

Paramétrisation du mélange dans les écoulements catabatiques le long des pentes de vallées alpines

YANN LARGERON^a, CHANTAL STAQUET^a, CHARLES CHEMEL^b, JEAN-PIERRE CHOLLET^a

a. Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels (LEGI), Grenoble.

b. University of Hertfordshire, Hatfield, UK.

Résumé :

Le refroidissement radiatif nocturne d'un sol incliné est à l'origine de la mise en place d'un écoulement catabatique. Ces écoulements naturels autogénérés expliquent la majeure partie de la dynamique atmosphérique sur un terrain à relief complexe par conditions stables et en l'absence de forçage synoptique important. Dès lors, nous pouvons nous intéresser à leur capacité à accroître les propriétés de transport et de mélange du fluide atmosphérique, en vue par exemple, de caractériser la dispersion des polluants dans les vallées. L'objet de notre travail est d'étudier ces propriétés de transport par le calcul d'un coefficient de diffusion turbulente et de proposer une paramétrisation de ce coefficient. Nous développons pour cela une approche dérivée de la méthode de Winters ([1]) dans le cadre de simulations aux grandes échelles réalisées avec le code de modélisation atmosphérique ARPS.

Abstract :

The nocturnal radiative cooling of a sloping ground surface often induces katabatic flows. These natural self-generated flows could explain the major part of the observed atmospheric dynamics over a complex terrain by stable conditions and weak synoptic forcing. Therefore, we can wonder what could be the ability of these flows to increase the mixing and transport properties of the atmosphere, in order, for instance, to characterize the dispersion of pollutants in valleys. The purpose of the present study is to analyse these transport properties by the computation of a turbulent mixing coefficient, and to propose a parameterization of this coefficient. For this purpose, we perform LES numerical simulations with the atmospheric modelling code ARPS and rely on the approach derived by Winters ([1]).

Mots clés : Dynamique de l'atmosphère, vallée alpine, vent catabatique, diffusion turbulente

1 Introduction

En l'absence d'un forçage synoptique intense, l'écoulement atmosphérique dans une vallée est principalement créé par des circulations thermiques dues au chauffage ou au refroidissement du sol. Le refroidissement radiatif nocturne du sol engendre ainsi un courant descendant les pentes (appelé courant -ou vent- catabatique). Dans les vallées, ce refroidissement induit également une stratification stable de l'atmosphère, au moins dans les premières centaines de mètres au dessus du sol. Nous considérons ici une situation réaliste nocturne et hivernale d'écoulement atmosphérique dans une vallée idéalisée dans laquelle le sol se refroidit par rayonnement infrarouge. Nous nous concentrons sur une atmosphère de vallée stablement stratifiée. Dans cette configuration, deux processus dynamiques sont à l'oeuvre dans l'atmosphère de la vallée : un vent catabatique près des parois et des ondes internes de gravité qui se propagent dans toute l'atmosphère (voir [2] et [3]).

Dans la présente étude, on s'intéresse au mélange turbulent induit par le vent catabatique. Nous réalisons pour cela des simulations numériques de type LES. Pour quantifier le mélange turbulent, la méthode classique consiste à moyennner le flux de chaleur turbulent $\langle w'\theta' \rangle$ en temps ou en espace de façon à filtrer la contribution adiabatique des mouvements (tels que les ondes internes), qui ne contribuent pas au mélange. Ce flux moyennné peut ensuite être relié au gradient moyen de température par l'intermédiaire d'un coefficient de mélange turbulent κ_t . Cette procédure de filtrage est cependant très approximative, car la contribution du flux liée aux effets diabatiques, que l'on veut extraire par la procédure de moyenne, est très petite devant le flux total. Cette contribution est en effet seulement due aux effets diffusifs.

