmi les différents éléments de la canopée urbaine, la *rue* est une entité bien définie, à laquelle sont associés un certain nombre de mécanismes spécifiques. Au cours de la deuxième partie de ce travail, nous allons nous intéresser à la description et à la modélisation de ces mécanismes.