

CHAPITRE 1

Couche limite atmosphérique (CLA).

Dans ce chapitre, nous situons le contexte physique dans lequel se place cette étude. Nous nous inspirons principalement des ouvrages de De Moor (1983), Panofsky et Dutton (1984), Stull (1988), Garratt (1992) et Blackadar (1997), auxquels le lecteur pourra se reporter utilement pour plus de détails. Par souci de lisibilité du texte, la référence à ces ouvrages ne sera pas répétée dans la suite de ce chapitre. Des références explicites seront introduites directement dans le texte là où la nécessité s'en fera sentir. Nous introduisons les notions fondamentales qui seront exploitées dans la suite de cette recherche ou auxquelles il sera fait référence pour nous assurer du bien-fondé de l'utilisation de méthodes ou d'hypothèses particulières. Pour terminer, nous analysons à la lumière des concepts introduits les propriétés de la couche limite atmosphérique (CLA) qui peuvent être mises en évidence à partir des sondages atmosphériques à haute résolution observés à Uccle. Nous clôturons ce chapitre par une discussion introduisant les chapitres suivants.

I.1 Couche limite atmosphérique et turbulence - définitions

Le concept de **couche limite** a trait à l'écoulement d'un fluide au voisinage d'une paroi solide. Les échelles horizontales des problèmes à traiter y sont beaucoup plus grandes que les échelles verticales; les gradients horizontaux et les vitesses verticales sont alors négligeables vis-à-vis des gradients verticaux et des vitesses horizontales. Bien que l'origine de ce concept semble devoir être recherché à la fin du 19^{ème} siècle (expériences de laboratoire par Froude dans les années 1870), l'introduction de l'appellation elle-même est attribuée à Prandtl (1905).

Dans l'atmosphère située près de la surface terrestre, les variations les plus importantes du vent, de la température et de l'humidité se produisent dans la direction verticale. Elles sont provoquées par les échanges d'énergie entre la surface et l'atmosphère et par l'effet d'adhérence exercé par la surface sur l'écoulement de l'air. Par analogie avec l'écoulement d'un fluide au voisinage d'une paroi, l'atmosphère au voisinage de la surface est considérée comme une "couche limite".

La **couche limite atmosphérique (CLA)** ou **couche limite planétaire (CLP)** est la partie de la troposphère qui est directement influencée par la présence de la surface terrestre (continent ou océan). Pour trouver une nomenclature et une interprétation des différentes couches de l'atmosphère à partir de la troposphère et aux altitudes plus élevées,

le lecteur pourra par exemple se référer à Quinet (1992). On ne s'intéressera ici qu'à la dite couche limite atmosphérique. Celle-ci "répond" (c.-à.-d que sa structure commence à s'altérer suite) aux forçages de la surface avec un temps caractéristique d'une heure ou moins, ce qui n'implique pas qu'un état d'équilibre soit atteint dans ce délai. Les mécanismes susceptibles d'influencer cette partie de l'atmosphère comprennent les transferts de quantité de mouvement (effet de frottement), de chaleur et de matière (l'évaporation et la transpiration, le transport de gaz et de polluants), ainsi que les modifications du flux d'air induites par les caractéristiques morphologiques du terrain.

Au delà de la CLA, la vitesse du vent est supposée correspondre à celle d'un courant libre, affecté principalement par le champ de pression et la rotation de la Terre, mais très peu par la surface. Cette partie de la troposphère est appelée **atmosphère libre (AL)**.

Le sommet de la couche limite est souvent repérable par avion en l'identifiant à la limite supérieur de la région de visibilité moindre causée par le mélange de la fumée, de la poussière ou des aérosols. L'épaisseur de la CLA est couramment située entre 100 et 3000 m. Elle présente d'importantes variations dans l'espace et dans le temps, qui peuvent notamment être induites par des processus synoptiques ou à méso-échelle tels des mouvements verticaux ou l'advection de masses d'air de différents types. Dans les situations anticycloniques, l'épaisseur de la couche limite est moindre du fait de la faible vitesse du vent et de l'existence de courants de subsidence, la divergence horizontale dirigeant l'air des zones de hautes pressions vers celles de basses pressions. Les épaisseurs les plus faibles sont souvent associées aux régions sans nuage. Inversement, dans les zones de basse pression, les mouvements ascendants ont tendance à faire augmenter l'épaisseur de la CLA (figure 1.1). Le sommet de la CLA peut être difficile à déterminer dans certaines situations, notamment en présence de nuages.

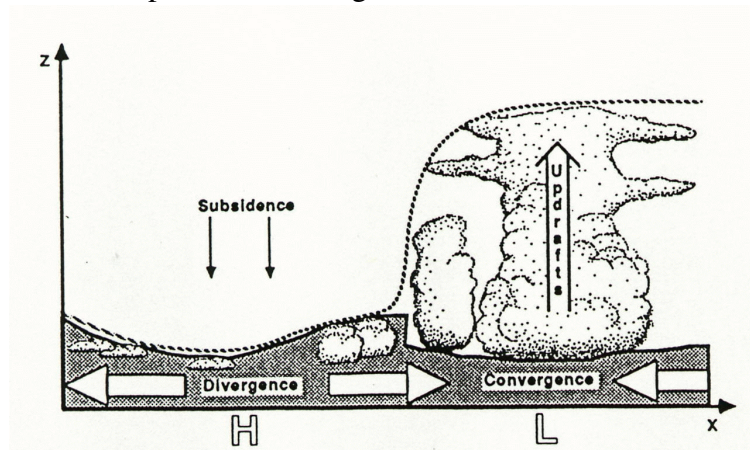


Figure 1.1: Schéma de la différence d'épaisseur de la CLA pour deux situations synoptiques contrastées (zones de haute (H) et basse (L) pression), d'après Stull (1988). Trait interrompu: sommet de la CLA, trait plein: base de la zone d'inversion de température, ou sommet de la couche de mélange (voir texte).

Contrairement à l'atmosphère libre, la CLA est fortement affectée par le cycle diurne surtout au dessus des continents. Les variations diurnes ne sont pas directement induites par celles du rayonnement solaire, qui est peu absorbé dans la CLA, mais via les échanges avec la surface, par les réchauffements et refroidissements successifs de la surface sous l'influence du rayonnement solaire. Au dessus des océans, l'épaisseur de la CLA varie

moins dans l'espace et dans le temps qu'au dessus des continents. L'importance du brassage de l'eau près de la surface des océans et la capacité calorifique élevée de l'eau par rapport à celle de l'air font que la température de surface varie moins à la surface de la mer et induit un forçage moins important de la CLA que sur les continents.

Une description plus détaillée des différentes régions de la CLA sera présentée aux points I.3.B et I.3.C ci-dessous.

La **turbulence** est un phénomène physique important dans la CLA. Tout un chacun peut en faire l'expérience dans la vie quotidienne en percevant le caractère irrégulier du vent qui peut être faible ou au contraire très fort avec des bourrasques et d'importants changements de vitesse et de directions. Elle implique des tourbillons d'air d'intensité et de tailles différentes (dans une gamme qui s'étend de quelques millimètres à l'épaisseur de toute la CLA).

La turbulence se traduit dans les observations des variables météorologiques (vitesse du vent, température, humidité de l'air) par des fluctuations brèves et erratiques. Monin et Yaglom (1971), opposant les écoulements turbulents aux écoulements laminaires ("calmes et lisses"), les définissent comme les "écoulements dont la vitesse, la température, la pression (et toute autre quantité mécanique qui leur est spécifique), fluctuent de manière désordonnée avec des variations spatio-temporelles extrêmement brusques et irrégulières". La plupart des écoulements turbulents, y compris ceux qui prévalent dans la CLA, ont plusieurs caractéristiques communes (ex. Tennekes et Lumley, 1972; Garratt, 1992; Schmitt, 2000):

- ils sont tri-dimensionnels;
- ils représentent un système à grand nombre de degrés de liberté, possédant une grande variabilité sur une grande gamme d'échelles;
- ils se caractérisent par un brassage important du milieu et un aspect chaotique (une prédiction déterministe détaillée est impossible);
- ils sont dissipatifs: ils demandent, pour être entretenus, un apport continu d'énergie.

Ils possèdent un **nombre de Reynolds** ($Re = VL/\nu$ où V et L sont respectivement des échelles de vitesse et de longueur et ν désigne la viscosité du fluide) supérieur à une valeur critique (de l'ordre de 10^3) en deçà de laquelle le régime d'écoulement est laminaire. Dans l'atmosphère, la **viscosité** est particulièrement faible ($\sim 1,45 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$) et le nombre de Reynolds (de l'ordre de $7 \cdot 10^8$ pour la CLA avec $V \sim 10 \text{ ms}^{-1}$ et $L \sim 1000 \text{ m}$) est largement supérieur à cette valeur critique. On parle dans ce cas de "**turbulence pleinement développée**".

L'étude théorique et expérimentale de la turbulence déborde largement du cadre de son application dans la CLA. Elle peut avoir trait à des fluides plus ou moins visqueux, à des dispositions géométriques particulières (écoulements en soufflerie, dans des canaux, à travers des grilles, ...) ou à des applications industrielles (étude du caractère aérodynamique des voitures, avions, ...). Elle se limite souvent à des cas simplifiés: turbulence **homogène** (statistiquement invariante vis-à-vis des translations des axes spatiaux), turbulence **isotrope** (statistiquement invariante vis-à-vis des rotations et réflexions des axes spatiaux), turbulence en ignorant la présence de bords et en l'absence de cisaillement ou de convection, étude des "scalaires passifs" (c.-à-d. des variables inertes

advectées par l'écoulement à l'instar de composants chimiques non réactifs). Dans la CLA, la turbulence est anisotrope du fait des interactions avec la surface terrestre et des effets de flottabilité (voir plus loin) et la température ne peut être considérée comme un scalaire passif. Dans beaucoup d'applications, la turbulence à petite échelle (c.-à-d. pour des échelles d'espace bien inférieures à L et de temps bien inférieures à L/U) peut cependant être considérée comme étant **localement isotrope** (Monin et Yaglom, 1975). Dans sa théorie de similitude (voir plus loin en I.2.F) de la turbulence basée sur son modèle de "cascade" présenté en 1941, Kolmogorov introduit le principe de découplage progressif entre la turbulence anisotrope aux grandes échelles spatio-temporelles et la turbulence localement isotrope aux petites échelles (voir par ex. Tennekes et Lumley, 1972; Monin et Yaglom, 1975). Nous reviendrons sur certaines propriétés des spectres des variables turbulentes (vitesse du vent, température, ...) au chapitre suivant (voir II.2.C). Par la suite, cette théorie a connu de nouveaux développements. La théorie actuelle vise notamment à décrire, à l'aide de modèles, le transfert d'énergie des grandes vers les petites échelles en prenant en compte le caractère intermittent de la turbulence pleinement développée (Frisch, 1995; Schmitt, 1996, 2000). Notons que les hypothèses d'isotropie/anisotropie locale et d'indépendance/dépendance des échelles font l'objet de débats qui sortent du cadre de la présente recherche (ex. Warhaft, 2000). Seuls les aspects relatifs à la caractérisation de la CLA et à l'évaluation des flux turbulents dans un cadre opérationnel propre aux services météorologiques nous intéressent et feront l'objet d'une analyse dans la suite de ce texte.

La turbulence dans la CLA est essentiellement provoquée par les forçages de la surface: réchauffement de la surface par le rayonnement solaire (responsable de l'ascension d'air chaud dans les thermiques) et frottement du flux d'air près de la surface induisant le cisaillement vertical de la vitesse du vent. Elle provoque le mélange de volumes d'air de propriétés différentes et crée des flux de quantité de mouvement, de chaleur et d'humidité. Cette capacité d'homogénéisation est d'autant mieux marquée que la turbulence est plus intense. D'efficacité bien supérieure à celle de la diffusivité moléculaire, la turbulence est le principal processus de transport dans la CLA. Ainsi, on définit parfois la CLA de la manière suivante: la CLA est constituée par la partie inférieure de l'atmosphère dans laquelle la nature et les propriétés de la surface induisent la turbulence de manière directe. La turbulence y est permanente, contrairement à l'atmosphère libre où elle ne se manifeste que de manière sporadique (cumulus, turbulence en air clair, ...). Particulièrement au-dessus des continents, les caractéristiques de la turbulence dans la CLA sont influencées par le cycle diurne et les nuages dont la présence affecte l'apport d'énergie radiative en surface.

Les flux d'air à grande échelle interagissent avec la surface terrestre via la turbulence dans la CLA. Cette interaction est responsable du climat et des fluctuations des conditions météorologiques. Elle doit être prise en compte dans les modèles de circulation atmosphérique et de prévision du temps.

Les fondements de l'étude de la turbulence dans la CLA ont été posés dans la première moitié du 20^{ème} siècle. La connaissance de la turbulence dans la CLA s'est enrichie à partir des années 1950-1960 des observations apportées par la mise en place de nombreuses expériences de terrain. Le développement des ordinateurs à partir des années 1960 et jusqu'à ce jour a par ailleurs permis la réalisation de simulations à l'aide de modèles numériques de plus en plus complexes. Le lecteur intéressé trouvera par exemple dans Panofsky et Dutton (1984) les principaux jalons historiques de l'étude de la turbulence

dans la CLA. Pour ce qui est de l'étude des flux turbulents de surface qui nous intéressent tout spécialement, les campagnes de mesures spécifiques se sont multipliées au cours des années 1990 comme nous le verrons au chapitre 4.

I.2 Représentation mathématique

Les équations de la mécanique des fluides sont utilisées pour caractériser les aspects dynamiques et thermodynamiques de l'atmosphère.

I.2.A Variables utilisées

Le **système de coordonnées X** utilisé comprend généralement deux composantes horizontales $x_1=x$ et $x_2=y$ et une composante verticale $x_3=z$ (les notations introduites sont conventionnelles). Cette dernière est comptée positivement dans la direction du zénith du lieu considéré, son origine correspondant au niveau de la mer. Deux repères sont fréquemment utilisés en ce qui concerne les variables x et y . Dans le premier, l'axe de la variable x est orienté dans la direction de déplacement moyen du fluide. Dans le second, le système de coordonnées dit "du météorologiste", l'axe de la variable x est orienté dans la direction est et l'axe correspondant à la variable y dans la direction nord. On précisera plus loin, quel système de coordonnées sera utilisé. A ces dimensions spatiales vient évidemment s'ajouter la dimension temporelle t .

Sept variables sont habituellement employées pour décrire l'état de l'atmosphère en chacun de ses points et en chaque instant: la **pression atmosphérique** p , la **masse volumique** ρ , la **vitesse du vent** U (variable vectorielle, voir notations ci-dessous), la **température** T et l'**humidité** q . A celles-ci peuvent encore s'ajouter les concentrations de différents composants chimiques, selon les problèmes à traiter. Notons que nous ne prendrons en compte dans cette étude que l'eau en phase vapeur. Nous nous limiterons donc à la considération des 7 variables énoncées ci-dessus.

Le vecteur U représentant la vitesse du vent est décrit à l'aide de trois composantes notées traditionnellement $u_1=u$, $u_2=v$ et $u_3=w$. Les deux premières représentent les composantes horizontales tandis que la dernière se rapporte à la composante verticale dans le système de coordonnées considéré.

L'indicateur d'humidité q utilisé est l'**humidité spécifique**. Par définition, il est donné par

$$q = \frac{m_v}{m_a + m_v} = \frac{\rho_v}{\rho_a + \rho_v} = \frac{\rho_v}{\rho} \quad (1.1)$$

où m_a désigne la masse d'air sec dans un volume de référence V , m_v est la masse de vapeur d'eau dans ce même volume, ρ_a représente la masse volumique de l'air sec, ρ_v est la masse volumique de la vapeur d'eau et ρ est la masse volumique du mélange d'air sec et de vapeur d'eau. Il existe d'autres indicateurs d'humidité utilisés en météorologie (voir par exemple Bultot, 1987). Le **rapport de mélange** est un indicateur proche de l'humidité spécifique de par sa définition et son ordre de grandeur

$$r = \frac{m_v}{m_a} = \frac{\rho_v}{\rho_a} \quad (1.2)$$

Dans la suite du texte, on fera également appel à la **tension de vapeur**

$$e = \frac{n_v}{n_a + n_v} p \quad (1.3)$$

qui s'exprime en terme du rapport entre le nombre n_v de moles de vapeur d'eau au nombre total $n_v + n_a$ de moles de l'échantillon d'air humide. L'humidité spécifique est liée à la tension de vapeur par la relation

$$q = \frac{0,622 e}{(p - 0,378 e)} \quad (1.4a)$$

où $0,622 = R_a / R_v$ et $0,378 = 1 - 0,622$, avec $R_a = 287,05 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ (la constante massique de l'air sec) et $R_v = 461,51 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ (la constante massique de la vapeur d'eau). L'approximation suivante est souvent faite

$$q = 0,622 \frac{e}{p} \quad (1.4b)$$

mais, sauf mention explicite, c'est la relation (1.4a) qui sera utilisée dans cette étude. Un autre indicateur d'humidité d'usage très répandu en météorologie est l'**humidité relative** de l'air

$$U = 100 \left(\frac{e}{e^*} \right)_{p,T} \quad (1.5)$$

où e^* désigne la **tension de vapeur saturante** par rapport à une surface plane d'eau pure. Diverses formules ont été proposées pour estimer cette dernière (ex: formules simplifiées déduites de l'intégration de l'équation de Clausius Clapeyron dans Dufour et Van Mieghem, 1975). Dans le cadre de cette recherche la relation empirique dite "de Goff et Gratch" (TMI, 1966), considérée comme un standard, a été employée

$$\begin{aligned} \log_{10} e^* = & 10,79574(1-a) + 5,02800 \log_{10} a \\ & + 1,50475 \cdot 10^{-4} \left[1 - 10^{8,2969 \left(1 - \frac{1}{a} \right)} \right] \\ & + 0,42873 \cdot 10^{-3} \left[10^{4,76955(1-a)} - 1 \right] \\ & + 0,78614 \end{aligned} \quad (1.6)$$

où $a = T_i / T$, T désignant la température exprimée en K et $T_i = 273,16 \text{ K}$ est le point triple de l'eau. Cette formule est d'application au-dessus de l'eau (de 0 à 100 °C) et au-dessus de l'eau surfondue (de -50 à 0 °C). Une formule analogue a été établie au-dessus de la glace pour les températures négatives. Le **déficit de saturation**

$$\Delta e = e^* - e \quad (1.7)$$

apparaît également fréquemment.

La température est exprimée en K mis à part son usage dans certaines formules empiriques ou dans le cadre d'illustrations graphiques de résultats où elle est parfois convertie en degrés Celsius.