Le flux de chaleur turbulent provenant exclusivement des effets diabatiques peut en fait être calculé exactement, comme montré par [1]. Ce flux, appelé ci-après *flux diffusif turbulent*, se produit perpendiculairement

aux isopycnes et s'exprime comme $\vec{J} = \kappa \nabla \theta$. Sa moyenne au travers d'une isopycne de surface S s'écrit donc $\phi_d = \frac{1}{A} \int_S \kappa \nabla \theta \cdot \vec{n} dS$ où \vec{n} est la normale locale à la surface $\theta = \text{constante}$ (ou surface iso- θ). Le flux ϕ_d ainsi défini est le flux total du scalaire θ à travers la surface iso- θ . Winters et d'Asaro ([1]) montrent qu'on peut écrire ce flux sous la forme $\phi_d = - \langle \kappa |\nabla \theta|^2 \rangle_{z_*} dz_*/d\theta$ où $z_*(\vec{x}, t)$ correspond à l'altitude d'équilibre de la particule se trouvant à la position \vec{x} à l'instant t et est donc constante sur la surface iso- θ . On peut montrer que le gradient $d\theta/dz_*$ est aussi le gradient de θ perpendiculaire à la surface iso- θ . Cette définition permet alors de définir un coefficient de diffusion turbulente résultant des seuls effets diffusifs (ou diabatiques) turbulents : $\phi_d = -\kappa_t d\theta/dz_*$. Ainsi, lorsque κ a une valeur constante (qui est le cas considéré par [1]), on peut exprimer le coefficient de diffusion turbulente sous la forme :

$$\kappa_t = \kappa \langle |\nabla \theta|^2 \rangle_{z_*} \left(\frac{d\theta}{dz_*} \right)^{-2} \quad (1)$$

Lorsque κ est une fonction vectorielle des trois coordonnées d'espace (qu'on note $\vec{\kappa}$), l'expression pour κ_t doit être modifiée comme suit :

$$\kappa_t = \langle \kappa_x \left(\frac{\partial \theta}{\partial x} \right)^2 + \kappa_y \left(\frac{\partial \theta}{\partial y} \right)^2 + \kappa_z \left(\frac{\partial \theta}{\partial z} \right)^2 \rangle_{z_*} \left(\frac{d\theta}{dz_*} \right)^{-2} \quad (2)$$

Dans les codes de calcul numériques de type LES, les variables ne sont explicitement résolues qu'aux points de discrétisation du maillage. Une partie des échelles de la turbulence n'est donc pas résolue et est prise en compte dans un modèle sous-maille qui paramétrise les mouvements aux échelles inférieures à celle de la maille. Ainsi, les effets de la turbulence sur le mélange sont estimés au niveau sous-maille par un coefficient de diffusivité turbulent sous-maille. Ce coefficient n'est a priori ni homogène, ni isotrope ; il est donc généralement vectoriel et fonction des trois coordonnées de l'espace. Dans le code de calcul utilisé ici (ARPS - cf paragraphe 2), le modèle de fermeture turbulente utilise un $\vec{\kappa}_{SGS}$ qui se décompose en une partie horizontale et une partie verticale et s'écrit donc $\vec{\kappa}_{SGS} = (\kappa_{Hh}, \kappa_{Hh}, \kappa_{Hv})$. On peut ainsi estimer le coefficient de mélange turbulent aux échelles résolues κ_{tLES} à l'aide de l'expression 2 en remplaçant κ_x et κ_y par κ_{Hh} et κ_z par κ_{Hv} . Ce coefficient de mélange turbulent caractérise le flux de chaleur qui résulte de l'écoulement au delà de l'échelle de la maille mais intègre la contribution sous-maille.

Après avoir présenté la configuration numérique, nous détaillons les résultats dans le paragraphe 3 en explicitant notamment la dépendance de κ_{tLES} vis-à-vis de la stabilité de l'atmosphère, avant de discuter des limitations du modèle et de l'influence du modèle sous-maille dans le paragraphe 4.

2 Configuration des simulations

Le modèle numérique Les simulations numériques ont été effectuées avec l' "Advanced Regional Prediction System" (code ARPS, [4]), qui est un modèle atmosphérique non-hydrostatique adapté aux échelles allant de quelques mètres à plusieurs centaines de kilomètres (souvent considéré comme modèle "mésos-échelle" et utilisé ici comme modèle LES). Le code résout les équations de Navier-Stokes compressibles qui décrivent l'écoulement atmosphérique, et utilise un système de coordonnées qui suit le relief. Le code comprend un traitement de la physique de la couche de surface et un modèle de sol. Les dérivées spatiales sont discrétisées selon un schéma aux différences finies centré d'ordre 4 sur un maillage échelonné (de type Arakawa C). L'intégration temporelle est faite avec un schéma centré dit de "leapfrog" et utilise la technique d'intégration temporelle de décomposition modale pour évaluer les modes acoustiques. Nous utilisons ici le schéma de fermeture turbulente classique en énergie cinétique turbulente d'ordre 1.5 pour modéliser les échelles sous-mailles.

