Remerciements

Je tiens avant tout à remercier sincèrement Frédéric Hourdin pour m'avoir accueilli pour ce stage, pour tout le temps qu'il m'a consacré et pour avoir encadré si attentivement mon travail. Je le remercie aussi pour la relecture de mon rapport et ses conseils de rédaction.

Je remercie Hervé Letreut de m'avoir acueillie au LMD.

Je remercie aussi chaleureusement Anne Mathieu et Alain Lahellec pour leurs expliquations et pour la relecture attentive de mon rapport.

Merci aussi à Jean-Yves Grandpeix et Jean-Louis Dufresne pour leur aide.

Merci aussi à Nicolas et à Thomas pour leur aide à la mise en page de ce rapport.

Introduction

Ce stage a pour objectif tout d'abord de valider une configuration régionale guidée du modèle de circulation générale du Laboratoire de Météorologie Dynamique : LMDZ. Un modèle de circulation générale est un modèle numérique, basé sur des équations physiques de la mécanique des fluides, qui permet de simuler l'évolution de paramètres météorolgiques et climatiques pendant une certaine période de temps. A l'origine utilisé pour l'étude du climat, LMDZ est ici utilisé pour des prévisions météorologiques comparées à des cas réels.

Mais l'objectif du stage est surtout de valider une paramétrisation de la couche limite atmosphérique convective : la couche limite est la partie de l'atmosphère sensible à la turbulence et aux intéractions avec la surface. Elle s'étend depuis la surface jusqu'à un maximum de 3 km. Elle fait l'objet d'une paramétisation : en effet, le LMDZ contient deux parties : une partie "dynamique", contenant les équations primitives de la météorolgie permettant de rendre compte efficacement de la dynamique de l'écoulement à grande échelle, et une partie "physique" regroupant des parametrisations physiques permettant de tenir compte des phénomènes de plus petite échelle, comme ceux liés aux interactions avec la surface, l'orographie, aux nuages, et justement, à la couche limite.

Pour la validation de cette paramétrisation, j'effectue différentes simulations par LMDZ et je les compare à des observations. Les simulations tâchent de reproduire la période du 20 au 28 mai, en région parisienne. Au cours de cette semaine, la couche limite a été très convective. Leurs résultats sont comparés aux données au sol à Palaiseau sur le site du SIRTA (IPSL) et aux radiosondages de Trappes. Au SIRTA sont notament mesurées au voisinage du sol l'évolution au cours du temps de la température, l'humidité et des flux radiatifs visibles et infrarouge. A Trappes, à quelques kilomètres de Palaiseau, sont mesurés les profils de température et d'humidité.

Nous commencerons dans les deux premières parties par un préambule théorique pour présenter la couche limite et résumer les approches existentes pour la modéliser, ainsi que détailler la configuration du modèle utilisée. Puis nous expliquerons les outils que j'ai mis au point pendant ce stage pour comparer les données disponibles aux résultats du modèle. Enfin, nous analyserons les résultats des simulations. Les premières simulations ont permis de régler le modèle d'humidité du sol ; dans les simulations suivantes, le modèle des thermiques développé il y a quelques années par Frédéric Hourdin a été introduit ; pour les dernières simulations, ce modèle des thermiques est couplé avec un schéma de nuages.

Table des matières

1 La couche limite panétaire

1.1 Présentation de la couche limite et approche classique par la diffusion turbulente

La couche limite planétaire (CL) est la partie de l'atmosphère sensible aux échanges turbulents, générés principalement par la friction du vent sur les hétérogénéités de la surface et par chauffage de la surface.

Classiquement, on assimile la turbulence à un processus diffusif : c'est la diffusion turbulente ou K-diffusion.

Elle est basée sur la décomposition des grandeurs X en un terme moyenné temporellement $\overline{X}$ et un terme de perurbation X' : $X = \overline{X} + X'$. Les perturbations X' sont provoquées par des perturbations de vitesses verticales w' : ainsi, une particule ascendante apporte une perturbation $X' = X(z) - X(z-l) \simeq l\frac{\partial \overline{X}}{\partial z}$, avec l la longueur de mélange (le parcours moyen des particules lors de perturbations w'). En généralisant, le flux F_X de X s'écrit :

$$F_X = \overline{X'.w'} = -l\,|w'|\,\frac{\partial \overline{X}}{\partial z}$$

Dans une hypothèse de diffusion, par analogie avec la loi de Fourier,

$$F_X = -K_z \frac{\partial \overline{X}}{\partial z}$$

Donc par identification, $K_z = l\,|w'|$

Dans le cas où le scalaire considéré est le vent horizontal u, en considérant que l'atmosphère est neutre vis à vis de l'instabilité convective : $|w'| = |u'| = l\left|\frac{\partial \overline{u}}{\partial z}\right|$, on obtient que :

$$K_z = l^2 \left|\frac{\partial \overline{u}}{\partial z}\right|$$

En réalité, dans le modèle, K_z est multiplié par une fonction de stabilité qui dispense de l'hypothèse de stabilité convective.

Ainsi, avec cette approche, les flux mis en jeu ne s'échangent que de proche en proche et suivent le gradient local.

1.2 Limites de ce modèle dans le cas de couche limite convective

Ce modèle convient bien pour des CL non convectives. Mais il ne convient plus pour les CL convectives.

1.2.1 La couche limite convective

La convection apparait lorsque le chauffage de la surface est intense. Les particules d'air proches de la surface ont alors tendance à s'élever sous l'effet de leur flottabilité Υ :

$$\Upsilon = -g - \frac{1}{\rho_p}\frac{\partial P}{\partial z} = -g\frac{\rho_p - \rho_e}{\rho_p} = \rho\frac{\theta_p - \theta_e}{\theta_e}g$$

avec ρ, P, T, θ la masse volumique, pression, température et température potentielle virtuelle de la parcelle (indice p) et de l'environement (indice e).

La température potentielle virtuelle est une grandeur homogène à une température qui est conservée lors de transformations adiabatiques et telle que la formule de la flottabilité ci-dessus soit juste.

$$\theta = T.\left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{R}{c_p}}(1 + 0.61h)$$

où T est la température de la parcelle, p la pression, p_0 la pression au sol, R la constante des gaz parfaits, h l'humidité spécifique de l'air en $kg.kg^{-1}$. La température potentielle virtuelle permet de s'affranchir des effets de détente adiabatique. Ainsi, un profil d'air neutre est à θ constante, un profil où θ décroit (croit) avec l'altitude est instable (stable).

Les mouvements ascendants des parcelles d'air s'organisent alors en grands panaches ascendants, appelés thermiques.

La CL convective apparait donc typiquement les jours d'été par beau temps, d'où le choix de l'étude de la semaine du 20 au 28 mai, qui se termine par 3 jours de beau temps. La CL y était très convective le jour, avec des cumulus l'après-midi. Pour ces trois jours, nous disposons de données lidar en région parisienne (figure 1 à droite).

1.2.2 Limites du modèle de diffusion turbulente

Le modèle de diffusion turbulente présenté précédemment convient bien pour la couche de surface de la CL convective ou la couche limite nocturne, stable sur une surface froide jusqu'à 300m, mais ne convient pas lorsque la convection est importante, et notament ne permet pas de rendre compte de certaines observations comme :

- des vitesses ascendantes importantes de quelques m/s dans les thermiques (observées notamment en planeur),
- des échanges directs non locaux entre la surface et le sommet des la couche limite,
- un transport de chaleur vers le haut dans une atmosphère présentant pourtant un profil stable.