La **température virtuelle** T_v est introduite afin de pouvoir utiliser la loi des gaz parfaits pour l'air humide sous la forme $p = R_a \rho T_v$. Par définition elle est donnée par la

relation

$$T_v = T \left[1 + \left(\frac{R_v - R_a}{R_a} \right) q \right] \approx T [1 + 0,608 q] \quad (1.8)$$

et s'interprète comme la température qu'aurait l'air sec ayant même masse volumique ρ , et étant soumis à la même pression p , que l'air humide caractérisé par la température T et l'humidité spécifique q . Les variations de la masse volumique, et donc de la flottabilité d'une masse d'air, sont souvent exprimées en terme de variations de la température virtuelle.

En l'absence de mouvement atmosphérique, la force de pesanteur doit exactement équilibrer la composante verticale du gradient des forces de pression. Dans l'atmosphère, l'équation d'**équilibre hydrostatique** ($\partial p / \partial z = -\rho g$ où $g=9,81 \text{ ms}^{-2}$ est l'accélération due à la pesanteur) est d'application dans la plupart des situations. On admettra cette hypothèse pour l'état moyen de l'atmosphère au sens statistique introduit à la section suivante. Nous n'étudierons pas ici les structures atmosphériques soumises à des mouvements verticaux intenses, tels les lignes de grain ou les cyclones. En introduisant la température virtuelle définie ci-dessus dans le cas d'une atmosphère isotherme, la pression p à l'altitude z_{alt} est reliée à la pression p_0 au niveau de la mer par

$$p = p_0 \exp \frac{-g}{R_a T_v} z_{alt} \quad (1.9)$$

En pratique l'atmosphère n'est pas isotherme. Considérant la température virtuelle T_v à la hauteur z , l'échelle de hauteur en pression $R_a T_v / g$ n'est pas constante mais peut être associée à chaque hauteur z .

Il est courant de faire usage de la **température potentielle** (voir par exemple Dufour et Van Mieghem, 1975)

$$\theta = T \left(\frac{p_{ref}}{p} \right)^{\frac{R}{c_p}} \quad (1.10)$$

où p_{ref} est une pression de référence égale, par convention, à 1000 hPa,
 R est la constante massique de l'air humide

$$R = (1 - q) R_a + q R_v, \quad (1.11.a)$$

c_p est la chaleur massique de l'air humide à pression constante

$$c_p = (1 - q) c_{pa} + q c_{pv}, \quad (1.11.b)$$

avec $c_{pa} = 1004,67 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ (chaleur massique de l'air sec à pression constante) et
 $c_{pv} = 1846,04 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ (chaleur massique de la vapeur d'eau à pression constante).

La température potentielle d'une masse d'air humide non saturée (ne comprenant pas de phase condensée de l'eau) est par définition la température que prendrait cette masse d'air si elle était amenée à la pression standard p_{ref} par un processus adiabatique réversible. La température potentielle est donc conservée au cours d'un processus adiabatique.

La **température virtuelle potentielle** est définie par une relation analogue à (1.10):

$$\theta_v = T_v \left(\frac{p_{ref}}{p} \right)^{\frac{R}{c_p}} . \quad (1.12a)$$

Une température potentielle virtuelle peut également être définie sur la base de l'équation (1.8)

$$\theta_v = \theta [1 + 0,608 q] . \quad (1.12b)$$

En pratique les valeurs de ces deux températures sont tellement proches qu'elles sont souvent utilisées indistinctement.

I.2.B Approche statistique de la modélisation

La modélisation de la CLA demanderait une connaissance des conditions aux limites et des conditions initiales du système que l'on se propose d'étudier. Or, il n'est pas possible de définir en toute généralité ces conditions à toutes les échelles de la turbulence jusqu'à celle du plus petit tourbillon. En pratique d'ailleurs, il n'y a pas intérêt non plus à essayer de simuler tous les mouvements turbulents dans leurs moindres détails. Les paramètres intéressants de l'écoulement turbulent dans l'atmosphère ne sont pas tant les valeurs "locales" que les valeurs "moyennes", en un sens qui sera précisé plus loin. Une approche statistique s'impose donc naturellement.

L'exemple le plus souvent cité pour entrer en matière est celui du flux d'air, le vent. Il est commode de considérer celui-ci comme constitué d'une composante "régulière", le vent moyen évoluant "lentement" au cours du temps, et d'une partie fluctuante attribuée à la turbulence et responsable de la succession des bourrasques et des périodes d'accalmie. D'une manière plus formelle, il est devenu habituel lorsque l'on souhaite étudier les propriétés des écoulements turbulents et en particulier le flux d'air dans la CLA, de suivre la suggestion faite par Reynolds à la fin du 19^{ème} siècle. Les variables ξ caractéristiques (la vitesse du vent, la température, l'humidité, ...) sont décomposées en une **partie moyenne** $\bar{\xi}$ et une **partie turbulente** ξ' appelée **fluctuation ou perturbation** et telles que

$$\xi = \bar{\xi} + \xi' . \quad (1.13)$$

Reynolds a défini de plus quelques règles générales, les "**axiomes de Reynolds**", pour que le processus de moyenne soit aisément applicable aux équations (ξ, η sont des fonctions aléatoires quelconques de x, y, z, t et a est une constante quelconque):

- linéarité

$$\overline{a} = a; \quad \overline{a\xi} = a\bar{\xi}; \quad \overline{\xi + \eta} = \bar{\xi} + \bar{\eta}; \quad (1.14)$$

- commutativité (avec les opérateurs de dérivation et d'intégration)

$$\overline{\frac{\partial \xi}{\partial s}} = \frac{\partial \bar{\xi}}{\partial s}; \quad \overline{\int \xi ds} = \int \bar{\xi} ds \quad (1.15)$$

s représentant l'une des variables x, y, z ou t ;

- idempotence

$$\overline{\bar{\xi}} = \bar{\xi} \quad \text{et} \quad \overline{\bar{\xi}\eta} = \bar{\xi}\bar{\eta} \quad (1.16)$$

En pratique dans le cadre des études de la CLA basées sur des observations (en une station météorologique), la moyenne la plus fréquemment utilisée est la **moyenne temporelle**. Le pas de temps sur lequel est effectué la moyenne est généralement compris entre 10 minutes et une heure. Ce choix est effectué en référence à la position du minimum communément observé dans le spectre d'énergie de la vitesse de l'air mesurée dans les premières dizaines de mètres au dessus de la surface. Ce minimum sépare les processus à basse fréquence associés aux phénomènes synoptiques liés au flux d'air à grande échelle, des processus à plus haute fréquence liés à la turbulence. Il est souvent dénommé "**trou méso-météorologique**". D'autres moyennes sont également utilisées: la **moyenne spatiale ou spatio-temporelle**. Par exemple, dans le cas de mesures effectuée par avion, la moyenne sera effectuée selon une dimension dans l'espace le long de la ligne de vol. Tant les modèles à une dimension de la CLA que les modèles atmosphériques à 2 ou 3 dimensions spatiales font intervenir des moyennes spatio-temporelles. La dimension spatiale des mailles considérées (de l'ordre de 10 à 100 km selon le type de modèle) est de loin supérieure à la longueur caractéristique (≈ 1000 m) de la CLA. Les modèles de simulation des grandes échelles de la turbulence, désignés par les initiales "LES" (pour "Large-Eddy Simulation"), font exception à cette règle puisqu'ils considèrent des mailles de l'ordre de 50 à 150 m de côté mais ne s'appliquent qu'à des domaines d'extension très limitée (de l'ordre de quelques kilomètres de côté). Autre encore est la "**moyenne d'ensemble**" ou limite de la moyenne des résultats obtenus en réalisant un grand nombre d'expériences indépendantes. Si la moyenne d'ensemble peut être estimée dans le cas d'expériences de laboratoire, elle ne le peut pas dans le cas de mesures réalisées dans la CLA, en raison du caractère non-reproductible des situations qui s'y succèdent. Il faut rappeler ici que pour décrire la CLA, on ne s'intéresse pas seulement aux valeurs moyennes en tant que telles, mais aussi à leur évolution et aux moments d'ordres supérieurs. A strictement parler, la moyenne d'ensemble est la seule qui satisfasse aux "axiomes de Reynolds", et qui rende possible le traitement des équations et le problème de la turbulence d'une manière générale. Les différents types de moyennes indiqués ci-dessus sont identiques dans le cas d'un écoulement fluide homogène et stationnaire (c.-à-d. ne présentant pas de changement significatif au sens statistique dans l'espace et dans le temps). On parle **d'hypothèse ergodique** lorsque l'on identifie une moyenne temporelle à une moyenne d'ensemble. Cette hypothèse, si elle n'est pas réalisée *stricto-sensu* dans la réalité, est néanmoins considérée comme une approximation très satisfaisante dans la plupart des situations. Certains auteurs (ex. De Moor, 1983; Stull, 1988) étendent cette identification aux moyennes spatio-temporelles.

La **variance** σ_{ξ}^2 est largement utilisée pour quantifier la dispersion des données autour de la moyenne:

$$\sigma_{\xi}^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\xi_i - \bar{\xi})^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \xi_i^2 - \bar{\xi}^2 \quad (1.17)$$

Il est courant dans ce domaine d'utiliser l'estimateur biaisé de la variance (division par N et non par $N-1$) ce qui représente une excellente approximation étant donné les valeurs élevées prises habituellement par la taille N de l'échantillon considéré. L'**écart-type**, ou **déviation standard**, est égal à la racine carrée de la variance.

L'**énergie cinétique turbulente** figure parmi les variables les plus utilisées dans

les études de la CLA. Elle permet de représenter l'intensité de la turbulence et s'exprime en terme de la variance de la vitesse du fluide. Il est usuel de considérer la valeur moyenne de l'énergie cinétique turbulente par unité de masse

$$\overline{e_T} = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (1.18)$$

où l'indice T "turbulent" a été ajouté pour éviter toute confusion avec la notation " e " également traditionnellement utilisée pour désigner la tension de vapeur (cf. 1.2.A ci-dessus).

La **covariance** entre deux variables ξ et η

$$\text{cov}(\xi, \eta) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\xi_i - \bar{\xi})(\eta_i - \bar{\eta}) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \xi_i' \eta_i' = \overline{\xi' \eta'} \quad (1.19)$$

est aussi fréquemment utilisée. Elle correspond aux moments centrés d'ordre deux et est parfois appelée dans la littérature "corrélation double". Elle est en effet reliée au **coefficient de corrélation linéaire** par

$$r_{\xi\eta} = \frac{\text{cov}(\xi, \eta)}{\sigma_\xi \sigma_\eta} = \frac{\overline{\xi' \eta'}}{\sqrt{\overline{\xi'^2} \overline{\eta'^2}}}. \quad (1.20)$$

Nous allons voir que les covariances sont directement liées aux flux turbulents qui nous intéressent dans cette étude. Introduisons tout d'abord les **flux cinématiques de chaleur sensible** H_c et **de chaleur latente** LE_c définis par

$$H_c = \frac{H}{\rho c_p} \quad (1.21)$$

$$LE_c = \frac{LE}{\rho L_v} \quad (1.22)$$

où H et LE sont respectivement les flux turbulents de chaleur sensible et de chaleur latente déjà évoqués au chapitre introductif. Les flux cinématiques sont utilisés pour se rapporter à des unités correspondant aux variables directement mesurables (température, vitesse du vent, humidité, ...). Les unités des flux cinématiques sont respectivement pour le flux de chaleur sensible $[H_c] = \text{K m s}^{-1}$ et pour le flux de chaleur latente $[LE_c] = \text{m s}^{-1} = \text{kg}_{\text{eau}} \text{kg}_{\text{air}}^{-1} \text{m s}^{-1}$, la dernière égalité étant introduite par commodité et en référence au flux de vapeur d'eau évaporée par une surface.

Les covariances entre chacune des composantes de la vitesse du vent et la température ont la dimension de flux cinématiques de chaleur sensible. Les covariances entre les composantes de vitesse et l'humidité spécifique ont les dimensions de flux cinématiques de chaleur latente. On parle dès lors des diverses **composantes horizontales et verticales des flux cinématiques turbulents de chaleur sensible et de chaleur latente**: $\overline{u'\theta'}$, $\overline{v'\theta'}$, $\overline{w'\theta'}$, $\overline{u'q'}$, $\overline{v'q'}$, $\overline{w'q'}$. On peut noter dès à présent que la valeur moyenne $\overline{w}$ de la vitesse verticale du vent étant d'ordinaire petite dans la CLA, la valeur du flux cinématique vertical d'advection de chaleur $\overline{w\theta}$ est négligeable vis-à-vis de celle de la composante verticale du flux cinématique turbulent $\overline{w'\theta'}$ (et de même pour $\overline{wq}$ vis-à-vis de $\overline{w'q'}$). Cette remarque ne peut pas être transposée aux composantes horizontales, puisque les valeurs moyennes des composantes de la vitesse du vent pouvant selon les cas

considérés prendre des valeurs importantes, les flux d'advection correspondants ne sont pas systématiquement négligeables. Les notations H et LE utilisées au chapitre introductif sont traditionnellement réservés aux composantes verticales des flux turbulents et l'on fera dès ce moment l'identification suivante:

$$H_c = \overline{w'\theta'} \quad (1.23)$$

et

$$LE_c = \overline{w'q'} \quad (1.24)$$

ou encore, pour revenir aux unités habituelles des flux

$$H = \rho c_p \overline{w'\theta'} \quad (1.25)$$

et

$$LE = \rho L_v \overline{w'q'}. \quad (1.26)$$

Le flux d'évapotranspiration est quant à lui donné par

$$E = \frac{LE}{L_v} \quad (1.27)$$

qui correspond à la relation (0.1) du chapitre introductif. **Par convention dans cette étude, les flux H , LE et E sont comptés positivement lorsqu'ils sont dirigés vers le haut.** Dans les relations (1.25) à (1.27) nous avons **omis d'indiquer les barres de moyenne** sur ρ , c_p et L_v en vue d'adopter les notations usuelles aux chapitres suivants.

Notons encore que la mesure des corrélations spatiales, des spectres de quantités décrites en terme de nombres d'onde spatiaux, ou des covariances en tant que moyennes spatiales, est bien difficile à mettre en oeuvre. Au contraire, l'étude de la turbulence est grandement facilitée sur le plan expérimental lorsque les mesures peuvent être effectuées au cours du temps en un point fixé dans l'espace. Lorsque la turbulence est approximativement stationnaire et homogène et que son intensité n'est pas très élevée, le champ de la turbulence ne se modifie pas de manière significative au cours des intervalles de temps auxquels on s'intéresse et est transportée par advection avec le vent moyen. Cette hypothèse "de la turbulence gelée" est encore appelée **hypothèse de Taylor** (1938). Elle est principalement utilisée pour interpréter des observations effectuées par avions (la vitesse de déplacement de ceux-ci étant approximativement d'un ordre de grandeur plus élevé que celle du vent) et les comparer à d'autres mesures disponibles. Elle peut aussi être évoquée pour interpréter en terme de caractéristiques spatiales, les déductions tirées d'un spectre temporel. Elle n'est en général pas d'application pour les mesures locales effectuées depuis une tour ou un mât.

I.2.C Equations générales descriptives de l'atmosphère

Trois facteurs principaux différencient la turbulence de la basse atmosphère de la turbulence générée au moyen de turbines dans les expériences utilisant des tunnels. Tout d'abord, dans l'atmosphère la turbulence associée à la convection thermique coexiste avec la turbulence d'origine mécanique (c.-à-d. induite par le cisaillement de la vitesse verticale du vent). Ensuite, la turbulence dans la CLA interagit avec le flux d'air à grande échelle qui est influencé par la rotation terrestre. Enfin, la surface terrestre étant loin d'être homogène (nature de la surface, orographie, ...) l'influence de la surface est beaucoup plus complexe

dans le cas de l'atmosphère.

Les équations du mouvement et les différentes équations de conservation s'appliquent aux flux turbulents et constituent un ensemble d'équations très complexe. En fonction des objectifs poursuivis, soit on recherche des solutions analytiques pour un ensemble d'équations simplifiées, soit on génère des solutions numériques approchées pour des ensembles plus complets d'équations. Selon les cas envisagés, des hypothèses peuvent être introduites comme par exemple ne considérer que les surfaces continentales homogènes horizontalement, ou les situations sans nuage, ou les situations synoptiques homogènes (dépourvues de discontinuités).

L'objectif ici ne sera pas de présenter en détails l'introduction des différentes hypothèses dans les équations. On s'attachera à voir comment elles sont traitées d'une manière générale sous les hypothèses les plus couramment adoptées. Parmi les approximations fréquemment introduites dans les équations figure **l'approximation anélastique**:

- l'état thermodynamique de l'atmosphère s'écarte peu de l'état hydrostatique et les mouvements sont adiabatiques;
- le nombre de Mach de l'écoulement (rapport de la vitesse du fluide à la vitesse du son) est petit et il n'y a pas de mouvements à trop haute fréquence dans l'écoulement; on néglige les ondes de compression (pas d'effet de compressibilité dynamique).

On accepte de plus habituellement l'**approximation de Boussinesq** en adoptant en outre la forme incompressible de l'équation de continuité et en maintenant dans les équations une structure telle qu'elle permette de prendre en compte les effets de flottabilité (compression/dilatation en fonction de la température). On constatera en effet que dans les équations présentées plus loin, la masse volumique est traitée comme une constante sauf lorsqu'elle est couplée à la pesanteur dans le terme de flottabilité de l'équation du mouvement vertical.

Les équations de base peuvent être énoncées comme suit:

- **équation d'état** (loi des gaz parfaits):

$$p = R_a \rho T_v ; \quad (1.28)$$

- **équation de conservation de la masse** (équation de continuité)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (1.29a)$$

où l'on a introduit la notation d'Einstein de sommation sur les indices. Dans la grande majorité des problèmes traités dans la CLA, cette équation peut être ramenée à la **condition d'incompressibilité**

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 ; \quad (1.29b)$$

- **équation de conservation de la quantité de mouvement**

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\delta_{i3} g - 2\varepsilon_{ijk} \Omega_j u_k - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (1.30)$$

où $\Omega = |\Omega| = 7,292 \cdot 10^{-5} \text{ rad s}^{-1}$ est la vitesse angulaire de rotation de la Terre et ν est la viscosité cinématique. On a fait usage dans cette équation du "delta de Kronecker" ($\delta_{ij}=1$ si $i=j$ et $\delta_{ij}=0$ si $i \neq j$) et du "tenseur alternatif" ($\varepsilon_{ijk}=1$ si $ijk=123, 231$ ou 312 , $\varepsilon_{ijk}=-1$ si $ijk=321, 213$ ou 132 , $\varepsilon_{ijk}=0$ dès qu'au moins deux des indices ijk prennent des valeurs identiques). Les deux premiers termes du membre de gauche correspondent respectivement à la variation locale et à l'advection de quantité de mouvement. Les termes du membre de droite représentent successivement (de gauche à droite) le terme de pesanteur, le terme de Coriolis, le terme correspondant à la force due au gradient de pression et le terme décrivant l'influence de la tension visqueuse.