La topographie de la vallée Dans nos simulations, la vallée est modélisée par une topographie idéalisée basée sur le profil analytique proposé par Rampanelli ([5]). La vallée a un axe orienté nord-sud et est ouverte sur une plaine au bord sud de façon à ce qu'un système de vent de vallée puisse se développer. La topographie de la vallée (utilisé par [2]) est caractérisée par une longueur de 20 km et par une largeur de 1240 m en fond de vallée. Les sommets culminent à 1700 m. De cette façon, la topographie peut être considérée comme une représentation idéalisée de la vallée de Chamonix, dans les Alpes. La figure 1 montre l'allure de cette topographie. Notons que la pente varie de 3° près de la plaine à environ 44° dans la partie nord.

Le champ initial de vitesse Nous modélisons un épisode nocturne d'une durée de 3 heures débutant à 22 h en hiver à la latitude de la vallée de Chamonix. Nous souhaitons étudier l'influence d'un vent catabatique dans l'atmosphère stable d'une vallée sous des conditions synoptiques faibles. Pour cela, nous n'imposons aucun champ de vitesse à l'instant initial et n'introduisons aucun forçage.

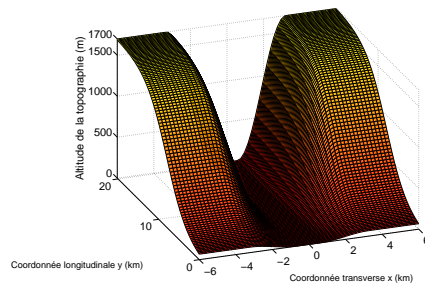


FIG. 1: Topographie de la vallée idéalisée.

Le champ initial de température atmosphérique A l’instant initial, nous imposons un profil vertical de température potentiel $\theta_{amb}(z)$ dans l’atmosphère, ayant une valeur de 271 K en fond de vallée et évoluant linéairement avec l’altitude. La fréquence de Brunt-Väisälä $N_{amb} = \sqrt{g/\theta_0 (d\theta/dz)_{amb}}$, où θ_0 est la température potentielle de référence prise à 271 K, est donc constante. Nous réalisons huit simulations différant seulement par la valeur de $(d\theta/dz)_{amb}$, comprise entre 2.3 K/km et 15 K/km.

Le champ initial de température du sol A l’instant initial, nous imposons au sol d’être plus froid que l’air. La température de la surface du sol (T_s) est ainsi initialisée à 3 K en dessous de la température atmosphérique locale. Nous utilisons le modèle de sol à deux couches de Noilhan & Planton [6]) et imposons également, à $t = 0$ seulement, une différence de température de 2 K entre le sol profond et le sol de surface. La température du sol évolue ensuite selon les lois thermodynamiques prescrites dans le code, en prenant en compte l’émission radiative infra-rouge du sol de surface.

Conditions aux limites Des conditions aux limites ouvertes sont utilisées dans les deux directions horizontales. Le champ de vitesse satisfait une condition de non glissement sur la topographie et une couche de Rayleigh est imposée en haut du domaine pour empêcher la réflexion potentielle des ondes sur le toit du maillage. Au sol, les flux thermiques sont déterminés d’après les valeurs de la température de surface du sol (T_s) et celle de l’air adjacent, calculées à chaque pas de temps. Typiquement, la température T_s décroît dans le temps, de quelques degrés par heure, de manière conforme aux mesures *in situ* faites par exemple par Peck ([7]). On n’atteint pas de régime radiatif permanent au cours des simulations, de façon cohérente avec ce qui se passe dans la réalité.

Paramètres numériques La résolution horizontale est de 200 m dans les deux directions horizontales. Le long de la verticale, nous utilisons un espacement des mailles de 5 m dans les 100 premiers mètres au dessus du sol, qui s’agrandit progressivement pour atteindre environ 100 m à l’altitude de 7000 m. Le nombre de points du maillage correspondant est $121 \times 103 \times 140$ et le pas de temps est de 0.25 s.

3 Estimation du mélange : Résultats

Dans toute la suite, nous considérons des moyennes du coefficient de mélange sur les premières couches atmosphériques le long des pentes, correspondant à la zone dans laquelle se situe le courant catabatique. On notera ces moyennes par $\langle \rangle_s$.