Une solution au dernier problème a été d'introduire un contre-gradient Γ : ainsi, le flux d'un scalaire X s'écrira $F_X = -K\left(\frac{\partial X}{\partial t} - \Gamma\right)$. Appliqué à la température potentielle, il permet d'avoir un transport de chaleur contre le gradient local. Mais cela ne résoud ni le problème des vitesses importantes observées, ni le problème d'échanges non locaux.

Une autre solution est de raisonner en flux de masse : c'est le cas du modèle des thermiques (Hourdin et Al.).

1.3 Modélisation de la convection par un modèle en flux de masse : le modèle des thermiques

Les thermiques sont des panaches ascendants alimentés par de l'air instable issu de la couche de surface et dans lesquelles les vitesses peuvent atteindre le m/s. Elles sont compensées par un mouvement descendant beaucoup plus lent.

Quand le chauffage du sol est intense, les particules d'air de la couche de surface sont entrainées jusqu'au sommet du thermique grâce à la force de flottabilité Υ décrite plus haut.

D'après le principe fondamental de la dynamique,

$$\frac{\theta_p - \theta_e}{\theta_e} g = \frac{dw}{dt} \simeq w\frac{\partial w}{\partial z}$$

si on considère que le régime est stationnaire et que l'atmosphère est homogène horizontalement. La particule d'air part du sol avec une vitesse nulle et atteint sa vitesse maximale w_{max} pour $z = z_i$, prise comme hauteur de la couche de mélange. L'integration de cette expression entre 0 et z_i donne donc :

$$\frac{w_{max}^2}{2} = CAPE = \int_0^{z_i} g\frac{\theta_p - \theta_e}{\theta_e} dz$$

La CAPE représente l'énergie potentielle disponible à la parcelle d'air pour convecter.

Lorsque des parcelles d'air dans une couche ont une flottabilité non nulle, elles s'unissent pour former un panache ascendant : le thermique. La flottabilité des parcelles d'air permet de calculer le flux entrant (entr) d'air dans le thermique, égal au flux ascendant auquel la parcelle seule aurait été soumise. Ce flux ascendant est proportionnel à w_{max}.

Le flux de masse ascendant dans le thermique (F) est alors calculé par le bilan de masse :

$$\frac{\partial F}{\partial z} = entr - detr$$

si on considère en plus des pertes latérales au sommet du thermique (detr) : en effet, sans détrainement, la conservation de la masse poserait un problème au sommet du thermique, où la vitesse s'annule.

1.4 Description de la couche limite lors de la période étudiée

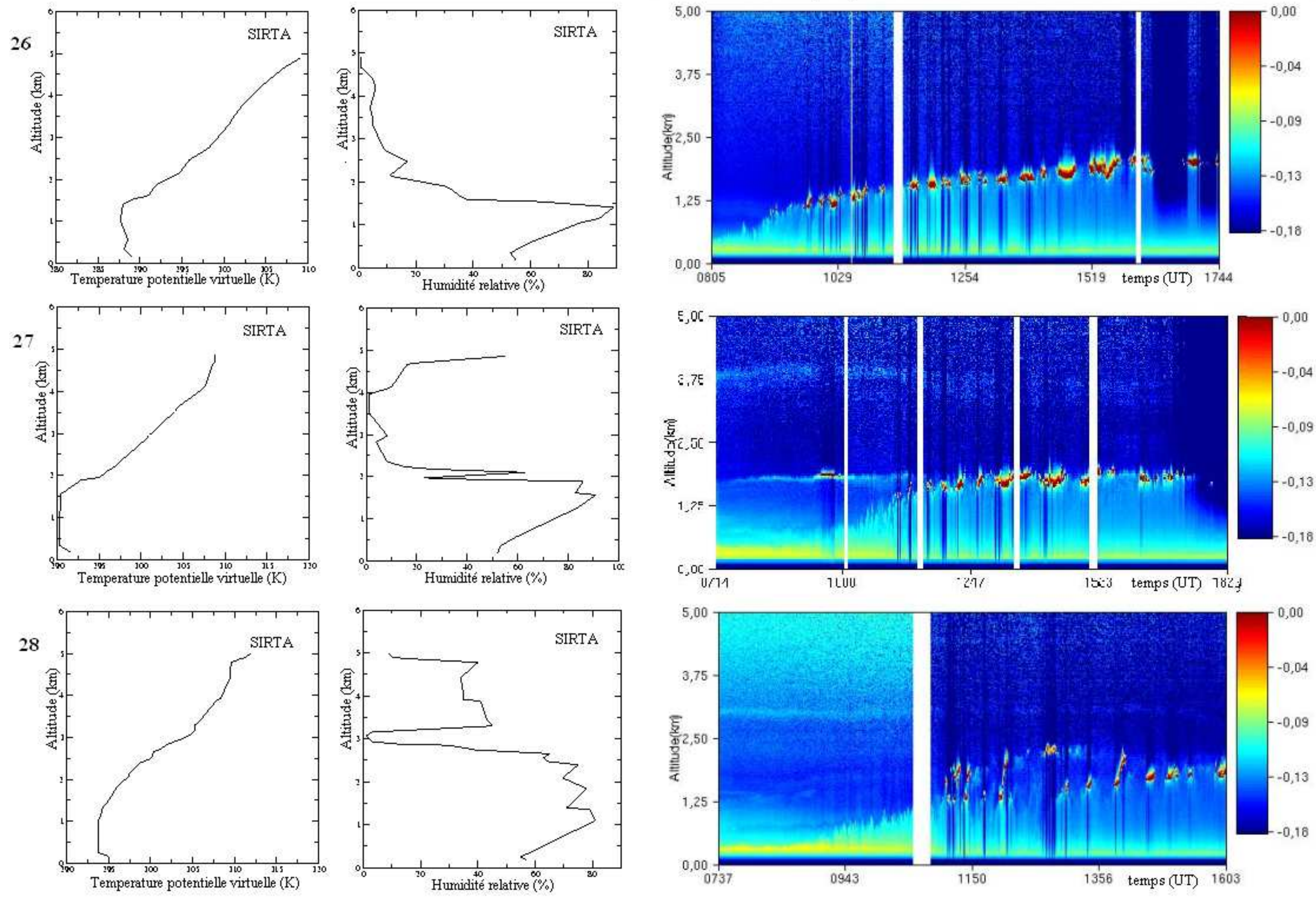


Figure 1 *La figure présente :*

- *à gauche : profils de température potentielle virtuelle, d'humidité spécifique et relative du 26, 27 et 28 mai 2003 mesurés à Trappes.*
- *à droite : données lidar du 26, 27 et 28 mai 2003. Le Lidar Nuages Aérosols (LNA) est un instrument de télédétection active par laser. Il permet de restituer les caractéristiques optiques et microphysiques des nuages et des particules d'aérosols présents dans la couche limite atmosphérique et dans la troposphère libre (de 0.1 km à 15 km). La longueur d'onde émise est de 532 nm.*

Les 6 premiers jours de la periode ne sont pas particulièrement convectifs. Ils sont cependant utiles pour que le modèle se mette en route à partir de ses conditions initiales et pour régler quelques paramètres ne dépendant pas du modèle de CL utilisé. En revanche, les 26, 27 et 28 mai présentent une CL particulièrement convective.