- équation de conservation de l'humidité

$$\frac{\partial q}{\partial t} + u_j \frac{\partial q}{\partial x_j} = \nu_q \frac{\partial^2 q}{\partial x_j^2} + \frac{E_v}{\rho} \quad (1.31)$$

où ν_q est la **diffusivité moléculaire de la vapeur d'eau** atmosphérique et E_v désigne la masse de vapeur d'eau produite par unité de volume et de temps par évaporation ou sublimation. On suppose ici qu'il n'y a pas d'autre source (ou puits) de vapeur d'eau et que l'atmosphère ne comprend pas d'eau liquide (dans ce cas, il faudrait ajouter une équation de conservation pour l'eau liquide);

- équation de conservation de la chaleur

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u_j \frac{\partial \theta}{\partial x_j} = \nu_\theta \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_j^2} - \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial Q_j^*}{\partial x_j} - \frac{L E_v}{\rho c_p} \quad (1.32)$$

où ν_θ est la **diffusivité thermique**, L est la chaleur latente associée au changement de phase considéré (évaporation ou sublimation) et Q_j^* est la $j^{\text{ème}}$ composante du rayonnement net (la notation Rn utilisée au chapitre introductif est réservé à la composante verticale du rayonnement net en surface). Cette équation comprend les contributions du transport de chaleur sensible et de chaleur latente. C'est une forme fréquemment adoptée dans le domaine de la météorologie pour la conservation de l'enthalpie (1^{er} principe de la thermodynamique).

On suppose dans la théorie de la turbulence, que l'état statistique de l'écoulement peut être déduit de l'état statistique initial au moyen des équations de la mécanique des fluides. L'état statistique est généralement décrit à l'aide d'un ensemble de moments caractérisant la distribution de probabilité des différents champs scalaires intervenant dans les équations (composantes de vitesse, température, humidité, ...). La pratique a montré d'ailleurs que les propriétés les plus saillantes de la turbulence sont bien décrites à l'aide d'un nombre restreint de ces moments.

On a vu ci-dessus que les variables descriptives de l'état de l'atmosphère peuvent être décomposées en une partie moyenne et une partie turbulente. L'examen des ordres de grandeur ("**analyse d'échelle**") des différents termes des équations permet de simplifier celles-ci. Quelques exemples, utiles pour la bonne compréhension de la suite de ce texte, seront rapidement examinés ci-dessous:

1- L'application des axiomes de Reynolds à l'équation d'état (1.28) conduit à

$$\bar{p} = R_a \bar{\rho} \bar{T}_v; \quad (1.33)$$

en négligeant le terme $\overline{\rho' T_v'}$, d'ordinaire beaucoup plus petit que les autres termes.

On dit que l'équation d'état est d'application pour les valeurs moyennes, fait bien vérifié expérimentalement.

2- La décomposition des variables intervenant dans l'équation d'état (1.28) en une partie moyenne et une partie turbulente et l'examen des ordres de grandeur permet de simplifier cette équation en

$$\frac{\rho'}{\bar{\rho}} = - \frac{T'_v}{T_v} \quad (1.34a)$$

qui montre bien que les seuls écarts de à la moyenne sont liés à la température seule. Cette dernière relation peut encore s'écrire, compte tenu de (1.12),

$$\frac{\rho'}{\bar{\rho}} = - \frac{\theta'_v}{\theta_v} \quad (1.34b)$$

Cette équation permet de substituer les fluctuations de température aux fluctuations de masse volumique, moins facilement mesurables en pratique. Elle exprime aussi que de l'air plus chaud que son environnement est également moins dense.

3- La composante verticale de l'équation de conservation de la quantité de mouvement (1.30) peut se réécrire

$$\left(1 + \frac{\rho'}{\bar{\rho}}\right) \frac{dw}{dt} = - \left(1 + \frac{\rho'}{\bar{\rho}}\right) g - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p}{\partial z} + \left(1 + \frac{\rho'}{\bar{\rho}}\right) \nu \frac{\partial^2 w}{\partial x_j^2}$$

L'approximation de Boussinesq consiste à négliger $\rho'/\bar{\rho}$ partout dans l'expression ci-dessus sauf dans le terme de pesanteur où il ne peut être omis. Compte tenu de (1.34b) on obtient

$$\frac{dw}{dt} = - \left(1 - \frac{\theta'_v}{\theta_v}\right) g - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial x_j^2} \quad (1.35)$$

et l'équation générale (1.30) peut être réécrite

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = - \delta_{i3} g \left(1 - \frac{\theta'_v}{\theta_v}\right) - 2 \varepsilon_{ijk} \Omega_j u_k - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (1.36)$$

4- En admettant que l'état moyen est en équilibre hydrostatique ($\partial \bar{p} / \partial z = - \bar{\rho} g$), $\bar{w} = 0$ et l'équation (1.35) devient

$$\frac{dw'}{dt} = \left(\frac{\theta'_v}{\theta_v}\right) g - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} + \nu \frac{\partial^2 w'}{\partial x_j^2} \quad (1.37)$$

ce qui permet de voir que de l'air plus chaud que son environnement donne lieu à une accélération verticale vers le haut (observée notamment dans les thermiques).

Le rapport

$$\beta = \frac{g}{\theta_v} \quad (1.38)$$

dénommé **coefficient de flottabilité**, interviendra encore fréquemment dans la suite de ce texte. Il est lié au rapport entre les forces de pesanteur et d'Archimède.

L'application des axiomes de Reynolds aux équations (1.29b à 1.32) permet d'obtenir des **équations d'évolution pour les grandeurs moyennes**. Celles-ci peuvent se

résumer par (1.33) et

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0; \quad (1.39)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\delta_{i3} g + f_c \varepsilon_{ij3} \bar{u}_j - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial(\bar{u}_i \bar{u}_j')}{\partial x_j} \quad (1.40)$$

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{q}}{\partial x_j} = \nu_q \frac{\partial^2 \bar{q}}{\partial x_j^2} + \frac{E_v}{\bar{\rho}} - \frac{\partial(\bar{u}_j \bar{q}')}{\partial x_j} \quad (1.41)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} = \nu_\theta \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x_j^2} - \frac{1}{\bar{\rho} c_p} \frac{\partial Q_j^*}{\partial x_j} - \frac{L E_v}{\bar{\rho} c_p} - \frac{\partial(\bar{u}_j \bar{\theta}')}{\partial x_j} \quad (1.42)$$

où $f_c = 2\omega \sin \varphi$ est le paramètre de Coriolis (φ est la latitude et $\omega = 2\pi \text{ rad} / 23\text{h}56$, le dénominateur correspondant à la durée du jour sidéral) et où les termes Q_j^* et E_v ont été considérés comme des forçages moyens. Les équations (1.33) et (1.39) à (1.42) paraissent très similaires aux équations initiales (1.28) à (1.32). Mis à part les quelques simplifications qui y ont été introduites (réécriture des termes de Coriolis), la principale différence vient

de l'apparition des termes de turbulence $\frac{\partial(\bar{u}_i \bar{u}_j')}{\partial x_j}$, $\frac{\partial(\bar{u}_j \bar{q}')}{\partial x_j}$, $\frac{\partial(\bar{u}_j \bar{\theta}')}{\partial x_j}$. Ceux-ci représentent

respectivement la divergence des flux turbulents de quantité de mouvement, d'humidité et de chaleur. Ils sont encore appelés "termes de Reynolds". Leur présence dans les équations d'évolution des valeurs moyennes est due à l'existence de termes non linéaires dans les équations de départ.

I.2.D Problème de la fermeture des équations

Les termes $\bar{u}_i \bar{u}_j'$, $\bar{u}_j \bar{q}'$, $\bar{u}_j \bar{\theta}'$ figurant dans les équations (1.40) à (1.42) ci-dessus sont des covariances. Le système d'équations aux valeurs moyennes n'est pas fermé: il contient plus d'inconnues (21) que d'équations (7). Pour faire face à ce **problème de fermeture**, une possibilité consiste à rechercher des relations entre les termes de Reynolds et les inconnues principales (les valeurs moyennes des cinq variables de départ, dont une variable vectorielle). Une autre possibilité est d'augmenter le nombre d'équations en ajoutant des équations d'évolution pour les covariances. Pour ce faire, on procède en deux étapes. Premièrement, on recherche l'équation d'évolution des perturbations. Ceci se fait en soustrayant de l'équation de départ correspondant à la variable considérée l'équation d'évolution de la moyenne. On obtient par exemple dans le cas de la $i^{\text{ème}}$ composante de la perturbation de la vitesse du vent (voir équations (1.36) et (1.40))

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i'}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + u_j' \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \bar{u}_j \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} = \\ \delta_{i3} \frac{\theta_v'}{\theta_v} g + f_c \varepsilon_{ij3} u_j' - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i'}{\partial x_j^2} + \frac{\partial(\bar{u}_i \bar{u}_j')}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (1.43)$$

Deuxièmement, on multiplie les équations obtenues par les perturbations adéquates et on applique l'opération de moyenne et les axiomes de Reynolds afin de calculer les covariances dont on se propose de construire les équations

d'évolution: $\frac{\partial(\overline{\xi' \eta'})}{\partial t} = \overline{\xi'} \frac{\partial \eta'}{\partial t} + \overline{\eta'} \frac{\partial \xi'}{\partial t}$. Par exemple, dans le cas du flux de quantité de mouvement, on obtient

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\overline{u_i' u_k'})}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial(\overline{u_i' u_k'})}{\partial x_j} = & -\overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \overline{u_k'}}{\partial x_j} - \overline{u_k' u_j'} \frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_j} - \frac{\partial(\overline{u_i' u_j' u_k'})}{\partial x_j} \\ & + \frac{g}{\theta_v} (\delta_{k3} \overline{u_i' \theta_v'} + \delta_{i3} \overline{u_k' \theta_v'}) + f_c (\varepsilon_{kj3} \overline{u_i' u_j'} + \varepsilon_{ij3} \overline{u_k' u_j'}) \\ & - \left(\frac{\overline{u_k'}}{\overline{\rho}} \right) \frac{\partial \overline{p'}}{\partial x_i} - \left(\frac{\overline{u_i'}}{\overline{\rho}} \right) \frac{\partial(\overline{p'})}{\partial x_k} + \nu \overline{u_i'} \frac{\partial^2 \overline{u_k'}}{\partial x_j^2} + \nu \overline{u_k'} \frac{\partial^2 \overline{u_i'}}{\partial x_j^2} \end{aligned} \quad (1.44)$$

L'interprétation des différents termes sera donnée plus loin pour la forme simplifiée (1.50). Dans le cas particulier où $i=k$, on obtient l'équation d'évolution de la variance de la vitesse

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{u_i'^2}}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \overline{u_i'^2}}{\partial x_j} = & -2 \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_j} - \frac{\partial(\overline{u_j' u_i'^2})}{\partial x_j} \\ \text{du vent} & \\ & + 2 \delta_{i3} \frac{g}{\theta_v} (\overline{u_i' \theta_v'}) - 2 \left(\frac{\overline{u_i'}}{\overline{\rho}} \right) \frac{\partial \overline{p'}}{\partial x_i} + 2 \nu \overline{u_i'} \frac{\partial^2 \overline{u_i'}}{\partial x_j^2} \end{aligned} \quad (1.45)$$

le terme de Coriolis étant identiquement nul ($2 f_c \varepsilon_{ij3} \overline{u_i' u_j'} = 0$). Le premier des deux derniers termes est appelé terme de retour à l'isotropie car il traduit l'action des perturbations de pressions qui tendent à uniformiser l'énergie des tourbillons. Le second est le terme de dissipation visqueuse. L'analyse d'échelle, appliquée aux deux derniers termes, conduit aux approximations suivantes (Stull, 1988):

$$\begin{aligned} 2 \left(\frac{\overline{u_i'}}{\overline{\rho}} \right) \frac{\partial \overline{p'}}{\partial x_i} &= \frac{2}{\overline{\rho}} \frac{\partial(\overline{u_i' p'})}{\partial x_i} \\ \overline{u_i'} \frac{\partial^2 \overline{u_i'}}{\partial x_j^2} &= - \left(\frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_j} \right)^2 \end{aligned}$$

qui permettent de réécrire (1.45) en aboutissant à la forme simplifiée couramment utilisée pour modéliser la CLA

$$\frac{\partial \overline{u_i'^2}}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \overline{u_i'^2}}{\partial x_j} = -2 \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_j} - \frac{\partial(\overline{u_j' u_i'^2})}{\partial x_j} + 2 \delta_{i3} \frac{g}{\theta_v} (\overline{u_i' \theta_v'}) - \frac{2}{\overline{\rho}} \frac{\partial(\overline{u_i' p'})}{\partial x_i} - 2 \varepsilon \quad (1.46)$$

$$\text{où } \varepsilon = \nu \left(\frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_j} \right)^2 \quad (1.47)$$

Notons que **l'effet de la viscosité est négligé** dans la plupart des problèmes traités (sauf dans une zone extrêmement mince au voisinage de la surface, cf. point I.3).

On peut procéder de la même manière pour obtenir des équations pronostiques pour les autres flux $\overline{u_j' q'}$ et $\overline{u_j' \theta'}$. Il faut bien constater cependant que l'établissement d'équations d'évolution pour les covariances ne résout pas le problème de fermeture

rencontré. En effet, les nouvelles équations contiennent de nouvelles inconnues, les moments centrés d'ordre 3 (ou "corrélations triples") et des termes faisant intervenir les dérivées spatiales des fluctuations. La recherche d'équations d'évolution pour les moments d'ordre 3 ne ferait qu'accroître le nombre d'inconnues. D'une manière générale, du fait de la non-linéarité des équations de départ, le système d'équations qui décrit l'évolution statistique de la turbulence est constitué par une **hiérarchie infinie d'équations aux moments**. Tout sous-système fini contient plus d'inconnues que d'équations et est donc ouvert.

En pratique, on ne se base que sur un nombre très limité d'équations et l'on exprime les inconnues restantes en terme des variables connues. En retenant les équations d'évolution des moments d'ordre n et en introduisant des paramétrisations pour les moments d'ordre $n+1$, on introduit une "**hypothèse de fermeture du $n^{\text{ième}}$ ordre**". Lorsque les quantités inconnues en un point de l'espace sont paramétrisées en fonction des variables connues au même point, on parle de **fermeture locale**. Dans ce cas, la turbulence est traitée par analogie avec la diffusion moléculaire. En météorologie, les techniques de fermetures locales sont utilisées jusqu'au troisième ordre. Lorsque les quantités inconnues sont paramétrisées en fonction des variables connues en de nombreux points de l'espace, on parle de **fermeture non-locale**. La turbulence est vue dans ce cas comme une superposition de tourbillons, transportant une partie du fluide à la manière d'un processus d'advection. Les méthodes non locales ont principalement été utilisées avec la fermeture du premier ordre.

On parle d'hypothèse de fermeture d'**ordre zéro** lorsqu'aucune équation d'évolution n'est retenue, même pas pour les valeurs moyennes. Dans ce cas, les diverses variables moyennes sont paramétrisées directement en fonction de l'espace et du temps. Lorsque seules certaines équations du premier ordre sont retenues ou que des formes sont imposées aux profils verticaux de certaines variables, on parle de fermeture d'**ordre un demi**. On parle encore d'hypothèse de fermeture d'**ordre un et demi** lorsque l'équation d'évolution de l'énergie cinétique turbulente (voir I.2.E ci-dessous) est prise en compte en plus des équations d'évolution des valeurs moyennes. Dans le cas de la fermeture locale du **premier ordre** il est habituel d'exprimer directement les flux $u_j \bar{\xi}$ en terme des gradients des valeurs moyennes $\bar{\xi}$

$$\overline{u_j \xi} = -K_{ij} \frac{\partial \bar{\xi}}{\partial x_j} \quad (1.48)$$

Dans cette équation, le signe "-" est conventionnel et K_{ij} est, en toute généralité, un "tenseur d'échange" dont les composantes s'expriment en m^2s^{-1} . Rappelons que dans la CLA, les gradients verticaux sont de loin supérieurs aux gradients horizontaux de sorte que les transports turbulents sont essentiellement verticaux. Lorsque les propriétés statistiques de la turbulence peuvent être considérées comme homogènes sur des plans horizontaux, K est considéré comme un scalaire (**coefficient d'échange**) spécifique au type de variable ξ considérée et paramétrisé en fonction de l'altitude et d'autres conditions sur lesquelles nous reviendrons plus loin (voir relations (2.23) à (2.25) au chapitre 2). Lorsque l'équation ci-dessus se rapporte au flux de quantité de mouvement, K est généralement noté K_m . Dans ce cas K_m est parfois appelé "**viscosité turbulente**" par analogie avec la viscosité moléculaire ν qui intervient dans l'expression de la tension moléculaire $\tau = \rho \nu \partial u / \partial z$ d'un fluide newtonien. Afin de mettre une limite à cette analogie, il faut noter que dans

l'atmosphère, K_m est fonction des propriétés de la turbulence (et non uniquement de la nature du fluide) et présente des ordres de grandeur largement supérieurs à ceux pris par la viscosité. De la même manière cependant, on qualifie de **“diffusivité turbulente thermique”** K_H et **“de la vapeur d'eau”** K_E les paramètres K respectivement associés aux équations analogues exprimant les flux de chaleur et d'humidité. L'hypothèse de fermeture repose sur la paramétrisation adoptée pour le paramètre K . On parle de **“fermeture en K”** et de **“théorie en K”**. L'hypothèse la plus simple considère K comme une valeur constante positive. Du point de vue de l'orientation des vecteurs, le flux s'oppose au gradient de la variable physique moyenne (d'où la convention de signe couramment adoptée), ce qui semble à première vue admissible si l'on se réfère par exemple au sens commun de la diffusion de la chaleur. Cette théorie, intéressante sur le plan conceptuel, l'est beaucoup moins sur celui des résultats qu'elle fournit. Elle ne convient pas à la description des écoulements turbulents comprenant des tourbillons de grande taille auquel cas des valeurs négatives doivent pouvoir être prises par K pour rendre compte de l'existence possible de flux contre-gradients. Bien d'autres paramétrisations ont été proposées avec des succès variables (théorie de la longueur de mélange, diverses fonctions des valeurs moyennes et/ou de leurs gradients, variables ou non en fonction de l'altitude ...). Elles ne seront pas passées en revue ici mais il y sera encore fait référence aux chapitres suivants. D'une manière générale, la théorie K n'est pas d'application dans les situations présentant une convection intense impliquant des tourbillons de dimension spatiale comparable à l'épaisseur de la région de la CLA dans laquelle ils se produisent (la couche de mélange ou couche limite convective dont il sera question dans la partie 1.3.B de ce chapitre). Dans ce cas, on fait soit appel à une méthode de fermeture non locale, soit à une fermeture d'ordre plus élevé. Les différentes techniques existantes ne seront pas détaillées ici.