3.1 Ordre de grandeur du coefficient de mélange

On obtient un coefficient de diffusion turbulente $\kappa_{t_{LES}}$ allant de 0.01 à $2 \text{ m}^2/\text{s}$ en fonction de l’état de stabilité de l’atmosphère et de l’instant considéré. Il existe peu de mesures *in situ* par conditions stables auxquelles comparer ces valeurs. Des mesures faites par Kuhn en antarctique, retranscrites par Brost et Wyndgaard ([8]) fournissent des valeurs allant de 0.01 à $0.6 \text{ m}^2/\text{s}$ dans la couche catabatique, ce qui correspond à l’ordre de grandeur que l’on obtient. A titre de comparaison, dans l’interface stablement stratifiée du sommet de la couche limite atmosphérique convective (donc lorsque le forçage est bien plus énergétique), on obtient un coefficient de l’ordre de $4 \text{ m}^2/\text{s}$ ([9]). Dans la couche limite convective, les valeurs de $\kappa_{t_{LES}}$ varient typiquement de 1 à $700 \text{ m}^2/\text{s}$. Les valeurs plus faibles du coefficient de diffusion turbulente que nous obtenons sont donc cohérentes avec la situation stable et sans forçage extérieur que nous considérons.

3.2 Les variations du coefficient de mélange turbulent avec le temps et la stabilité

3.2.1 $\kappa_{t_{LES}}(N_{amb})$ à t fixé

La figure 2 représente l'évolution de $\langle \kappa_{t_{LES}} \rangle_s$ avec la stratification ambiante de l'atmosphère N_{amb} à différents instants. Remarquons que l'allure des courbes $\langle \kappa_{t_{LES}} \rangle_s(N_{amb}, t)$ est remarquablement régulière au cours du temps, ce que nous discutons plus loin (paragraphe 3.2.3).

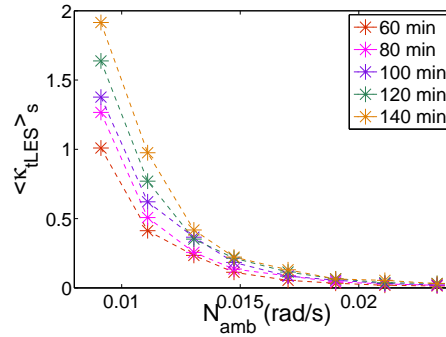


FIG. 2: Evolution de $\langle \kappa_{t_{LES}} \rangle_s$ en fonction de N_{amb} à différents instants.

On constate qu'à un instant donné, la valeur de $\langle \kappa_{t_{LES}} \rangle_s$ est d'autant plus grande que la valeur de N_{amb} est petite : à apport d'énergie constant, l'amplitude des mouvements des particules fluides selon la verticale va être d'autant plus grande que la stabilité sera petite. Ainsi, on s'attend à retrouver que le coefficient de diffusion turbulente dans une atmosphère faiblement stratifiée est plus élevé que celui dans une atmosphère fortement stratifiée.

3.2.2 $\kappa_{t_{LES}}(t)$ à N_{amb} fixé

On s'intéresse ici à l'évolution temporelle de $\langle \kappa_{t_{LES}} \rangle_s$ pour différentes valeurs de la stabilité de l'atmosphère N_{amb} (figure 3). On observe que, quelle que soit la valeur de N_{amb} , $\langle \kappa_{t_{LES}} \rangle_s$ croît quasi-linéairement dans le temps à partir de $t = 40$ min.

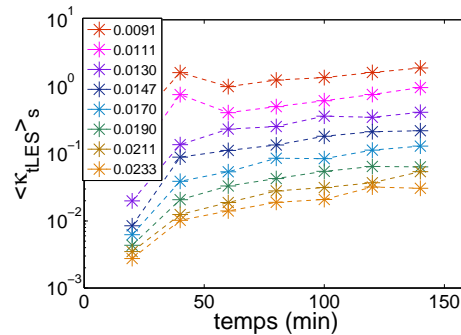


FIG. 3: Evolution de $\langle \kappa_{t_{LES}} \rangle_s(t)$ pour différentes valeurs de N_{amb} .