On observe sur les profils la structure d'une couche limite convective typique :

- à la base, une couche de surface instable le jour par chauffage du sol, mesurant environ 100m, et où la turbulence domine ;
- puis une couche de mélange, dominée par des mouvements organisés sous forme de panaches ascendants : les thermiques. La couche de mélange est caractérisée sur les profils par une relative homogénéité de la température potentielle virtuelle et de l'humidité spécifique (profils de la figure 1, à gauche). Au sommet de cette couche de mélange, on observe un pic d'humidité relative, l'eau étant bien brasée dans la CL et la température décroissant avec l'altitude. Parallèlement, les images lidar montrent des cumulus au sommet des panaches ;
- enfin, au sommet, une fine couche d'inversion, au niveau de laquelle la température potentielle augmente et l'humidité décroit brusquement. Cette couche d'inversion découple la CL du reste de la trposphère. De temps en temps, elle est traversée par le sommet de panaches ascendants qui "overshoot" au-delà de la couche de mélange (images lidar de la figure 1, à droite).

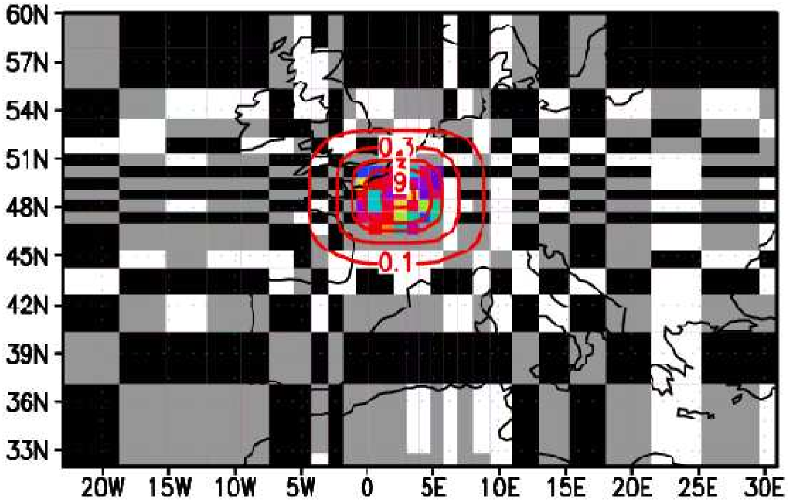
Les images lidar montrent de plus la couche résiduelle de la veille le matin du 27. Le 28 est un cas un peu particulier où le sommet de la CL se dédouble.

2 Configuration du modèle utilisée

Les simulations utilisées sont tri-dimensionnelles. Afin de tester la paramétrisation de la CL à l'échelle régionale, les simulations sont "zoomées" sur la zone autour du SIRTA, où nous avons les données. De plus, les simulations sont guidés à l'extérieur du zoom par des données analysées : les données NCEP : le but est de contraindre la dynamique du modèle pour tester la physique en comparant avec des situations réelles.

2.1 Le "zoom"

LMDZ est bâti sur un maillage du globe sur lequel les équations sont discrétisées par différences finies. Classiquement, les mailles mesurent de 200 à 400 km de côté, mais LMDZ offre la possibilité de "zoomer" sur une zone donnée pour atteindre une résolution horizontale de quelques dizaines de km. Ici, dans nos simulation, le "zoom" est centré sur Palaiseau et les mailles sont de l'ordre de 100 km de côté sur la région parisienne. Le zoom est illustré dans la figure ci-dessous.



Maillage sur l'Europe

Cette figure repésente la taille des mailles sur l'Europe ainsi que les lignes isovaleurs de la constante de guidage (en jours).

2.2 Le guidage

Le guidage consiste en un rappel des variables (X) vers les données NCEP (X_{donnes}) avec une constante de temps τ :

$$\frac{dX}{dt} = F(X, ...) + \frac{X_{donnes} - X}{\tau}$$

F(X...) étant la loi que suivrait l'évolution de X sans le guidage.

τ est de 10 jours à l'intérieur du zoom, et diminue régulièrement selon la taille des mailles pour atteindre une demi-heure à l'extérieur (figure précédente). Cela permet un guidage progressif. Les variables guidées sont le vent, l'humidité spécifique et la température.

2.3 La résolution verticale

Dans les simulations, deux résolutions verticales ont été utilisées :
- avec 19 couches, le sommet de la première se trouvant à 70m
- haute résolution : avec 40 couches, le sommet de la première se trouvant à 35m

2.4 Les paramètres physiques de la simulation standard

Dans la simulation standard, on utilise les paramétrisations physiques classiques du LMD. Le pas de temps est d'une minute pour la dynamique, de 48 minutes pour les appels de la physique et de 2 heures pour l'appel de la procédure de calcul du rayonnement. Augmenter les deux premiers pas de temps n'est pas très utile. En revanche, augmenter par deux la fréquence d'appel de la routine du rayonnement améliore significativement les courbes des flux dans le visible et dans l'infrarouge, mais l'exécution des simulations est beaucoup plus lente.

Les paramètres de la surface, comme l'albédo ou le relief, sont donnés par des cartes.

3 Outils de comparaison des données disponibles aux résultats du modèle

3.1 Nécessité de la mise au point d'outils de comparaison

A la fin des simulations, des scripts permettent d'extraire et de tracer :

- les profils verticaux à midi et minuit de l'humidité spécifique h et relative, ainsi que de la température potentielle virtuelle θ_v , directement comparables aux radiosondages de Trappes ;
- les évolutions au cours du temps de la température au sol (tsol), la température au sommet de la première couche à 35 ou 70m (temp), l'humidité relative, le flux d'energie solaire dans le visible au sol (sols) et le flux théorique s'il n'y avait pas de nuages (sols0), le bilan d'energie infrarouge de la surface (soll), le forcage radiatif des nuages (sols0-sols), et la fraction nuageuse (cldt). ces évolutions doivent être comparées à celles des observations au sol du SIRTA : température et humidité à 17m, flux solaire visible SW_{sirta}et flux infrarouge.

Deux problèmes se posent donc pour la comparaison des résultats aux données :

- Quelque soit la résolution verticale utilisée dans les simulations , la première couche est plus haute que 17 m. C'est problématique dans le cas de la température, qui varie beaucoup dans la couche de surface, d'où la nécessité d'une interpolation de la température. En revanche, l'humidité varie très peu dans les 100 premiers mètres.
- Les flux radiatifs ne sont pas immédiatement interprétables du point de vue de la couverture nuageuse. La fraction nuageuse, en revanche, est un diagnostic intérressant. Elle n'est pas directement disponible, mais on peut l'estimer par l'intermédiaire des données de flux solaire dans le visible.

3.2 Interpolation de la température

Pour interpoler la température, on utilise des propriétés de la couche de surface, en faisant l'hypothèse que la turbulence y domine. La diffusion turbulente implique que

$$\overline{w'\theta'} = -l\,|w'|\,\frac{\partial\overline{\theta}}{\partial z}$$

En supposant que près de la surface, la longueur de mélange croit linéairement avec l'altitude,

$$\overline{w'\theta'} = -l\,|w'|\,\frac{\partial\overline{\theta}}{\partial z} = K.z.u_*\frac{\partial\overline{\theta}}{\partial z}$$

où u_* est la vitesse de friction définie par $u_*^2 = -\overline{u'w'} \simeq l^2\left(\frac{\partial\overline{u}}{\partial z}\right)^2$, et K est la constante de Van Karman, égale environ à 0.4.