Le choix de l'hypothèse de fermeture adoptée dépend du problème traité, de l'objectif poursuivi et des ressources informatiques disponibles. Les hypothèses de fermeture d'ordre peu élevé ont prouvé leur utilité pour simuler certaines caractéristiques de la CLA sous des conditions spécifiques. L'utilisation d'hypothèse de fermeture d'ordre élevé ou de la fermeture non locale permet quant à elle d'obtenir des solutions en général plus précises pour la simulation du comportement de l'ensemble de la CLA, mais impose une plus grande complexité et exige un coût plus élevé en temps de calcul. De plus, il est impératif de valider les paramétrisations adoptées à l'aide d'observations. Il n'est pas aisé en pratique de satisfaire cette exigence ce qui limite l'établissement et l'utilisation de techniques de fermeture d'ordre élevé.

I.2.E Equation de l'énergie cinétique turbulente et stabilité de l'atmosphère

Il est utile à ce stade de considérer l'équation d'évolution de l'énergie cinétique turbulente (par unité de masse). La relation (1.18) qui la définit peut se réécrire

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} \overline{u_i^2} \right) = \dots \quad (1.49)$$

en utilisant la notation faisant appel à la convention de sommation sur les indices. Partant de la forme simplifiée (1.46), il vient alors

$$\frac{\partial \overline{e_T}}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \overline{e_T}}{\partial x_j} = \underbrace{\delta_{i3} \frac{g}{\theta_v} (\overline{u_i' \theta_v'})}_{A} - \underbrace{\overline{u_i u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j}}_{B} - \underbrace{\frac{\partial (\overline{u_j' e_T})}{\partial x_j}}_{C} - \underbrace{\frac{1}{\overline{\rho}} \frac{\partial (\overline{u_i' p'})}{\partial x_i}}_{D} - \underbrace{\varepsilon}_{E} \quad (1.50)$$

Dans le membre de gauche figurent la tendance locale d'évolution de l'énergie cinétique turbulente et le terme d'advection par le vent moyen. Dans le membre de droite, le premier terme (A) représente la production d'énergie cinétique (positive ou négative selon le signe du flux de chaleur $\overline{u_i' \theta_v'}$ résultant du travail des forces de flottabilité. Celles-ci sont fonction de l'importance respective de la poussée d'Archimède et du poids de l'air (dont la masse volumique est elle-même conditionnée par sa température et son degré d'humidité). Le deuxième terme (B) traduit la production dynamique (positive) d'énergie cinétique causée par l'interaction du flux turbulent de quantité de mouvement avec le cisaillement (principalement vertical) du vent. Ce terme peut être interprété comme un transfert d'énergie associé au vent moyen, un terme identique, au signe près, figurant dans l'équation d'évolution de l'énergie cinétique moyenne (qui peut être déduite de l'équation (1.40) d'évolution du vent moyen). On désigne ce deuxième terme sous l'appellation "terme d'inertie" ou "terme relatif aux forces mécaniques". Le troisième terme (C) représente le transport turbulent d'énergie cinétique (divergence/convergence locale). Le quatrième terme (D) exprime la redistribution de l'énergie cinétique par les perturbations de pression (terme de "presso-corrélation" ou "presso-diffusion"), par exemple liée aux oscillations provoquées par des ondes de gravité. Le dernier terme (E) traduit la dissipation de l'énergie cinétique en chaleur par effet de viscosité moléculaire.

Outre le fait que l'équation (1.50) peut être retenue comme fermeture, elle permet aussi de caractériser l'état de stabilité de l'atmosphère. L'importance relative des termes de flottabilité (A) et de cisaillement (B) est souvent utilisée pour caractériser l'origine de la convection. On parle de **convection libre** quand le terme A associé aux forces de flottabilité est positif et domine le terme B de production dynamique. On parle de **convection forcée** quand A est positif et inférieur à B. La figure 1.2 schématise les différents régimes possibles. Les conditions de convection libre correspondent sur les continents aux journées ensoleillées avec peu de vent, lorsque la turbulence résulte du réchauffement de la surface par le rayonnement solaire. Par contre, les situations avec convection forcée se produisent par vent fort avec ciel fortement nuageux.

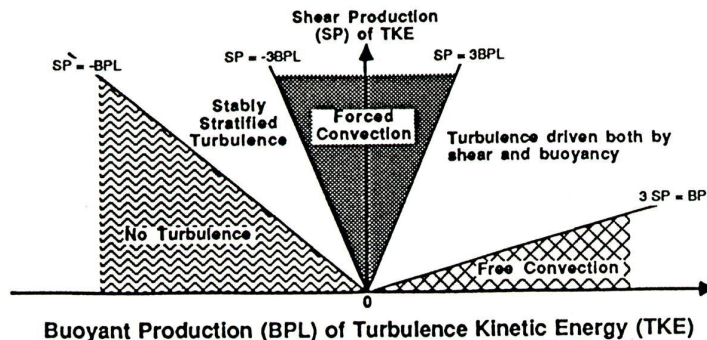


Figure 1.2: différents régimes possible de convection en fonction du signe et de l'importance relative des termes de flottabilité (BPL) et de cisaillement (SP); d'après Stull (1988).

La force de flottabilité peut être utilisée pour définir la notion de **stabilité statique** de l'atmosphère. De l'air plus chaud ou plus humide, donc plus léger, que son environnement va avoir tendance à s'élever. Il est dit **statiquement instable**. Le flux de chaleur sensible H est positif. Inversement, de l'air plus froid ou plus sec que son environnement aura tendance à perdre de l'altitude et sera qualifié de **statiquement stable**. Le flux de chaleur sensible est alors négatif. Une région de l'atmosphère est dans un état **statiquement neutre** lorsque l'air y est en équilibre avec son environnement sous l'effet des forces de flottabilité. Le flux de chaleur sensible y est nul. Lorsque la mesure du flux de chaleur sensible n'est pas disponible, la forme prise par le profil vertical de température potentielle $\bar{\theta}$ sur l'ensemble de la CLA permet le plus souvent de caractériser la stabilité statique (voir application dans la partie 1.3.D). Etant donné que les profils comprennent souvent des variations localisées de leur pente, la seule considération d'une valeur locale du gradient vertical de température virtuelle peut conduire à une erreur de diagnostic; l'ensemble du profil doit être pris en compte. Le cas neutre, plus simple, a été le plus étudié mais se présente rarement dans la réalité. Il peut se produire au-dessus de la mer et/ou par vent fort lorsque le ciel présente une couverture nuageuse uniforme.

Même lorsque l'air est statiquement stable, le cisaillement du vent peut générer la turbulence de manière dynamique. Bien que les autres termes de l'équation d'évolution de l'énergie cinétique ne soient pas nécessairement négligeables, il est habituel, pour caractériser la stabilité dynamique, de ne considérer que l'importance relative des deux premiers termes A et B. Leur rapport (au signe près, par convention) est appelé **nombre de Richardson de flux**

$$R_f = \frac{\left(\frac{g}{\bar{\theta}_v}\right) (\overline{u'_3 \theta'_v})}{(\overline{u'_i u'_j}) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}} \quad (1.51a)$$

Dans le cas particulier d'une atmosphère homogène horizontalement sans subsidence ($\bar{w} = 0$), on obtient la forme plus habituelle

$$R_f = \frac{\left(\frac{g}{\bar{\theta}_v}\right) (\overline{w' \theta'_v})}{(\overline{u' w'}) \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + (\overline{v' w'}) \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}} \quad (1.51b)$$

en réintroduisant la notation $u=u_1$, $v=u_2$ et $w=u_3$. Le dénominateur étant habituellement négatif (le flux de quantité de mouvement a le signe opposé au cisaillement du vent moyen), R_f est négatif lorsque l'air est statiquement instable. Il est nul en atmosphère neutre et positif en atmosphère statiquement stable. $R_f=1$ est considéré comme la limite au-delà de laquelle l'écoulement devient laminaire, la turbulence d'origine mécanique étant inhibée par les forces de flottabilité. L'air est dans un état **dynamiquement stable**. En deçà de la valeur 1, la stabilité statique est insuffisante pour s'opposer à la génération de la turbulence d'origine mécanique. L'air est dit **dynamiquement instable**. En particulier, l'air statiquement instable l'est aussi dynamiquement ($R_f < 0$).

Le nombre R_f présente le désavantage d'exiger la connaissance des valeurs prises par les flux turbulents. Ces valeurs ne sont pas toujours connues en pratique. En faisant l'hypothèse que les flux sont proportionnels aux gradients (théorie en K, voir ci-dessus),

il est souvent plus aisé de substituer à R_f un autre indicateur de stabilité, le nombre de Richardson de gradient R_i

$$R_i = \frac{\left(\frac{g}{\theta_v} \right) \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z}}{\left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 \right]}. \quad (1.52)$$

L'écoulement turbulent devient laminaire lorsque $R_i > 1$. L'écoulement laminaire devient turbulent en deçà d'une valeur critique R_{ic} comprise entre 0.21 et 0.25 (Stull, 1988). Lorsque seules des valeurs approximatives des gradients peuvent être obtenues à partir d'un nombre restreint de niveaux verticaux, la relation suivante fournit une valeur approchée R_B (B ="bulk" en anglais) du nombre de Richardson de gradient

$$R_B = \frac{g \Delta \bar{\theta}_v \Delta z}{\theta_v \left[(\Delta \bar{u})^2 + (\Delta \bar{v})^2 \right]}. \quad (1.53)$$

I.2.F Analyse dimensionnelle et principe de similitude

Nous verrons succinctement au point I.3 que la CLA consiste en **différentes zones ou couches présentant des caractéristiques bien spécifiques**. La comparaison des ordres de grandeur des variables sans dimension (ou paramètres d'échelle) permet de réaliser des simplifications dans les équations.

Les **théories de similitude**, quant à elles, entendent exprimer des relations entre variables sans dimension et mettre en évidence des lois qui les lient. L'analyse dimensionnelle vise à former les variables ou "groupes" sans dimension. La procédure suivie est dénommée "théorie Pi de Buckingham". Elle comprend tout d'abord l'identification (parfois intuitive) de variables pertinentes caractéristiques du problème traité. Elle requiert ensuite la sélection de variables clé, les variables d'échelle, en quantité égale au nombre de dimensions fondamentales (longueur, masse, temps, ...) intervenant dans les variables présélectionnées. Parmi ces dernières, les variables non retenues comme variables clé sont exprimées en terme de puissances des variables clé pour former un système d'équations. Après résolution de celui-ci, les rapports des variables et de leurs expressions en terme des variables clé sont sans dimension et constituent les "groupes Pi". Les théories de similitudes s'attachent alors à établir des relations "universelles" entre ces groupes, c.-à-d. des fonctions empiriques indépendantes du moment et de la localisation des phénomènes étudiés. Ces formulations lorsqu'elles peuvent être établies sont dénommées **relations (universelles) de similitude**. Elles se basent la plupart du temps sur des données expérimentales mais sont aussi quelquefois déduites de modèles conceptuels ou d'hypothèses de fermeture jugées acceptables. Elles se rapportent la plupart du temps à des **conditions "d'équilibre" (quasi-stationnaires)**. Les variables présentant une importante variabilité au cours du temps (ex: l'épaisseur de la CLA, les "forçages" soumis au cycle diurne, ...) ne sont pas estimés à l'aide de relations de similitude mais peuvent être intégrés à la construction de groupes sans dimension pour paramétrer des variables quasi-stationnaires.

Plusieurs théories existent et visent notamment à formuler des relations à propos des **profils** des variables (valeurs prises en fonction de l'altitude) ou des tensions et transferts de masse et de chaleur. De telles relations peuvent être vues comme un type particulier de fermeture d'ordre zéro. Les différentes théories s'appliquent à des couches bien spécifiques de la CLA et/ou à des situations particulières (atmosphère stable ou non, régime particulier de convection). Elles ne seront pas passées en revue ici, mais celles qui s'appliquent près de la surface seront détaillées au chapitre suivant. Lorsqu'elle vise à spécifier des valeurs de K (voir relation (1.48)), la théorie de similitude utilisée permet de réaliser une fermeture d'ordre 1.

La théorie de similitude de Kolmogorov énoncée en 1941, ainsi que les développements plus récents, ont été évoqués au point I.1 ci-dessus. Elle s'applique à la partie "inertielle" des spectres des variables turbulentes dans laquelle l'hypothèse d'isotropie locale est faite. Nous y reviendrons au chapitre suivant (voir point II.2.C).

I.3 Structure de la CLA et terminologie utilisée

I.3.A Techniques d'investigation de la CLA

Les mesures réalisées dans la CLA permettent de caractériser sa structure et son comportement. Différentes techniques sont mises en oeuvre et seront brièvement passées en revue ci-dessous. Pour plus d'informations, le lecteur pourra par exemple se référer à Serafin *et al.* (1987) ou Kaimal et Finnigan (1994).

Divers types de plate-formes sont utilisés pour réaliser des **mesures directes**, "*in-situ*". En surface, en dehors de la mesure des précipitations, les variables atmosphériques les plus couramment mesurées sont la température et l'humidité de l'air, la vitesse et la direction du vent, ainsi que la pression atmosphérique. L'abri météorologique classique contient les instruments de mesure de la température, de l'humidité et de la pression dans l'atmosphère près de la surface (vers 1,5 m de haut). Certains senseurs sont encore prévus pour mesurer les différents termes du bilan radiatif (voir chapitre introductif). Des mâts aérologiques de diverses tailles selon l'équipement des stations, et même des tours élevées dans le cas de quelques sites, sont employés pour mesurer la vitesse et la direction du vent et éventuellement d'autres variables à plusieurs hauteurs. Lorsqu'il s'agit de stations automatiques, le système instrumental comprend, outre le senseur lui-même, un convertisseur analogique-digital, un système de traitement et de stockage des données ("data-logger" en anglais) et un système de télécommunication (modem et ligne téléphonique ou ligne dédiée au transfert des données). Parmi les plate-formes couramment utilisées il faut encore citer les ballons aérologiques permettant d'effectuer les radio-sondages. Les ballons captifs et les mesures effectuées par avion sont quant à eux principalement réservés à des campagnes de mesures spécifiques. Selon que l'on s'intéresse à la mesure des valeurs moyennes ou aux fluctuations turbulentes, des senseurs à réponse lente (plus robustes à l'usage) ou rapide (plus fragiles et plus coûteux) sont utilisés.

Par opposition aux senseurs directs, une autre famille de senseurs permet d'effectuer des **mesures à distance**, par télédétection. Ces senseurs peuvent être basés au sol ou

embarqués sur des avions ou des satellites. On distingue les **senseurs passifs** des **senseurs actifs**. Les premiers ne comprennent qu'un récepteur et mesurent les caractéristiques des ondes émises à distance par l'atmosphère; les seconds comprennent un émetteur et un récepteur et mesurent les caractéristiques des ondes modifiées par le milieu et renvoyées vers le récepteur. La **télédétection à partir du sol** s'effectue principalement à l'aide de senseurs actifs. Selon le type d'onde utilisée, on parle de "radar" (ondes radio), "lidar" (ondes optiques) et "sodar" (ondes sonores). Ces instruments permettent d'obtenir des informations sur la structure de la CLA et en particulier sur la vitesse du vent par observation de l'effet Doppler. Certaines données relatives à la température et à l'humidité peuvent également être déduites. D'une manière générale, ce type d'instruments est davantage réservé à la recherche lors de campagnes de mesures qu'à la pratique opérationnelle. Son usage est relativement coûteux, peu portable et assez complexe à mettre en oeuvre (certains sodars sont moins coûteux et disponibles commercialement). Contrairement aux mesures *in-situ* qui permettent d'échantillonner les caractéristiques de l'atmosphère en un point, les mesures par télédétection ont l'avantage de fournir des informations synchrones sur de vastes régions de l'espace. Elles sont cependant limitées par leurs caractéristiques intrinsèques telles le rapport signal-bruit de leurs capteurs, et ne peuvent fournir des données qu'avec une portée et une résolution spatiale limitées. Pour plus d'information sur ces instruments, leurs performances et leur utilisation pour scruter les caractéristiques de la CLA, on se référera par exemple à Schiesow (1986) et Wilczak *et al.* (1996). La **télédétection par satellites** utilise à la fois des senseurs passifs et actifs, principalement destinés à l'observation des nuages, ou de la surface des continents ou des océans; ces senseurs sont encore fort imprécis à l'heure actuelle pour l'observation de l'atmosphère et de la CLA en particulier à cause de leur médiocre résolution verticale.

Les situations observées dans la CLA présentent l'inconvénient de n'être jamais exactement reproductibles et de comporter de nombreux processus simultanés. Afin de compléter les informations fournies par les observations, les **simulations réalisées à l'aide de modèles** et, dans une moindre mesure les expériences de laboratoire (mesures réalisées dans des cuves chauffées par la base ou en soufflerie), permettent d'examiner le comportement de la CLA dans des conditions bien contrôlées. Les modèles numériques mettent en oeuvre des techniques de résolution des équations différentielles et utilisent des conditions initiales et aux bords basées sur des observations ou des paramétrisations. La résolution spatiale, déjà évoquée au point I.2.B est variable d'un type de modèle à l'autre (de l'ordre de 100 km pour les **modèles de circulation générale** (GCM), 1 à 25 km pour les **modèles à méso-échelle** et 50 m dans les **modèles LES**). Le nombre de niveaux verticaux, généralement compris entre 5 et 50, est limité par les ressources informatiques disponibles, le niveau supérieur étant fréquemment situé dans la stratosphère moyenne. Alors que les modèles de circulation générale s'appliquent au globe terrestre entier, les modèles à méso-échelles se rapportent à des régions limitées de l'espace. Beniston (1998) passe en revue les caractéristiques et les applications relatives à trois classes différentes de modèles atmosphériques (GCM, à méso-échelle et LES). Les modèles à une dimension (verticale) peuvent être utilisés pour examiner le comportement de la CLA dans des conditions d'homogénéité horizontale (ex: Blackadar, 1997). Les modèles LES quant à eux sont des outils privilégiés d'investigation de la CLA à trois dimensions et de son évolution au cours du temps. Malgré l'évolution constante des possibilités de calcul offertes par les ordinateurs, ces modèles restent néanmoins très gourmands en temps de calcul et ne

peuvent être appliqués qu'à des volumes de quelques kilomètres de côté. Les modèles, développés dans un premier temps pour reproduire les grands traits de la CLA, doivent être confrontés aux observations disponibles pour être validés puis, si nécessaire (en fonction de l'objectif poursuivi), perfectionnés pour reproduire davantage de processus observés (Wyngaard, 1985). Ces modèles sont en constante évolution. Garratt *et al.* (1996) passe en revue les paramétrisations qui ont permis d'améliorer leurs performances au cours de la période 1970-1995.