3.2.3 Modèle analytique pour $\kappa_{t_{LES}}(N_{amb})$

A l'aide des expressions analytiques du modèle sous-maille ([4]), on montre que sous certaines hypothèses ($N_{local} = \sqrt{g/\theta_0} (d\theta/dz) \approx N_{amb}$ et $\frac{\partial\theta}{\partial z_*} \approx \left(\frac{\partial\theta}{\partial z}\right)_{amb}$), on peut écrire le coefficient de diffusion turbulente sous la forme :

$$\kappa_{t_{LES}} = \frac{g^2}{\theta_0^2} C_m l_h \frac{\left\langle \frac{E^{\frac{1}{2}}}{Pr} |\nabla_H \theta|^2 \right\rangle_{z_*}}{N_{amb}^4} + \frac{g^2}{\theta_0^2} C_m C_s \frac{\left\langle \frac{E}{Pr} \left(\frac{\partial\theta}{\partial z}\right)^2 \right\rangle_{z_*}}{N_{amb}^5} \quad (3)$$

Dans notre configuration de ARPS, $C_m = 0.1$, $C_s = 0.76$, $l_h = (\Delta x \cdot \Delta y)^{1/2} = 200 \text{ m}$, $\theta_0 = 271 \text{ K}$ et $g = 9.81$. Par ailleurs, on peut prendre en compte l'erreur faite pour chacune des hypothèses non parfaitement vérifiées en introduisant des coefficients de biais afin d'obtenir une loi pour $\langle \kappa_{t_{LES}} \rangle_s$ ayant une dépendance simple en N_{amb} . Cet ajustement permet d'écrire $\langle \kappa_{t_{LES}} \rangle_s$ sous la forme d'une fonction simple de N_{amb} :

$$\langle \kappa_{t_{LES}} \rangle_s \approx \frac{A}{N_{amb}^4} + \frac{B}{N_{amb}^5} \quad (4)$$

avec $A = 4.8082 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^3$ et $B = 6.6214 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^4$.

La figure 4 montre la très bonne adéquation entre les résultats numériques et cette fonction analytique, quel que soit l'instant, lorsqu'on normalise $\langle \kappa_{t_{LES}} \rangle_s$ par une fonction affine du temps ($\alpha \cdot t$, avec $\alpha = 8.87 \cdot 10^{-3}$ obtenue par une regression linéaire des données).

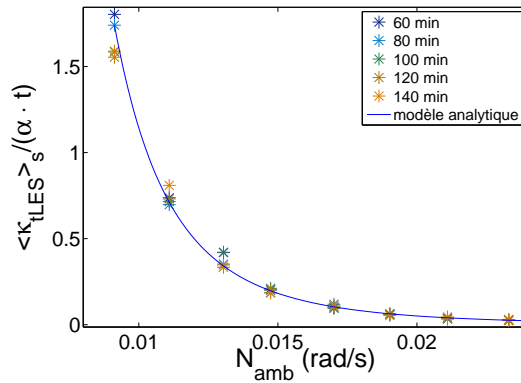


FIG. 4: Croix colorées : Données numériques pour $\frac{\langle \kappa_{t_{LES}} \rangle_s}{\alpha \cdot t}$. Ligne bleue : Fonction analytique $\frac{A}{N_{amb}^4} + \frac{B}{N_{amb}^5}$.

4 Influence du modèle sous-maille

Vu la dépendance explicite du coefficient de diffusion turbulente à l'égard du coefficient de diffusion sous-maille (cf. équation 2), on peut s'interroger sur l'influence du modèle sous-maille sur les résultats obtenus. Pour examiner ce point important, on effectue d'autres simulations identiques aux précédentes en utilisant cette fois le modèle sous-maille de Smagorinski-Lilly (d'ordre 1). Une description analytique basée sur les mêmes hypothèses que précédemment et combinée à un ajustement, permet d'aboutir à l'expression :

$$\langle \kappa_{t_{LES}} \rangle_s = \frac{A'}{N_{amb}^4} \quad (5)$$

avec $A' = 1.27 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^3$. On vérifie que ce modèle rend bien compte des données sur la figure 5.

La loi de dépendance de $\kappa_{t_{LES}}$ en fonction de N_{amb} n'est donc que très peu modifiée (N_{amb}^{-4} au lieu de $N_{amb}^{-4} + N_{amb}^{-5}$), les valeurs de $\kappa_{t_{LES}}$ issues des deux modèles étant de plus très proches (rapport 1.5).