Sous des hypothèses de quasi-stationarité, les flux turbulents varient peu selon la verticale, et

$$\left(\overline{w'\theta'}\right)_0 = \overline{w'\theta'} = K.z.u_*\frac{\partial\overline{\theta}}{\partial z}$$

avec $\left(\overline{w'\theta'}\right)_0$le flux turbulent de chaleur à la surface.

Par integration, on obtient alors que

$$\theta(z) - \theta(z_0) = \frac{\left(\overline{w'\theta'}\right)_0}{K.u_*} ln\left(\frac{z}{z_0}\right)$$

Afin de ne pas avoir de problèmes de singularité en $\theta(z=0)$, on considère qu'il existe une altitude $z_0 > 0$ telle que $\theta(z_0)$ soit déja égal à la température du sol θ_s : c'est la hauteur de rugosité.

Le modèle nous donne directement en sortie θ_s , z_0 et $\overline{w'\theta'}$; u_*peut être calculé facilement car il est égal à le tension de vent, donnée par le GCM. J'ai donc fait un script qui peut calculer $\theta(z)$ pour tout z typiquement inferieur à 100m, c'est-à-dire correspondant à la couche de surface.

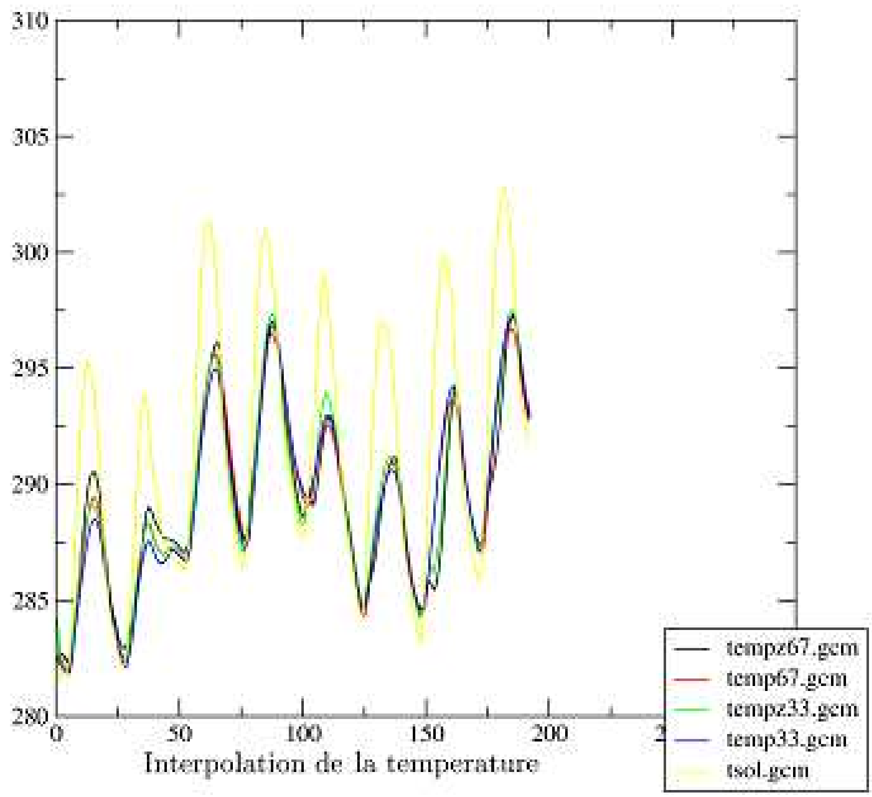


Figure 2 *Cette figure compare la température au sol (jaune), la température donnée par le GCM à 33 (vert) et 67m (noir), et les températures calculées par mon programme d'interpolation à 33 (bleu) et 67 m (vert).*

Bien que les températures à 33 et 67m soient restituées à partir de la connaissance seule de θ_S et $\left(\overline{w'\theta'}\right)_0$, elles sont très proches des valeurs simulées. Les calculs pourraient être encore affinés en introduisant une fonction de stabilité, qui tient compte des cas d'instabilité convective.

3.3 Calcul de la fraction nuageuse à partir des données SIRTA du flux radiatif dans le visible

Deux méthodes peuvent être utilisées pour calculer la fraction nuageuse à partir des données SIRTA. Notons SW le flux radiatif dans le visible. SW_{SIRTA}est l'évolution de SW mesurée toute les 10s au SIRTA, et sols0 est l'évolution du SW théorique par ciel clair, calculé toutes le 1 ou 2 heures par le GCM.

3.3.1 Calcul à partir des données brutes

Lorque l'on trace SW_{SIRTA}et sols0, on se rend compte que SW_{SIRTA} oscille autour de sols0 (figure 3.0) : si $SW_{SIRTA} < sols0$, cela signifie que le soleil a été écranté par un nuage. En revanche, si $SW_{SIRTA} > sols0$, l'appareil de mesure reçoit non seulement les rayons du soleil directement, mais aussi la lumière diffusée par des nuages environnants. Si le ciel est parfaitement clair, on devrait trouver $SW_{SIRTA} = sols0$.

La fraction nuageuse pour une heure donnée peut-être assimilée à la fréquence à laquelle l'appareil est écranté par un nuage durant cette heure, c'est à dire la fréquence à laquelle $SW_{SIRTA} < sols0$. Cela est vrai dans la mesure où suffisemment de nuages défilent pendant une heure. Vérifions le en raisonnant sur des ordres de grandeur et en 1D : Si N est le nombre de nuages passés dans le champs de vision de l'appareil, L la longueur entre les centres de deux nuages consécutifs, l la longueur d'un nuage ($l \sim 2km$), f la fraction nuageuse ($f \sim \frac{1}{3}$), u le vent moyen au sommet de la couche limite ($u \sim 10m.s^{-1}$) et T la periode de temps considérée ($T = 1h$), sachant que

$$N.L = N.\frac{l}{f} = u.T$$

on obtient $N \sim 6$.

En pratique, j'ai fait un programme fortran capable de calculer la fraction nuageuse selon cette méthode. J'ai dû à cette occasion corriger un déphasage entre les courbes de SW_{SIRTA}et sosl0. Il a fallu également ajouter à la condition de nuage un seuil lié aux imprécisions de mesures, et lisser la courbe obtenue. Le résultat est montré figure 3.d.

3.3.2 Calcul à partir des données moyennées sur une heure

En moyenne, sur une heure, "sols" est la somme des flux arrivant directement du soleil, passant à travers les nuages, et diffusé par les nuages.

$$sols = (1 - f).sols0 + f.(1 - A).sols0$$

avec A l'albédo des nuages.

Donc on obtient que :

$$f = \left(1 - \frac{sols}{sols0}\right).\frac{1}{A}$$

où $\frac{1}{A}$est un coefficient qui ne modifie pas l'allure des courbes. Dans mon programme, $\frac{1}{A} = 0.5$. La nuit, f ne peut pas être obtenu de cette façon, car $sols0 = 0$.

J'ai testée cette méthode avec le calcul de la fraction nuageuse du GCM, que l'on peut comparer à la fraction nuageuse en sortie du GCM (figure 3.a).

Dans la figure e sont représentés les résultats obtenus par cette deuxième méthode. Les résultats obtenus sont similaires selon les deux méthodes.