Les descriptions schématiques présentées aux points I.3.B et I.3.C ci-dessous sont tirées des observations et des simulations numériques. On supposera pour simplifier cette description que le relief est peu marqué et que les conditions atmosphériques sont suffisamment homogènes: absence de convection profonde et de changement important de la situation synoptique. On s'intéressera plus spécialement au cas de la **CLA continentale**. La **CLA maritime** en effet, présente des caractéristiques différentes (limite inférieure constituée par une surface d'eau mobile, air plus humide et flux de chaleur latente plus élevé qu'au-dessus des continents, flux de chaleur sensible plus faible, cycle diurne moins marqué, écarts moins importants à la stabilité neutre). A cause de la présence de la surface imposant un cisaillement vertical de la vitesse du vent, la CLA n'est jamais homogène verticalement. Par contre l'hypothèse d'homogénéité horizontale constitue dans de nombreux cas une bonne approximation de la réalité. La structure de la CLA sous cette hypothèse sera tout d'abord examinée (point I.3.B), tandis que la CLA hétérogène fera l'objet du point I.3.C.

I.3.B Caractéristiques en conditions horizontales homogènes

L'homogénéité horizontale de la turbulence dans la CLA doit être envisagée non pas de manière instantanée, mais d'un point de vue statistique. La turbulence sera considérée comme **horizontalement homogène** si ses propriétés statistiques sont invariantes vis-à-vis d'une translation horizontale dans l'espace. Pour ce faire, la surface sous-jacente doit elle-même être suffisamment régulière. En pratique, différents types de surfaces satisfont à cette condition: sites dégagés d'obstacles, vastes régions agricoles de pâtures ou de mono-cultures, forêts, certains types de végétation naturelle couvrant de manière quasi-uniforme de vastes régions, déserts, surfaces d'eau de grande extension, ...

On distingue deux parties dans la CLA: une **partie interne (PI)** et une **partie externe (PE)**. Dans la **partie externe**, l'écoulement est quasi indépendant de la nature de la surface et est principalement déterminé par la vitesse du vent dans l'atmosphère libre. Elle est influencée par le champ de pression et par la force de Coriolis. Dans la **partie interne**, encore appelée **couche limite de surface (CLS)**, **couche de surface (CS)**, **couche "mur"** ou **couche de Prandtl**, l'écoulement est fortement affecté par la nature de la surface, mais relativement peu par la rotation terrestre.

En pratique, entre les régions interne et externe, il faut concevoir l'existence d'une zone de transition progressive, aussi dénommée **couche de connexion (CC)** ou **sous-couche inertielle (CI)**. Une autre zone de transition, dénommée **zone d'entraînement**, se situe au sommet de la CLA, à la limite de la partie externe de la CLA et de l'atmosphère

libre. La CLA présente des caractéristiques spécifiques décrites schématiquement ci-dessous et à la figure 1.3.

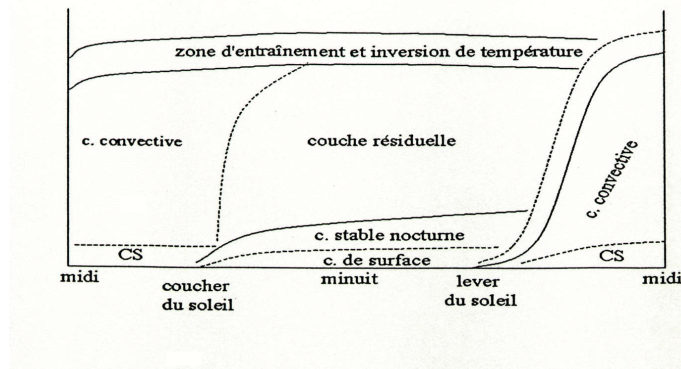


Figure 1.3: schéma de la structure de la CLA et de son évolution au cours de la journée; d'après Schayes (1999).

Lorsque les conditions sont instables, la partie externe de la CLA est la plupart du temps dominée par une turbulence d'origine thermique. Elle est appelée **couche de mélange (CM)**, **couche de convection libre (CCL)**, ou simplement **couche convective**. L'origine de la convection est soit l'ascendance d'air chaud en provenance de la surface chauffée, soit le refroidissement radiatif au sommet d'une couche de nuages (les deux phénomènes peuvent éventuellement avoir lieu simultanément lors de l'advection d'air froid au-dessus d'un sol chaud). Par ciel clair, la croissance de l'épaisseur de la couche de mélange débute environ une demi-heure après le lever du Soleil. Le maximum de hauteur, de l'ordre de 2000 à 3000 mètres, est atteint dans le courant de l'après-midi. La croissance se fait par l'entraînement de l'air moins turbulent situé plus haut. La turbulence qui en résulte tend à uniformiser les caractéristiques de cette couche selon la verticale. Des "nuages de beau temps" peuvent se former au cours de la journée si le niveau de condensation est atteint. En condition instable, la hauteur de la CLA est variable. Sa limite supérieure est typiquement indiquée par une inversion de température. Un cisaillement du vent existe souvent au sommet de la couche de mélange et contribue à renforcer la turbulence. Une couche bien mélangée peut également se former par vent fort. Par ciel nuageux, l'insolation en surface est réduite et la croissance de la CLA peut être limitée. L'intensité de la turbulence dans la CM peut même décroître progressivement ou évoluer vers une stratification neutre. Mahrt (1991) distingue deux régimes humides typiques pouvant se succéder au cours de la matinée: un régime humide dans la CLA, correspondant au démarrage de l'évaporation en début de journée, et un régime d'assèchement par entraînement de l'air sec au sommet de la CLA s'opposant à l'humidification provoqué par évaporation de la surface. Ce second régime se produit lorsque la couche d'inversion nocturne a été éliminée et que la croissance de la CLA s'accélère. La CLA peut ou non évoluer à nouveau vers le régime humide lorsque sa croissance se ralentit l'après-midi.

Les profils typiques de température potentielle sont presque adiabatiques au sein de la CM et les vitesses du vent y sont subgéostrophiques (figure 1.4). La direction du vent est dirigée vers les basses pressions et l'angle entre le vecteur vent et la tangente aux isobares est d'autant plus grand que l'on se rapproche du sol; dans les conditions proches de la neutralité, le vecteur vent évolue en fonction de l'altitude conformément à la solution théorique donnée par la spirale d'Ekman (Neméghaire et Quinet, 2000).

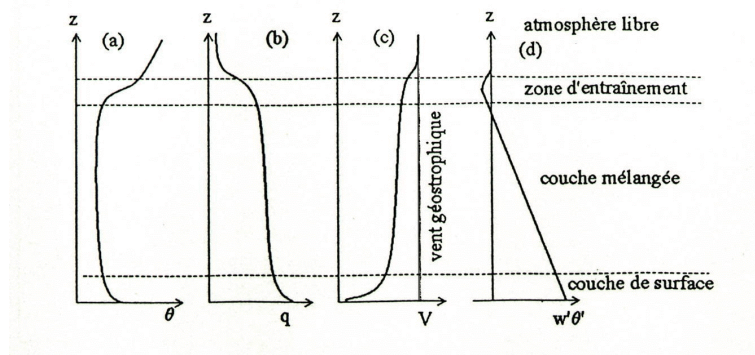


Figure 1.4: CLA instble. Profils typiques de la température potentielle (a), de l'humidité spécifique (b), de la vitesse du vent (c) et du flux de chaleur sensible (d); d'après Schayes (1999).

Le rapport de mélange (ou l'humidité spécifique) tend à décroître avec la hauteur, même dans la partie centrale de la CM. Ceci reflète l'évaporation du sol et la transpiration des plantes ainsi que l'entraînement vers le bas de l'air plus sec situé plus haut. L'évolution des profils d'humidité au cours de la journée dépend des conditions initiales d'humidité en altitude, du degré d'humidité de la surface et des conditions de stabilité dans l'ensemble de la CLA (Ek et Mahrt, 1994). La décroissance du rapport de mélange au sommet de la couche de mélange est très prononcée et est souvent utilisée conjointement au profil de température pour identifier le sommet de la CM à partir des radio-sondages. Le flux de chaleur sensible décroît progressivement avec l'altitude et devient même légèrement négatif dans la couche d'entraînement lors de l'érosion progressive de la couche d'inversion de la température dans l'atmosphère libre.

Lorsque les conditions sont stables (voir figure 1.3), l'épaisseur de la CLA peut varier de seulement quelques dizaines de mètres à environ 500 mètres. A la limite, la turbulence peut être fortement amortie ou sporadique. Au cours de la nuit, la **couche limite stable** (dénommée dans ce cas **couche limite nocturne**) est souvent surmontée par une zone dénommée **couche résiduelle** contenant l'air précédemment situé dans la couche de mélange au cours de la période diurne. Une couche limite stable peut quelquefois se former au cours de la journée: par exemple aussi longtemps que la surface reste plus froide que l'air situé au-dessus après le passage d'un front chaud. La figure 1.5 montre les profils typiques de différentes variables dans la CLA stable. Le gradient vertical de température est positif ("inversion de température") et le flux de chaleur sensible, négatif près du sol, croît avec l'altitude. La couche stable est encore dénommée **couche d'inversion**. La vitesse du vent est habituellement faible ou quasi nulle près de la surface mais peut atteindre des valeurs élevées (supergéostrophique) au sommet de la couche stable. On parle dans ce cas de "jet de basse couche". Mahrt (1981) passe en revue différents mécanismes (oscillations inertielles, fluctuations au cours du temps du vent géostrophique, ...) pouvant contribuer à la formation de ce jet et présente une analyse sur base d'observations. La structure détaillée de la couche limite stable peut être complexe car elle peut être constituée d'une superposition de couches caractérisées par des propriétés différentes (Gossard *et al.*, 1985).

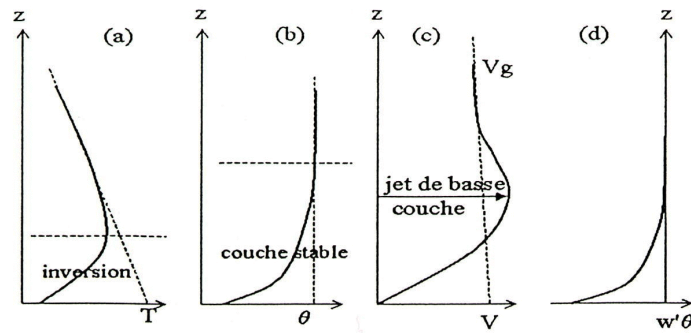


Figure 1.5: CLA stable. Profils typiques de la température (a) de la température potentielle (b), de la vitesse du vent (c) et du flux de chaleur sensible (d); d'après Schayes (1999).

La **couche de surface** (CLS) est complètement turbulente. Elle est située dans la partie inférieure de la CLA (à la base de la couche de mélange ou de la couche limite stable). Le profil de température est souvent suradiabatique près du sol en atmosphère instable et sousadiabatique en atmosphère stable (figures 1.4 et 1.5). La vitesse du vent tend vers zéro à proximité de la surface. Dans la CLS, le mouvement est peu affecté par la force de Coriolis d'une part, par la viscosité et la structure détaillée de la surface d'autre part. A l'exception du moment du lever ou du coucher du Soleil, l'écoulement s'y produit de manière **quasi-stationnaire**: le temps de réponse de la CLS (de l'ordre de quelques dizaines de secondes) est très court par rapport au temps caractéristique de variation des flux turbulents moyens (de quelques dizaines de minutes à quelques heures). La structure de la CLS est donc en équilibre avec les flux turbulents qui s'y produisent. De manière un peu plus rigoureuse, on dira que la turbulence dans la CLS est **stationnaire** lorsque ses propriétés statistiques sont indépendantes du temps. L'hypothèse de stationnarité constitue une bonne approximation dans la CLS. Comme dans la CM, il faut y prendre en compte l'effet de stabilité de l'atmosphère.

Sous les conditions de stationnarité et d'homogénéité horizontale, les équations (1.41) et (1.42) d'évolution des valeurs moyennes de $\bar{q}$ et $\bar{\theta}$ se simplifient considérablement. On peut voir qu'en négligeant la viscosité et le terme source, le flux de chaleur latente est constant selon la verticale; de même, en l'absence de divergence du flux radiatif, le flux de chaleur sensible est constant. Dès lors, la couche de surface peut être définie comme la couche dans laquelle les flux turbulents verticaux ne présentent pas de variations appréciables vis-à-vis de leurs valeurs en surface (moins de 10 à 20 % selon certains auteurs). La couche de surface est encore définie comme la couche proche du sol dans laquelle la direction du vent reste approximativement constante, en fonction de la hauteur au-dessus du sol, et dans laquelle les effets de la rotation de la Terre sont négligeables. Dès lors, le flux de quantité de mouvement dans (1.40) devrait être constant, ce qui n'est pas le cas *stricto-sensu* en réalité. Du point de vue expérimental, il ne peut cependant être estimé qu'avec une précision de l'ordre de 10 à 20 pour-cent; l'hypothèse d'une couche à flux de quantité de mouvement constant paraît dès lors acceptable dans les premières dizaines de mètres au-dessus de la surface. Selon Wyngaard (1986), les moyennes temporelles des flux

déduites des observations réalisées même dans des conditions expérimentalement idéales, comprennent de manière intrinsèque un “bruit” qui les différencie des moyennes d'ensemble des flux fournies par les modèles (voir l'hypothèse ergodique introduite au point I.2.B ci-dessus) et explique la dispersion des valeurs observées des flux dans la CLS. Nous reparlerons au cours des chapitres suivants des difficultés encore bien actuelles de détermination expérimentale des flux de surface et des comparaisons avec les résultats de modèles.

L'épaisseur de la couche de surface peut être supposée d'un point de vue pratique comme étant approximativement de l'ordre de 50 à 100 mètres lorsque l'atmosphère est instable et de quelques mètres ou dizaines de mètres en atmosphère stable. Ces valeurs sont compatibles avec l'ordre de grandeur de 10 % de la hauteur CLA couramment repris dans la littérature pour l'épaisseur de la CLS. Nous reviendrons sur ce point dans la section I.4.

La **sous-couche dynamique** se réfère à la partie inférieure de la couche de surface. C'est une région complètement turbulente. Le gradient du vent y est élevé et impose une convection forcée. Les effets des forces de poussée, due à la stratification de la masse volumique (résultant des gradients d'humidité et de température), peuvent être négligés. La vapeur d'eau et la température peuvent y être considérées comme des quantités relativement passives (c'est-à-dire qu'elles n'affectent pas le champ de vitesse). Dans les conditions diabatiques, c'est-à-dire lorsqu'il y a une stratification verticale de la masse volumique de l'air, la sous-couche dynamique ne peut s'étendre que sur quelques mètres tout au plus. En condition neutre par contre, l'ensemble de la couche de surface se comporte comme une couche dynamique. Elle est cependant suffisamment éloignée de la surface pour que la viscosité de l'air et la structure des éléments rugueux considérés individuellement n'aient pas d'influence sur le mouvement.

La région de l'atmosphère la plus proche de la surface est dénommée **couche interfaciale (de transfert) (CI)** ou **microcouche**. La turbulence y est fortement affectée par la structure des éléments rugueux ou est fortement atténuée par la viscosité (dans la plupart des cas elle subit simultanément ces deux effets). L'épaisseur de la sous-couche rugueuse est affectée par la stabilité. Elle augmente avec le degré d'instabilité (Nakamura et Mahrt, 2001). La nature et l'emplacement des éléments rugueux influencent le mouvement de l'air. Selon la nature de la surface, les trois cas suivants peuvent être distingués:

- dans le cas d'une surface lisse (par exemple, cas de la surface d'un lac par vent faible) la sous-couche interfaciale est encore appelée **sous-couche visqueuse**; elle peut représenter quelques centimètres et est dominée par le transport moléculaire;
- dans le cas d'une surface rugueuse (par exemple, cas de la surface d'un terrain agricole labouré), l'appellation **sous-couche rugueuse** est employée; son épaisseur est de l'ordre de la hauteur moyenne des obstacles rugueux;
- lorsque les obstacles rugueux sont constitués par de la végétation plus ou moins perméable au flux d'air, la sous-couche interfaciale est appelée **sous-couche de canopée**.

On distingue quelquefois dans la CI, une partie supérieure, la zone de transition, où turbulence et effets de viscosité coexistent, et une partie inférieure, extrêmement mince (de l'ordre du millimètre), dominée par les effets de viscosité et dans laquelle l'écoulement est laminaire. Dans cette dernière zone, le transfert d'énergie entre la surface et l'air situé à proximité s'effectue par diffusion moléculaire. Au-delà, la turbulence entre en jeu et prend le pas comme moyen de transport de l'énergie. La modélisation de l'écoulement de l'air à l'intérieur des strates végétales fait l'objet d'études spécifiques (voir par exemple Li *et al.*, 1985) qui ne seront pas abordées ici.