Deux conclusions différentes peuvent être tirées de ces résultats. On peut d'une part conclure que le mélange sous-maille est correctement représenté par chacun des modèles sous-mailles. Mais on peut aussi conclure que, parce que le mélange est contrôlé par les effets non linéaires, il ne dépend pas du modèle sous-maille. Cette dernière conclusion s'appuie sur les résultats classiques de turbulence homogène et isotrope selon lesquels la dissipation d'énergie cinétique tend vers une constante lorsque la viscosité tend vers zéro car cette dissipation est contrôlée par les effets inertiels (et non par les effets moléculaires).

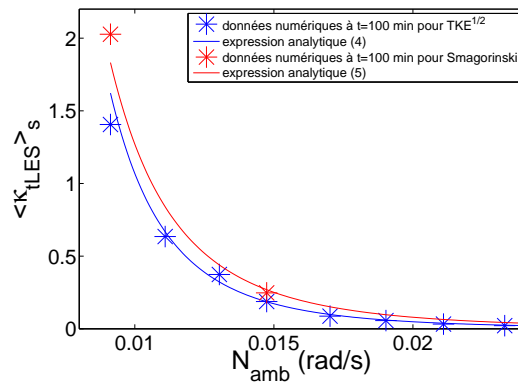


FIG. 5: Croix bleues : Valeurs de $\kappa_{tLES}(N_{amb})$ pour TKE 1.5. Ligne bleue : modèle analytique (4). Croix rouges : Valeurs de $\kappa_{tLES}(N_{amb})$ pour Smagorinski. Ligne rouge : modèle analytique (5). Les valeurs sont fournies pour $t = 100$ min

5 Conclusion

Le coefficient de diffusion turbulente dans la couche catabatique varie entre 0.01 et $2 \text{ m}^2/\text{s}$ et l'ordre de grandeur est cohérent avec l'état de turbulence de l'écoulement. Ce coefficient de mélange κ_t est environ 100 fois inférieur à celui rencontré dans les situations convectives. Par ailleurs, κ_t décroît avec la stabilité atmosphérique proportionnellement à $\approx N_{amb}^{-4.5}$ et l'énergie cinétique turbulente décroît également avec la stabilité selon $\approx N_{amb}^{-3}$. Notons enfin qu'on n'atteint pas de régime permanent au cours de nos simulations (de façon cohérente avec ce que constatent Brost et Wyngaard [8] pour une atmosphère stable). En conséquence, la valeur de κ_t évolue dans le temps et nous montrons que cette évolution est approximativement linéaire.

REMERCIEMENTS

Yann Largeron bénéficie d'un financement doctoral de la région Rhône-Alpes. Les calculs ont été réalisés sur la plateforme Mirage de l'université Joseph Fourier (Grenoble) et les calculateurs de l'Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique (IDRIS).

Références

- [1] Winters K. and D'Asaro E. Diapycnal flux and the rate of fluid mixing. *J. Fluid Mech.*, 317, 179–193, 1996.
- [2] Chemel C., Staquet C., and Largeron Y. Generation of internal gravity waves by a katabatic wind in an idealized alpine valley. *Meteor. Atmos. Physics*, 103, 187–194, 2009.
- [3] Largeron Y., Staquet C., and Chemel C. Characterization of the internal gravity wave field generated by a katabatic flow in a deep valley. *Proceedings of the AMS 13th Conference on Mountain Meteorology, Whistler, Canada*, 2008.
- [4] Xue M., Droegemeier K., and Wong V. The Advanced Regional Prediction System (ARPS) – a multi-scale non hydrostatic atmospheric simulation and prediction model. Part I : Model dynamics and verification. *Meteor. Atmos. Physics*, 75(75), 161–193, 2000.
- [5] Rampanelli G., Zardi D., and Rotunno R. Mechanism of up-valley winds. *J. Atmos. Sci.*, 61, 3097–3111, 2004.
- [6] Noilhan J. and Planton S. A simple parameterization of land surface processes for meteorological models. *Mon. Weather Rev.*, 117, 536–549, 1989.
- [7] Peck L. Temporal and spatial fluctuations in ground cover surface temperature at a northern new england site. *Atmospheric Research*, 41, 131–160, 1996.
- [8] Brost A. and Wyngaard J. A model study of the stably stratified planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 35, 1427–1440, 1978.
- [9] Chemel C., Staquet C., and Chollet J. Interfacial mixing by convective motions : estimating the diffusive heat flux. *Nonlinear processes in geophysics, soumis*, 2009.