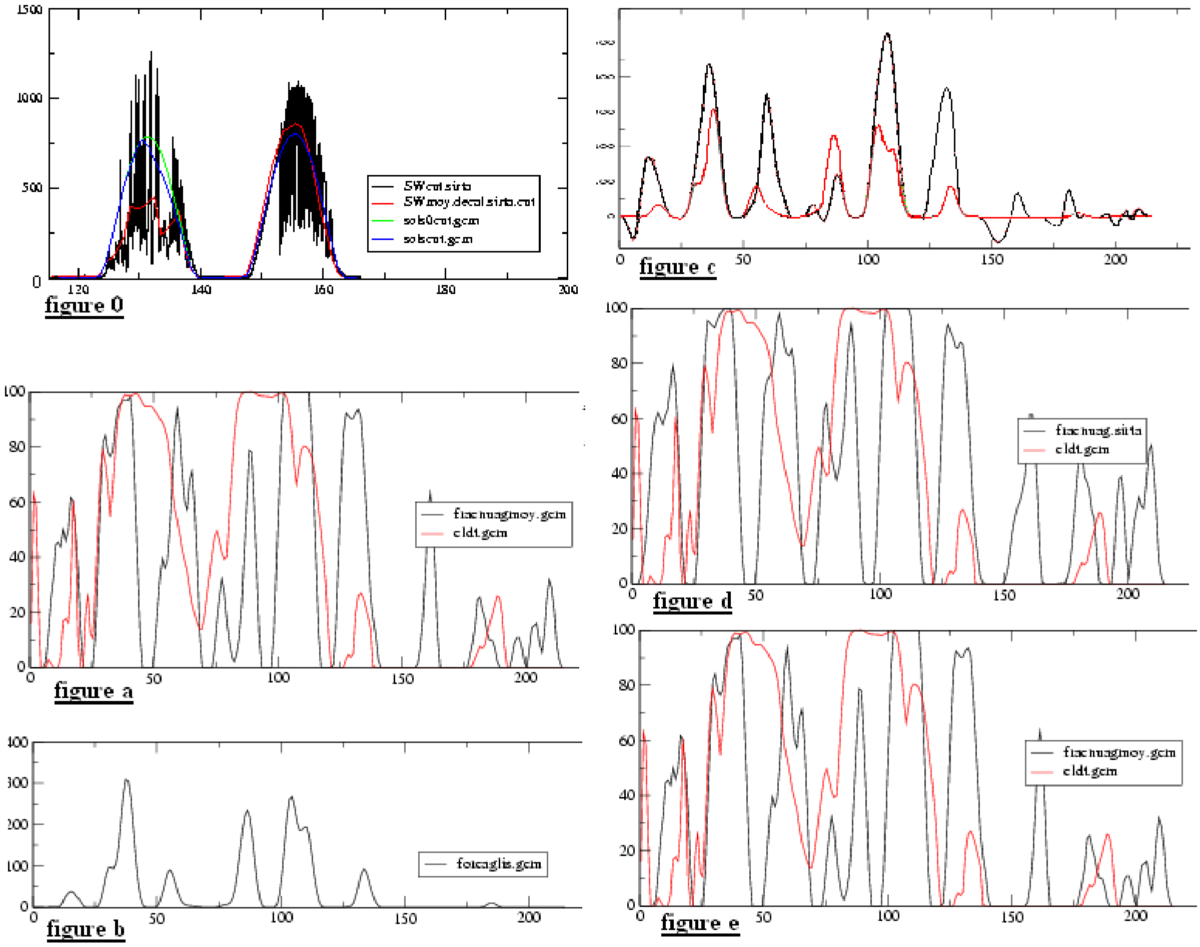


Figure 3 *La figure 3.0 montre le rayonnement solaire visible mesuré au SIRTA (noir), sa moyenne par heures (rouge), le rayonnement solaire visble calculé par le GCM (bleu) et sa valeur théorique par ciel clair (vert). La figure 3.a présente la fraction nuageuse trouvée par le GCM (rouge) et celle reconstituée par la deuxième méthode (noir) à partir des données du forcage du GCM montrées figure 3.b. Les figures 3.d et 3.e montrent respectivement la fraction nuageuse calculée par la première et deuxième méthode (noir) comparativement aux résultats du GCM (rouge). La figure 3.c montre le forcage radiatif des nuages trouvé par le GCM (rouge) et mesuré au SIRTA (noir).*

4 Premières simulations sans le modèle des thermiques : réglage du modèle de sol

4.1 résultats obtenus et problèmes posés par la simulation standard

Les résultats de la simulation standard 11b effectuée avec la version satndard de LMDZ sont représentés sur la figure 4 et 5 en rouge : les évolutions des différentes variables au cours du temps sur la période du 20 au 28 mai (figure 4), ainsi que les profils du 26, 27 et 28 mai à midi, choisis car c'étaient des jours de beau temps, très convectif, présentant des profils typiques (figure 5).

Les résultats de la simulation standard mettent en évidence trois problèmes :

- la température est trop élevée et l'humidité relative au sol trop faible. De plus, le bilan energétique de la surface dans l'infrarouge est surestimé en norme. Cela montre que l'évaporation au sol est insuffisante : en effet, si l'évaporation était plus importante, une partie de l'energie thermique serait dépensée pour l'évaporation d'où une température plus basse. Par ailleurs, l'air serait plus humide et l'effet de serre lié à la vapeur d'eau serait plus grand, d'où une rétention d'energie infrarouge à la surface. Il s'agit donc de régler l'humidité du sol et l'évaporation ;
- le modèle sous-estime l'amplitude des variations diurnes, d'autant plus que les données du SIRTA sont mesurées à 17m sur un toit : les variations diurnes ont donc tendance à y être déjà sous-estimées ;
- des profils de température et d'humidité trop "mous" : le modèle de diffusion locale n'arrive pas à reproduire les brusques variations au niveau du sommet de la couche limite : il est trop diffusif. Cela s'améliorera lorsque l'on utilisera le modèle du thermique.

4.2 l'humidité du sol

4.2.1 Le modèle utilisé

Le modèle utilisé pour l'humidité du sol est un modèle dit en “seau d'eau” : le seau se remplit et se vide par précipitations (P) et évaporation (E), avec une capacité maximale $q_{sol_{max}}$ de 150mm. Soit q_{sol} l'eau contenue dans le sol :

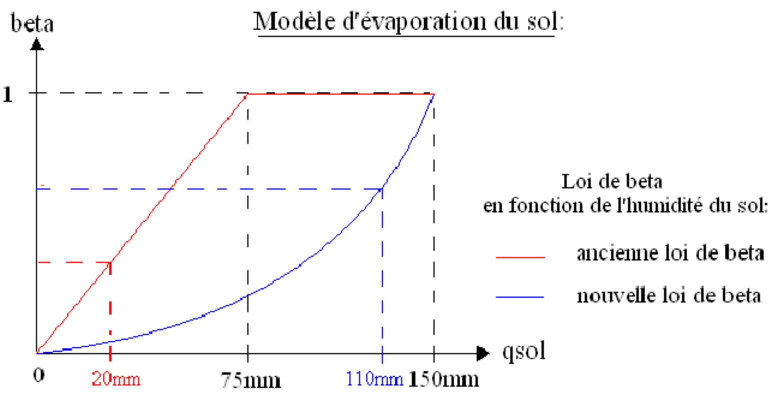
$$\frac{\partial q_{sol}}{\partial t} = P - E$$

L'évaporation suit la loi suivante :

$$E = 0.35.\beta.u_{*}.\left(q_s - q_{sat}\left(T_s\right)\right)$$

avec $q_{sat}\left(T_s\right)$ l'humidité relative saturante à la température du sol, u_* la vitesse de friction, q_s l'humidité relative de l'air juste au dessus de la surface du sol et β une fonction croissante de q_{sol}. Actuellement, dans le modèle, on a

$$\beta = 2.\frac{q_{sol}}{q_{sol_{max}}} \quad \textit{pour } q \leq \frac{q_{sol_{max}}}{2} \qquad \textit{et} \qquad \beta = 1 \quad \textit{pour } q \geq \frac{q_{sol_{max}}}{2}$$



La figure compare l'ancienne et la nouvelle loi de beta en fonction de l'humidité du sol.