I.3.C Caractéristiques en conditions horizontales hétérogènes

Les surfaces naturelles sont la plupart du temps hétérogènes horizontalement, soit de par la diversité des types de surfaces en présence, soit de par l'orographie du terrain. La présence d'une **chaîne montagneuse** par exemple perturbe l'écoulement de l'air. En fonction de la vitesse du vent et de la stabilité de l'atmosphère, et selon la localisation par rapport à l'obstacle constitué par la chaîne montagneuse, l'écoulement d'air peut être ralenti ou accéléré, être le siège de mouvements ondulatoires ou tout à fait désordonnés. La structure de la CLA est affectée à l'approche de l'obstacle et jusqu'à une certaine distance sous le vent en fonction notamment de la hauteur relative initiale de la CLA et de la montagne. Un **terrain ondulé** s'étendant sur une vaste région et ne présentant que des collines de faibles altitudes par rapport à la hauteur de la CLA, peut être considéré "macroscopiquement" comme une surface rugueuse homogène n'affectant que peu la structure de la CLA sauf au voisinage immédiat de la surface. On pressent ici l'importance de la notion d'échelle spatiale sur laquelle on reviendra au chapitre 4. Le cas le plus fréquemment rencontré cependant est celui où l'écoulement d'air passe successivement au-dessus d'une grande **diversité de types de surfaces**. Considérons le cas particulier d'un flux d'air passant au-dessus de deux surfaces de nature contrastée (couverte ou non de végétation, de rugosité et/ou de végétation de hauteurs différentes, d'humidité ou de température dissemblables, ...). La distance sous le vent entre un point et la limite entre les deux surfaces de nature différente est appelée **étendue** (ou "**fetch**", le mot anglais étant fréquemment utilisé même en français). Si la deuxième surface rencontrée par le vent est plus rugueuse que la première, le flux d'air va être ralenti à l'approche de la limite entre les deux surfaces. Par continuité, il va s'accompagner de mouvements ascendants et convergents horizontalement (dans le cas contraire, le flux d'air va s'accélérer et s'accompagner de mouvements divergents horizontalement et de subsidence). En suivant la direction du vent, la CLA se développe tout d'abord en équilibre avec le premier type de surface rencontrée. A l'approche du deuxième type de surface, la partie inférieure de la CLA se modifie et la hauteur de la zone modifiée située dans la région sous le vent après le changement de surface est d'autant plus grande que le "fetch" est important (voir figure 1.6). Cette région où les caractéristiques de l'atmosphère sont modifiées est appelée **couche limite interne (CLI)** parce qu'elle se forme à l'intérieur d'une couche limite préexistante. Au-dessus de la couche limite interne, la CLA initiale n'est pas modifiée.

La hauteur δ_{CLI} de la CLI a fait l'objet de diverses paramétrisations. Par exemple, dans le cas d'un contraste de rugosité,

$$\delta_{CLI} = a_{CLI} z_0 \left(\frac{x}{z_0} \right)^{b_{CLI}} \quad (1.54)$$

où z_0 est la longueur de rugosité de la surface située au vent (c.-à-d. la hauteur moyenne pour laquelle la vitesse du vent s'annule pour le type de surface considérée; le rôle de ce paramètre apparaîtra clairement dans les équations du chapitre suivant), x désigne le "fetch", et a_{CLI} et b_{CLI} sont deux paramètres dépendant de la stabilité de l'atmosphère. Si z_0 est égal à 0,15 m, valeur caractéristique de zones cultivées, et en atmosphère instable avec a_{CLI} égal à 0,7 et b_{CLI} égal à 0,9, la hauteur de la CLI atteint respectivement 10 et 20 m lorsque le "fetch" est de 24 et 51 m. Jegede et Foken (1999), utilisant une forme un peu simplifiée par rapport à (1.54), obtiennent des valeurs de coefficients équivalents plus faibles lors des campagnes LINEX menées près de Lindenberg en Allemagne. D'après Wieringa (1993), la structure de la CLI est similaire à celle de la CLS caractéristique des surfaces homogènes (voir I.3.B ci-dessus). La partie inférieure de la CLI, sur une épaisseur approximativement égale à $0,1 \delta_{CLI}$, est une couche "adaptée", en équilibre avec le deuxième type de surface, et se comportant comme la sous-couche dynamique de la CLS. Dans la partie supérieure de la CLI, dénommée "zone de transition", la stabilité de l'atmosphère doit être prise en compte. Jegede et Foken (1999) utilisent aussi un concept de CLI d'équilibre dans laquelle ils recommandent d'effectuer les mesures de flux. Dans leur étude, cette sous-couche d'équilibre s'étend sur une hauteur égale à 75% de la CLI totale. Garratt (1990) distingue en outre les CLI "à mésoéchelle" des CLI "locales". La première catégorie se réfère à des changements de surface accusés, affectant des surfaces importantes. Dans ce cas, la limite supérieure de la CLI est bien marquée. Ce cas a été le plus étudié dans la littérature (modélisation pour un nombre restreint de surfaces contrastées). La seconde catégorie se rapporte à des changements de surface progressifs ou de faibles amplitudes. Dans ce cas, la CLA peut s'adapter sans que ne se forme de CLI. Seules les variances et les moments d'ordre supérieurs des variables descriptives témoignent d'une variabilité horizontale significative et non les quantités moyennes (Mahrt, 2000).

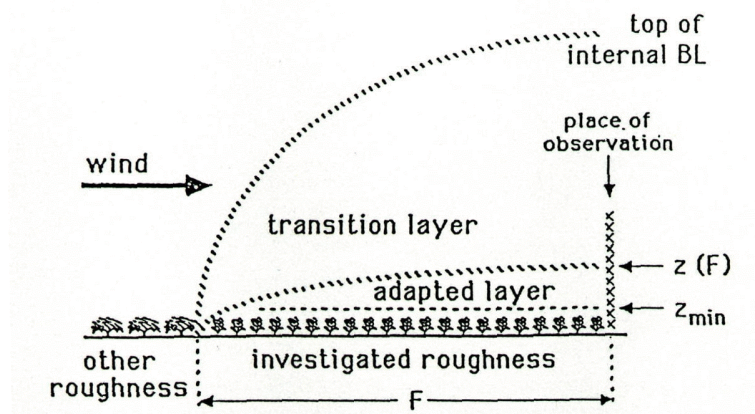


Figure 1.6: schéma d'une couche limite interne; F est le "fetch" correspondant au sommet $z(F)$ de la couche "adaptée" en un point d'observation; d'après Wieringa (1993).

Lorsque le flux d'air passe au-dessus d'une succession de plusieurs surfaces de natures différentes, plusieurs couches limites internes peuvent se développer l'une à

l'intérieur de l'autre (figure 1.7). Les profils verticaux des variables météorologiques peuvent prendre des formes complexes dans ce cas. On comprend dès lors l'intérêt de placer les stations météorologiques en des sites dégagés d'obstacles ou tout au moins à une distance suffisamment grande de ceux-ci. En particulier, pour effectuer des mesures représentatives des conditions locales à l'aide d'un mât, il n'est pas utile que la hauteur de ce dernier s'élève au-delà de la couche limite interne associée à la surface où il est implanté.

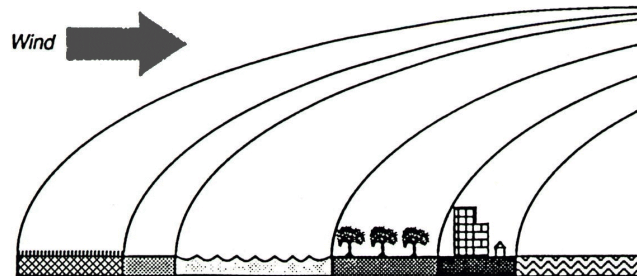


Figure 1.7: schéma des couches limites internes imbriquées se formant lorsque le flux d'air passe au-dessus d'une suite de surfaces de caractéristiques différentes; d'après Stull (1988).

Lorsque les surfaces se différencient non par leur rugosité, mais spécifiquement par leur température, on parle de **couche limite interne thermique (CLIT)**. Un cas typique est celui du vent soufflant en direction de la bordure côtière lorsqu'un contraste thermique sensible existe entre la surface de la mer et celle du continent. Sans entrer dans les détails, disons que lorsque le sens dans lequel le vent souffle va de la surface froide vers la surface chaude, une **CLIT convective** peut se former, alors que dans le cas contraire on pourra assister à la formation d'une **CLIT stable**.

Un cas particulier de surface hétérogène est constitué par les régions urbaines. La structure verticale typique de la **couche limite urbaine** diurne est schématisée à la figure 1.8: couche de "canopée urbaine", couche turbulente "de sillage" formée par la superposition des différentes CLI, CLS et CM. Différentes caractéristiques lui sont associées tels les **îlots de chaleur** (région plus chaude située au-dessus de la ville et débordant dans la partie sous-le vent) et les **panaches urbains** (région de la CLA située sous le vent et présentant les caractéristiques de la couche limite urbaine: CM renforcée pendant la journée et éventuellement mince couche convective nocturne). Nous n'entrerons pas ici dans la description des perturbations du courant atmosphérique à l'échelle des rues et des bâtiments.

Notons encore à la figure 1.8 qu'au-delà de l'ensemble des CLI imbriquées se forme une couche non directement perturbée par les éléments rugueux individuels. Il s'agit de la **couche limite de surface "régionale"** (par opposition à la **couche limite de surface "locale"** des surfaces horizontalement homogènes). Nous reviendrons sur ce concept au chapitre 4.

Les hétérogénéités de la surface dues au relief peuvent aussi générer une circulation de l'air à petite échelle. Ces modifications sont d'autant mieux perceptibles que l'écoulement à moyenne ou grande échelle est peu important. Ainsi, sous l'effet du

refroidissement/réchauffement de la surface et des différences de masse volumique de l'air, les **vents catabatiques** (de nuit) et **anabatiques** (de jour) s'écoulent le long des pentes des versants des vallées à une hauteur généralement comprise entre 2 et 20 mètres.

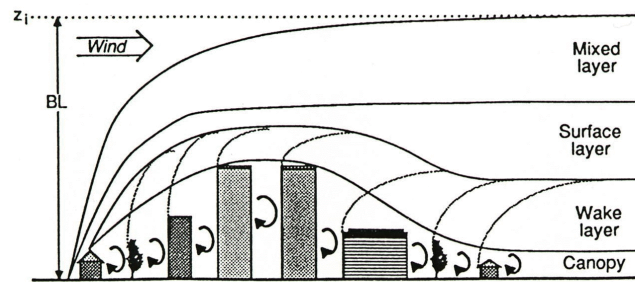


Figure 1.8: schéma de la couche limite urbaine comprenant la couche de mélange, la couche de surface, la couche perturbée par la présence des bâtiments et la couche de canopée urbaine; d'après Stull (1988).

Ils se combinent, dans le sens de l'axe de la vallée, aux vents de "montagne" (de nuit) et de "vallée" (de jour), ainsi qu'à un écoulement de "retour" à plus haute altitude, pour former une circulation à trois dimensions. En région montagneuse, une inversion thermique renforcée se produit fréquemment de nuit, tandis qu'au cours de la journée, la croissance de la couche de mélange est fréquemment ralentie par la présence du résidu de l'importante couche stable nocturne. Il faut noter que les vents catabatiques (de l'ordre de 1 à 5 m s^{-1}) sont souvent plus intenses que les vents anabatiques (de l'ordre de 1 m s^{-1} ou moins) et que leur intensité est d'autant plus importante que le relief est accentué. Dans la couche limite stable nocturne, des vents catabatiques de l'ordre de 1 à 2 m s^{-1} sont fréquemment observés même dans des régions ne présentant que des pentes faibles (de l'ordre de $0,1$ à 1%). Ils ne sont donc pas rares, même en Belgique.

Un autre exemple de génération d'une circulations atmosphérique à petite ou moyenne échelle sous l'effet de l'hétérogénéité de la surface est celui des **brises de mer et de terre** observées lors des journées ensoleillées en région côtière (ou en bordure des lacs de grande extension). Sous l'effet du réchauffement de la surface par le rayonnement solaire, plus important sur terre que sur mer (de par la capacité calorifique plus grande de cette dernière), la couche de mélange se développe sur le continent et l'air chaud proche de la surface est remplacé par de l'air plus froid initialement situé au dessus de la mer. C'est la brise de mer observée dans une couche de 100 à 500 mètres de hauteur au dessus de la surface (une circulation de retour s'effectue plus haut, entre 500 et 2000 mètres). Pendant la nuit, cette circulation s'inverse, donnant lieu à la brise de terre. Le front de brise de mer peut pénétrer de l'ordre de 20 à 50 km à l'intérieur des terres, mais cette progression peut être amplifiée ou contrecarrée selon la vitesse et la direction du vent à l'échelle synoptique. Sur les continents, des contrastes importants entre types de surface peuvent donner lieu à des "**brises de mer intérieures**", notamment lorsque de vastes zones humides (par exemple irriguées) jouxtent des surfaces sèches.

I.4 Examen des caractéristiques de la CLA sur base de l'analyse de sondages d'Uccle

Les sondages atmosphériques à haute résolution peuvent être utilisés pour identifier les principales régions de la CLA. Notons cependant que les enregistrements effectués par sondage correspondent à des valeurs “instantanées”, liées au temps de réponse des instruments (et non à des moyennes temporelles), et que la localisation du ballon sonde dans un plan horizontal dérive par rapport au point de lancement lors de l'ascension.

Dans le cadre d'études des flux turbulents destinées à déterminer plus particulièrement le flux de chaleur latente, ce sont surtout les sondages diurnes qui retiennent l'attention. Néanmoins, l'examen de sondages successifs permet de caractériser l'évolution de la CLA au cours du temps. Lorsque seuls deux sondages par jour sont disponibles comme c'est le cas dans la pratique opérationnelle à la station d'Uccle, l'examen de l'ensemble des sondages disponibles, diurnes (12 h TU) et nocturnes (24 h TU), permet d'approcher la notion de cycle journalier dans la CLA. Dans cette station, une instrumentation Vaisala à haute résolution a permis d'effectuer des sondages quotidiens de 1990 à 2004. Les valeurs de la température, de l'humidité, ainsi que de la vitesse et de la direction du vent sont mesurées de 10 en 10 secondes lors de l'ascension ($\sim 5 \text{ m s}^{-1}$) du ballon sonde.

Nous avons sélectionné les sondages d'Uccle d'une vingtaine de journées réparties au cours de l'année afin de les analyser visuellement. Cette sélection comprend d'une part 10 situations pour lesquelles l'insolation est importante et la vitesse moyenne du vent au cours de la journée généralement peu élevée, et d'autre part 10 situations pour lesquelles la vitesse moyenne du vent est particulièrement élevée et l'insolation réduite. Dans le premier sous-ensemble, la turbulence en surface est vraisemblablement dominée par la convection libre, d'origine thermique, pendant la période diurne tandis que dans le deuxième sous-ensemble, elle est principalement générée par la convection forcée, d'origine mécanique.

Les sondages de 12 h TU des 20 journées sélectionnées ont été représentés graphiquement, ainsi que les sondages de 24 h TU qui les précèdent et qui les suivent. L'analyse a porté sur la représentation de la température potentielle, de l'humidité spécifique, de la vitesse et de la direction du vent en fonction de l'altitude. En tout, 60 sondages ont donc été examinés pour chacune des 4 variables considérées.

Après un bref rappel des profils typiques des variables météorologiques dans la CLA, la manière dont les différents niveaux caractéristiques ont été localisés pratiquement sera décrite.

I.4.A Caractéristiques des profils typiques

Les sondages atmosphériques d'Uccle permettent de repérer trois zones de la couche limite atmosphérique. Il s'agit, du haut vers le bas, de la couche d'entraînement, de la couche de mélange (ou de la couche résiduelle pour les sondages nocturnes) et de la couche

de surface (CLS). Au-delà de la couche d'entraînement s'étend l'atmosphère libre. La CLS comprend un ensemble de couches limites internes imbriquées (typique des sites urbains) et est située au-dessus de la couche interfaciale, directement en contact avec la surface du sol ou de la végétation. Etant donné la vitesse d'ascension du ballon sonde (environ 5 m s^{-1}) et la fréquence d'enregistrement des observations, la partie inférieure de la couche de surface, et à fortiori des couches limites internes et interfaciale ne sont pas observables.

La *couche de mélange* et la *couche résiduelle* sont caractérisées par des valeurs quasi constantes de la température potentielle, de la vitesse et de la direction du vent, ainsi que de l'humidité spécifique. Cette situation typique se retrouve moins nettement dans le cas des sondages nocturnes dont la structure peut être plus complexe ou moins typée.

La *couche de surface* est généralement caractérisée par un profil instable de la température au cours de la période diurne et un profil stable au cours de la nuit. Un important cisaillement du vent peut s'observer dans cette couche, la valeur maximale de la vitesse du vent étant typiquement atteinte à la limite supérieure de la couche de surface.

La *couche d'entraînement* est caractérisée par un gradient vertical marqué de la température (gradient positif) et de l'humidité spécifique (gradient négatif) situé au sommet de la couche de mélange ou de la couche résiduelle. Les profils de la vitesse et de la direction du vent sont généralement peu caractéristiques dans cette zone de la CLA.

Ces situations typiques sont schématisées aux figures 1.4 et 1.5. Elles sont utilisées plus loin pour déterminer les limites supérieures (I) de la couche d'entraînement, (II) de la couche de mélange ou de la couche résiduelle, (III) de la couche de surface.

I.4.B Critères d'identification des différentes régions de la CLA

a. Observation de l'ensemble des profils de température potentielle, d'humidité spécifique, de vitesse et de direction du vent.

La situation est identifiée comme étant typique (T), quasi typique ($\approx T$), ou atypique (AT) selon que les profils observés suivent, suivent partiellement ou ne suivent pas la description des profils typiques reprise ci-dessus.

L'identification des niveaux I, II, III peut être faite directement dans le cas des profils typiques. Lorsque la situation est quasi typique, certains choix peuvent devoir être faits. Lorsque la situation est quasi typique ou atypique, certains niveaux peuvent ne pas pouvoir être identifiés avec autant de certitude ou même peuvent rester non-identifiés.

D'une manière générale, des choix doivent être faits en ce qui concerne la succession des critères utilisés. Par exemple, le profil de la vitesse du vent est privilégié ici par rapport aux autres profils pour la détermination de la limite couche de surface - couche de mélange ou couche résiduelle (voir ci-dessous). En effet, ce critère est très facile à employer, surtout lorsque la vitesse du vent est modérée ou plus forte. Les choix effectués portent également sur les critères adoptés eux-mêmes. André et Mahrt (1982) notamment,

ont testé plusieurs manières de définir la limite supérieure de la couche de surface nocturne et les ont comparées. Les différences, quoique petites ne sont pas négligeables. Il y a donc toujours lieu d'utiliser les mêmes critères pour comparer différentes situations et de garder en mémoire leur signification physique.

Les critères successifs adoptés ici sont repris ci-dessous. Ils ne sont d'application qu'en l'absence de toute influence frontale, comme le suppose par ailleurs la théorie de la CLA.

b. Identification du niveau II (sommet de la couche de mélange / couche résiduelle ou base de la couche d'entraînement)

Les critères suivant sont appliqués:

- 1° examen du profil de température potentielle; le niveau II correspond au sommet de la zone où la température potentielle est constante;
- 2° confirmation par l'examen du profil d'humidité spécifique; le niveau II mentionné en 1° est situé plus précisément à la base du niveau du fort gradient de l'humidité spécifique.

c. Identification du niveau III (sommet de la couche de surface ou base de la couche de mélange / couche résiduelle)

Les étapes suivantes sont suivies:

- 1° examen du profil de vitesse du vent; considérant la zone comprise entre la surface et le niveau II, le niveau III est identifié au sommet de la région à fort gradient de vitesse du vent;
- 2° examen des profils de température potentielle et d'humidité spécifique; le niveau III doit correspondre à la base de la zone où la température potentielle est constante, ainsi que l'humidité spécifique dans la plupart des cas (propriétés caractéristiques d'une couche bien brassée); lorsque cette base correspond approximativement au niveau retenu en 1°, ce dernier n'est pas modifié, le niveau III étant préférentiellement choisi comme celui qui correspond au maximum du vent. Lorsqu'aucun niveau n'a pu être retenu en 1°, ou lorsque le niveau retenu se produit manifestement dans la couche de mélange, l'identification du niveau II est faite sur la seule base des profils de température et d'humidité. En cas de vent faible, il peut arriver que le deuxième point de mesure du sondage soit déjà situé dans la couche de mélange ou dans la couche résiduelle et que la couche de surface ne soit pas repérable sur la base du sondage; le niveau III reste alors non identifié.

d. Identification du niveau I (sommet de la couche d'entraînement ou base de l'atmosphère libre)

On procède successivement comme suit:

- 1° examen du profil d'humidité spécifique; le niveau I est associé au sommet de la zone de fort gradient du profil d'humidité spécifique et à la base de la région pour laquelle l'humidité spécifique devient quasi nulle ou constante;
- 2° confirmation par l'examen du profil de température potentielle si celui-ci présente un changement marqué de gradient.

I.4.C Application dans le cas de situations avec ciel serein

Dix dates pour lesquelles le ciel a été serein sur l'ensemble du pays au cours de la période diurne ont été sélectionnées. Elles ont été choisies au cours des différentes saisons des années 1990 et 1991. Le tableau 1.1 reprend, pour ces journées, les valeurs de variables météorologiques caractéristiques. Dans ces différents cas, la vitesse du vent est faible ou modérée, l'insolation est importante et le total des précipitations de 8 h le jour même à 8 h le lendemain, est nul ou très petit. La consultation des cartes synoptiques de surface permet de voir que ces cas correspondent en général à des situations anticycloniques.

Tableau 1.1: variables météorologiques classiques caractéristiques des journées sélectionnées (source: IRM, 1990, 1991 et archives); situation: ciel serein au cours de la période diurne.

date	v_{moy} (min-max)	dir v (moy)	P (min-max)	P (moy)	t_{max} (min-max)	dur I (min-max)	% G (Uccle)	p (Uccle)
23/02/1990	1-4	S	0-0,5	≈ 0	14-18	8h30-10h	84	1032
18/03/1990	2-6	S	0-0,1	0	17-22	10h-11h	88	1029
1/04/1990	2-4	SE	0-0,1	≈ 0	17-21	10h30-12h	89	1021
4/05/1990	2-5	E-NE	0	0	21-27	13h30-14h30	97	1024
13/07/1990	3-9	N-NE	0-0,1	0	20-27	13h-15h30	93	1021
15/01/1991	4-10	E	0	0	0-7	1h-5h30	77	1028
13/03/1991	1-4	SE	0-0,3	≈ 0	15-20	9h30-10h30	85	1013
13/04/1991	2-6	E-NE	0-1,4	≈ 0	17-24	11h-12h30	87	1019
31/08/1991	3-7	E-NE	0	0	23-29	12h-13h	90	1021
13/09/1991	1-4	NE	0	0	19-25	10h-11h30	86	1021

v_{moy} (min-max): valeurs minimales et maximales de la moyenne journalière de la vitesse du vent (ms^{-1}) pour l'ensemble des stations synoptiques;

dir v (moy): direction moyenne du vent pour l'ensemble des stations synoptiques; N: Nord, E: Est, S: Sud, W: ouest;

P (min-max): valeurs minimales et maximales des totaux journaliers des précipitations (mm j^{-1}), de 8 h le jour même à 8 h le lendemain, pour l'ensemble des stations synoptiques;

P (moy): total moyen journalier des précipitations (mm j^{-1}) pour l'ensemble des stations synoptiques;

t_{max} (min-max): valeurs minimales et maximales de la température maximale journalière ($^{\circ}\text{C}$) pour l'ensemble des stations synoptiques;

dur I (min-max): valeurs minimales et maximales des durées journalières d'insolation (h et min) pour l'ensemble des stations radiométriques;

% G (Uccle): rapport, exprimé en pour cent, du total journalier du rayonnement solaire global observé à Uccle, à la valeur maximale possible correspondante;

p (Uccle): valeur moyenne journalière, réduite au niveau de la mer, de la pression atmosphérique (hPa) observée à Uccle.

Pour chaque jour, les sondages de 0, 12 et 24 h TU ont été examinés en vue de déterminer les niveaux caractéristiques de la CLA. Ces caractéristiques ont été établies "manuellement" sur base de la représentation graphique des quatre variables constituées de la température potentielle, de la vitesse et de la direction du vent, ainsi que de l'humidité spécifique. La figure 1.1 illustre le cas du 4/05/1990. La localisation des niveaux I, II, III y a été indiquée.

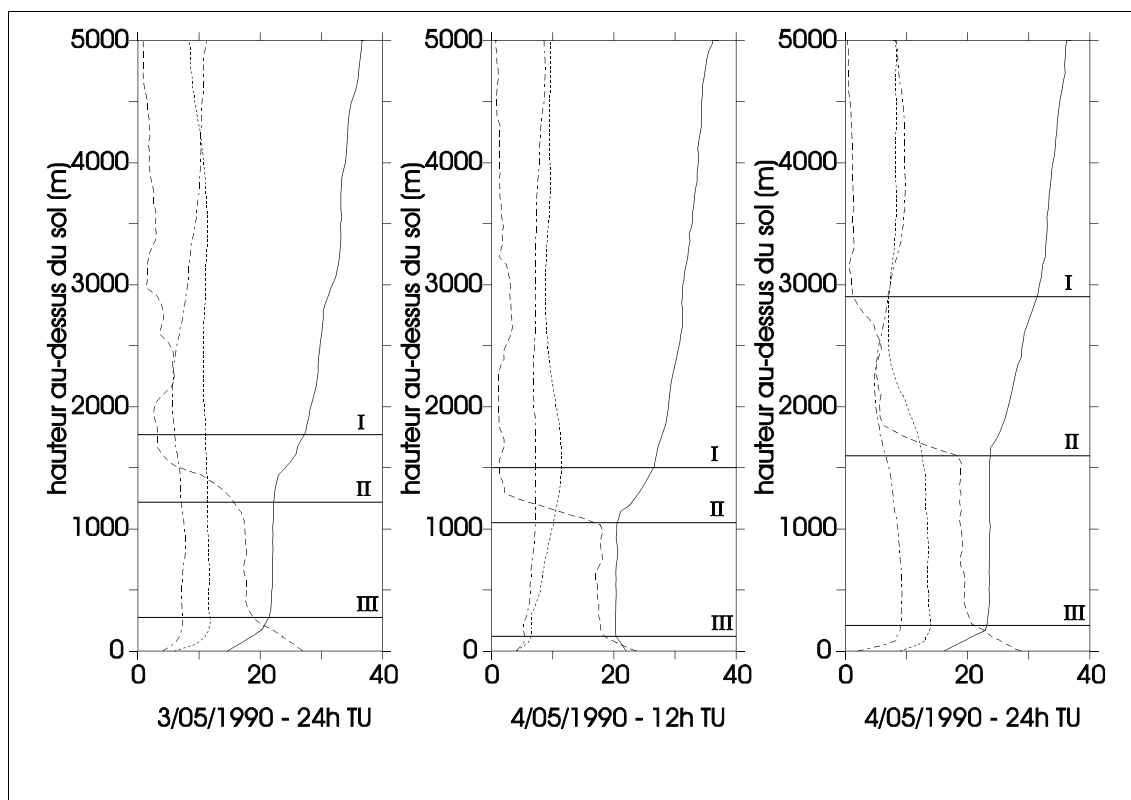


Figure 1.9: sondages atmosphériques réalisés à Uccle. Température potentielle, $\theta(^{\circ}\text{C})$: trait continu; humidité spécifique, $q (\times 4000)$: trait interrompu; vitesse du vent, $v (\text{ms}^{-1})$: trait d'axe; direction du vent, $\text{dir } v$ (degrés, $\times 0,1$ et comptés à partir du nord dans le sens horlogique): trait pointillé; I: limite atmosphère libre - couche d'entraînement; II: limite couche d'entraînement - couche résiduelle (24 h TU) ou couche de mélange (12 h TU); III: limite couche résiduelle (24 h TU) ou couche de mélange (12 h TU) - couche de surface); 3/05/1990 à 24 h TU, 4/05/1990 à 12 TU, 4/05/1990 à 24 h TU.

Le tableau 1.2 résume les principales caractéristiques de l'ensemble des cas envisagés.

Plusieurs constatations peuvent être faites à différents titres.

a. Identification des niveaux I, II, III

En général, les exemples envisagés sont classés comme étant typiques ou quasi typiques. L'identification des niveaux I, II, et III a donc pu être effectuée sans grande difficulté. Deux cas font cependant exception à cette règle.

Le 13/7/1990 le profil du vent présente un maximum aux environs du sommet de la couche de mélange dans le sondage de 12 TU; le profil d'humidité spécifique n'est pas constant dans la couche de mélange et l'humidité est relativement élevée dans la zone d'entraînement.

Le 15/1/1991, le profil est dominé par un fort cisaillement du vent dans la couche de surface et un vent tempétueux dans la couche de mélange et jusque dans l'atmosphère libre. L'humidité spécifique n'est pas constante dans la couche résiduelle nocturne et rend la différenciation entre couche résiduelle et couche d'entraînement moins évidente.

Tableau 1.2: caractéristiques de la CLA déduites des sondages d'Uccle; situation: ciel serein.

Date (j)	heure (TU)	niveau I (m)	niveau II (m)	niveau III (m)	T/A T	$d\Theta/dz$	v_s/v_{CLS}	dq/dz
23/02/1990	0	3250	690	250	AT	S	M/AF	>0
	12	3150	350	<60	≈T	I	f/M	<0
	24	2920	575	200	AT	S	M/M	>0
18/03/1990	0	2400	1310	280	T	S	f/M	<0
	12	2220	340	<60	T	I	M/M	<0
	24	2200	1950	200	≈T	S	M/TF	<0
1/04/1990	0	≈3400	950	290	≈T	S	f/AF	<0
	12	2275	525	<60	≈T	I	f/f	<0
	24	2600	2050	180	T	S	M/F	<0
4/05/1990	0	1770	1220	275	T	S	M/M	<0
	12	1500	1050	<120	T	I	M/M	<0
	24	2900	1600	210	T	S	f/AF	<0
13/07/1990	0	≈1450	800	160	AT	S	M/M	<0
	12	700	580	≈220	AT	I	f/M	<0
	24	≈2300	300	<50	AT	S≈N	M/AF	<0
15/01/1991	0	2290	280	260	AT	S≈N	M/T	<0
	12	2750	270	<60	AT	N	M/T	<0
	24	1850	600	≈180	AT	S	f/F	<0
13/03/1991	0	2600	≈1380	220	≈T	S	f/M	<0
	12	2270	1650	130	≈T	I	f/f	>0
	24	2655	1630	200	≈T	S	M/M	<0
13/04/1991	0	1810	1670	210	≈T	S	M/AF	<0
	12	1570	1390	160	≈T	I	M/M	>0
	24	2580	2060	490	AT	N	f/AF	<0
31/08/1991	0	≈4100	1170	220	≈T	S	f/AF	>0
	12	≈4000	870	140	≈T	N	M/M	<0
	24	≈4000	1400	170	≈T	S	f/M	<0
13/09/1991	0	1560	1260	170	T	S	f/M	<0
	12	1540	1320	<80	≈T	I	f/f	≈0
	24	1710	1210	350	≈T	S	f/M	<0

Abréviations et notations. Heure: 0, 12 ou 24 h TU; niveau I : hauteur (m) à la limite atmosphère libre - zone d'entraînement; niveau II : hauteur (m) à la limite zone d'entraînement - couche de mélange /résiduelle; niveau III: hauteur (m) à la limite couche de mélange/résiduelle - couche limite de surface; T/AT: caractère typique ou non des profils; T: profils typiques; ≈T: profils quasi typiques; AT: profils atypiques; $d\Theta/dz$: stabilité (en fonction gradient de température dans la couche de surface); S: stable, N: neutre, I: instable; v_s/v_{CLS} : vitesse du vent en surface et au sommet de la CLS; c: calme (< 0,5 ms⁻¹); f: faible (0,5-3,3 ms⁻¹); M: modéré (3,3-8,5 ms⁻¹); AF: assez fort (8,5-11,1 ms⁻¹); F: fort (11,1-14,1 ms⁻¹); TF: très fort (14,1-17,2 ms⁻¹); T: tempête (>17,2 ms⁻¹); dq/dz : signe du gradient d'humidité dans la couche de surface.

Il ressort de l'analyse des dix journées traitées qu'à 12 h TU, la limite entre la CLA et l'atmosphère libre (niveau I) se situe entre 1500 et 4000 mètres. Le sommet de la couche de mélange (niveau II) reste compris entre 270 et 1650 mètres. La limite supérieure de la couche de surface (niveau III) ne dépasse pas quant à elle 250 mètres et semble parfois inférieure à 100 mètres; ce dernier cas se produit notamment en hiver et/ou lorsque le vent est particulièrement faible. Le niveau III se situe en moyenne entre 100 et 150 mètres.

Au cours de la nuit, les valeurs mentionnées ci-dessus sont en général plus élevées (voir cycle journalier au point C. ci-dessous).

b. Observation des gradients verticaux dans la couche limite de surface

Le gradient de température potentielle est presque toujours négatif (atmosphère instable) dans le cas du sondage de 12 h TU. Dans deux cas, le 15/1/1991 et le 31/8/1991, il est quasi nul (atmosphère neutre). Le gradient est en général positif (atmosphère stable) la nuit. Au cours de trois nuits, le 13/7/1990, le 14/1/1991 et le 13/4/1991, il est quasi nul (atmosphère neutre).

Le gradient de la vitesse du vent peut être bien marqué (par exemple le 13/4/1991) ou au contraire quasi nul (par exemple le 4/5/1990), même en cas de vent modéré. Il est généralement plus faible le jour.

Le gradient d'humidité spécifique est généralement négatif. Le jour, deux exceptions peuvent être notées. Le gradient du sondage de 12 h TU est presque nul le 13/9/1991 et est même positif dans le cas du 13/3/1991. Il faut remarquer que le gradient d'humidité spécifique est également généralement négatif dans le cas des sondages nocturnes. Les seuls gradients positifs sont ceux des 22 et 23/2/1990 et du 30/8/1991. Le signe du gradient d'humidité est déterminé par l'apport d'humidité par évaporation dans la partie inférieure de la CLA et par l'apport d'air sec par entraînement à son sommet.

c. Evolution au cours de la journée

Un effet journalier se marque très nettement pour l'ensemble des journées étudiées. D'une manière générale, chacune des couches voit son épaisseur croître au cours de la journée. Les hauteurs des différents niveaux observés sont encore très élevées à 24 h TU. La décroissance s'effectue en fin de nuit et la croissance ne reprend qu'au cours de la matinée de telle sorte que les hauteurs correspondant aux niveaux I, II et III observées à 12 h TU sont généralement nettement plus faibles que celles de la nuit. Cet effet journalier est plus marqué pour les régions proches de la surface (couche de mélange et surtout couche de surface) qui semblent dominées par l'effet du cycle journalier du flux de rayonnement en surface. Il est moins marqué, mais néanmoins fréquemment observé, au niveau I. Il sera question plus loin de la vitesse du vent qui influence aussi l'épaisseur de la CLA.

d. Evolution au cours de l'année

L'étude de l'évolution de la CLA au cours de l'année demanderait l'analyse d'un nombre beaucoup plus grand de situations. Au vu de l'échantillon étudié ici, la CLA semble ne pas présenter de cycle annuel à aucun des niveaux considérés. Le flux net de

rayonnement en surface, qui pourtant influence fortement la croissance journalière de la CLA, et qui présente un régime annuel bien marqué, n'est pas le facteur dominant l'évolution de la CLA au cours de l'année. En effet, il faut noter la grande variabilité des valeurs au cours d'un même mois au niveau II (par exemple le niveau II à 12 h TU correspond à 340 m le 18/03/1990 et 1650 m le 13/03/1991). Cette variabilité est directement liée à celle des conditions synoptiques.

e. Effet de la vitesse du vent

La vitesse et le cisaillement du vent dans la couche limite de surface influencent la croissance de la CLA. En particulier, la CLS semble d'autant plus épaisse que la vitesse du vent en surface et à son sommet sont plus élevés et/ou que le gradient moyen du vent y est plus élevé.

I.4.D Application dans le cas de situations avec vitesse du vent élevée

Des cas pour lesquels la vitesse du vent est élevée au cours de la journée ont également été analysés. Comme dans le cas des situations par ciel serein, dix exemples ont été examinés. Ils ont été choisis au cours des différentes saisons des années 1990 et 1991. Le tableau 1.3 présente, pour les journées sélectionnées, les caractéristiques des variables météorologiques. Il s'agit fréquemment de journées pluvieuses, ce qui n'exclut pas qu'elles puissent être partiellement ensoleillées. Dans ces différents cas, le vent moyen est le plus souvent modéré à assez fort ou fort et parfois même très fort. L'examen des cartes synoptiques montre que ces cas correspondent en général à des situations cycloniques, le plus souvent perturbées. En effet les vitesses de vent les plus élevées s'observent en général à l'approche de dépressions, pendant ou peu après le passage de systèmes frontaux.