Figure 4.0.

Dans la simulation standard, la valeur initiale de q_{sol} est nulle, et il pleut peu pendant la période de temps considérée, d'où un sol trop sec qui évapore trop peu.

4.2.2 Tests

Dans la simulation 7, nous avons choisi $q_{sol} = 20$ comme valeur initiale. La simulation est alors beaucoup plus proche des données les deux premiers jours, mais très vite, le réservoir se vide.

Si on force $q_{sol} = 20 \, \forall t$, les resultats sont meilleurs (simulation 9b en vert, figure 4).

$\beta \, (q_{sol} = 20) = 0.27$ semble donc être la bonne valeur pour l'évaporation, et ne semble varier que très peut au cours de 8 jours de simulation. Pourtant, lorsque l'on calcule à partir de la simulation forcée la variation d'eau dans le réservoir au cours de ces 8 jours : $\triangle q_{sol} = \int_i^f (percip - evap) dt$, on trouve $\triangle q_{sol} \simeq 30$. La pente $\frac{d\beta}{dq_{sol}}$ doit donc être beaucoup plus faible que dans la loi actuelle. Pour satisfaire à cette condition, on peut prendre par exemple une loi de β de la forme :

$$\beta = \left(\frac{q_{sol}}{q_{sol_{max}}} \right)^{\alpha}$$

Nous avons ici fait un test avec $\alpha = 2$ (figure 4.0).

Pour conserver la bonne évaporation, il faut alors choisir $q_{sol} = 77.5$.

Pour des résultats encore plus proches des données, on fixe $q_{sol}(0) = 110$.

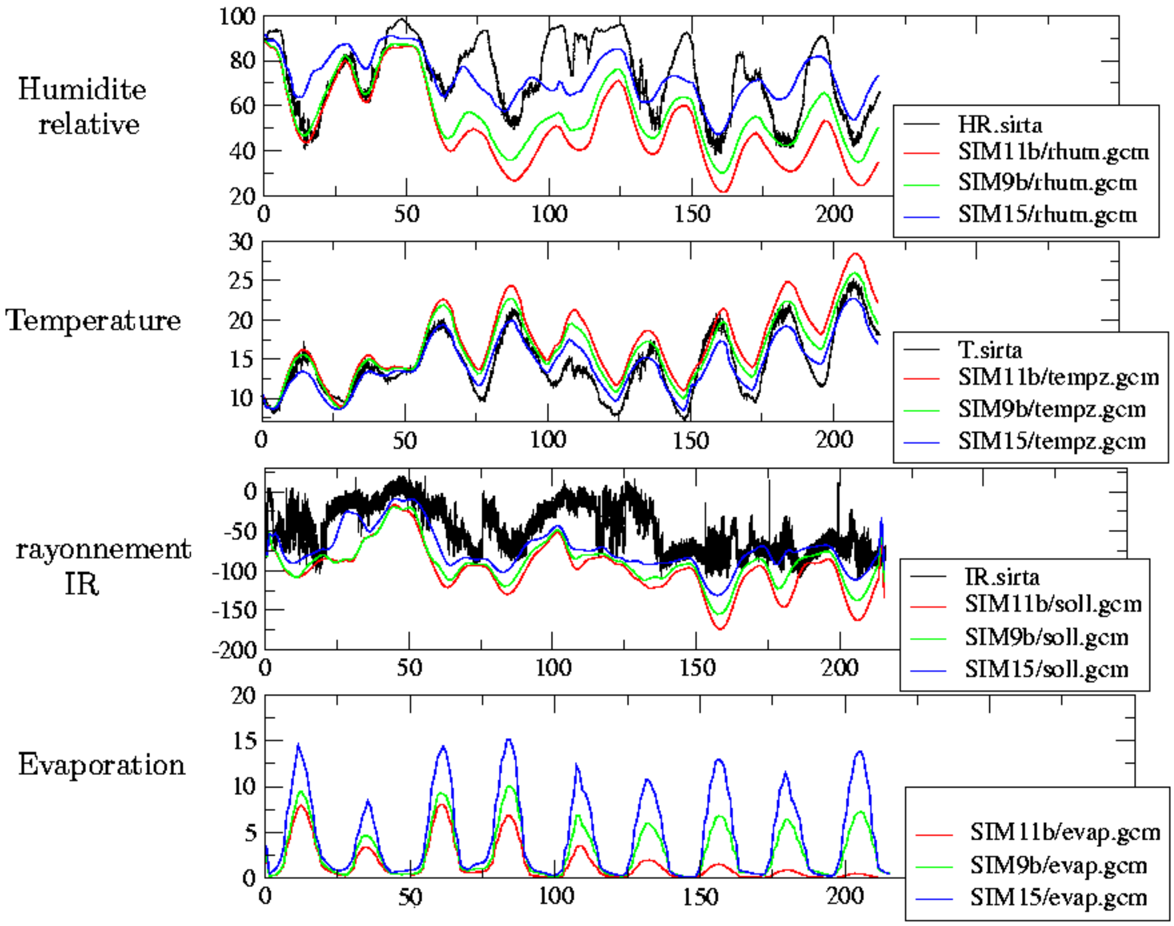


Figure 4 *Cette figure montre l'évolution en fonction du temps de l'humidité relative, température, rayonnement infrarouge et de l'évaporation, entre le 20 et le 28 mai. L'échelle de temps utilisée est l'heure, l'origine correspondant au 20 mai 2003 à 00h. En noir sont représentées les données du SIRTA, en rouge les résultats obtenus par la simulation standard 11b (40 couches sans thermiques, ancienne loi de β , $q_{sol}(0) = 0$), en vert les résultats de la simulation 9b (40 couches sans thermiques, $q_{sol} = 20$ tout le long de la simulation, ancienne loi de β , $q_{sol}(0) = 0$) et en bleu les résultats de la simulation 15 (40 couches sans thermiques, nouvelle loi de β, $q_{sol}(0) = 110$).*

La simulation 15 (figure 4, en bleu) montre une évolution de la température significativement plus proche des données. En revanche, pour l'évolution de l'humidité relative, si la valeur moyenne est conservée, les oscillations diurnes restent fortement sous-estimées. L'évaporation est beaucoup plus importante.