Tableau 1.3: variables météorologiques classiques caractéristiques des journées sélectionnées (source: IRM, 1990, 1991 et archives); situation: vitesse du vent élevée.

date	v _{moy} (min-max)	dir v (moy)	P (min-max)	P (moy)	t _{max} (min-max)	dur I (min-max)	% G (Uccle)	p (Uccle)
2/02/1990	7-10	SW	0-18,5	1,8	4-10	1h-6h30	64	1005
1/03/1990	7-16	W	1,0-16,0	5,5	2-12	2h30-8h	64	1004
15/04/1990	6-11	W-SW	0-12,1	3,3	5-11	2h30-5h30	45	1005
1/07/1990	5-12	SW	0,8-13,9	4,9	13-19	1h-5h30	39	1010
20/08/1990	5-11	W-NW	0-10,2	2,7	15-21	3h30-9h30	58	1015
21/09/1990	6-14	W-NW	0-14,6	3,5	9-16	3h30-7h30	62	1002
30/10/1990	6-10	SW	0-18,3	4,2	7-13	3h-7h	63	991
18/11/1990	6-15	W-NW	0-11,1	2,4	5-13	0h30-5h	58	1012
6/01/1991	6-17	W-SW	0-5,5	0,8	3-8	0h-5h	72	1002
13/06/1991	4-13	W-SW	0-11,0	2,2	12-17	1h-5h30	45	1010

même légende que pour le tableau 1.1.

Les sondages de 0, 12 et 24 h TU ont été examinés pour les dix cas traités. La figure 1.2 illustre le cas du 6/01/1991. La localisation des niveaux I, II, III y a été indiquée.

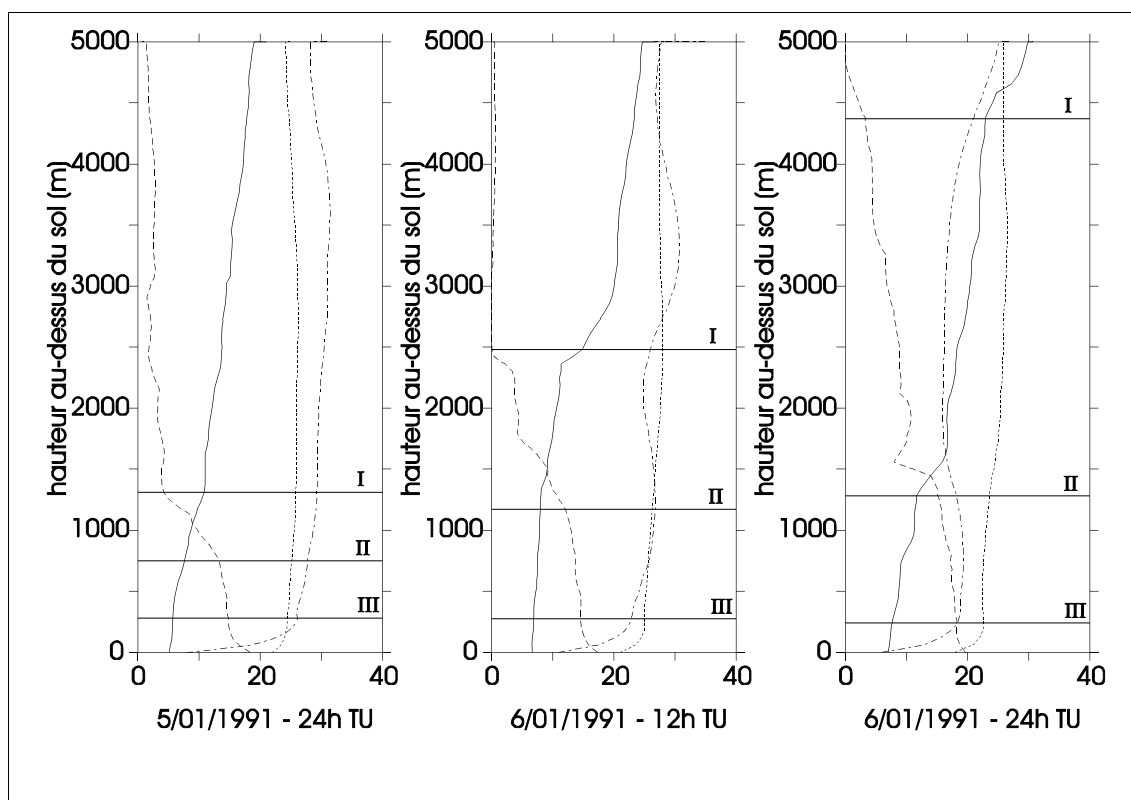


Figure 1.10: sondages atmosphériques réalisés à Uccle. Mêmes notations que pour la figure 1.1; 5/01/1991 à 24 h TU, 6/01/1991 à 12 h TU, 6/01/1991 à 24 h TU.

Le tableau 1.4 résume les principales caractéristiques de l'ensemble des cas envisagés. Comme précédemment, ces caractéristiques ont été établies "manuellement" sur base de la représentation graphique des quatre variables de température potentielle, vitesse et direction du vent, ainsi que d'humidité spécifique pour les 30 sondages examinés.

Les mêmes points que précédemment seront envisagés successivement.

a. Identification des niveaux I, II, III

Les exemples envisagés sont le plus souvent classés comme étant quasi typiques ou atypiques. L'identification des niveaux I, II, et III a donc présenté dans certains cas quelques difficultés. Les situations pour lesquelles le vent est élevé peuvent cependant présenter des caractéristiques bien typiques comme c'est le cas le 6/01/1991. Au cours de cette journée, l'insolation est relativement importante (entre 0 et 5 h d'insolation selon les stations et un rayonnement solaire global à Uccle égal à 72% de la valeur maximale possible pour ce jour) et les températures sont relativement douces (température maximale comprise entre 3 et 8 degrés dans l'ensemble du pays).

D'une manière générale à 12 h TU, la limite entre la CLA et l'atmosphère libre (niveau I) se situe au-delà de 2200 et peut dépasser 5000 mètres. Elle peut être difficile à identifier dans certains cas (mouvements ascendants associés aux zones de basse pression,

présence de nuages, voir fig 1.1) ou même perdre son sens en présence de convection profonde). Le sommet de la couche de mélange (niveau II) reste compris entre 800 et 1700 mètres. L'épaisseur de la couche de surface (niveau III) quant à elle est comprise entre moins de 100 et 400 mètres environ.

Tableau 1.4: caractéristiques de la CLA déduites des sondages d'Uccle; situation: vitesse du vent élevée.

Date	heure (TU)	niveau I (m)	niveau II (m)	niveau III (m)	T/A T	$d\Theta/dz$	v_s/v_{CLS}	dq/dz
2/02/1990	0	4500	1750	360	AT	N	F/T	<0
	12	3400	920	360	≈T	N	AF/T	<0
	24	3100	720	250	≈T	S	M/T	<0
1/03/1990	0	3900	1120	520	AT	N	TF/T	<0
	12	2210	1160	290	≈T	N	M/TF	<0
	24	≈4150	1750	280	-	N	-	<0
15/04/1990	0	≈5000	1310	250	AT	S	M/T	<0
	12	3000	1150	260	T	N	M/AF	<0
	24	2990	1740	400	≈T	S	f/F	<0
1/07/1990	0	3700	2140	430	AT	S	f/F	<0
	12	4600	1260	370	≈T	N	AF/T	<0
	24	3000	2360	370	≈T	S	M/TF	<0
20/08/1990	0	4470	2090	400	AT	S	M/T	<0
	12	2320	790	<50	≈T	I	M/M	<0
	24	5220	2500	280	AT	S	f/TF	<0
21/09/1990	0	4630	1130	360	≈T	S≈N	M/T	≈0
	12	2410	≈1250	280	AT	N	f/TF	<0
	24	≈4000	1650	330	≈T	S	M/AF	<0
30/10/1990	0	3950	1200?	210	AT	S	M/TF	<0
	12	2800	930	340	≈T	N	AF/T	<0
	24	3280	≈1780	280	AT	S	M/T	<0
18/11/1990	0	3000	2640	250	AT	N	M/AF	<0
	12	2840	1710	250	AT	N	M/TF	<0
	24	4900	2400	250	AT	S	M/TF	<0
6/01/1991	0	1310	750	280	T	S	AF/T	<0
	12	2480	1170	275	≈T	N	F/T	<0
	24	4370	1280	240	T	S	M/T	<0
13/06/1991	0	2200	1620	270	AT	S	M/T	<0
	12	≈4100	≈950	420	AT	I	AF/TF	<0
	24	3100	≈1450	280	AT	S	M/T	≈0

mêmes notations que pour le tableau 1.2.

Le niveau III se situe le plus fréquemment entre 250 et 300 mètres. Les différents niveaux sont donc situés plus haut, et même nettement plus haut que dans les situations pour lesquelles le ciel est serein et la vitesse du vent peu élevée, en particulier en ce qui concerne le niveau III (limite supérieure de la CLS).

Au cours de la nuit, les valeurs mentionnées ci-dessus sont souvent plus élevées qu'à 12 h TU, en tout cas en ce qui concerne les limites II et III.

Quelques unes des dates retenues dans l'échantillon traité ont déjà fait l'objet d'une analyse antérieure par Quinet et Nemeghaire (1991). Il y a une très bonne concordance entre les valeurs obtenues dans les deux études.

b. Observation des gradients verticaux dans la couche limite de surface

Le gradient de température potentielle est souvent quasi nul (atmosphère neutre) dans le cas du sondage de 12 h TU. Il est cependant quelques fois négatif (atmosphère instable) comme dans le cas du 20/08/1990 ou du 13/06/1991. Le gradient est en général positif (atmosphère stable) dans le cas des sondages de la nuit, et parfois proche de zéro (atmosphère neutre) comme par exemple le 1/03/1990.

Le gradient de la vitesse du vent est bien marqué dans tous les cas traités, tant de jour que de nuit.

Le gradient d'humidité spécifique est toujours négatif. En valeur absolue, il peut parfois être très élevé (par exemple le 19/08/1990 à 24 h TU) ou au contraire très faible (par exemple le 20/09/1990 à 24 h TU).

c. Evolution au cours de la journée

Un effet journalier peut être observé pour la plupart des journées sélectionnées. Comme dans le cas des situations par ciel serein, il se marque presque systématiquement sur le niveau II et fréquemment sur le niveau I. Le niveau III quant à lui, semble subir assez souvent cet effet en été mais pas nécessairement en hiver, et en tout cas moins fréquemment que dans le cas des situations pour lesquelles le ciel est serein.

d. Evolution au cours de l'année

Aucune tendance nette ne se marque en ce qui concerne l'évolution de l'épaisseur de la CLA au cours de l'année.

e. Effet de la vitesse du vent

La vitesse et le cisaillement du vent dans la couche limite de surface sont déterminés par les situations synoptiques souvent perturbées dans les cas traités ici.

Comme cela a déjà été mentionné plus haut, les différents niveaux examinés, et en particulier la CLS, sont situés plus haut que dans les situations pour lesquelles le ciel est serein et le vent plus faible. Le vent détermine de manière directe l'épaisseur de la CLA et

en particulier de la CLS.

I.4.E Principaux résultats de l'analyse des sondages

Nous synthétisons dans cette partie les résultats détaillés aux points I.4.C et I.4.D (figure 1.11). Le sommet de la couche limite atmosphérique, à la frontière entre la couche d'entraînement et l'atmosphère libre, se marque généralement clairement dans l'échantillon considéré. Elle se situe généralement entre 1700 et 4000 m et peut s'étendre au-delà de 5000 m. Ce niveau correspond à la hauteur au delà de laquelle le contenu en vapeur d'eau devient négligeable. L'épaisseur de la CLA est généralement plus faible lorsque la vitesse du vent est peu élevée dans des conditions anticycloniques, conformément au schéma de la figure 1.1.

Sur les graphiques, la couche de mélange peut être repérée relativement facilement dans la plupart des situations. Elle est particulièrement typique dans les situations pour lesquelles le ciel est serein. La limite d'inversion de la température potentielle est généralement nettement visible dans le cas des sondages nocturnes (limite supérieure de la couche résiduelle). La base de la zone d'inversion est souvent utilisée dans la littérature pour désigner la hauteur de la couche limite (sans prendre en compte la zone d'entraînement). Elle correspond au sommet de la couche de mélange ou de la couche résiduelle et se situe en général entre 400 et 1700 m.

La base de la couche de mélange correspond à la limite supérieure de la couche de surface régionale située au-dessus des couches limites internes imbriquées liées au site urbain. Sa hauteur est très variable en fonction de la vitesse du vent et de l'insolation. Par vent faible, elle peut être de l'ordre de 50 à 100 m. Par contre, lorsque la vitesse du vent est élevée, elle peut s'étendre jusqu'à environ 400 m. L'ordre de grandeur fréquemment mentionné dans la littérature, à savoir que la CLS occupe environ 10% de la CLA complète, semble assez bien vérifié.

Il faut noter enfin qu'en dehors des sondages effectués chaque jour, l'IRM a aussi réalisé des mesures dans la CLA à l'aide d'un ballon captif lors de campagnes de mesures spécifiques (une dizaine de journées réparties sur la période 1987-1990). L'analyse faite par De Muer *et al.* (1997) dans le cadre d'une étude de l'ozone troposphérique, a notamment permis de caractériser la structure en couches de la CLA et l'évolution plus ou moins rapide selon les circonstances atmosphériques, de la croissance de l'épaisseur de la CLA au cours de la journée. Par exemple, en partant d'une épaisseur de la CLA de 250 m vers 7 h TU, une hauteur de 1000 m était atteinte dès 10 h TU le 9 août 1990 mais seulement vers 13 h TU le lendemain. La situation synoptique était anticyclonique au cours de ces deux journées avec des températures dépassant 25 °C l'après-midi sur la plupart des stations du pays. Le ballon captif, dont la vitesse de déplacement vertical peut être contrôlée, a en outre permis de détecter des détails de la structure verticale en couches de la CLA non repris par les sondages.

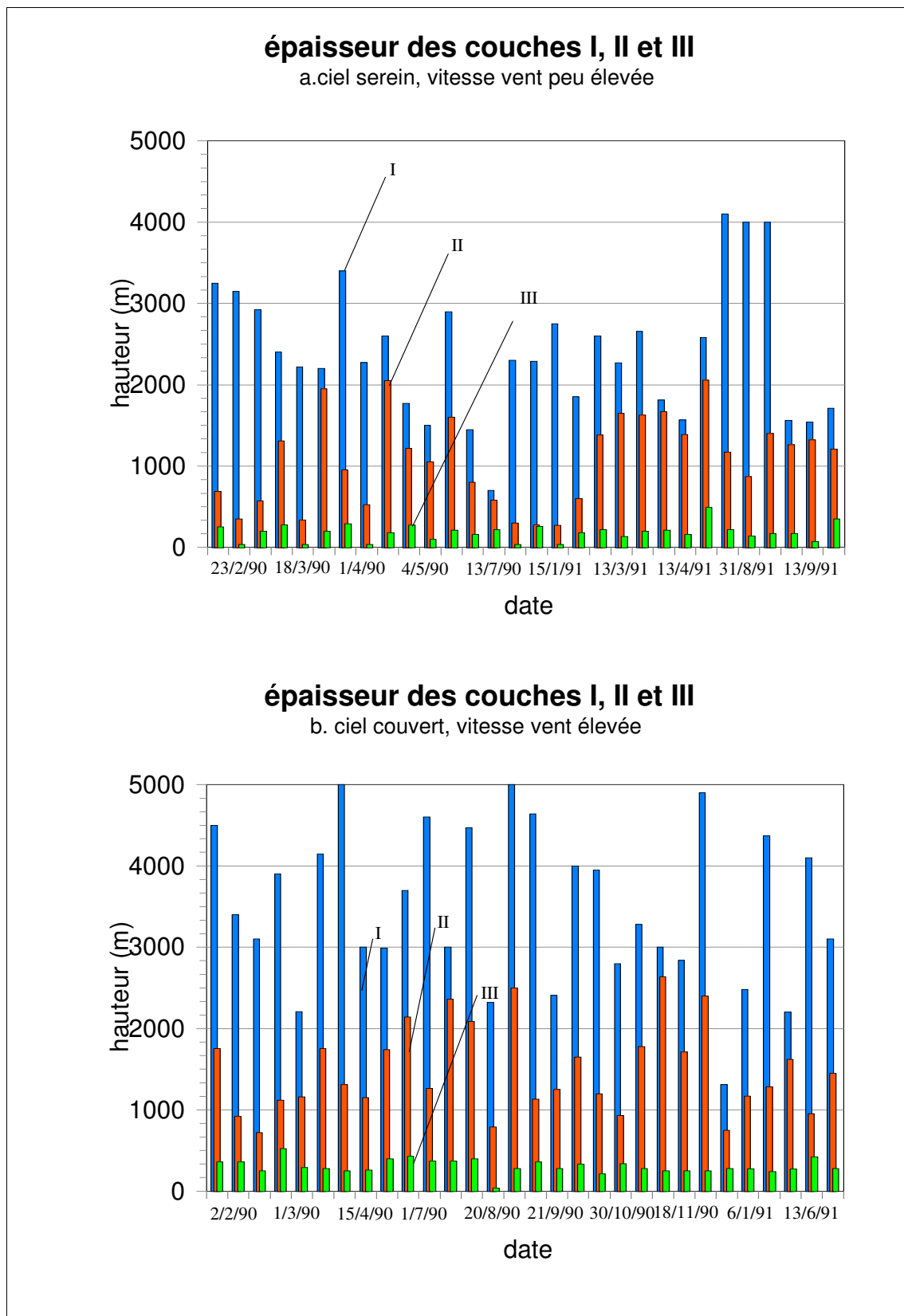


Figure 1.11: sondages atmosphériques réalisés à Uccle. Détermination de l'altitude du sommet de différentes régions de la CLA pour différentes dates; pour chacune d'elles, les valeurs se succèdent de gauche à droite et correspondent aux sondages de 0 h, 12 h et 24 h TU. I (bleu): couche d'entraînement, II (rouge): couche de mélange (12 h TU) ou couche résiduelle (24 h TU), III (vert): couche limite de surface.

I.5 Synthèse

Les équations descriptives de l'atmosphère sont complexes. Leur résolution se heurte de plus au problème bien connu de fermeture. Il est cependant possible, en tenant compte des caractéristiques de la CLA de simplifier le problème. Pour ce qui concerne la modélisation de l'ensemble de la CLA, différentes approches sont suivies, mais sans aboutir à un consensus aussi général, de nombreuses questions restant ouvertes (Hasse, 1993). Pour ce qui est de la simulation de la CLA près de la surface, il est possible d'obtenir des résultats utiles sous l'hypothèse de stationnarité. En prenant en compte le fait que les échelles verticales du problème à traiter sont de loin inférieures aux échelles horizontales, des hypothèses simplificatrices peuvent être introduites. L'application de principes de similitude et l'utilisation d'une approche semi-empirique de la théorie de la turbulence permet en outre de contourner le problème de fermeture. Parmi les théories de similitude, celle de Monin et Obukhov a prouvé sa pertinence pour décrire le comportement de l'atmosphère dans la CLS. Son utilisation pour l'estimation des flux turbulents sera examinée en détails au chapitre suivant.