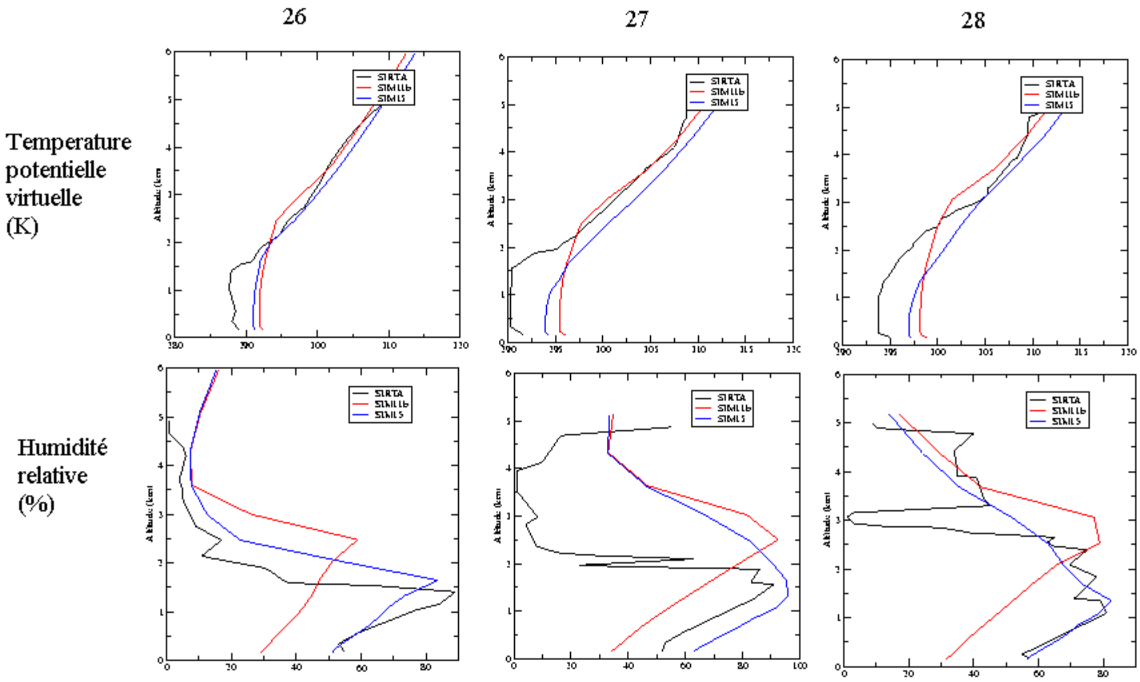


Figure 5 *Cette figure montre les profils du 26, 27 et 28 mai à midi de température potentielle virtuelle et humidité relative pour la simulation 11b (rouge) et 15 (bleu). La modification du modèle d'évaporation du sol permet une amélioration des profils.*

4.3 l'inertie thermique du sol

Pour corriger la sous-estimation des variations diurnes, on peut tenter de corriger l'inertie thermique I du sol définie par $I = \sqrt{\lambda c}$ avec λ le coefficient de diffusion du sol de la loi de Fourier, c la capacité thermique du sol. L'amplitude thermique du sol dans le cas d'un forcage thermique sinusoidal d'amplitude F_0 et de pulsation ω est donnée par :

$$\Delta T_0 = \frac{F_0}{I\sqrt{\omega}}$$

Dans la simulation standard, $I = 2000$. Dans la simulation 6, on fixe $I = 1000$. Pourtant, cela a très peu d'effet sur les évolutions de température. Il semble que les variations diurnes soient en fait très peu sensibles à l'inertie du sol, mais sensibles à la paramétrisation des échanges dans la couche limite : l'introduction des thermiques améliore considérablement le cycle diurne.

5 Introduction des thermiques dans le modèle

5.1 Résultats des simulations avec thermiques

Auparavant, le schéma des thermiques était couplé au schéma de convection profonde de Kerry Emanuel. Pour les simulations avec thermiques, on débranche le schéma de Kerry Emmanuel, pour ne garder que le schéma de CL.

Voici les résultats obtenus par la simulation avec thermiques :

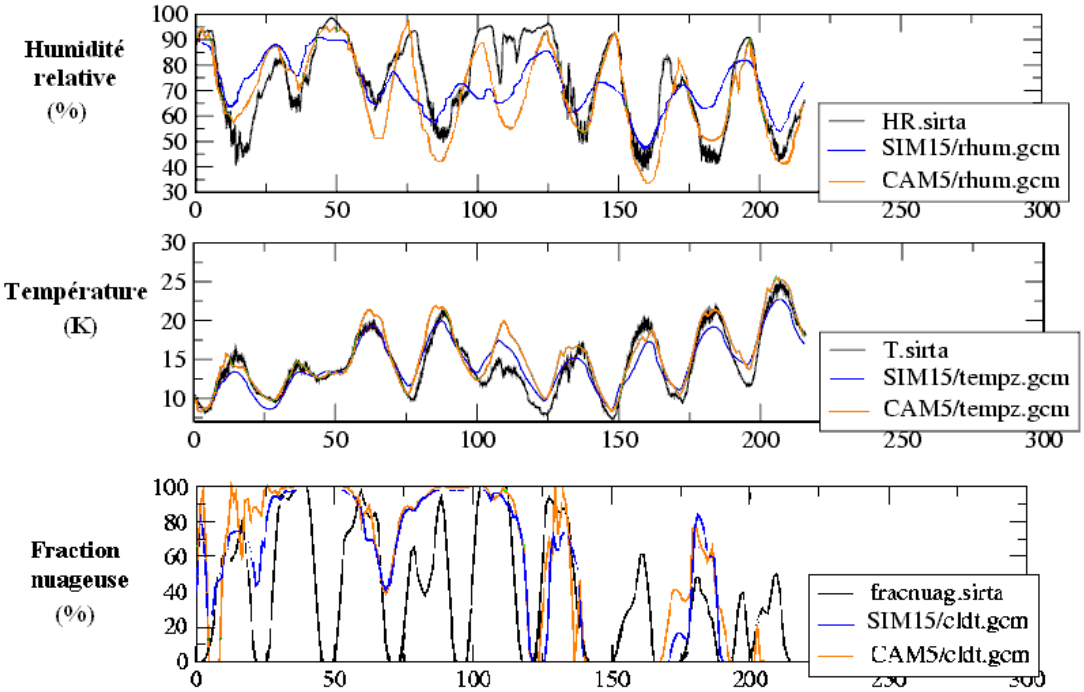


Figure 6 *Résultats obtenus pour l'humidité relative, la température, la fraction nuageuse et le forcage radiatif par*

- *la simulation 15 (40 couches sans thermiques, nouvelle loi de β, $q_{sol}(0) = 110$) en bleu*
- *la simulation CAM5 (40 couches avec thermiques, nouvelle loi de β, $q_{sol}(0) = 60$, non guidée en température ni humidité) en orange.*

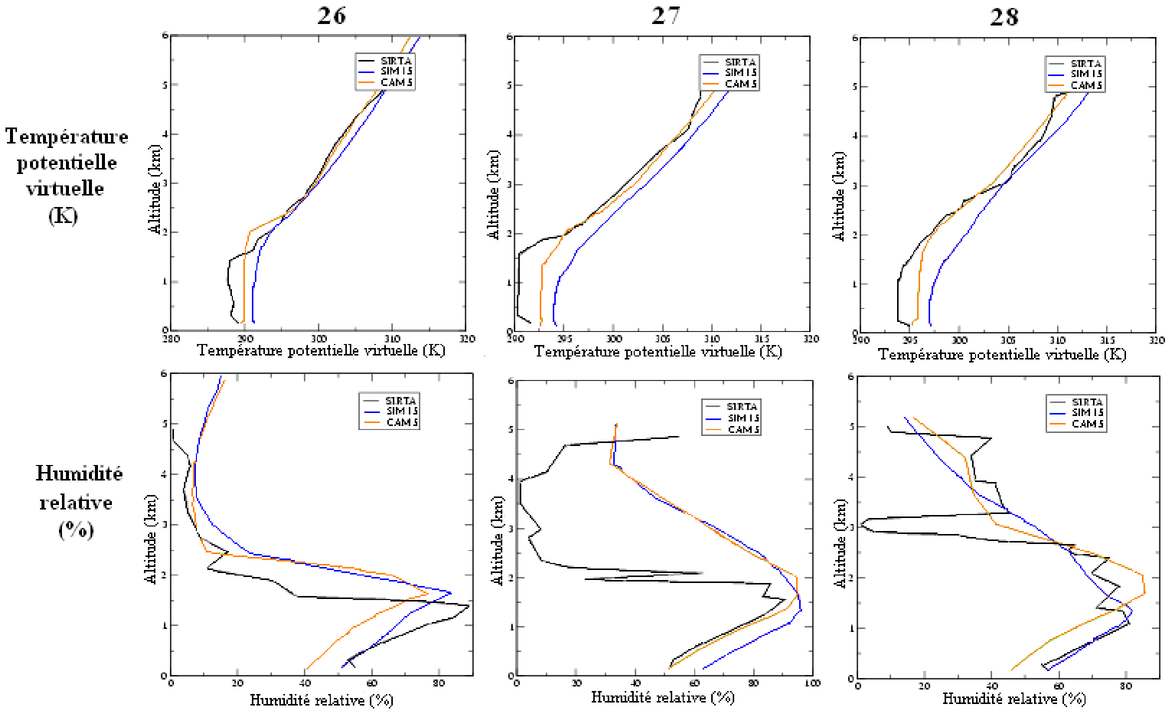


Figure 7 *profils de température potentielle virtuelle et d'humidité relatives avec le même code de couleurs que dans la figure 6.*

5.2 Analyse des résultats

L'introduction des thermiques a pour effet :

- de renforcer le cycle diurne en température et en humidité : en effet, le jour, l'air est plus brassé, donc apparait plus sec au sol par rapport à la nuit, ou les thermiques s'éteignent (figure 6) ;
- de donner des température au sol trop basses et des humidités trop hautes si l'on conserve le réglage de l'humidité du sol qui parraissait optimal sans les thermiques.
- d'améliorer les profils, qui deviennent beaucoup moins "mous". Le sommet de la couche limite devient aussi bien marqué que dans les observations, mais il est parfois trop haut (figure 7) ;

Le modèle du thermique améliore donc à la fois les évolutions et les profils de température et d'humidité. En revanche, le modèle reste incapable de simuler les cumulus du 26 et 28 mai, jours où la CL était très convective.

6 couplage du modèle des thermiques au schéma de nuages

6.1 Les nuages de sommet de couche limite

En montant, les parcelles d'air instable issues de la couche de surface (donc assez humide) se détendent adiabatiquement. L'air se refroidit donc et se rapproche du point de condensation : il se forme alors au sommet du thermique un nuage : ce sont les cumulus "de beau temps". Sur les données lidar, on les détecte par les traces rouge sombre au sommet des grands panaches (figure 1, à droite).

Les premières simulations sans les thermiques ignorent totalement ces nuages : au cours des jours de beau temps (26 et 28 mai), sols et sols0 sont superposés et la fraction nuageuse est nulle. Les simulations avec thermiques permettent une amélioration des profils, mais ne prennent pas en compte les changements de phase éventuels.

6.2 Le schéma de nuages préexistant

Le schéma de nuages utilisé est un modèle statistique (S. Bony et K.A Emmanuel). Il est basé sur une loi de probabilité de distribution sous maille de l'humidité P(q), q étant l'humidité spécifique. Cette loi est centrée sur $\overline{q}$, la valeur moyenne de l'humidité dans la maille, et possède un écart type σ. Comme toute loi de probabilité continue, $\int_0^1 P(q).dq = 1$. De cette loi, on peut déduire la fraction nuageuse f, l'eau totale condensée dans la maille q_c et l'eau totale condensée dans les nuages $q_c^{in\ cloud}$:

$$f = \int_{q_{sat}}^{\infty} P(q).dq,\ q_c = \int_{q_{sat}}^{\infty} (q - q_{sat})\,P(q).dq\ et\ q_c^{in\ cloud} = \frac{q_c}{f}$$

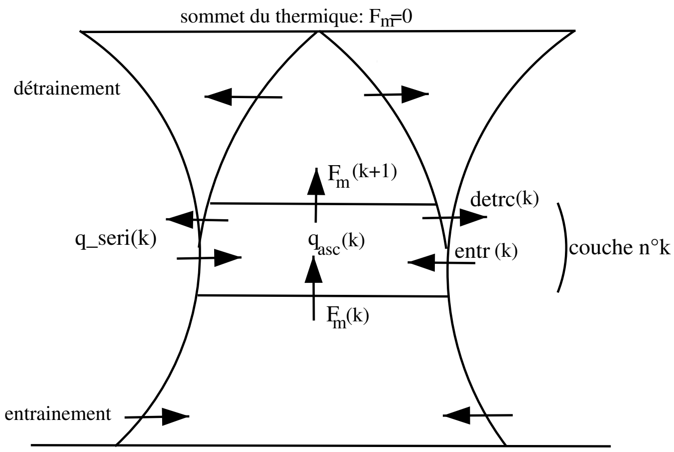
avec q_{sat}l'humidité à saturation.

La procédure chargée de ce schéma de nuage calcule la variable $ratqs = \frac{\sigma}{q_c}$. Générallement, ratqs est calculéen fonction des conditions thermodynamiques moyennes de la maille. On ne tient alors pas compte de l'eau contenue dans les panaches. Pour le couplage thermiques-nuages, j'ai rajouté l'évaluation de l'eau condensée dans le thermique, qui est prise ensuite en compte dans ratqs.

6.3 Aspects numériques du couplage

Pour le couplage, je calcule l'humidité dans l'ascendance (q_{asc}) et l'eau liquide (q_c).

On considère ici que le thermique se constitue par entrainement latéral et que le détrainement n'implique pas de mélange avec l'exterieur mais seulement un affinage du panache : le detrainement ne change donc pas l'humidité dans l'ascendance.



Flux de masse dans le thermique et introduction des notations utilisées

La figure ci-dessus schématise un thermique et introduit les notations utilisées.

On note entr(k), le flux entrant latéralement au niveau k, fm(k) le flux montant à la base de la couche k calculé par le modèle des thermiques et fmc(k) le flux entrant à la base de la couche k si on considère le flux conservatif (on néglige le détrainement), et q_{seri} l'humidité de l'air exterieur au thermique. Le bilan d'humidité dans la couche k, $k \geq 2$ donne, tant que le thermique existe :

$$fmc(k).q_{asc}(k-1) + entr(k).q_{seri}(k) = fmc(k+1).q_{asc}(k)$$

avec

$$fmc(k) + entr(k) = fmc(k+1)$$

Pour la couche 1, $fmc(1) = 0$ et $q_{asc}(1) = q_{seri}(1)$

Lorsque $fm = 0$, le thermique s'achève, et on pose désormais $q_{asc}(k) = q_{seri}(k)$.

Le contenu en eau liquide de l'ascendance q_c se calcule par $q_c = q_{asc} - q_{sat}$tant que $q_{asc} \geq q_{sat}$et $q_{asc} = 0$ sinon. Les résultats des calculs sont montrés figure 8.